

12. Распад протона

Рассматривая множество открытых на сегодняшний день атомных ядер и элементарных частиц, нельзя не заметить, что подавляющее большинство из них являются нестабильными и склонны самопроизвольно распадаться, образуя при этом другие ядра и элементарные частицы. Действительно, из более, чем 3000 известных науке атомных ядер стабильными являются только около 13%, а среди огромного количества элементарных частиц стабильные и вовсе можно пересчитать по пальцам. Общий закон, которому подчиняются все эти распады, может быть сформулирован достаточно просто: частицы и ядра, имеющие большую массу, самопроизвольно распадаются с образованием комбинаций частиц и ядер с меньшей суммарной массой, если только это не запрещено каким-либо законом сохранения. Согласно этому закону, фотон стабилен, так как не имеет массы, нейтрино не могут распадаться с образованием, например, фотонов, так как имеют, в отличие от фотона, полуцелый спин (однако, можно представить процессы, в которых два нейтрино аннигилируют между собой — такая возможность есть для нейтрино Майораны [П. А. Мошарев *Краткое введение в теорию майорановских нейтрино*// *УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ФИЗИЧЕСКОГО ФАКУЛЬТЕТА* 2, 162211 (2016)]), распад электрона запрещен законом сохранения электрического заряда: электрон является легчайшей частицей, имеющей электрический заряд. Более тяжёлые частицы — мюон и множество разновидностей мезонов — все распадаются с образованием в конечном итоге электрона (и позитрона), нейтрино (антинейтрино) и фотонов. На этом фоне стабильность протона, масса которого почти в 2000 раз больше массы электрона и превосходит массы мюона и почти десятка мезонов, кажется чем-то неестественным. То же самое можно сказать и про стабильность нейтрона: для него известен только один канал распада — на электрон, протон и электронное антинейтрино, хотя возможностей, на первый взгляд, гораздо больше. Исходя из этого, а также принимая во внимание то, что без учета эффектов слабого и электромагнитного взаимодействий (бета-распад нейтрона — как раз такой эффект) протон и нейтрон можно считать изоспиновыми состояниями одной частицы, часто говорят не о распаде протона, а о распаде нуклона, имея в виду распады протона и нейтрона на частицы, более лёгкие, чем протон. Если продвинуться еще дальше по массе, то можно увидеть целое семейство, или иерархический ряд, частиц, распады которых обладают тем же странным свойством, что и распад нейтрона: среди

продуктов распада в конечном итоге всегда оказывается протон и никогда не бывает так, чтобы все продукты были легче протона. Всё выглядит так, будто все частицы этого ряда обладают некоторой сохраняющейся физической величиной, подобной заряду, и протон — просто легчайшая из частиц, имеющих этот «заряд». Частицы, о которых идет речь, получили название «барионы», а предполагаемая сохраняющаяся величина была названа «барионным числом» или «барионным зарядом». Каждому бариону был приписан барионный заряд, равный $B = +1$, антибариону $B = -1$, а все остальные частицы барионного заряда не имеют. Таким образом, формулировку вопроса о распаде протона снова можно обобщить. Теперь уже речь пойдет о том, существуют ли в природе распады, в которых не сохраняется барионный заряд? Основания для постановки такого вопроса существуют, главные из них следующие.

Во-первых, барионный заряд, даже если он действительно присутствует в природе, серьёзно отличается от электрического заряда тем, что он не связан ни с каким известным физическим полем. Если электрический заряд проявляет себя в электромагнитном взаимодействии, может быть измерен, а его сохранение следует из уравнений электродинамики, то барионный заряд был введен искусственно для объяснения стабильности протона, и поэтому не может сам по себе объяснять эту стабильность. Открыв новую частицу, нельзя узнать что-либо о её барионном заряде, не проследив за её распадами. Конечно, выдвигались предположения о существовании некоторого неизвестного поля, связанного с барионным числом (оно было названо баритропическим полем). Однако, существуют аргументы против существования такого поля, основанные на том, что планета Земля содержит порядка $4 \cdot 10^{51}$ нуклонов, которые посредством баритропического поля взаимодействовали бы с нуклонами различных тел на её поверхности, что приводило бы к наблюдаемому различию инертной и гравитационной массы. Предпринимались прямые попытки измерить эффекты баритропического взаимодействия. Идея эксперимента заключалась в том, что из-за энергии связи нуклонов в ядрах, достигающей величин примерно 8 МэВ/нуклон, два образца разных веществ, имеющие одинаковое число нуклонов, могут иметь массы, отличающиеся примерно на 1%. Поэтому точное измерение взаимодействия двух образцов таких веществ может выявить эффекты баритропического взаимодействия на фоне гравитационного. Проведенные эксперименты установили, что баритропическое взаимодействие, по крайней мере, на 10 порядков менее интенсивно, чем гравитационное, которое, в свою очередь,

является самым слабым из четырех фундаментальных взаимодействий.

Во-вторых, против сохранения барионного числа говорит тот факт, что во Вселенной в целом присутствуют барионы и отсутствуют антибарионы. Аналогия между электрическим и барионным зарядами, очевидно, нарушена в космологических масштабах. [Сахаров А Д "Барионная асимметрия Вселенной" УФН 161 (5) 110–120 (1991)]

Можно сформулировать вопрос о распаде протона и на еще более фундаментальном уровне, если рассмотреть кварковую структуру барионов и мезонов. В то время, как каждый мезон состоит из кварка и антикварка, барионы содержат кварки и не содержат антикварков. Поэтому любой процесс с несохранением барионного числа может быть представлен как реакция, в которой кварки превращаются в антикварки и лептоны (или наоборот). На этом уровне еще яснее видно, что распад нейтрона ничем принципиально не отличается от распада протона: хотя нейтрон и не имеет электрического заряда, он состоит из таких же кварков, что и протон.

По современным представлениям, распады элементарных частиц происходят посредством обмена виртуальными переносчиками взаимодействия — промежуточными векторными бозонами. Каждому из трех фундаментальных взаимодействий — электромагнитному, слабому и сильному — соответствуют свои промежуточные бозоны, свои характерные каналы распада и свои законы сохранения. Испускание и поглощение промежуточных бозонов описывается Стандартной моделью физики элементарных частиц. [Окунь Л. Б. Лептоны и кварки], [Т.-П.Ченг, Л.-Ф.Ли. Калибровочные теории в физике элементарных частиц], [В. М. Емельянов, К. М. Белоцкий Лекции по основам электрослабой модели и новой физике], [W. Greiner. V. Muller Gauge theory of weak interactions].

Электромагнитное взаимодействие переносится фотоном. Лагранжиан электродинамики симметричен относительно калибровочного преобразования электромагнитного поля при соответствующем изменении фазы волновой функции. Такое однопараметрическое преобразование описывается группой $U(1)$. Взаимодействие заряженных частиц с фотоном описывается слагаемым вида $\bar{\psi}A\psi$ в лагранжиане, где ψ - биспинор Дирака, описывающий любой заряженный фундаментальный фермион (в первом поколении это u и d кварки и электрон или их античастицы), а A — волновая функция фотона. $\bar{\psi}$ - соответствующий сопряженный биспинор. Этому слагаемому лагранжиана соответствует одна фундаментальная вершина диаграммы Фейнмана (рис. 12.1).

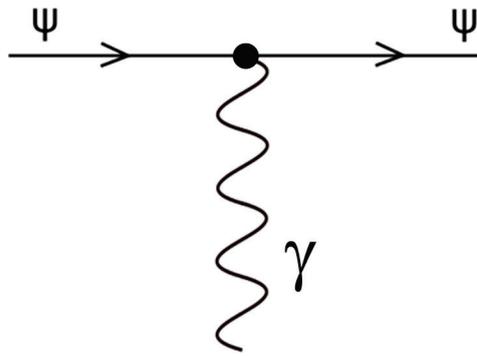


Рис. 12.1. Вершина электромагнитного взаимодействия.

Здесь вместо ψ может стоять любой заряженный фермион, но всегда один и тот же в начальном и конечном состоянии. Таким образом, электромагнитное взаимодействие не изменяет квантовые характеристики частиц. Единственный распад, возможный при участии фотона — аннигиляция частицы и античастицы. Он описывается той же вершиной, но с другим направлением оси времени:

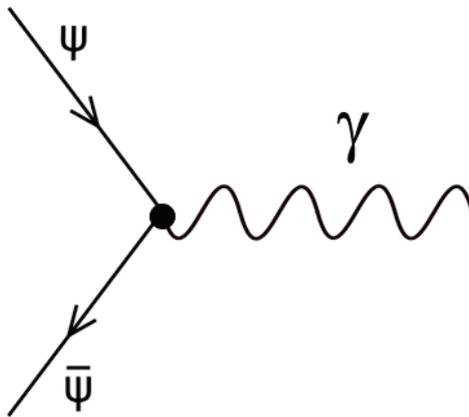


Рис. 12.2. Аннигиляция частицы и античастицы с испусканием фотона.

На диаграммах Фейнмана частицы, движущиеся против направления времени, рассматриваются как античастицы. Диаграмма, содержащая такую вершину, описывает, например, распад нейтрального пи-мезона, представляющего собой комбинацию кварка и его антикварка.

При рассмотрении слабого взаимодействия картина усложняется. Слагаемое взаимодействия в лагранжиане выглядит почти так же, только волновые функции фермионов в нем присутствуют в составе лептонных и кварковых дублетов: $\psi_l = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}$, $\psi_q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$, а переносчики взаимодействия входят в него в виде линейной комбинации генераторов группы $SU(2)$ — матриц Паули: $A = \sum A_k \sigma_k$. В результате получается слагаемое вида $\bar{\psi}_{l,q} (\sum A_k \sigma_k) \psi_{l,q}$, где

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Фотон можно включить в это описание, умножив его волновую функцию на единичную матрицу 2×2 . Благодаря тому, что не все матрицы Паули являются диагональными, оказываются возможны переходы одного кварка в другой и одного лептона в другой в рамках одного поколения. Соответствующие промежуточные бозоны имеют заряд и описываются комбинациями множителей A_k : $W^\pm = A_1 \mp iA_2$. Диагональные слагаемые тоже описывают фотон и Z -бозон (нейтральный переносчик слабого взаимодействия) не в чистом виде, а в виде линейных комбинаций. Таким образом, в теории описание слабого взаимодействия невозможно отделить от описания электромагнитного взаимодействия. Мы имеем единую теорию электрослабых взаимодействий, описываемую группой $SU(2) \times U(1)$. В этой теории есть вершина слабого взаимодействия, аналогичная фотонной, для нейтрального бозона и еще две характерные вершины для заряженных бозонов: кварковая и лептонная.

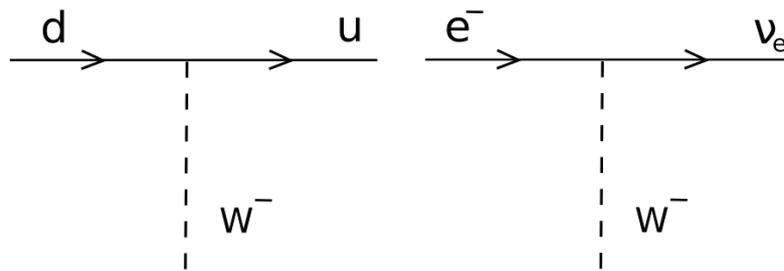


Рис. 12.3. Вершины слабого взаимодействия с заряженным бозоном.

Слабое взаимодействие может напрямую переводить заряженные лептоны в незаряженные и обратно, а также одни кварки в другие в рамках одного поколения. Также путем комбинации данных вершин возможны распады с образованием в конечном состоянии пары лептон-антилептон (бета-распад) или кварк-антикварк. Проблемы возникают только с описанием распадов странных частиц: так как s -кварк является самым легким в своем поколении, он (при рассмотрении в рамках этой модели) не может без поступления энергии извне изменить свое состояние. Для разрешения этого очевидного противоречия с экспериментальными данными о распадах странных частиц было выдвинуто предположение о том, что d -кварк участвует в слабом взаимодействии не в чистом состоянии, а в линейной комбинации с s -кварком. Вместо d -кварка в кварковый дублет $SU(2)$ следует подставить комбинацию $d' = d \cos(\theta_c) + s \sin(\theta_c)$. Параметр θ_c , определяющий степень смешивания d и s кварков, называется углом

Кабиббо. Благодаря его введению появляется еще одна возможная вершина слабого взаимодействия с участием заряженных векторных бозонов (на рисунке 12.3 надо заменить d на s), а странные частицы оказываются нестабильными. Однако, несмотря на всё это, общее количество кварков во всех слабых процессах остаётся постоянным, как и общее число лептонов, если считать числа античастиц со знаком минус. А значит, слабое взаимодействие сохраняет лептонный и барионный заряды. Несохранение лептонного числа предсказано в теории фермионов Майораны. Нарушение закона сохранения барионного заряда предсказывается в теориях Великого объединения взаимодействий, в рамках которых делается попытка единого описания электрослабого взаимодействия вместе с сильным взаимодействием. Рассмотрим сначала теорию сильного взаимодействия. Лептоны в сильном взаимодействии не участвуют, а кварки входят в соответствующий лагранжиан в виде цветовых триплетов. Цвет — особое квантовое число, которое проявляется только в сильном взаимодействии. Поэтому триплеты сильного

взаимодействия $\begin{pmatrix} u_r \\ u_g \\ u_b \end{pmatrix}$ и $\begin{pmatrix} d_r \\ d_g \\ d_b \end{pmatrix}$ в слабом и электромагнитном

взаимодействии ведут себя просто как одиночные кварки. Переносчиками сильного взаимодействия являются глюоны, которые входят в лагранжиан в виде линейной комбинации генераторов группы $SU(3)$ — матриц Гелл-Манна 3×3 . Всего таких матриц существует 8, и глюонов, соответственно, столько же.

Каждый глюон несет комбинацию цвета и антицвета, благодаря чему при испускании или поглощении глюона кварк может изменять свой цвет. Также возможна аннигиляция кварка и антикварка с испусканием глюона и обратный процесс — рождение кварк-антикварковых пар. Изменение типа («аромата») кварка в сильном взаимодействии невозможно. Поэтому получается, что сильное взаимодействие, имея наибольшую среди всех фундаментальных взаимодействий интенсивность, в то же время сильно ограничено в возможностях по распаду частиц. В лагранжиан сильного взаимодействия можно включить и фотонную вершину, умножив волновую функцию фотона на единичную матрицу 3×3 : фотон не меняет ни цвет, ни аромат кварков. А вот описать единым образом сильное взаимодействие вместе со слабым так просто не получится. Поэтому в стандартной теории $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ сильное взаимодействие оказывается отделенным от электрослабого сектора.

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}$$

Рис. 12.4. Матрицы Гелл-Манна.

Описать единым образом все три взаимодействия возможно в теории, основанной на группе симметрии, включающей прямое произведение групп $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$ в качестве подгруппы. Самый простой пример такой группы — группа $SU(5)$. В так называемой «минимальной» модели Великого объединения, построенной с использованием этой группы, фундаментальные фермионы входят в лагранжиан в составе квинуплета и декуплета:

$$\begin{pmatrix} d_r \\ d_g \\ d_b \\ e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix}, \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^g & -u_r & -d_r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}_r & -u_g & -d_g \\ \bar{u}_g & -\bar{u}_r & 0 & -u_b & -d_b \\ u_r & u_g & u_b & 0 & -e^+ \\ d_r & d_g & d_b & e^+ & 0 \end{pmatrix}.$$

Видно, что квинтулет представляет собой простую комбинацию цветового триплета и лептонного дублета, ну, а декуплет устроен несколько сложнее. Переносчики взаимодействия, описываемые линейной комбинацией 24 генераторов группы $SU(5)$, могут быть объединены в следующую матрицу:

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} & & & X_1 & & Y_1 \\ & & & X_2 & & Y_2 \\ & & & X_3 & & Y_3 \\ X^1 & X^2 & X^3 & W^3/\sqrt{2} + 3B/\sqrt{30} & & W^+ \\ Y^1 & Y^2 & Y^3 & W^- & & -W^3/\sqrt{2} + 3B/\sqrt{30} \end{bmatrix}$$

Рис. 12.5. Матрица промежуточных векторных бозонов модели $SU(5)$.

Здесь G_β^α - 3×3 матрица глюонов, представляющая собой линейную комбинацию матриц Гелл-Манна; в правом нижнем углу находится построенная аналогичным образом 2×2 матрица переносчиков слабого взаимодействия, B — волновая функция бозона, соответствующего группе $U(1)$, который в комбинации с W^3 даёт состояния фотона и Z — бозона. Можно проверить (действуя так же, как это показано для X -бозона ниже), что взаимодействия перечисленных бозонов с квинтуплетом и декуплетом фермионов порождают вершины уже известных нам трех фундаментальных взаимодействий. Но эти взаимодействия имеют в сумме 12 переносчиков, тогда как группа $SU(5)$ имеет 24 генератора. Оставшиеся 12 матриц приписываются различным цветовым состояниям гипотетических X и Y — бозонов. Обмен этими бозонами приводит к возникновению в теории новых вершин взаимодействия, в которых не сохраняется барионное и лептонное число.

Рассмотрим, для примера, взаимодействие X -бозона, которому соответствует матрица

$$X_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Для получения лагранжиана, описывающего вершину взаимодействия, сначала умножим эту матрицу справа и слева на столбец фермионов:

$$(d_r d_g d_b e^+ \bar{\nu}_e) \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} d_r \\ d_g \\ d_b \\ e^+ \\ \bar{\nu}_e \end{pmatrix} = d_r \cdot X_1 \cdot e^+.$$

Мы получили слагаемое, описывающее вершину взаимодействия, показанную на рисунке 12.6 слева. Из формулы видно, что бозон X_1 несет «красный» цветовой заряд. Также нетрудно проверить, что другие два состояния X -бозона отличаются лишь цветом, а Y -бозон, взаимодействуя с квинтуплетом фермионов, может переводить кварки в нейтрино и наоборот (третья диаграмма на рисунке 12.7).

Для того, чтобы включить в лагранжиан декуплет фермионов, недостаточно просто умножить матрицу переносчиков слева и справа на матрицу фермионов: лагранжиан должен быть скалярной функцией, поэтому в него войдет след полученной матрицы. В итоге для X -бозона

будем иметь:

$$\begin{aligned}
 & Tr \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^g & -u_r & -d_r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}_r & -u_g & -d_g \\ \bar{u}_g & -\bar{u}_r & 0 & -u_b & -d_b \\ u_r & u_g & u_b & 0 & -e^+ \\ d_r & d_g & d_b & e^+ & 0 \end{pmatrix}^T \cdot \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & X_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \\
 & \cdot \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^b & -\bar{u}^g & -u_r & -d_r \\ -\bar{u}^b & 0 & \bar{u}_r & -u_g & -d_g \\ \bar{u}_g & -\bar{u}_r & 0 & -u_b & -d_b \\ u_r & u_g & u_b & 0 & -e^+ \\ d_r & d_g & d_b & e^+ & 0 \end{pmatrix} = \\
 & = \bar{u}^b \cdot X_1 \cdot u_g - \bar{u}^g \cdot X_1 \cdot u_b + d_r \cdot X_1 \cdot e^+
 \end{aligned}$$

Видим три слагаемых, из которых одно соответствует уже известной нам вершине, а два других описывают вершину взаимодействия, представленную на рисунке 12.6 справа. Действуя аналогичным образом, для Y -бозона получим две первые вершины, представленные на рисунке 12.7.

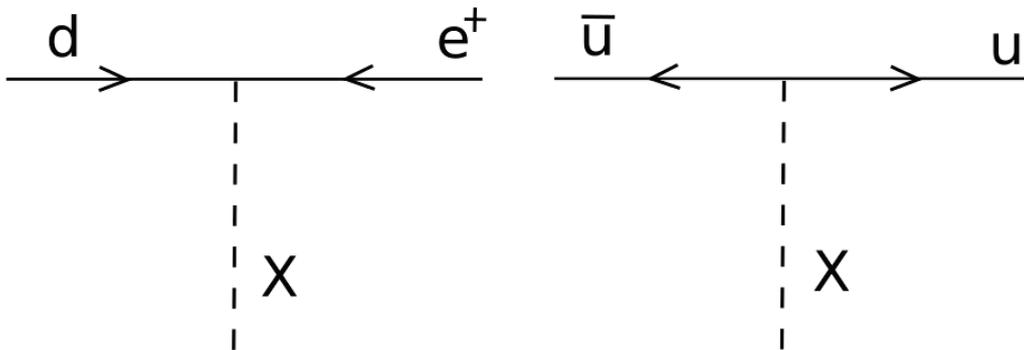


Рис. 12.6. Вершины взаимодействия с участием X-бозона.

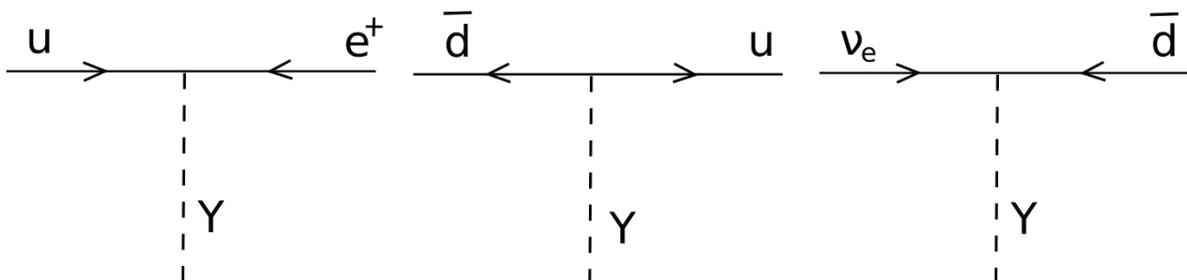


Рис. 12.7. Вершины взаимодействия с участием Y-бозона

Из диаграмм, приведенных на рис. 12.6 и 12.7, видно, что X-бозон должен обладать зарядом $\pm 4/3$, а Y-бозон — зарядом $\pm 1/3$. Также

видно, что X и Y бозоны могут в этих вершинах вести себя как частицы с барионным зарядом, равным барионному заряду двух кварков или с барионным зарядом кварка и одновременно единичным лептонным зарядом. В таких процессах их называют дикварками и лептокварками. Приведенные здесь вершины могут отвечать за распад протона (и за другие процессы с превращением кварков в антикварки и лептоны).

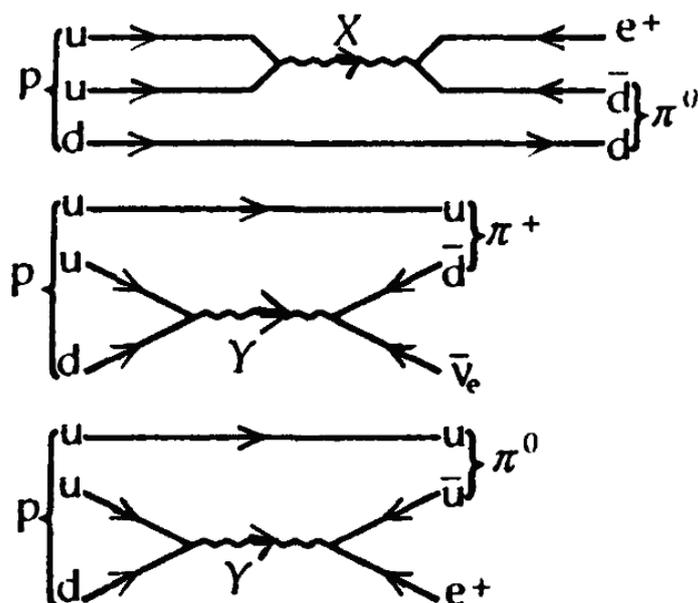


Рис. 12.8. Возможные диаграммы Фейнмана распада протона посредством обмена X и Y бозонами

Благодаря смешиванию d и s кварков, возможны также распады протона на состояния, содержащие странные мезоны и возможно оценить соотношение вероятностей распадов протона на странные и нестранные мезоны.

Несмотря на эстетическую привлекательность единообразного описания всех трех взаимодействий, теории Великого объединения на сегодняшний день не получили экспериментального подтверждения. Для объяснения малой интенсивности распада протона промежуточные бозоны X и Y предполагаются очень массивными (их массы более 10^{14} ГэВ). Поэтому невозможно их непосредственное наблюдение ни в каких мыслимых при современном развитии техники экспериментах. Единственное прямое экспериментальное свидетельство в пользу Великого объединения — распад протона, но он до сих пор не обнаружен. Установленная на текущий момент нижняя граница периода полураспада протона уже исключает минимальную $SU(5)$ модель объединения, однако, существуют другие теории, основанные на других группах симметрии, предсказания которых пока не подтверждены и не опровергнуты в экспериментах.

Правда, после исключения минимальной $SU(5)$ модели возникает другая проблема: понятно, что объединить три взаимодействия можно в теории, основанной на любой группе симметрии, включающей прямое произведение групп $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$. Таких групп, имеющих большие размерности, бесконечно много. После исключения минимальной из них выбор любой другой уже трудно обосновать какими-то рациональными соображениями, и любая такая теория объединения взаимодействий вряд ли будет претендовать на окончательность. Окончательную теорию надо строить, по-видимому, исходя из каких-то других принципов.

Также нужно отметить, что, хотя в модели $SU(5)$ барионный и лептонный заряды не сохраняются по отдельности, их разность всё еще остаётся сохраняющейся величиной: изменение барионного заряда всегда равно изменению лептонного заряда. Такое же свойство имеют распады и в других моделях, основанных на группах симметрии с большими размерностями. Поэтому регистрация распадов нуклона с несохранением величины $B-L$ говорила бы о необходимости построения принципиально новой теории для их описания.

Кратко рассмотрев теоретические предпосылки, перейдем к обзору экспериментов по поиску распада протона.

Эксперимент

Эксперименты по наблюдению распада протона или связанного в ядре нуклона основаны на том, чтобы скомпенсировать ожидаемое колоссальное время жизни протона $T_{1/2} > 10^{30}$ лет большой массой вещества детектора, в котором планируется регистрировать распады. Поскольку необходимо детектировать события в большом объеме детектора обычно используют сравнительно недорогие вещества: вода в черенковских детекторах, железо в счетчиковых детекторах. Так как образующиеся при распаде нуклона заряженные частицы имеют короткий пробег, обычно используемые счетчики Гейгера или сцинтилляционные детекторы располагаются плотно друг к другу, перемежаясь слоями железа. Основным преимуществом использования черенковского излучения является то, что свет может проходить в воде гораздо большие расстояния, чем заряженная частица, что позволяет регистрировать события в тысячах тонн воды. Эксперименты по поиску распада протона как правило выполняются в подземных и подводных лабораториях, чтобы максимально уменьшить фон космического излучения. Ниже обсудим результаты нескольких выполненных экспериментов по поиску распада протона и некоторые планируемые эксперименты будущего.

Эксперименты до 1980 года

Обсуждение экспериментов по поиску распада протона можно начать с остроумного замечания, сделанного в середине XX века американским физиком Морисом Гольдхабером. Он отметил, что каждый из нас «своими костями чувствует», что время жизни протона превосходит 10^{18} лет: иначе люди просто умирали бы от облучения продуктами распада нуклонов в ядрах атомов собственного тела.

Обзор попыток регистрации распада протона, предпринятых до 1980 года, приведен в докладе [Baryon conservation (experiments) M. Goldhaber // Proceedings of Neutrino '80, an International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 1980]. Другой обзор экспериментов, предпринятых и предложенных до 1984 года можно найти в работе [D. H. Perkins, Proton Decay Experiments // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1984. 34:1-52].

В период до середины 1970-х годов среди ученых царил ни на чем не основанная вера в закон сохранения барионного заряда, и эксперименты предпринимались, в первую очередь, с целью проверки точности, с которой он выполняется на практике. Уже в 1950-е годы были предложены две группы методов, которые используются и по сей день: эксперименты с непосредственной регистрацией продуктов распада и так называемые «ядерные эксперименты», в которых регистрируются частицы, испускаемые при снятии возбуждения ядра после распада нуклона одной из внутренних оболочек ядра.

Первый «прямой» эксперимент был предпринят в 1954 году Райнесом, Коуэном и Гольдхабером [Reines et. al. Conservation of the Number of Nucleons // Phys. Rev. **96**, 1157 (1954)]. Они использовали оборудование, созданное для регистрации нейтрино: детектор, содержащий 300 литров жидкого сцинтиллятора. Сцинтиллятор являлся одновременно источником свободных протонов (примерная химическая формула C_7H_8) и регистрирующим веществом. Сцинтиллятор, использованный в эксперименте, содержал около $1.5 \cdot 10^{28}$ протонов. Детектор был окружен двухфутовым слоем парафина, благодаря чему эффективное количество протонов было увеличено в 2 раза и достигло $3 \cdot 10^{28}$. Детектор был установлен в подземном помещении на глубине около 30 метров для защиты от космических лучей. Предполагалось, что при распаде протона возникают относительно легкие заряженные частицы с кинетическими энергиями более 100 МэВ. При такой энергии их пробег в веществе сцинтиллятора превосходит размеры детектора, поэтому продукты распада должны вылетать из регистрирующего объема, и спектр энергии, зарегистрированный детектором, должен отражать

геометрию установки. Экспериментальный спектр, полученный за 1000 секунд работы детектора, приведен на рис. 12.9. В среднем регистрировалось примерно 6,6 события с энергиями более 15 МэВ в секунду, что соответствует ограничению на время жизни протона $1.5 \cdot 10^{20}$ лет. Однако, если принять в рассмотрение фон от мюонов космических лучей, поток которых известен (максимум на графике в районе 110 МэВ как раз соответствует энергии, которую теряет в сцинтилляторе ультрарелятивистский мюон, проходя расстояние, равное вертикальному размеру детектора), это значение можно увеличить до 10^{21} лет, а учитывая возможность распада связанных нуклонов - до 10^{22} лет.

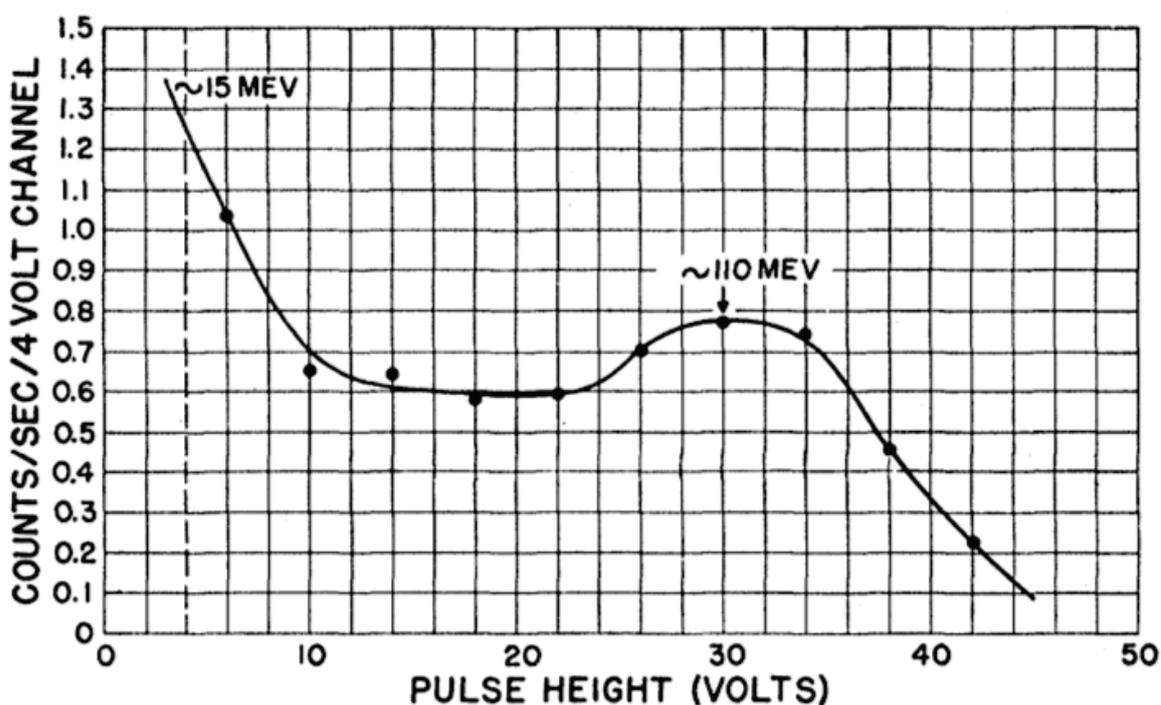


Рис. 12.9. Энергетический спектр событий, зарегистрированных в опыте Райнеса, Коуэна и Гольдхабера в 1954 году.

На примере опытов Райнеса, Коуэна и Гольдхабера можно отметить основные особенности, характерные для большинства последующих «прямых» опытов по поиску распада протона, а именно, почти обязательную их унификацию с нейтринными экспериментами. Действительно, для того, чтобы зарегистрировать процессы в физике нейтрино с их исчезающе малыми сечениями, ученые вынуждены строить детекторы, содержащие гигантские массы исследуемого вещества, максимально очищенного от радиоактивных примесей. Большая масса вещества, в свою очередь, содержит большое количество нуклонов (порядка 10^{30} на тонну), что позволяет

исследовать очень редкие распады. Если время жизни протона составляет 10^{30} лет, то детектор массой в одну тонну будет регистрировать в среднем одно событие в год, а если необходимо регистрировать еще более редкие процессы или набрать значительную статистику, потребуются установки массой в десятки и сотни тонн. Также существенным для обоих типов экспериментов является снижение фона от космических лучей, для чего лаборатории размещаются глубоко под землей (предлагались также подводные эксперименты). На рисунке 12.10 [J.M. Carmona et. al. Neutron background at the Canfranc Underground Laboratory and its contribution to the IGEX-DM dark matter experiment // Astropart.Phys. 21 (2004) 523-533] показана зависимость потока мюонов космического происхождения в зависимости от глубины, и отмечены глубины, соответствующие некоторым известным лабораториям. Глубина приведена в единицах водного эквивалента, она соответствует толщине слоя воды, который ослабляет космические лучи так же сильно, как и слой горных пород над местом расположения данной лаборатории. Использование водного эквивалента позволяет сравнивать между собой лаборатории, расположенные в разных горных породах.

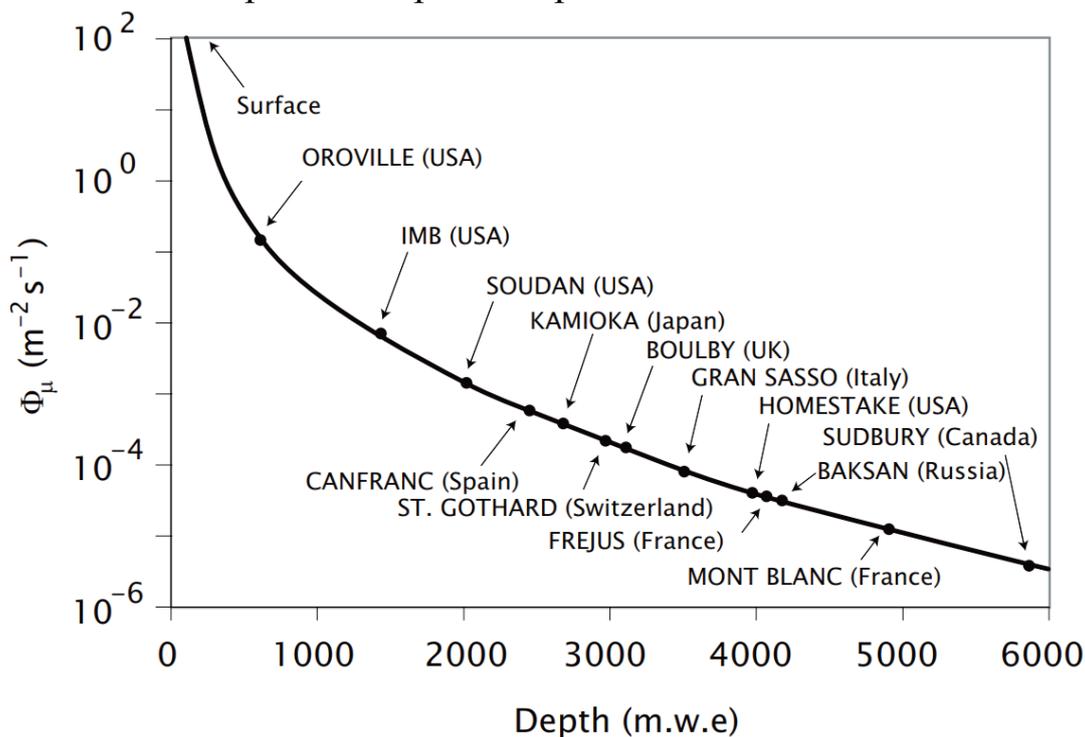


Рис. 12.10. Зависимость потока космических мюонов от глубины расположения лаборатории.

По причине того, что для поиска распада протона долгое время использовались установки, созданные для регистрации нейтрино, Гольдхабер назвал в своем докладе эти эксперименты

«паразитическими». В дальнейшем ситуация поменялась в некоторых случаях на противоположную, например, детектор Kamiokande был специально создан для исследования распада протона (Kamiokande — Kamioka Nucleon Decay Experiment), и лишь позднее приспособлен для наблюдения солнечных и астрофизических нейтрино с изменением официальной расшифровки названия на «Kamioka Neutrino Detection Experiment». Двойное назначение детекторов ставит проблему различения событий, вызванных распадом нуклонов, и событий под действием нейтрино.

Исторически второй попыткой измерения времени жизни нуклона был эксперимент по наблюдению спонтанного деления тория, предпринятый в 1957 году советскими физиками под руководством Г. Н. Флерова в НИФИ-2 МГУ (нынешний НИИЯФ МГУ) [Г. Н. Флеров и др. Спонтанное деление Th232 и стабильность нуклонов // Доклады Академии Наук СССР, 1958. Том 118, No 1]. Идея эксперимента принадлежит Морису Гольдхаберу. По его предположению, распад нуклона на одной из внутренних оболочек ядра оставит его в возбужденном состоянии, распад которого с большой вероятностью будет происходить путем деления. Для внешнего наблюдателя такое деление будет выглядеть спонтанным. Поэтому, если измерить период спонтанного деления изотопа, способного испытывать вынужденное деление при не очень больших энергиях, то эта величина будет также оценкой времени жизни связанного нуклона. В опыте Г. Флерова использовались пропорциональные счетчики для регистрации осколков деления тория-232. Счетчик имел в качестве катода алюминиевую трубку длиной 2 метра и диаметром 12 сантиметров, на внутреннюю поверхность которой наносился оксид тория ThO₂. Внутренний объем трубки заполнялся предварительно очищенным метаном, а по оси располагались нихромовые нити анода под напряжением 1200 В. Регистрирующая система позволяла различать импульсы от альфа-частиц и от осколков деления. Особое внимание было уделено очистке тория от примеси урана-235, испытывающего спонтанное деление с периодом $3.5 \cdot 10^{17}$ лет, и оценке остаточной концентрации урана-235 в исследуемом образце. Суммарное время наблюдения составило 7000 грамм·час (величина, равная произведению массы наблюдаемого вещества на общее время наблюдения), причем не было зарегистрировано ни одного акта спонтанного деления. Это позволило установить нижнюю границу на парциальный период спонтанного деления тория на уровне 10^{21} лет и, принимая во внимание количество нуклонов в ядре тория, ограничение на период полураспада нуклона $2 \cdot 10^{23}$ лет. Следует отметить, что

методика эксперимента позволяла лишь установить нижнюю границу периода полураспада нуклона, но не позволяла зарегистрировать сам распад, если он имеет место: существует много нуклидов с довольно малым периодом спонтанного деления, но пока не существует теории, позволяющей делать точные выводы о его причинах. Поэтому регистрация спонтанного деления изотопа не говорит о том, что деление происходит в результате распада нуклона, в то время как отсутствие спонтанного деления говорит о том, что нуклон распадается не чаще, чем установленное время жизни ядра. Отметим как интересный факт, что результаты Г. Флерова оставались актуальными до 1995 года, когда спонтанное деление тория-232 с парциальным периодом $1.22 \cdot 10^{21}$ лет было зарегистрировано международной группой ученых из Миланского университета и ОИЯИ, г. Дубна [R. Bonetti et al First observation of spontaneous fission and search for cluster decay of ^{232}Th Phys. Rev. C **51**, 2530 (1995)].

Дальнейшим развитием «ядерных» методов исследования распада связанных нуклонов стали предложенные Питером Розеном радиохимические эксперименты, осуществленные в 1970-х годах сразу несколькими научными группами. Все они были «паразитными» по отношению к экспериментам по регистрации нейтрино или поиску двойного бета-распада. В этих опытах измерялось количество дочерних ядер, которые по предположению должны были возникнуть в объеме исследуемого вещества в результате распада нуклона. Например, в одном из этих опытов проводилось выделение ксенона-129, который мог образоваться в результате распада нуклона в ядре теллура-132 после снятия возбуждения путем испускания двух других нуклонов (главной целью опыта было измерение концентрации ксенона-132, продукта двойного бета-распада). В другом опыте измерялось количество аргона-37, выделенного из массы калия-39 по методике, разработанной Реймондом Дэвисом для его экспериментов по регистрации солнечных нейтрино. Эти эксперименты позволили к 1977 году поднять нижнюю границу периода полураспада нуклона до значения $2.2 \cdot 10^{26}$ лет. К тому моменту «прямые» эксперименты уже имели точность около 10^{30} лет, однако, сравнивать эти результаты нужно с осторожностью. Преимуществом «ядерных» методов является то, что они регистрируют распад нуклона независимо от канала, в том числе, позволяя увидеть так называемые «невидимые» моды, такие, как распад нейтрона на несколько нейтрино. «Прямые» эксперименты измеряют, как правило, только парциальный период полураспада по каналам, в которых среди продуктов присутствуют заряженные частицы достаточно больших энергий. Это, в принципе, позволяет

сравнить вероятности распада связанного нейтрона и протона. Например, некоторое время обсуждалась возможность того, что распад протона может быть запрещен законом сохранения электрического заряда в случае, если заряд позитрона, мюона и заряженных мезонов отличается на малую величину от заряда протона. В такой ситуации протон оказывается стабильным, а для нейтрона всё еще оказываются возможными «невидимые» каналы распада.

По аналогии с двойным бета-распадом был предложен геохимический метод, предполагавший изучение древних минералов на предмет нахождения в них элементов, образовавшихся в результате распада нуклонов в ядрах основного вещества, а также поиск треков заряженных продуктов распада нуклонов в кристаллической структуре минерала. Делались попытки оценить поток нейтрино из недр Земли, в предположении, что они возникают при распадах нуклонов. Реализация этих методов не принесла существенно новых данных.

Параллельно с описанными выше экспериментами происходило бурное развитие теоретической физики элементарных частиц, в результате которого в первой половине 1970-х годов появились несколько вариантов Теорий Великого Объединения, предсказывавших, в том числе, нарушение сохранения барионного числа и, следовательно, распад протона с минимальной оценкой времени жизни на уровне 10^{30} лет. Таким образом статус экспериментов по поиску распада протона был сильно повышен и поставлен на один уровень с поиском, например, безнейтринного двойного бета-распада (несохранение лептонного числа было предсказано Майораной на 40 лет раньше, в 1937 году). Эксперименты по распаду нуклонов перестали быть «паразитическими», пришло время целенаправленного поиска, стимулированного предсказаниями конкретной теории. Морис Гольдхабер в своем докладе 1980 года снова пошутил по этому поводу, сказав, что «в то время, как старшее поколение теоретиков чувствовало своими костями, что протон стабилен, молодёжь чувствовала нутром, что он всё-таки распадается». Поскольку времена жизни протона, предсказанные Теориями Великого Объединения, были очень близки к пределам точности опытов того времени, всё выглядело так, будто до открытия буквально подать рукой. Возникло множество идей новых, более точных экспериментов, посвященных в первую очередь распаду протона.

Эксперименты, проведенные после 1980 года

Все эксперименты, предпринятые с 1980 года до наших дней, можно разделить на две большие группы по принципу работы:

калориметрические детекторы и черенковские детекторы. Рассмотрим сначала калориметрические эксперименты.

Kolar Gold Field Nucleon Decay Experiment

Калориметрический эксперимент проведен в две стадии с 1980 по 1992 год в золотой шахте на юге Индии [EXPERIMENTAL EVIDENCE FOR G.U.T. PROTON DECAУ H.Adarkar et. al. arXiv:hep-ex/0008074], [PERSPECTIVES OF EXPERIMENTAL NEUTRINO PHYSICS IN INDIA V. S. Narasimham // Proc Indian Natn Sci Acad, 70, A, No.1, January 2004, pp.11–25]. Детектор первой стадии представлял собой массив из 1600 пропорциональных счетчиков поперечным сечением 10x10 сантиметров и длиной 4 и 6 метров, образующих 34 слоя, в которых счетчики располагались во взаимно перпендикулярных направлениях. Источником нуклонов служили железные стенки счетчиков и железные листы толщиной 1.2 сантиметра, проложенные между слоями счетчиков. Весь детектор имел размеры 4x6x3.5 метра и содержал около 140 тонн железа. Располагался он на глубине 2.3 километра (7600 метров водного эквивалента, это самый глубокий из всех подобных экспериментов).

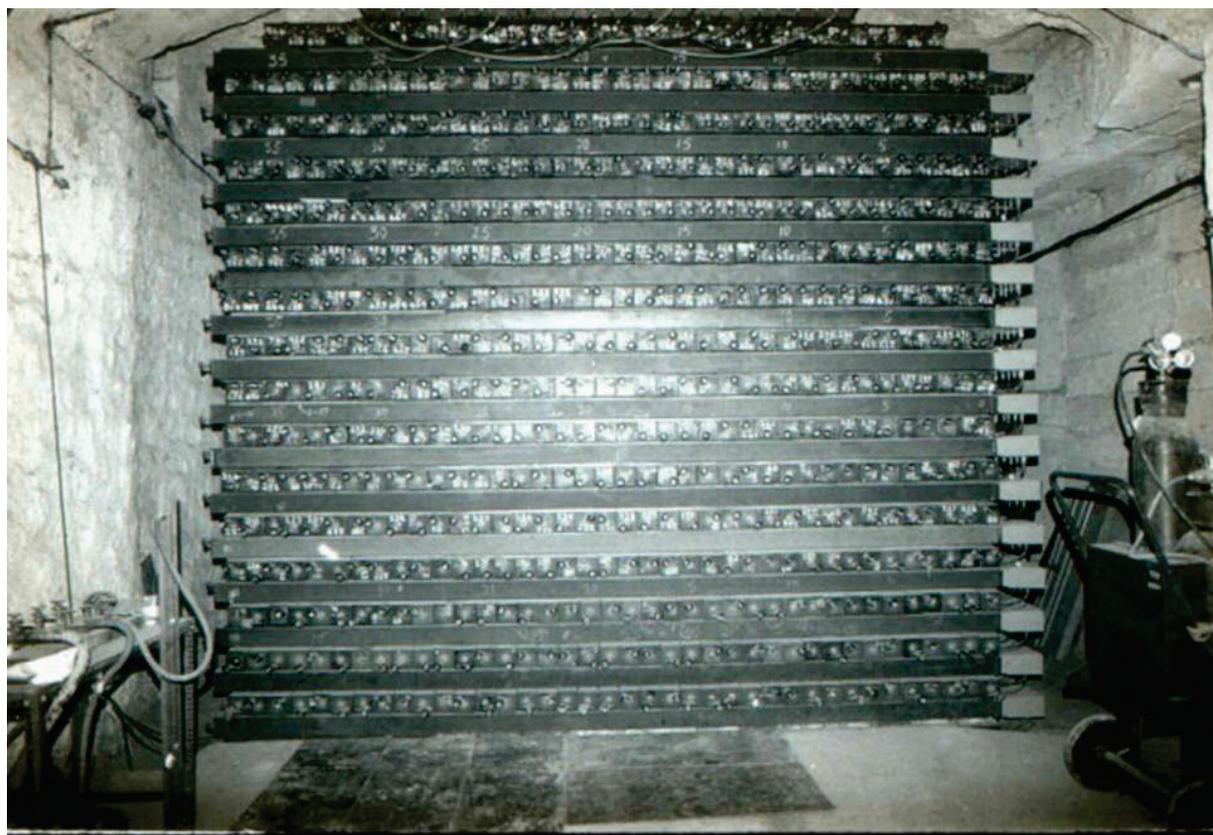


Рис. 12.11. Внешний вид детектора первой стадии в эксперименте Kolar Gold Field

Детектор второй стадии, запущенный в 1984 году, отличался количеством слоев (их стало 60), использованными счетчиками (только шестиметровой длины) и толщиной железных листов (её уменьшили до 0.6 сантиметра). Таким образом, он имел форму куба со стороной 6 метров и имел массу 260 тонн.

Здесь важно отметить, что этот и последующие эксперименты были созданы с целью не подтвердить факт стабильности протона, а надежно зарегистрировать случаи его распада. Детектор был сконструирован таким образом, чтобы по характеру взаимодействия частиц с веществом детектора можно было определить тип частицы, её энергию и место в объеме детектора, где произошел распад. Все зарегистрированные события отбирались электроникой по многим параметрам, для детального анализа оставлялись только те, которые подходили по большинству критериев. Например, суммарная энергия продуктов распада должна быть близка к энергии покоя нуклона (с возможной поправкой на движение связанного нуклона в ядре), а треки продуктов распада должны указывать на распад частицы с малым начальным импульсом внутри объема детектора.

Эксперимент KGF примечателен тем, что уже в 1981 году, через год после его запуска, его создатели сообщили о трех событиях — кандидатах на распад протона [CANDIDATE EVENTS FOR NUCLEON DECAY IN THE KOLAR GOLD FIELD EXPERIMENT M.R. Krishnaswamy et al, *Physics Letters B* V. 106, I. 4, 12 November 1981, P. 339-346]. В дальнейшем количество подобных сообщений росло, и в статье, датированной 2000 годом, сообщается уже о двух десятках событий, которые были интерпретированы как распад протона по разным каналам. Время жизни протона было оценено в $(1.4 \pm 0.5) \cdot 10^{31}$ лет. Однако, к тому моменту было проведено множество других экспериментов, которые не подтвердили этот результат, поэтому статья даже не была опубликована в журнале и доступна только в электронном архиве препринтов. Существуют мнения, что все эти события можно объяснить редкими взаимодействиями нейтрино, хотя детального анализа найти не удалось.

«Открытие» распада протона — не единственный спорный результат KGF. В разное время коллаборация сообщала также о возможном наблюдении нейтрон-антинейтронных осцилляций и о нескольких событиях, которые вообще не могли быть объяснены никаким из известных на тот момент физике процессов и были проинтерпретированы как кандидаты на распад частиц тёмной материи. Известные под названием «Kolar events», они до сих пор иногда всплывают в научных публикациях [MURTHY, M.V.N. &

RAJASEKARAN, G. *Pramana - J Phys* (2014) 82: 609]. Несмотря на спорные результаты, KGF заслуживает упоминания как исторически первый детектор подобного дизайна.

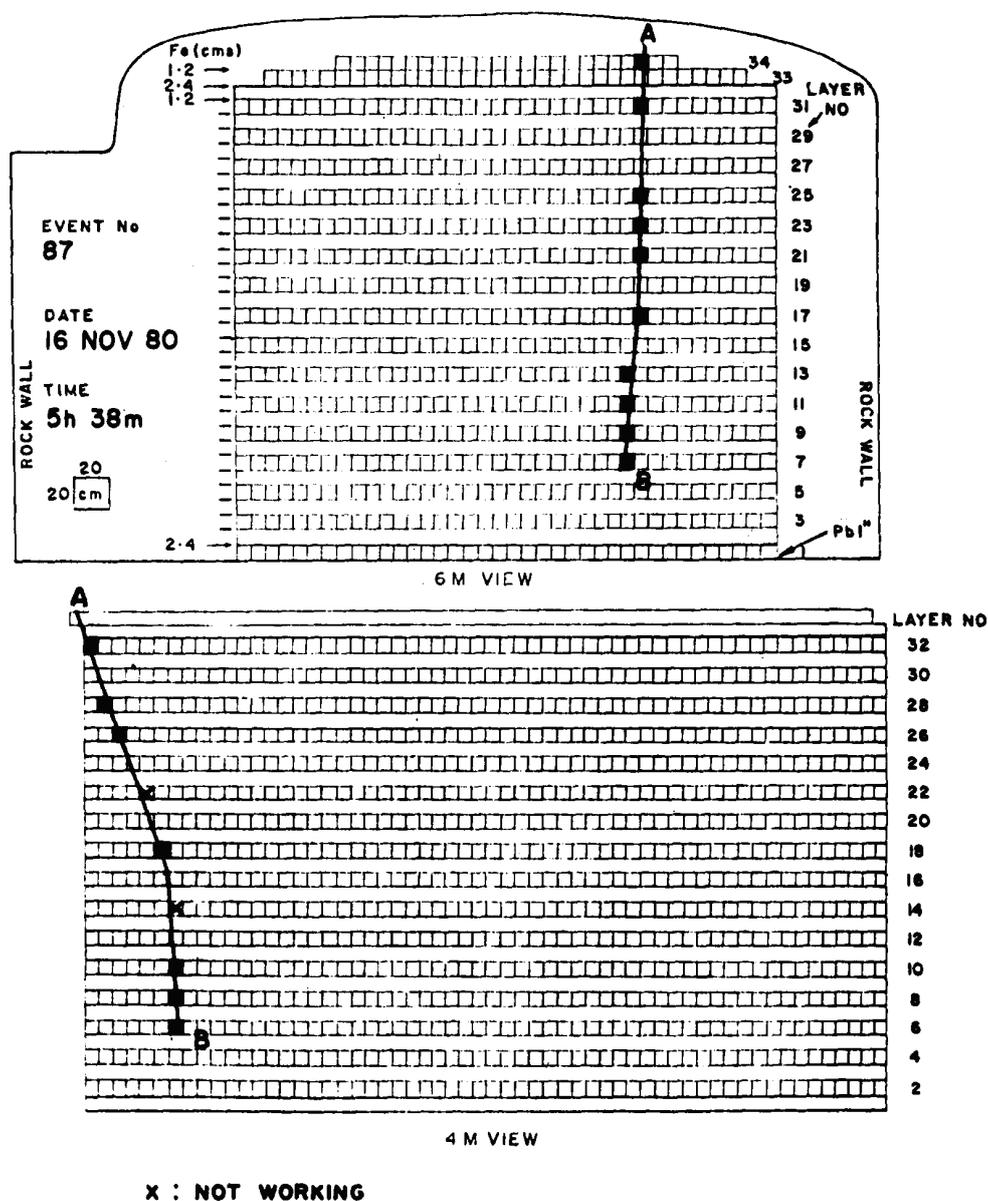


Рис. 12.12. Пример реконструкции события в детекторе 1 стадии KGF. Представлены треки частиц в двух проекциях. Счетчики, отмеченные плохо различимым символом "x", не работали в момент регистрации события.

NUSEX Experiment

Калориметрический эксперимент, проведенный в 1982–1984 годах группой итальянских ученых в помещении рядом с автомобильным туннелем под горой Монблан в Альпах (Mont Blanc tunnel). Устройство детектора напоминает эксперимент KGF с той

разницей, что здесь использовались другие детектирующие элементы: установка состояла из 134 слоев пластиковых стримерных трубок, отделенных друг от друга листами железа толщиной 1 см. Сами трубки имели диаметр 9 миллиметров и длину 3.5 метра. Пластиковая оболочка каждой трубки была покрыта электропроводным веществом с высоким сопротивлением, которое служило катодом. Анод был выполнен в виде проволоки, натянутой по оси трубки. Напряжение между катодом и анодом составляло 3.9 киловольт. Внутренний объем трубок был заполнен смесью аргона, углекислого газа и пентана в объемном соотношении 1:2:1. Глубина расположения установки составляла около 5000 метров водного эквивалента [FULLY CONTAINED EVENTS IN THE MONT BLANC NUCLEON DECAY DETECTOR G. Battistoni //Physics Letters B Volume 118, Issues 4–6, 9 December 1982, Pages 461-465], [Results on Nucleon Decay in the Mont Blanc NUSEX Experiment G. Battistoni // Proceedings from the 18th International Cosmic Ray Conference Bangalore, India, 22 August - 3 September, 1983. Volume 11, p.174]



Рис. 12.13. Внешний вид детектора NUSEX

Уникальность данного эксперимента в том, что для более тщательного учета фона от нейтринных событий он был протестирован на пучках мюонных нейтрино из ЦЕРН. Благодаря этому авторы

эксперимента знали характеристики возможных фоновых событий непосредственно по данным своего же детектора и не были вынуждены пользоваться результатами других установок или численного моделирования.

Общее время активной работы детектора в период с 1982 по 1984 год составило 12000 часов, что соответствует чувствительности 207 тонн·год.

В результате были отобраны 18 событий, для которых все треки продуктов заканчивались внутри объема детектора (fully-contained events). Только в этом случае можно было с уверенностью утверждать, что событие произошло внутри детектора, а не вызвано прилетевшей извне заряженной частицей. Из них 12 были интерпретированы как результат взаимодействия мюонных нейтрино и 5 — электронных нейтрино. Одно оставшееся событие было признано кандидатом на распад протона по схеме $p \rightarrow \mu^+ K^0$ с последующим распадом каона на два заряженных пиона. В статье [RECENT RESULTS FROM THE MONT BLANC EXPERIMENT S. Ragazzi //PHENOMENOLOGY OF GAUGE THEORIES: proceedings. Edited by J. Tran Thanh Van. 1984] отмечено также, что это событие согласуется с предположением о распаде протона на три мюона и — с малой вероятностью — может быть вызвано взаимодействием нейтрино. Там же сказано, что и другие 7 событий, признанных нейтринными, не исключают интерпретации их как распада нуклона по определенным каналам, однако, с уверенностью заявить о регистрации распада протона авторы не могут.

Окончательные результаты эксперимента NUSEX приведены в таблице 12.1.

Таблица 12.1

Результаты эксперимента NUSEX: каналы распада, доступные для наблюдения, и ограничения на парциальные времена жизни нуклона по отношению к каждому каналу

decay mode	nr. of candidates	lifetime/branching ratio ($\text{yr} \cdot 10^{31}$) 90% C.L.
$N \rightarrow e^\pm \pi^0$	≤ 1	> 1.8
$N \rightarrow \mu^\pm \pi^0$	0	> 1.14
$p \rightarrow \bar{\nu} \pi^+$	≤ 6	> 0.2
$n \rightarrow \bar{\nu} \pi^0$	0	> 1.1
$p \rightarrow \bar{\nu} K^*$	0	> 0.49
$n \rightarrow \bar{\nu} K^0$	0	> 0.87
$p \rightarrow \mu^+ K^0$	1	> 0.86

Эксперимент Frejus

Еще один, на этот раз франко-немецкий, эксперимент с использованием железного калориметра, расположенный в еще одном автомобильном туннеле под Альпами [Ch. Berger et. al. Search for proton decay in Frejus experiment // 19th Intern. Cosmic Ray Conf - Vol. 8; p 257-260, 1985]. Детектор располагался на глубине 1600 метров (4400 метров водного эквивалента) и работал с 1984 по 1988 год.

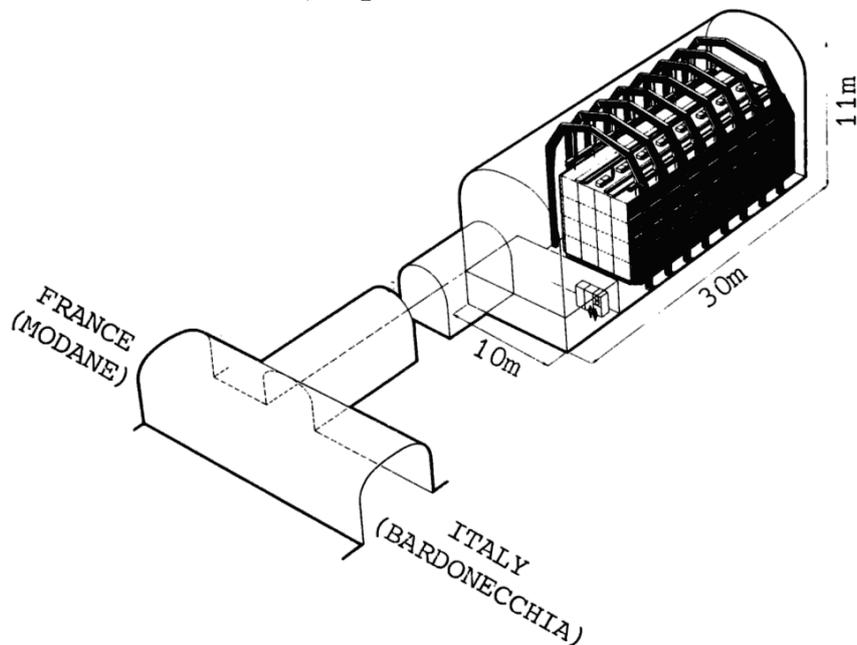


Рис. 12.14. Схема расположения детектора Frejus.

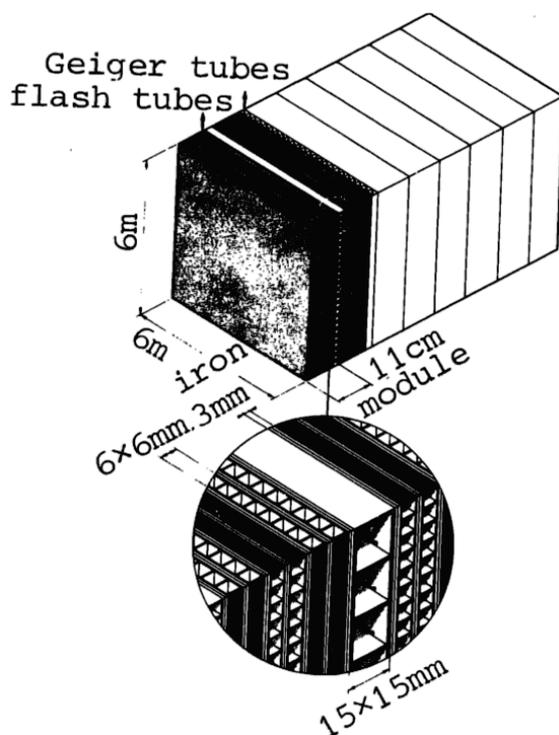


Рис. 12.15. Схема детектора Frejus.

Конструктивно детектор состоял из 114 модулей, каждый из которых имел 8 слоев взаимно перпендикулярных разрядных камер и один слой счетчиков Гейгера. Слои были разделены листами железа толщиной 3 мм. Каждый модуль имел толщину 11 см, все вместе они заполняли пространство 6х6х12.3 метра и имели массу 912 тонн. Разрядные трубки имели сечение 5х5 миллиметров, были заполнены смесью неона и гелия и находились под напряжением 8 кВ/см. Конструкция детектора позволяла реконструировать трек заряженной частицы с разрешением около 2 мм. Счетчики Гейгера, заполненные смесью аргона и этанола, имели поперечные размеры 15х15 мм и использовались для запуска триггера, а также для грубой оценки времени и положения события в детекторе.

Чувствительность детектора за всё время работы составила 2.5 килотонны·год. При анализе для снижения нейтронного фона из рассмотрения исключались события, произошедшие ближе определенного расстояния от границ детектора. Космические мюоны высоких энергий дают не только непосредственный вклад в фон, который можно исключить, не рассматривая события, имеющие треки, выходящие за пределы объема детектора, но и выбивают из окружающих детектор горных пород нейтроны, которые, в силу своей нейтральности, не оставляют в калориметре треков, но часто обладают достаточной энергией, чтобы при жёстком рассеянии на каком-либо ядре родить вторичные частицы, подобные продуктам распада протона по тому или иному каналу. Поэтому при анализе эффективный объем детектора (fiducial volume) искусственно уменьшают, исключая приграничные области с размером, примерно равным длине пробега нейтрона соответствующей энергии. В итоге эффективная чувствительность детектора составила для разных каналов 1.3–2.0 килотонн·год. Результаты представлены в серии статей:

- распады нуклона, имеющие среди продуктов заряженные лептоны [*Ch. Berger et. al. Results from the Frejus experiment on nucleon decay modes with charged leptons // Z/ Phys. C — Particles and Fields 50, 385-394 (1991)*],
- распады на антинейтрино и мезоны [*Ch. Berger et. al. Results from the Fréjus experiment for nucleon decay modes into anti-neutrino + meson // Nuclear Physics B, V. 313, I. 3, 509-540 (1989)*],
- распады с нарушением числа B-L и динуклонные моды [*Ch. Berger et. al. Lifetime limits on (B-L)-violating nucleon decay and di-nucleon decay modes from the Fréjus experiment, // Physics Letters B, V. 269, I. 1–2, 227-233 (1991)*].

Основные результаты таковы: в каналах с заряженными лептонами

зарегистрировано несколько событий-кандидатов, но их количество соответствует нейтринному фону. Ограничение на время жизни нуклона по этим каналам установлено на уровне 10^{31} – $1.5 \cdot 10^{32}$ лет. При этом преимущество детектора Frejus в точности реконструкции треков частиц позволило ему исследовать несколько распадов с трехчастичными конечными состояниями, недоступных другим установкам, в частности, черенковским детекторам. В каналах распада на антинейтрино и мезоны зарегистрировано 7 возможных событий, согласующихся с нейтринным фоном и отдельно 11 событий, которые могли быть сигналом распада протона на антинейтрино и π -мезон, но для этого канала фон был оценен на уровне до 14 событий при данной чувствительности. Ограничения на парциальные времена жизни протона по мезонным каналам, сформулированные в результате работы Frejus, варьируются в пределах $(0.9\text{--}2.9) \cdot 10^{31}$ лет. Наконец, для экзотических распадов не было зарегистрировано ни одного события, что позволило установить нижние границы на времена жизни по различным каналам в интервале от $5.4 \cdot 10^{30}$ лет для некоторых распадов с несохранением величины $B-L$ до 10^{32} лет для распада пары протон-нейтрон в пару позитрон-нейтрон.

Авторы эксперимента также отметили, что точность их оценок ограничена частотой фоновых событий, поэтому дальнейшее исследование распада протона потребует не столько увеличения массы детекторов, сколько разработки новых методик снижения фона, в первую очередь, от взаимодействий нейтрино.

Эксперимент Soudan

Эксперимент Soudan использовал, как и три предыдущих, железный калориметр. В данном эксперименте дизайн детектора был доведен до определенного технического совершенства. В качестве счетчиков частиц использовались пластиковые трубки, имевшие большое электрическое сопротивление, длиной 1 метр, внутренним диаметром 1.5 сантиметра и толщиной 5 мм. К середине каждой трубки было приложено напряжение -9 кВ относительно концов, благодаря чему внутри трубки создавалось электрическое поле напряженностью 180 В/см. Трубка работала как дрейфовая камера: пролетающая через её объем частица ионизировала находившийся внутри газ (смесь аргона с углекислым газом и парами воды), образовавшиеся ионы дрейфовали с постоянной скоростью к концам трубки, где импульс тока считывался вертикальными анодными и расположенными за ними горизонтальными катодными проводами. Благодаря этому оказалось

возможно регистрировать положение трека частицы не только в направлении, перпендикулярном оси трубки, но и — по времени считывания сигнала — в продольном направлении. Поэтому в данном детекторе, в отличие от всех предыдущих, все счетчики были сонаправлены друг другу.

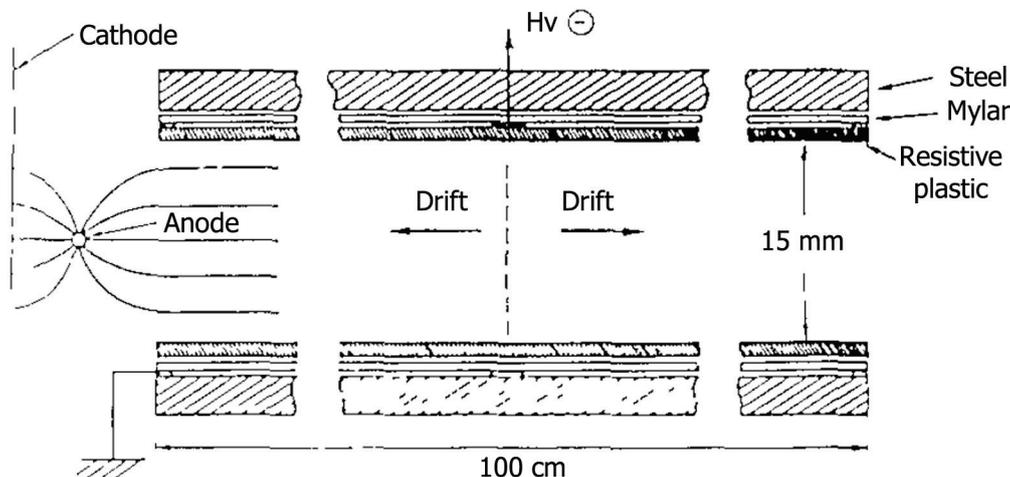


Рис. 12.16. Устройство дрейфовой трубки эксперимента Soudan

Трубки были плотно упакованы в шестиугольные ячейки, образованные гофрированными листами железа толщиной 1.6 мм. Каждые 240 слоев железа и детектирующих трубок размером $1 \times 1 \times 2.5 \text{ м}^3$ были объединены в модули по 4.2 тонны [W.W.M. Allison et al. The SOUDAN 2 detector. The design and construction of the tracking calorimeter modules // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 376 (1996) 36-48][J.L. Thron THE SOUDAN-2 PROTON DECAY EXPERIMENT // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A283 (1989) 642-645].

Эксперимент проводился в два этапа в железной шахте на севере штата Миннесота, США, на глубине 713 метров (2090 метров водного эквивалента). Детектор первого этапа, Soudan-1, имел массу 30 тонн и работал с 1981 по 1984 год. Детектор второго этапа, Soudan-2, был собран из 213 описанных выше модулей, имел массу 960 тонн и работал с 1989 по 2001 год. В отличие от всех предыдущих экспериментов такого типа он имел активную защиту от космических лучей в виде покрывающих стенки помещения пропорциональных счетчиков, включенных в схему антисовпадений. Это значит, что события, зарегистрированные детектором в течение определенного промежутка времени сразу после срабатывания одного из счетчиков активной защиты, считаются вызванными внешней причиной и не рассматриваются в качестве кандидатов на распад нуклона или на

взаимодействие нейтрино в объеме детектора. Это позволяет резко снизить фон от космических мюонов высоких энергий. Достигнутая точность пространственной реконструкции вершин взаимодействия и треков частиц позволила, в том числе, получить такой интересный результат, как наблюдение тени, создаваемой Солнцем и Луной в потоке высокоэнергетических космических лучей [J. H. Cobb et. al. The Observation of a Shadow of the Moon in the Underground Muon Flux in the Soudan 2 Detector // Phys. Rev. D **61**, 092002 (2000)].

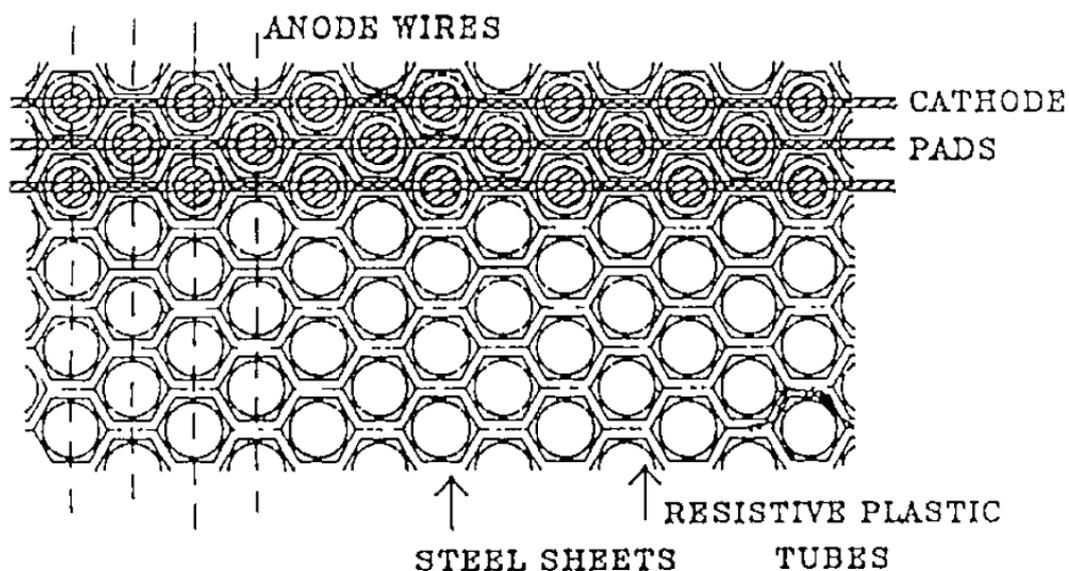


Рис. 12.17. Вид с торца на дрейфовые трубки и листы железа в эксперименте Soudan.

С другой стороны, Soudan-2 начал свою работу уже после появления основных результатов водных Черенковских детекторов, таких, как IMB, KamiokaNDE и Kamiokande-II, а в последние годы работал параллельно с Super-Kamiokande, заведомо уступая им по общей чувствительности. Поэтому основные результаты по распаду нуклона, полученные Soudan-2, касаются распадов по каналам, в которых в качестве продуктов присутствуют странные мезоны. Из-за большой массы мезоны, имеющие в своем составе s-кварк, должны при распаде нуклона рождаться с энергией, меньшей, чем порог чувствительности черенковских детекторов, поэтому могут регистрироваться последними только косвенно, по продуктам последующего распада. Кроме этого, черенковские детекторы плохо реконструируют многочастичные распады, что не позволяет зарегистрировать странные мезоны также и по распаду их на более легкие частицы, если во всей цепочке оказывается более двух-трех заряженных частиц и их черенковские световые конусы

накладываются друг на друга. Чувствительность калориметра позволяет непосредственно наблюдать треки заряженных частиц сравнительно низких энергий с хорошим пространственным разрешением, обеспечивая ему преимущество при изучении распадов на странные частицы.

Общая чувствительность Soudan-2 за всё время работы составила около 5.5 килотонн·год. Краткие результаты таковы:

По данным до 1997 года (3.56 килотонн·год) проводился поиск распадов протона на нейтрино и заряженный K-мезон. Зарегистрировано одно событие, что соответствует ожидаемому фону. Ограничение на время жизни протона по этому каналу 4.3×10^{31} лет [W.W.M. Allison et al Search for the proton decay mode $p \rightarrow \nu K^+$ in Soudan 2 // Physics Letters B V. 427, I. 1–2, 1998, 217-224].

Результаты поиска распадов по каналам, содержащим заряженные лептоны и нейтральные K-мезоны при чувствительности 4.41 килотонн·год, представлены в статье [D. Wall et. al. Search for Nucleon Decay into Lepton + K^0 Final States Using Soudan 2 // Phys. Rev. D **61**, 072004 – 2000]. Установленные ограничения на парциальные времена жизни находятся в пределах $(0.5-1.5) \cdot 10^{32}$ лет.

Распады с эта- и пи-мезонами среди продуктов распада рассмотрены в статье [D. Wall et. al. Search for nucleon decay with final states $l+\eta^0$, $\bar{\nu}\eta^0$, and $\bar{\nu}\pi^+,0$ using Soudan 2 // Physical Review D, Vol. 62, No. 9, 092003, 2000, p. 1-11]. Поскольку было зарегистрировано много событий, удовлетворяющих первичным критериям отбора, проводился их статистический анализ и сравнение с результатами численного моделирования различных фоновых событий и событий, соответствующих распаду нуклона.

На рисунке 12.18 по осям отложены инвариантная масса всех зарегистрированных частиц и их суммарный импульс. Видно, что отобранные события-кандидаты в совокупности гораздо лучше согласуются с модельным фоном, чем с гипотезой о распаде протона. Другие подобные графики и их подробное обсуждение можно найти непосредственно в статьях. Краткие результаты по распадам, имеющим среди продуктов эта-мезоны, а также по распадам на нейтрино и пи-мезоны приведены в таблице 12.2.

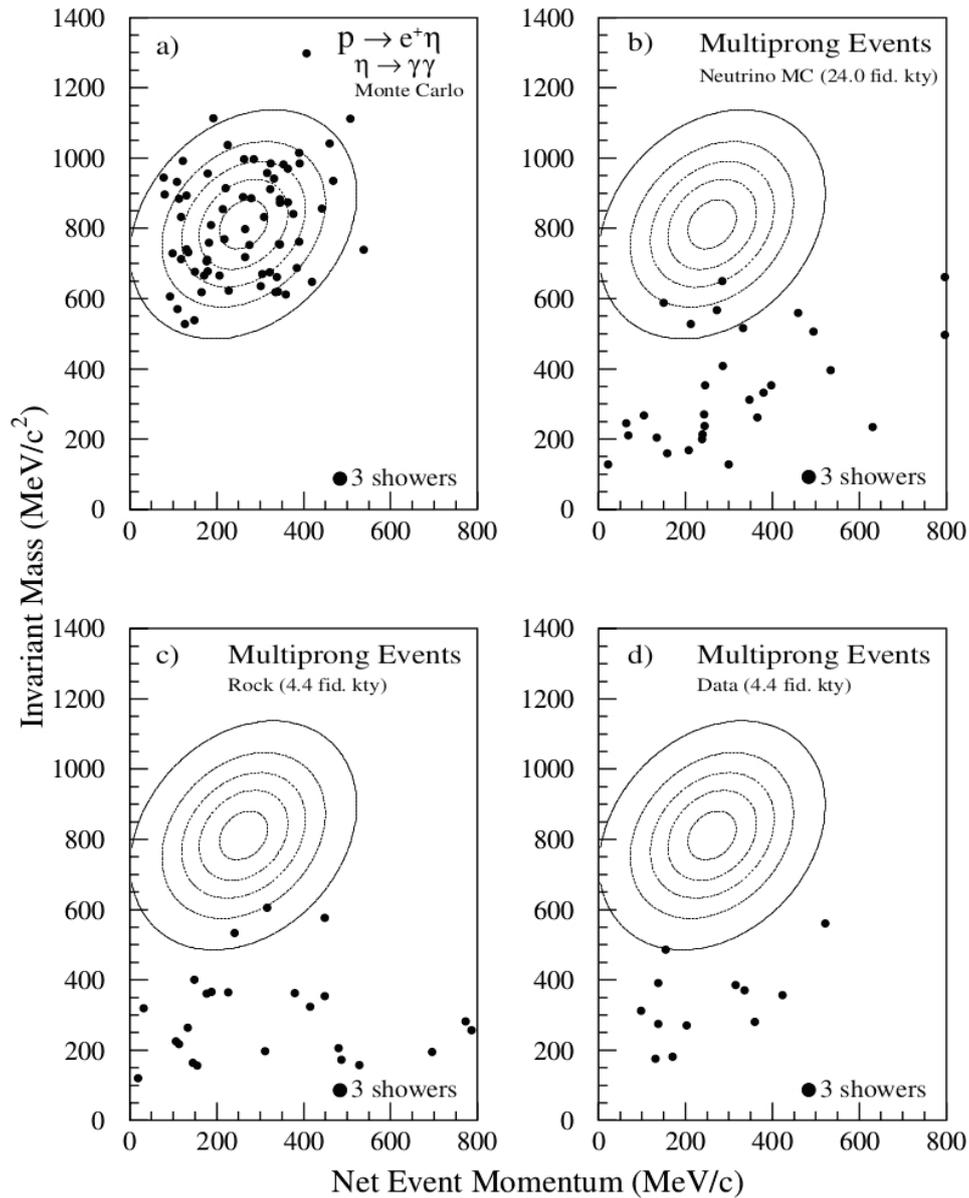


Рис. 12.18. Сравнение модельных событий, модельного фона и зарегистрированных событий-кандидатов на распад протона.

Таблица 12.2

Результаты эксперимента Soudan-2 по распадам нуклона в состоянии, содержащие эта-мезоны, а также по распадам на нейтрино и пи-мезоны

Decay Mode	Final State	$\epsilon \times \text{B.R.}$	Background			Data	N_{90}	$\tau/B \times 10^{30}y$
			ν	Rock	Total			
$p \rightarrow \mu^+ \eta$	$\gamma\gamma$	0.07	0.9(1.1)	0.1	1.0	0	2.3	89
$p \rightarrow \mu^+ \eta$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.06	0.5(0.6)	< 0.06	0.6	0		
$p \rightarrow e^+ \eta$	$\gamma\gamma$	0.08	0.7	0.1	0.9	1	2.9	81
$p \rightarrow e^+ \eta$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.07	0.6	0.2	0.8	0		
$n \rightarrow \bar{\nu} \eta$	$\gamma\gamma$	0.07	1.5	0.2	1.7	0	2.9	71
$n \rightarrow \bar{\nu} \eta$	$\pi^0 \pi^0 \pi^0$	0.05	1.5	0.6	2.0	2		
$n \rightarrow \bar{\nu} \pi^0$	$\gamma\gamma$	0.11	2.9	0.9	3.8	4	4.8	39
$p \rightarrow \bar{\nu} \pi^+$	π^+	0.05	5.0(8.8)	1.7	7.7	6	4.0	16

Черенковские детекторы: общее введение

Принцип действия водных черенковских детекторов основан на том факте, что заряженные частицы, движущиеся в прозрачной среде со скоростями, большими, чем скорость света в этой среде (с учетом коэффициента преломления), излучают световую волну, фронт которой имеет форму конуса с осью на линии движения частицы. Угол раствора конуса связан со скоростью частицы, поэтому регистрация черенковских фотонов позволяет вычислить её энергию и направление движения.

Черенковский детектор обычно представляет собой бак с водой, на стенках которого располагаются фотоэлектронные умножители. Свет от частицы, родившейся и остановившейся в объеме детектора, образует на стенках детектора кольцо, параметры которого соответствуют характеристикам частицы. Ширина кольца отражает длину пробега частицы, его радиус — скорость и расстояние от стенки. Времена срабатывания фотоумножителей говорят о направлении, с которого пришел сигнал. Различение частиц разной массы проводится по «размытости» границ кольца: тяжелые частицы, такие, как мюоны и мезоны, имеют достаточно прямолинейные траектории, поэтому создают чёткий конус излучения. Лёгкие частицы, напротив, испытывают рассеяние, отклоняются от первоначальной траектории, поэтому световой конус оказывается размытым. Существует также возможность регистрировать гамма-кванты по движению вторичных электронов, выбитых из атомов при жёстком комптоновском рассеянии. Таким образом, черенковские детекторы, в принципе, позволяют изучать и «невидимые» каналы распада связанного нейтрона по гамма-излучению ядер.

Преимуществом черенковских детекторов перед калориметрами является их относительная дешевизна и простота, позволяющие создавать конструкции большей массы. Во-первых, вода сама по себе более дешёва, чем железо. Во-вторых, счетчики в черенковских детекторах расположены на поверхности рабочего объема, а не заполняют весь объем. Поэтому их количество, а с ними и сложность считывающей электроники при увеличении массы детектора растут не линейно, а как масса в степени $2/3$. Также вода хорошо подходит в качестве вещества для исследования распада протона благодаря высокому содержанию в ней свободных протонов (11% массы).

Недостатки черенковских детекторов — малое разрешение (точность определения вершины события обычно около 1 метра), высокий энергетический порог и плохая способность регистрировать события с большим количеством продуктов из-за трудностей с

реконструкцией треков частиц в случаях, когда черенковские кольца накладываются друг на друга.

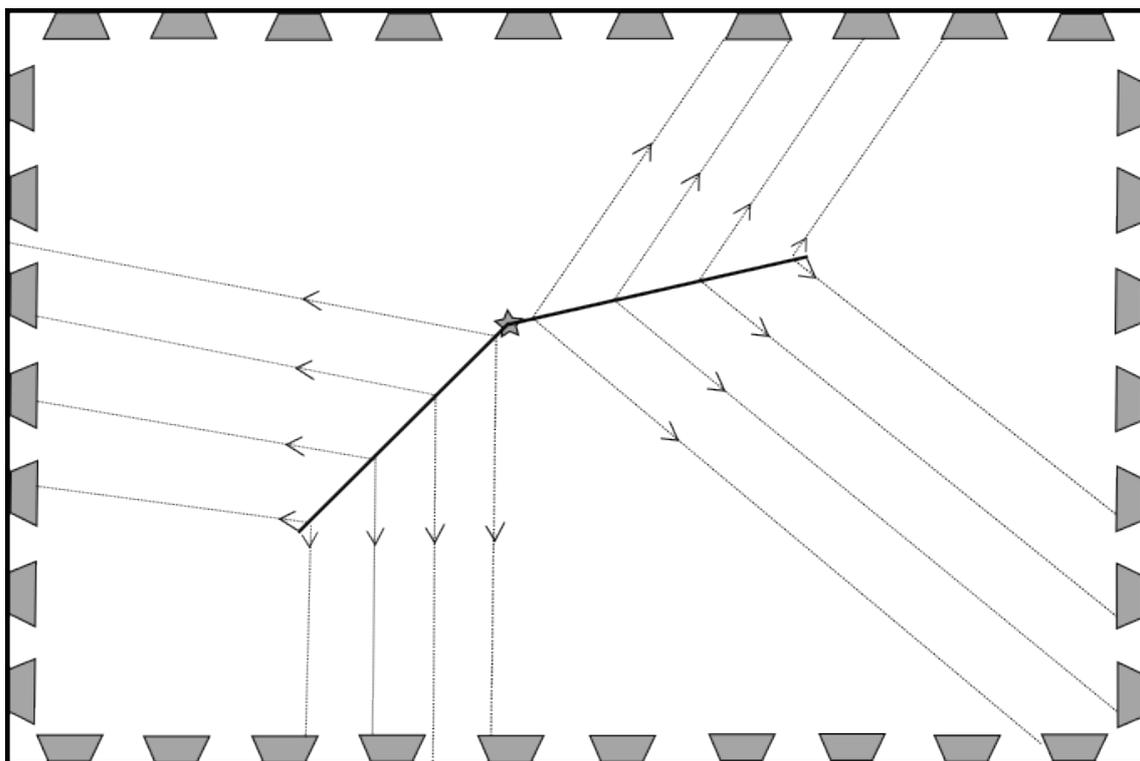


Рис. 12.19. Схема регистрации распада протона на две релятивистские заряженные частицы, остановившиеся в объеме детектора.

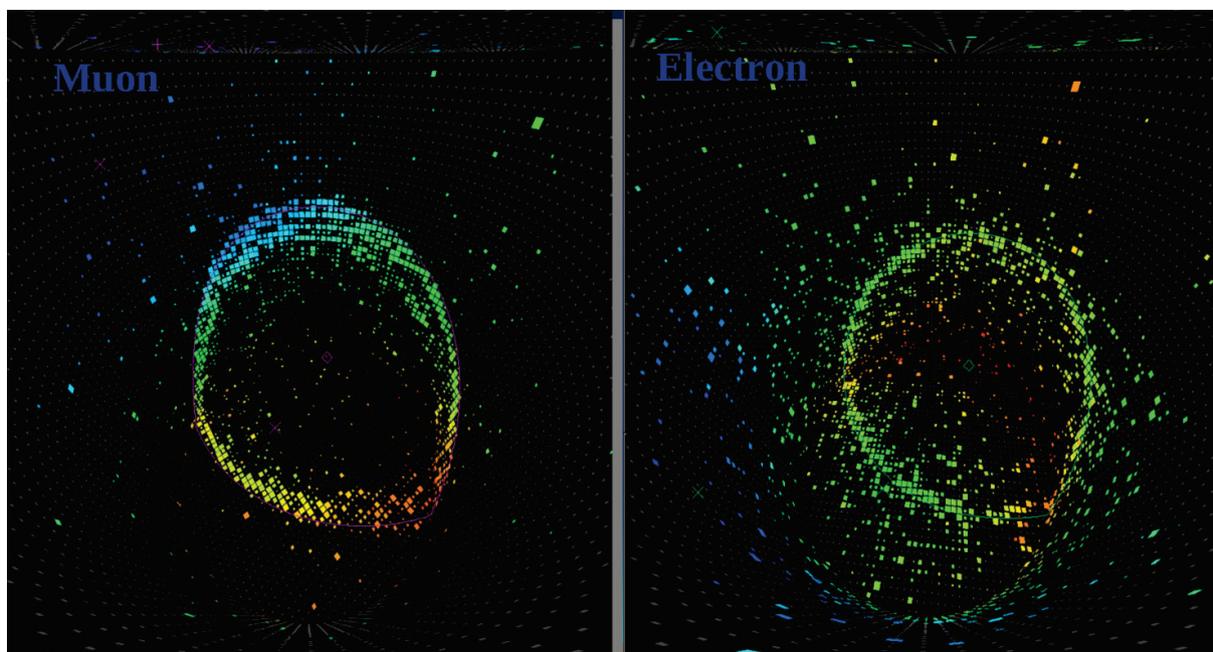


Рис. 12.20. Примеры регистрации релятивистского мюона и электрона черенковским детектором.

Эксперимент ИМВ (Irvine-Michigan-Brookhaven)

Детектор ИМВ, располагавшийся в солевой шахте в штате Огайо, США, на глубине 600 метров (1570 метров водного эквивалента), представлял собой бак размером 22.5x17x18 метров, заполненный высокоочищенной водой, на стенках которого располагались фотоэлектронные умножители.

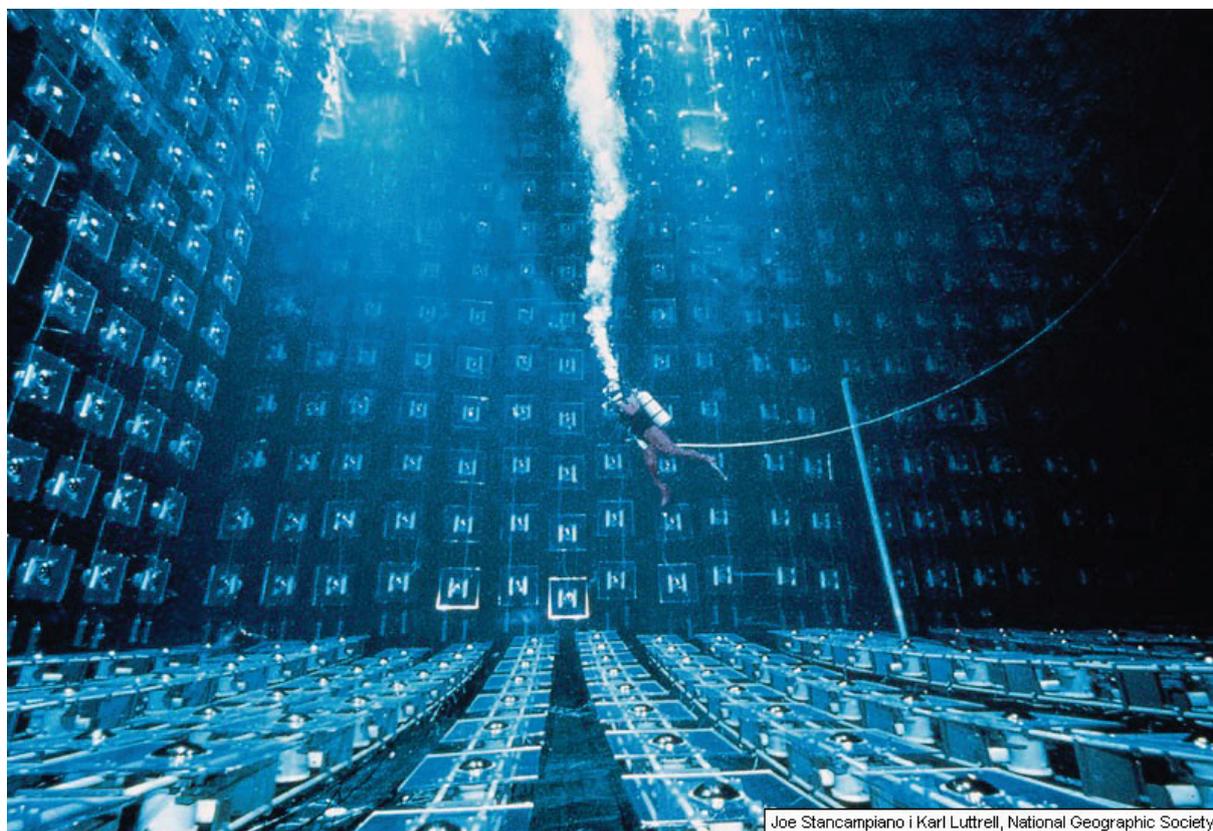


Рис. 12.21. Работа водолазов по обслуживанию детектора ИМВ

Общее количество воды составляло 8 килотонн, эффективный объем при этом 3.3 килотонны. При выделении эффективного объема были исключены области двухметровой толщины, прилегавшие к стенкам ёмкости, для снижения фона от внешних источников и гарантии того, что продукты распада не выйдут за границы детектора [R. Becker-Szendy. IMB-3 : a large water Cherenkov detector for nucleon decay and neutrino interactions // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A324 (1993) 363-382]. Эксперимент проводился в 1982-1991 годах, за это время детектор дважды реконструировался. Детектор первой стадии, ИМВ-1, проектировался для наблюдения распада протона на позитрон и нейтральный пи-мезон. Этот канал был предсказан как наиболее вероятный в минимальной SU(5) модели Великого Объединения. ИМВ-1 использовал 2048 полусферических фотоэлектронных умножителей диаметром 13 см, покрывавших около

1% поверхности детектора. Для калибровки детектора использовались специальные программируемые источники света, опускаемые внутрь объема, и наблюдение космических мюонов. В результате 417 дней работы IMB-1 ограничение, установленное на время жизни протона, с высокой достоверностью превзошло предсказание модели SU(5). Например, в статье [R. M. Bionta Search for Proton Decay into $e+\pi^-$ // Physical Review Letters, 51(1), 27-30 (1983)] сообщается об ограничении на время жизни свободного протона $1.9 \cdot 10^{31}$ лет и с учетом связанных нуклонов $6.5 \cdot 10^{31}$ лет уже по итогам 80 дней работы детектора в канале распада на позитрон и пи-мезон.

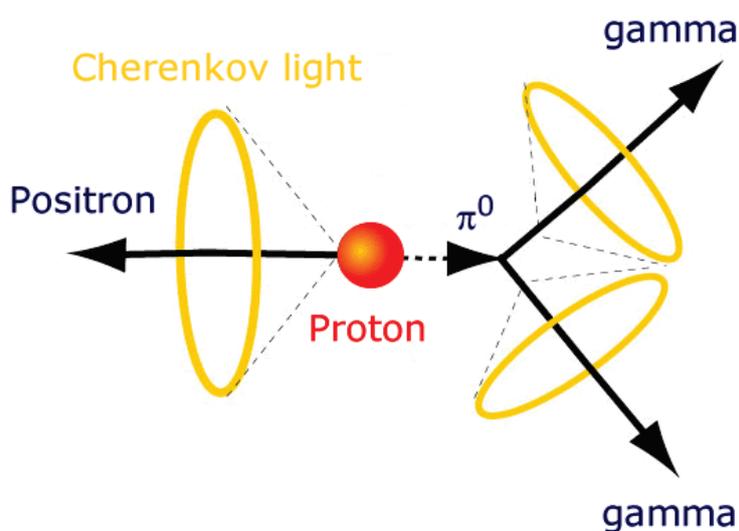


Рис. 12.22. Схема регистрации распада протона на позитрон и нейтральный пи-мезон в черенковском детекторе.

После исключения минимальной модели SU(5) появилась необходимость проверить следствия более сложных теорий, предсказывавших в качестве основных каналы, содержащие среди продуктов распада K-мезоны. Более высокие массы продуктов распада означают их меньшую энергию, а значит, меньшую интенсивность черенковского излучения. Для эффективного изучения распадов по этим каналам понадобилось усовершенствование детектора увеличением количества и чувствительности фотоумножителей. На промежуточной стадии эксперимента, называемой IMB-2, фотоумножители были дополнены флуоресцентными пластинами, сдвигавшими длину волны фотонов, увеличивая их количество (wavelength-shifting plates). Эта модификация детектора проработала всего 69 дней в 1984-1985 годах, после чего эксперимент был прекращен из-за возникших неисправностей в высоковольтном оборудовании и выхода из строя многих фотоумножителей. К 1986 году все фотоумножители были заменены на новые увеличенного диаметра (20 сантиметров). В такой

конфигурации детектор IMB-3 работал до 1991 года. Общая чувствительность составила 7.6 килотонн·год. Было зарегистрировано 935 событий-кандидатов, подходящих под критерии отбора для 44 различных каналов распада нуклона. Статистическое сравнение распределения событий-кандидатов с ожидаемым фоном представлено на рис. 12.23, где также отдельно отмечены события, для которых был зарегистрирован распад одного или нескольких мюонов (Decay Signal), которые должны были присутствовать среди продуктов во многих каналах распада нуклона.

Contained Events

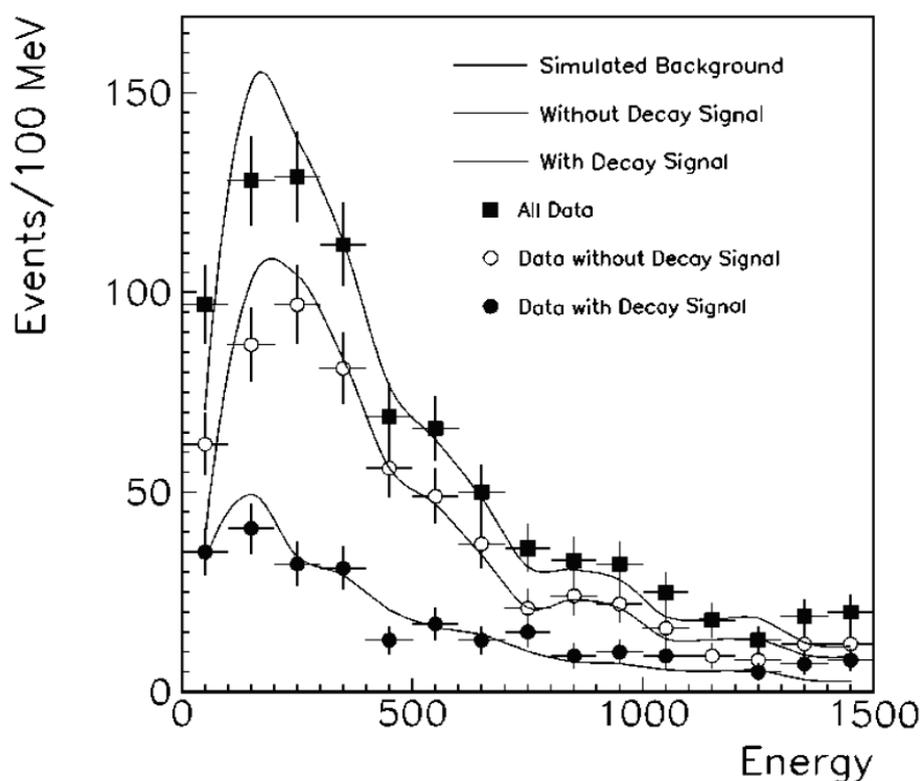


Рис. 12.23. Распределение событий-кандидатов, зарегистрированных в эксперименте IMB-3, по энергиям в сравнении с ожидаемым фоном.

Видно, что сколько-нибудь значимого превышения количества событий над фоном не наблюдалось, поэтому главный результат IMB-3 — отсутствие достоверного наблюдения распада нуклона. Детальные результаты по каждому из 44 каналов и более подробный анализ с привлечением большего количества параметров приведен в статье [C. McGrew Search for nucleon decay using the IMB-3 detector // PHYSICAL REVIEW D, VOLUME 59, 052004 (1999)]. Ограничения на парциальные времена жизни для всех каналов превосходят величину 10^{31} лет, а для некоторых каналов, например, для распада на позитрон

и пи-мезон, приближаются к 10^{33} лет.

Следует также отметить, что детектором IMB-3, как и многими другими нейтринными детекторами, были достоверно зарегистрированы нейтрино от сверхновой SN 1987A в 1987 году.

Эксперименты KamiokaNDE, Kamiokande-II

Эксперимент Kamiokande проводился в две стадии с 1983 по 1995 год в шахте Mozumi на севере Японии на глубине 1 км (2700 метров водного эквивалента). Детектор первой стадии, KamiokaNDE или Kamiokande-I, представлял собой цилиндрический стальной резервуар диаметром 15 и высотой 16 метров, содержащий 3000 тонн воды. По стенкам и основаниям резервуара располагались 1000 фотоэлектронных умножителей диаметром 20 дюймов (около 50 см), покрывавшие 20% всей поверхности. В 1985 году он был усовершенствован с целью снижения фона и повышения чувствительности: была создана новая система очистки воды для более эффективного удаления радона, установлена новая электроника, позволявшая более точно считывать время срабатывания каждого ФЭУ, а также была установлена внешняя активная защита. Для её создания была расширена полость установки детектора, и вокруг основного резервуара был создан слой воды средней толщиной 1.5 метра, просматриваемый 123 фотоумножителями. Этот слой, во-первых, тормозил и улавливал продукты радиоактивного распада окружающих горных пород, а во-вторых, работал как отдельный черенковский детектор, включенный в схему антисовпадений, что позволяло отсеять фон от заряженных частиц высоких энергий [K.S. Hirata EXPERIMENTAL LIMITS ON NUCLEON LIFETIME FOR LEPTON + MESON DECAY MODES // PHYSICS LETTERS B Volume 220, number 1,2 1989].

Детектор Kamiokande-II благодаря большей чувствительности фотоумножителей и большей площади сбора света имел меньший энергетический порог, чем IMB, поэтому оказался пригоден, в том числе, для наблюдения солнечных нейтрино. Эти же особенности позволили наблюдать большее число каналов распада нуклона, в том числе, «невидимые» моды, регистрируемые косвенно по гамма-квантам с энергиями 19–50 МэВ [Y. Suzuki Study of invisible nucleon decay and a forbidden nuclear transition in the Kamiokande Detector // Physics Letters B 311 (1993) 357-361]. Однако, по тем же причинам возникла проблема защиты от радиоактивного фона, который в IMB попросту оказывался под порогом. Общая же чувствительность к распаду нуклона из-за меньшей массы наблюдаемого вещества оказалась меньше, чем у IMB. Возможно, поэтому все статьи

с результатами по распаду нуклона, ссылающиеся на Kamiokande-II, датируются не позднее, чем 1990 годом. В завершающие годы своей работы детектор использовался в основном для изучения физики нейтрино.

Super-Kamiokande

Самый совершенный и чувствительный из построенных, работающий в настоящее время черенковский детектор Super-Kamiokande расположен в той же шахте, что и Kamiokande-II, и представляет собой цилиндрический бак из нержавеющей стали диаметром 39 метров и высотой 41 метр, содержащий 50 килотонн сверхчистой воды. Объем бака разделен на внутренний детектор, имеющий диаметр 34 метра и высоту 36 метров, который просматривают 11000 фотоэлектронных умножителей диаметром 50 сантиметров, покрывающих в сумме около 40% поверхности, и внешний детектор, просматриваемый примерно 1900 фотоумножителями диаметром 20 сантиметров. Фотоумножители для внешнего детектора были взяты с эксперимента IMB. Внешний детектор служит защитой от нейтронов и гамма-квантов, рождающихся в окружающих горных породах, счетчиком антисовпадений для космических мюонов, а также может использоваться для самостоятельного сбора данных по космическим лучам [[S. Fukuda The Super-Kamiokande detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 501 \(2003\) 418–462](#)].

Эксперимент начался в 1996 году. За всё время работы выделяются 4 стадии: SK-I закончилась остановкой детектора на реконструкцию после аварии в 2001 году. Разрушение одного из фотоэлектронных умножителей вызвало ударную волну в воде, которая в результате цепной реакции вывела из строя примерно половину всех фотоумножителей. Стадия SK-II обозначает работу детектора в частично восстановленном виде с использованием оставшихся в рабочем состоянии ФЭУ. В 2006 году детектор был полностью восстановлен до первоначального вида и до 2008 года работал как SK-III. В 2008 году началась стадия SK-IV: была серьезно усовершенствована считывающая электроника, что позволило снизить почти в 2 раза нейтринный фон за счет регистрации вторичных нейтронов. Известно [[R. Wagner, EXPRESSION OF INTEREST: The Atmospheric Neutrino Neutron Interaction Experiment \(ANNIE\) // arXiv:1402.6411v1](#)], что взаимодействия нейтрино с ядрами во многих случаях прямо или косвенно приводят к испусканию свободных нейтронов, что отличает их от событий распада нуклона. Свободный нейтрон, движущийся в воде, быстро замедляется до тепловых энергий

и захватывается, преимущественно, свободным протоном с образованием дейтрона и испусканием гамма-кванта с энергией 2.2 МэВ. Сечение захвата нейтрона ядром кислорода в 1700 раз меньше, поэтому захват на кислороде во внимание не принимается. Энергия образовавшегося гамма-кванта недостаточна для срабатывания обычного триггера (4.5 МэВ), поэтому для регистрации нейтронов нужно было внести изменения в электронику эксперимента [H. Watanabe First Study of Neutron Tagging with a Water Cherenkov Detector // *Astroparticle Physics* Vol 31, I 4, 2009, 320-328], [T. J. Irvine Development of Neutron-Tagging Techniques and Application to Atmospheric Neutrino Oscillation Analysis in Super-Kamiokande 2014].

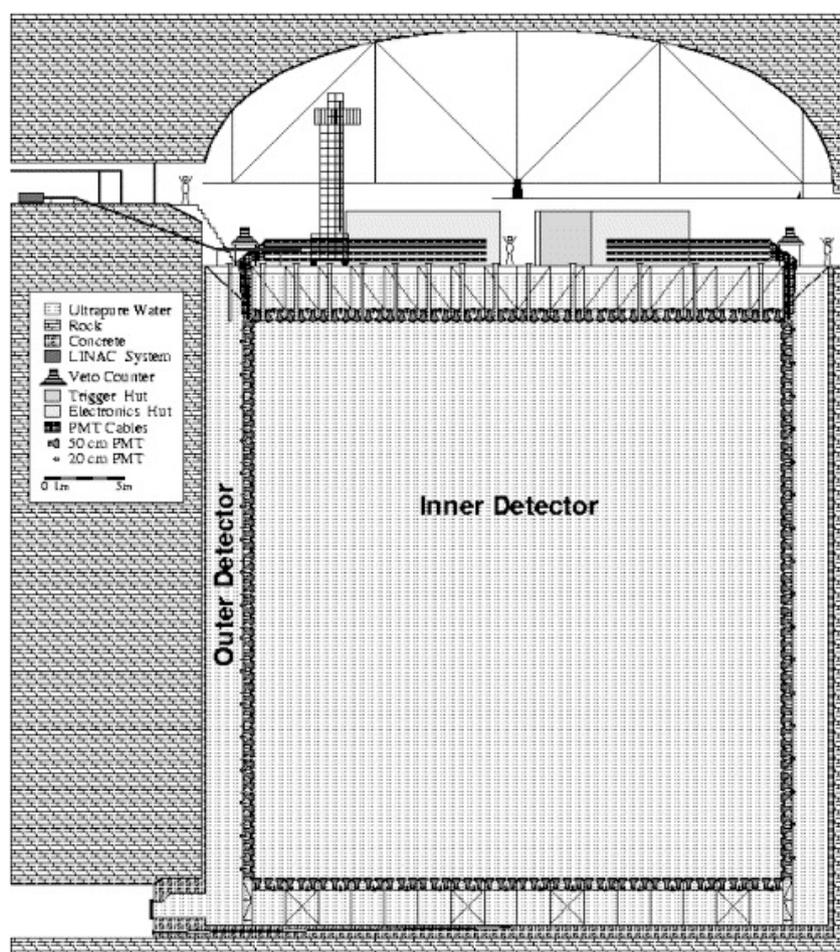


Рис. 12.24. Схема детектора Super-Kamiokande.

Для идентификации распада протона по наиболее вероятным каналам на позитрон и пи-мезон и на мюон и пи-мезон применялись следующие критерии отбора событий:

- продукты распада не должны покидать объем детектора, а реконструированная вершина события должна находиться не ближе 2 метров от стенки детектора.

- зарегистрировано 2 или 3 черенковских кольца.
- все кольца должны быть «электронного» типа (с размытыми краями) для позитронного канала и одно кольцо должно быть мюонного типа для канала с мюоном.
- для позитронного канала не должно быть запаздывающих позитронов, а для канала с мюоном должен быть зарегистрирован запаздывающий позитронный сигнал от распада мюона.
- реконструированная масса пи-мезона должна находиться в пределах 85-185 МэВ.
- реконструированная полная масса должна находиться в пределах 800-1050 МэВ и реконструированный полный импульс менее, чем 250 МэВ/с.
- (для SK-IV) не должен регистрироваться запаздывающий сигнал от захвата нейтрона.

После применения всех критериев отбора проводилась статистическая обработка событий-кандидатов и сравнение их в совокупности с результатами компьютерной симуляции распада протона и фоновых событий.

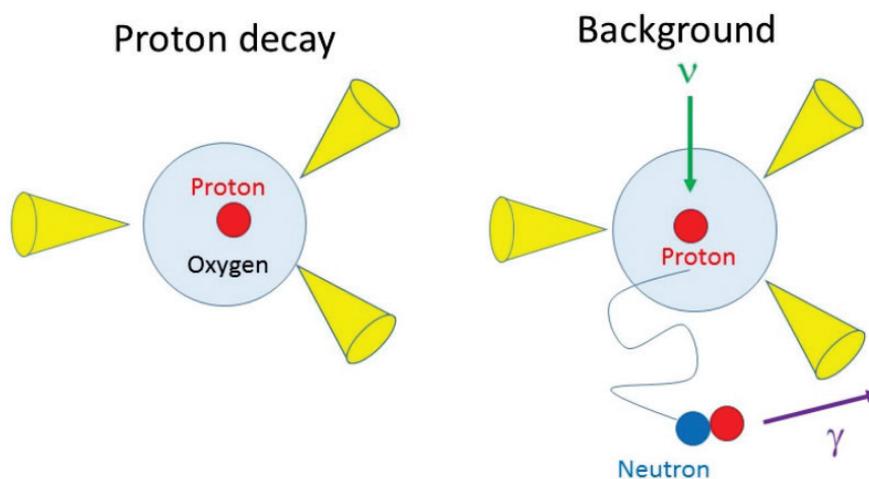


Рис. 12.25. Отличие распада протона от нейтринного события: в обоих случаях регистрируются три черенковских конуса, но фоновое событие сопровождается испусканием запаздывающего гамма-кванта. [<http://www-sk.icrr.u-tokyo.ac.jp>]

Детальный анализ по каждому каналу распада приведен в оригинальных статьях [K. Abe Search for proton decay via $p \rightarrow e+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu+\pi^0$ in 0.31 megaton years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector // PHYSICAL REVIEW D 95, 012004 (2017)], [K. Abe Search for proton decay via $p \rightarrow \nu K^+$ using 260 kiloton year data of Super-Kamiokande // PHYSICAL REVIEW D 90, 072005 (2014)] и др. Приведем

здесь лишь некоторые данные, актуальные на 2017 год (чувствительность детектора к этому времени составила примерно 315 килотонн-год). Все зарегистрированные события-кандидаты хорошо согласуются с ожидаемым фоном. В наиболее вероятных каналах распада ограничения на время жизни протона следующие:

- для распада на позитрон и нейтральный пи-мезон $1.6 \cdot 10^{34}$ лет.
- для распада на мюон и нейтральный пи-мезон $7.7 \cdot 10^{33}$ лет.

Осознать величину этих чисел поможет следующее сравнение: время жизни протона сравнимо с величиной, которая получится, если время жизни Вселенной в годах возвести в третью степень, а потом еще увеличить в тысячу раз. Результаты Super-Kamiokande по некоторым другим каналам в сравнении с результатами более ранних экспериментов схематически представлены на рисунке 12.26.

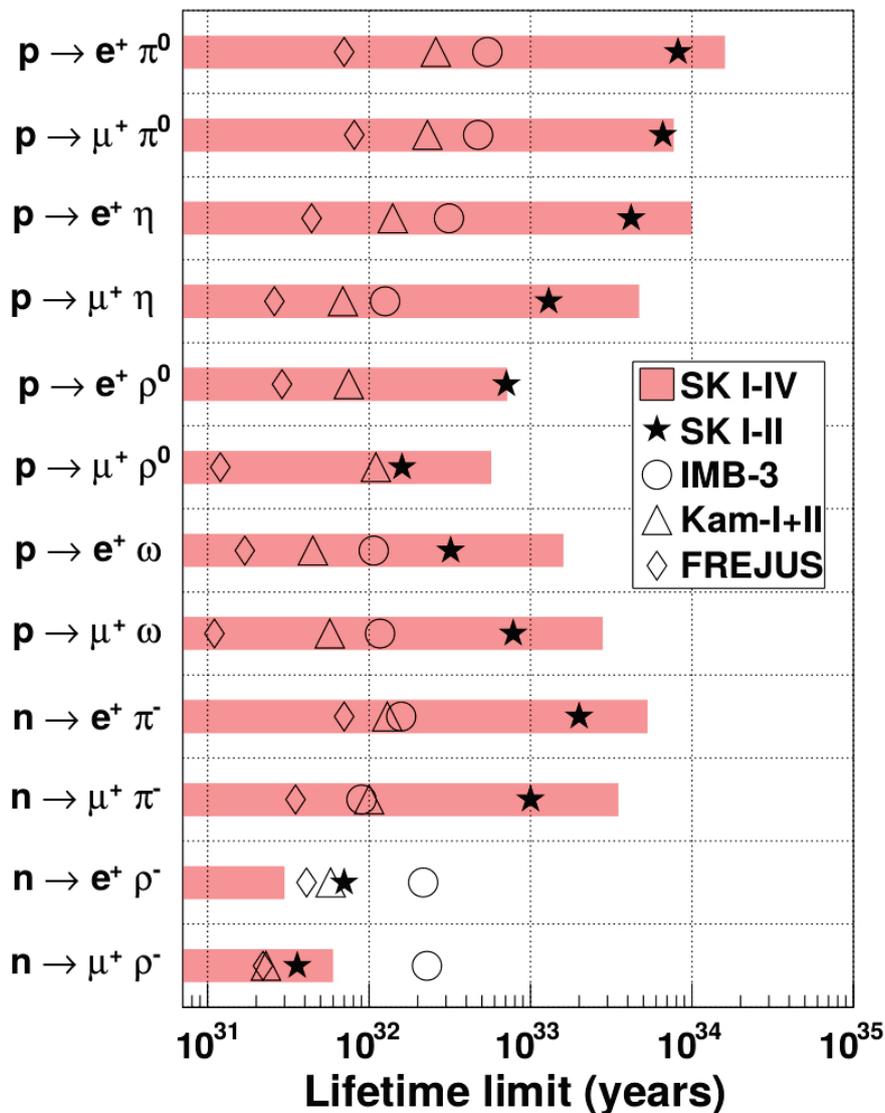


Рис. 12.26. Результаты Super-Kamiokande по некоторым каналам распада протона в сравнении с более ранними экспериментами.

Перспективные детекторы

Черенковские детекторы

На текущий момент водные черенковские детекторы установили наиболее точные ограничения на время жизни протона по большинству каналов распада. Кроме этого, с их помощью были сделаны и другие важнейшие открытия: наблюдение нейтринных осцилляций, регистрация нейтрино от сверхновых и т. д. Черенковские детекторы доказали свою эффективность в экспериментах с пучками ускорительных нейтрино. Существует несколько проектов новых черенковских детекторов с массами от 0.5 до 1 мегатонны. Все они предлагаются сборными из нескольких одинаковых модулей, так как размеры детектора, имеющего единый рабочий объем, ограничены, во-первых, длиной пробега черенковского фотона в воде, во-вторых, предельным давлением воды на поверхность фотоумножителей, и в-третьих, размерами подземных выработок, что дает примерно сходные ограничения на уровне 70-80 метров. Для сооружения в лаборатории Frejus и работы с пучками ускорительных нейтрино из ЦЕРНа предложен детектор MEMPHYS (MEgaton Mass PHYSis). Он должен состоять из трех цилиндрических модулей, каждый 65 метров в диаметре и 65 метров в высоту. Эффективная масса воды достигнет примерно 440 килотонн (возможно расширение до пяти модулей и 730 килотонн). Ожидаемая чувствительность к периоду полураспада протона — 10^{35} лет после 10 лет работы детектора.

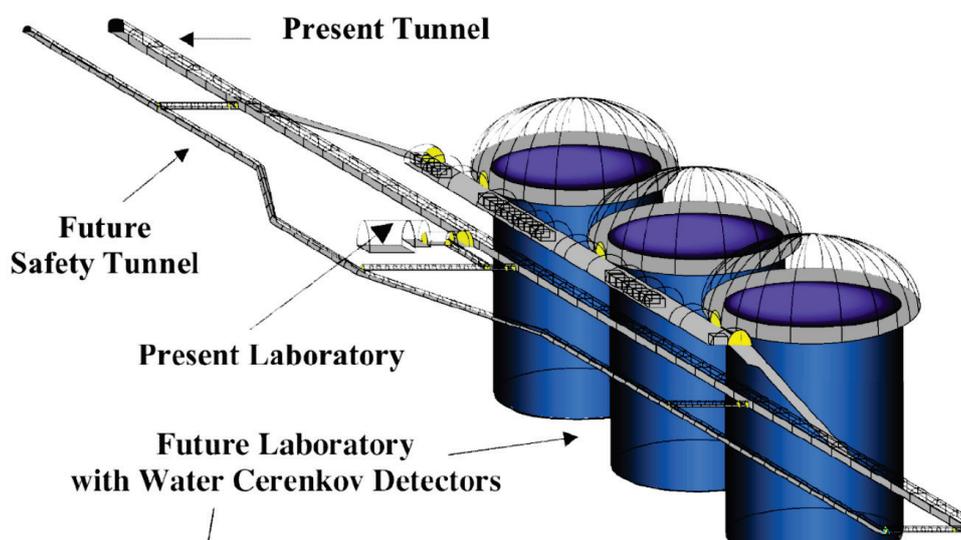


Рис. 12.27. Предполагаемая схема детектора MEMPHYS. В центре — лаборатория, где располагался калориметрический детектор Frejus.

В Японии предложен проект Hyper-Kamiokande, который должен стать преемником Super-Kamiokande. По проекту детектор будет

состоять из двух модулей, выполненных в виде параллельных горизонтальных туннелей примерно 50 метров в диаметре и 250 метров в длину. Каждый туннель по длине будет разделен на 5 сегментов. Полная масса воды достигнет 1 мегатонны, эффективная масса составит примерно 500 килотонн. Ожидаемая чувствительность к периоду полураспада протона оценивается на уровне $1.3 \cdot 10^{35}$ лет для канала распада на позитрон и нейтральный пи-мезон и на уровне $10^{34} - 10^{35}$ лет для нескольких других каналов.

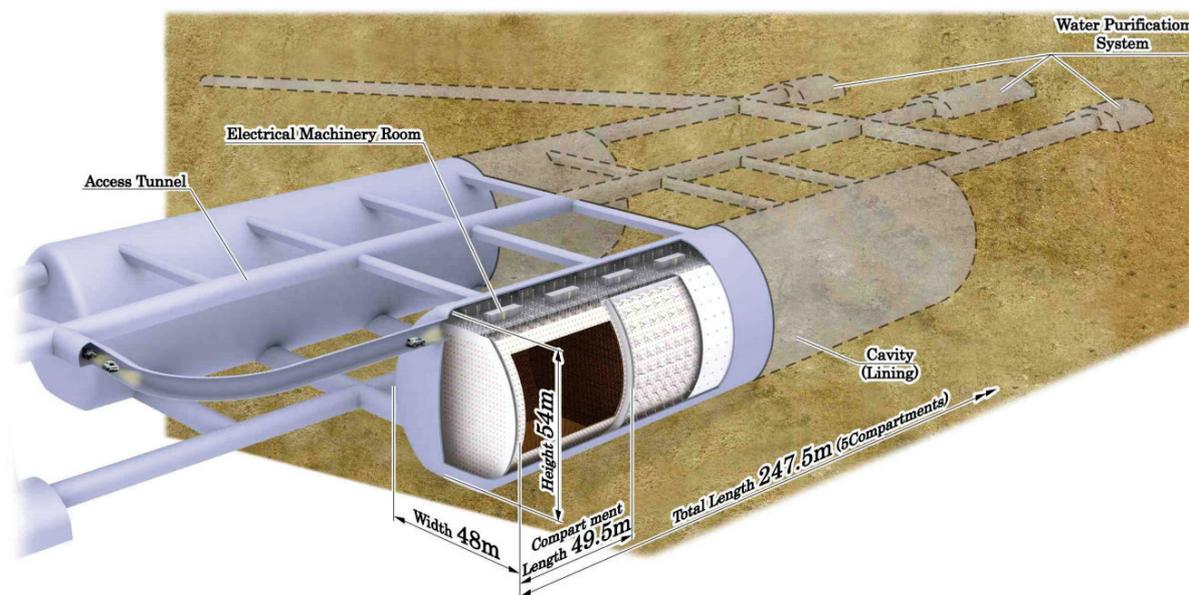


Рис. 12.28. Предполагаемый вид детектора Hyper-Kamiokande.

В США предложен проект UNO (Underground Nucleon Decay and Neutrino Observatory). Он должен представлять собой ёмкость с водой в форме прямоугольного параллелепипеда, разделенного на три эффективных объема, каждый из которых имеет форму куба со стороной 60 метров. Эффективная масса должна составить, как и у MEMPHYS, примерно 440 килотонн.

Время-проекционные камеры на жидком аргоне

Идея была предложена Руббиа в 1977 году и основана на том факте, что в высокочистом жидком аргоне ионизационные треки заряженных частиц могут перемещаться под действием однородного электрического поля на достаточно большие (несколько метров) расстояния. Считывание сигнала проводится электродами, расположенными на концах исследуемого объема. Благодаря возможности считывать сигнал индуктивно без нарушения ионизации, можно исследовать его в нескольких проекциях при помощи нескольких слоев

электродов, расположенных в разных плоскостях. Преимущества жидкого аргона для подобных экспериментов в том, что он имеет высокую плотность, слабо связывает электроны, позволяя им дрейфовать на большие расстояния, легко добывается из воздуха и очищается, не вызывает коррозию и достаточно дешёв [S. Amerio Design, construction and tests of the ICARUS T600 detector // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 527 (2004) 329–410].

Кроме считывания треков ионизации, в детекторах на жидком аргоне проводится регистрация фотонов, образующихся при рекомбинации и снятии возбуждения молекул аргона после взаимодействия с движущейся заряженной частицей. Таким образом, аргон выступает в роли сцинтиллятора, позволяя получать информацию о произошедшем событии по дополнительному независимому каналу. Для регистрации фотонов поверхность детектора покрывается фотоэлектронными умножителями, как в черенковских детекторах.

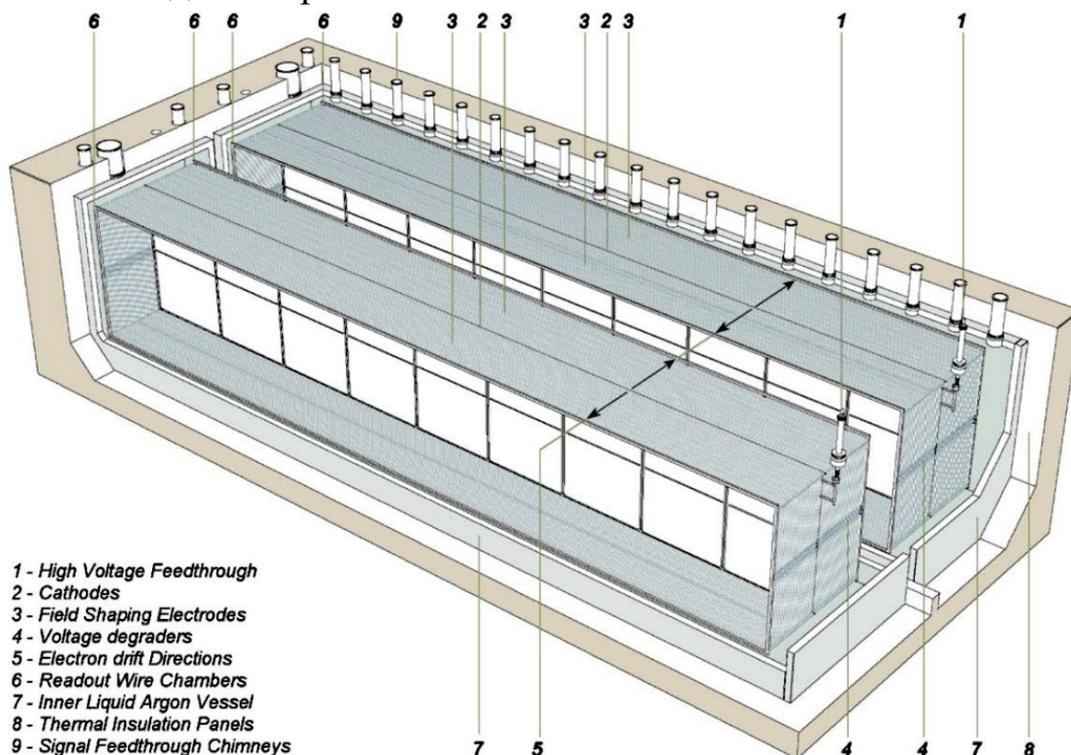


Рис. 12.29. Схема детектора ICARUS.

Для демонстрации принципов работы подобного детектора и отработки технологий в 2001 году был создан детектор ICARUS (Imaging Cosmic And Rare Underground Signals). Он состоял из двух модулей и содержал в общей сложности более 600 тонн жидкого аргона. Интересно, что модули размером 3.6x3.9x19.6 метров оказались пригодны к транспортировке на большие расстояния, и

после многих лет работы (с перерывами) в лаборатории Гран Сассо в Италии детектор в 2017 году был перемещен в США для работы в Фермилаб [<http://news.fnal.gov/2015/04/icarus-neutrino-experiment-to-move-to-fermilab/>]. За время своего существования детектор наиболее интенсивно использовался для экспериментов с пучками ускорительных нейтрино.

В настоящее время существуют несколько проектов детекторов на жидком аргоне для изучения распада протона и нейтринной физики, находящиеся на разных стадиях развития. Большинство из них предполагают строительство детекторов массой в несколько десятков килотонн, предназначенных, в первую очередь, для регистрации ускорительных нейтрино. В качестве одного из проектов упомянем DUNE [R. Acciarri Long-Baseline Neutrino Facility (LBNF) and Deep Underground Neutrino Experiment (DUNE) // arXiv:1601.05471v1], GLACIER [SebastienMurphy GLACIER for LBNO: Physics Motivation and R&D Results // Physics Procedia Volume 61, 2015, Pages 560-567].



Ш. Глэшоу
(р. 1932)



А. Салам
(1926–1996)



С. Вайнберг
(р. 1933)

В 1979 г. Ш. Глэшоу, А. Салам, С. Вайнберг получили Нобелевскую премию по физике «за вклад в объединённую теорию слабых и электромагнитных взаимодействий между элементарными частицами, в том числе предсказание слабых нейтральных токов».

С. Вайнберг: *«Что мы узнаем, если будет обнаружен распад протона? Разумеется, немедленно будет сделан вывод, что барионное число не сохраняется, и это поддержит растущую уверенность в том, что все сохраняющиеся величины, подобно электрическому заряду, имеют динамический смысл. Далее, если распад протона будет обнаружен в ближайшем будущем, время его жизни будет*

в пределах от 10^{30} до 10^{33} лет, и это явится еще одним подтверждением тех общих предположений об единстве сильных и электрослабых взаимодействий, которые были использованы Джорджи, Квинн и мной. Существует, однако, множество теорий, которые удовлетворяют этим общим предположениям, включая по крайней мере некоторые версии вышеупомянутых моделей $SU(4)$, $SU(5)$, $SO(10)$ и так далее.

Будет затруднительно сказать, какая из этих теорий (если таковая есть) описывает физику при очень высоких энергиях.

Но в одном можно быть уверенным. Если будет обнаружен распад протона, большие усилия будут направлены на его изучение и в скором времени появится второе поколение экспериментов, в которых будет исследоваться не вопрос, распадается ли протон, а вопрос, как он распадается: каковы вероятности различных мод распада?

В качестве подготовки к этому этапу работы многие теоретики разрабатывают наиболее вероятные моды распада протона. <...> Интересно то, что можно продвинуться довольно далеко в таком анализе, не делая никаких предположений относительно объединения сильных и электрослабых взаимодействий. Требуются только известные законы сохранения заряда, цвета и так далее, а также предположение о том, что экзотические частицы, ответственные за протонный распад, достаточно тяжелые, какими они и должны на самом деле быть, чтобы объяснить большое время жизни протона. В этом случае, хотя и можно получить великое множество мод распада, комбинируя излучение и поглощение этих частиц, более сложные моды оказываются подавленными сильнее по сравнению с более простыми модами за счет большой массы экзотических частиц. Если в игру не включаются какие-то специальные обстоятельства, доминирующими модами распада будут те, в которых протон, или связанный нейтрон, распадается на позитрон, или антимюон, или антинейтрино плюс некоторое количество мезонов, а не распады, скажем, на электрон, мюон и нейтрино плюс мезоны. Можно пойти дальше и сделать предсказания о соотношении вероятностей различных мод распада. Например, вероятность распада нейтрона на позитрон и одиночный π^- или ρ^- -мезон в два

раза больше вероятности распада протона по аналогичному каналу. Распад протона на позитрон плюс мезоны более вероятен, чем протонный распад на антинейтрино и мезоны.

Конечно, не существует абсолютной уверенности, что эти предсказания не будут опровергнуты экспериментом. Если они не подтвердятся, это будет означать, что существуют экзотические частицы намного более легкие, чем 10^{14} массы протона, которые отвечают за более сложные моды распада. Например, распад протона или связанного нейтрона на электрон и мезоны вместо позитрона и мезоны, мог бы идти с заметной вероятностью, если бы существовали экзотические частицы с массой, не больше 10^{10} массы протона. Распад на три электрона (или на любую другую комбинацию трех лептонов) мог бы наблюдаться, если бы существовали экзотические частицы с массой около 10^4 массы протона. Однако такие сравнительно легкие экзотические частицы должны были бы обладать специальными свойствами, чтобы не вызывать «обычного» распада протона (на мезон и позитрон, или антинейтрино) с гораздо большей вероятностью.

Подтверждение этих предсказаний, т. е. обнаружение протонных распадов на мезоны и позитрон или антинейтрино, и с вышеуказанными соотношениями между вероятностями распадов, будет свидетельством того, что распад протона действительно происходит вследствие существования экзотических частиц с массой больше 10^{10} массы протона, но не поможет в выборе какой-то одной теории. Для этой цели придется исследовать более тонкие детали процесса распада. (Например, измерение направления спина позитрона или антимюона, образованного при распаде протона, может быть использовано для определения спина сверхтяжелой экзотической частицы, путем испускания и последующего поглощения которой происходит распад.) Если распад протона будет обнаружен, это достижение будет рассматриваться как триумф экспериментальной изобретательности и явится новой путеводной нитью в физику очень высоких энергий, и одновременно это поставит перед экспериментаторами и теоретиками много новых задач, выполнение которых потребуются для понимания механизма протонного распада.»