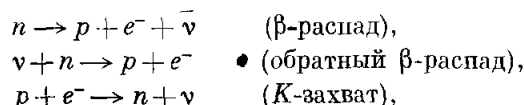


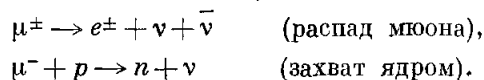
физики. Мы остановимся в основном на нейтрино в космических лучах и на том, что можно почерпнуть из их исследований для ядерной физики и астрофизики.

Чтобы оценить значение нейтрино для ядерной физики, необходимо прежде всего рассмотреть три взаимодействия, изучаемые ядерной физикой, а именно — электромагнитное, ядерное (или сильное) и слабое. Электромагнитная сила, обычно кулоновская сила, действует между заряженными частицами; квантом электромагнитного поля является фотон. Устойчивость атомного ядра возможна в силу того, что кулоновское отталкивание между протонами перекрывается сильным короткодействующим притяжением между всеми нуклонами; квантом этого поля является пион (при заряде  $\pm e$  масса покоя = 139,58  $Mэв$  и среднее время жизни в покое  $\tau = 2,60 \cdot 10^{-8}$  сек; при заряде, равном нулю, масса покоя = 134,98  $Mэв$  и  $\tau = 9 \cdot 10^{-17}$  сек).

б) Слабое взаимодействие. Нейтрино тесно связано с третьей силой — со слабым взаимодействием, т. е. взаимодействием, которое, как это видно из его названия, значительно слабее двух предыдущих взаимодействий. С этим взаимодействием мы сталкиваемся при распаде многих элементарных частиц и в соответствующих обратных реакциях:



а также при взаимодействиях с участием мюона (заряд  $\pm e$ , масса покоя = 105,66  $Mэв$ ,  $\tau = 2,20 \cdot 10^{-6}$  сек):

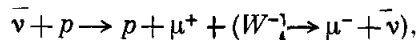


Если вычислить вероятности этих процессов, то получаем, что «константы связи», необходимые для обеспечения согласия с экспериментом, во всех этих случаях примерно равны по величине ( $g \sim 10^{-49}$  эрг·см<sup>3</sup>). Это обстоятельство послужило стимулом (см. <sup>21</sup>) применить ко всем этим взаимодействиям идеи теории  $\beta$ -распада Ферми. Полученное в результате «универсальное ферми-взаимодействие» можно символически изобразить с помощью так называемого треугольника Пулли, в котором одна пара сильно взаимодействующих фермионов ( $n, p$ ) располагается в одном углу треугольника, а другие пары слабо взаимодействующих фермионов ( $\mu, \nu$ ) и ( $e, \nu$ ) — в двух других углах. Тогда различные, перечисленные выше процессы соответствуют сторонам треугольника.

Возникает интересный вопрос — идентичны ли два нейтрино, входящие в треугольник Пулли? Если они различны, то из левой стороны треугольника видно, что при обратном  $\beta$ -распаде нейтрино, связанное с электроном (электронное нейтрино), образует только лишь электрон, и аналогичным образом мюонное нейтрино порождает только мюон. Как показано ниже, ответ на этот вопрос был получен в первых экспериментах по наблюдению нейтрино на ускорителях.

в) Промежуточный бозон. Наконец, последний вклад нейтрино в ядерную физику связан с фундаментальным вопросом о существовании кванта поля слабого взаимодействия, аналогичного фотону и пиону. Если такая частица существует, она должна иметь спин равный 1, и, следовательно, быть бозоном. Если промежуточный бозон ( $W$ ) имеет массу в несколько сотен  $Mэв$  или меньше, то должен существовать распад  $K \rightarrow W + \gamma$ , где  $K$  обозначает  $K$ -мезон. Такой распад фактически не наблюдается, так что масса бозона должна быть больше массы каона.

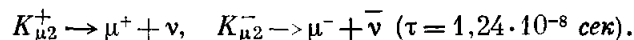
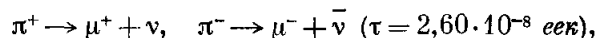
Хотя, в принципе, бозон может возникнуть в результате сильных взаимодействий, его легче увидеть среди вторичных продуктов нейтринных взаимодействий, которые оставляют характерный след. Время жизни должно быть коротким,  $\tau < 10^{-18}$  сек, и для типичного взаимодействия можно ожидать реакции



т. е. должна появиться пара мюонов с противоположными знаками. Вопросы, связанные с поисками этого бозона, ниже будут рассмотрены подробнее.

## 2. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Помимо вышеупомянутых распадов, нейтрино появляется также среди вторичных частиц при распаде пионов и каонов, а именно:



Эти распады очень важны для нейтринной физики, так как пионы и каоны с высокими энергиями могут возникать при взаимодействиях ускоренных протонов, а при распаде пионов и каонов, в свою очередь, возникают нейтрино высокой энергии. Более того, времена жизни пионов и каонов достаточно короткие, чтобы нужное их количество претерпевало распад в полете на разумных расстояниях, даже если они движутся с релятивистскими скоростями.

Как упоминалось выше, важно определить, идентичны ли нейтрино, связанные с мюонами и электронами. В решающем эксперименте необходимо было использовать нейтрино, возникающие при распаде пиона или каона, и найти вторичные электроны, получающиеся при взаимодействии этих нейтрино. Если такие электроны будут обнаружены, то оба нейтрино идентичны, если нет — то они отличаются друг от друга.

Первый эксперимент на ускорителях был проведен Денби и др.<sup>7</sup> Они использовали Брукхейвенский протонный синхротрон и появившиеся незадолго перед этим искровые камеры. За время работы синхротрона, равного примерно 1000 часов, в искровых камерах было зарегистрировано 51 событие, которое можно отнести к нейтринным взаимодействиям. Наиболее интересным при этом был тот факт, что вторичными частицами были не электроны, а мюоны. Это ясно указывало на то, что участвующие в этом эксперименте нейтрино ( $\nu_\mu, \bar{\nu}_\mu$ ), связанные с мюоном, отличаются от нейтрино, возникающих при  $\beta$ -распаде ( $\nu_e, \bar{\nu}_e$ ).

Вернемся теперь к основным реакциям и разделим участвующие в них нейтрино. Результаты см. на рис. 1.

Как эти реакции, так и отсутствие реакций типа  $\nu_\mu + p \rightarrow n + \mu^+$  можно понять, если ввести еще один закон сохранения — «сохранение числа лептонов». Частицы имеют следующие лептонные числа (заряды):

частица:	$e^-$	$e^+$	$\mu^-$	$\mu^+$	$\nu_e$	$\bar{\nu}_e$	$\nu_\mu$	$\bar{\nu}_\mu$
лептонный заряд:	1	-1	1	-1	1	-1	1	-1

Во взаимодействиях с участием лептонов, согласно этому закону, суммы лептонных чисел с обеих сторон уравнения реакции равны.

За брукхейвенским экспериментом последовали другие работы на других ускорителях, и были получены весьма полезные данные. С точки

зрения изучения космических лучей существенны следующие два результата:

1. Промежуточный бозон  $W$  пока еще не был обнаружен и приводится нижний предел его массы, равный  $2 \text{ Гэв}^{4, 6}$ .

2. С увеличением энергии мюонных нейтрино при соударении нейтрино с ядрами возникают как пионы, так и мюоны. Сечение такого

$$\begin{array}{l}
 \left. \begin{array}{l} \text{Электронные} \\ \text{нейтрино} \end{array} \right\} \begin{cases} n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, & \nu_e + n \rightarrow p + e^-, \\ p \rightarrow n + e^+ + \nu_e, & \bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+. \end{cases} \\
 \\
 \left. \begin{array}{l} \text{Мюонные} \\ \text{нейтрино} \end{array} \right\} \begin{cases} \mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, & \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu, \\ \pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, & \pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ K_{\mu 2}^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, & K_{\mu 2}^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu, \\ \nu_\mu + n \rightarrow p + \mu^-, & \bar{\nu}_\mu + p \rightarrow n + \mu^+. \end{cases}
 \end{array}$$

Рис. 1. Распады с участием электронных и мюонных нейтрино.

«неупругого» соударения пропорционально, по-видимому, энергии нейтрино вплоть до наивысших энергий ( $\sim 10 \text{ Гэв}$ ). Конкретно:  $\sigma = 0,6 E_\nu \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{нуклон}$  ( $E_\nu$  дается в  $\text{Гэв}^{16}$ ).

Необходимо продолжить поиски  $W$  и исследования неупругого сечения при более высоких энергиях, которыми обладают нейтрино в космических лучах (см. ниже).

### 3. НЕЙТРИНО В КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧАХ

#### 3.1. Источники «естественных» нейтрино

Нейтрино приходят в какую-либо точку земной поверхности, отдаленную от ускорителя, из трех основных источников: от радиоактивных веществ в земной коре, из земной атмосферы и от внеземных источников. Естественная радиоактивность Земли дает сравнительно слабый поток  $\bar{\nu}_e$  (только на  $\sim 10^5 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$  выше пороговой чувствительности аппаратуры при детектировании с помощью протонов). Этот поток мал по сравнению с потоком, ожидаемым от Солнца, и ниже мы его касаться не будем. Внеземные источники, точнее говоря Солнце, мы рассмотрим подробнее ниже, а сейчас остановимся на нейтрино, возникающих в атмосфере в результате реакций, вызываемых космическими лучами высокой энергии.

На рис. 2 дана схема различных источников нейтрино и основных реакций их образования. Как и следовало ожидать, в природе происходят те же процессы, с которыми мы сталкиваемся в экспериментах на ускорителях, в результате чего в естественном нейтринном пучке присутствуют как  $\nu_e$  и  $\nu_\mu$ , так и их античастицы.

#### 3.2. Энергетический спектр нейтрино в космических лучах

С помощью известных уже данных о спектре первичных частиц (в основном протонов) и о свойствах взаимодействия протонов с вторичными частицами — пионами и каонами — был вычислен энергетический спектр нейтрино в космических лучах. Результаты вычислений Осборна<sup>14</sup> даны на рис. 3, где приводятся также интенсивности пучков солнечных нейтрино с низкими энергиями<sup>1</sup>.

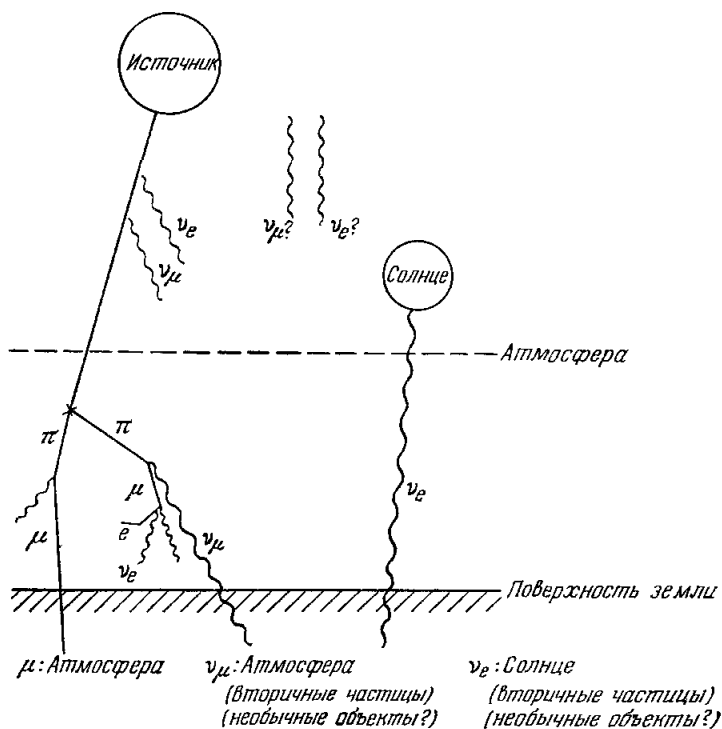


Рис. 2. Источники мюонов и нейтрино в космических лучах.

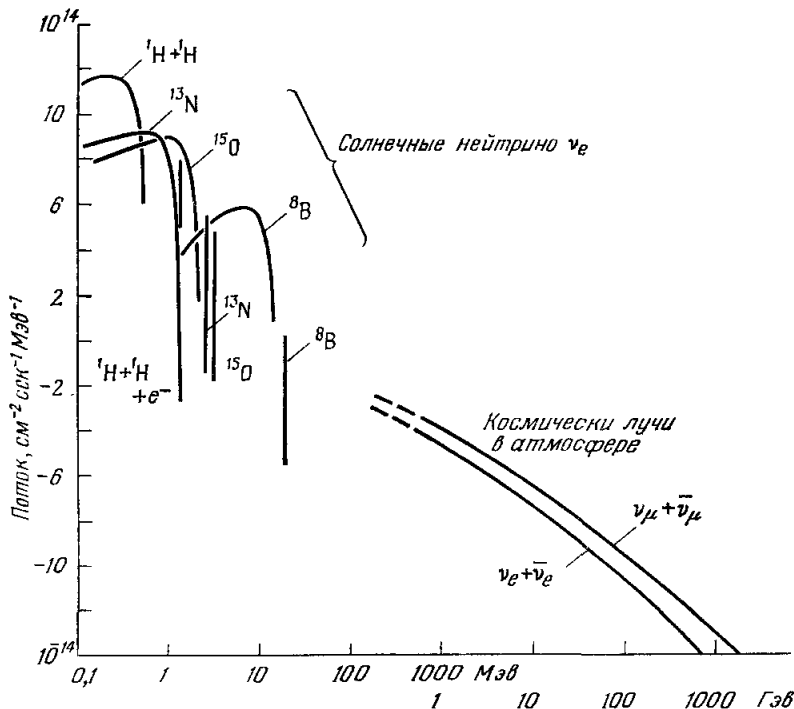


Рис. 3. Естественные потоки нейтрино (солнечные и в космических лучах) на поверхности Земли.

Солнечное нейтрино: ниже 5 Мэв <sup>1a</sup>; выше 5 Мэв <sup>1б</sup>. Нейтрино в космических лучах относятся к горизонтальной площадке. Потоки измеряются в см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup> Мэв<sup>-1</sup> для источников с непрерывным спектром и в см<sup>-2</sup> сек<sup>-1</sup> для источников с линейчатый спектром.

### 3.3. П р о д у к т ы в з а и м о д е й с т в и й н е й т р и н о в к о с м и ч е с к и х л у ч а х

Электронные и мюонные нейтрино, взаимодействуя с материей, образуют соответственно электроны и мюоны, из которых удалось наблюдать пока лишь последние. Это происходит по двум причинам: электронные нейтрино высокой энергии малочисленнее мюонных нейтрино и, что более важно, пробег мюонов (не считая лишь самые медленные из них) гораздо больше пробега электронов с такой же энергией. Таким образом, эффективная толщина мишени, которой являются окружающие вещества, значительно больше в случае мюонных нейтрино.

Можно ожидать, что интенсивность мюонов, образовавшихся с помощью нейтрино, порядка  $10^{-13} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ , что можно сравнить с интенсивностью так называемых «атмосферных мюонов» (мюонов, возникающих в атмосфере в результате  $\pi$  —  $\mu$ -распада) на поверхности Земли, равной  $10^{-2} \text{ см}^{-2} \text{сек}^{-1} \text{стер}^{-1}$ . Существуют два пути, на которых можно обнаружить частицы со столь низкой интенсивностью: располагая детекторы частиц очень глубоко под землей, где поток атмосферных мюонов уменьшится на много порядков, или проводя эксперименты на малой глубине с целью обнаружения движущихся вверх частиц, т. е. мюонов, образованных нейтрино, проникшими в Землю с другой ее стороны. В настоящее время проводятся активные эксперименты в обоих направлениях.

Как уже было упомянуто, изучение мюонных нейтрино преследует две цели: 1) обнаружение промежуточных бозонов и 2) исследование свойств нейтрино-нуклонного сечения для энергий, превышающих энергии, получаемые на ускорителях. Нейтрино были обнаружены в двух подземных экспериментах, на которых мы остановимся.

### 3.4. Эксперимент в Колар Голд<sup>1</sup> Филд

В этом эксперименте (КГФ), проводимом группами из института Тата в Бомбее (Индия), из Осацкого университета (Япония) и из Даремского университета (Англия), аппаратура была расположена на глубине 7600 футов 7500 метров водного эквивалента) в золотых шахтах в Южной Индии. На такой глубине основная масса детектируемых в вертикальном направлении мюонов все еще имеет атмосферное происхождение, но под углами, большими примерно  $45^\circ$  к вертикали, доминируют мюоны нейтринного происхождения<sup>13</sup>. Детектор состоял из сцинтилляционных счетчиков для выделения мюонов и неоновых трубок для определения направления мюонов и некоторых других их характеристик (присутствие сопровождающих частиц, идущих из скальных пород, или вторичных продуктов реакций в различных поглощающих слоях аппаратуры). Пять таких «телескопов» работали вместе с магнитными спектрографами, определяющими импульс и знак заряда проникающих частиц.

Всего было зарегистрировано 15 событий, которые можно связать с нейтрино. Из этих событий по крайней мере шесть соответствуют частицам, движущимся вверх, что является безусловным доказательством их нейтринного происхождения<sup>13</sup>. Количество ожидаемых частиц было вычислено при различных предположениях о массе промежуточного бозона и о характере неупругого сечения. Эти предсказания отражены на рис. 4, где они сравниваются с данными наблюдений. После описания следующего эксперимента мы обсудим эти предсказания и то, до какой степени эксперимент может подтверждать правильность какой-либо из этих возможностей.

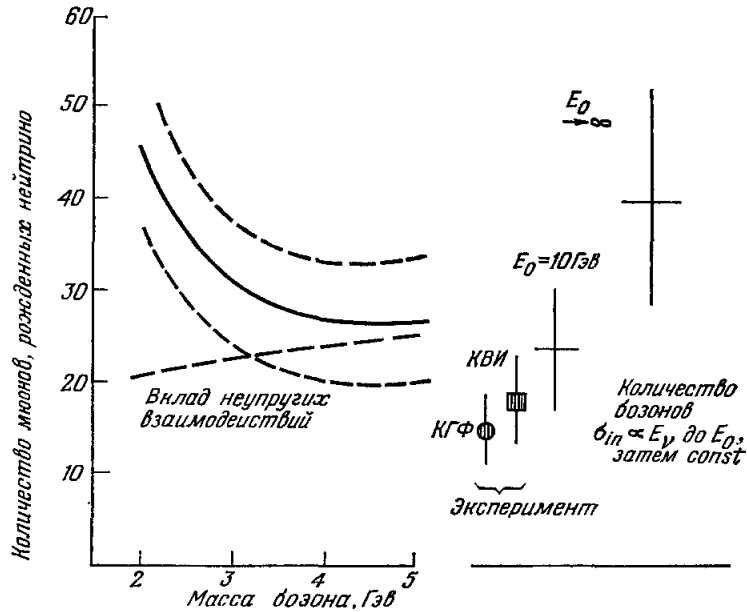


Рис. 4. Сравнение экспериментального и теоретического количества мюонных нейтрино в экспериментах с космическими лучами.

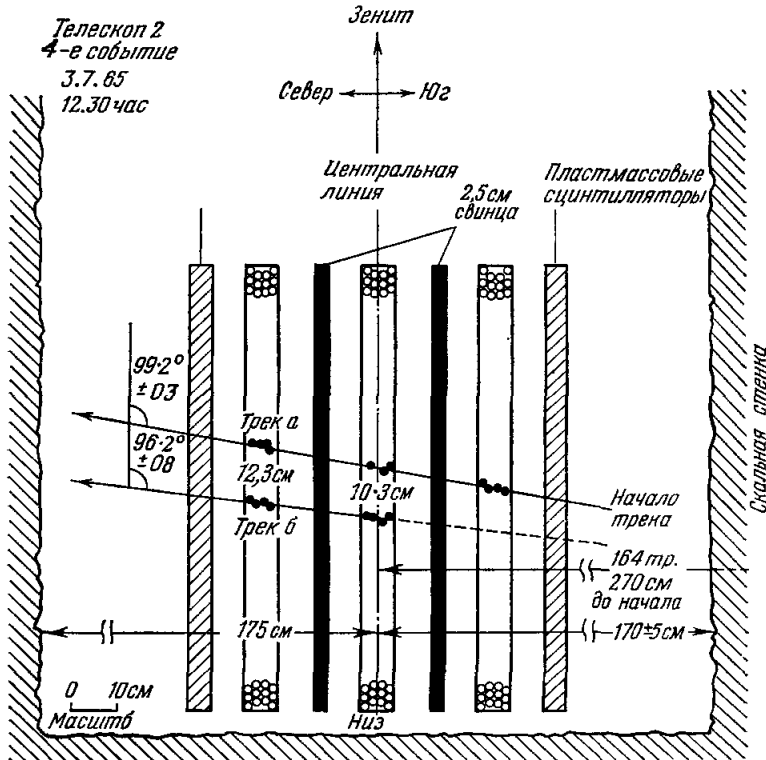


Рис. 5. Схематическое изображение эксперимента, в котором сфотографированы треки с помощью искровых трубок.

Черные точки обозначают разряды в трубках (на схеме изображена только 1/3 нижней части телескопа). Как видно из рисунка, треки могут пересекаться либо в воздухе вблизи скальной стены с южной ее стороны, либо в самой стене на глубине не больше метра (КГФ-эксперимент).

В результате применения визуальных детекторов были обнаружены продукты неупругих взаимодействий, а также случаи движущихся вверх мюонов. На рис. 5 дан один из первых примеров неупругого взаимодействия: две движущиеся вверх частицы, исходящие из внутренней скальной стенки. Другой пример движущегося вверх мюона, который идентифицирован по небольшому ливню, приведен на рис. 6. Однако последний пример нельзя считать типичным, поскольку средняя энергия большинства мюонов, образованных нейтрино, составляет лишь десятки *Гэв* (по сравнению с  $\sim 300$  *Гэв* для атмосферных мюонов), и, следовательно, они редко вызывают вторичные ливни.

Хотя случай, изображенный на рис. 5, и может быть вызван взаимодействием с образованием промежуточного бозона. ничего определенного утверждать нельзя, поскольку толщина поглотителя (5 см свинца) не была достаточной для того, чтобы можно было отличить мюоны от пионов (для *W* характерным должно быть образование двух расходящихся мюонов). С целью определения различия между мюонами и пионами были созданы спектрографы, а затем телескопы, но несомненных мюонных пар заметить не удалось.

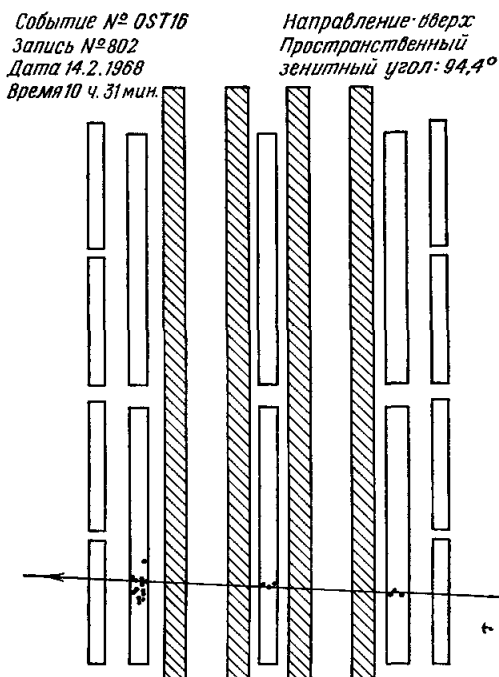


Рис. 6. Движущиеся вверх мюоны, образованные нейтрино.

### 3.5. Кейз — Витс — Ирвайн-эксперимент

Аппаратура больших размеров была создана группами из Кейз института (США), Витуотерсрандского института (Южная Африка) и Ирвайн университета (США) (эксперименты КВИ). Их последние результаты приводятся в обзоре Рейнеса и др.<sup>20</sup>. В первоначальных экспериментах детекторы были снабжены жидкими сцинтилляторами с общей площадью 165 м<sup>2</sup>, которые были смонтированы по обе стороны подземного туннеля (рис. 7, 19). Туннель был расположен на глубине 10 500 футов (8400 м водного эквивалента) в золотых коях в Южной Африке. Условие совпадения рожденных нейтрино мюонов состояло в одновременном появлении импульсов от сцинтилляторов с каждой стороны туннеля; точность определения направления частиц составляла  $\pm 19^\circ$ .

Поток атмосферных мюонов в туннеле был пренебрежимо мал, и зарегистрированные случаи можно было в основном отнести к мюонам, рожденным нейтрино.

Некоторая дополнительная информация поступала от импульсов, регистрируемых фотоумножителями, направленными на сцинтилляторы (по два с каждого конца). В случае одиночных частиц комбинация импульсов давала возможность определять энергетические потери частицы в баке

с точностью до 20—30%, а также грубо оценивать положение мюона вдоль сцинтиллятора.

Работы с помощью такой методики проводились с 1964 по 1968 г., и за это время было зарегистрировано 34 события, которые можно приписать нейтрину. Это количество было пересчитано для условий КГФ-эксперимента, и результаты приведены на рис. 4.

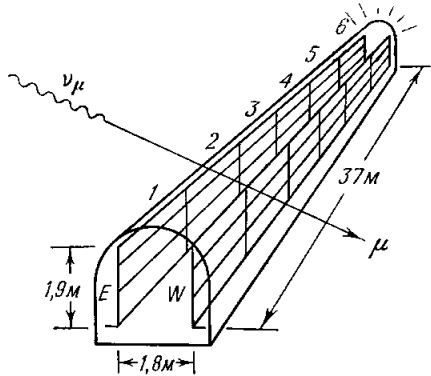


Рис. 7. Кейс — Витс — Ирвайн-эксперимент, 1-я фаза.

Глубина равна 8500 м водного эквивалента.

Ожидаемая скорость регистрации  $\nu$ -частиц новой аппаратурой составляет примерно 75 частиц в год.

В этих экспериментах интересными также были наблюдения некоторых множественных событий, хотя отсутствие пространственного разрешения приводит к некоторой неопределенности при их интерпретации. С целью улучшения разрешения, а также для увеличения скорости счета аппаратура была переоборудована, и недавно вступила в строй новая лаборатория, где сцинтилляторы, окруженные большим количеством неоновых искровых трубок, располагаются длинным рядом<sup>19, 20</sup>.

### 3.6. Интерпретация результатов

Подземные мюоны рождаются как при упругих, так и при неупругих взаимодействиях, и вычисления ожидаемых интенсивностей были выполнены для обоих этих процессов (см., например, <sup>13</sup> и <sup>12</sup>). Интерпретировать вклад упругих взаимодействий просто, поскольку из формы сечения, как функций энергии нейтрино, следует, что основной вклад вносится областью энергий в несколько  $Gэв$ , где сечение измерено непосредственно. Для неупругого взаимодействия существенный вклад вносится нейтрино с энергиями выше  $10 Gэв$ , для которых эксперименты на ускорителях еще не проделаны, и именно эту область энергий надеются исследовать в космических лучах.

Как упоминалось в разделе 3.2, последние результаты до  $10 Gэв$ , полученные на ускорителях, показывают, что неупругие сечения изменяются с  $E_\nu$  как  $0,6E_\nu \cdot 10^{-38} \text{ см}^2/\text{нуклон}$  ( $E_\nu$  измеряется в  $Gэв$ ). Кроме того, чтобы предсказать скорость счета мюонов, нужно знать долю  $f$  энергии, уносимой мюоном. При упругом взаимодействии  $f$  близко к единице, но очевидно, что для неупругого взаимодействия  $f$  значительно меньше. Данные, полученные в ЦЕРН, дают  $f \sim 2/3$  для неупругого взаимодействия, и это значение мы будем использовать (это относится к области, где  $\sigma_{\text{неупр}} \propto E_\nu$ ; когда  $\sigma_{\text{неупр}}$  насыщается, предполагается, что  $f \approx 1$ ).

Количество частиц, предсказываемое для КГФ-эксперимента, приведено на рис. 4. С левой стороны дано количество ожидаемых частиц, как функция массы бозона, а справа — количество частиц, ожидаемое для двух различных форм сечения. В одном случае  $\sigma$  перестает расти при энергиях нейтрино выше  $10 Gэв$ , а в другом — непрерывно увеличивается.

Указанные на рисунке штриховые кривые отвечают неопределенности при вычислениях потока нейтрино. Эти неопределенности в большей степени, чем ошибки эксперимента, ограничивают выводы, к которым можно



прийти в настоящее время. Из рис. 4 видно, что масса промежуточного бозона (если таковой вообще существует) должна быть выше примерно  $3 Gэв$ , и представляется маловероятным, что неупругое сечение растет неограниченно.

### 3.7. Будущие исследования нейтрино в космических лучах

Дополнительную информацию можно получить из данных об импульсе и знаке заряда детектируемых мюонов. Группа исследователей из университета в штате Юта (США) недавно начала эксперимент <sup>3</sup>, который должен дать такую информацию. Измерения в этом эксперименте основаны на принципе детектирования мюонов, движущихся вверх. В состав аппаратуры входит большое число водяных черенковских счетчиков (баков) для определения направления частиц, цилиндрических «звуковых» искровых камер и железных магнитов, с помощью которых можно измерять импульс мюона вплоть до  $100 Gэв/с$ . Ожидаемая скорость счета нейтринных мюонов составляет от 0,5 до 1 мюона в месяц, так что в течение нескольких лет будет достигнута удовлетворительная статистическая точность.

Если существует промежуточный бозон с массой, меньшей 3 или  $4 Gэв$ , то его можно обнаружить с помощью усовершенствованной методики КВИ или в экспериментах университета в штате Юта. Аналогичным образом с улучшением статистики и точности теоретических расчетов (а также измерений на ускорителях) можно будет в скором времени прийти к четким выводам о свойствах неупругого сечения выше  $10 Gэв$ .

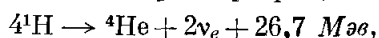
## 4. СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО \*)

### 4.1. Нейтринная астрономия

Нейтрино генерируют в процессе термоядерных реакций, которые считаются источником энергии большинства звезд. В связи с этим обстоятельством, а также с их необыкновенной проникающей способностью детектирование нейтрино от внеземных источников представляет огромный интерес для астрономии. Если такие частицы можно будет обнаружить, они снабдят астрономов дополнительной информацией. Дело в том, что при использовании обычных оптических и радиоастрономических методов принимается излучение от поверхности звезд, детектирование же нейтрино давало бы информацию о звездных глубинах. В настоящем разделе мы осветим современное состояние вопроса о поисках нейтрино от ближайшей звезды — Солнца.

### 4.2. Солнечная астрономия

В недрах Солнца, где температура достаточно высока ( $\sim 15 \cdot 10^6$  °К) для возникновения термоядерных процессов, протекает целый ряд реакций. В большинстве из них водород превращается в гелий:



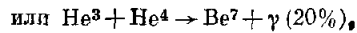
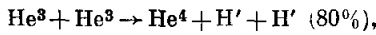
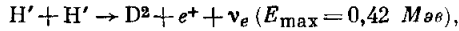
а большая часть выделившейся энергии появляется примерно через  $10^7$  лет в виде солнечных фотонов на поверхности Солнца. Полное число испущенных нейтрино не зависит существенным образом от температуры солнечных недр ( $T_c$ ); однако число нейтрино с высокими энергиями, т. е. частиц,

\*) См. также: Дж. Бакал. Солнечные нейтрино, УФН 101. 739 (1970). (Прим. перев.).

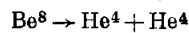
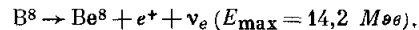
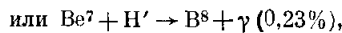
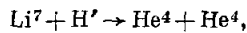
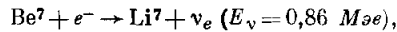
детектирование которых на Земле наиболее вероятно, очень чувствительно к  $T_c$ , и именно в связи с этим обстоятельством их обнаружение столь интересно. Если можно экспериментально измерить поток нейтрино, то можно определить  $T_c$  с большой точностью. Различные реакции, в которых происходит синтез гелия из водорода, изображены на рис. 8.

Потоки нейтрино, вычисленные для отдельных реакций, приведены на рис. 3 согласно <sup>1</sup>. В настоящее время наиболее важны нейтрино с максимальной энергией 14,2 Мэв, рождающиеся при распаде бора <sup>8</sup>B, который

#### ЦИКЛ ПРОТОН—ПРОТОН



Очень чувствительна к температуре



#### С—N—O-ЦИКЛ

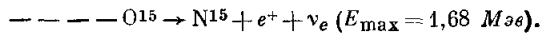
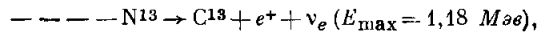


Рис. 8. Ядерные реакции в недрах Солнца (согласно Бете <sup>2</sup>, Камерону (1958) и Фаулеру (1958)).

образуется при термоядерной реакции <sup>7</sup>Be с протонами. Высокая чувствительность к температуре (интенсивность потока, грубо говоря, пропорциональна  $T_c^{14}$ ) связана с необходимостью преодоления кулоновского отталкивания в реакциях <sup>7</sup>Be — протон. Конкурирующая реакция <sup>7</sup>Be + e<sup>-</sup>, конечно, не зависит от температуры.

Для теоретического предсказания значения  $T_c$  необходимо точное знание свойств целого ряда параметров, сведения о которых весьма ограничены. К таким параметрам относится химический состав солнечных недр в настоящее время, величины сечений реакций в областях энергий, где они не были непосредственно измерены. За последние 10 лет предсказанные значения менялись, и в настоящее время принимается величина  $T_c = 14,9 \cdot 10^6 \text{ }^\circ\text{K}$  <sup>1</sup>.

### 4.3. Методика детектирования солнечных нейтрино

Потоки солнечных нейтрино обладают сравнительно высокой интенсивностью, и, в принципе, при конструировании достаточно чувствительного детектора существенных проблем не возникает. Трудности связаны с распознаванием нейтринного сигнала и с выделением его из общего сигнала.

Здесь возможны два пути: можно детектировать реакцию обратного  $\beta$ -распада:  $\nu_e + n \rightarrow p + e^-$ , или регистрировать реакцию упругого рассеяния:  $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$ . Первую реакцию можно использовать, наблюдая электроны с высокой энергией или подсчитывая радиохимическим методом число превратившихся ядер. Преимуществом второго метода явля-

ется возможность определять направление падающего нейтрино, но соответствующее сечение меньше на несколько порядков величины.

Наиболее перспективным является радиохимический метод, в связи с чем был рассмотрен целый ряд возможных мишеней<sup>19</sup>. В настоящее время, в согласии с предложением Понтекорво<sup>17</sup>, применяется метод, в котором используется образование аргона при взаимодействии нейтрино с хлором. В реакции  $\nu_e + {}^{37}\text{Cl} \rightarrow {}^{37}\text{Ar} + e^-$  (порог 0,82 Мэв) возникает радиоактивный аргон, претерпевающий К-захват со временем жизни 35 дней.

Пороговая энергия, равная 0,82 Мэв, означает, что нельзя детектировать интенсивный поток нейтрино, возникающий в результате основной реакции протон — протон (см. рис. 8), но можно наблюдать другие реакции. Нейтрино с высокими энергиями, возникающие от ядер  ${}^8\text{B}$ , обладают особенно большим сечением, и около 80% захватов связано с этими чувствительными к температуре нейтрино.

#### 4.4. Эксперимент Дэвиса

В течение последних 10 лет Дэвис и его сотрудники совершенствовали методику детектирования нейтрино, основанную на захвате нейтрино ядром хлора. Основная идея этого метода — поместить большой объем  $\text{C}_2\text{Cl}_4$  под землю и собирать атомы радиоактивного аргона, образующиеся при

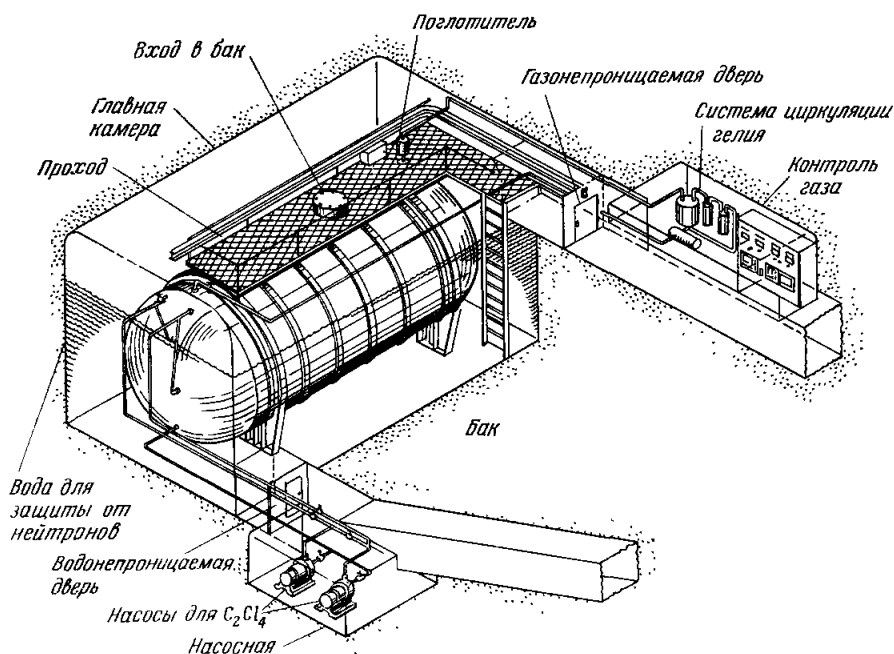


Рис. 9. Аппаратура, используемая Дэвисом и др. для поисков солнечных нейтрино<sup>2-20</sup>.

захвате нейтрино. Аргон собирают, пропуская через жидкость газообразный гелий. Затем аргон отделяется от гелия при прохождении через низкотемпературные угольные ловушки.

После предварительных исследований и подземных экспериментов с детектором объемом  $6,1 \text{ т}^3$  к 1967 г. установка была создана полностью.

Эта установка <sup>9</sup> схематически изображена на рис. 9. В горизонтальном цилиндрическом баке содержится около 100 000 галлонов  $C_2Cl_4$ . Бак расположен в специально созданной подземной лаборатории на глубине 1490 м в Хомстейкских золотых копях в Южной Дакоте.

После 100-дневной работы бака происходит экстракция растворенного в нем аргона с помощью пропускания через жидкость 20 000 литров газообразного гелия. После прохождения экстрагированной смеси через угольные ловушки, охлажденные до 77° К, очищенный аргон помещается в небольшой пропорциональный счетчик, где производятся поиски рентгеновских лучей с энергией 2,8 кэв, следующих за К-захватом.

Прежде чем обсуждать достигнутые результаты эксперимента, полезно рассмотреть вопрос о паразитном фоне. Наиболее серьезные помехи связаны с образованием в баке ядер  $^{37}Ag$  под действием космических лучей

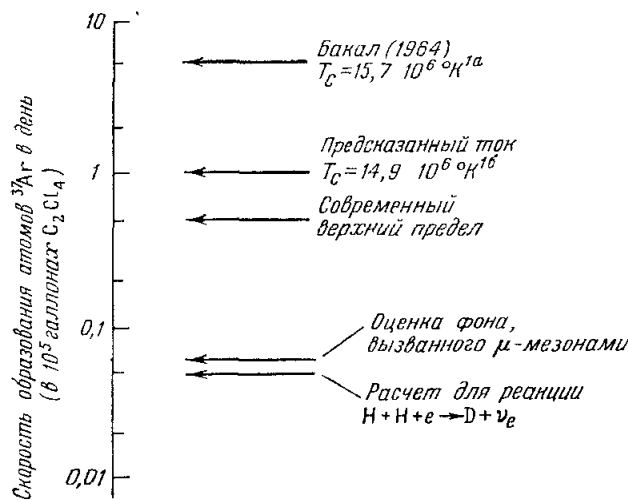


Рис. 10. Теоретические оценки, связанные с поисками солнечных нейтрино.

нами от радиоактивных  $\alpha$ -частиц, образующихся в скалах. Эти нейтроны создают протоны в результате реакции  $^{35}Cl(n, p)$ , а протоны, в свою очередь, образуют ядра  $^{37}Ag$ . Соответствующий фон составляет от 0,1 до 0,3 атомов  $^{34}Ag$  в день. Этот фон, в отличие от первого, можно устранить, окружив бак водой; фактически подземная водная камера уже подготовлена.

Результаты двух длительных экспозиций были опубликованы <sup>9, 10</sup>. Продолжительность экспозиций составляла 110 и 130 дней, причем, согласно оценке,  $^{37}Ag$  детектировался полностью. За каждой экспозицией следовал длительный период работы со счетчиками. Результат сравнивался с числом отсчетов, полученным на пропорциональном счетчике, регистрирующем только фон (последний связан с внутренним фоном самого счетчика и с эффектами космических лучей). К сожалению, не было зарегистрировано достоверных отсчетов над фоном. В связи с этим был сделан вывод, что скорость образования атомов  $^{37}Ag$  в баке меньше 0,5 атома в день, хотя совсем недавно (Дэвис, частное сообщение) на основании полученных экспозиций, проводимых в улучшенных условиях, можно предполагать, что счет нейтрино равен 0,4 атома  $^{37}Ag$  в день. Очень интересно, подтвердятся ли эти результаты. Если число «полезных» отсчетов окажется намного меньше, то это отвечало бы температуре  $T_c$  меньше  $14 \cdot 10^6$  °К, что действительно смутило бы астрофизиков.

в результате реакции  $^{37}Cl(pn)^{37}Ag$ , генерируемой протонами, возникающими при взаимодействиях мюонов с высокими энергиями. Эта помеха очень быстро уменьшается с глубиной, и ко времени создания аппаратуры глубина в 1490 м считалась достаточно большой для получения разумного соотношения полезного сигнала к фону (рис. 10). Было вычислено, что на такой глубине помеха составляет около 0,06 атомов  $^{37}Ag$  в день. Вторая помеха связана со вторичными нейтро-

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. a) J. N. Bahcall, Phys. Rev. Lett. **12** (11), 300 (1964); **17** (71) 398 (1966).
  - 6) J. N. Bahcall, N. A. Bahcall, G. Shaviv, Phys. Rev. Lett. **20**, 1209 (1968).
  2. H. Bethe, Phys. Rev. **55**, 434 (1939).
  3. H. E. Bergeson, J. W. Keuffel, M. O. Larson, E. R. Martin, G. W. Mason, Phys. Rev. Lett. **19**, 487 (1967).
  4. G. Bernardini et al., Phys. Lett. **13**, 86 (1964).
  5. G. Bernardini, Proc. Intern. School of Physics «Enrico Fermi», Varenna, Course 32 «Weak Interactions and High Energy Neutrino Physics», ed. by T. D. Lee, p. 1. Academic Press, New York (1966).
  6. M. M. Block, et al., Phys. Rev. Lett. **12**, 281 (1964).
  7. G. Danby et al., Phys. Rev. Lett. **9**, 36 (1962).
  8. R. Davis, Phys. Rev. Lett. **12**, 302 (1964).
  9. R. Davis, D. S. Harmer, K. C. Hoffman, Phys. Rev. Lett. **20**, 1205 (1968).
  10. R. Davis, Proc. Moscow Neutrino Conference, Lebedev Institute (1969).
  11. E. Fermi, Nuovo Cimento **11**, 1 (1934).
  12. S. Krishnasamy et al., Proc. Informal Conf. on Neutrino Physics, CERN, 1970.
  13. M. G. K. Menon et al., Proc. Roy. Soc. **A301**, 137 (1967).
  14. J. L. Osborne, Proc. Informal Conf. on Experimental Neutrino Physics. CERN (65-32). (1965), p. 73.
  15. W. Pauli, Aufsätze und Vorträge, Berlin (1930), S. 159.
  16. D. H. Perkins, Proc. Topical Conf. on Weak Interactions. CERN (69-7), 1 (1969).
  17. B. M. Pontecorvo, Nat. Res. Coun. Can. Rep. P. D., 205 (1946).
  18. F. Reines, C. L. Cowan, Phys. Rev. **92**, 830 (1953).
  19. F. Reines, Proc. Roy. Soc. **A301**, 125 (1967).
  20. F. Reines, et al., Proc. Moscow Neutrino Conf. **1**, 25 (1969).
  21. A. D. Weissenberg, Muons, North Holland Publishing Company, Amsterdam (1967).
  22. A. W. Wolfendale, Proc. Int. Cosmic Ray Conf., Calgary (1968).
-