

Бруно Понтекорво и нейтрино

С.М. Биленький

В этом обзоре, посвящённом столетию со дня рождения великого физика, одного из основателей современной физики нейтрино Бруно Понтекорво, рассматриваются предложенные им радиохимический метод регистрации нейтрино, μ - e -универсальность слабого взаимодействия и предложение эксперимента с ускорительными нейтрино, который позволил доказать, что ν_e и ν_μ являются разными частицами. Подробно обсуждается основополагающая идея Б. Понтекорво о массах, смешивании и осцилляциях нейтрино и развитие этой идеи Понтекорво и Грибовым и Понтекорво и автором данного обзора.

PACS numbers: 01.60 + q, 01.65. + g, 14.60.Pq

DOI: 10.3367/UFNr.0184.201405g.0531

Содержание

1. Введение (531).
 2. Первые идеи о массах нейтрино, их смешивании и осцилляциях (533).
 3. Вторая работа Понтекорво по нейтринным осцилляциям (1967 г.) (533).
 4. Работа Грибова и Понтекорво по осцилляциям нейтрино (1969 г.) (534).
 5. Общая феноменологическая теория смешивания и осцилляций нейтрино (Дубна, 1975–1987 гг.) (534).
5.1. Левый майорановский массовый член. 5.2. Дираковский массовый член. 5.3. Дираковский и майорановский массовый член. 5.4. Осцилляции нейтрино в вакууме.
 6. Заключение (537).
- Список литературы (538).

1. Введение

Бруно Максимович Понтекорво родился 22 августа 1913 г. в Пизе (Марина ди Пиза). Его отец владел текстильной фабрикой, построенной дедом Бруно Понтекорво Пеллегрини Понтекорво.

Долгие годы после войны фабрика оставалась закрытой и здание никак не использовалось. Сейчас там размещается пизанское отделение Национального института ядерной физики (Istituto Nazionale di Fisica Nucleare — INFN). Площадь перед этим зданием носит имя Бруно Понтекорво.

С.М. Биленький. Объединённый институт ядерных исследований, ул. Жолио-Кюри 6, 141980 Дубна, Московская обл., Российская Федерация;
Physik Department, Technische Universität München, James-Franck str. 1, 85748 Garching, Germany
E-mail: bilenky@ph.dum.de

Статья поступила 31 октября 2013 г.

В семье Понтекорво было восемь детей — пять братьев и три сестры. У всех них жизнь сложилась весьма успешно, а трое из братьев — биолог Гвидо, кинорежиссёр Джилло и физик Бруно — стали знаменитыми.

Бруно сначала поступил на инженерный факультет Пизанского университета. Однако через два года его интересы изменились, и он решил изучать физику. Его старший брат, знавший о существовании группы Ферми в Риме, посоветовал ему отправиться туда. Бруно сдал экзамен самому Ферми и Разетти и был принят на III курс физико-математического факультета Римского университета. Так в 1932 г. в Риме Бруно Понтекорво начал научную деятельность в качестве студента Э. Ферми. Позднее он был принят в группу Ферми, став самым младшим из "парней с улицы Панисперна" (Ragazzi di via Panisperna)¹.

Бруно участвовал во многих экспериментах группы Ферми. Эксперимент, проведённый Амальди и Понтекорво, привёл к открытию эффекта медленных нейтронов — самому важному открытию группы Ферми. Эффект медленных нейтронов открыл дорогу к практическому использованию нейтронов (реакторы, медицинские изотопы, атомная бомба и т.д.). За это открытие Ферми был удостоен Нобелевской премии.

В 1936 г. Бруно получил премию Министерства образования Италии и отправился в Париж работать в группе Жолио-Кюри. Здесь он изучал ядерные изомеры, метастабильные состояния ядер с большими спинами. Он провёл первые эксперименты по обнаружению электронов конверсии в распадах изомеров, получению ядерных изомеров посредством облучения ядер гамма-квантами при высоких энергиях и т.д. За работы по изучению ядерной изомерии Бруно получил премию Кюри–Карнеги. Ферми поздравил его с великолепными результатами. Бруно был счастлив и горд получить такое поздра-

¹ Так называли группу молодых физиков, возглавляемую Э. Ферми, из Института физики Римского университета Ла Сапиенца, расположенного на улице Панисперна.

вление от Ферми (как он писал в автобиографии, ему всегда казалось, что Ферми, который звал его великим чемпионом, уважал его только как отличного игрока в теннис).

В 1940–1942 гг. Б. Понтекорво работал в частной нефтяной компании в Оклахоме (США). Он разработал и применил на практике метод нейтронного каротажа для разведки нефтяных месторождений. Это было первым практическим применением эффекта медленных нейтронов. Метод нейтронного каротажа Понтекорво широко используется и сегодня.

В 1943 г. Б. Понтекорво пригласили принять участие в англо-канадском урановом проекте в Канаде. Бруно был научным руководителем проекта исследовательского реактора, ставшего первым (построен в 1947 г.) ядерным реактором, созданным за пределами США.

В Канаде Б. Понтекорво занялся исследованиями в области физики элементарных частиц. Вскоре после публикации в 1934 г. знаменитой работы Ферми по теории β -распада [1] Бете и Пайерлс [2] оценили сечение взаимодействия нейтрино с ядрами и показали, что это сечение чрезвычайно мало ($\sigma < 10^{-44}$ см²). В течение многих лет после этой публикации нейтрино считалось "нерегистрируемой частицей".

Б. Понтекорво был первым, кто усомнился в справедливости такого мнения. В 1946 г. он предложил радиохимический метод обнаружения нейтрино [3], в основе которого лежало изучение распада дочернего ядра, образующегося в реакции $\nu + (A, Z) \rightarrow e^- + (A, Z + 1)$. Он подробно рассмотрел реакцию



Б. Понтекорво считал перспективным метод регистрации нейтрино, основанный на изучении реакции (1), по следующим причинам:

- C_2Cl_4 является дешёвой негорючей жидкостью;
- ядра ${}^{37}\text{Ar}$ являются нестабильными (К-захват) и имеют при этом весьма подходящий период полураспада (34,8 сут);
- из большого детектора можно извлечь несколько атомов ${}^{37}\text{Ar}$ (редкий газ), образовавшихся за время экспозиции.

Хлор-аргоновый метод Понтекорво был использован Р. Дэвисом в его первом, основополагающем, эксперименте по обнаружению солнечных нейтрино [4] (см. также [5]), за который он получил Нобелевскую премию в 2002 г.

Радиохимический метод регистрации нейтрино на основе реакции



предложенный Кузьминым [6], использовался в экспериментах по изучению солнечных нейтрино GALLEX (GALLium EXperiment)–GNO (Gallium Neutrino Observatory) [7, 8] и SAGE (Soviet-American Gallium Experiment) [9], в которых регистрировались ν_e от всех термоядерных реакций на Солнце, включая нейтрино от главной реакции $p + p \rightarrow n + p + e^+ + \nu_e$.

В полной плодотворных идей работе [3], написанной в Чок-Ривере в 1946 г., Б. Понтекорво указал на следующие возможные интенсивные источники нейтрино:

- Солнце;
- реакторы;
- радиоактивные вещества, получаемые в реакторах.

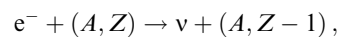
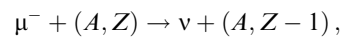
В 1948 г. в Канаде Б. Понтекорво с коллегами изобрёл низкофононовый пропорциональный счётчик [10], который позволял регистрировать очень редкие события. Этот счётчик сыграл решающую роль в эксперименте Homestake, а также в экспериментах GALLEX–GNO и SAGE.

После знаменитого эксперимента М. Конверси, Э. Панчини и О. Пиччиони (1947 г.) [11], из результатов которого следовало, что мюон слабо взаимодействует с ядрами, Б. Понтекорво и Э. Хинкс провели цикл экспериментов по изучению фундаментальных свойств мюона [12, 13]. Они доказали, что:

- заряженная частица, испускаемая в μ -распаде, является электроном;
- мюон распадается на три частицы;
- мюон не распадается на электрон и γ -квант.

Бруно Понтекорво первым обратил внимание на глубокую аналогию между процессами слабого взаимодействия электрона и мюона [14]. Он предположил, что мюон является частицей со спином 1/2 и в процессе захвата мюона ядром испускается нейтрино.

Сравнив вероятности процессов



Б. Понтекорво обнаружил, что константы этих двух процессов одного порядка. Это привело его к выводу о том, что существует "фундаментальная аналогия между β -процессами и процессами поглощения мюона". Таким образом, в 1947 г. Понтекорво пришёл к мысли о существовании универсального слабого взаимодействия с участием пар $e-\nu$ и $\mu-\nu$. Идея $\mu-e$ -универсальности впоследствии была выдвинута Пуппи [15], Кляйном [16] и Янгом и Тиомно [17].

В 1950 г. Б. Понтекорво с семьёй (жена и три сына) переехал из Великобритании в СССР. Он стал работать в Дубне, где тогда находился самый большой в мире ускоритель (энергия протонов 460 МэВ, а позднее — 680 МэВ). Б. Понтекорво и его группа проводили эксперименты по исследованию рождения π^0 в нейтрон-протонных и нейтрон-ядерных столкновениях, по рассеянию пионов на нуклонах и др.

Бруно постоянно думал о нейтрино. В конце 1950-х годов в Дубне был разработан проект мезонной фабрики (к сожалению, он не был осуществлён). В связи с этим проектом Б. Понтекорво рассматривал возможность проведения экспериментов с нейтрино от распадов пионов и каонов, получаемых на высокоинтенсивных ускорителях, и пришёл к заключению, что такие эксперименты с ускорительными нейтрино возможны [18] (к такому же заключению независимо пришли также М.А. Марков [19] и М. Шварц [20]).

Ещё во время работы в Канаде Б. Понтекорво предполагал, что мюонные и электронные нейтрино могут быть разными частицами. Когда Понтекорво пришёл к выводу об осуществимости экспериментов с ускорительными нейтрино высоких энергий, он понял, что такие эксперименты предоставляют наилучшую возможность получить модельно-независимый ответ на вопрос, являются ли ν_μ и ν_e одинаковыми или разными частицами [18]. Предложение Б. Понтекорво было реализовано в 1962 г. в знаменитом Брукхейвенском эксперименте [21], который доказал, что $\nu_e \neq \nu_\mu$. В 1988 г. Ледерман, Шварц

и Стейнбергер были удостоены Нобелевской премии "За метод нейтринного пучка и доказательство дублетной структуры лептонов посредством открытия мюонного нейтрино".

2. Первые идеи о массах нейтрино, их смешивании и осцилляциях

Теперь мы переходим к наиболее важной идее, выдвинутой Бруно Понтекорво, — идее о существовании масс, смешивания и осцилляций нейтрино. Идею осцилляций нейтрино он высказал [22, 23] в 1957–1958 гг. и развивал её в течение многих лет.

На Б. Понтекорво произвело большое впечатление предположение Гелл-Мана и Пайса о возможности осцилляций $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ [24], которое основывалось на следующих фактах:

1) частицы K^0 и \bar{K}^0 обладают странностью 1 и -1 соответственно. Странность сохраняется в сильном взаимодействии;

2) слабое взаимодействие, в котором странность не сохраняется, приводит к переходам между K^0 и \bar{K}^0 ;

3) состояния K^0 и \bar{K}^0 частиц, рождающихся в процессах сильного взаимодействия, являются суперпозициями ("смесями") состояний K_1^0 и K_2^0 — частиц с определённой массой и шириной.

В работе [22] Б. Понтекорво поставил вопрос: «...существуют ли другие "смешанные" нейтральные частицы (не обязательно элементарные), которые не идентичны соответствующим античастицам и для которых переходы частица–античастица не являются строго запрещёнными». Он пришёл к выводу, что такой системой мог бы быть мюоний ($\mu^+ + e^-$) и антимюоний ($\mu^- + e^+$).

В то время ещё не было известно, что ν_e и ν_μ — это разные частицы. Если бы они являлись одними и теми же частицами, то переходы $\mu^+ + e^- \rightarrow \mu^- + e^+$ были бы разрешёнными и вызывались (во втором порядке теории возмущений) тем же самым взаимодействием, которое вызывает μ -распад. В той же работе [22] Б. Понтекорво довольно подробно рассмотрел осцилляции $\mu^+ + e^- \leftrightarrow \mu^- + e^+$.

Следует заметить, что современные эксперименты по поиску переходов мюоний–антимюоний (см. [25]) считаются чувствительным инструментом для получения информации о взаимодействии, в котором лептонный аромат изменится на 2.

В работе [22] Б. Понтекорво заметил: "Если бы теория двухкомпонентного нейтрино была неверна (что сейчас едва ли вероятно) и если бы не имел места закон сохранения заряда нейтрино, в принципе были бы возможны переходы нейтрино \rightarrow антинейтрино в вакууме". Как известно, в соответствии с теорией двухкомпонентного нейтрино [26–28] нейтрино не имеет массы и для одного типа нейтрино существует только левое нейтрино ν_L и правое антинейтрино $\bar{\nu}_R$. Переходы между ними запрещены в силу закона сохранения углового момента.

Дошедшие до Понтекорво слухи подтолкнули его к опубликованию идеи осцилляций нейтрино. В 1957 г. Р. Дэвис проводил эксперимент по поиску рождения ^{37}Ar во взаимодействии реакторных нейтрино с ^{37}Cl [29] и до Понтекорво дошёл слух, что Дэвис наблюдал такие события. Понтекорво предположил, что эти "события" были обусловлены переходами реакторных антинейтрино в правые нейтрино на пути от реактора к детектору, и

опубликовал первую работу, посвящённую осцилляциям нейтрино [23] (1958 г.).

Это была очень смелая идея. Подчеркнём ещё раз, что в 1957–1958 гг. был известен только один тип нейтрино. Б. Понтекорво выдвинул предположение, что имеются переходы $\bar{\nu}_R \rightarrow \nu_R$ (и $\nu_L \rightarrow \bar{\nu}_L$). Таким образом, ему пришлось допустить не только то, что не сохраняется лептонное число, но и то, что кроме стандартного правого антинейтрино $\bar{\nu}_R$ и левого нейтрино ν_L (кванты левого поля $\nu_L(x)$) существуют правое нейтрино ν_R и левое антинейтрино $\bar{\nu}_L$ — кванты правого поля $\nu_R(x)$.

Согласно теории двухкомпонентного нейтрино, получившей полное подтверждение в эксперименте по измерению спиральности нейтрино [30], в лагранжиан слабого взаимодействия входит только поле $\nu_L(x)$. Это означает, что с точки зрения данной теории ν_R и $\bar{\nu}_L$ являются невзаимодействующими, "стерильными", частицами.

Чтобы объяснить "события" Дэвиса, Б. Понтекорво должен был предположить, что "определённая доля частиц (ν_R) может вызвать хлор-аргонную реакцию". Позднее, когда такие аномальные "события" исчезли и в эксперименте Дэвиса был определён только верхний предел сечения реакции $\bar{\nu} + ^{37}\text{Cl} \rightarrow e^- + ^{37}\text{Ar}$, Б. Понтекорво понял, что в данном предположении не было нужды. В следующей работе по нейтринным осцилляциям [31] он ввёл термин "стерильное нейтрино", ставший ныне общепринятым.

В своей самой первой работе [23] по осцилляциям нейтрино Б. Понтекорво указывал, что в эксперименте Райнеса и Коуэна [32–34] можно было наблюдать дефицит антинейтрино. Он писал [23]: "Сечение процесса $\bar{\nu} + p \rightarrow e + n$ с $\bar{\nu}$ от реактора должно быть меньше ожидаемого, поскольку пучок нейтральных лептонов, способный вызвать такую реакцию, меняет свой состав на пути от реактора к детектору".

Начиная с этой работы [23] Бруно всю жизнь верил в существование осцилляций нейтрино. Он писал: "Эффекты превращения нейтрино в антинейтрино и наоборот могут не обнаруживаться в лабораторных условиях, но они точно имеют место, по крайней мере, на астрономическом масштабе".

3. Вторая работа Понтекорво по нейтринным осцилляциям (1967 г.)

Следующую работу по нейтринным осцилляциям [31] Б. Понтекорво написал в 1967 г. В то время была создана феноменологическая $V-A$ -теория, были обнаружены осцилляции $K^0 \leftrightarrow \bar{K}^0$ и было доказано, что в природе существуют (по крайней мере) два типа нейтрино. В работе [31] Понтекорво писал: "Если лептонный заряд — не точно сохраняющееся квантовое число (в этом случае масса нейтрино, по-видимому, отличается от нуля), то осцилляции, подобные осцилляциям в пучках K -мезонов, становятся возможными в пучках нейтрино". Он рассматривал осцилляции между активными нейтрино $\nu_\mu \leftrightarrow \nu_e$, а также между активными и стерильными нейтрино $\nu_\mu \leftrightarrow \bar{\nu}_{eL}$ и т.д.

В работе [31] Б. Понтекорво впервые обсудил эффект осцилляций солнечных нейтрино: "С точки зрения возможностей наблюдения идеальным объектом является Солнце. Если длина осцилляции много меньше, чем радиус солнечной области, эффективно рождающей нейтрино... прямых осцилляций нельзя наблюдать из-за

эффекта усреднений. Единственный эффект на поверхности Земли заключался бы в том, что поток наблюдаемых солнечных нейтрино должен быть в два раза меньше полного потока солнечных нейтрино".

В то время Р. Дэвис готовил знаменитый эксперимент по регистрации солнечных нейтрино. Когда в 1970 г. были получены первые результаты этого эксперимента [35], оказалось, что зарегистрированный поток солнечных нейтрино примерно в два-три раза меньше предсказанной величины. Это породило так называемую проблему дефицита солнечных нейтрино. Спустя короткое время наиболее естественным из всех появившихся объяснений этого дефицита были повсеместно признаны осцилляции солнечных нейтрино. Таким образом, Бруно Понтекорво предвидел появление проблемы дефицита солнечных нейтрино.

4. Работа Грибова и Понтекорво по осцилляциям нейтрино (1969 г.)

Грибов и Понтекорво [36] рассмотрели схему смешивания и осцилляций нейтрино в случае четырёх состояний нейтрино и антинейтрино — левых нейтрино ν_e , ν_μ и правых антинейтрино $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ — в предположении отсутствия стерильных состояний нейтрино.

В работе [36] предполагалось, что, кроме стандартного $V-A$ -взаимодействия с лептонным заряженным током

$$j_\alpha = 2(\bar{\nu}_{eL}\gamma_\alpha e_L + \bar{\nu}_{\mu L}\gamma_\alpha \mu_L), \quad (3)$$

в стандартный лагранжиан входит эффективное взаимодействие, нарушающее L_e и L_μ . После диагонализации самого общего полного лагранжиана такого типа получаются следующие соотношения:

$$\nu_{eL} = \cos \theta \nu_{1L} + \sin \theta \nu_{2L}, \quad \nu_{\mu L} = -\sin \theta \nu_{1L} + \cos \theta \nu_{2L}. \quad (4)$$

Здесь $\nu_{1,2}$ — поля майорановских нейтрино с массами $m_{1,2}$, θ — угол смешивания. Массы нейтрино и углы смешивания определяются параметрами эффективного лагранжиана.

Авторы получили следующее выражение для вероятности выживания ν_e в вакууме (в современных обозначениях):

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta \left(1 - \cos \frac{\Delta m^2 L}{2E} \right), \quad (5)$$

и применили разработанный формализм к осцилляциям солнечных нейтрино. Они считали, что максимальное смешивание, $\theta = \pi/4$, является наиболее простой и привлекательной возможностью. В этом случае средний наблюдаемый поток солнечных нейтрино составлял 1/2 от предсказанного.

5. Общая феноменологическая теория смешивания и осцилляций нейтрино (Дубна, 1975–1987 гг.)

Наши совместные с Б. Понтекорво работы по исследованию масс, смешивания и осцилляций нейтрино [37, 38] начались в 1975 г. В основе первой публикации лежала идея кварк-лептонной аналогии.

К тому времени было установлено, что заряженный ток кварков имеет вид (в случае четырёх кварков)

$$j_\alpha^{CC(\text{quark})}(x) = 2(u_L(x) \gamma_\alpha d_L^c(x) + \bar{c}_L(x) \gamma_\alpha s_L^c(x)). \quad (6)$$

Здесь $d_L^c(x)$ и $s_L^c(x)$ — смеси Кабиббо–ГИМ (Глэшоу–Илиопулос–Майани) d - и s -кварков с массами m_d и m_s , а θ_C — угол Кабиббо,

$$\begin{aligned} d_L^c(x) &= \cos \theta_C d_L(x) + \sin \theta_C s_L(x), \\ s_L^c(x) &= -\sin \theta_C d_L(x) + \cos \theta_C s_L(x). \end{aligned} \quad (7)$$

Заряженный лептонный ток

$$j_\alpha^{CC(\text{lept})}(x) = 2(\bar{\nu}_{eL}(x) \gamma_\alpha e_L(x) + \bar{\nu}_{\mu L}(x) \gamma_\alpha \mu_L(x)) \quad (8)$$

имеет тот же вид, что и кварковый заряженный ток (те же коэффициенты, левые компоненты полей). Для полной аналогии между кварками и лептонами естественно предположить, что $\nu_{eL}(x)$ и $\nu_{\mu L}(x)$ тоже являются смешанными полями:

$$\begin{aligned} \nu_{eL}(x) &= \cos \theta \nu_{1L}(x) + \sin \theta \nu_{2L}(x), \\ \nu_{\mu L}(x) &= -\sin \theta \nu_{1L}(x) + \cos \theta \nu_{2L}(x). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\nu_1(x)$ и $\nu_2(x)$ — дираковские поля нейтрино с массой m_1 и m_2 , а θ — угол смешивания лептонов. В работе [37] мы писали: "...в нашей схеме ν_1 и ν_2 описываются так же, как и остальные лептоны и кварки (что, может быть, является её достоинством), в то время как в схеме Грибова–Понтекорво оба нейтрино занимают особое место среди остальных фундаментальных частиц".

Если имеет место смешивание (9), то полное лептонное число $L = L_e + L_\mu$ сохраняется и нейтрино с определённой массой ν_i ($i = 1, 2$) отличаются от антинейтрино $\bar{\nu}_i$ лептонным числом ($L(\nu_i) = -L(\bar{\nu}_i) = 1$).

В 1975 г., уже спустя много лет после появления имевшей большой успех теории двухкомпонентного нейтрино, по-прежнему существовало общее убеждение, что нейтрино является безмассовой частицей. Вполне очевидно, что в таком случае смешивание (9) не имеет физического смысла. На то время у нас были следующие аргументы в пользу существования массы нейтрино:

1) не существует принципа (такого как, например, калибровочная инвариантность в случае γ -квантов), который требует, чтобы масса нейтрино была нулевой;

2) в рамках теории двухкомпонентного нейтрино безмассовость нейтрино свидетельствовала в пользу поля левого нейтрино. Однако оказалось, что в слабый гамильтониан входят левые компоненты всех полей (теория $V-A$). В связи с этим естественнее было бы рассматривать нейтрино не как особую безмассовую частицу, а как частицу, обладающую некоторой массой.

В работе [37] мы обсуждали возможную величину угла смешивания θ и утверждали следующее:

- нет причин для того, чтобы лептонные углы смешивания и углы смешивания Кабиббо были одинаковыми;
- "наибольший интерес представляют выделенные значения углов смешивания $\theta = 0$ и $\theta = \pi/4$ (максимальное смешивание)".

Вероятности переходов $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$ в схеме смешивания двух майорановских нейтрино и в схеме смешивания двух дираковских нейтрино одинаковы.

В работе "Again on neutrino oscillations" [39] мы рассмотрели наиболее общее смешивание нейтрино. В соответствии с современными калибровочными теориями,

мы стали использовать нейтринный массовый член для характеристики смешивания нейтрино. Есть три возможных типа нейтринных массовых членов².

5.1. Левый майорановский массовый член

Стандартные СС (заряженный ток) и НС (нейтральный ток) лагранжианы взаимодействия лептонов с W^{\pm} - и Z^0 -бозонами имеют вид

$$\mathcal{L}_I^{\text{CC}} = -\frac{g}{2\sqrt{2}} j_\alpha^{\text{CC}} W^\alpha + \text{h.c.}, \quad \mathcal{L}_I^{\text{NC}} = -\frac{g}{2 \cos \theta_w} j_\alpha^{\text{NC}} Z^\alpha. \quad (10)$$

Здесь g — SU(2)-калибровочная константа связи, θ_w — слабый угол, h.c. — эрмитово-сопряжённое выражение, а заряженный лептонный ток j_α^{CC} и нейтральный нейтринный ток j_α^{NC} даются выражениями

$$j_\alpha^{\text{CC}} = 2 \sum_l \bar{\nu}_{lL} \gamma_\alpha l_L, \quad j_\alpha^{\text{NC}} = \sum_l \bar{\nu}_{lL} \gamma_\alpha \nu_{lL}. \quad (11)$$

Предположим, что в полный лагранжиан входит также следующий нейтринный массовый член:

$$\mathcal{L}_L^{\text{M}} = -\frac{1}{2} \sum_{l', l} \bar{\nu}_{l'L} (M_L^{\text{M}})_{l'l} (\nu_{lL})^c + \text{h.c.} \quad (12)$$

Здесь

$$\nu_{lL}^c = C \bar{\nu}_{lL}^T,$$

где C — матрица зарядового сопряжения, удовлетворяющая условиям

$$C \gamma_\alpha^T C^{-1} = -\gamma_\alpha, \quad C^T = -C,$$

а матрица M^{M} является комплексной симметричной матрицей.

После стандартной диагонализации массового члена (12) получаем

$$\mathcal{L}_L^{\text{M}} = -\frac{1}{2} \sum_i m_i \bar{\nu}_i \nu_i, \quad (13)$$

где ν_i — поле нейтрино с массой m_i , удовлетворяющее майорановскому условию:

$$\nu_i = \nu_i^c = C \bar{\nu}_i^T. \quad (14)$$

Токовое поле ν_{lL} связано с майорановскими полями ν_{iL} соотношением

$$\nu_{lL} = \sum_i U_{li} \nu_{iL}. \quad (15)$$

В случае майорановского массового члена нет сохраняющихся лептонных чисел. Отсюда следует, что майорановские нейтрино являются истинно нейтральными частицами: они не имеют ни электрического заряда, ни лептонных чисел. Иными словами, майорановские нейтрино и антинейтрино являются идентичными частицами: $\nu_i \equiv \bar{\nu}_i$. Схема с массовым членом \mathcal{L}_L^{M} представляет собой обобщение схемы, рассмотренной в работах [37, 38].

5.2. Дираковский массовый член

Теперь предположим, что кроме стандартных СС- и НС-лагранжианов (10) в полный лагранжиан входит следующий нейтринный массовый член:

$$\mathcal{L}^{\text{D}} = -\sum_{l', l} \bar{\nu}_{l'L} M_{l'l}^{\text{D}} \nu_{lR} + \text{h.c.}, \quad (16)$$

где M^{D} — комплексная 3×3 -матрица.

После стандартной диагонализации матрицы M^{D} мы получаем следующее соотношение смеси:

$$\nu_{lL} = \sum_i U_{li} \nu_{iL}. \quad (17)$$

Здесь U — унитарная 3×3 -матрица смешивания, ν_i — поле дираковских нейтрино с массой m_i .

Массовый член \mathcal{L}^{D} сохраняет полное лептонное число L (одинаковое для $(\nu_e; e)$, $(\nu_\mu; \mu)$, $(\nu_\tau; \tau)$). Дираковские нейтрино ν_i и антинейтрино $\bar{\nu}_i$ имеют одинаковую массу m_i и различаются лептонными числами ($L(\nu_i) = 1$, $L(\bar{\nu}_i) = -1$). Схема с массовым членом \mathcal{L}^{D} является обобщением схемы, рассмотренной в работах [33, 38].

5.3. Дираковский и майорановский массовый член

В работе [39] мы рассматривали наиболее общий дираковский и майорановский массовый член:

$$\mathcal{L}^{\text{D+M}} = \mathcal{L}_L^{\text{M}} + \mathcal{L}^{\text{D}} + \mathcal{L}_R^{\text{M}}. \quad (18)$$

Здесь \mathcal{L}_L^{M} — левый майорановский массовый член (12), \mathcal{L}^{D} — дираковский массовый член (16), а правый майорановский массовый член \mathcal{L}_R^{M} даётся выражением

$$\mathcal{L}_R^{\text{M}} = -\frac{1}{2} \sum_{l', l} (\bar{\nu}_{l'R})^c (M_R^{\text{M}})_{l'l} \nu_{lR} + \text{h.c.}, \quad (19)$$

где M_R^{M} — комплексная симметричная 3×3 -матрица.

После диагонализации массового члена (19) мы получаем следующие соотношения:

$$\nu_{lL} = \sum_{i=1}^6 U_{li} \nu_{iL}, \quad (\nu_{lR})^c = \sum_{i=1}^6 U_{li} \nu_{iL}. \quad (20)$$

Здесь U — унитарная 6×6 -матрица (первые три ряда матрицы U получаются индексами $l = e, \mu, \tau$, последние три ряда — индексами $\bar{l} = \bar{e}, \bar{\mu}, \bar{\tau}$), ν_i — поле майорановского нейтрино с массой m_i .

Таким образом, в общем случае дираковского и майорановского массового члена поля нейтрино ν_{lL} с определённым ароматом являются унитарными комбинациями левых компонентов шести майорановских полей с определёнными массами. Те же самые левые компоненты шести майорановских полей с определёнными массами являются унитарно связанными с сопряжёнными стерильными правыми полями $(\nu_{lR})^c$, которые не входят в лагранжиан стандартного электрослабого взаимодействия.

В случае дираковского или майорановского массового члена вследствие смешивания возможны только переходы между активными нейтрино $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$. В случае дираковского и майорановского массового члена возможны переходы не только между активными нейтрино, но и между активными и стерильными нейтрино ($\nu_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}$).

В 1977 г. Б. Понтекорво и я написали первый обзор по осцилляциям нейтрино [40], в котором подвели итог состояния исследований проблемы масс, смешивания и осцилляций нейтрино, сложившегося на тот момент,

² Я следую обзорам [40, 41].

когда ещё не начались эксперименты по поиску нейтринных осцилляций. Этот обзор привлёк внимание многих учёных-физиков к проблеме массы и осцилляций нейтрино.

5.4. Осцилляции нейтрино в вакууме

В разделах 5.1–5.3 мы рассмотрели возможное смешивание полей нейтрино. Какими являются состояния флейворносмешанных нейтрино ν_e , ν_μ и ν_τ (и флейворносмешанных антинейтрино $\bar{\nu}_e$, $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_\tau$), рождающихся в слабых распадах, захватывающихся в нейтринных процессах и т.д.? По определению мюонное нейтрино — это частица, образующаяся вместе с μ^+ в распаде $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$, а частица, порождающая e^+ в процессе $\bar{\nu}_e + p \rightarrow e^+ + n$, — это электронное антинейтрино и т.д. Данное определение является однозначным, если в матричных элементах процессов рождения (и поглощения) нейтрино можно пренебречь разностью квадратов масс нейтрино. В этом случае матричный элемент распада, в результате которого образуется ν_l , даётся матричным элементом стандартной модели (с нулевой разностью квадратов масс), а состояние активного нейтрино ν_l ($l = e, \mu, \tau$) даётся независимо от процесса образования соотношением

$$|\nu_l\rangle = \sum_i U_{li}^* |\nu_i\rangle. \quad (21)$$

Здесь $|\nu_i\rangle$ — состояние нейтрино с импульсом \mathbf{p} и энергией

$$E_i = \sqrt{p^2 + m_i^2} \simeq E + \frac{m_i^2}{2E}, \quad (22)$$

где $E = p$ — энергия нейтрино при $m_i \rightarrow 0$. Таким образом, при смешивании нейтрино с малой разностью квадратов масс состояние нейтрино с определённым ароматом является суперпозицией состояний нейтрино (дираковских или майорановских) с определёнными массами. В работе [40] мы сформулировали следующее условие когерентности:

$$L_{ik} \gtrsim a, \quad (23)$$

где $L_{ik} = 4\pi E / |\Delta m_{ik}^2|$ ($i \neq k$) — длина осцилляций ($\Delta m_{ik}^2 = m_k^2 - m_i^2$), а a характеризует квантово-механический размер источника.

Следует заметить, что для разностей квадратов масс

$$\Delta m_{12}^2 = 7,54_{-0,22}^{+0,26} \times 10^{-5} \text{ эВ}^2, \quad \Delta m_{23}^2 = 2,43_{+0,1}^{-0,06} \times 10^{-3} \text{ эВ}^2, \quad (24)$$

полученных из современных экспериментальных данных по изучению нейтринных осцилляций, и энергий нейтрино $E \gtrsim 1$ МэВ условие (23) заведомо выполняется.

Соотношение (21) является основным для нейтринных осцилляций. В соответствии с квантовой теорией поля, эволюция состояний определяется уравнением Шрёдингера

$$i \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H_0 |\Psi(t)\rangle, \quad (25)$$

где H_0 — свободный гамильтониан. Из уравнения (25) следует, что если при $t = 0$ рождается нейтрино ν_l , то в момент времени t для состояний нейтрино мы имеем

$$|\nu_l\rangle_t = \exp(-iH_0 t) |\nu_l\rangle = \sum_i U_{li}^* \exp(-iE_i t) |i\rangle. \quad (26)$$

Важно, что в уравнении (26) фазовые множители разных массовых компонент различны. В результате состав конечного состояния $|\nu_l\rangle_t$ отличается по ароматам от состава начального состояния.

Нейтрино регистрируются в слабых СС- и НС-процессах. Разлагая состояние $|\nu_l\rangle_t$ по полной системе состояний нейтрино $|\nu_{l'}\rangle$, мы получаем

$$|\nu_l\rangle_t = \sum_{l'} |\nu_{l'}\rangle \left[\sum_{i=1}^3 U_{l'i} \exp(-iE_i t) U_{li}^* \right]. \quad (27)$$

Таким образом, вероятность перехода $\nu_l \rightarrow \nu_{l'}$ за время t выражается как

$$P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'}) = \left| \delta_{ll'} + \sum_{i \geq 2} U_{l'i} U_{li}^* \left[\exp\left(-i\Delta m_{il}^2 \frac{L}{2E}\right) - 1 \right] \right|^2. \quad (28)$$

Здесь $L \approx t$ — расстояние между источником и детектором нейтрино.

Аналогично для вероятности перехода $\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}$ находим

$$P(\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'}) = \left| \delta_{ll'} + \sum_{i \geq 2} U_{l'i}^* U_{li} \left[\exp\left(-i\Delta m_{il}^2 \frac{L}{2E}\right) - 1 \right] \right|^2. \quad (29)$$

Соотношения (28) и (29) стали стандартным выражением для вероятности перехода. Оно используется при анализе данных, полученных в экспериментах по изучению нейтринных осцилляций.

Мы знаем, что в природе существуют три нейтрино с определённым ароматом. Если количество нейтрино с определённой массой тоже равно трём (стерильные состояния нейтрино отсутствуют), то вероятности нейтринных переходов зависят от двух разностей квадратов масс, Δm_{12}^2 и Δm_{23}^2 , а также от параметров, характеризующих унитарную 3×3 -матрицу смешивания (три угла и одна фаза).

Из анализа экспериментальных данных следует, что $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2$ и один из углов смешивания (θ_{13}) мал. Легко показать (см., например, [42]), что в ведущем приближении осцилляции, наблюдаемые в экспериментах по регистрации атмосферных и реакторных нейтрино, являются двухнейтринными осцилляциями $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

Для вероятности выживания ν_μ находим из (28) следующее выражение:

$$P(\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{23}) \left(1 - \cos \frac{\Delta m_{23}^2 L}{2E} \right). \quad (30)$$

В ведущем приближении наблюдаемое в реакторном эксперименте KamLAND (Kamioka Liquid Scintillator Antineutrino Detector) исчезновение $\bar{\nu}_e$ объясняется переходами $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu, \tau}$. В этом случае вероятность выживания даётся выражением

$$P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2(2\theta_{12}) \left(1 - \cos \frac{\Delta m_{12}^2 L}{2E} \right). \quad (31)$$

В 1998 г. в эксперименте Super-Kamiokande в результате многолетних героических усилий были обнаружены осцилляции атмосферных нейтрино [43, 44]. Так началась золотая эра нейтринных осцилляций. В 2001 г. в эксперименте SNO (Sudbury Neutrino Observatory) было

получено модельно-независимое доказательство существования осциллирующих солнечных нейтрино [45]. В 2002 г. в эксперименте KamLAND были открыты осцилляции реакторных нейтрино [46]. Это открытие было подтверждено в нескольких недавних экспериментах по изучению осциллирующих ускорительных [47–51] и реакторных [52–54] нейтрино.

Открытие осцилляций нейтрино стало великим триумфом идей Б. Понтекорво, который пришёл к мысли о нейтринных осцилляциях в то время, когда большинство физиков считало, что нейтрино не имеет массы и не существует никаких осцилляций, и многие годы неотступно развивал идею о массивных, смешивающихся и осциллирующих нейтрино.

С моей точки зрения, история нейтринных осцилляций иллюстрирует важность использования аналогий в физике, а также важность выдвижения новых смелых идей, не всегда согласующихся с общепринятыми представлениями.

6. Заключение

Малые массы нейтрино не имеют естественного объяснения в рамках стандартного хиггсовского механизма возникновения массы. Для такого объяснения требуется новая физика за пределами стандартной модели. Предлагалось много моделей. Наиболее правдоподобным и жизнеспособным механизмом образования масс нейтрино является качельный механизм [56–59], который связывает малость масс нейтрино с нарушением лептонного числа на большом масштабе.

В наиболее общем виде качельный механизм был сформулирован в подходе эффективного лагранжиана [60]. Эффективный лагранжиан размерностью 5 является нарушающим лептонное число произведением двух лептонных дублетов и двух хиггсовских дублетов, инвариантным относительно $SU(2) \times U(1)$ -преобразований. Спонтанно нарушая электрослабую симметрию, этот эффективный лагранжиан порождает майорановский массовый член того же типа, который впервые был рассмотрен Грибовым и Понтекорво [36]. В этом подходе масштаб масс нейтрино определяется параметром v^2/Λ , где $v = (\sqrt{2}G_F)^{-1/2} \approx 246$ ГэВ — параметр, характеризующий электрослабое нарушение, а Λ характеризует масштаб новой физики. При $m_i \approx 10^{-1}$ эВ мы имеем $\Lambda \approx 10^{15}$ ГэВ.

Из многочисленных экспериментальных исследований солнечных нейтрино (Homestake [4, 5], GALLEX-GNO [7, 8], SAGE [9], Super-Kamiokande [61], SNO [45], Vogexino [62]) следует, что исчезновение солнечных нейтрино (ν_e) объясняется не только массой и смешиванием нейтрино, но и когерентным рассеянием нейтрино в веществе (эффект Михеева–Смирнова–Вольфенштейна (MSW) [63, 64]).

В минимальной схеме смешивания нейтрино, включающей в себя три аромата и три массивных нейтрино, унитарная матрица смешивания характеризуется тремя углами смешивания, θ_{12} , θ_{23} и θ_{13} , и CP -фазой δ . В результате анализа данных экспериментов по нейтринным осцилляциям было получено, что в самом первом приближении

$$\sin \theta_{12} \approx \frac{1}{\sqrt{3}}, \quad \sin \theta_{23} \approx \frac{1}{\sqrt{2}}, \quad \sin \theta_{13} \approx 0 \quad (32)$$

и унитарная матрица U имеет трибимаксимальный вид. Эти результаты легли в основу многих работ, в которых подробно исследовались возможности нарушения дискретных симметрий в лептонном секторе (см., например, обзор [65]).

Основополагающие работы Бруно Понтекорво по массам, смешиванию и осцилляциям нейтрино открыли новое направление исследований. В настоящее время осцилляции нейтрино уже обнаружены и четыре параметра, характеризующие осцилляции нейтрино, определены с точностью 3–15%. Изучение осцилляций нейтрино выявило несколько фундаментальных проблем, требующих дальнейшего исследования. Основные из них следующие:

1. Являются ли нейтрино с определёнными массами ν_i майорановскими или дираковскими частицами? Решением этой проблемы станет обнаружение нарушающего лептонное число безнейтринного двойного β -распада некоторых чётно-чётных ядер.

2. Является ли массовый спектр нейтрино нормальным или обращённым? Существующие данные по осцилляциям нейтрино не позволяют различить следующие возможные спектры масс нейтрино:

нормальный спектр, $m_1 < m_2 < m_3$, $\Delta m_{12}^2 \ll \Delta m_{23}^2$,
 обращённый спектр, $m_3 < m_1 < m_2$, $\Delta m_{12}^2 \ll |\Delta m_{13}^2|$.

3. Каковы абсолютные значения масс нейтрино?

4. Какова величина CP -фазы δ — последнего неизвестного параметра матрицы смешивания нейтрино?

5. Существуют ли переходы активных нейтрино ν_e, ν_μ и ν_τ в стерильные состояния³?

На решение этих важнейших проблем нацелены многие из проводимых или планируемых нейтринных экспериментов.

В 1962 г. Маки, Накагава и Саката [67] независимо от Понтекорво пришли к идее существования масс и смешивания нейтрино. Они основывались на Nagoya-модели, в которой нейтрино рассматривались как составляющие барионов. В работе [67] обсуждалась возможность перехода ("виртуальной трансмутации") $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$. В знак признания основополагающих идей Понтекорво и Маки, Накагавы и Сакаты матрицу смешивания нейтрино обычно называют матрицей PMNS (Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata).

Бруно Понтекорво одним из первых понял важность нейтрино для физики элементарных частиц и астрофизики. Он чувствовал и понимал нейтрино, возможно, лучше всех в мире. Он думал о нейтрино всю жизнь начиная со времени работы в Канаде. Он никогда не замыкался в узких теоретических рамках, мыслил широко, непредвзято, очень смело, отличаясь великолепными интуицией и научным вкусом.

Бруно Понтекорво был человеком ярким, эрудированным, исключительно интересным и очень дружелюбным. Люди его любили, и у него было много друзей в Италии, России, Франции, Канаде, во многих других странах. Он участвовал в многочисленных конференциях, семинарах и дискуссиях. Его чёткие, лаконичные вопросы и замечания играли огромную роль в прояснении многих проблем.

Имя Бруно Понтекорво, одного из основателей современной физики нейтрино, всегда будет связано с

³ В настоящее время существуют некоторые указания в пользу стерильных нейтрино (см., например, [66]).

нейтрино. Он останется в нашей памяти и в наших сердцах как выдающийся физик и человек высочайших душевных качеств.

Работа выполнена при поддержке Фонда Александра Гумбольдта (Бонн, Германия) (контракт 3.3-3-RUS/1002388), Российского фонда фундаментальных исследований (грант 13-02-01442) и факультета физики E15 Мюнхенского технического университета.

Список литературы

1. Fermi E Z. *Phys.* **88** 161 (1934)
2. Bethe H, Peierls R *Nature* **133** 532 (1934)
3. Pontecorvo B, Chalk River Laboratory Report PD-205 (1946)
4. Bahcall J N, Davis R (Jr.) *Science* **191** 264 (1976)
5. Cleveland B T et al. *Astrophys. J.* **496** 505 (1998)
6. Кузьмин В А *ЖЭТФ* **49** 1532 (1965); Kuz'min V A *Sov. Phys. JETP* **22** 1051 (1966)
7. Hampel W et al. (GALLEX Collab.) *Phys. Lett. B* **447** 127 (1999)
8. Altmann M et al. (GNO Collab.) *Phys. Lett. B* **616** 174 (2005)
9. Абдурашитов Д Н и др. *ЖЭТФ* **122** 211 (2002); Abdurashitov J N et al. (SAGE Collab.) *JETP* **95** 181 (2002); astro-ph/0204245
10. Hanna G C, Kirkwood D H W, Pontecorvo B *Phys. Rev.* **75** 985 (1949)
11. Conversi M, Pancini E, Piccioni O *Phys. Rev.* **71** 209 (1947)
12. Hincks E P, Pontecorvo B *Can. J. Res.* **28a** 29 (1950)
13. Hincks E P, Pontecorvo B *Phys. Rev.* **77** 102 (1950)
14. Pontecorvo B *Phys. Rev.* **72** 246 (1947)
15. Puppi G *Nuovo Cimento* **5** 587 (1948)
16. Klein O *Nature* **161** 897 (1948)
17. Yang C N, Tiomno J *Phys. Rev.* **79** 495 (1950)
18. Понтекорво Б М *ЖЭТФ* **37** 1751 (1959); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **10** 1236 (1960)
19. Марков М А *Heimpruno* (М.: Наука, 1964); Препринт Д-577 (Дубна: ОИЯИ, 1960)
20. Schwartz M *Phys. Rev. Lett.* **4** 306 (1960)
21. Danby G et al. *Phys. Rev. Lett.* **9** 36 (1962)
22. Понтекорво Б *ЖЭТФ* **33** 549 (1957); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **6** 429 (1957)
23. Понтекорво Б *ЖЭТФ* **34** 247 (1957); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **7** 172 (1958)
24. Gell-Mann M, Pais A *Phys. Rev.* **97** 1387 (1955)
25. Willmann L et al. *Phys. Rev. Lett.* **82** 49 (1999)
26. Landau L *Nucl. Phys.* **3** 127 (1957)
27. Lee T D, Yang C N *Phys. Rev.* **105** 1671 (1957)
28. Salam A *Nuovo Cimento* **5** 299 (1957)
29. Davis R (Jr.) *Bull. Am. Phys. Soc.* **4** 217 (1959)
30. Goldhaber M, Grodzins L, Sunyar A W *Phys. Rev.* **109** 1015 (1958)
31. Понтекорво Б *ЖЭТФ* **53** 1717 (1967); Pontecorvo B *Sov. Phys. JETP* **26** 984 (1968)
32. Cowan C L (Jr.) et al. *Science* **124** 103 (1956)
33. Reines F, Cowan C L (Jr.) *Nature* **178** 446 (1956)
34. Reines F, Cowan C L (Jr.) *Phys. Rev.* **113** 273 (1959)
35. Davis R (Jr.), Evans J C, in *Proc. of the 13th Intern. Conf. on Cosmic Ray, Denver, Colorado* Vol. 3 (1973) p. 2001
36. Gribov V, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **28** 493 (1969)
37. Bilenky S M, Pontecorvo B *Phys. Lett. B* **61** 248 (1976)
38. Биленький С М, Понтекорво Б М *ЯФ* **24** 603 (1976); Bilenky S M, Pontecorvo B *Sov. J. Nucl. Phys.* **24** 316 (1976)
39. Bilenky S M, Pontecorvo B *Lett. Nuovo Cimento* **17** 569 (1976)
40. Bilenky S M, Pontecorvo B *Phys. Rep.* **41** 225 (1978)
41. Bilenky S M, Petcov S T *Rev. Mod. Phys.* **59** 671 (1987)
42. Bilenky S M, Giunti C, Grimus W *Prog. Part. Nucl. Phys.* **43** 1 (1999); hep-ph/9812360
43. Wendell R et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **81** 092004 (2010)
44. Takeuchi Y (The Super-Kamiokande Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **229–232** 79 (2012); arXiv:1112.3425
45. Aharmim B et al. (SNO Collab.) *Phys. Rev. C* **81** 055504 (2010)
46. Gando A et al. (KamLAND Collab.) *Phys. Rev. D* **83** 052002 (2011)
47. Ahn M H et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. D* **74** 072003 (2006)
48. Adamson P et al. (MINOS Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 181802 (2011)
49. Evans J J (and the MINOS Collab.), arXiv:1307.0721
50. Abe K et al. (T2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **107** 241801 (2011)
51. Nakaya T (T2K Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **235–236** 97 (2013)
52. An F P et al. (Daya Bay Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 171803 (2012)
53. Ahn J K et al. (RENO Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **108** 191802 (2012)
54. Abe Y et al. (Double CHOOZ Collab.) *Phys. Lett. B* **723** 66 (2013)
55. Minkowski P *Phys. Lett. B* **67** 421 (1977)
56. Gell-Mann M, Ramond P, Slansky R, in *Supergravity: Proc. of the Supergravity Workshop at Stony Brook, 27–29 September 1979* (Eds P van Nieuwenhuizen, D Z Freedman) (Amsterdam: North-Holland, 1979) p. 315
57. Yanagida T, in *Proc. of the Workshop on Unified Theories and Baryon Number in the Universe, KEK, Japan, February 13–14, 1979* (Tsukuba: KEK, 1979)
58. Glashow S L, in *Recent Developments in Gauge Theories* (NATO Adv. Study Inst. Series, Ser. B, Physics, Vol. 59, Eds G 't Hooft et al.) (New York: Plenum Press, 1980) p. 687
59. Mohapatra R N, Senjanović G *Phys. Rev. D* **23** 165 (1981)
60. Weinberg S *Phys. Rev. Lett.* **43** 1566 (1979)
61. Cravens J P et al. (The Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **78** 032002 (2008)
62. Pallavicini M et al. (Borexino Collab.) *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **235–236** 55 (2013)
63. Wolfenstein L *Phys. Rev. D* **17** 2369 (1978)
64. Mikheyev S P, Smirnov A Yu *Nuovo Cimento C* **9** 17 (1986)
65. King S F, Luhn C *Rep. Prog. Phys.* **76** 056201 (2013)
66. Giunti C, arXiv:1311.1335
67. Maki Z, Nakagawa M, Sakata S *Prog. Theor. Phys.* **28** 870 (1962)

Bruno Pontecorvo and the neutrino

S.M. Bilenky

Joint Institute for Nuclear Research,
ul. Joliot-Curie 6, 141980 Dubna, Moscow region, Russian Federation;
Physik Department, Technische Universität München,
James-Frank str. 1, 85748 Garching, Germany
E-mail: bilenky@ph.dum.de

This paper commemorates the 100th anniversary of the birth of the great scientist and neutrino researcher Bruno Pontecorvo. His major contributions are reviewed, including the radiochemical method of neutrino detection; the recognition of the ν -e universality of the weak interaction; and the idea of using accelerated neutrinos to discern between ν_e and ν_μ . Pontecorvo's fundamental idea of neutrino masses, mixing and oscillations is discussed in fair detail, as is the development of this idea by Pontecorvo and Gribov and Pontecorvo and myself.

PACS numbers: **01.60 + q**, **01.65. + g**, 14.60.Pq

DOI: 10.3367/UFNR.0184.201405g.0531

Bibliography — 67 references

Received 31 October 2013

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **184** (5) 531–538 (2014)

Physics–Uspekhi **57** (5) (2014)