

## К 60-ЛЕТИЮ ОБЪЕДИНЁННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ (ОИЯИ)

## Физика нейтрино и ОИЯИ

В.А. Бедняков, Д.В. Наумов, О.Ю. Смирнов

*Дан краткий обзор состояния современной нейтринной физики. Обсуждаются основные свойства нейтрино и наиболее актуальные нерешённые задачи в этой стремительно развивающейся области исследований. В связи с юбилеем Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ) отмечен его вклад в развитие нейтринной физики, особое внимание обращено на перспективы нейтринной программы ОИЯИ.*

**Ключевые слова:** нейтрино, нейтринные осцилляции, масса нейтрино, иерархия масс, нарушение CP-инвариантности, нейтрино Майораны, реакторные антинейтрино, солнечные нейтрино, атмосферные нейтрино, ускорительные нейтрино, геонейтрино, астрофизические нейтрино, реликтовые нейтрино

PACS numbers: 13.15.+g, 14.60.Lm, 14.60.Pq, 14.60.St, 26.65.+t

DOI: 10.3367/UFNr.0186.201603b.0233

## Содержание

1. **Что мы знаем о нейтрино (233).**
    - 1.1. История нейтрино. 1.2. Стандартная модель: принципы теории и смешивание фермионов. 1.3. Осцилляции нейтрино в вакууме и веществе. 1.4. Число поколений нейтрино. 1.5. Масса нейтрино. 1.6. Электромагнитные свойства нейтрино.
  2. **Что мы хотим узнать о нейтрино (241).**
    - 2.1. Прямые измерения массы нейтрино. 2.2. Иерархия масс и нарушение CP-инвариантности. 2.3. Безнейтринный двойной бета-распад. 2.4. Стерильные нейтрино. 2.5. Проблема солнечной металличности и CNO-цикл. 2.6. Астрофизические нейтрино и нейтринные телескопы. 2.7. Нейтринная геофизика.
  3. **Нейтринная программа ОИЯИ (251).**
  4. **Заключение (260).**
- Список литературы (261).

## 1. Что мы знаем о нейтрино

Физика нейтрино прошла яркий путь от гениальной теоретической догадки, через трудности экспериментального открытия и всевозможные "проблемы" и "загадки", до систематического изучения свойств нейтрино и использования этих частиц в виде уникального инструмента исследования как в физике элементарных частиц, астрофизике, космологии, геофизике, нейтринной астрономии, так и в прикладных областях физики. Нейтрино по праву занимают одно из центральных мест в современной науке. Эти частицы, нарушающие пространственную чётность в слабых взаимодействиях,

подсказали правильную группу калибровочной симметрии Стандартной модели (СМ), и сегодня именно с нейтрино связаны основные надежды обнаружить "новую физику" за пределами СМ.

На настоящий момент накоплено огромное количество экспериментальных данных по регистрации нейтрино от разных источников. В данной статье мы решили сосредоточиться на том, что уже удалось узнать о нейтрино, и на том, что ещё предстоит выяснить об этой частице и каким образом. Детальное описание экспериментов можно найти, например, в цикле обзоров, опубликованных в 2014 г. в *УФН* к 100-летию Б.М. Понтекорво [1–7], результаты исследований осцилляций нейтрино с помощью ускорительных экспериментов с длинной базой — в обзоре [8], обсуждение нерешённых вопросов в физике частиц — в обзоре [9].

## 1.1. История нейтрино

В 1896 г. А. Беккерель открыл радиоактивность, исследуя фосфоресценцию в солях урана. Два года спустя Пьер и Мария Кюри обнаружили два других радиоактивных ядра, названных позднее полонием и радием. В 1903 г. все трое получили Нобелевскую премию за открытие радиоактивности. К этому времени в работах Э. Резерфорда и Ф. Содди была сформулирована теория атомных распадов, что положило конец античной идее о неделимости атомов, и были даны названия  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -радиоактивности трём видам распадов, различающихся электрическим зарядом и проникающей способностью сопровождающего эти распады излучения. Сегодня известно, что  $\alpha$ -,  $\beta$ - и  $\gamma$ -лучи — это ядра гелия, электроны и фотоны соответственно. Возникают эти частицы в результате спонтанного деления ядер в сильных, слабых и электромагнитных распадах.

Согласно квантовой механике энергия этих частиц должна соответствовать разнице энергий уровней начального и конечного ядер. Действительно,  $\alpha$ - и  $\gamma$ -радиоактивности с дискретными спектрами энергий вылетающих частиц прекрасно укладывались в такую парадигму,

В.А. Бедняков, Д.В. Наумов, О.Ю. Смирнов.  
Объединённый институт ядерных исследований,  
ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл.,  
Российская Федерация  
E-mail: vadim.bednyakov@jinr.ru, dmitryvnaumov@gmail.com,  
osmirnov@jinr.ru

Статья поступила 27 июля 2015 г.,  
после доработки 27 сентября 2015 г.

в то время как непрерывный спектр вылетающих  $\beta$ -частиц очевидным образом нарушал ожидаемую дискретность спектра. Это явление, открытое Дж. Чедвиком в 1913 г., сильно смущало физиков того времени, поскольку, как тогда казалось, оно свидетельствовало о нарушении закона сохранения энергии. Нильс Бор был готов отказаться от закона сохранения энергии на микроскопическом уровне, сохранив энергию только в среднем. Н. Бор придерживался своего мнения вплоть до 1936 г.

Другой проблемой начала XX в., на первый взгляд никак не связанной с нарушением закона сохранения энергии, была "неправильная" статистика ядер  $^{14}_7\text{N}$  и  $^9_3\text{Li}$ . В то время считалось, что ядро состоит из протонов и электронов. Соответственно, в ядре  $^{14}_7\text{N}$  содержится 14 протонов и 7 электронов. Нечётное число фермионов в ядре  $^{14}_7\text{N}$  должно приводить к статистике Ферми для этого ядра, что противоречило экспериментальным данным, однозначно свидетельствующим о том, что ядро  $^{14}_7\text{N}$  обладает бозе-статистикой. Эта проблема называлась азотной катастрофой.

Паули в своём знаменитом письме "радиоактивным дамам и господам" от 1930 г. предположил, что внутри ядра находится лёгкая нейтральная частица с массой менее одной сотой от массы протона. Существование такой частицы, которую Паули назвал нейтроном, позволило бы объяснить одновременно обе проблемы: и непрерывный  $\beta$ -спектр, и азотную катастрофу.

Действительно, в  $\beta$ -распадах "нейтрон" Паули должен был бы улетать вместе с электроном, унося такую часть энергии  $\beta$ -распада, чтобы сумма энергий электрона и "нейтрона" была постоянной. "Нейтрон" Паули должен был очень слабо взаимодействовать, чтобы избежать обнаружения. "Неправильная" статистика  $^{14}_7\text{N}$  объяснялась тоже вполне естественно. Ядро азота состоит из 14 протонов, 7 электронов и нечётного числа "нейтронов", относительно которых надо предположить, что их спин равен  $1/2$ .

Гипотеза Паули была весьма смелой, поскольку к тому времени были известны только три элементарные частицы: протон, электрон и фотон. Сегодня известно, что для решения проблемы непрерывного  $\beta$ -спектра и азотной катастрофы недостаточно одной частицы — "нейтрона" Паули. Требуются две разные частицы.

"Азотная катастрофа" объясняется отсутствием электронов в ядре: ядро  $^{14}_7\text{N}$  состоит из 7 протонов и 7 нейтронов. Нейтрон, открытый Дж. Чедвиком в 1932 г., оказался более тяжёлым, чем протон. Чётное общее число протонов и нейтронов приводит к статистике Бозе для ядра азота  $^{14}_7\text{N}$ .

Непрерывность  $\beta$ -спектра, действительно, объясняется тем, что вместе с электроном вылетает нейтральная лёгкая частица, уносящая часть энергии. Э. Ферми назвал "нейтрон" Паули "нейтрино" (по-итальянски — "маленький нейтрон"). В 1933 г. Паули представил свою гипотезу на Сольвеевской конференции в Брюсселе. Через два месяца Ферми сформулировал квантовую теорию  $\beta$ -распада, но его работу журнал *Nature* отклонил как "абстрактные предположения, слишком далёкие от реальности, чтобы быть интересными читателям". Теория Ферми была опубликована в 1934 г. в *Zeitschrift für Physik*. Отсутствие интереса к этой работе побудило Ферми заняться экспериментальной физикой [10].

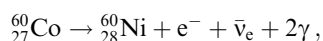
Впервые антинейтрино было обнаружено в 1956 г. в эксперименте Ф. Райнеса и К. Коуэна, в котором были

зарегистрированы взаимодействия  $\bar{\nu}_e$  от реактора в реакции обратного  $\beta$ -распада ( $\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+$ ) в жидком сцинтилляторе (ЖС) с растворёнными солями кадмия [11]. Продукты реакции — позитрон и нейтрон — обладают специфической временной "меткой" в детекторе. Позитрон, потеряв кинетическую энергию в процессе ионизации, аннигилирует с электроном среды, при этом рождается два  $\gamma$ -кванта с энергией 511 кэВ каждый, что даёт узкую во времени вспышку сцинтилляции, детектируемую фотоэлектронными умножителями (ФЭУ). Термализовавшийся за счёт соударений с ядрами среды нейтрон захватывается протоном или ядром кадмия, при этом испускается некоторое количество  $\gamma$ -квантов с энергией в несколько МэВ. В результате через характерное время, порядка 100 мкс, развивается ещё одна вспышка сцинтилляции, детектируемая ФЭУ. За экспериментальное обнаружение антинейтрино Ф. Райнес получил Нобелевскую премию в 1955 г. (К. Коуэн до вручения премии не дожил), а применённый Ф. Райнесом и К. Коуэном метод детектирования реакторных антинейтрино стал стандартным методом регистрации антинейтрино от реактора.

В 1962 г. Л. Ледерман, М. Шварц и Дж. Штейнбергер обнаружили другой тип нейтрино — мюонное нейтрино  $\nu_\mu$  — в эксперименте с распадом пиона:  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  [12]. Пионы рождались в результате глубоконеупругого рассеяния протонов, ускоренных в циклическом ускорителе в Брукхейвене. Для регистрации частиц использовалась искровая камера. Экспериментаторы могли уверенно отличить мюон от электрона по треку частиц. Детектор экранировался 13-метровым слоем стали от всех продуктов взаимодействия протонов с мишенью, кроме нейтрино, которые легко проникали сквозь толщу стали и иногда могли взаимодействовать в искровой камере. В итоге было обнаружено, что нейтрино из распада пиона порождают мюоны, а не электроны, т.е. были найдены два различных вида нейтрино [12]. В 1988 г. Л. Ледерман, М. Шварц и Дж. Штейнбергер были награждены Нобелевской премией за открытие мюонного нейтрино и предложенный метод получения пучка нейтрино, ставший сегодня стандартным для генерации пучков ускорительных нейтрино.

Третий тип нейтрино — тау-нейтрино  $\nu_\tau$  — был открыт в 2000 г. в эксперименте коллаборации DONUT (Direct Observation of the NU Tau), в котором  $\nu_\tau$ , рождённые в распадах  $D_s$ -мезонов, регистрировались в ядерной фотоэмульсии. Всего было найдено четыре  $\nu_\tau$ -события при ожидаемом числе фоновых событий менее 0,2 [13]. В 2007 г. коллаборация DONUT сообщила [14] об обнаружении уже девяти  $\nu_\tau$ -событий, и такая статистика впервые позволила экспериментально оценить сечение взаимодействия  $\nu_\tau$  с нуклоном.

Слабые взаимодействия нарушают пространственную чётность, или P-чётность, что проявляется, например, в распадах поляризованных частиц в виде экспериментально наблюдаемых корреляций между направлением вылета конечных частиц и вектором поляризации распадающейся частицы. Впервые нарушение пространственной чётности было продемонстрировано в 1957 г. в эксперименте Ву с распадом нестабильного изотопа кобальта [15]:



в котором обнаружилось, что электроны предпочитают вылетать в направлении, противоположном направлению спина ядра кобальта, что означает нарушение  $R$ -чётности.

Это революционное открытие, с которым трудно было смириться многим физикам, привело к тому, что электрослабая часть СМ, о которой пойдёт речь в разделе 1.2, строится с использованием левых киральных полей. В 1957 г. Ву вместе с теоретиками Ли и Янгом, предложившими искать нарушение пространственной чётности в слабых распадах, была вручена Нобелевская премия.

Итак, в период с 1956 г. по 2000 г. были найдены три типа нейтрино:  $\nu_e$ ,  $\nu_\mu$ ,  $\nu_\tau$ . Соответствующее каждому типу нейтрино квантовое число (аромат) казалось строго сохраняющимся, до тех пор пока не были обнаружены осцилляции нейтрино — явление, в котором аромат не сохраняется<sup>1</sup>. Таким образом, было установлено, что нейтрино с определённым ароматом не является частицей с определённой массой, а представляет собой квантовую суперпозицию массивных состояний нейтрино. Экспериментальное подтверждение нейтринных осцилляций было отмечено Нобелевской премией 2015 года. Руководитель эксперимента Super-KamiokaNDE (Super-Kamioka Neutrino Detection Experiment) Такааки Кадзита получил её за открытие осцилляций атмосферных нейтрино, а руководитель эксперимента SNO (Sudbury Neutrino Observatory) Артур Макдональд — за подтверждение осцилляций солнечных нейтрино.

Впервые же нейтринные осцилляции были предсказаны Б.М. Понтекорво в 1957 г. — задолго до того, как они были экспериментально обнаружены. Отметим, что Б.М. Понтекорво проявил удивительную интуицию и прозорливость, предложив также метод детектирования нейтрино, успешно реализованный в хлор-аргонном эксперименте Дэвиса [16]. Понтекорво предположил, что нейтрино, обнаруженное Райнесом и Коуэном, и нейтрино из распада пиона окажутся двумя разными частицами, что блестяще подтвердилось в эксперименте Л. Ледермана, М. Шварца и Дж. Штейнбергера. Б.М. Понтекорво также предложил идею об универсальности слабых взаимодействий. Б.М. Понтекорво и М.А. Марков, работая в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ), заложили фундамент научной нейтринной школы в Дубне и Советском Союзе. Современная нейтринная программа ОИЯИ обсуждается в разделе 3.

## 1.2. Стандартная модель:

### принципы теории и смешивание фермионов

Сегодня всё многообразие физики частиц прекрасно описывается Стандартной моделью — квантовой теорией поля с группой калибровочной симметрии  $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ .

СМ имеет большое число свободных параметров, таких как массы частиц и константы взаимодействий, однако она однозначно предсказывает вид взаимодей-

ствий. Эти предсказания находятся во впечатляющем согласии с экспериментом. В первоначальной формулировке СМ, разработанной в середине 1970-х годов, нейтрино предполагались безмассовыми, что не противоречило экспериментальным данным тех лет. Как следствие, предсказывалось сохранение лептонного числа. Такую теорию иногда называют минимальной СМ. Введение, по аналогии с кварками, ненулевых масс нейтрино минимально расширяет СМ. В литературе можно встретить название для такой версии Стандартной модели —  $\nu$ СМ. В настоящей статье мы предпочитаем называть оба этих варианта СМ одинаково — Стандартная модель, поскольку в обеих моделях остаётся неизменным главное предсказание — вид взаимодействий. В этом наша терминология отличается от используемой в работе [9], где наличие смешивания и разных масс у нейтрино называется отклонением от СМ.

Напротив, любое нетривиальное расширение СМ, связанное с изменением вида взаимодействий или введением новых частиц, отсутствующих в СМ, мы будем классифицировать в данной статье как физику вне Стандартной модели<sup>2</sup>. В наши дни сильнейшим указанием на неполноту СМ являются космологические данные, требующие существования таких объектов, как тёмная энергия и тёмная материя, а также нарушение барионного числа. К поиску экспериментальных указаний на физику вне СМ сегодня приковано пристальное внимание исследователей в физике частиц, космологии, астрофизике.

Электрослабый сектор СМ строится исходя из принципа калибровочной инвариантности взаимодействий относительно преобразований группы  $SU(2)_L \times U(1)_Y$ . Лагранжиан СМ состоит из кинетического члена, описывающего свободное распространение фермионов и их взаимодействие с калибровочными бозонами, хиггсовского потенциала с минимумом при ненулевом значении хиггсовского поля и юкавского взаимодействия фермионов с полем Хиггса. Требование калибровочной инвариантности лагранжиана СМ может быть удовлетворено только при равных нулю массах фермионов и калибровочных бозонов, что, разумеется, далеко от реальной ситуации. Векторные бозоны  $W^\pm$  и  $Z$  и фермионы приобретают массу за счёт спонтанного нарушения калибровочной симметрии, когда хиггсовский потенциал принимает минимальное значение при ненулевом вакуумном среднем скалярного поля Хиггса. Триумфом теоретической мысли явилось обнаружение бозона Хиггса в 2012 г. в экспериментах на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider — LHC) [17].

Поскольку в общем случае юкавский потенциал перемешивает фермионы из разных поколений, собственные массовые состояния смешиваются во взаимодействиях с  $W^\pm$ -бозонами. Это смешивание описывается матрицей смешивания Кабиббо–Кобаяси–Маскавы (ККМ) для кварков и матрицей смешивания лептонов Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты (ПМНС) (часто называемой матрицей смешивания нейтрино). Обе матрицы должны быть унитарными. Матрицу смешивания лептонов обычно параметризуют с помощью трёх углов смешивания  $\theta_{ij}$  и фазы  $\delta$ , ответственной за нарушение

<sup>1</sup> Здесь и далее речь идёт не о кварковых, а о лептонных ароматах. Лептонные ароматы — удобное общее название для трёх лептонных чисел: электронного, мюонного и таонного. Следует отметить, что пока нет экспериментальных указаний на нарушение полного лептонного аромата, хотя и существуют расширения СМ, предсказывающие его несохранение.

<sup>2</sup> В англоязычной литературе — Beyond the Standard Model (BSM).

CP-инвариантности:

$$V = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13} \exp(-i\delta) \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13} \exp(i\delta) & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \times \\ \times \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (1)$$

где  $c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij}$ ,  $s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$ . Смешивание и разные массы нейтрино приводят к несохранению лептонного числа. Если бы лептонное число сохранялось, была бы возможной следующая реакция:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \\ \hookrightarrow \nu + n \rightarrow p + \mu^-, \quad (2)$$

а реакция

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu \\ \hookrightarrow \nu + n \rightarrow p + e^-, \quad (3)$$

была бы невозможной. Смешивание в лептонном секторе SM приводит к тому, что нейтрино, родившееся в распаде  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  как мюонное нейтрино, пройдя некоторое макроскопическое расстояние, с некоторой вероятностью проявляется как нейтрино с другим ароматом, например как электронное нейтрино, способное участвовать в реакции (3).

### 1.3. Осцилляции нейтрино в вакууме и веществе

**1.3.1. Вакуумные осцилляции.** Трансформация аромата нейтрино имеет периодическую зависимость как функция отношения  $L/E_\nu$  пути  $L$ , пройденного нейтрино, к его энергии  $E_\nu$ . Это явление известно как нейтринные осцилляции.

Характерная длина осцилляций определяется соотношением  $L_{ij}^{\text{osc}} = 4\pi E_\nu / |\Delta m_{ij}^2|$ , где  $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$  — разность квадратов масс нейтрино. Основополагающие работы по теории осцилляций нейтрино были выполнены сотрудниками ОИЯИ Б.М. Понтекорво и С.М. Биленьким.

Упрощённо осцилляции нейтрино можно описать следующим образом. Пусть в источнике в процессе с участием заряженного  $W$ -бозона родились антилептон  $\ell_\alpha^+$  ( $\alpha = e, \mu, \tau$ ) и состояние нейтрино с определённым ароматом  $\nu_\alpha$ , которое является суперпозицией массовых состояний  $\nu_i$ :  $\nu_\alpha = \sum_i V_{\alpha i} \nu_i$ , где  $V_{\alpha i}$  — элементы матрицы смешивания (1). Массовое состояние  $\nu_i$  эволюционирует со временем согласно уравнению Шрёдингера  $\nu_i(t) = \exp(-iE_i t) \nu_i$ , и это приводит к тому, что  $\nu_\alpha(t) \neq \nu_\alpha$ , если массивные нейтрино имеют разные массы. Таким образом, исходное состояние с определённым ароматом изменяется со временем, и появляется ненулевая вероятность обнаружения квантовой примеси нейтрино с другим ароматом,  $\beta$ , и, как следствие, рождения лептона  $\ell_\beta^-$  с другим ароматом.

Вероятность того, что нейтрино с энергией  $E_\nu$  сохранит первоначальный аромат  $\alpha$ , пройдя расстояние  $L$  в вакууме, в плосковолновом приближении даётся формулой

$$P_{\alpha\alpha} = \sum_{i,j} |V_{\alpha i}|^2 |V_{\alpha j}|^2 \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E_\nu}\right), \quad (4)$$

в то время как вероятность изменения аромата  $\alpha \rightarrow \beta$  в том же приближении выражается как

$$P_{\beta\alpha} = \sum_{i,j} V_{\alpha i}^* V_{\beta i} V_{\alpha j} V_{\beta j}^* \exp\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E_\nu}\right). \quad (5)$$

Здесь уместно задать следующий вопрос. Пусть, по аналогии с рассмотренным выше случаем осцилляций аромата, в котором метками процесса выступают два заряженных лептона,  $\ell_\alpha^+$  и  $\ell_\beta^-$ , мы умозрительно потребуем пометить два массовых состояния нейтрино,  $\nu_i$  и  $\nu_j$ , в источнике и детекторе соответственно. Следует ли тогда ожидать, что вместо заряженного лептона с определённым ароматом мы обнаружим квантовую смесь  $\ell_i = \sum_\alpha V_{\alpha i} \ell_\alpha$  и, как следствие, осцилляции заряженных лептонов? Этот вопрос тем более уместен, что матрица смешивания  $V$  лишь ради удобства приписывается нейтрино, тогда как на самом деле она является общей лептонной матрицей смешивания. Заряженные лептоны и нейтрино входят в соответствующий лагранжиан SM симметричным образом.

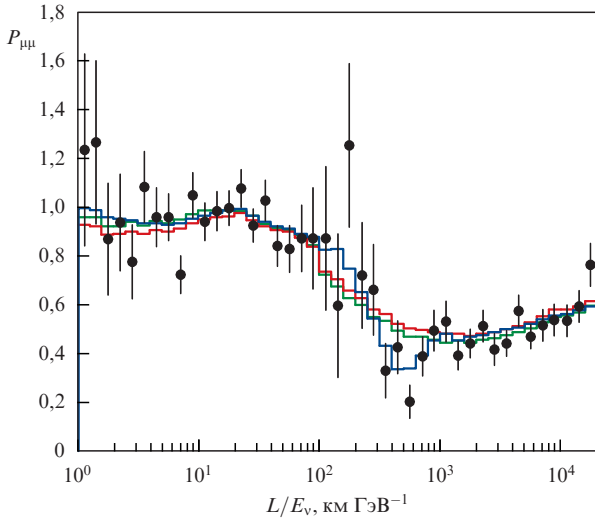
Корректное теоретическое описание нейтринных осцилляций требует использования волновых пакетов<sup>3</sup> для нейтрино, чтобы определить понятие длины пройденного пути и разрешить ряд несогласованностей теории в формализме плоских волн.

В подходе с волновыми пакетами предсказывается ряд наблюдаемых эффектов, таких как условие когерентного рождения суперпозиции массовых состояний и потеря когерентности на расстояниях, превышающих длину когерентности нейтринных осцилляций. В таком подходе можно также получить ответ на вопрос о том, почему не осциллируют заряженные лептоны [31], — для большинства практических случаев разность квадратов масс заряженных лептонов оказывается слишком велика для того, чтобы заряженные лептоны могли родиться в когерентной квантовой смеси.

Нейтринные осцилляции оказались очень чувствительным инструментом для измерения разности квадратов масс нейтрино  $\Delta m_{ij}^2$  и углов смешивания  $\theta_{ij}$ . Осцилляции нейтрино надёжно зарегистрированы в большом количестве экспериментов с разными источниками нейтрино: ускорительными, реакторными, солнечными и атмосферными. На рисунках 1–3 приведены вероятности выживания нейтрино как функция отношения  $L/E_\nu$ , измеренные в экспериментах Super-KamiokaNDE [32], KamLAND (Kamioka Liquid-scintillator Antineutrino Detector) [33], Daya Bay [34], чувствительных главным образом к осцилляциям нейтрино в вакууме, т.е. когда влиянием вещества можно пренебречь.

**1.3.2. Осцилляции нейтрино в веществе.** При прохождении нейтрино через обычное вещество возникает асимметрия между распространениями электронного нейтрино и нейтрино других ароматов вследствие того, что  $\nu_e$

<sup>3</sup> В квантово-механическом подходе к теории нейтринных осцилляций, в котором игнорируются все частицы, кроме нейтрино, волновой пакет постулируется для нейтрино [18–25]. Другой подход использует квантовую теорию поля для вычисления всего процесса от рождения нейтрино до его детектирования. При этом сами нейтрино рассматриваются как виртуальные частицы. Волновая функция нейтрино не постулируется, а вычисляется как функция формы всех участвующих в реакции частиц [26–30].

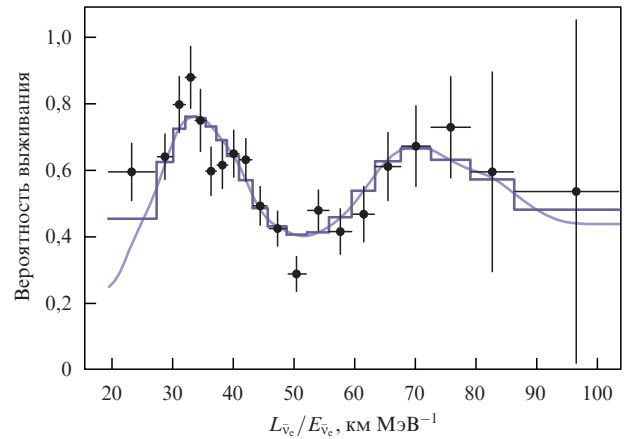


**Рис. 1.** (В цвете онлайн.) Вероятность выживания мюонных нейтрино  $P_{\mu\mu}$  как функция  $L/E_\nu$  (длина пути нейтрино/энергия нейтрино). Кружки с отрезками ошибок — результаты измерения коллаборации Super-KamiokaNDE. Синяя кривая — теоретическое предсказание согласно гипотезе нейтринных осцилляций. (Из работы [32].)

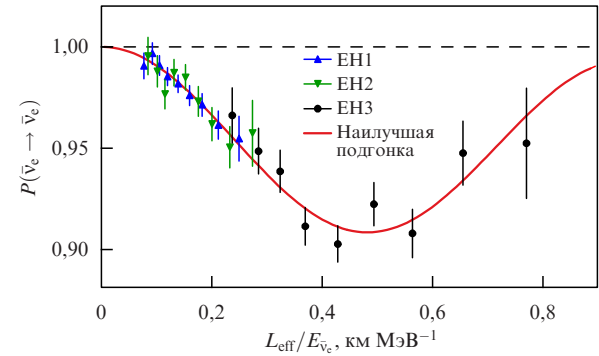
может рассеиваться на электронах среды, обмениваясь с ними  $W^+$ - и  $Z$ -бозонами, в то время как  $\nu_\mu$  и  $\nu_\tau$  рассеиваются на электронах среды только за счёт обмена  $Z$ -бозоном.

Потенциальная энергия упругого  $\nu_e$ -рассеяния, равная  $\sqrt{2}G_F n_e \sim 10^{-10} - 10^{-11}$  эВ в центре Солнца (здесь  $G_F$  — константа Ферми,  $n_e$  — плотность электронов), мала по сравнению с характерными энергиями солнечных нейтрино порядка нескольких МэВ. Однако было бы неверным считать, что рассеяние на электронах не влияет на осцилляции нейтрино. Энергия взаимодействия оказывается того же порядка, что разница энергий  $\Delta E_{ij} = \Delta m_{ij}^2 / 2E_\nu$ , определяющая осцилляции нейтрино в вакууме, для  $\Delta m^2$  порядка  $(10^{-4} - 10^{-5})$  эВ<sup>2</sup> и  $E_\nu$  порядка нескольких МэВ. Таким образом, вещество может оказывать существенное воздействие на картину осцилляций нейтрино. Качественно влияние вещества сводится к тому, что в среде углы смешивания и массы нейтрино отличаются от вакуумных и зависят от плотности числа электронов и энергии нейтрино. Соответственно, собственные состояния  $\tilde{\nu}_i$  гамильтониана в веществе отличаются от вакуумных собственных состояний  $\nu_i$ . (Параметры нейтрино в веществе, такие как углы смешивания, масса и энергия, мы будем сверху помечать символом  $\sim$ .)

В связи с этим уместно качественно обсудить теоретические ожидания для вероятности выживания солнечных электронных нейтрино. Нейтрино с энергией менее 1 МэВ практически не чувствуют влияния вещества на осцилляции. Их прохождение определяется вакуумными осцилляциями. При детектировании потока нейтрино на Земле усреднение по длине пути (объём Солнца, изменение расстояния от Солнца до детектора и т.п.) уничтожает интерференционный член в формуле вероятности, что приводит к вероятности выживания электронного нейтрино  $\langle P_{ee} \rangle = 1 - (1/2) \sin^2(2\theta_{12})$ , если для простоты пренебречь углом смешивания  $\theta_{13}$ . При энергии порядка 1,5–2,0 МэВ для нейтрино, рождённых в центре Солнца, проявляется так называемый резонанс Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (МСВ) [35, 36], который приводит к осцилляциям на масштабе в несколько сотен километ-



**Рис. 2.** Вероятность выживания электронных антинейтрино как функция  $L_{\bar{\nu}_e}/E_{\bar{\nu}_e}$  (длина пути антинейтрино/энергия антинейтрино). Кружки с отрезками ошибок — результаты измерения коллаборации KamLAND после вычитания фона и вклада от геонейтрино. Гистограмма и сплошная кривая — теоретическое предсказание согласно гипотезе нейтринных осцилляций при параметрах осцилляций, рассчитанных по данным эксперимента KamLAND. (Из работы [33].)



**Рис. 3.** Вероятность выживания электронных антинейтрино как функция  $L_{\text{eff}}/E_{\bar{\nu}_e}$  (длина пути антинейтрино/энергия антинейтрино). Треугольники вершиной вверх и вниз и кружки с отрезками ошибок — результаты измерения коллаборации Daya Bay в разных экспериментальных залах — EH1, EH2 и EH3 соответственно. Сплошная кривая — теоретическое предсказание согласно гипотезе нейтринных осцилляций. (Из работы [34].)

ров с максимальной амплитудой, что в итоге даёт равное количество мюонных и электронных нейтрино, или  $\langle P_{ee} \rangle \approx 1/2$ .

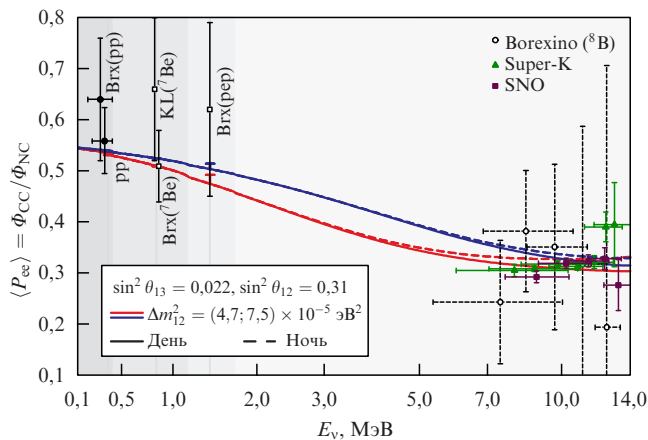
При этом для энергий нейтрино выше 6–8 МэВ влияние вещества оказывается настолько большим, что состояние электронного нейтрино в центре Солнца практически совпадает с собственным энергетическим состоянием нейтрино в веществе  $\tilde{\nu}_2$  и остаётся в этом состоянии до самого выхода из Солнца, плавно переходя в вакуумное состояние  $\nu_2$ . Невозможность перехода в другое массовое состояние при движении в веществе с переменной плотностью определяется условием адиабатичности  $d\theta(t)/dt \ll \Delta \tilde{E}_{12}$ , которое выполняется для всех энергий солнечных нейтрино с хорошей точностью. Попав в детектор на Земле,  $\nu_2$  взаимодействует с электроном с вероятностью, пропорциональной  $\sin^2 \theta_{12}$ . Таким образом, вероятность выживания в этом случае составит  $\langle P_{ee} \rangle = \sin^2 \theta_{12}$ .

При промежуточных энергиях в интервале 2–6 МэВ проявляется комбинация двух эффектов — МСВ-резонанса и адиабатической конверсии. При энергии порядка

**Таблица 1.** Параметры осцилляций по результатам глобальной подгонки данных осцилляционных экспериментов в модели трёх ароматов нейтрино\*. (Из работы [38].)

Параметр	Значение для НИ	Значение для ОИ
$\Delta m_{21}^2$	$(7,54^{+0,26}_{-0,22}) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$	$(7,54^{+0,26}_{-0,22}) \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$
$\Delta m^2 = m_3^2 - (m_1^2 + m_2^2)/2$	$(2,43 \pm 0,06) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$	$(2,38 \pm 0,06) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$
$\sin^2 \theta_{12}$	$0,308 \pm 0,017$	$0,308 \pm 0,017$
$\sin^2 \theta_{13}$	$0,0234^{+0,0020}_{-0,0019}$	$0,0240^{+0,0019}_{-0,0022}$
$\sin^2 \theta_{23}$	$0,437^{+0,033}_{-0,023}$	$0,455^{+0,039}_{-0,031}$
$\delta/\pi$	$1,39^{+0,38}_{-0,27}$	$1,31^{+0,29}_{-0,33}$

\* Приведены значения для нормальной (НИ) и обратной (ОИ) иерархий масс. Значение  $\Delta m^2$  положительно для НИ и отрицательно для ОИ. Как видно из результатов подгонки, современные эксперименты не в состоянии различить иерархию масс, разница в значениях  $\chi^2$  для нормальной и обратной иерархий составляет 0,3.

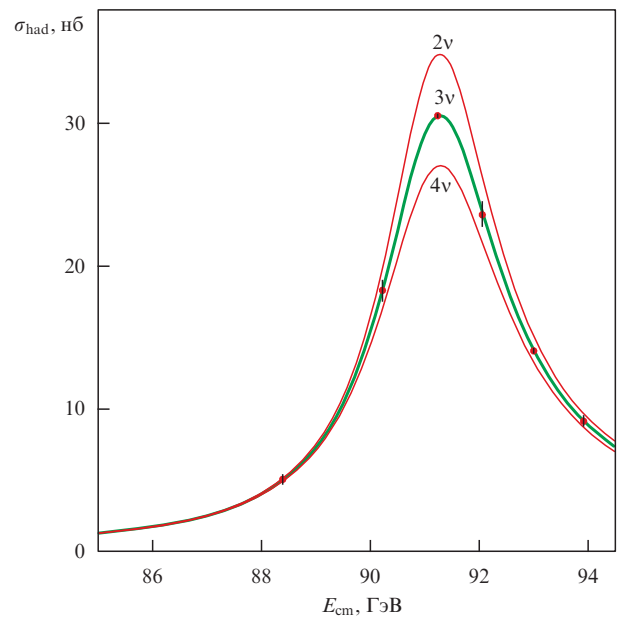
**Рис. 4.** Вероятность выживания солнечных электронных нейтрино  $\nu_e^\ominus$  как функция энергии нейтрино  $E_\nu$ .  $\Phi_{CC}$  — поток электронных нейтрино,  $\Phi_{NC}$  — полный поток нейтрино. Символы с отрезками ошибок — экспериментальные данные. Линия с полосой неопределённости — теоретическое предсказание согласно гипотезе нейтринных осцилляций с учётом влияния вещества.  $\text{Brx}(\dots)$  — вероятность выживания соответствующего потока  $\nu_e^\ominus$  по результатам эксперимента Borexino, KL ( $^7\text{Be}$ ) — вероятность выживания потока  $\nu_e^\ominus$  из реакции  $^7\text{Be}$  по результатам эксперимента KamLAND. (Super-K — Super-KamiokaNDE.) (Из работы [37].)

2 МэВ резонанс МСВ ещё играет заметную роль, и в этой области энергии  $\langle P_{ee} \rangle \simeq 1/2$ . Увеличение энергии от 2 МэВ до  $\simeq 6$  МэВ создаёт условия для возрастания роли адиабатической конверсии, что плавно приводит к  $\langle P_{ee} \rangle = \sin^2 \theta_{12}$ .

Все обсуждаемые выше особенности проявляются на теоретической кривой (рис. 4), которая хорошо согласуется с экспериментальными результатами.

Вероятность выживания солнечных  $\nu_e$  чувствительна к знаку  $\Delta m_{21}^2$ . Из сравнения теоретических результатов с экспериментальными следует, что  $\Delta m_{21}^2 > 0$ , т.е.  $\nu_2$  тяжелее  $\nu_1$ . Сегодня неизвестно, что тяжелее,  $\nu_1$  или  $\nu_3$ . В таблице 1 представлены наиболее достоверные текущие значения углов смешивания и разности квадратов масс нейтрино, полученные на основе глобального анализа данных [38]<sup>4</sup> для двух возможных иерархий: нормальной,  $m_3 > m_1$ , и обратной,  $m_1 > m_3$ .

<sup>4</sup> Существует ещё целый ряд глобальных осцилляционных анализов нейтринных данных. Заинтересованный читатель может ознакомиться с их списком и результатами в Review of Particle Properties [39].

**Рис. 5.** Сечение взаимодействия  $e^+e^- \rightarrow$  адроны как функция полной энергии  $E_{cm}$  в системе центра масс сталкивающейся пары  $e^+e^-$ , измеренное в экспериментах ALEPH (Apparatus for LEP Physics), DELPHI (Detector with Lepton, Proton and Hadron Identification), L3, OPAL (Omni-Purpose Apparatus at LEP) (кружки с отрезками ошибок, увеличенными в 10 раз для наглядности), и результаты теоретического вычисления в рамках СМ (сплошные кривые) с числом поколений нейтрино 2, 3 и 4. (Из работы [40].)

#### 1.4. Число поколений нейтрино

В СМ ширины распадов  $W^\pm$ - и  $Z$ -бозонов чувствительны к числу поколений лептонов. Три поколения лептонов обеспечивают порядка 30% и 20% от полной ширины  $W^\pm$ - и  $Z$ -бозонов соответственно. На рисунке 5 приведено измеренное в экспериментах на LEP (Large Electron-Positron collider) [40] сечение взаимодействия  $e^+e^- \rightarrow$  адроны как функция полной энергии сталкивающихся частиц. Экспериментальные наблюдения сравниваются с результатами вычислений в рамках СМ с числом поколений нейтрино, равным 2, 3, 4. Наилучшее согласие экспериментальных данных с теоретическими наблюдается при числе поколений нейтрино, равном  $N_\nu = 2,984 \pm 0,008$ , что согласуется с тремя поколениями. Существование слабо взаимодействующих частиц с квантовыми числами нейтрино и массой более  $m_Z/2$  не исключается из анализа распадов  $Z$ -бозонов.

Коллаборация Planck в 2015 г. опубликовала оценку эффективного релятивистского числа степеней свободы<sup>5</sup> (за исключением фотонов) в плазме ранней Вселенной  $N_v = 3,15 \pm 0,23$  [41], основанную на измерении анизотропии температуры и поляризации космического микроволнового фона и других астрофизических данных. Обычно это число связывают с числом типов нейтрино.

В связи с этим уместно добавить, что в СМ можно ввести дополнительные нейтринные поля таким образом, что они не будут давать вклада в наблюдаемые ширины  $W^\pm$ - и  $Z$ -бозонов при условии малости масс этих полей по сравнению с массами векторных бозонов, однако они будут проявляться как релятивистские степени свободы в плазме ранней Вселенной. Эти поля также будут проявляться в других процессах, таких как осцилляции нейтрино, и вносить вклад в эффективные массы нейтрино в слабых распадах частиц. Эта возможность связана с так называемыми стерильными нейтрино, которые обсуждаются в разделе 2.4.

### 1.5. Масса нейтрино

Наблюдаемые осцилляции нейтрино говорят о том, что по крайней мере у двух из трёх массовых состояний нейтрино масса не равна нулю, что позволяет установить нижние границы масс нейтрино. На основе данных табл. 1 можно утверждать, что самое тяжёлое нейтрино должно иметь массу по крайней мере не менее чем  $|\Delta m_{13}^2|^{1/2} \simeq 0,05$  эВ, а следующее по массе нейтрино — не менее чем  $|\Delta m_{21}^2|^{1/2} \simeq 0,009$  эВ. Однако осцилляции нейтрино не дают информации о верхней границе возможных значений массы нейтрино. Ряд наблюдаемых чувствителен к масштабу масс нейтрино. В  $\beta$ -распадах частиц максимально возможная энергия продуктов распада зависит от эффективной массы нейтрино

$$m_{\nu_\alpha}^2 = \sum_i |V_{\alpha i}|^2 m_i^2, \quad \alpha = e, \mu, \tau. \quad (6)$$

Эксперимент в Троицке установил наилучшее ограничение на  $m_{\nu_e}$ , следующее из анализа данных по распаду трития  ${}^3\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + e^- + \bar{\nu}_e$  [42]:

$$m_{\nu_e} < 2,05 \text{ эВ} \quad (95 \% \text{ CL}) \quad (7)$$

(CL — confidence level — доверительный интервал). Из распадов пиона  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$  следует более слабое ограничение на массу мюонного нейтрино [43]:

$$m_{\nu_\mu} < 170 \text{ кэВ} \quad (90 \% \text{ CL}). \quad (8)$$

Из кинематического анализа распада  $\tau$ -лептона с тремя или пятью заряженными пионами в конечном состоянии следует ещё менее строгое ограничение на массу тау-нейтрино [44]:

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \text{ МэВ} \quad (95 \% \text{ CL}). \quad (9)$$

Наиболее сильные ограничения на массу нейтрино следуют из космологии. Модели Большого взрыва предсказывают постоянное отношение плотности числа ней-

трино к плотности числа фотонов во Вселенной. Если бы нейтрино имело массу, например, 50 эВ, то полная плотность энергии во Вселенной превысила бы критическую, что привело бы к коллапсу Вселенной. Поэтому измерение плотности энергии Вселенной совместно с анализом космологических и астрофизических данных является чувствительным инструментом для ограничения суммы масс нейтрино всех типов (лёгких). Например, анализ данных фотометрического каталога по более чем 700000 ярких красных галактик (MegaZ DR7) в комбинации с результатами пятилетних наблюдений WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), наблюдений барийных акустических осцилляций, сверхновых и данными космического телескопа "Хаббл" даёт [45]

$$\sum_i m_i < 0,28 \text{ эВ} \quad (95 \% \text{ CL}).$$

В 2015 г. коллаборацией Planck получен в комбинации с другими космологическими наблюдениями ещё более сильный предел [41]:

$$\sum_i m_i < 0,23 \text{ эВ} \quad (95 \% \text{ CL}).$$

Любопытным, хотя тоже модельно зависимым, результатом является оценка [46]

$$\sum_i m_i = 0,320 \pm 0,081 \text{ эВ},$$

основанная на попытке объяснить несогласованность между космологическими параметрами, получаемыми по двум наборам данных:

— из данных по анизотропии космического микроволнового фона (Planck, WMAP) и барийным акустическим осцилляциям;

— из подсчёта с использованием эффекта Сюняева – Зельдовича кластеров галактик, а также из данных по гравитационному линзированию.

Если нейтрино является частицей Майораны, то эффективная масса нейтрино может быть рассчитана на основе времени жизни изотопов, для которых возможен двойной безнейтринный бета-распад.

По состоянию на 2015 г. наиболее сильное ограничение получено коллаборацией KamLAND-Zen [47] в комбинации с результатом EXO-200 (Enriched Xenon Observatory 200) [48] по измерению времени жизни изотопа  ${}^{136}\text{Xe}$ :  $T_{1/2}^{0\nu} > 3,4 \times 10^{25}$  лет (90 % CL), что соответствует ограничению на эффективную массу нейтрино  $\langle m_{\beta\beta} \rangle < 0,120 - 0,250$  эВ. Интервал верхних ограничений на  $\langle m_{\beta\beta} \rangle$  связан с неопределённостями теоретических вычислений ядерных матричных элементов.

С учётом ограничений на массу нейтрино снизу (из нейтринных осцилляций) и сверху (из прямых ограничений и космологических данных) заключаем, что массы самого тяжёлого и следующего за ним по массе нейтрино ограничены довольно узкими интервалами.

Обратим внимание также на довольно сильное различие матриц смешивания нейтрино и кварков, что может свидетельствовать о различии механизмов генерации масс нейтрино и кварков. Это в свою очередь может указывать на физику вне рамок СМ [49, 50].

### 1.6. Электромагнитные свойства нейтрино

Изучение электромагнитных свойств нейтрино позволяет исследовать непосредственно многие фундамен-

<sup>5</sup> Из термодинамического рассмотрения плазмы ранней Вселенной следует, что эффективное релятивистское число степеней свободы нейтрино не обязано быть целым числом.

тальные аспекты физики частиц. В СМ на древесном уровне нейтрино обладает нулевым электрическим зарядом и нулевыми электрическим дипольным и магнитным моментами. Тем не менее у нейтрино за счёт петлевых диаграмм возникают ненулевые электромагнитные формфакторы, которые, впрочем, чрезвычайно малы в СМ из-за малости масс нейтрино. Именно поэтому наблюдение ненулевых значений этих величин свидетельствовало бы о новой физике за рамками СМ. Более того, электромагнитные свойства нейтрино могут быть использованы для того, чтобы отличить нейтрино Дирака от нейтрино Майораны, поскольку дираковские нейтрино могут иметь ненулевые значения как диагональных, так и недиагональных магнитных и электрических моментов, в то время как для майорановских нейтрино только недиагональные моменты могут принимать ненулевые значения. Подробное рассмотрение электромагнитных свойств нейтрино можно найти в обзоре [51], мы ограничимся далее обсуждением только магнитного момента нейтрино.

Так как нейтрино с определённым ароматом представляют собой смесь массовых состояний, взаимодействие массового состояния нейтрино с электромагнитным полем характеризуется  $3 \times 3$ -матрицей дипольных магнитных моментов  $\mu_{ij}$ . Для майорановских нейтрино матрица  $\mu_{ij}$  антисимметрична и только переходные недиагональные моменты могут быть отличными от нуля.

Магнитный момент дираковского нейтрино в СМ, который пропорционален массе нейтрино, является ничтожно малой величиной, недоступной для экспериментальных измерений в лаборатории:

$$\mu_\nu = \frac{3eG_F}{8\pi^2\sqrt{2}} m_\nu \simeq 3,2 \times 10^{-19} \left( \frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right) \mu_B,$$

где  $\mu_B$  — магнетон Бора,  $e$  — заряд электрона.

В различных расширениях СМ магнитный момент нейтрино ожидается в пределах  $\mu_\nu = (10^{-11} - 10^{-12})\mu_B$  для нейтрино Майораны и  $\mu_\nu < 10^{-14}\mu_B$  для нейтрино Дирака. Экспериментальное наблюдение магнитного момента нейтрино со значением  $\mu_\nu > 10^{-14}\mu_B$  означало бы обнаружение новой физики, выходящей за рамки СМ, а также свидетельствовало бы о том, что нейтрино является частицей Майораны. Область значений магнитного момента  $\mu_\nu \simeq (10^{-11} - 10^{-10})\mu_B$  исторически была интересна как возможное объяснение проблемы дефицита солнечных нейтрино за счёт спин-ароматовой прецессии в магнитном поле Солнца.

Ненулевой магнитный момент нейтрино имел бы также заметное значение в астрофизике, так как представлял бы астрофизическим телам дополнительную возможность для охлаждения. Лучший предел магнитного момента нейтрино из астрофизических соображений,  $\mu_\nu < 3 \times 10^{-12}\mu_B$  (90 % CL), был получен Раффельтом [52] и недавно улучшен в работе [53] до значения  $\mu_\nu < 2,2 \times 10^{-12}\mu_B$  (90 % CL). Поскольку астрофизические пределы в значительной степени являются модельно-зависимыми, это мотивирует экспериментаторов к прямому поиску магнитного момента нейтрино.

Наиболее чувствительной реакцией, с точки зрения поиска вклада ненулевого магнитного момента нейтрино, является реакция упругого рассеяния нейтрино (антинейтрино) на электронах. Электрослабое сечение в СМ слабо зависит от кинетической энергии  $T_e$  рассеянного электрона, в то время как электромагнитное сече-

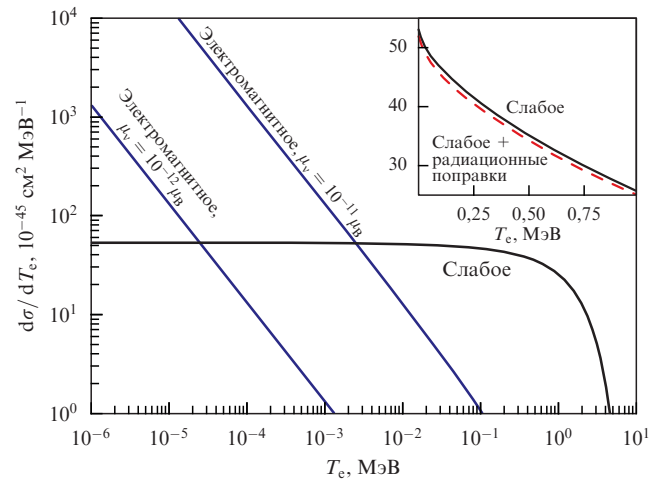


Рис. 6. Электрослабое,  $d\sigma_W/dT$ , и электромагнитное,  $d\sigma_{EM}/dT$  (для разных значений магнитного момента нейтрино), сечения взаимодействия  $\nu_e e$ , усреднённые по спектру антинейтрино, от делений ядра  $^{235}\text{U}$  как функции кинетической энергии рассеянного электрона. (Из работы [54].)

ние, пропорциональное квадрату магнитного момента нейтрино, имеет зависимость вида  $1/T_e$ . На рисунке 6 приведены оба сечения как функция кинетической энергии рассеянного электрона  $T_e$ . Видно, что для значений магнитного момента порядка  $(1-6) \times 10^{-11}\mu_B$  электромагнитное сечение превышает электрослабое при энергиях вплоть до  $T_e \approx 3-100$  кэВ соответственно.

Следует отметить вклад отечественных учёных в изучение магнитного момента нейтрино на ядерных реакторах: долгое время лучшим ограничением на магнитный момент нейтрино был результат

$$\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 1,9 \times 10^{-10} \mu_B \text{ (95 \% CL)},$$

полученный в 1993 г. на Ровенской атомной электростанции (АЭС) с 75-килограммовым кремниевым детектором, разработанным в Петербургском институте ядерной физики им. Б.П. Константинова [55]. Этот результат был незначительно улучшен только через 10 лет по итогам эксперимента TEXONO (Taiwan Experiment On Neutrino) [56]:

$$\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 1,3 \times 10^{-10} \mu_B \text{ (90 \% CL)},$$

и эксперимента MUNU [57]:

$$\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 9 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90 \% CL)}.$$

Чувствительность измерений с течением времени улучшалась, соответственно, устанавливались всё более сильные ограничения на магнитный момент нейтрино: от  $\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 10^{-9}\mu_B$  в работе Райнеса и Коуэна [11] 1957 г. до современного наиболее сильного ограничения:

$$\mu_{\bar{\nu}_e} \leq 2,9 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90 \% CL)}, \quad (10)$$

из эксперимента GEMMA (Gas phase Electrophoretic Mobility Molecular Analyser), проводимого совместно ОИЯИ и Институтом теоретической и экспериментальной физики (ИТЭФ) на Калининской АЭС [58]. В последнем случае предел найден посредством сравнения



спектров, полученных при включённом и выключенном реакторе. В качестве детектора используется германиевый спектрометр массой 1,5 кг, размещённый на расстоянии 13,9 м от 3-гигаваттного реактора, где поток нейтрино составляет  $2,7 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ .

Лучшее ограничение на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино получено из анализа данных эксперимента *Bohexino* [59]:  $\mu_{\nu}^{\odot} \leq 5,4 \times 10^{-11} \mu_B$ . Поскольку регистрируемый детектором *Bohexino* поток является смесью нейтрино с различными ароматами, из  $\mu_{\nu}^{\odot}$  можно рассчитать ограничения на магнитный момент состояний нейтрино с определённым ароматом, используя осцилляционные параметры. Пределы составляют соответственно [60]:

$$\begin{aligned} \mu_{\nu_e} &< 7,3 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90 \% CL)}, \\ \mu_{\nu_{\mu}}, \mu_{\nu_{\tau}} &< 11,4 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90 \% CL)}. \end{aligned}$$

Эти результаты следует сравнить с непосредственными измерениями в эксперименте *GEMMA* (см. соотношение (10)), в ускорительном эксперименте *LSND* (*Liquid Scintillator Neutrino Detector*), в котором получено ограничение магнитного момента мюонного нейтрино [61]

$$\mu_{\nu_{\mu}} < 68 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90 \% CL)},$$

и в ускорительном эксперименте *DONUT* для тау-нейтрино [62]:

$$\mu_{\nu_{\tau}} < 39000 \times 10^{-11} \mu_B \text{ (90 \% CL)}.$$

## 2. Что мы хотим узнать о нейтрино

Несмотря на более чем полувековую историю изучения свойств нейтрино, остался ряд вопросов, на которые пока нет ответа. На сегодня неизвестны масса самого лёгкого нейтрино и иерархия масс нейтрино. Не измерена фаза  $\delta$ , ответственная за нарушение СР-чётности, неизвестен знак  $\cos(2\theta_{23})$  (или октант, в котором лежит угол  $\theta_{23}$ ), что важно для определения иерархии масс нейтрино. Пока нет ответа на вопрос о том, является ли нейтрино частицей Дирака или Майораны. По-прежнему открыт вопрос о существовании стерильного нейтрино. Есть ли у нейтрино "нестандартные" свойства? Каковы источники астрофизических нейтрино, открытых в эксперименте *IceCube*? Несомненно, "нобелевской темой" является вопрос о детектировании реликтовых нейтрино. Эти и некоторые другие вопросы находятся сегодня на переднем крае исследований.

Помимо изучения физических свойств нейтрино в специализированных экспериментах, в последнее время на передний план выходит использование нейтрино в смежных областях наук, в частности для изучения химического состава Земли, в связи с чем в последнее десятилетие активно формируется новая область науки — нейтринная геофизика. Ожидается, что новое поколение нейтринных телескопов, помимо решения своих основных задач (обнаружение источников, исследование иерархии масс и т.д.), сможет осуществлять "нейтринную томографию" Земли с помощью атмосферных нейтрино, что будет совершенно новым шагом в нашем понимании структуры Земли.

Эксперименты по поиску солнечных нейтрино в последнее десятилетие также перенесли фокус с изучения

свойств нейтрино на исследование с их помощью процессов, протекающих внутри Солнца, и химического состава Солнца.

Таким образом, можно утверждать, что нейтрино становятся чувствительным инструментом исследования с большими, по-видимому, ещё не полностью раскрытыми, возможностями.

### 2.1. Прямые измерения массы нейтрино

Заметная экспериментальная активность в области физики нейтрино в прошлом и в настоящем связана с попытками прямых измерений массы нейтрино. Метод таких измерений основан на кинематическом анализе реакций с участием нейтрино. Например, в распаде нейтрона  $n \rightarrow p e^{-} \bar{\nu}_e$  максимально возможная энергия конечного электрона будет тем меньше, чем больше масса антинейтрино. Таким образом, точно измерив высокоэнергетическую часть  $\beta$ -спектра, можно либо определить массу нейтрино (антинейтрино), либо установить ограничение на неё.

Этот метод был предложен Перреном [63] и Ферми [64] практически сразу после появления теории  $\beta$ -распада Ферми. В 1939 г. Альварес и Корног [65] установили, что тритий является радиоактивным изотопом с малым значением энергии распада,  $Q = 18,6$  кэВ, что обеспечивает относительно большое влияние массы нейтрино на форму  $\beta$ -спектра. Дополнительная привлекательность использования трития для экспериментаторов состоит в простоте расчётов атомных эффектов. Первые эксперименты с тритием по измерению массы нейтрино кинематическим методом были проведены в 1949 г. Ханна и Понтекорво [66], а также Курраном, Энджусом и Кокрофтом [67]. Уже в этих экспериментах было установлено, что масса нейтрино очень мала, по крайней мере в тысячу раз меньше массы электрона.

Энергетический спектр электронов в распаде  $(A, Z) \rightarrow (A, Z+1) + e^{-} + \bar{\nu}_e$  определяется некогерентной суммой парциальных ширин распадов на массивные антинейтрино:

$$\frac{d\Gamma}{dT} = \sum_k |V_{ek}|^2 \frac{d\Gamma_k}{dT}, \quad (11)$$

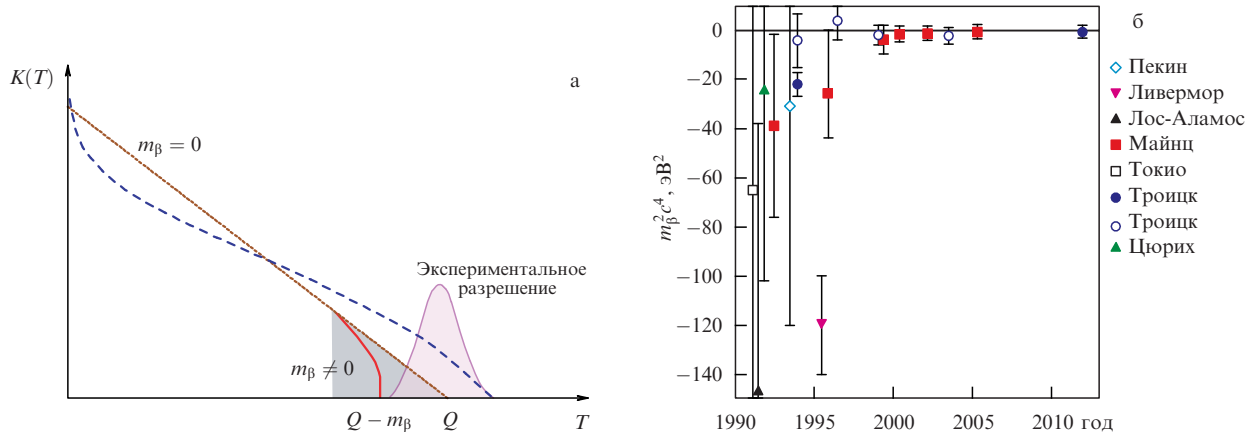
$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma_k}{dT} &= \frac{(G_F \cos \theta_C)^2}{2\pi^3} p p_k (T + m_e)(Q - T) |\mathcal{M}|^2 \times \\ &\times F(T) \theta(Q - T - m_k), \end{aligned} \quad (12)$$

где  $\theta_C$  — угол Кабиббо,  $m_e$  — масса,  $p$  — модуль импульса и  $T$  — кинетическая энергия электрона,  $p_k = (E_k^2 - m_k^2)^{1/2} = [(Q - T)^2 - m_k^2]^{1/2}$  — импульс нейтрино,  $Q$  — энергия, выделенная в распаде (конечная точка  $\beta$ -спектра в случае нулевой массы нейтрино),  $\mathcal{M}$  — ядерный матричный элемент,  $F(T)$  — функция Ферми, описывающая кулоновское взаимодействие конечных частиц;  $\theta$ -функция учитывает, что нейтринное состояние  $\nu_k$  рождается только тогда, когда полная энергия больше массы нейтрино:  $E_k = Q - T \geq m_k$ .

Как видно из (11), наибольшее искажение  $\beta$ -спектра из-за массы нейтрино может быть обнаружено в области

$$Q - T \sim m_k. \quad (13)$$

Однако для  $\max m_k \simeq 1$  эВ только очень малая часть (около  $10^{-13}$ ) от всех распадов даёт вклад в область (13).



**Рис. 7.** (а) Функция  $K(T)$  для  $m_\beta = 0$  и  $m_\beta \neq 0$ . Видно искажение формы распределения в конце спектра. Показано также характерное экспериментальное разрешение. Реальная форма спектра искажается ещё больше из-за ядерных эффектов и наличия взаимодействия вылетевшего электрона с частицами вещества в экспериментальной установке. (б) Измеренное значение эффективной массы нейтрино  $m_\beta^2$  в соответствии с результатами экспериментов, опубликованными в 1990–2012 гг. (из обзора [69]).

Поэтому при анализе результатов используется малая часть  $\beta$ -спектра. Например, в тритиевом эксперименте в Майнце [68] использовалась область шириной 70 эВ в конце спектра. Учитывая унитарность матрицы смешивания и предполагая, что  $\max m_k^2 \ll 4(Q - T)^2$ , можно получить

$$\sum_k |V_{ek}|^2 p_k \approx \sum_k |V_{ek}|^2 (Q - T) \left[ 1 - \frac{m_k^2}{2(Q - T)^2} \right] \approx \sqrt{(Q - T)^2 - m_\beta^2},$$

где эффективная масса нейтрино  $m_\beta$  определена как  $m_\beta^2 = \sum_k |V_{ek}|^2 m_k^2$ . В результате можно выразить ширину распада нейтрона через эффективную массу нейтрино  $m_\beta$ , предел которой и устанавливается экспериментально:

$$\frac{d\Gamma}{dT} \propto p(T + m_e) |M|^2 F(T) K^2(T),$$

где

$$K(T) \approx (Q - T) \left[ 1 - \frac{m_\beta^2}{(Q - T)^2} \right]^{1/4}.$$

Диаграмма Кюри (рис. 7а) для разрешённых процессов — чувствительный тест эффективной массы нейтрино  $m_\beta$ .

На рисунке 7б приведены опубликованные результаты о величине  $m_\beta^2$ , полученные из тритиевых распадов начиная с 1990 г. В экспериментах в Лос-Аламосе, Цюрихе, Токио, Пекине и Ливерморе использовались магнитные спектрометры, а в экспериментах в Троицке и Майнце — электростатические фильтры с магнитным адиабатическим коллиматором. Наиболее точный результат на сегодня получен из анализа данных троичского эксперимента [42]:

$$m_\beta^2 = (-0,67 \pm 1,89(\text{стат.}) \pm 1,68(\text{сист.})) \text{ эВ}^2,$$

откуда следует предел  $m_\nu < 2,2$  эВ при 95 % CL; группа из Майнца [68] ранее установила сравнимый предел:

$m_\nu < 2,4$  эВ при 95 % CL. Следует отметить, что значение верхнего предела массы может несколько изменяться в зависимости от методики, используемой при установлении предела. Так, анализ троичских данных с привлечением метода Фельдмана–Казинса даёт немного более сильный предел:  $m_\nu < 2,05$  эВ при 95 % CL [42].

Экспериментом следующего поколения с чувствительностью к массе нейтрино на уровне 0,2 эВ является эксперимент на детекторе KATRIN (Karlsruhe Tritium Neutrino) [70]. При этом, если масса нейтрино окажется заметно отличной от нуля, возможно её достаточно точное измерение: точность измерения составит  $5\sigma$  при  $m_\nu = 0,35$  эВ или  $3\sigma$  при  $m_\nu = 0,3$  эВ. Спектрометр детектора полностью смонтирован, к лету 2016 г. будут установлены источник и транспортная секция, тогда же начнутся тестовые запуски при малой плотности. Начало набора данных запланировано на 2017 г.

## 2.2. Иерархия масс и нарушение CP-инвариантности

**2.2.1. Иерархия масс нейтрино.** Обсудим кратко возможные перспективы определения иерархии масс в разных подходах. Иногда в литературе можно встретить утверждение, что иерархия масс нейтрино — это всего лишь знак  $\Delta m_{31}^2$ , что только отчасти правильно, — более корректно утверждать, что при разных иерархиях масс нейтрино меняются и знак, и абсолютная величина  $\Delta m_{31}^2$ .

Обозначим верхними индексами N и I массы нейтрино для нормальной,  $m_1^N < m_2^N < m_3^N$ , и обратной,  $m_3^I < m_1^I < m_2^I$ , иерархий. Таким образом, имеем два набора параметров  $\Delta m_{ij}^2$ :  $\Delta m_{21}^{2,N}$ ,  $\Delta m_{31}^{2,N}$ ,  $\Delta m_{32}^{2,N}$  и  $\Delta m_{21}^{2,I}$ ,  $\Delta m_{31}^{2,I}$ ,  $\Delta m_{32}^{2,I}$ . Только две разности квадратов масс  $\Delta m_{ij}^2$  линейно независимы, поскольку

$$\Delta m_{31}^2 = \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2. \quad (14)$$

Иерархия масс определяется следующим образом:

$$\text{N: } \Delta m_{31}^2 \geq 0, \Delta m_{32}^2 \geq 0, |\Delta m_{31}^2| = |\Delta m_{32}^2| + \Delta m_{21}^2, \quad (15)$$

$$\text{I: } \Delta m_{31}^2 \leq 0, \Delta m_{32}^2 \leq 0, |\Delta m_{31}^2| = |\Delta m_{32}^2| - \Delta m_{21}^2.$$

Вероятность вакуумных осцилляций зависит от упорядочения масс нейтрино. Например, вероятность выживания

электронного нейтрино  $P_{ee}$  выражается как

$$1 - P_{ee} = \cos^4 \theta_{13} \sin^2 (2\theta_{12}) \sin^2 \Delta_{21} + \sin^2 (2\theta_{13}) \times \\ \times (\cos^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \theta_{12} \sin^2 \Delta_{32}), \quad (16)$$

где  $\Delta_{ij} \equiv \Delta m_{ij}^2 L / (4E_\nu)$ .

Разное упорядочение масс нейтрино приводит к разной величине вероятности выживания:

$$P_{ee}^N - P_{ee}^I = -\sin^2 (2\theta_{13}) [\cos^2 \theta_{12} (\sin^2 \Delta_{31}^N - \sin^2 \Delta_{31}^I) + \\ + \sin^2 \theta_{12} (\sin^2 \Delta_{32}^N - \sin^2 \Delta_{32}^I)]. \quad (17)$$

Из уравнения (17) следует, что если бы иерархия масс определялась только знаками  $\Delta m_{31}^2$  и  $\Delta m_{32}^2$ , то разница  $P_{ee}^N - P_{ee}^I$  была бы тождественно равна нулю. Поскольку на самом деле знаки и величины  $\Delta m_{31}^2$ ,  $\Delta m_{32}^2$  изменяются при изменении иерархии, в общем случае  $P_{ee}^N - P_{ee}^I \neq 0$ . Это наблюдение является ключевым в определении иерархии в экспериментах с реакторными антинейтрино. Оптимальным расстоянием детектора от реактора для повышения чувствительности к определению иерархии масс оказывается база 52–53 км [71].

Два эксперимента, JUNO (Jiangmen Underground Neutrino Observatory) [72] и RENO-50 (Reactor Experiment for Neutrino Oscillation 50) [73], планируют измерить иерархию масс нейтрино с помощью реакторных антинейтрино. Эксперимент JUNO, в котором активное участие принимают физики ОИЯИ, будет использовать ЖС-детектор массой 20 кт, просматриваемый изнутри 20 тыс. ФЭУ. Спектр антинейтрино от реакторов модулируется нейтринными осцилляциями с частотами, задаваемыми  $\Delta m_{21}^2 L / E_\nu$  и  $\Delta m_{31}^2 L / E_\nu$ , и будет зависеть от иерархии масс нейтрино. Измерение иерархии масс возможно только при хорошем энергетическом разрешении детектора, не хуже 3% при 1 МэВ выделенной энергии. Коллаборация JUNO считает возможным достичь требуемого энергетического разрешения.

Физики ОИЯИ принимают активное участие также в экспериментах с ускорительными нейтрино, нацеленными на измерение иерархии масс нейтрино. Эксперименты с ускорительными нейтрино NOvA (NuMI (Neutrino at Main Injector) Off-axis  $\nu_e$  Appearance) [74] (набирает данные) и DUNE (Deep Underground Neutrino Experiment)<sup>6</sup> (в стадии подготовки) [75] используют осцилляции нейтрино и антинейтрино в веществе для определения иерархии масс нейтрино. В этих экспериментах наблюдают появление электронных нейтрино (антинейтрино) в пучке мюонных нейтрино (антинейтрино) на большом расстоянии от источника. Так как основной путь нейтрино проходит через Землю, вероятность перехода нейтрино определённых энергий модифицируется вследствие влияния вещества. На качественном уровне эффект воздействия вещества можно представить себе следующим образом. Электронное нейтрино в веществе становится "тяжелее" и на выходе из вещества с более высокой вероятностью окажется в состоянии  $\nu_\tau$  в случае нормальной иерархии масс и в состоянии  $\nu_\mu$  в случае обратной иерархии.

Соответствующие переходы из состояний нейтрино с определённым ароматом в начальном состоянии  $\nu_\alpha$  в собственные состояния в веществе  $\nu_i^m$  и далее в состоя-

**Таблица 2.** Схематическая цепочка переходов из начальных ароматов состояний в собственные состояния в веществе  $\nu_i^m$  и далее в ароматовые конечные состояния для нормальной и обратной иерархий

Нормальная иерархия	Обратная иерархия
$\nu_e \rightarrow \nu_3^m \rightarrow \nu_\tau$	$\nu_e \rightarrow \nu_2^m \rightarrow \nu_\mu$
$\nu_\tau \rightarrow \nu_2^m \rightarrow \nu_\mu$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_1^m \rightarrow \nu_\tau$
$\nu_\mu \rightarrow \nu_1^m \rightarrow \nu_e$	$\nu_\tau \rightarrow \nu_3^m \rightarrow \nu_e$

ния с определённым ароматом в конечном состоянии  $\nu_\beta$  приведены в табл. 2. В итоге благодаря влиянию вещества вероятность осцилляций  $P_{\mu e}$  усиливается для нормальной иерархии и подавляется для обратной, что приводит к разным отношениям регистрируемых чисел  $\nu_\mu$ - и  $\nu_e$ -событий в эксперименте.

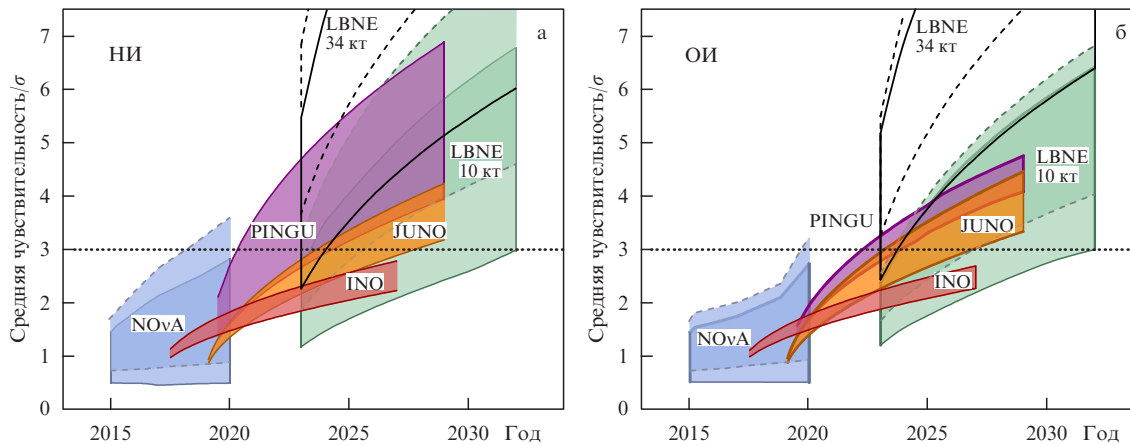
Модификация осцилляций нейтрино в веществе будет использоваться в экспериментах с атмосферными нейтрино, таких как PINGU (Precision IceCube Next Generation Upgrade) [76] и ORCA (Oscillation Research with Cosmics in the Abyss) [77], Hyper-KamiokaNDE [78], INO (India-based Neutrino Observatory) [79]. Поскольку в атмосфере рождаются как мюонные, так и электронные нейтрино и антинейтрино, такие эксперименты чувствительны сразу к четырём каналам осцилляций:  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ ,  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_e \rightarrow \nu_e$ ,  $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$  — как для нейтрино, так и для антинейтрино. Кроме того, данные эксперименты чувствительны к нейтрино, приходящим под разными углами, что соответствует различному пути, проходимо-му ими в Земле. В случае нормальной иерархии вероятность выживания атмосферных мюонных нейтрино, проходящих через Землю, имеет резонанс при энергии 5 ГэВ и зенитном угле  $\cos \theta = -0,95$ , в отличие от вероятности выживания мюонных антинейтрино. Остальные три канала имеют более ярко выраженные осцилляции для нейтрино, чем для антинейтрино. В случае обратной иерархии поведение меняется: антинейтрино будут иметь более ярко выраженные вероятности перехода, чем нейтрино. Несмотря на то что эксперименты с атмосферными нейтрино, как правило, не могут отличить нейтрино от антинейтрино, определение иерархии с их помощью возможно при учёте различий в потоке, сечении и кинематике нейтрино (антинейтрино).

Космологические измерения также имеют чувствительность к иерархии масс нейтрино. В случае нормальной иерархии масс сумма  $\sum_i m_i$  будет в основном определяться самой большой массой,  $m_3$ , поскольку  $|\Delta m_{31}^2| \gg \Delta m_{21}^2$  и  $\sum_i m_i \simeq m_3 \geq 0,05$  эВ. Обратная иерархия подразумевает  $m_3 \ll m_{1,2}$ , и тогда сумма  $\sum_i m_i \simeq (m_1 + m_2) \geq 0,1$  эВ. Требуется увеличение точности космологических измерений в 2–4 раза по отношению к сегодняшней для достижения достаточной чувствительности к иерархии масс нейтрино. Следующее поколение каталогов скоплений и сверхскоплений галактик будет обладать достаточно высокой чувствительностью к шкале масс нейтрино, что позволит исследовать обе иерархии масс нейтрино.

Величина эффективной массы нейтрино  $m_{\beta\beta}$ , получаемая из вероятности безнейтринного двойного бета-распада, зависит от иерархии масс нейтрино, что обсуждается в разделе 2.3.

Таким образом, поиск  $0\nu\beta\beta$ -распадов является дополнительным источником информации о иерархии масс нейтрино.

<sup>6</sup> Ранее — LBNE (Long Baseline Neutrino Experiment).



**Рис. 8.** Сравнительная оценка чувствительности ( $\sigma$  — стандартное отклонение) нейтринных экспериментов к определению иерархии масс нейтрино в зависимости от иерархии (НИ или ОИ), реализуемой в природе [80]. Для экспериментов на большой базе области, выделенные сплошными (штриховыми) линиями, соответствуют истинному значению  $\theta_{23} = 40^\circ$  ( $\theta_{23} = 50^\circ$ ).

Оценка чувствительности некоторых экспериментов [80] представлена на рис. 8. Текущие и планируемые эксперименты по определению иерархии масс нейтрино хорошо дополняют друг друга как с точки зрения времени набора данных и чувствительности, так и с точки зрения времени набора данных и физических методов. Очевидно, что достижение высокой статистической значимости является довольно сложной задачей, особенно если в природе реализована обратная иерархия. Возможно, для достоверного определения иерархии масс нейтрино потребуется совместный анализ данных нескольких экспериментов.

**2.2.2. Нарушение CP-инвариантности.** Нарушение CP-инвариантности проявляет себя как асимметрия осциллирующих нейтрино и антинейтрино:

$$A_{CP} = \frac{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) - P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}{P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) + P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)}.$$

В трёхнейтринной модели эта асимметрия может быть представлена в лидирующем порядке по  $\Delta m_{21}^2$  как

$$A_{CP} \sim \frac{\cos \theta_{23} \sin(2\theta_{12}) \sin \delta}{\sin \theta_{23} \sin \theta_{13}} \left( \frac{\Delta m_{21}^2 L}{4E_\nu} \right) + \dots, \quad (18)$$

где многоточие означает члены, описывающие взаимодействие нейтрино (антинейтрино) с веществом.

Ненулевое значение угла смешивания  $\theta_{13}$  открывает дорогу для измерения фазы  $\delta$ , связанной с нарушением CP-чётности в лептонном секторе. Из экспериментов, набирающих данные сегодня, только NOvA и T2K (Tokai to Kamioka) имеют некоторую чувствительность к нарушению CP-инвариантности.

На рисунках 9 и 10 приведены вероятности осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  как функция энергии и длины пути распространения нейтрино для нормальной и обратной иерархий соответственно. Видно, что точное измерение таких нейтринных осциллограмм позволит определить и иерархию масс нейтрино, и параметр  $\delta$ . Данному измерению будет посвящён эксперимент DUNE [81], который будет проводиться на базе 1300 км с двумя детекторами, ближним и дальним (время-проекционная камера с

жидким аргоном). Первые результаты ожидаются в 2025–2030 гг.

### 2.3. Безнейтринный двойной бета-распад

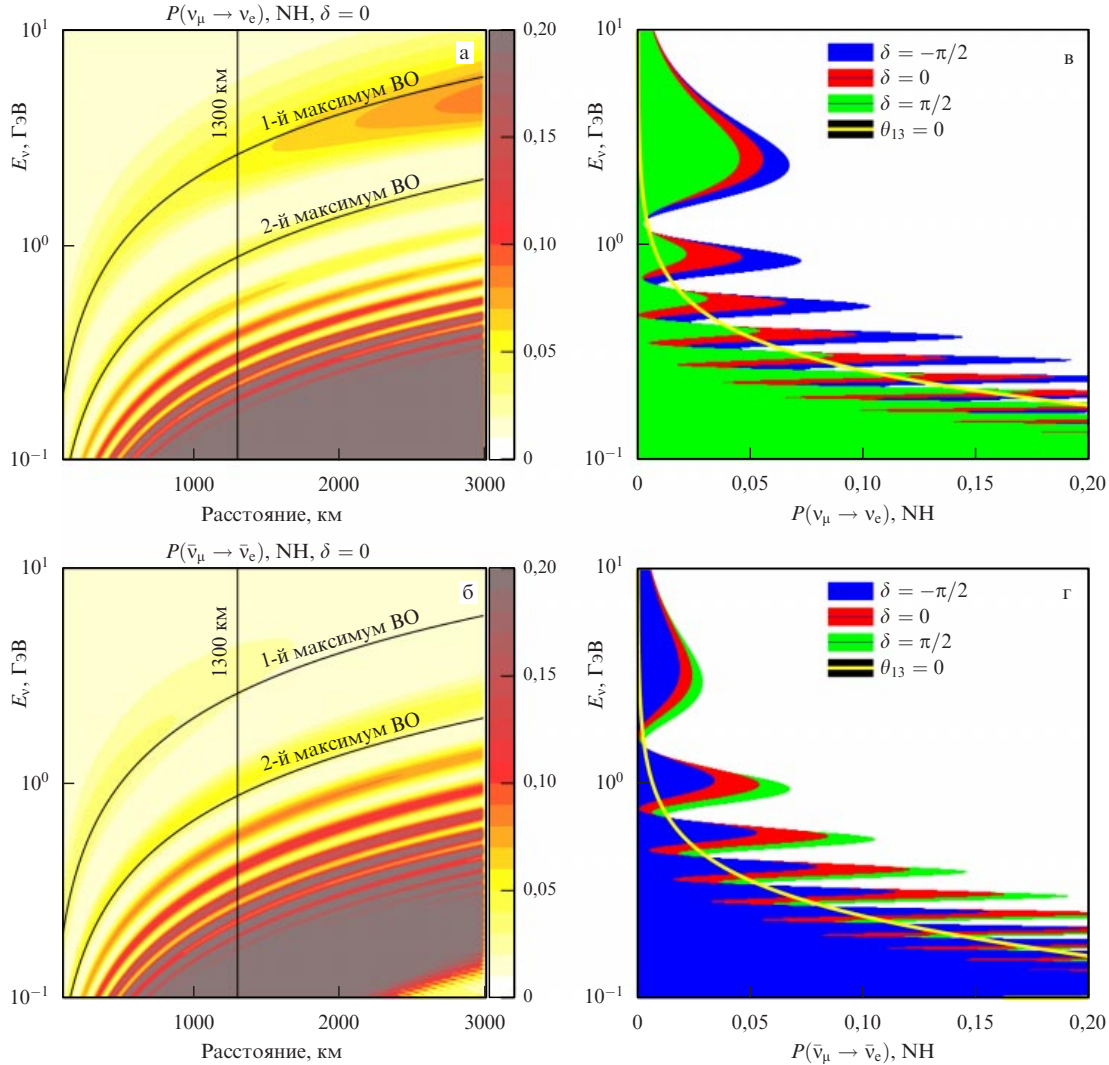
Идея "обычного" двойного бета-распада принадлежит Марии Гешперт-Майер. В 1935 г. она первой рассмотрела процесс  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^- + 2\bar{\nu}_e$  [82], в котором, помимо двух электронов, испускаются два антинейтрино и лептонное число сохраняется ( $\Delta L = 0$ ). Этот процесс, представляющий собой два последовательных ядерных  $\beta$ -перехода с виртуальными промежуточными состояниями, разрешён в СМ независимо от природы нейтрино.

В 1937 г. Э. Майорана показал, что все результаты теории бета-распада не изменятся, если нейтрино является собственной античастицей (частица Майораны) [83]. В 1939 г. В. Фарри, основываясь на работе Майораны, показал, что если нейтрино является частицей Майораны, то возможен двойной бета-распад без испускания нейтрино ( $0\nu\beta\beta$ ):  $(A, Z) \rightarrow (A, Z + 2) + 2e^-$  [84].

Этот процесс является значительно более интересным, поскольку в нём происходит изменение лептонного числа на две единицы ( $\Delta L = 2$ ) — два электрона вылетают из ядра без испускания нейтрино. Двойной безнейтринный бета-распад запрещён в СМ, если нейтрино является дираковским фермионом.

Для осуществления  $0\nu\beta\beta$ -распада необходимо, чтобы два нейтрона (одного и того же ядра) обменялись виртуальным нейтринным состоянием и при этом нейтрино было бы тождественным антинейтрино, т.е. являлось майорановским фермионом. Это необходимое, но не достаточное условие для того, чтобы был возможен  $0\nu\beta\beta$ -распад. Необходимо также, чтобы нейтрино обладало ненулевой массой, поскольку в противном случае нейтрино, испущенное первым нейтроном, являлось бы правым спиральным состоянием, тогда как второй нейтрон может поглотить только левое спиральное нейтрино. Отличная от нуля масса майорановского нейтрино делает возможным распад  $0\nu\beta\beta$  с амплитудой вероятности, пропорциональной эффективной массе нейтрино:

$$A \propto m_{\beta\beta} = \sum_i V_{ei}^2 m_i.$$



**Рис. 9.** (В цвете онлайн.) Вероятность осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (а) и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  (б) как функция энергии и длины пути распространения нейтрино для нормальной иерархии (NH) при предположении, что  $\delta = 0$  (ВО — вакуумные осцилляции). Вероятность осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (в) и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  (г) как функция энергии при  $L = 1300$  км для трёх значений  $\delta$  ( $-\pi/2, 0, \pi/2$ ). Жёлтая линия соответствует вероятности появления электронных нейтрино только за счёт смешивания  $\nu_1$  и  $\nu_2$ . (Из работы [81].)

"Меткой"  $0\nu\beta\beta$ -распада является моноэнергетический пик при энергии распада  $Q$ .

Один из наиболее чувствительных экспериментов, Heidelberg–Moscow (HdM), в течение 10 лет проводил поиск  $0\nu\beta\beta$ -распада  ${}^{76}\text{Ge} \rightarrow {}^{76}\text{Se} + 2e^-$  на основе обогащённого изотопа  ${}^{76}\text{Ge}$  ( $Q_{\beta\beta} = 2039,061 \pm 0,007$  кэВ).

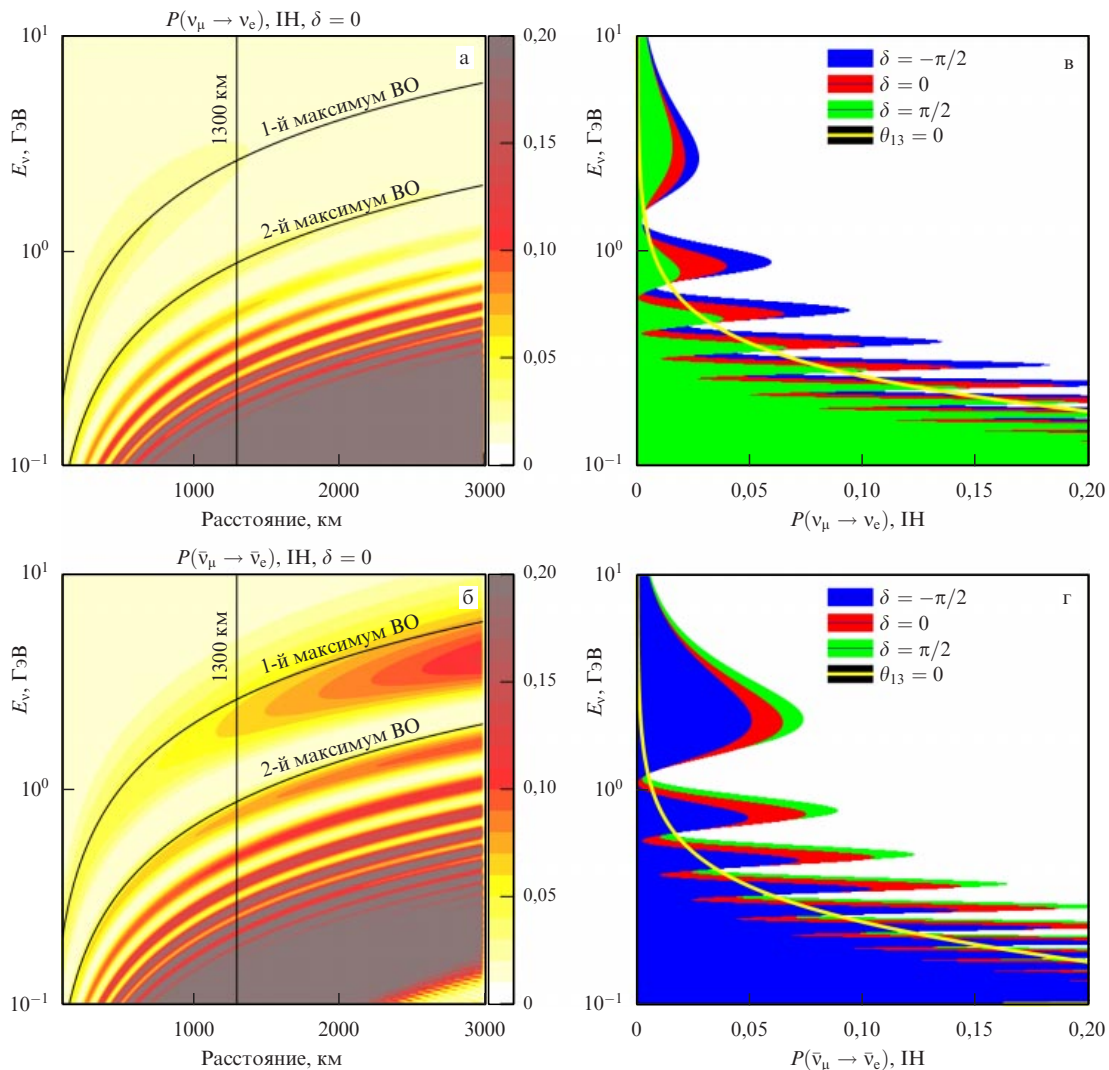
В 2001 г. лидер коллаборации HdM Г.В. Клапдор-Клайнгротхаус с коллегами сделали заявление о наблюдении  $0\nu\beta\beta$ -распада со временем жизни  $T_{1/2} = 1,5 \times 10^{25}$  лет [85]. В 2004 г. на основе окончательного анализа всех данных было получено значение эффективной нейтринной массы  $\langle m_{\beta\beta} \rangle = 0,24 - 0,58$  эВ [86]. Однако этот результат был подвергнут критике [87, 88], и стало совершенно очевидным, что его необходимо перепроверить с помощью более чувствительных экспериментов.

В первую очередь необходимо провести более точный эксперимент с тем же изотопом  ${}^{76}\text{Ge}$ , для того чтобы избежать неопределённостей, привносимых структурой другого ядра. В 2014 г. эксперимент GERDA (GERmanium Detector Array) [89], использующий детекторы на основе изотопа  ${}^{76}\text{Ge}$ , установил предел  $T_{1/2}^{0\nu} > 2,1 \times 10^{25}$  лет с экс-

позицией 21,6 кг год. Поиски с ядром  ${}^{136}\text{Xe}$  коллаборациями KamLand-Zen [47] и EXO-200 [48] также не обнаружили двойного безнейтринного бета-распада этого ядра, установив предел времени жизни  $T_{1/2}^{0\nu} > 2,6 \times 10^{25}$  лет. Этот результат также находится в противоречии с [85, 86].

Эффективная масса  $|m_{\beta\beta}|$  из  $0\nu\beta\beta$ -распада как функция массы самого лёгкого нейтрино для нормальной и обратной иерархий приведена на рис. 11. Следующее поколение экспериментов будет чувствительно к майорановской природе нейтрино для обратной иерархии. Увеличение чувствительности ещё в 10 раз потребуется в случае нормальной иерархии масс. Если и в случае нормальной иерархии масс  $0\nu\beta\beta$ -распад не будет обнаружен, то это будет сильным свидетельством в пользу того, что нейтрино является частицей Дирака.

Отметим, что, согласно теореме Шехтера–Валле [91], если наблюдается безнейтринный двойной бета-распад, то, вне зависимости от механизма самого  $0\nu\beta\beta$ -процесса, хотя бы одно из известных нейтрино является майорановской частицей с ненулевой массой.



**Рис. 10.** (В цвете онлайн.) Вероятность осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (а) и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  (б) как функция энергии и длины пути распространения нейтрино для обратной иерархии (ИН) при предположении, что  $\delta = 0$  (ВО — вакуумные осцилляции). Вероятность осцилляций  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  (в) и  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  (г) как функция энергии при  $L = 1300$  км для трёх значений  $\delta$  ( $-\pi/2, 0, \pi/2$ ). Жёлтая линия соответствует вероятности появления электронных нейтрино только за счёт смешивания  $\nu_1$  и  $\nu_2$ . (Из работы [81].)

#### 2.4. Стерильные нейтрино

В нейтринной физике есть ряд аномальных результатов, объяснение которых в рамках нейтринных осцилляций требует введения стерильного нейтрино.

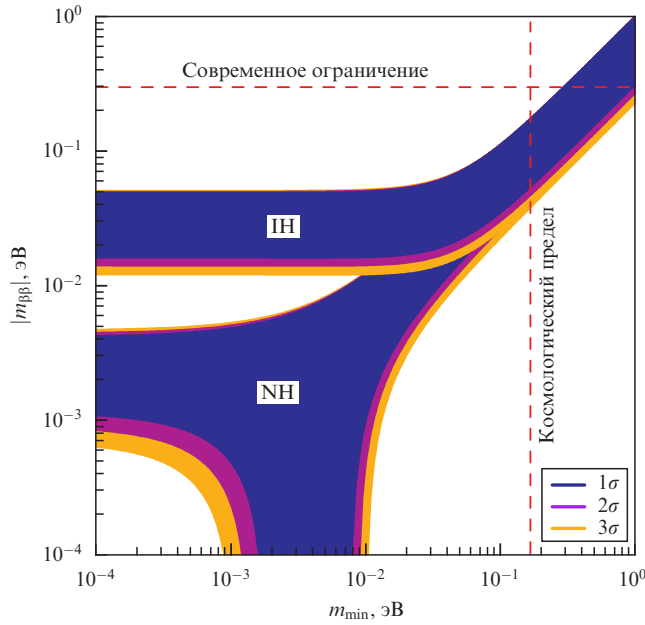
Коллаборация LSND обнаружила избыток  $\bar{\nu}_e$  на расстоянии 30 м от распадающихся в покое положительно заряженных мюонов  $\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu$  [92]. Этот результат можно интерпретировать как осцилляции  $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$  с  $\Delta m^2 \simeq 1$  эВ<sup>2</sup>. Средняя энергия  $\bar{\nu}_e$  составляет  $\langle E_\nu \rangle = 30$  МэВ.

Коллаборация MiniBooNE (BooNE — Booster Neutrino Experiment) одной из главных задач ставила проверку результата LSND при изменении расстояния между источником и детектором и энергии нейтрино, но при сохранении такого же их отношения  $L/E_\nu \simeq 500$  м/500 МэВ, как в LSND. MiniBooNE, в отличие от LSND, способен регистрировать как антинейтрино, так и нейтрино. Данные набирались в 2002–2012 гг. в нейтринной и антинейтринной модах.

Результаты эксперимента MiniBooNE [93] таковы: в антинейтринной моде наблюдается избыток  $\bar{\nu}_e$ -событий

$78,4 \pm 28,5$  ( $2,8\sigma$ ) в области энергий  $200 < E_\nu^{\text{QE}} < 1250$  МэВ, что совместимо с нейтринными осцилляциями с  $0,01 < \Delta m^2 < 1$  эВ<sup>2</sup> и частично совместимо с результатами LSND; в нейтринной моде также наблюдается избыток  $\nu_e$ -событий  $162,0 \pm 47,8$  ( $3,4\sigma$ ), но форма энергетического распределения этих событий лишь минимально согласуется с простым двухнейтринным формализмом осцилляций. Если формализм осцилляций расширить включением нескольких стерильных нейтрино и предположить нарушение CP-инвариантности, то можно уменьшить рассогласование в нейтринной и антинейтринной модах. Таким образом, результаты MiniBooNE не внесли ясности в аномалию LSND.

Радиохимические галлиевые детекторы солнечных нейтрино SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) [94, 95] и независимо GALLEX (Gallium Experiment) [96, 97] калибровались с помощью искусственных источников нейтрино. Использовались радиоактивные источники двух типов: на основе <sup>51</sup>Cr (электронный захват, энергия нейтрино 752,7 кэВ) и на основе <sup>37</sup>Ar (электронный захват, энергия нейтрино 813,5 кэВ). Оба экспери-



**Рис. 11.** Эффективная масса  $|m_{\text{eff}}|$  как функция самой малой массы нейтрино в случае нормальной (NH) ( $m_{\text{min}} = m_1$ ) и обратной (IH) ( $m_{\text{min}} = m_3$ ) иерархий масс нейтрино по результатам эксперимента Daya Bay [90].

мента обнаружили дефицит наблюдаемых нейтрино по сравнению с ожидаемой величиной. Совместное среднее отношение наблюдаемого отсчёта к ожидаемому составляет  $0,87 \pm 0,05$ . Интерпретация данного результата в рамках нейтринных осцилляций требует  $\Delta m^2 > 0,1 \text{ эВ}^2$ .

Ещё одной аномалией является так называемая реакторная аномалия. Этот термин появился в 2011 г. после опубликования работы [98], в которой были представлены новые расчёты реакторных антинейтринных спектров для  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$ ,  $^{241}\text{Pu}$  и  $^{238}\text{U}$ . Переоценка спектров привела к 3%-ному увеличению ожидаемых потоков антинейтрино, причём в хорошем приближении данная оценка верна для всех проводившихся ранее реакторных экспериментов. Совместный анализ всех опубликованных экспериментальных данных для расстояний менее 100 м даёт отношение наблюдаемого потока к ожидаемому  $0,943 \pm 0,023$ , т.е. отклонение от единицы имеет статистическую значимость 98,6 %.

Все обсуждавшиеся выше результаты для своего объяснения в рамках гипотезы нейтринных осцилляций требуют  $\Delta m^2 \simeq 0,01 - 1 \text{ эВ}^2$ , что не укладывается в трёхнейтринную схему осцилляций, для которой есть только две независимых величины,  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\Delta m_{31}^2$ , измеренные значения которых намного меньше. Прямолинейное увеличение числа нейтринных типов до четырёх и более также невозможно, поскольку это войдёт в противоречие с наблюдаемой шириной  $Z^0$ -бозона, которая в рамках СМ согласуется с тремя поколениями нейтрино с массой менее  $m_Z/2$ . Попыткой согласования обсуждаемых аномалий с наблюдаемой шириной  $Z^0$ -бозона является введение в рассмотрение так называемого *стерильного* нейтрино.

Стерильное нейтрино — это не взаимодействующая с  $W^\pm$  и  $Z^0$  суперпозиция состояний четырёх (или более) массивных нейтрино, каждое из которых, однако, взаимодействует с  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонами. Как согласовать эти два кажущиеся противоречащими друг другу условия? Для этого дополнительные нейтрино вводятся в СМ без

введения новых заряженных лептонов. Проиллюстрируем эту идею, ограничившись только одним таким дополнительным нейтрино. Возникает четыре комбинации нейтрино, являющиеся суперпозицией всех четырёх массовых состояний:

$$\begin{pmatrix} \nu_x \\ \nu_s \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{3 \times 3} & K_{3 \times 1} \\ U_{1 \times 3} & M_{1 \times 1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_m \\ \nu_4 \end{pmatrix},$$

где  $V_{3 \times 3}$  — привычная лептонная  $3 \times 3$ -матрица смешивания,  $K_{3 \times 1}$ ,  $U_{1 \times 3}$ ,  $M_{1 \times 1}$  — дополнительные матричные блоки новой унитарной  $4 \times 4$ -матрицы смешивания,  $\nu_m = (\nu_1, \nu_2, \nu_3)$ . Условия унитарности новой  $4 \times 4$ -матрицы смешивания:

$$\begin{aligned} V^\dagger V + U^\dagger U &= 1_{3 \times 3}, & K^\dagger K + M^\dagger M &= 1_{1 \times 1}, & V^\dagger K + U^\dagger M &= 0_{3 \times 1}, \\ V^\dagger V + K^\dagger K &= 1_{3 \times 3}, & U^\dagger U + M^\dagger M &= 1_{1 \times 1}, & VU^\dagger + KM^\dagger &= 0_{3 \times 1}. \end{aligned} \quad (19)$$

Нейтрино с определённым ароматом  $\nu_x = \sum_i V_{xi} \nu_i + K_{x1} \nu_4$  содержит в своём состоянии  $\nu_4$ . Комбинация состояний  $\nu_s = \sum_i U_{1i} \nu_i + M_{11} \nu_4$ , не имеющая соответствующего заряженного лептона, оказывается особенной: амплитуда рождения заряженного лептона  $\ell_x$  состоянием  $\nu_s$  с хорошей точностью (но не тождественно) равна нулю:

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(\nu_s + W^- \rightarrow \ell_x^-) &= \sum_{i=1}^3 U_{1i} V_{ix}^\dagger \mathcal{A}_i + M_{11} K_{1x}^\dagger \mathcal{A}_4 \simeq \\ &\simeq (UV^\dagger + MK^\dagger)_{1x} \mathcal{A}_0 = 0, \end{aligned}$$

где мы воспользовались условием унитарности (19),  $\mathcal{A}_i$ ,  $\mathcal{A}_4$  — амплитуды рождения, не зависящие от аромата, но зависящие от массы нейтрино,  $\mathcal{A}_0$  — соответствующая амплитуда в случае пренебрежимо малой массы нейтрино. Подчеркнём, что равенство нулю амплитуды  $\mathcal{A}(\nu_s + W^- \rightarrow \ell_x^-)$  выполняется в приближении пренебрежимо малой массы нейтрино и только в случае когерентного сложения всех вкладов от массивных нейтрино. Последнее условие может нарушаться при достаточно большой разнице масс нейтрино, аналогично тому, как это происходит при подавлении осцилляций заряженных лептонов (см. раздел 1.3). В этом случае стерильное нейтрино  $\nu_s$ , являясь некогерентной смесью массовых состояний, будет взаимодействовать с  $W^\pm$ ,  $Z^0$  и заряженными лептонами  $\ell_x$ .

Нетрудно также показать, что парциальные ширины распадов  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонов с нейтрино или антинейтрино в конечном состоянии пропорциональны числу типов нейтрино, равному трём, а не четырём, несмотря на то что каждое массивное нейтрино взаимодействует с калибровочными бозонами<sup>7</sup>. Каким образом можно было бы обнаружить дополнительные нейтрино?

Во-первых, в плазме ранней Вселенной четвертое массивное нейтрино должно проявлять себя как полноценная дополнительная релятивистская степень свободы, к которой чувствительны космологические и астрофизические наблюдения. Во-вторых, активные аро-

<sup>7</sup> Отметим, что в литературе иногда встречается другое определение стерильных нейтрино. Так называют "затрапочные" состояния, не взаимодействующие с  $W^\pm$ - и  $Z^0$ -бозонами и не имеющие определённой массы, но смешанные с "затрапочными" безмассовыми ароматами нейтрино во взаимодействии Юкавы.

матовые комбинации четырёх полей  $\nu_x$  в результате эволюции состояния во времени могут получить ненулевую примесь стерильной комбинации  $\nu_s$ , приводя к периодическому исчезновению аромата  $\alpha$ , что можно было бы обнаружить в экспериментах с относительно короткой базой. В-третьих, дополнительные типы нейтрино будут давать вклад в эффективные массы нейтрино в распадах частиц. Наконец, отметим, что в обсуждаемом сценарии матрица  $V_{3\times 3}$  должна быть неунитарной, что можно было бы обнаружить, точно измерив все её элементы.

На сегодня обсуждается большое число проектов по поиску осцилляций на короткой базе [99]. В проекте SOX (Short distance neutrino Oscillation with Borexino) [100] предлагается использовать детектор Borexino, обладающий хорошей точностью реконструкции энергии и точки взаимодействия. В 2016–2017 гг. будет проведён эксперимент с источником антинейтрино  $^{144}\text{Ce}$ . Размеры детектора и пространственное разрешение позволяют регистрировать осцилляционную картину для осцилляций с  $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ .

Проект BEST (Baksan Experiment on Sterile Transitions) с источником моноэнергетических нейтрино на основе изотопа  $^{51}\text{Cr}$  предлагается провести в Баксанской лаборатории [101]. Для детектирования нейтрино предлагается использовать галлий из эксперимента SAGE, размещённый вокруг источника в двух отдельных зонах на разном среднем расстоянии от источника. Данный эксперимент имеет чувствительность на уровне нескольких процентов к исчезновению электронных нейтрино и обладает возможностью проведения поиска переходов активных нейтрино в стерильные для параметров осцилляций  $\Delta m^2 > 0,5 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2(2\theta) > 0,1$ .

Поиск осцилляций на короткой базе возможен и на ядерных реакторах. Предпочтительно, чтобы размер активной зоны реактора был много меньше длины осцилляций. Подходящими реакторами являются исследовательский реактор ПИК (Пучковый исследовательский комплекс) в Гатчине (высота активной зоны 50 см при диаметре 39 см [102]) и исследовательский реактор в Димитровграде (размер зоны  $42 \times 42 \times 35 \text{ см}^3$  [103]). Поиск осцилляций можно проводить с помощью ЖС-детектора сравнительно малого объёма, например, в предложении эксперимента Poseidon [104] рассматривается ЖС-детектор с размером центральной зоны  $1 \times 1 \times 1,5 \text{ м}^3$  на расстоянии 5–15 м от 100-мегаваттного реактора. Область чувствительности такого детектора к параметрам осцилляций лежит в пределах  $\Delta m^2 = 0,3–6 \text{ эВ}^2$  и  $\sin^2(2\theta) > 0,01$ .

Эксперимент DANSS (Detector Anti-Neutrino based on Solid Scintillator), предложенный группой учёных из ОИЯИ и ИТЭФ, планируется осуществить на Калининской АЭС [105, 106]. Впервые для регистрации реакторных антинейтрино будет использован твёрдый сцинтиллятор. Детектор антинейтрино нового поколения DANSS будет представлять собой сцинтилляционный пластиковый детектор объёмом  $1 \text{ м}^3$ , разбитый на 2500 ячеек и 10 самостоятельных секций, по 250 ячеек в каждой. Скорость счёта антинейтрино составит около 10000 событий в сутки на расстоянии 11 м от реактора, что соответствует статистической точности измерений 1%. Помимо решения других задач, спектрометр DANSS планируется использовать для поиска стерильных нейтрино. Отметим важную особенность эксперимента

DANSS — изменяемое в пределах от 9,7 м до 12,2 м расстояние между центрами детектора и реактора.

Ещё один проект, предложенный российскими участниками, — Neutrino-4 [107] с изменяемым расстоянием, как и в проекте DANSS, но с исследовательским реактором мощностью до 100 МВт.

Унитарность матрицы смешивания может быть проверена в экспериментах следующего поколения, таких как JUNO, DUNE, в которых параметры смешивания будут измерены с точностью, лучшей, чем 1%, — точнее, чем в кварковом секторе.

## 2.5. Проблема солнечной металличности и CNO-цикл

Регистрация солнечных нейтрино не только подтвердила теорию ядерных реакций, происходящих в Солнце, но и произвела настоящую революцию в физике частиц, когда выяснилось, что нейтрино осциллируют и, таким образом, являются массивными частицами. Но полная теория ядерных реакций в звёздах до сих пор экспериментально не подтверждена. Теория предполагает, что энергия в звёздах генерируется в двух основных последовательностях ядерных реакций: протон-протонной цепочке реакций, в которой синтезируется гелий из водорода и которая является основным источником энергии для звёзд с массой Солнца или меньшей, и ядерных реакциях углеродно-азотно-кислородного цикла (CNO), который является доминирующим для более массивных звёзд, а следовательно, основным каналом выгорания водорода во Вселенной. Реакции CNO-цикла дают малый вклад в полную энергию, выделяемую Солнцем, тем не менее этот поток уже может быть зарегистрирован при современном уровне чувствительности нейтринных детекторов.

Более крупные звёзды, с более высокими центральными температурами, по современным представлениям должны генерировать энергию за счёт CNO-цикла. Модель генерации энергии в массивных звёздах до сих пор не проверялась экспериментально. Нейтрино от далёких массивных звёзд не могут быть зарегистрированы на Земле ввиду их ничтожно малых потоков, но возможна регистрация нейтрино из CNO-цикла от Солнца. Регистрация этих нейтрино от Солнца экспериментально проверит теоретические представления о механизме генерации энергии в массивных звёздах.

В таблице 3 представлены результаты измерения потоков солнечных нейтрино в сравнении с теоретическими предсказаниями стандартной модели Солнца (СМ) в двух её вариантах (GS98 и AGS09), соответствующих разным методам определения относительной концентрации тяжёлых элементов на Солнце, или металличности<sup>8</sup>. Распространённость химических элементов на поверхности Солнца была рассчитана более 10 лет тому назад в одномерной модели (статическая модель GS98 [114] для отдельных слоёв атмосферы Солнца — фотосферы, хромосферы), использующей данные спектроскопических наблюдений фотосферы. Эта модель согласуется с гелиосейсмологическими данными, а именно с измерениями скорости прохождения механических волн в Солнце.

<sup>8</sup> Металличность в астрофизике — относительная концентрация элементов тяжелее гелия. Обычно используется отношение  $Z/X$  массы элементов тяжелее гелия ( $Z$ ) к массе водорода ( $X$ ).



**Таблица 3.** Предсказания стандартной модели Солнца и экспериментальные измерения потоков солнечных нейтрино

Поток $\nu$	Модель GS98 [114]	Модель AGS09 [115]	$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$	Измерение, эксперимент*
$\text{pp}$	$5,98 \pm 0,04$	$6,03 \pm 0,04$	$\times 10^{10}$	$6,0 \pm 0,8$ , SAGE + SNO + Homestake [108] $6,6 \pm 0,7$ , Borexino [109] $6,37 \pm 0,46$ , все солнечные
$\text{pep}$	$1,44 \pm 0,012$	$1,47 \pm 0,012$	$\times 10^8$	$1,6 \pm 0,3$ , Borexino [110]
${}^7\text{Be}$	$5,00 \pm 0,07$	$4,56 \pm 0,07$	$\times 10^9$	$4,87 \pm 0,24$ , Borexino [111]
${}^8\text{B}$	$5,58 \pm 0,14$	$4,59 \pm 0,14$	$\times 10^6$	$5,2 \pm 0,3$ , SNO + SK + Borexino + KamLAND $5,25 \pm 0,16_{-0,013}^{+0,011}$ , SNO – LETA [112]
$\text{hep}$	$8,0 \pm 2,4$	$8,3 \pm 2,5$	$\times 10^3$	$< 2,3 \times 10^4 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$ (90 % CL), SNO [113]
${}^{13}\text{N}$	$2,96 \pm 0,14$	$2,17 \pm 0,14$	$\times 10^8$	Интегральный поток CNO: $< 7,4$ Borexino (90 % CL) [110]
${}^{15}\text{O}$	$2,23 \pm 0,15$	$1,56 \pm 0,15$	$\times 10^8$	
${}^{17}\text{F}$	$5,52 \pm 0,17$	$3,40 \pm 0,16$	$\times 10^6$	

\* SK — Super-KamiokaNDE, LETA — Low Energy Threshold Analysis.

Ситуация изменилась с публикацией группой Асплунда в 2007 г. данных по химическому составу солнечной поверхности [115], рассчитанных с помощью трёхмерной магнитогидродинамической модели (AGS09) конвективной зоны, фотосферы, хромосферы и короны. В модели AGS09 содержание таких распространённых элементов, как C, N и O, значительно понизилось по сравнению с данными модели GS98. Металличность Солнца в целом уменьшилась до  $Z/X = 0,0178$  (низкая металличность), тогда как предыдущее значение составляло  $Z/X = 0,0229$  (высокая металличность). Трёхмерная модель воспроизводит наблюдаемый профиль атомных и молекулярных линий в солнечной атмосфере, но находится в противоречии с гелиосейсмологическими данными. Этот факт [116] до сих пор не получил удовлетворительного объяснения.

Потоки солнечных нейтрино из CNO-цикла относительно малы, и они до сих пор непосредственно не измерены. Существуют интегральные измерения полных потоков солнечных нейтрино в двух радиохимических экспериментах.

Измерение потока CNO-нейтрино включено в программу второй фазы эксперимента Borexino и программы солнечной фазы эксперимента SNO+ [117].

**2.6. Астрофизические нейтрино и нейтринные телескопы**  
23 февраля 1987 г. в Большом Магеллановом Облаке вспыхнула сверхновая на расстоянии 51,4 кпк от Солнца. Согласно современным теоретическим представлениям во вспышке сверхновой излучается порядка  $10^{58}\nu$ . Почти 99 % энергии вспышки, порядка  $10^{46}$  Дж, переносится нейтрино и антинейтрино.

Три эксперимента: KamiokaNDE II [118], IMB (Irvine–Michigan–Brookhaven) [119] и БПСТ (Баксанский подземный сцинтилляционный телескоп) [120] — обнаружили нейтрино от вспышки сверхновой 1987 года на два часа раньше момента появления светового сигнала, что согласуется с теоретическим представлением о механизме взрыва сверхновой. Советско-итальянский нейтринный телескоп LSD (Liquid Scintillation Detector) под горой Монблан зарегистрировал пять нейтринных событий [121, 122], но за 7,5 ч до появления видимой вспышки. Флуктуации фона в этом детекторе могут имитировать подобное событие лишь один раз в три

года [123]. Вероятность совпадения нейтринного сигнала со световой вспышкой от сверхновой во временном интервале 24 ч уменьшает вероятность имитации фоновыми событиями нейтринного сигнала от сверхновой в 365 раз, т.е. случайно такое событие может произойти один раз в 1000 лет [123]. Обычно данные LSD не учитываются при анализе, хотя наблюдение LSD может свидетельствовать о двухстадийном характере высвечивания нейтрино. Возможный механизм обсуждался, например, в работе [124].

Для раннего обнаружения сверхновых создана специальная сеть SNEWS (Super Nova Early Warning System) [125], объединяющая действующие детекторы, чувствительные к нейтрино сверхновых: LVD (Large Volume Detector), Super-KamiokaNDE, AMANDA (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array)/Ice Cube, Borexino, KamLAND, Daya Bay — после запуска к сети подключится и SNO+. Триангуляция нейтринных сигналов позволит выделить направление на сверхновую, что даст возможность наблюдать момент рождения сверхновой в оптическом диапазоне — нейтрино излучаются до световой вспышки.

В детекторах следующего поколения, Hyper-KamiokaNDE, JUNO, RENO-50, LENA (Low Energy Neutrino Astrophysics), с массой мишени от 20 до 400 кт количество событий, вызванных нейтрино от вспышек сверхновой, ожидается на 2–3 порядка большим, чем для детекторов предыдущего поколения.

В 2013 г. коллаборация IceCube объявила [126] об обнаружении трёх событий с энергиями 1,0, 1,1 и 2,2 ПэВ. Эти события интерпретируются как события взаимодействия астрофизических нейтрино. Это революционный результат, означающий рождение новой области науки — нейтринной астрономии, свидетелями чего мы сейчас являемся.

Из сравнения наблюдаемого спектра энергии с ожидаемым, при предположении существования только атмосферных нейтрино и мюонов, в коллаборации IceCube пришли к выводу о дополнительных  $87_{-10}^{+14}$  нейтрино, которые могут быть вызваны астрофизическими источниками [127]. Однако пока источник этих нейтрино остаётся загадкой.

Невысокая точность углового разрешения ливневых событий во льду на Южном полюсе не позволяет опре-

делить возможный источник наблюдаемых событий. Обнаружение источников астрофизических нейтрино — задача проектов Baikal-GVD (Gigaton Volume Detector), KM3NET (Cubic Kilometer Neutrino Telescope) [128], ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental REsearch project) [129], IceCube.

Революционное открытие коллаборацией IceCube нейтрино от астрофизических источников придало огромный импульс развёртыванию новых нейтринных телескопов. Коллаборация IceCube планирует увеличение просматриваемого объёма своей установки до 5–10 км<sup>3</sup> с увеличенным расстоянием между тросами с ФЭУ. Как следствие, порог по энергии возрастёт. Также планируется увеличение площади поверхностного veto-детектора до 100 км<sup>2</sup> с целью подавления атмосферных ливней от нейтрино и мюонов, что позволит существенно увеличить эффективный объём установки.

В Средиземном море планируется развернуть установку KM3NET с просматриваемым объёмом 3–6 км<sup>3</sup> и 12000 ФЭУ. Развёртывание планируется осуществить в три фазы:

- 1) доказательство работоспособности прототипа;
- 2) измерение потоков астрофизических нейтрино на уровне точности IceCube;
- 3) проведение исследований по нейтринной астрономии.

На Байкале развёртывается установка Baikal-GVD с просматриваемым объёмом порядка 1 км<sup>3</sup> (см. раздел 3).

Нейтринные телескопы имеют богатую физическую программу — они будут использоваться не только для исследования астрофизических нейтрино, их спектров и источников, но и для измерения иерархии масс нейтрино, томографии Земли, поиска тёмной материи и других интригующих исследований.

## 2.7. Нейтринная геофизика

Геонейтрино — электронные антинейтрино, сопровождающие распад естественных радиоактивных  $\beta$ -изотопов в Земле. Основной вклад в естественную радиоактивность Земли дают элементы из цепочек распадов долгоживущих изотопов <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th, а также распадов <sup>40</sup>K.

Хотя профиль плотности Земли восстанавливается по сейсмическим данным, химический состав глубин Земли остаётся неисследованным, поэтому точное измерение потоков геонейтрино позволит восстановить пространственное распределение радиоактивных изотопов, их порождающих, и, таким образом, даст возможность определить содержание соответствующих радиоактивных элементов.

Естественная радиоактивность Земли является мощным тепловым источником, влияющим на тепловую историю Земли, сведения о содержании радиоактивных элементов в глубинах Земли необходимы для решения многих проблем геофизики. Механизм генерации тепла в недрах Земли является фундаментальной проблемой геологии. Измерения показали, что тепловая мощность нашей планеты составляет  $(47 \pm 2)$  ТВт [130]. Основными внутренними источниками тепла в Земле являются радиогенное тепло и тепло, запасённое Землёй во время гравитационной дифференциации вещества. Вклад других источников не превышает 1 % от полного тепловыделения.

Интерес к изучению геонейтринных потоков возник параллельно с недавним развитием синцитиационных

детекторов большого объёма, обладающих достаточно высокой чувствительностью для регистрации потоков антинейтрино на уровне  $\sim 10^6$  см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup> с энергиями в несколько МэВ.

Определение потоков геонейтрино позволит пролить свет на остающиеся открытыми вопросы относительно естественной радиоактивности нашей планеты: каков радиогенный вклад в полное генерирование тепла Земли; сколько урана и тория содержат земная кора и мантия; существует ли в центре Земли геореактор или скрытый избыток <sup>40</sup>K, как предполагается рядом авторов; совместима ли с геонейтринными данными стандартная геохимическая модель?

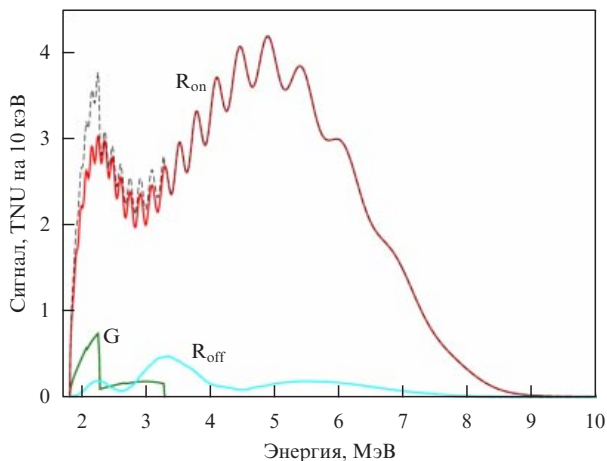
Экспериментальная нейтринная геофизика родилась как наука в 2005 г., с первой публикацией на эту тему коллаборации KamLAND. Существование геонейтрино и, следовательно, вклада радиоактивных элементов в разогрев Земли, подтверждено на уровне  $4,2\sigma$  и  $5,9\sigma$  независимо в двух экспериментах, KamLAND [131] и Borexino [132] соответственно. Точность измерения суммарных потоков геонейтрино при анализе с фиксированным отношением масс U/Th пока что низка в обоих экспериментах, порядка 30 %. Анализ с нефиксированным отношением масс U/Th практически не даёт осмысленных ограничений.

В настоящий момент разные геофизические модели хорошо согласуются с измерениями, однако для фиксации параметров моделей требуются более точные измерения потока геонейтрино. С другой стороны, уже сегодня можно утверждать, что экзотические сценарии разогрева Земли за счёт внутреннего геореактора практически исключены, вклад такого реактора в полную генерацию тепла с вероятностью 95 % не превышает 4,5 ТВт по данным детектора Borexino [133] и 3,7 ТВт по данным KamLAND [131].

Реакторные детекторы третьего поколения (JUNO и RENO-50) будут обладать чувствительностью к геонейтрино. Оценки чувствительности детектора JUNO недавно были сделаны в работе [134] (рис. 12). Ожидаемый геонейтринный сигнал<sup>9</sup> составляет  $39,7_{-5,2}^{+6,5}$  TNU. Сигнал от реакторов (в "геонейтринном" энергетическом "окне") по состоянию на 2013 г. —  $26,0_{-2,3}^{+2,2}$  TNU, точность измерения геонейтринного сигнала в этом случае составит 10 % за период набора данных около 100 сут.

После включения ближних реакторов в Янцзыне и Тайшане реакторный сигнал увеличится до  $354_{-41}^{+45}$  TNU, что сделает более сложным точное выделение геонейтринного сигнала. Тем не менее в проекте JUNO [72] возможность измерения геонейтринного потока оценивается позитивно, несмотря на высокий уровень фона от реакторов. В предположении 80%-ной эффективности регистрации нейтрино в объёме 18,35 кт ЖС и фиксированного при хондритном значении отношения масс U и Th в Земле ( $M(\text{Th})/M(\text{U}) = 3,9$ ) статистическая точность восстановления геонейтринного сигнала составляет 17 %,

<sup>9</sup> Сигнал измеряется в единицах TNU (Terrestrial Neutrino Unit), 1 TNU соответствует одному взаимодействию на  $10^{32}$  протонов мишени в год. Одна килотонна жидкого синцитилятора содержит приблизительно  $10^{32}$  протонов, а экспозиция в соответствующих экспериментах обычно длится несколько лет, таким образом, единицы TNU дают скорость счёта событий обратного бета-распада на протоне для однокилотонного детектора за год.



**Рис. 12.** Ожидаемый геонейтринный сигнал в детекторе JUNO (кривая G) в сравнении с сигналами от реакторов до включения (кривая  $R_{\text{off}}$ ) и после включения (кривая  $R_{\text{on}}$ ) реакторов в Янцзяне (17,4 ГВт) и Тайшане (18,4 ГВт). Штриховая кривая соответствует суммарному сигналу после включения детектора. (Из работы [134].)

10 %, 8 % и 6 % для 1, 3, 5 и 10 лет набора данных соответственно.

Интересные возможности для определения химического состава земного ядра должны предоставить нейтринные телескопы следующего поколения. Идея измерения состава Земли основана на зависимости нейтринных осцилляций от плотности электронов  $n_e$  в среде (нейтринная томография). Резонансные осцилляции атмосферных нейтрино внутри Земли, возможные вследствие относительно большой величины угла  $\theta_{13}$ , могут служить чувствительным инструментом для определения химического состава земного ядра.

Одной из задач готовящегося проекта PINGU будет нейтринная томография Земли. Предполагается использовать большую статистику данных по атмосферным нейтрино для верификации различных моделей земного ядра [76]. Систематические неопределённости, связанные с параметрами осцилляций, будут уменьшены благодаря регистрации потоков нейтрино, не проходящих через земное ядро.

### 3. Нейтринная программа ОИЯИ

В ОИЯИ систематические экспериментальные исследования в области физики нейтрино, слабых взаимодействий, редких процессов и астрофизики проводились силами нескольких подразделений Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзержелова (ЛЯП).

Эта практически 55-летняя традиция восходит своими корнями к работам и идеям Б.М. Понтекорво и его коллег. Сотрудниками ЛЯП в этой сфере было получено немало результатов фундаментальной важности.

Прежде всего, это открытие бета-распада пиона  $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$  [135], что явилось прямым доказательством закона сохранения векторного тока в слабом взаимодействии, впервые теоретически обоснованного Я.Б. Зельдовичем и С.С. Герштейном.

Б.М. Понтекорво (вместе с М.А. Марковым) обосновал возможность существования мюонного нейтрино и в 1959 г. предложил эксперимент по обнаружению этого нейтрино на ускорителях высоких энергий [136], что и было выполнено позднее в США, где действительно

были открыты мюонные нейтрино. Б.М. Понтекорво и др. впервые наблюдали отдачу от мюонного нейтрино в реакции по захвату отрицательно заряженного мюона в гелии-3:  $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \nu_\mu$ , что позволило определить верхний предел массы этой частицы. Опыт подтвердил тождественность мюона и электрона в слабом взаимодействии ( $\mu$ -e-универсальность) [137]. Справедливость векторно-аксиальной ( $V-A$ ) структуры токов фермионов, участвующих в слабых взаимодействиях с заряженными  $W^\pm$ -бозонами, и универсальность слабого взаимодействия были подтверждены измерениями вероятности захвата мюонов протонами  $\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu$  [138].

Ц.Д. Выловым с сотрудниками было проведено измерение спиральности электронного нейтрино от распада  ${}^{152\text{m}}\text{Eu}$  с помощью Ge(Li)-детектора [139].

Как упоминалось в разделе 1, в 1957 г. Б.М. Понтекорво высказал идею о возможности существования осцилляций нейтрино — превращения нейтрино одного типа в нейтрино другого типа, что допустимо в принципе только при наличии у нейтрино ненулевой массы [140, 141].

По инициативе Б.М. Понтекорво были выполнены первые экспериментальные работы по определению вероятностей распадов, запрещённых законом сохранения лептонного числа. В ЛЯП на установке АРЕС (Анализатор редких событий) было достигнуто рекордное ограничение на вероятность распада  $\mu \rightarrow 3e$  [142].

В 1957 г. Б.М. Понтекорво высказал идею о возможном существовании переходов мюония (атома, состоящего из двух лептонов,  $M \equiv \mu^+ e^-$ ) в антимюоний  $\bar{M}$  ( $\mu^- e^+$ ) [140]. В этом процессе лептонные числа частиц изменяются не на единицу, а на два и переход  $\mu^+ e^- \rightarrow \mu^- e^+$  запрещён в СМ. На фазотроне ЛЯП в 1993 г. была установлена верхняя граница вероятности перехода  $M \rightarrow \bar{M}$  [143, 144].

Развитие нейтринной физики и физики частиц до 1983 г. можно проследить по обзорам Б.М. Понтекорво и его коллег [145–152], демонстрирующим замечательную простоту и ясность изложения многих запутанных вопросов, а также особую роль ОИЯИ в этой области исследований.

Первые эксперименты в области ускорительной физики нейтрино, в которых физики ОИЯИ играли важную роль, — это Нейтринный детектор в Институте физики высоких энергий (ИФВЭ) (Протвино) и NOMAD (Neutrino Oscillation MAgnetic Detector) в ЦЕРНе, на которых был выполнен ряд важных работ [153–167].

Сегодня соответствующие работы ведутся в рамках нейтринной программы, которая существенно расширилась и включает в себя экспериментальные и теоретические исследования по обсуждавшимся выше наиболее актуальным проблемам нейтринной физики.

Все проекты, входящие в нейтринную программу ОИЯИ, глубоко проработаны, прошли внутренние и международные экспертизы. При выполнении нейтринной программы ОИЯИ ожидается получение результатов первостепенной важности в физике нейтрино. Необходимым условием успешного выполнения нейтринной программы является развитие экспериментальных комплексов как в России, так и за рубежом. При этом можно выделить три важнейших направления.

Во-первых, это эксперимент Baikal-GVD. На озере Байкал идёт строительство нейтринного телескопа объёмом около 1 км<sup>3</sup>. В 2015 г. введён в эксплуатацию

первый кластер — "Дубна". Этот эксперимент приобретает важнейшее значение в связи с обнаружением первых астрофизических нейтрино сверхвысоких энергий в эксперименте IceCube, что открывает новое направление в физике — "нейтринная астрономия сверхвысоких энергий". Модернизированная установка Baikal-GVD должна играть важную роль в этом направлении.

Во-вторых, создана и успешно функционирует нейтринная лаборатория на Калининской АЭС. Здесь ОИЯИ является главным исполнителем уникальных по значимости экспериментов GEMMA (измерение магнитного момента антинейтрино), DANSS (поиск стерильного нейтрино и мониторинг антинейтрино от Калининской АЭС),  $\nu\text{GeN}$  ( $\nu$ -Ge Nucleus elastic scattering) (измерение сечения когерентного рассеяния нейтрино на ядрах).

В-третьих, ОИЯИ считает необходимым участвовать в наиболее амбициозных и важных международных проектах в области нейтринной физики, внося в эти проекты серьёзный интеллектуальный и материальный вклад. В настоящий момент такими экспериментами являются:

— эксперименты в низкофоновых подземных лабораториях Гран-Сассо (Borexino, Dark Side, GERDA) и Модана (EDELWEISS (от франц. — Expérience pour Détecteur les wimps en site Souterrain), SuperNEMO (Super Neutrino Majorana Observatory));

— эксперименты с реакторными антинейтрино (Daya Bay, JUNO);

— эксперименты с ускорительными нейтрино (антинейтрино) (NOvA).

Подробное изложение Нейтринной программы ОИЯИ можно найти в Белой книге ОИЯИ [168]. Ниже мы кратко изложим наиболее важные результаты нейтринных экспериментов, полученные при активном участии сотрудников ОИЯИ, а также обсудим ожидаемые результаты и перспективы новых проектов.

*Эксперимент OPERA* (Oscillation Project Emulsion-tRacking Apparatus) — нейтринный эксперимент на длинной базе с целью обнаружения тау-нейтрино в пучке мюонных нейтрино. Расстояние между источником нейтрино в ЦЕРНе и детектором OPERA, расположенным в Гран-Сассо, 730 км. Использовался гибридный детектор, состоящий из двух мишеней. После каждой мишени располагается мюонный спектрометр. Мишень детектора OPERA состоит из стенок, заполненных "эмульсионными кирпичами", и плоскостей из пластиковых сцинтилляционных детекторов, служащих для целеуказания. Эмульсионные кирпичи состоят из 56 слоёв свинца толщиной 1 мм каждый, чередующихся с фотоэмульсионными плёнками, обеспечивающими микрометровую точность в измерении треков заряженных частиц. В детекторе OPERA содержалось около 150000 таких кирпичей. Полная масса детектора составляла порядка 1,2 кт.

Пучок нейтрино направлялся из ЦЕРНа в Гран-Сассо (CNGS — Cern Neutrino to Gran Sasso) в течение пяти лет, с 2008 г. по 2012 г. В общей сложности на мишень в ЦЕРНе было сброшено  $17,97 \times 10^{19}$  протонов, что позволило обнаружить 19505 нейтринных взаимодействий в детекторе. К настоящему времени обнаружено пять  $\nu_\tau$ -кандидатов. Ожидаемые числа истинных и фоновых событий составляют  $2,64 \pm 0,53$  и  $0,25$  соответственно. Коллаборация OPERA объявила об открытии появления

$\nu_\tau$  в пучке CNGS на уровне пяти стандартных отклонений ( $5\sigma$ ) [169].

В настоящий момент члены коллаборации OPERA завершают обработку данных, детектор OPERA демонтируется. Часть этого детектора (детектор целеуказания) будет использоваться в эксперименте JUNO.

В эксперименте Daya Bay измерен оставшийся до последнего времени неизвестным угол смешивания  $\theta_{13}$ , что стало одним из самых значимых результатов в физике частиц в 2012 г. Позднее, в 2013 г., была прецизионно измерена эффективная разность квадратов масс  $\Delta m_{\text{eff}}^2$ . Результаты Daya Bay, полученные в 2015 г. [170]:

$$\sin^2(2\theta_{13}) = 0,084 \pm 0,005, \quad (20)$$

$$|\Delta m_{\text{eff}}^2| = (2,42 \pm 0,11) \times 10^{-3} \text{ эВ}^2.$$

К 2017 г. точность измерения  $\sin^2(2\theta_{13})$  ожидается на уровне 0,00307 в результате продолжающихся измерений эксперимента Daya Bay. Совместный анализ данных Daya Bay, Double Chooz и RENO позволит измерить  $\sin^2(2\theta_{13})$  в доверительном интервале  $\pm 0,00282$  [171]. Величина  $\Delta m_{\text{eff}}^2$  будет измерена в доверительном интервале  $\pm 7 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2$ , т.е. с точностью 3 % [171]. Рисунок 13 иллюстрирует, как будут изменяться приведённые оценки в зависимости от времени.

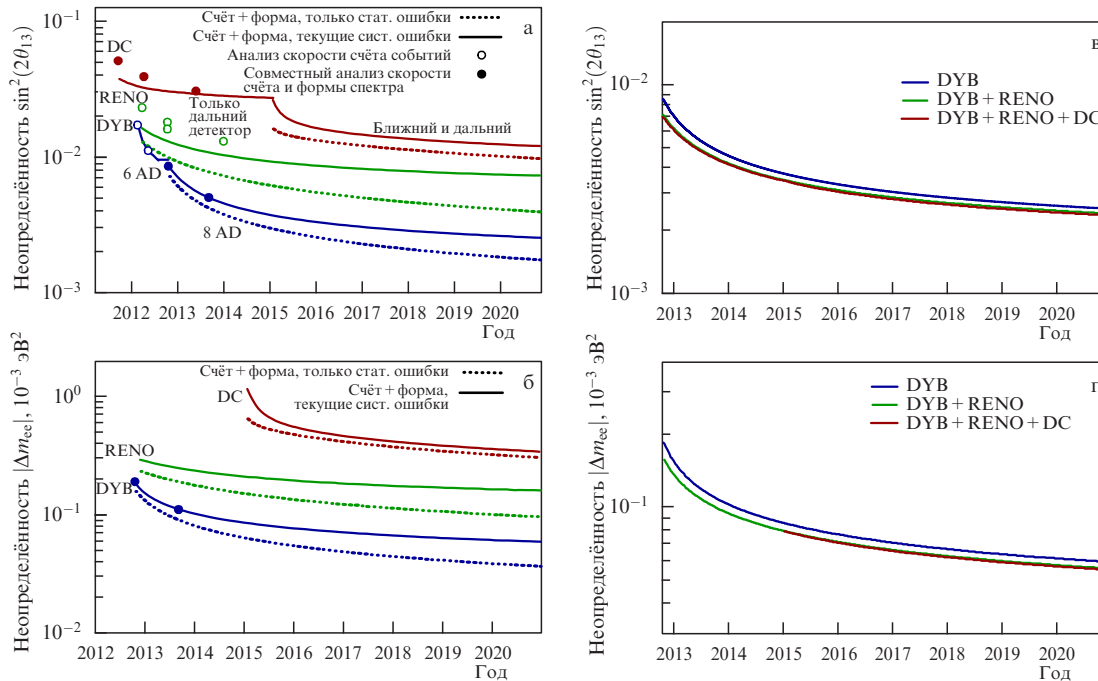
Конфигурация расположения детекторов эксперимента Daya Bay и реакторов Daya Bay, Ling Ao, Ling Ao II соответствует девяти различным расстояниям детектор-реактор. Это позволило получить новые пределы параметров смешивания гипотетического стерильного нейтрино  $\sin^2(2\theta_{14})$ ,  $|\Delta m_{41}^2|$  в ранее неисследованной области  $10^{-3} \text{ эВ}^2 \leq |\Delta m_{41}^2| \leq 0,1 \text{ эВ}^2$  [172].

В 2015 г. коллаборация Daya Bay измерила поток реакторных антинейтрино [173]. Измеренный поток, который хорошо согласуется с результатами предыдущих экспериментов на короткой базе, составляет  $0,946 \pm 0,02$  от потока, предсказанного моделью [174, 175], и  $0,991 \pm 0,023$  от потока, предсказанного моделью [176–179]. Измеренная форма спектра позитронов отличается на уровне  $2\sigma$  от предсказаний [174, 175] во всей области энергий, достигая локальной значимости на уровне  $4\sigma$  в интервале энергий 4–6 МэВ. Этот результат подтверждается также данными RENO и Double Chooz.

Члены коллаборации Daya Bay совместно с физиками экспериментов KamLAND, K2K/T2K, Super-KamiokaNDE и SNO удостоены крупнейшей в мире научной премии — премии по фундаментальной физике 2016 Breakthrough Prize in Fundamental Physics.

*Эксперимент Borexino*. Международная коллаборация Borexino набирает данные на 300-тонном ЖС-детекторе с мая 2007 г. Группа учёных из ОИЯИ участвует в эксперименте с 1991 г. Детектор Borexino создавался для изучения в режиме реального времени низкоэнергетических солнечных нейтрино, прежде всего моноэнергетических (с энергией 862 кэВ) из реакции  ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ .

Для регистрации нейтрино с такой энергией требуется чрезвычайно чистая детектирующая среда, так как распады естественных радиоактивных примесей, присутствующих в той или иной степени в любых природных материалах, могут имитировать процессы нейтринного взаимодействия.



**Рис. 13.** Ожидаемые погрешности измерения  $\sin^2(2\theta_{13})$  (а) и  $|\Delta m_{ee}^2|$  (б) как функции времени для каждого из экспериментов Double Chooz (DC), RENO, Daya Bay (DYB) (AD — детектор антинейтрино). Ожидаемые погрешности измерения  $\sin^2(2\theta_{13})$  (в) и  $|\Delta m_{ee}^2|$  (г) как функции времени по результатам совместного анализа этих экспериментов [171].

Поэтому значительные усилия исследователей в проекте *Wogexino* были направлены на подбор радиационно-чистых материалов для сооружения детектора и разработку новых технологий очистки жидкостей и газов от естественных радиоактивных примесей. В результате исследований, продолжавшихся более 10 лет, удалось достичь рекордно высоких уровней очистки жидкого органического сцинтиллятора, используемого в *Wogexino*. Так, например, содержание примесей U/Th в жидком сцинтилляторе составляет  $\approx 10^{-17}$  г/г; содержание  $^{40}\text{K} \leq 10^{-14}$  г/г; содержание  $^{14}\text{C} \leq 2,7 \times 10^{-18}$  г/г (по отношению к  $^{12}\text{C}$ ). Созданный коллаборацией высокочувствительный детектор оказался благодаря высокому уровню очистки пригодным и для регистрации нейтрино из других солнечных реакций, а также геологических и реакторных антинейтрино. Среди полученных на *Wogexino* результатов следует отметить, в частности, прямое измерение потока солнечных нейтрино от  $pp$ -реакции [109] и первое статистически значимое наблюдение геонейтрино [180].

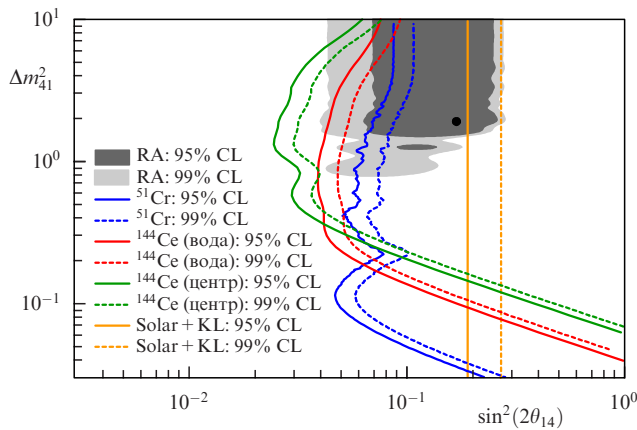
В эксперименте *Wogexino* измерен поток солнечных бериллиевых нейтрино с точностью около 5% [111], а также его суточные [181] и сезонные вариации [182]. Кроме потока бериллиевых нейтрино измерены потоки борных [183] (данное измерение, конечно, не конкурирует по точности с измерениями на больших водных черенковских детекторах, но является первым измерением высокоэнергетичной части спектра солнечных нейтрино на ЖС-детекторе),  $pep$ -нейтрино [110] и  $pp$ -нейтрино [109]. Таким образом, все потоки нейтрино из основных реакций  $pp$ -цепочки впервые были измерены на одном детекторе. На *Wogexino* измерен поток геонейтрино от распадов естественных радиоактивных изотопов в Земле [184], на сегодня данное измерение вместе с измерениями на детекторе KamLAND являются уникальными источ-

никами информации о содержании урана и тория в недрах Земли.

Помимо измерения потоков нейтрино, в эксперименте *Wogexino* осуществляется программа поиска редких процессов вне рамок СМ, реализуемая дубненскими учёными. На сегодня получены лучшие ограничения на эффективный магнитный момент солнечных нейтрино [185], на поток аксионов от Солнца [186] и на нарушение принципа Паули [187]. На два порядка величины улучшено ограничение на время жизни электрона по отношению к распаду  $e \rightarrow \nu + \gamma$  ( $T_{1/2} \geq 6,6 \times 10^{28}$  лет) [188], запрещённого только законом сохранения электрического заряда.

Основные результаты были получены коллаборацией на данных, набранных до 2010 г., в ходе первой фазы эксперимента. В 2010 г. после калибровки детектора была произведена дополнительная очистка сцинтиллятора. Благодаря хорошей стратификации (слои сцинтиллятора не перемешиваются в процессе отбора и заливки), за несколько циклов очистки удалось избавиться от  $^{85}\text{Kr}$ , являвшегося основным источником систематической ошибки при подгонке спектров. Концентрация  $^{210}\text{Bi}$  при этом снизилась до 20 событий в сутки на 100 т сцинтиллятора. На сегодня во второй фазе эксперимента набрана статистика за период около четырёх лет работы с "чистым" сцинтиллятором и набор данных продолжается. Анализ потока  $pp$ -нейтрино проводился по данным, набранным за первые два года второй фазы.

Основной целью второй фазы эксперимента *Wogexino* является измерение потока нейтрино из CNO-цикла. Интерес к измерению CNO-нейтрино связан с обсуждавшейся в разделе 2.5 проблемой металличности Солнца. Измерение потока CNO-нейтрино, даже с умеренной точностью, позволит сделать выбор модели, поскольку предсказываемые потоки CNO-нейтрино достаточно



**Рис. 14.** (В цвете онлайн.) Чувствительность эксперимента SOX к осцилляциям в стерильные нейтрино в фазе А (внешний источник  $^{51}\text{Cr}$ , синяя кривая), в фазе В (источник  $^{144}\text{Ce}-^{144}\text{Pr}$ , красная кривая) и фазе С (источник  $^{144}\text{Ce}-^{144}\text{Pr}$  в центре детектора, зелёная кривая), Solar + KL — солнечные эксперименты + KamLAND. Серая область соответствует реакторной аномалии (RA), интерпретированной как осцилляции в стерильные нейтрино, чёрный кружок в этой области соответствует параметрам наилучшей подгонки для RA. Показаны контуры при 90 % и 95 % CL для всех случаев. Жёлтая линия ограничивает область, исключённую другими экспериментами [190].

сильно различаются для большой и малой солнечных металличностей. В эксперименте Vogexino получено ограничение сверху на поток CNO-нейтрино: в предположении модели с осцилляциями нейтрино поток CNO-нейтрино  $< 7,4 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$  (90 % CL), что находится в согласии с предсказаниями обоих вариантов стандартной модели Солнца. Данный результат демонстрирует принципиальную возможность более точного измерения пер- и CNO-нейтрино при условии уменьшения систематической неопределённости, связанной с коррелирующим фоном от распадов радиоактивного  $^{210}\text{Bi}$ .

**Проект SOX.** В эксперименте Vogexino планировались измерения с источником нейтрино с целью калибровки детектора и изначально предполагалось использовать источник антинейтрино  $^{90}\text{Sr}-^{90}\text{Y}$ . Позднее было предложено использовать также источник моноэнергетических нейтрино на основе  $^{51}\text{Cr}$  [189]. Данный источник успешно применялся для калибровки эксперимента GALLEX. В связи с активно обсуждаемым в последнее время поиском стерильных нейтрино идея измерений с источником нейтрино вызывает дополнительный интерес: благодаря большим геометрическим размерам детектора Vogexino в нём возможен поиск осцилляций с характерной длиной порядка 1 м, соответствующей  $\Delta m^2 \sim 1 \text{ эВ}^2$ .

В рамках проекта SOX [100] планировались измерения с внешним (8,25 м от центра детектора) источником нейтрино  $^{51}\text{Cr}$  с активностью 5–10 МКи (фаза А, или CrSOX) и с источником антинейтрино на основе  $^{144}\text{Ce}$  (CeSOX) с активностью 50–150 кКи, размещённым в водном буфере на расстоянии 7,15 м от центра детектора (фаза В) и в центре детектора (фаза С). Чувствительность трёх фаз эксперимента к параметрам осцилляций представлена на рис. 14. Расчёты сделаны для источника  $^{51}\text{Cr}$  с активностью 10 МКи и для источника  $^{144}\text{Ce}$  активностью 75 кКи. В связи со сложностью активации источника на основе Cr в первую очередь будет проведён эксперимент с

антинейтринным источником на основе  $^{144}\text{Ce}$ , размещённым в водном буфере. Измерения начнутся после доставки источника в лабораторию Гран-Сассо в конце 2016 г. Идёт изготовление калориметров для точного измерения активности источника (на уровне 1 %).

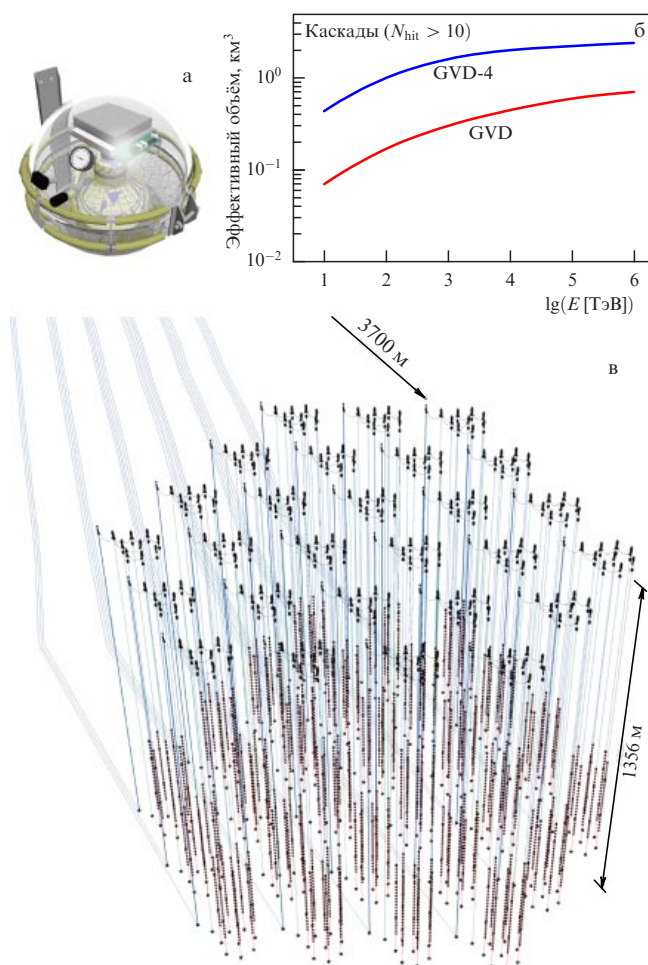
**Эксперимент Baikal-GVD.** Пионерские исследования нейтрино на Байкале начались более 35 лет назад. За это время накоплен огромный опыт и получены важные результаты. Отработана технология регистрации нейтрино большими глубоководными детекторами. В 2006–2010 гг. были разработаны, произведены и протестированы все ключевые элементы и системы GVD.

В 2014 г. началась новая фаза эксперимента. Открытие астрофизических нейтрино детектором IceCube ознаменовало новую эпоху для нейтринных телескопов, поскольку стала очевидной необходимость в детекторах с хорошим угловым разрешением для идентификации источников высокоэнергетических нейтрино. Члены коллаборации Baikal провели оптимизацию установки и сформулировали требования к новой установке [191].

Базовым элементом установки является оптический модуль (ОМ), состоящий из 10-дюймового ФЭУ марки Hamamatsu-R7081HQE с высокой квантовой эффективностью (до 35 %), высоковольтной системы питания ФЭУ, контроллера, системы защиты ФЭУ от магнитного поля Земли и калибровочной системы с фотодиодом. Все элементы ОМ помещены в герметичный глубоководный стеклянный сферический контейнер (рис. 15).

Оптические модули монтируются на вертикальных грузонесущих кабелях, формируя гирлянды. Основной структурной единицей гирлянды является секция ОМ. Секция представляет собой функционально законченный узел детектора, включающий в себя системы регистрации излучения, обработки сигналов, калибровки, формирования триггера и передачи данных. Организация системы сбора данных секции позволяет формировать различные конфигурации оптических модулей. Возможна установка ОМ на различных расстояниях друг от друга индивидуально или попарно. На одной гирлянде можно разместить несколько секций в различных конфигурациях. Конфигурация секции, являющаяся в настоящее время основой для дальнейшего проектирования, включает в себя 12 оптических модулей, расположенных на расстоянии 15 м вдоль гирлянды, центральный модуль секции (ЦМ), находящийся в середине секции, и служебный модуль (СМ). Аналоговые сигналы со всех ОМ секции передаются в ЦМ по коаксиальным кабелям с одинаковой длиной 100 м. По этим же кабелям к ОМ подводится низковольтное питание.

В ЦМ осуществляется преобразование аналоговых сигналов от оптических модулей в цифровой код и передача этой информации по линии Ethernet. Служебный модуль предназначен для калибровки временных каналов установки, определения положения гирлянды и электропитания ОМ. Каналы синхронизации электропитания и передачи данных секций объединяются в коммутационном модуле гирлянды, который связан кабельными линиями длиной 1200 м с центральным блоком управления кластера. Каналы передачи данных организованы на основе Ethernet-технологии. Базовая конфигурация кластера содержит восемь гирлянд, по 24 ОМ каждая (две секции на гирлянде), расположенных на расстоянии 60 м друг от друга.



**Рис. 15.** (а) Оптический модуль детектора Baikal-GVD. (б) Эффективный объём детектирования каскадов, вызванных нейтрино, как функция их энергии. Baikal-GVD состоит из 2304 ОМ, Baikal-GVD-4 — из 10368 ОМ. (в) 27 кластеров установки Baikal-GVD-4.

Кластеры гирлянд связаны с береговым центром комбинированными электро-оптическими кабелями длиной 6 км. Каждый кластер телескопа является функционально законченным детектором, способным работать как в составе единой установки, так и автономно. Это обеспечивает простоту наращивания установки и возможность ввода в эксплуатацию её отдельных частей по мере развёртывания нейтринного телескопа. Кластер будет просматривать объём озера, сравнимый с объёмом установки ANTARES. Ожидается, что кластер будет регистрировать одно астрофизическое нейтрино с энергией, превышающей 100 ТэВ, в год.

Первая фаза строительства Baikal-GVD должна завершиться в 2020 г. установкой 12 кластеров с 2304 ОМ, расположенных на расстоянии 300 м друг от друга. Инструментальный объём установки составит 0,4 км<sup>3</sup>. Физически просматриваемый объём зависит от энергии нейтрино и возрастает с увеличением его энергии, как показано на рис. 15б. Ко времени своего полного завершения установка должна будет обнаружить уже 27 событий взаимодействия астрофизических нейтрино с энергиями выше 100 ТэВ.

Ожидаемая точность реконструкции направления составит 3,5°–5,5° для нейтринных взаимодействий, порождающих каскады, и 0,25° для трека мюона.

Коллаборация Baikal-GVD планирует дальнейшее увеличение размера установки до инструментального объёма 1,5 км<sup>3</sup>. Такая установка будет содержать 27 кластеров, по четыре секции в каждом. Общее число ОМ составит 10368. Общий вид установки приведён на рис. 15в.

Главной задачей эксперимента *GEMMA-II* является измерение магнитного момента нейтрино или установление нового ограничения на его величину (см. раздел 1.6). Новый детектор *GEMMA-II* будет обладать лучшей чувствительностью к магнитному моменту нейтрино по сравнению с чувствительностью предыдущей версии — *GEMMA* (Germanium Experiment for measurement of Magnetic Moment of Antineutrino). Новая установка содержит два германиевых детектора с массой 3 кг каждый с эффективным порогом регистрации, пониженным от 2,8 кэВ до 1,5 кэВ.

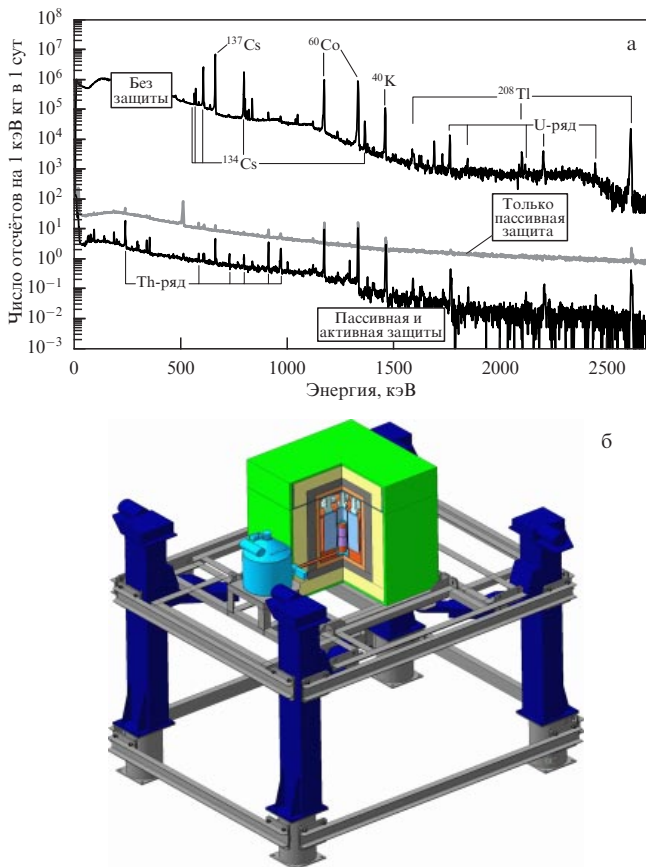
Детектор помещён внутри кристалла NaI с толщиной стенок 14 см, окружённого 5-сантиметровым слоем электролитической меди и 15-сантиметровым слоем свинца. Детектор, расположенный на передвижной платформе на расстоянии 10 м под ядерным реактором, хорошо защищён от адронной компоненты космических лучей самим реактором и технологическим оборудованием. Поток мюонов ослаблен в 10 раз в телесном угле  $\pm 20^\circ$  около вертикали и в три раза в телесном угле  $\pm (70^\circ - 80^\circ)$ . Перечисленные выше окружение детектора является пассивной защитой. Оставшиеся мюоны, взаимодействуя с защитой детектора, рождают быстрые нейтроны, которые упруго взаимодействуют в германиевом детекторе, повышая фон при низких энергиях. Чтобы подавить такой фон, детектор окружён ещё одним слоем защиты — пластиковым скintиллятором с электронным съёмом информации, что позволяет детектировать атмосферные мюоны. Такая дополнительная защита является активной. Результат использования пассивной и активной защит продемонстрирован на рис. 16а.

Дополнительной возможностью контролировать отношение сигнал/фон в эксперименте является передвижная платформа, на которой установлен детектор (рис. 16б). Расстояние между центрами детектора и реактора может изменяться от 10 до 12 м.

Специальные меры приняты для того, чтобы защититься от шумов, вызванных механическими вибрациями, наводками электропитания, утечками радиоактивных ксенона и аргона из криостата, собственными шумами германиевых детекторов. В итоге удалось существенно понизить систематические неопределённости измерения и улучшить чувствительность детектора к магнитному моменту нейтрино до  $1 \times 10^{-11} \mu_B$ .

В будущем планируется использовать новый тип детектора с точечными контактами, что позволит снизить эффективный порог регистрации до 300 эВ. Использование нескольких детекторов общей массой 5 кг позволит достичь чувствительности к магнитному моменту нейтрино на уровне  $(5-10) \times 10^{-12} \mu_B$  [168].

В эксперименте *JUNO* предполагается определить иерархию масс нейтрино, используя подземный ЖС-детектор, расположенный в 53 км от атомных станций Янцзян и Тайшань в китайской провинции Гуандонг. Экспериментальный зал длиной более 50 м, находящийся под горой, защищён от космического излучения 700-метровым слоем гранитной породы. За шесть лет работы детектора иерархия масс нейтрино может быть



**Рис. 16.** (а) Гамма-спектр, измеренный под реактором Калининской АЭС в различных условиях (без защиты, с пассивной защитой и с пассивной и активной защитами). (б) Спектрометр GEMMA-II на передвижном механизме.

измерена на уровне достоверности  $(3-4)\sigma$ . Чтобы выполнить эту задачу, требуется реконструировать энергию антинейтрино с разрешением не хуже, чем 3% при 1 МэВ выделенной энергии, при абсолютной точности шкалы энергий, лучшей, чем 1%. Учитывая большую массу детектора, при достижении данной точности восстановления энергии параметры  $\sin^2 \theta_{12}$ ,  $\Delta m_{21}^2$  и  $|\Delta m_{ee}^2|$  можно будет измерить с точностью, лучшей 1%.

Многоцелевой детектор JUNO сможет наблюдать нейтрино (антинейтрино) от земных и внеземных источников, включая нейтрино от сверхновых, диффузные нейтрино от сверхновых, геонейтрино, атмосферные и солнечные нейтрино, что позволит исследовать многие важные задачи физики нейтрино и астрофизики. JUNO также чувствителен к физике за пределами СМ, в том числе к стерильным нейтрино, нейтрино от аннигиляции тёмной материи, распада протона, а также к сценариям нестандартных взаимодействий нейтрино и нарушению лоренц-инвариантности и СРТ-инвариантности.

Центральный детектор JUNO содержит 20 кт жидкого сцинтиллятора и около 17000 ФЭУ. Ожидаемое время стабильной работы детектора более 20 лет. Жидкий сцинтиллятор будет заключён в акриловую сферу диаметром 35 м, поддерживаемую структурой из нержавеющей стали. Требования к ЖС включают в себя высокие световыход и прозрачность, а также низкий радиоактивный уровень загрязнений.

Система мюонного вето будет использоваться для подавления фонов, связанных с атмосферными мюонами. Мюонное вето состоит из водного черенковского детектора и верхнего трекера. В качестве верхнего трекера будет использован мишенный детектор эксперимента OPERA, закончившего набор данных. Водный черенковский детектор состоит из бассейна, заполненного очищенной водой, и ФЭУ, монтируемых на стенках бассейна. Центральный детектор с жидким сцинтиллятором будет помещён в центр водного бассейна.

ФЭУ, регистрирующие сцинтилляционные фотоны из центрального детектора, будут установлены на сферической поверхности диаметром около 38 м. Для достижения требуемого разрешения они должны обеспечить 75% от полного геометрического покрытия площади сферы. При этом потребуется около 17000 ФЭУ с диаметром 508 мм (20 дюймов). Дополнительно примерно 1600 ФЭУ направлены в сторону от центрального детектора с целью регистрации черенковских фотонов. Рассматривается также возможность использования трёхдюймовых ФЭУ в незанятом пространстве между большими 20-дюймовыми ФЭУ, при этом потребуется по два малых ФЭУ на один большой. Использование малых ФЭУ с лучшими временными характеристиками позволит значительно улучшить точность восстановления точки взаимодействия в детекторе и, следовательно, энергетическое разрешение.

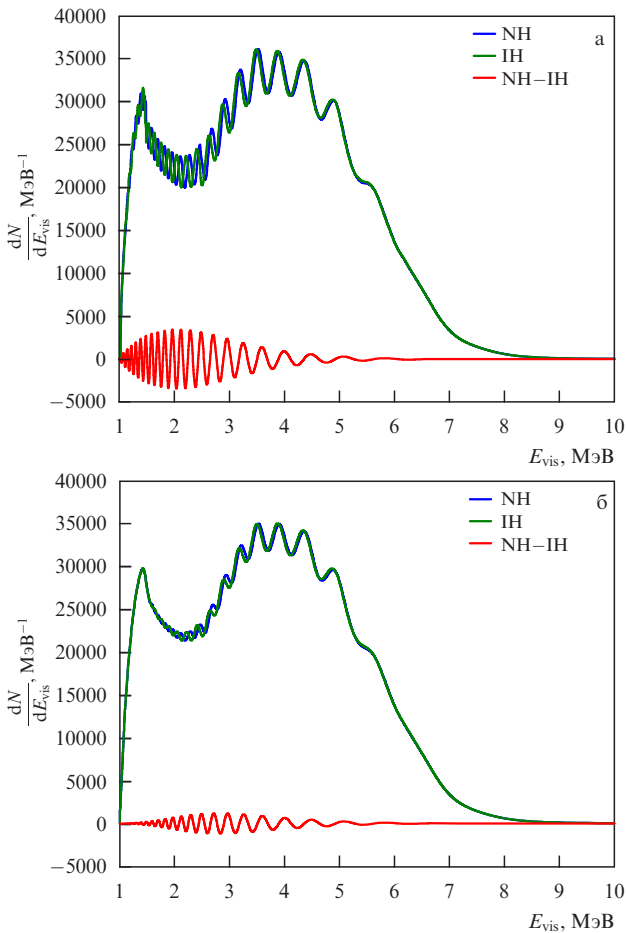
Для уменьшения влияния магнитного поля Земли на эффективность работы ФЭУ будет использована система катушек с током, установленная вокруг центрального детектора внутри водного бассейна.

Выполнение поставленной задачи определения иерархии масс нейтрино в эксперименте невозможно без тщательной калибровки алгоритмов восстановления координат и энергии событий. Для калибровок предполагается использовать различные источники (свет,  $\gamma$ ,  $e^+$ ,  $e^-$ ,  $n$  и  $\alpha$ ), имитирующие взаимодействия в детекторе во всей области энергии обратного  $\beta$ -распада. Система калибровок должна позволять установку источника в любую точку центрального детектора. Система с ультразвуковым позиционированием позволит определить координаты источника с погрешностью менее 3 см. Рассматриваются несколько дополнительных подсистем калибровки, способных перекрыть разные части центрального детектора, с различной периодичностью использования.

Электроника JUNO состоит из двух систем для центрального детектора и вето-детектора. Её главная задача заключается в считывании сигналов с ФЭУ от двух поддетекторов, обработки и передачи данных в систему сбора данных. Чтобы избежать потери данных, связанной с передачей их на большие расстояния, большая часть систем электроники будет располагаться в водном бассейне рядом с детекторами. Ожидаемый поток данных  $2 \text{ Гб с}^{-1}$ . В случае вспышки сверхновой на расстоянии 10 кпк от Земли поток данных возрастёт до  $10 \text{ Гб с}^{-1}$ . Экспериментальные данные JUNO будут обрабатываться на специальном компьютерном кластере, состоящем из 10000 ядер с дисковой памятью 10 Пбайт ( $10^{16}$  байт).

Рисунок 17 иллюстрирует принцип определения иерархии масс, используемый в эксперименте JUNO, а также главный вызов эксперименту — обеспечение точности реконструкции энергии не хуже 3% при 1 МэВ

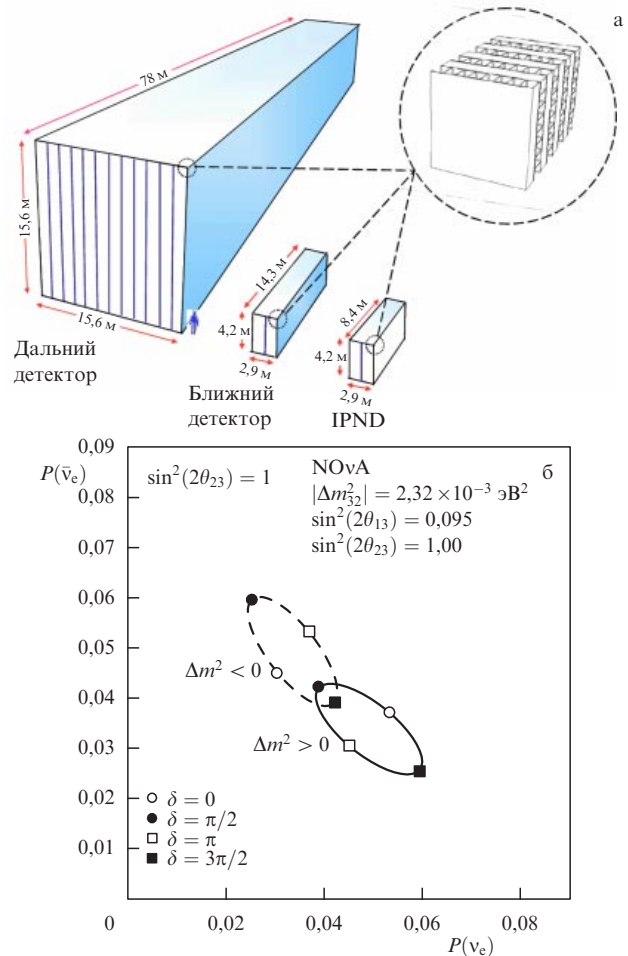




**Рис. 17.** (В цвете онлайн.) Ожидаемый спектр видимой энергии в эксперименте JUNO для  $|\Delta m_{e\tau}^2| = 2,44 \times 10^{-3} \text{ эВ}^2$  при предположении идеального разрешения энергии (а) и  $\sigma_E = 3\%$  (б) [168].

выделенной энергии. По плану детектор будет установлен и заполнен жидким сцинтиллятором в 2019 г. и в 2020 г. начнётся полноценный набор данных.

*Эксперимент NOvA* — многоцелевой эксперимент. Главными задачами являются измерение иерархии масс нейтрино и фазы  $\delta$ , ответственной за нарушение CP-инвариантности в лептонном секторе. В эксперименте NOvA используются два детектора, ближний и дальний. Ближний детектор расположен на глубине 100 м в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми (Фермилаб) (США) на расстоянии примерно 1 км от мишенной части пучка NuMI. Масса ближнего детектора 0,3 кт. Дальний детектор массой 14 кт находится на расстоянии 810 км от источника нейтрино. Базовым элементом обоих детекторов является ячейка размером  $1560 \times 4 \times 6$  см из поливинилхлорида, заполненная жидким сцинтиллятором. Внутри ячейки проложено оптоволокно для вывода сцинтилляционного света, вызываемого прохождением заряженных частиц через жидкий сцинтиллятор в ячейке. Сцинтилляционный свет регистрируется 32-канальным лавинным фотодиодом. Ячейки формируют слои детектора, вертикальная и горизонтальная ориентация которых позволяет измерять  $x$ - и  $y$ -координаты треков частиц. Расположение ближнего и дальнего детекторов показано на рис. 18а. Оба детектора NOvA смещены относительно оси пучка на угол 14 мрад, при таком расположении спектр энергий пучка с макси-



**Рис. 18.** (а) Дальний и ближний детекторы NOvA (IPND — Integrated Prototype Near Detector). Базовый элемент детектора — пластиковая ячейка с жидким сцинтиллятором внутри и световодящим волокном. (б) Вероятности осцилляций  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  и  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$  для фиксированного отношения  $L/E = 0,4 \text{ км МэВ}^{-1}$  и четырёх значений фазы  $\delta$  [192].

мумом при энергии 2 ГэВ более узкий по сравнению со спектром пучка на оси.

Иерархия масс нейтрино в таком эксперименте проявляет себя как разная вероятность осцилляций  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$  и  $P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e)$ , как показано на рис. 18б. Вероятности осцилляций зависят, впрочем, не только от иерархии масс нейтрино, но и от фазы  $\delta$  и значений  $\sin^2(2\theta_{13})$ ,  $\sin^2(2\theta_{23})$ . Результаты эксперимента могут оказаться неоднозначными из-за определённого вырождения по параметрам. Например, если обе измеренные вероятности окажутся порядка  $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) \simeq P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \simeq 0,4$ , то эксперимент NOvA не сможет отличить нормальную иерархию с  $\delta = \pi/2$  от обратной иерархии с  $\delta = 3\pi/2$ . Однако даже в таком неудачном случае NOvA исключит часть возможностей (обратная иерархия и  $\delta = \pi/2$ , нормальная иерархия и  $\delta = 3\pi/2$ ). В NOvA планируется набирать данные в течение шести лет: три года в нейтринной моде и три года в антинейтринной. Эксперимент начал набор данных в нейтринной моде в 2015 г., и летом того же года были представлены первые результаты, основанные на статистике, составляющей 7,6 % от полной ожидаемой статистики [193].

Прежде всего исследователи изучили моду  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ . Измеренный в ближнем детекторе спектр использовался

для уменьшения систематических ошибок, связанных с неопределённостью сечения взаимодействия нейтрино с ядром, а также с нормировкой интенсивности пучка нейтрино. В дальнем детекторе в отсутствие осцилляций ожидалось обнаружить 201 событие от взаимодействий  $\nu_\mu$ . Было обнаружено всего 33 события. Это число прекрасно укладывается в модель с нейтринными осцилляциями с

$$\Delta m_{32}^2 = \begin{cases} +2,37_{-0,15}^{+0,16} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2, & \text{нормальная иерархия,} \\ -2,40_{-0,17}^{+0,14} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2, & \text{обратная иерархия,} \end{cases} \quad (21)$$

$$\sin^2(2\theta_{23}) = 0,51 \pm 0,10.$$

Достигнутая на столь малой статистике точность измерения лишь немногим уступает точности экспериментов MINOS (Main Injector Neutrino Oscillation Search) и T2K, что говорит о серьёзных возможностях эксперимента NOvA.

Следующая мода, которую исследовали в NOvA, была  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ . Идентификация  $\nu_e$  осуществлялась двумя, несколько различными, методиками. Первая использовала функцию правдоподобия (Likelihood IDentification — LID), вторая — библиотеку моделированных событий (Library Event Matching — LEM), наиболее похожих на  $\nu_e$  в данных. Оба метода обладают схожими эффективностью и чистотой при отборе  $\nu_e$ -событий.

Оба метода предсказывают около одного фонового события в дальнем детекторе. Относительно сигнальных событий LID (LEM) при предположении  $\theta_{23} = \pi/4$  предсказывает  $5,62 \pm 0,72$  ( $5,91 \pm 0,65$ ) событий, если в природе реализуется нормальная иерархия и  $\delta = 3\pi/2$ , и  $2,24 \pm 0,29$  ( $2,34 \pm 0,26$ ) событий в случае обратной иерархии и  $\delta = \pi/2$ . Эти оценки приведены как крайние. Числа событий с другими значениями параметра  $\delta$  лежат между приведёнными ожиданиями.

В данных было найдено шесть  $\nu_e$ -событий методом LID и 11 событий методом LEM. Оба метода подтверждают  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -осцилляции на уровне достоверности  $3,3\sigma$  (LID) и  $5,5\sigma$  (LEM). Согласно обоим методам предпочтительными являются нормальная иерархия и  $\delta$  около  $3\pi/2$ . Уровень достоверности пока невысок —  $(1-2)\sigma$ , но статистическая значимость конечного результата эксперимента ожидается на уровне  $3\sigma$ .

*Эксперимент GERDA.* До недавнего времени заявление Клапдора-Клайнротхауза и др. о наблюдении двойного бета-распада [85] не было ни опровергнуто, ни подтверждено. На сегодня наиболее чувствительными являются эксперименты по поиску двойного безнейтринного бета-распада изотопа  $^{136}\text{Xe}$ , а также эксперимент GERDA, использующий обогащённые до 86 % по  $^{76}\text{Ge}$  германиевые детекторы, взятые из экспериментов HdM и IGEX (International Germanium EXperiment). Из-за различия ядерных матричных элементов для разных изотопов сравнение результатов экспериментов на основе  $^{136}\text{Xe}$  и  $^{76}\text{Ge}$  является модельно-зависимым, поэтому только эксперимент GERDA способен непосредственно подтвердить (или опровергнуть) вышеупомянутое заявление.

Эксперимент GERDA проводится в несколько этапов. Первый закончился в 2013 г., его целью была проверка результатов работы [85] с экспозицией 20 кг год.

В данных первой фазы эксперимента GERDA не обнаружены указания на наличие пика при энергии  $Q_{\beta\beta}$ ,

т.е. утверждение о наблюдении двойного безнейтринного бета-распада  $^{76}\text{Ge}$  не подтверждается. Для  $T_{1/2}^{0\nu}$  из [85] ожидается соответствующее ему число событий  $5,9 \pm 1,4$  в интервале энергий  $\pm 2\sigma_E$  ( $\sigma_E$  — энергетическое разрешение детектора) в окрестности  $Q_{\beta\beta}$  при фоновых отсчётах  $2,0 \pm 0,3$  после применения дискриминации по форме импульса. Эти значения следует сравнить с тремя событиями, зарегистрированными в указанном диапазоне энергий, при этом ни одно из них не попало в интервал  $Q_{\beta\beta} \pm \sigma_E$ . Гипотеза  $H_1$ , предполагающая наличие сигнала от двойного безнейтринного бета-распада, имеет худшее согласие с данными, чем модель  $H_0$ , предполагающая наличие только фона: отношение вероятностей для двух гипотез  $P(H_1)/P(H_0) = 0,024$ . Согласно модели  $H_1$  вероятность отсутствия сигнала ( $N^{0\nu} = 0$ ) составляет всего  $P(N^{0\nu} = 0|H_1) = 0,01$ .

Результат первой фазы эксперимента GERDA [89] находится в согласии с пределами HdM [194] и IGEX [195]. Профиль функции правдоподобия был расширен, чтобы включить энергетический спектр эксперимента HdM (интервал 2000–2080 кэВ) (см. рис. 4 в [194]) и IGEX (интервал 2020–2060 кэВ) (см. табл. II в [195]). При обработке предполагались равномерно распределённый фон для каждого из пяти наборов данных и наличие гауссова пика для сигнала с одним и тем же временем жизни  $T_{1/2}^{0\nu}$ . Использовались доступные экспериментальные параметры (экспозиция, энергетическое разрешение, эффективности) из оригинальных публикаций или экстраполяция по данным детектора GERDA в их отсутствие. Результат лучшей подгонки соответствует  $N^{0\nu} = 0$  и ограничению на время жизни

$$T_{1/2}^{0\nu} > 3,0 \times 10^{25} \text{ лет (90 \% CL)}. \quad (22)$$

Отношение вероятностей составляет  $P(H_1)/P(H_0) = 2 \times 10^{-4}$ . Таким образом, гипотеза о наблюдении двойного безнейтринного бета-распада достаточно маловероятна.

На следующем этапе (GERDA Phase II) планируется достичь чувствительности  $> 10^{26}$  лет, набрав экспозицию 100 кг год при фоновом счёте  $\lesssim 10^{-1}$  событий на 1 кэВ, более чем на порядок величины меньше, чем на первом этапе эксперимента.

Для достижения такого низкого уровня фона коллаборация намеревается использовать около 30 дополнительных детекторов с общей массой  $\approx 20$  кг  $^{76}\text{Ge}$  с новой геометрией электродов (BEGe-детекторы<sup>10</sup> [196]), обеспечивающей лучшее различение сигналов бета/гамма. Новые детекторы будут установлены в жидком аргоне, что позволит регистрировать сцинтилляционные вспышки от фоновых источников радиации и тем самым реализовать антикомптоновское veto в режиме совпадений с сигналом германиевых детекторов.

*Эксперимент NEMO-3* в Моданской подземной лаборатории (Laboratoire Souterrain de Modan — LSM) был нацелен на поиск безнейтринного двойного бета-распада. Измерения проводились начиная с 2003 г. с рядом изотопов:  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{82}\text{Se}$ ,  $^{96}\text{Zr}$ ,  $^{100}\text{Mo}$ ,  $^{116}\text{Cd}$ ,  $^{130}\text{Te}$  и  $^{150}\text{Nd}$ . Основными мишенями являлись мишень из  $^{100}\text{Mo}$  массой около 7 кг и мишень из  $^{82}\text{Se}$  массой около 1 кг. Ввиду отсутствия признаков двойного безнейтринного распада

<sup>10</sup> BEGe — Broad Energy Germanium detectors.

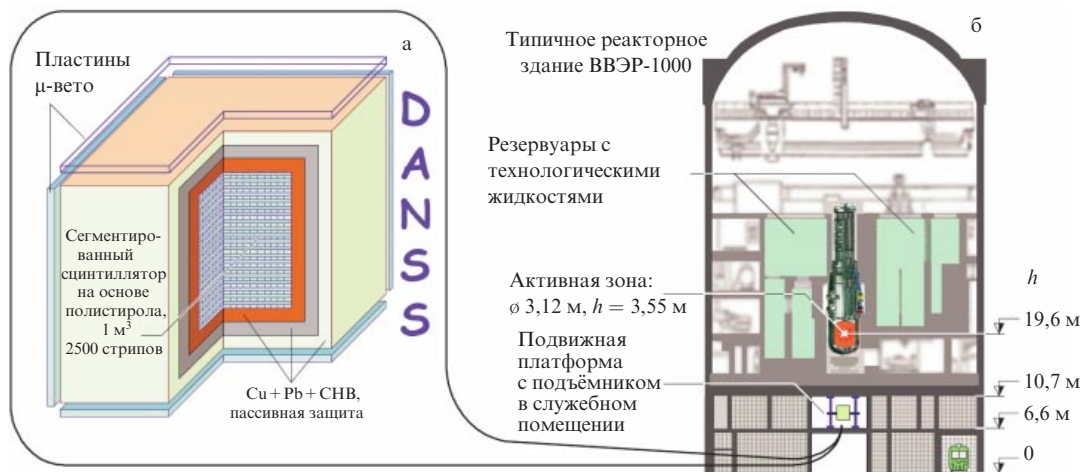


Рис. 19. Схема нейтринного детектора DANSS (а) и его положение под промышленным реактором ВВЭР-1000 (б). (СНВ — борированный полиэтилен, ВВЭР — водо-водяной энергетический реактор.)

был установлен предел вероятности этого процесса при 90 % CL и получен верхний предел эффективной майорановской массы нейтрино. Кроме этого, NEMO-3 точно измерил разрешённую Стандартной моделью двухнейтринную моду распада для нескольких изотопов. Измерения этого процесса важны для уменьшения неопределённости ядерных матричных элементов. Также было выполнено точное измерение периода двойного бета-распада  $^{130}\text{Te}$  и проведено его сравнение с противоречивыми результатами геохимических экспериментов.

*Super-NEMO* — это эксперимент следующего поколения, основанный на той же треко-калориметрической технологии, которая успешно использовалась в NEMO-3. Благодаря уникальной возможности отслеживания треков и идентификации частиц, *Super-NEMO* имеет возможность не только обнаружить безнейтринный двойной бета-распад, но и определить механизм, лежащий в его основе. Поскольку в *Super-NEMO*, как и в NEMO-3, источник и детектор разделены, в эксперименте возможно изучение сразу целого ряда изотопов, таких как  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{82}\text{Se}$  и  $^{150}\text{Nd}$ . Общая масса составит порядка 100–200 кг, что позволит достичь чувствительности по периоду полураспада более чем  $10^{26}$  лет, что соответствует массе майорановского нейтрино около 50 мэВ, в зависимости от величины матричных элементов. Изготовление прототипа завершено в 2015 г. Актуальные проблемы, стоящие сегодня перед международным коллективом участников проекта, — это производство источников в виде фольги с необходимой радиационной чистотой, достижение хорошего энергетического разрешения калориметра, а также усовершенствование конструкции трековой части детектора. Для контроля над требуемым экстремально высоким уровнем радиационной чистоты разработано несколько версий детектора  $\text{BiPo}$  [199], один из которых уже успешно работает в подземной лаборатории в Канфранке (Испания).

В рамках проекта *DANSS* планируется создать такой сравнительно компактный нейтринный спектрометр на основе пластикового сцинтиллятора, который может быть размещён вблизи активной зоны мощного промышленного реактора (рис. 19). В чувствительной части детектора объёмом 1 м³ ожидается около 10000 реакций

обратного бета-распада (ОБР) в сутки при установке его на Калининской АЭС на расстоянии около 10 м от реактора. Сегментация пластикового сцинтиллятора позволяет подавить фон до уровня  $\approx 1\%$ . Многочисленные тесты, выполненные с упрощённым пилотным прототипом *DANSSino* на Калининской АЭС под реактором с тепловой мощностью 3 ГВт, продемонстрировали работоспособность выбранной концепции. Изучены фоновые условия на Калининской АЭС. Продемонстрирована правильность выбранной общей концепции детектора, внесены улучшения в его конструкцию. Измерен спектр реакторных антинейтрино. В настоящее время ведётся сборка детектора.

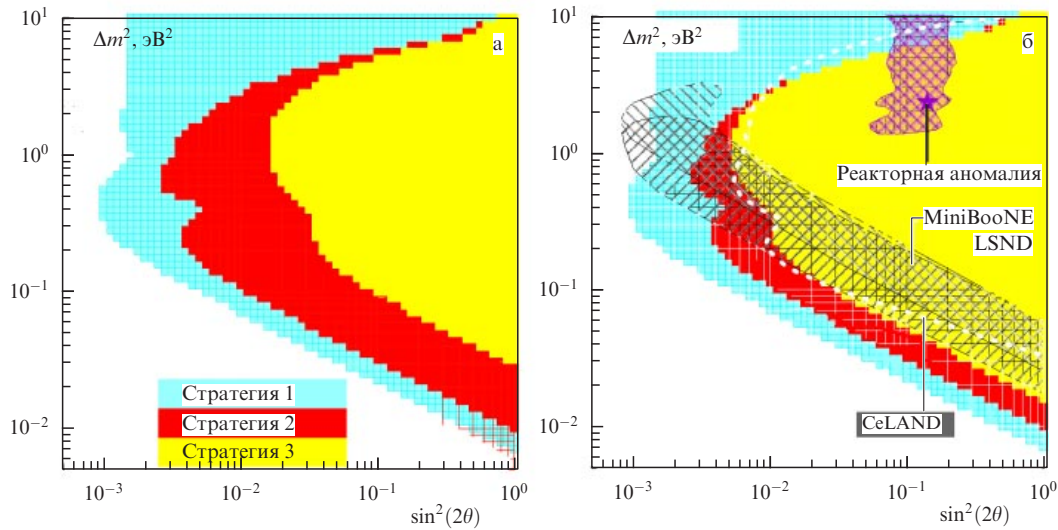
С помощью подъёмного механизма детектор *DANSS* сможет перемещаться вместе с защитой, при этом диапазон расстояний до центра активной зоны составит от 9,7 до 12,2 м, что позволит проводить поиск стерильных нейтрино в области  $\Delta m^2 \approx 1 \text{ эВ}^2$ . Оценка чувствительности (90 % CL) эксперимента *DANSS* за один год измерений представлена на рис. 20, где приведены результаты вычислений для трёх возможных стратегий. Как видно из рис. 20, первые две стратегии, использующие расчётную форму спектра, почти не различаются для случаев подвижного и неподвижного детектора, тогда как для третьей стратегии движение детектора увеличивает чувствительность в три раза.

*Эксперимент vGEN*. Реакция когерентного рассеяния на ядрах  $\nu + A \rightarrow \nu + A$  до сих пор не наблюдалась экспериментально. Когерентное рассеяние нейтрино на ядре происходит за счёт обмена  $Z^0$ -бозоном между нейтрино и всеми ядрами нуклона.

Дифференциальное сечение этого процесса имеет вид [200]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{G_F^2}{4\pi^2} E_\nu^2 (1 + \cos\theta) \frac{[N - (1 - 4 \sin^2 \theta_W)Z]^2}{4} F^2(Q^2), \quad (23)$$

где  $\theta$  — угол между направлением прилёта нейтрино и вылетом рассеянного ядра,  $N$ ,  $Z$  — число нейтронов и протонов в ядре соответственно,  $\theta_W$  — угол Вайнберга,  $F(Q^2)$  — формфактор ядра. В работе [200] формфактор ядра в расчёт не принимался.



**Рис. 20.** (В цвете онлайн.) Оценка чувствительности эксперимента DANSS к осцилляционным параметрам для данных одного года набора (90 % CL): (а) при неподвижном детекторе в центральном положении, (б) при детекторе, набирающем данные последовательно в трёх положениях: сверху, в центре и снизу. Заштрихованные области соответствуют результатам LSND и MiniBooNE [99], а также реакторной аномалии [197]. Зона, ограниченная штриховой кривой, — предложение проекта CeLAND [198].

Вследствие того что значение  $\sin^2 \theta_W$  близко к  $1/4$ , сечение (23) слабо зависит от заряда ядра, и, проинтегрировав (23) по углу  $\theta$ , получаем приближённую формулу:

$$\sigma \simeq \frac{G_F^2}{4\pi} N^2 E_\nu^2 \simeq 0,42 \times 10^{-44} N^2 \frac{E_\nu^2}{1 \text{ МэВ}^2} \text{ см}^2,$$

из которой следует, что чем больше нейтронов в ядре, тем больше сечение когерентного рассеяния.

Средняя энергия ядра отдачи с атомной массой  $A$ :

$$\bar{E}_A = \frac{2}{3A} \left( \frac{E_\nu}{1 \text{ МэВ}} \right)^2 [\text{кэВ}].$$

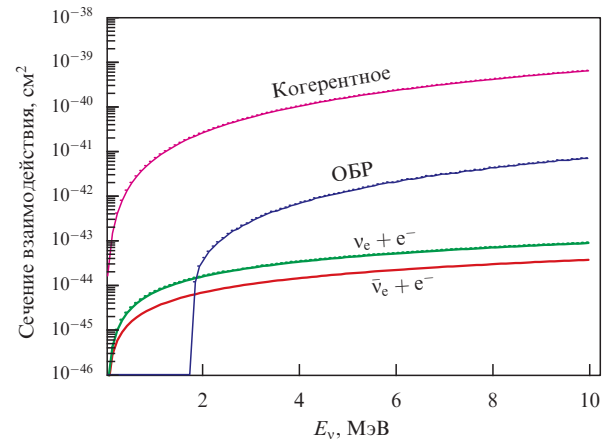
Для энергий нейтрино порядка 6 МэВ и ядра германия  $\bar{E}_A \simeq 360$  эВ. Для регистрации такой малой энергии требуются детекторы с чрезвычайно низким порогом.

Сравнение сечения когерентного взаимодействия нейтрино на ядрах германия с сечением обратного бета-распада на протоне (для антинейтрино) и сечением упругого рассеяния приведено на рис. 21. Видно, что сечение когерентного рассеяния нейтрино на ядре Ge на три порядка величины больше сечения обратного бета-распада.

Когерентное рассеяние нейтрино особенно важно с практической точки зрения, так как обычно для детектирования нейтрино используются детекторы с очень большой массой. Сравнительно большое сечение когерентного рассеяния снижает требования на массу детектора при регистрации нейтрино в данном процессе.

В ходе осуществления проекта  $\nu$ GEN планируется использовать низкопороговые низкофоновые германиевые детекторы HPGe (High Purity Germanium), разработанные в ОИЯИ, для создания установки по наблюдению когерентного рассеяния нейтрино на ядрах Ge [201].

Источником нейтрино будет служить один из реакторов Калининской АЭС. Для выделения вклада когерентного рассеяния планируется использовать данные,



**Рис. 21.** Сечения взаимодействия нейтрино  $\sigma_\nu$  в разных процессах.

набранные при включённом и выключенном реакторе (разностный метод). Для установки, состоящей из четырёх HPGe-детекторов, массой 450 г каждый, размещённых на расстоянии около 10 м от центра реактора, ожидается несколько десятков событий когерентного рассеяния в сутки при энергетическом пороге 300 эВ.

Чувствительность установки может быть повышена благодаря увеличению массы используемых детекторов вплоть до 5 кг. Принимая во внимание уникальные свойства предлагаемых к использованию HPGe-детекторов, а также учитывая высокий поток антинейтрино, доступный на Калининской АЭС, можно с высокой степенью вероятности предположить, что когерентное рассеяние нейтрино на ядрах будет впервые наблюдаться на установке  $\nu$ GEN.

#### 4. Заключение

В физике элементарных частиц сегодня именно с нейтрино связывают надежды обнаружить новую физику за рамками СМ. При этом ключевыми могут стать резуль-

таты исследований фундаментальных свойств нейтрино — возможных нестандартных взаимодействий нейтрино, их масс, характера их смешивания, выяснение того, существуют ли стерильные нейтрино, дираковскими или майорановскими частицами являются нейтрино, имеют ли они электромагнитные или другие "экзотические" свойства и т.д. Некоторые предположения об источниках астрофизических нейтрино, открытых IceCube, также связаны с новой физикой. Физика нейтрино сегодня — действительно ключевая, междисциплинарная наука, которая пронизывает всю физику элементарных частиц, космологию и астрофизику.

Наличие ненулевых масс у нейтрино важно для построения современных теорий элементарных частиц, объяснения строения Вселенной, в частности масса нейтрино отвечает за образование крупномасштабных структур во Вселенной. Здесь нейтрино могут выступать в качестве горячей тёмной материи.

Свойства нейтрино играют ключевую роль при объяснении дефицита солнечных и атмосферных нейтрино, при выяснении механизмов взрыва сверхновых и образования энергии в звёздах (в частности, на Солнце) и в недрах Земли, при поиске источников космических лучей сверхвысоких энергий. Только благодаря космическим нейтрино можно получить информацию о самых отдалённых уголках космоса. До сих пор не обнаружены реликтовые нейтрино, пожалуй самые старые частицы во Вселенной. Наряду с фотонами нейтрино — самые распространённые частицы во Вселенной. Считается, что тяжёлые нейтрино, распадаясь с нарушением CP-инвариантности, могут дать желанный ключ к объяснению барионной асимметрии, т.е. наблюдаемого избытка барионов по отношению к антибарионам. Только всепроникающие нейтрино и антинейтрино, способные зондировать беспрецедентно большой спектр расстояний, от самых малых до размеров видимой части Вселенной, позволяют узнать, что происходит внутри Солнца, Земли, взорвавшейся сверхновой, внутри ядерного реактора АЭС или в самом отдалённом уголке космоса.

Уникальны перспективы прикладных нейтринных исследований. Недавно были зарегистрированы геонейтрино из недр Земли, исследование которых крайне важно для геофизики — для объяснения процессов, протекающих внутри нашей планеты, а следовательно, и причин различных природных катаклизмов и изменения климата.

На новый уровень выходят прикладные исследования с помощью антинейтрино на ядерных реакторах. Они нацелены на непрерывное измерение мощности реактора, степени выгорания и проведение томографии выгорания топлива в реальное время, на создание компактных детекторов антинейтрино для дистанционного контроля за работой реактора и т.п.

Это ярчайший пример практической пользы фундаментальной науки. Физика нейтрино стимулирует развитие новых уникальных технологий и детекторов, которые оказываются востребованными в других областях науки и повседневной жизни.

Как известно, после открытия бозона Хиггса на LHC и измерения угла смешивания  $\theta_{13}$  в экспериментах Daya Bay и RENO (2012 г.) наиболее впечатляющий результат был получен в 2013 г. в антарктическом льду в международном эксперименте IceCube, где были зарегистриро-

ваны первые нейтрино сверхвысоких энергий внеземного — галактического или даже внегалактического — происхождения.

Физика нейтрино и астрофизика вместе с ускорительной физикой элементарных частиц сверхвысоких энергий — это магистральные пути стратегического развития современной фундаментальной физики элементарных частиц. Именно эти направления особенно богаты возможными наиболее фундаментальными и самыми неожиданными открытиями, способными, безусловно, изменить наши представления о мире. Можно утверждать, что нейтринная физика вступила в эпоху прецизионных измерений, систематического поиска ответов на фундаментальные вопросы о природе нейтрино и именно по этим причинам она "обречена на успех".

**Благодарности.** Мы благодарны всем нашим коллегам из ОИЯИ, из России и из-за рубежа, за полезные обсуждения излагаемых в работе вопросов. Особую благодарность мы хотим выразить В.А. Наумову, прочитавшему рукопись, за полезные замечания. Авторы также выражают благодарность J. Сао за предоставление рис. 13.

## Список литературы

1. Куденко Ю Г *УФН* **184** 502 (2014); Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **57** 462 (2014)
2. Шпиринг К *УФН* **184** 510 (2014); Spiering Ch *Phys. Usp.* **57** 470 (2014)
3. Барабаш А С *УФН* **184** 524 (2014); Barabash A S *Phys. Usp.* **57** 482 (2014)
4. Биленький С М *УФН* **184** 531 (2014); Bilenky S M *Phys. Usp.* **57** 489 (2014)
5. Ольшевский А Г *УФН* **184** 539 (2014); Olshevskiy A G *Phys. Usp.* **57** 497 (2014)
6. Горбунов Д С *УФН* **184** 545 (2014); Gorbunov D S *Phys. Usp.* **57** 503 (2014)
7. Дербин А В *УФН* **184** 555 (2014); Derbin A V *Phys. Usp.* **57** 512 (2014)
8. Куденко Ю Г *УФН* **181** 569 (2011); Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **54** 549 (2011)
9. Троицкий С В *УФН* **182** 77 (2012); Troitsky S V *Phys. Usp.* **55** 72 (2012)
10. Pais A *Inward Bound: of Matter and Forces in the Physical World* (New York: Oxford Univ. Press, 1986)
11. Cowan C L (Jr.), Reines F *Phys. Rev.* **107** 528 (1957)
12. Danby G et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 36 (1962)
13. Kodama K et al. (DONUT Collab.) *Phys. Lett. B* **504** 218 (2001); hep-ex/0012035
14. Kodama K et al. (DONuT Collab.) *Phys. Rev. D* **78** 052002 (2008); arXiv:0711.0728
15. Wu C S et al. *Phys. Rev.* **105** 1413 (1957)
16. Cleveland B T et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998)
17. Рубаков В А *УФН* **182** 1017 (2012); Rubakov V A *Phys. Usp.* **55** 949 (2012)
18. Giunti C, Kim C W, Lee U W *Phys. Lett. B* **274** 87 (1992)
19. De Leo S, Nishi C C, Rotelli P P *Int. J. Mod. Phys. A* **19** 677 (2004)
20. Bernardini A E, De Leo S *Phys. Rev. D* **70** 053010 (2004)
21. Shirokov M I, Naumov V A *Old New Concepts Phys.* **4** 121 (2007)
22. Fuji C et al., hep-ph/0612300
23. Kayser B, Kopp J, arXiv:1005.4081
24. Beuthe M *Phys. Rep.* **375** 105 (2003)
25. Giunti C, Kim C W *Fundamentals of Neutrino Physics and Astrophysics* (Oxford: Oxford Univ. Press, 2007)
26. Grimus W, Stockinger P *Phys. Rev. D* **54** 3414 (1996)
27. Cardall C Y *Phys. Rev. D* **61** 073006 (2000)
28. Akhmedov E K, Kopp J *JHEP* (04) 008 (2010)
29. Наумов Д В, Наумов В А *Изв. вузов. Физ.* (6) 5 (2010); Naumov D V, Naumov V A *Russ. Phys. J.* **53** 549 (2010)
30. Naumov D V, Naumov V A *J. Phys. G* **37** 105014 (2010)

31. Akhmedov E K *JHEP* (09) 116 (2007)
32. Ashie Y et al. (The Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 101801 (2004)
33. Abe S et al. (The KamLAND Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **100** 221803 (2008)
34. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **112** 061801 (2014)
35. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
36. Михеев С П, Смирнов А Ю *ЯФ* **42** 1441 (1985); Mikheev S P, Smirnov A Yu *Sov. J. Nucl. Phys.* **42** 913 (1985)
37. Maltoni M, Smirnov A Yu, arXiv:1507.05287
38. Capozzi F et al. *Phys. Rev. D* **89** 093018 (2014)
39. Olive K A et al. (Particle Data Group) *Chinese Phys. C* **38** 090001 (2014)
40. Schael S et al. (The ALEPH Collab., The DELPHI Collab., The L3 Collab., The OPAL Collab., The SLD Collab.) *Phys. Rep.* **427** 257 (2006); hep-ex/0509008
41. Ade P A R et al. (Planck Collab.), arXiv:1502.01589
42. Aseev V N et al. (Troitsk Collab.) *Phys. Rev. D* **84** 112003 (2011)
43. Assamagan K et al. *Phys. Rev. D* **53** 6065 (1996)
44. Barate R et al. (ALEPH Collab.) *Eur. Phys. J. C* **2** 395 (1998)
45. Thomas S A, Abdalla F B, Lahav O *Phys. Rev. Lett.* **105** 031301 (2010)
46. Battye R A, Moss A *Phys. Rev. Lett.* **112** 051303 (2014)
47. Gando A et al. (KamLAND-Zen Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 062502 (2013)
48. Auger M et al. (EXO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **109** 032505 (2012)
49. Minkowski P *Phys. Lett. B* **67** 421 (1977)
50. Mohapatra R N, Senjanović G *Phys. Rev. Lett.* **44** 912 (1980)
51. Giunti C, Studenikin A *Rev. Mod. Phys.* **87** 531 (2015)
52. Raffelt G G *Phys. Rep.* **320** 319 (1990)
53. Arceo-Díaz S et al. *Astropart. Phys.* **70** 1 (2015)
54. Balantekin A B, Vassh N *Phys. Rev. D* **89** 073013 (2014)
55. Дербин А В *ЯФ* **57** 236 (1994); Derbin A V *Phys. Atom. Nucl.* **57** 222 (1994)
56. Li H B et al. (TEXONO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 131802 (2003)
57. Daraktchieva Z et al. (MUNU Collab.) *Phys. Lett. B* **615** 153 (2005)
58. Beda A G et al. *Письма в ЭЧАЯ* **10** 217 (2013); *Phys. Part. Nucl. Lett.* **10** 139 (2013)
59. Arpesella C et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 091302 (2008)
60. Дербин А В (Borexino Collab.) *ЯФ* **73** 1987 (2010); Derbin A V (Borexino Collab.) *Phys. Atom. Nucl.* **73** 1935 (2010)
61. Auerbach L B et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **63** 112001 (2001)
62. Schwienhorst R et al. (DONUT Collab.) *Phys. Lett. B* **513** 23 (2001)
63. Perrin F *Comptes Rendus* **197** 1625 (1933)
64. Fermi E Z. *Phys.* **88** 161 (1934)
65. Alvarez L W, Cornog R *Phys. Rev.* **56** 613 (1939)
66. Hanna G C, Pontecorvo B *Phys. Rev.* **75** 983 (1949)
67. Curran S C, Angus J, Cockroft A L *Phys. Rev.* **76** 853 (1949)
68. Kraus C et al. *Eur. Phys. J. C* **40** 447 (2005)
69. Drexlin G et al. *Adv. High Energy Phys.* **2013** 293986 (2013)
70. Angrik J et al. (KATRIN Collab.), KATRIN Design Report 2004 FZKA-7090 (Karlsruhe: Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 2005)
71. Li Y-F et al. *Phys. Rev. D* **88** 013008 (2013); arXiv:1303.6733
72. An F et al. (JUNO Collab.) *J. Phys. G* **43** 030401 (2016); arXiv:1507.05613
73. Kim S-B, arXiv:1412.2199
74. Ayres D S et al. (NOvA Collab.), hep-ex/0503053
75. Akiri T et al. (LBNE Collab.), arXiv:1110.6249
76. Aartsen M G et al. (IceCube-PINGU Collab.), arXiv:1401.2046
77. Ribordy M, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **87** 113007 (2013)
78. Huber P, Maltoni M, Schwetz T *Phys. Rev. D* **71** 053006 (2005)
79. INO. India-based Neutrino Observatory, <http://www.ino.tifr.res.in/ino//index.php>
80. Blennow M et al. *JHEP* (03) 028 (2014)
81. Adams C et al. (LBNE Collab.), arXiv:1307.7335
82. Goepfert-Mayer M *Phys. Rev.* **48** 512 (1935)
83. Majorana E II *Nuovo Cimento* **14** (4) 171 (1937)
84. Furry W H *Phys. Rev.* **56** 1184 (1939)
85. Klapdor-Kleingrothaus H V et al. *Phys. Lett. B* **586** 198 (2004)
86. Klapdor-Kleingrothaus H V, Krivosheina I V *Mod. Phys. Lett. A* **21** 1547 (2006)
87. Klapdor-Kleingrothaus H V, Dietz A, Krivosheina I V, in *Dark Matter in Astro- and Particle Physics, Proc. of the Intern. Conf., DARK 2002, Cape Town, South Africa, 4–9 February 2002* (Eds H V Klapdor-Kleingrothaus, R D Viollier) (Berlin: Springer, 2002) p. 404
88. Feruglio F, Strumia A, Vissani F *Nucl. Phys. B* **637** 345 (2002)
89. Agostini M et al. (GERDA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **111** 122503 (2013)
90. Bilenky S M, Giunti C *Mod. Phys. Lett. A* **27** 1230015 (2012)
91. Schechter J, Valle J W F *Phys. Rev. D* **25** 2951 (1982)
92. Aguilar A et al. (LSND Collab.) *Phys. Rev. D* **64** 112007 (2001); hep-ex/0104049
93. Aguilar-Arevalo A A et al. (MiniBooNE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **110** 161801 (2013); arXiv:1207.4809; arXiv:1303.2588
94. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **77** 4708 (1996)
95. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **73** 045805 (2006)
96. Anselmann P et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **342** 440 (1995)
97. Kaether F et al. *Phys. Lett. B* **685** 47 (2010)
98. Mention G et al. *Phys. Rev. D* **83** 073006 (2011)
99. Abazajian K N et al., arXiv:1204.5379
100. Bellini G et al. *JHEP* (08) 038 (2013)
101. Веретенкин Е П и др. (Best Collab.), <http://www.inr.ru/rus/bno/best.pdf>
102. National Research Center "Kurchatov Institute" Petersburg Nuclear Physics Institute. Reactor PIK, <http://www.pnpi.spb.ru/eng/facil/pik.htm>
103. Конструктивные и физические особенности реактора CM-3, <http://www-dev.niar.ru/ork/sm/features.htm>
104. Derbin A V, Kayunov A S, Muratova V N, arXiv:1204.2449
105. Danilov M (DANSS Collab.) *PoS EPS HEP2013* 493 (2013); arXiv:1311.2777
106. Alekseev I et al. *Письма в ЭЧАЯ* **11** 735 (2014); *Phys. Part. Nucl. Lett.* **11** 473 (2014)
107. Serebrov A P et al., arXiv:1310.5521
108. Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *Phys. Rev. C* **80** 015807 (2009); arXiv:0901.2200
109. Bellini G et al. (BOREXINO Collab.) *Nature* **512** 383 (2014)
110. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 051302 (2012); arXiv:1110.3230
111. Bellini G et al. *Phys. Rev. Lett.* **107** 141302 (2011)
112. Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. C* **81** 055504 (2010)
113. Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Astrophys. J.* **653** 1545 (2006)
114. Grevesse N, Sauval A J *Space Sci. Rev.* **85** 161 (1998)
115. Asplund M et al. *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **47** 481 (2009); arXiv:0909.0948
116. Serenelli A M, Haxton W C, Pena-Garay C *Astrophys. J.* **743** 24 (2011)
117. Lozza V (for the SNO+ Collab.) *J. Phys. Conf. Ser.* **375** 042050 (2012)
118. Hirata K S et al. *Phys. Rev. D* **38** 448 (1988)
119. Bionta R M et al. *Phys. Rev. Lett.* **58** 1497 (1987)
120. Алексеев Е Н и др. *Письма в Астрон. журн.* **14** 99 (1988); Alekseev E N et al. *Sov. Astron. Lett.* **14** 41 (1988)
121. Aglietta M et al. *Europhys. Lett.* **3** 1315 (1987)
122. Дадькин В Л и др. *Письма в ЖЭТФ* **45** 464 (1987); Dadykin V L et al. *JETP Lett.* **45** 593 (1987)
123. Дадькин В Л, Зацепин Г Т, Рязская О Г *УФН* **158** 139 (1989); Dadykin V L, Zatsepin G T, Ryazhskaya O G *Sov. Phys. Usp.* **32** 459 (1989)
124. Имшенник В С, Рязская О Г *Письма в Астрон. журн.* **30** 17 (2004); Imshennik V S, Ryazhskaya O G *Astron. Lett.* **30** 14 (2004)
125. Antoniolli P et al. *New J. Phys.* **6** 114 (2004)
126. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Science* **342** 1242856 (2013); arXiv:1311.5238
127. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 022001 (2015); arXiv:1410.1749
128. Bagley P et al. (KM3NeT Consortium), <http://www.km3net.org/TDR/KM3NeTprint.pdf> (2011)
129. Aguilar J A et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **656** 11 (2011)
130. Davies J H, Davies D R *Solid Earth* **1** (1) 5 (2010)
131. Gando A et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. D* **88** 033001 (2013)
132. Agostini M et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **92** 031101(R) (2015); arXiv:1506.04610
133. Bellini G et al. *Phys. Lett. B* **722** 295 (2013)
134. Strati V et al., arXiv:1412.3324

135. Зельдович Я Б, Герштейн С С, Дунайцев А Ф, Прокошкин Ю Д, Рыкалин В И, Петрухин В И, Государственный реестр открытий СССР, Диплом № 135. Приоритет от 8.06.1955 (1973)
136. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **37** 1751 (1959); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **10** 1236 (1960)
137. Займидорога О А и др. *ЖЭТФ* **45** 1803 (1963); Zaimidoroga O A et al. *Sov. Phys. JETP* **18** 1235 (1964)
138. Быстрицкий В М и др. *ЖЭТФ* **66** 43 (1974); Bystritskii V M *Sov. Phys. JETP* **39** 19 (1974)
139. Вылов Ц Д и др., Препринт Р6-84-148 (Дубна: ОИЯИ, 1984)
140. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **33** 549 (1957); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **6** 429 (1958)
141. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **34** 247 (1958); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **7** 172 (1958)
142. Баранов В А и др. *ЯФ* **53** 1302 (1991); Baranov V A et al. *Sov. J. Nucl. Phys.* **53** 802 (1991)
143. Гордеев В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **57** 262 (1993); Gordeev V A et al. *JETP Lett.* **57** 270 (1993)
144. Гордеев В А и др. *Письма в ЖЭТФ* **59** 565 (1994); Gordeev V A et al. *JETP Lett.* **59** 589 (1994)
145. Понтекорво Б М *УФН* **141** 675 (1983); Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **26** 1087 (1983)
146. Биленький С М, Понтекорво Б М *УФН* **123** 181 (1977); Bilen'kii S M, Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **20** 776 (1977)
147. Джелепов В П, Понтекорво Б М *УФН* **64** 15 (1958)
148. Понтекорво Б *УФН* **79** 3 (1963); Pontecorvo B M *Sov. Phys. Usp.* **6** 1 (1963)
149. Понтекорво Б М *УФН* **95** 517 (1968); Pontecorvo B M *Sov. Phys. Usp.* **11** 528 (1969)
150. Понтекорво Б *УФН* **104** 3 (1971); Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **14** 235 (1971)
151. Понтекорво Б М *УФН* **119** 633 (1976); Pontecorvo B *Sov. Phys. Usp.* **19** 666 (1976)
152. Понтекорво Б М *УФН* **120** 705 (1976); Pontecorvo B M *Sov. Phys. Usp.* **19** 1031 (1976)
153. Blumlein J et al. *Phys. Lett. B* **279** 405 (1992)
154. Baranov S A et al. *Phys. Lett. B* **302** 336 (1993)
155. Anikeev V B et al. *Z. Phys. C* **70** 39 (1996)
156. Буныатов С А, Нефедов Ю А *ЯФ* **60** 1045 (1997); Bunyatov S A, Nefedov Yu A *Phys. Atom. Nucl.* **60** 935 (1997)
157. Sidorov A V et al. (IHEP-JINR Neutrino Detector Collab.) *Eur. Phys. J. C* **10** 405 (1999); hep-ex/9905038
158. Alekhin S I et al. *Phys. Lett. B* **512** 25 (2001); hep-ex/0104013
159. Барабаш Л С и др. *Приборы и тех. эксперимента* **46** (3) 20 (2003); Barabash L S et al. *Instrum. Exp. Tech.* **46** 300 (2003)
160. Samoylev O et al. (NOMAD Collab.) *Nucl. Phys. B* **876** 339 (2013); arXiv:1308.4750
161. Kullenberg C T et al. (NOMAD Collab.) *Phys. Lett. B* **682** 177 (2009); arXiv:0910.0062
162. Lyubushkin V et al. (NOMAD Collab.) *Eur. Phys. J. C* **63** 355 (2009); arXiv:0812.4543
163. Wu Q et al. (NOMAD Collab.) *Phys. Lett. B* **660** 19 (2008); arXiv:0711.1183
164. Astier P et al. (NOMAD Collab.) *Phys. Lett. B* **570** 19 (2003); hep-ex/0306037
165. Astier P et al. (NOMAD Collab.) *Nucl. Phys. B* **621** 3 (2002); hep-ex/0111057
166. Astier P et al. (NOMAD Collab.) *Nucl. Phys. B* **611** 3 (2001); hep-ex/0106102
167. Astier P et al. (NOMAD Collab.) *Nucl. Phys. B* **588** 3 (2000)
168. Bednyakov V A, Naumov D V, in *The White Book: JINR NEUTRINO PROGRAM* (Dubna: JINR Laboratory of Nuclear Problems); <http://dlnp.jinr.ru/neutrino-white-book>
169. Agafonova N et al. (OPERA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 121802 (2015)
170. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 111802 (2015); arXiv:1505.03456
171. Cao J, in *TAUP 2015 XIV Intern. Conf. on Topics in Astroparticle and Underground Physics 7–11 September 2015, Torino Italy*; Zho J, private communication
172. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **113** 141802 (2014); arXiv:1407.7259
173. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **116** 061801 (2016); arXiv:1508.04233
174. Mueller Th A et al. *Phys. Rev. C* **83** 054615 (2011)
175. Huber P *Phys. Rev. C* **84** 024617 (2011)
176. Vogel P et al. *Phys. Rev. C* **24** 1543 (1981)
177. Schreckenbach K et al. *Phys. Lett. B* **160** 325 (1985)
178. Von Feilitzsch F, Hahn A A, Schreckenbach K *Phys. Lett. B* **118** 162 (1982)
179. Hahn A A et al. *Phys. Lett. B* **218** 365 (1989)
180. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Lett. B* **687** 299 (2010)
181. Bellini G et al. *Phys. Lett. B* **707** 22 (2012)
182. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **89** 112007 (2014)
183. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **82** 033006 (2010)
184. Agostini M et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **92** 031101 (2015)
185. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **101** 091302 (2008)
186. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. D* **85** 092003 (2012)
187. Bellini G et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. C* **81** 034317 (2010)
188. Agostini M et al. (Borexino Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **115** 231802 (2015); arXiv:1509.01223
189. Ferrari N, Fiorentini G, Ricci B *Phys. Lett. B* **387** 427 (1996)
190. Palazzo A *Mod. Phys. Lett. A* **28** 1330004 (2013)
191. BAIKAL GVD, Scientific Technical Report (2010)
192. Patterson R B (NOvA Collab.) *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* **151** 235 (2013)
193. Patterson R, Fermilab Seminar, <http://theory.fnal.gov/jetp/> (2015)
194. Klapdor-Kleingrothaus H V et al. *Eur. Phys. J. A* **12** 147 (2001)
195. Aalseth C E et al. *Phys. Rev. D* **65** 092007 (2002)
196. Agostini M et al. (GERDA Collab.) *Eur. Phys. J. C* **75** 39 (2015)
197. Mention G et al. *J. Phys. Conf. Ser.* **408** 012025 (2013)
198. Gando A et al., arXiv:1312.0896
199. Gomez H et al. (SuperNEMO Collab.) *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **718** 52 (2013)
200. Drukier A, Stodolsky L *Phys. Rev. D* **30** 2295 (1984)
201. Бруданин В Б *Приборы и тех. эксперимента* (4) 27 (2011); Brudanin V B et al. *Instrum. Exp. Tech.* **54** 470 (2011)

## Neutrino physics and JINR

V.A. Bednyakov, D.V. Naumov, O.Yu. Smirnov

Joint Institute for Nuclear Research,

ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation

E-mail: vadim.bednyakov@jinr.ru, dmitryvnaumov@gmail.com, osmirnov@jinr.ru

The current status of neutrino physics is briefly reviewed, the basic properties of the neutrino are discussed, and the currently most challenging problems in this rapidly developing field are described. Written to mark the anniversary of Joint Institute for Nuclear Research, this paper highlights JINR's contributions to the development of the neutrino physics and places special emphasis on the prospects of the JINR neutrino program.

**Keywords:** neutrino, neutrino oscillations, neutrino mass, mass hierarchy, CP invariance violation, Majorana neutrino, reactor antineutrino, solar neutrino, atmospheric neutrino, accelerator neutrino, geo-neutrino, astrophysical neutrino, relic neutrino

PACS numbers: **13.15**, +g, 14.60.Lm, 14.60.Pq, 14.60.St, **26.65**. +t

Bibliography — 201 references

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **186** (3) 233–263 (2016)

DOI: 10.3367/UFNR.0186.201603b.0233

Received 27 July 2015, revised 27 September 2015

*Physics – Uspekhi* **59** (3) (2016)