

**ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ.
НЕЙТРИНО И ЗВЕЗДНЫЙ НУКЛЕОСИНТЕЗ.**

Станоева Р. Ж.

НЭОРЯФ, ЛВЭВБ, ОИЯИ, 141980 Дубна, Россия.
Институт ядерных исследований, БАН, София, Болгария.

АННОТАЦИЯ

В работе рассматриваются ядерные реакции, происходящие в недрах звезд и обуславливающие их эволюцию от стадии звездообразования до конечных стадий взрыва или коллапса. Ближайшей и самой важной для землян звездой является Солнце. Термоядерные реакции, происходящие в глубинах Солнца, делают его основным источником нейтрино в околоземном пространстве. Изучение нейтрино и его природы является крайне важным как для физики частиц, так и для понимания устройства Вселенной в целом.

СОДЕРЖАНИЕ

1 ВВЕДЕНИЕ	2
2 ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ	3
2.1 ПРОТОН-ПРОТОННЫЙ (PP) ЦИКЛ.....	4
2.2 CNO-ЦИКЛ.....	6
3 СЕЧЕНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ	9
4 ЯДЕРНЫЕ S-ФАКТОРЫ ПРОТОН-ПРОТОННОЙ ЦЕПОЧКИ	11
4.1 $S_{11}(0)$	11
4.2 РЕАКЦИЯ ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$	12
4.3 РЕАКЦИЯ ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$	13
4.4 РЕАКЦИЯ ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$	15
5 ОТКРЫТИЕ НЕЙТРИНО	16
6 СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО	18
6.1 РЕГИСТРАЦИЯ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО.....	18
6.2 РАДИОХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД.....	18
6.3 ПРЯМОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО.....	20
6.4 ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ НЕЙТРИНО.....	20
7 ЗАКЛЮЧЕНИЕ	23
8 ЛИТЕРАТУРА	24

1 Введение

Интерес к исследованию процессов, происходящих на Солнце, непрерывно растет, и это особенно примечательно на фоне важнейших достижений в астрофизике в целом. Земля является одной из планет солнечной системы, а Солнце ближайшей к Земле звездой, с которой мы неразрывно связаны. Солнце это единственная звезда, которую мы видим не как точку, а как пространственно протяженный объект. Данная особенность Солнца по отношению к Земле определяет как особый интерес, так и возможности его детального изучения. Солнце представляет собой гигантскую лабораторию, где можно проверять сценарии и модели эволюции звезд, связанные с основополагающими проблемами атомной физики, космологии, физики элементарных частиц и т. д.

Открытие космических лучей в 1912 году положило начало астрофизике высоких энергий и сразу же поставило вопрос о местоположении и механизме ускорения космических лучей. При этом Солнце является наиболее доступным объектом для детального изучения механизма генерации ускоренных частиц, по сравнению с другими астрофизическими источниками.

Солнце является астрофизическим объектом, оказывающим наибольшее влияние на Землю и ее обитателей. Оно согревает нас своим теплом и дарит свет; именно Солнце способствовало появлению всего живого на Земле и является источником всех видов энергии, используемой человечеством.

Земля погружена во внешнюю исключительно подвижную атмосферу Солнца и, следовательно, подвергается сильному влиянию «погоды» на Солнце. Оно воздействует на климат и биосферу, приводит в движение атмосферу нашей планеты и т. д. Сейчас, когда изучение окружающей среды становится одной из самых актуальных проблем, исследование солнечно-земных связей приобретает особое научное значение.

Результаты многолетних экспериментов по регистрации солнечных нейтрино проливают свет на механизм термоядерных реакции в глубоких слоях Солнца. Дефицит солнечных нейтрино - это одна из двух загадок Солнца. Другая - это солнечные вспышки, богатые излучением ${}^3\text{He}$.

Реферат разделен на отдельные главы, которые включают в себя детальное описание термоядерных реакций в звездах, сечения их образования, ядерные S-факторы протон-протонной цепочки для реакций: $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$, ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$, ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$. В заключении обсуждается теория осцилляций нейтрино, позволившая разрешить разногласие между экспериментальными данными по потоку солнечных нейтрино и стандартной моделью Солнца.

2 Термоядерные реакции в звездах

В настоящее время мы можем судить о том, как устроена Вселенная вплоть до масштабов расстояний порядка 10-20 млрд световых лет. То, что мы видим - это области очень компактной концентрации материи (горящие и угасшие звезды вместе с планетными системами, объединенные в галактики) и огромные пространства “пустоты” между ними. Все это заполнено веществом и излучением (включая нейтрино). Вещество концентрируется в звездах и планетах, главным образом, в виде нуклидов (атомных ядер с различным числом Z протонов и N нейтронов) девяноста двух химических элементов от водорода ($Z = 1$) до урана ($Z = 92$). Все разнообразие ядерного состава Вселенной сводится примерно к 300 нуклидам, и современный уровень науки позволяет объяснить историю появления этих нуклидов и их распространенность.

Масса четырех ядер водорода (протонов) больше, чем сумма масс ядра ${}^4\text{He}$ и двух позитронов, так что возможен процесс



где $Q = (4m_p - m_{\text{He}} - 2m_e) = 26,8 \text{ МэВ}$ — выделяющаяся энергия; m_p , m_{He} , m_e — массы протона, гелия и позитрона.

Энергия выделяется за счет перестройки ядер: вместо свободных протонов образуются ядра гелия, связанные ядерными силами, и часть массы протонов (около 1%) освобождается в виде кинетической энергии продуктов реакции. Радиус действия ядерных сил очень мал ($\sim 2 \cdot 10^{-13} \text{ см}$), и вероятность нахождения четырех протонов в малом объеме ничтожна, даже для центральных областей звезд с плотностью 10^2 - 10^3 г/см^3 .

Химический состав Солнца и большинства звезд одним горением водорода объяснить нельзя: 73% водорода, 25% гелия, около 2% легких элементов (C, N, O), и совсем нет дейтерия и трития (до 0,001%), которые так охотно вступают в реакции термоядерного синтеза в земных научных лабораториях.

Бете и Вайцеккер (1938-1939 годов) показали, что возможны две различные последовательности реакций преобразования 4-х ядер водорода в ядро ${}^4\text{He}$, которые могут обеспечить достаточное выделение энергии для поддержания светимости звезды:

— протон-протонная цепочка (pp-цепочка), в которой водород превращается непосредственно в гелий;

— углеродно-азотно-кислородный цикл (CNO-цикл), в котором в качестве катализатора участвуют ядра C, N и O.

Какая из этих двух реакций играет более существенную роль, зависит от температуры звезды (рис. 1).

В звездах, имеющих массу, сравнимую с массой Солнца и меньше, доминирует протон-протонная цепочка. В более массивных звездах, имеющих более высокую температуру, основным источником энергии является CNO-цикл. При этом, естественно, необходимо, чтобы в составе звездного вещества присутствовали ядра С, N и О.

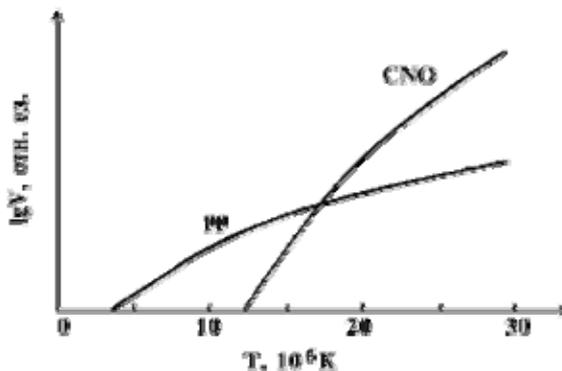


Рис. 1. Зависимость от температуры логарифма скорости V выделения энергии в водородном (pp) и углеродном (CNO) циклах

2.1 Протон-протонный (pp) цикл

При температуре внутренних слоев Солнца $T = 1.5 \cdot 10^7$ К доминирующую роль в выделении энергии играет протон-протонная цепочка реакций, представленная на рис. 2.

Первая реакция в цепочке – взаимодействие двух ядер водорода с образованием дейтрона, позитрона и нейтрино. Эта реакция происходит в результате слабого взаимодействия и является определяющей в скорости всей pp-цепочки ($t = 5.8 \cdot 10^9$ лет). На втором этапе в результате взаимодействия образовавшегося дейтрона с водородом происходит образование изотопа ^3He с испусканием γ -кванта. Далее может реализоваться одна из двух возможностей. С вероятностью 69% происходит реакция:



и с вероятностью 31% - реакция с участием дозвездного ^4He



Образовавшееся ядро ${}^7\text{Be}$ в 99.7% случаев вступает в реакцию с электроном (ppII-цепочка) и в 0.3% случаев - с протоном (ppIII-цепочка). Существенным является наличие в ppIII-цепочке реакции:



которая дает поток высокоэнергичных нейтрино, доступный для регистрации. Полная энергия (суммарная энергия реакции Q), выделяющаяся в результате синтеза изотопа ${}^4\text{He}$ из 4 протонов, составляет 24.7 МэВ - для цепочек ppI и ppIII и 25.7 МэВ для цепочки ppII. Образующиеся при синтезе позитроны аннигилируют, увеличивая энерговыделение для всех цепочек до 26.7 МэВ.

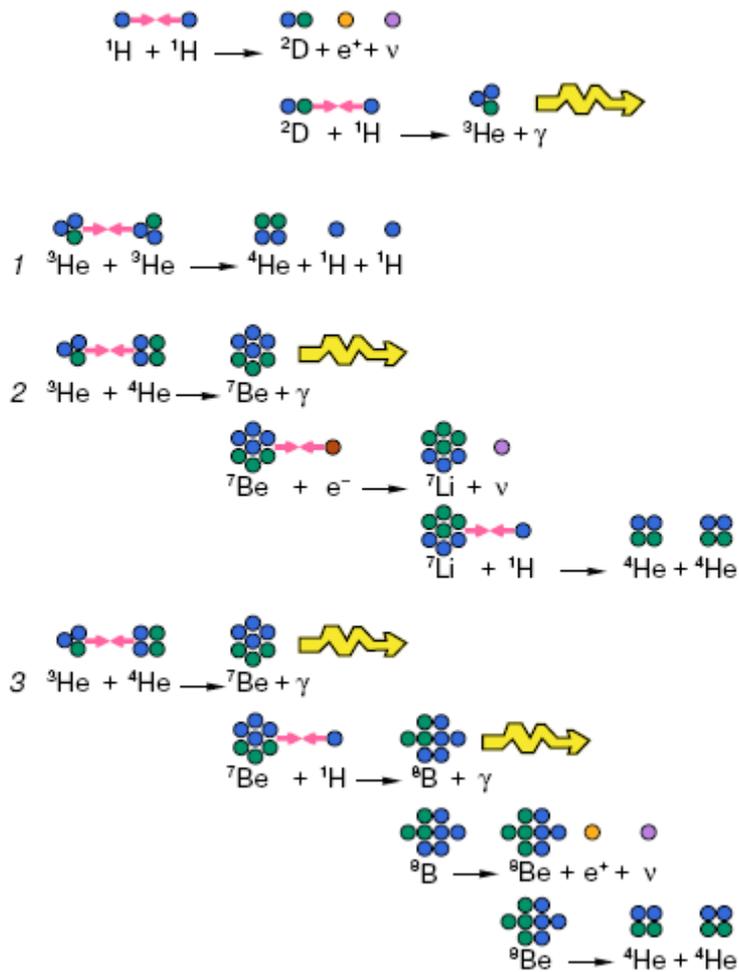


Рис. 2. Протон - протонная цепочка.

Водородный цикл может начинаться также с реакции:



При плотностях, характерных для звезд массы Солнца и $T \sim 10^7 \text{ К}$, она реализуется в 400 раз реже реакции

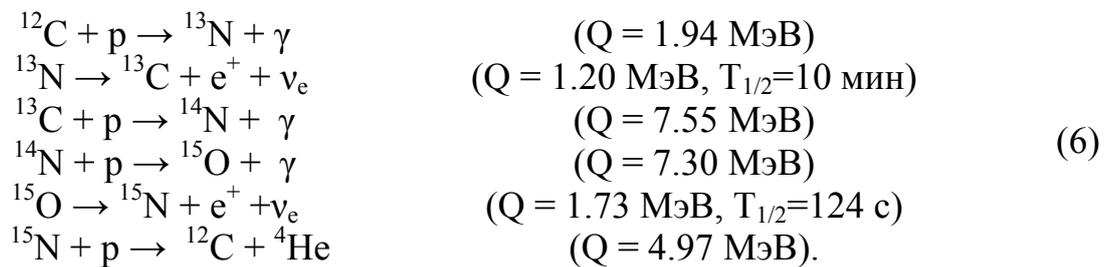


В звездах с массой большей, чем у Солнца, pp-цепочка не является главным источником энергии. Вещество звезд второго поколения наряду с водородом и гелием содержит более тяжелые элементы, образующиеся в реакциях горения водорода и гелия, и, в частности, азот, углерод, кислород, неон и другие. Эти элементы играют роль катализаторов в реакциях горения водорода.

Когда температура в центре звезды приближается к 20 МК, в звездах начинает реализовываться цепочка ядерных реакций, в ходе которой ядра углерода испытывают ряд последовательных превращений, а из водорода образуется гелий. Эта цепочка реакций называется CNO - циклом.

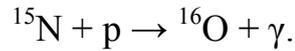
2.2 CNO-цикл.

Особенность CNO-цикла состоит в том, что он, начинаясь с ядра углерода, сводится к последовательному добавлению 4-х протонов с образованием в конце CNO-цикла ядра ${}^4\text{He}$ (рис. 3). Последовательность реакций, первоначально предложенная Бете и Вайцеккером, имеет вид



Цикл начинается с ядерной реакции между ядрами водорода и имеющимися в звезде ядрами углерода. Образующийся радиоактивный изотоп ${}^{13}\text{N}$ в результате β^+ -распада превращается в изотоп ${}^{13}\text{C}$. Затем в результате последовательного захвата двух протонов происходит образование ядер ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{15}\text{O}$. Радиоактивное ядро ${}^{15}\text{O}$ в результате β^+ -распада превращается в изотоп ${}^{15}\text{N}$. Завершается CNO-цикл реакцией захвата ядром ${}^{15}\text{N}$ протона с образованием ядер ${}^{12}\text{C}$ и ${}^4\text{He}$. Таким образом, в

CNO-цикле ядра азота, углерода и кислорода играют роль катализаторов – количество этих ядер в результате ядерных реакций не изменяется. Последующее изучение скоростей ядерных реакций с участием различных изотопов углерода, азота и кислорода показало, что может происходить разветвление CNO-цикла в результате реакции



Это разветвление происходит, примерно, в одном случае на 90 основных циклов I.

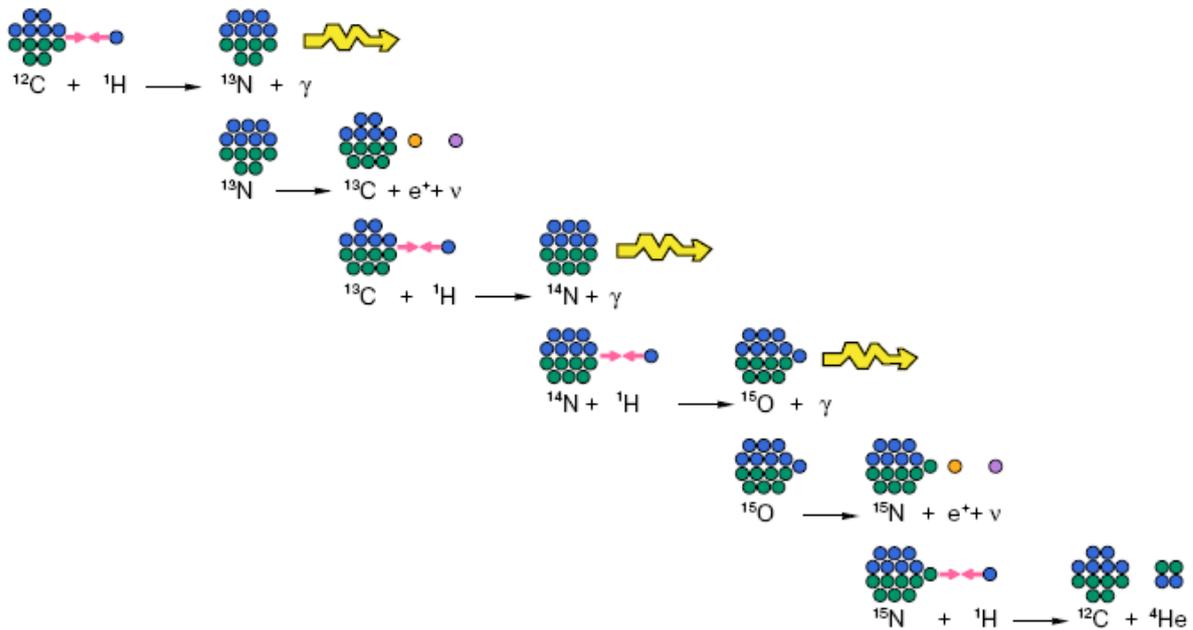
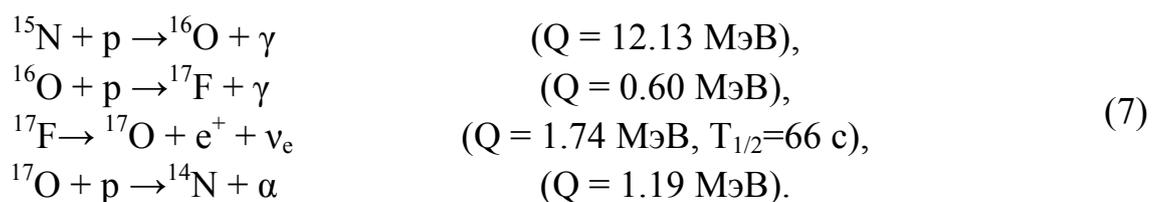
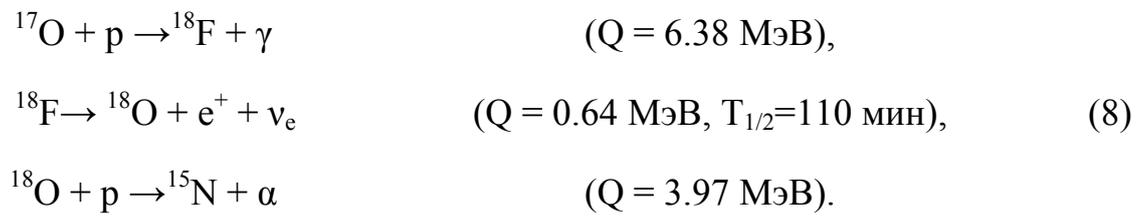


Рис. 3. CNO - цикл.

Цикл II имеет следующую последовательность реакций



Возможно еще большее усложнение CNO-цикла за счет цепочки реакций III:



3 Сечение ядерных реакций

Когда сталкиваются две субатомные частицы (например, α -частица и ядро золота в опыте Резерфорда), между ними может произойти взаимодействие, в котором частицы сохраняют неизменными все свои характеристики. Основной величиной, характеризующей столкновение микрообъектов, является эффективное сечение или просто сечение.

Величина сечения реакции зависит от типа и энергии частиц, а также характера их взаимодействия:

- Сечение упругого рассеяния нейтронов с энергией ≈ 10 МэВ на атомных ядрах: $\sigma(n,n) \approx 0.1$ барн. Реакция происходит в результате сильного взаимодействия между нейтроном и ядром

- Сечение радиационного захвата тепловых нейтронов ($E_n \approx 10^{-2}$ эВ) с атомными ядрами вблизи энергии возбужденного состояния ядра: $\sigma(n,\gamma) \approx 10^6$ барн. Эта реакция также происходит в результате сильного взаимодействия. Сечение сильно зависит от энергии и механизма реакции.

- Сечения фотоядерных реакций на атомных ядрах в области гигантского дипольного резонанса (≈ 10 МэВ): $\sigma(\gamma, n) \approx 10^{-3}$ барн. Реакция происходит в результате электромагнитного взаимодействия.

- Сечение реакции слабого взаимодействия под действием реакторных нейтрино ($E_\nu \approx 1$ МэВ): $\sigma(\nu + n \rightarrow e^- + p) \approx 10^{-20}$ барн = 10^{-44} см².

При построении солнечных моделей в качестве исходных данных приходится использовать точные экспериментальные результаты. Ядерные реакции в недрах Солнца протекают при энергиях, характерных для распределения Максвелла-Больцмана при температуре среды $\leq 15 \cdot 10^6$ К. Следовательно, преобладающий диапазон энергий лежит в окрестности нескольких килоэлектронвольт, т.е. в областях энергий, где эффективные сечения много ниже значений, при которых возможны лабораторные измерения. Поэтому данные, полученные при более высоких энергиях, необходимо экстраполировать до более низких значений – до уровня нескольких десятков килоэлектронвольт. С этой целью полезно уметь оценить скорости протекания различных ядерных реакций:

$$\langle \sigma v \rangle = 1.3005 \times 10^{-15} \left[\frac{Z_1 Z_2}{A T_6^2} \right]^{1/3} f S_{eff} \times \exp(-\tau) \quad \text{см}^3 \text{с}^{-1}. \quad (9)$$

В этом выражении Z_1 и Z_2 — заряды взаимодействующих частиц; A_1 и A_2 — массовые числа; $A = A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ — приведенная масса; T_6 — температура в единицах 10^6 К; S_{eff} — коэффициент нерезонансных процессов или S-фактор (KeV b). Наивероятнейшая энергия, при которой происходит процесс, это E_0

$$E_0 = [(\pi\alpha Z_1 Z_2 kT)^2 (mAc^2/2)]^{1/3} = 1.2204[(Z_1 Z_2 T_6)^2 A]^{1/3} \text{ КэВ}, \quad (10)$$

где E_0 — энергия Гамова.

τ — экспонента, характеризующая температурную зависимость, которую можно записать как:

$$\tau = 3E_0/kT \quad (11)$$

Величина f — фактор экранировки. Первый расчет сделан Солпитером в 1954 г.

Величина S_{eff} изменяется с изменением энергии E_0 очень медленно в системе центра масс, поэтому можно произвести для нее простую экстраполяцию из области измеряемых энергий в область низких энергий либо чисто эмпирически, либо, что более предпочтительно, исходя из модели ядерной реакции. Первый порядок при τ^{-1} (Бакал, 1966) [4],

$$S_{\text{eff}} = S(E_0) \left\{ 1 + \tau^{-1} \left[\frac{5}{12} + \frac{5S'E_0}{2S} + \frac{S''E_0^2}{S} \right]_{E=E_0} \right\}. \quad (12)$$

Здесь, $S' = dS/dE$. При $E=0$

$$S_{\text{eff}}(E_0) \cong S(0) \left[1 + \frac{5}{12\tau} + \frac{S' \left(E_0 + \frac{35}{36} kT \right)}{S} + \frac{S'' E_0 \left(\frac{E_0}{2} + \frac{89}{72} kT \right)}{S} \right]_{E=0} \quad (13)$$

где функция $S_{\text{eff}}(E_0)$ отличается от традиционно определяемого астрофизического S -фактора множителем $(1 - \exp(-2\pi\eta))$, который дает поправку менее двух процентов на кулоновском барьере и менее 0,25% в области энергий < 1 МэВ. Здесь не делается различие между астрофизическим S -фактором и функцией $S(E)$.

В случае стандартной солнечной модели (см. Бакал 1989) [5] ядерная энергия и поток pp нейтрино генерируются в довольно широком диапазоне температур $8 < T_6 < 16$. Другие важные ядерные реакции реализуются в более узком диапазоне, например, поток ${}^8\text{B}$ -нейтрино генерируется в температурном диапазоне: $13 < T_6 < 16$.

4 Ядерные S-факторы протон-протонной цепочки

Для оценки величины энергии, выделяющейся в pp-цепочке, сечение реакции σ_{ij} для частиц i, j , вступающих во взаимодействие, можно записать в виде:

$$\sigma_{ij}(E) \approx (S_{ij}(E)/E)\exp\{-2\pi\eta(E)\}. \quad (14)$$

В качестве индексов i, j обычно используют точно определенные значения массовых чисел начального состояния, например, S_{34} для реакции ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$.

4.1 $S_{11}(0)$.

Исходной реакцией, с которой начинаются все рассматриваемые ядерные цепочки, является обратный процесс β -распада $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$. Эта реакция много медленнее всех остальных, и поэтому температурный режим, господствующий в солнечном ядре, в значительной степени определяется ее скоростью. За прошедшее десятилетие расчетное значение величины S_{11} изменялось на несколько процентов; самое последнее значение величины S_{11} составляет $4 \cdot 10^{-22}$ КэВ·барн.

В табл. 1 приведены значения коэффициента S_{ij} при $E=0$ для некоторых реакций pp - цикла.

Таблица 1. Значение коэффициента S_{ij} в реакциях pp-цикла

Реакция	S_{ij}	Значения S_{ij} , МэВ·барн
$p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$	S_{11}	$4 \cdot 10^{-25}$
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2p$	S_{33}	5.4
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	S_{34}	$0.52 \cdot 10^{-3}$
${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	S_{17}	$0.29 \cdot 10^{-4}$

Значения S_{ij} и их неопределенности, приведенные в таблице 1, позволяют получить представление о сложности расчетов ядерных реакций в звездах и точности, достигнутой на сегодняшний день.

4.2 Реакция ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2\text{p}){}^4\text{He}$

В 1972 г. Фаулер [16], Копысов и Фетисов [22] вели дискуссию по поводу существования резонанса в реакции ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + 2\text{p}$. По энергии столкновения, резонанс мог быть настолько низким и узким, что в предыдущих измерениях его не удалось заметить. Ему должен соответствовать резонанс с малой шириной в ядре ${}^6\text{Be}$ с энергией возбуждения около 11,5 МэВ. Такой резонанс вполне мог объяснить низкий поток солнечных нейтрино, поскольку он приводил бы к усилению канала ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ за счет альтернативной ветви ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$. Наиболее детальный экспериментальный анализ выполнил Двараканат, который расширил интервал измеренных значений в области низких энергий вплоть до энергии (в системе центра масс) $E_{\text{см}}=30$ КэВ. Результаты измерений, выполненных Двараканотом [13] в 1974 г., почти на 25% ниже результатов, полученных в других экспериментах (см., например, работы Двараканата и Уинклера [14], Бейчера и Томбрелло (неопубликованные данные этих авторов представлены в работе [14]). По опубликованному экспериментальному материалу трудно произвести усреднение, потому что в некоторых работах не приведен анализ источников ошибок. Необходимо принять более низкое значение, чем использовалось раньше:

$$S(E_0) = 5.3 \pm 0.05(\text{стат}) \pm 0.30(\text{сист}) \quad \text{МэВ}\cdot\text{барн},$$

указаны статистическая и систематическая экспериментальные ошибки (см. рис. 4).

Рисунок 4 демонстрирует экспериментальные результаты для сечений астрофизического S-фактора реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2\text{p}){}^4\text{He}$. Пик Гамова для центральной температуры в центре Солнца показан в произвольных единицах. Данные приведены для ядра с нулевой энергии $S(0) = 5.4$ МэВ·барн и пика Гамова с $S = 5.3$ МэВ·барн. Рисунок 4 взят из работы Junker et al., [19]. Связи между $S(E)$ и $S_{\text{лаб}}(E)$ можно выразить как:

$$S(E) = S_{\text{лаб}}(E)\exp(-\pi\eta(E)U_e/E),$$

где $U_e = 240$ эВ — энергия лабораторного экранирования. При обработке результатов измерений, выполненных в этом эксперименте, получено: $S(0) = 5,4 \pm 0,05$ МэВ·барн, $S'(0) = -4,1 \pm 0,5$ барн и $S''(0) = 4,6 \pm 1,0$ барн/МэВ.

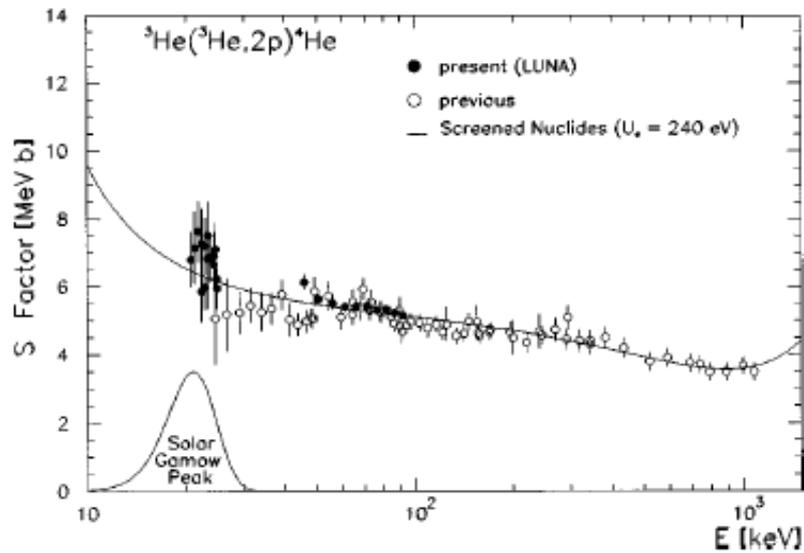


Рис.4 Астрофизический S-фактор реакции ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$.

4.3 Реакция ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$

Ким и др. [24] проанализировали реакцию ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, \gamma){}^7\text{Be}$ в рамках модели прямого радиационного захвата. В результате было обнаружено, что имеется хорошее согласие с данными предыдущих экспериментов [27,36] как для зависимости формы S-фактора от энергии, так и для отношения вероятностей захвата в основное и первое возбужденное состояния. Эти результаты находятся в хорошем согласии и с теоретическими расчетами Томбрелло и Паркера [39] - в пределах $\pm 1,25\%$ с $S_{34}(0) = 0,47 \text{ КэВ}\cdot\text{барн}$ (см. табл. 2). Как указал Паркер [34], лучше выполнить экстраполяцию для каждого набора данных, используя при этом нормированную теоретическую формулу. Если полученные таким образом S-факторы, равные $(0,47 \pm 0,05) \text{ КэВ}\cdot\text{барн}$ и $(0,58 \pm 0,06) \text{ КэВ}\cdot\text{барн}$, усреднить, то получим значение $S_{34}(0) = (0,52 \pm 0,04) \text{ КэВ}\cdot\text{барн}$. На рисунке 5 представлены экспериментальные данные и результаты теоретических расчетов для зависимости значений $S_{34}(E)$ от энергии E_{cm} .

Табл.2. Результаты измерений астрофизического S-фактора для реакции ${}^3\text{He}({}^4\text{He},\gamma){}^7\text{Be}$

$S_{34}(0)$, КэВ барн	Ссылка
0.47 ± 0.05	Parker and Kavanagh [36]
0.58 ± 0.07	Nagatani, Dwarakanath, and Ashery [27]
0.45 ± 0.06	Kräwinkel <i>et al.</i> [25]
0.52 ± 0.03	Osborne <i>et al.</i> [30,31]
0.47 ± 0.04	Alexander <i>et al.</i> [3]
0.53 ± 0.03	Hilgemeier <i>et al.</i> [18]
0.53 ± 0.04	Osborne <i>et al.</i> [30,31]
0.63 ± 0.04	Robertson <i>et al.</i> [37]
0.56 ± 0.03	Volk <i>et al.</i> [43]

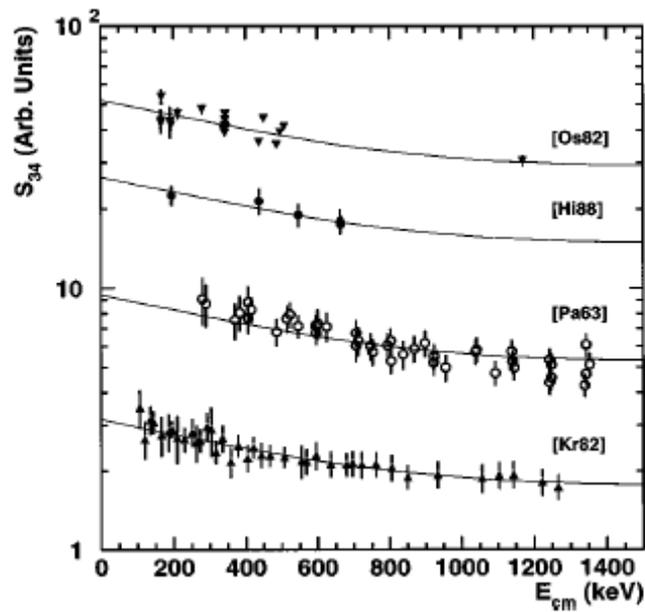


Рис.5. Зависимости от энергии E_{cm} экспериментальных значений $S_{34}(E)$: [Os82]:[30,31]; [Hi88]:[18]; [Pa63]:[36]; [Kr82]:[25]. Линиями приведены расчетные зависимости, полученные в [39].

4.4 Реакция ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$

На сегодняшний день имеется несколько независимых измерений сечения $S_{17}(0)$ для реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, результаты которых приведены в таблице 3. Все измерения приводились к одному и тому же нормировочному фактору, которым являлось сечение реакции ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$ при $E_d = 0.78$ МэВ.

Табл.3. Результаты измерений сечения реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$

$S_{17}(0)$, КэВ·барн	E_p , КэВ	Ссылка
$0,019 \pm 0,007$	800, 1400	[20]
$0,033 \pm 0,004$	483-1932	[32]
$0,025 \pm 0,003$	1000-3200	[42]
$0,032 \pm 0,03$	165-10000	[21]
$0,039 \pm 0,010$	360	[44]

Все значения $S_{17}(0)$, представленные в таблице 3, являются результатом независимых измерений эффективного сечения реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, проводившихся при разных энергиях налетающих протонов и экстраполированных с помощью одной и той же теоретической зависимости S-фактора от энергии.

Есть одна экспериментальная работа [44], в которой экспериментаторы для нормировки эффективности счета концентрации ${}^7\text{Be}$ в мишени не измеряли выход продуктов реакции ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$, использовали прямой способ определения концентрации ${}^7\text{Be}$ с помощью распределения интенсивности гамма-квантов от ${}^7\text{Be}$ по площади мишени.

Баркер [10-12] рассчитал сечение реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$, воспользовавшись моделью прямого захвата с потенциалом Вудса-Саксона. Одновременно он проанализировал все прежние теоретические схемы расчета. Его подход в общих чертах аналогичен модели Томбрело [40]. Он выделил тот факт, что значения параметров, которые подходят для описания результатов эксперимента с зеркальной реакцией ${}^7\text{Li}(d,p){}^8\text{Li}$, приводят к низкому значению S-фактора реакции ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ - $S_{17}(0) = 0,015$ КэВ·барн.

5 Открытие нейтрино

В двадцатых годах прошлого века в период блестящих открытий в области практического познания строения материи ученых-физиков занимал вопрос нарушения закона сохранения энергии при бета-распаде. Этот процесс состоит в самопроизвольном испускании электронов атомными ядрами – бета-распад ядра Z , имеющего заряд $+Ze$ по схеме $Z \rightarrow (Z+1)+e^-$. Однако, оказалось, что энергии вылетающих электронов в этом процессе не строго фиксированы, а имеют широкий спектр. В большинстве случаев энергии явно не хватало, по сравнению, с той, какую они должны были теоретически иметь – суммарная энергия частиц и гамма-квантов, образующихся в результате распада, оказывалась меньше энергии частиц, вступающих во взаимодействие. Создавалось впечатление, что нарушался закон сохранения энергии. Трудности были настолько серьезными, что некоторые крупные физики предлагали даже отказаться от этого фундаментального закона.

Несохранение энергии в данных реакциях имело довольно странный характер. Если энергия действительно не сохраняется в процессе бета-распада, то мы должны были бы ожидать, что иногда энергии электронов будет не хватать, а иногда появится "лишняя". Оказалось, что "выигрыша" энергии не бывает. Этот факт привел известного швейцарского физика Вольфганга Паули к выводу, что в бета-распаде образуется еще одна нерегистрируемая на опыте частица, забирающая на себя часть энергии. В связи с трудностями в обнаружении этой недостающей частицы, предполагалось, что она электрически нейтральна, имеет маленькую массу и маленькое сечение взаимодействия с веществом.

В 1931 году на международной конференции в Тюбингене Паули изложил свои идеи относительно предполагаемой нейтральной частицы с массой, намного меньшей, чем у нейтрона, – как он говорил, "маленького нейтрона". В 1933 году итальянский физик Энрико Ферми предложил называть эти частицу "нейтрино" ("neutrino", с итал. - "маленький нейтральный", "нейтрончик"). Так нейтрино было изобретено Паули, а окрещено Ферми.

Схема бета-распада выглядела следующим образом: $Z \rightarrow (Z+1)+e^- + \text{антинейтрино}$. Выделяющаяся суммарная энергия всех частиц имеет фиксированную величину, однако, она распределяется между продуктами распада так, что в разных случаях электрон получает ее разные порции. На данный момент распад нейтрона описывается схемой $n \rightarrow p+e^- + \text{антинейтрино}$. Внутри атомных ядер протон также может превращаться в нейтрон с испусканием позитрона и нейтрино: $p \rightarrow n+e^+ + \text{нейтрино}$.

В ходе опытов (первый из которых еще в 1934 г. поставил советский физик Александр Ильич Лейпунский) было обнаружено также, что суммарный импульс электрона и ядра отдачи $(Z+1)$ при бета-распаде ядра

Z не равен нулю – так как неуловимая частица уносит "исчезающий" импульс.

После открытия других элементарных частиц выяснилось, что нейтрино принимает участие не только в бета-распаде ядер, но и в других процессах. Например, при распаде пиона всегда "исчезает" около 30 МэВ. А в процессе захвата мюона ядром ${}^3\text{He}$: $\mu^- + {}^3\text{He} \rightarrow {}^3\text{H} + \text{нейтрино}$, обнаруженном в Объединенном институте ядерных исследований в Дубне, "исчезает" около 100 МэВ (энергия нейтрино), а ядра отдачи трития ${}^3\text{H}$ имеют энергию, всегда точно равную 1,9 МэВ.

В настоящее время известно, что существуют три типа нейтрино: электронное ν_e , мюонное ν_μ и тау-нейтрино ν_τ , имеющие такое же лептонное число (лептонный заряд), как и лептон. Электрически нейтральная элементарная частица со спином $1/2$ (в единицах постоянной Планка \hbar) и с исчезающе малым, по-видимому, нулевым, магнитным моментом H , принадлежит к группе лептонов, а по своим статистическим свойствам относится к классу фермионов. У каждого нейтрино существует двойник – антинейтрино, обладающий противоположным значением лептонного числа. Издавна стоит вопрос о массе нейтрино – она может быть нулевой, но ничто не запрещает ей и отличаться от нуля. В последнем случае нейтрино может играть большую роль в устройстве Вселенной, являясь одним из видов "темной материи", которая составляет большую часть массы Вселенной, и природа которой до сих пор не установлена. Экспериментальные пределы на массы нейтрино сейчас составляют $m_{\nu_e} < 4$ эВ, $m_{\nu_\mu} < 300$ КэВ, $m_{\nu_\tau} < 15$ МэВ.

С нейтрино была долгое время связана самая интригующая загадка Солнца – недостаток солнечных нейтрино, по сравнению, с тем, что дали бы термоядерные реакции, поддерживая его светимость на наблюдаемом уровне.

При всей своей важности нейтрино остается трудным объектом исследования из-за малого сечения взаимодействия с веществом. Именно поэтому изучение солнечных нейтрино приобретает большое значение для физики элементарных частиц.

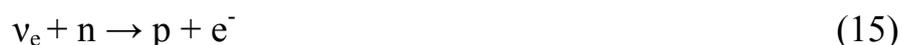
6 Солнечные нейтрино

Нейтрино являются единственными частицами, которые генерируются в термоядерной печи Солнца и беспрепятственно его покидают. Через ≈ 2 сек после их рождения в глубоких недрах нашего светила нейтрино уже «на свободе» и имеют в своей памяти детальную информацию о глубоких недрах Солнца [23].

Нейтринная астрофизика изучает физические процессы в космических объектах, происходящие с участием нейтрино. Проблемы регистрации космических нейтрино относятся к нейтринной астрономии.

6.1 Регистрация солнечных нейтрино

Нейтрино регистрируют с помощью реакций, которые они инициируют. Во-первых, нейтрино, если они обладают достаточной энергией, могут вызвать превращение одного из нейтронов атомного ядра в протон с испусканием электрона:



Во-вторых, нейтрино (любого типа, не только электронные) могут благодаря, так называемому, слабому взаимодействию с нейтральными токами (переносимому Z^0 -бозонами) возбуждать ядерные переходы с последующим испусканием γ -кванта. В-третьих, нейтрино, сталкиваясь с электронами, могут передавать им значительную долю своей энергии:



Для электронных нейтрино процесс (16) происходит как за счет нейтральных, так и заряженных токов (вызывающих β -распад). Для мюонного и тау-нейтрино реакция (16) происходит исключительно за счет нейтральных токов и вероятность ее меньше, чем для электронного.

Существуют несколько способов использования указанных реакций для детектирования солнечных нейтрино.

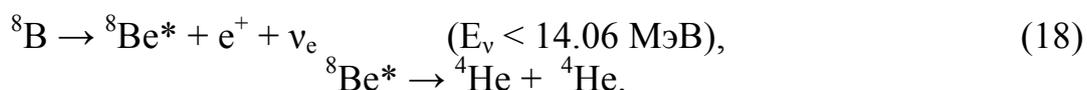
6.2 Радиохимический метод

Радиохимический метод детектирования нейтрино был предложен Б. Понтекорво в 1946 году. Метод состоит в измерении количества радиоактивных ядер, возникающих в результате реакции (15) на

нейтронах, входящих в состав ядер мишени. Наиболее подробно Б. Понтекорво рассмотрел хлор-аргонный метод, когда в реакции



образуются радиоактивные ядра ${}^{37}\text{Ar}^*$. Этот метод имеет большие технологические достоинства, позволяющие извлекать из огромной массы жидкости (в состав которой входит хлор) отдельные атомы радиоактивного аргона. Для реакции (17) энергия нейтрино должна превышать 0,814 МэВ. Поэтому с помощью хлор-аргонного метода можно, в основном, регистрировать, так называемые, борные нейтрино от реакции (18).



Частично регистрируются также бериллиевые нейтрино от реакции $e^- + {}^7\text{Be} \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ ($E_\nu = 0.86$ МэВ), пер-нейтрино от реакции $p + p + e^- \rightarrow d + \nu_e$ ($E_\nu = 1.4$ МэВ), а также нейтрино CNO-цикла. Опыты по регистрации солнечных нейтрино хлор-аргонным методом проводятся с 1962 года группой Дэвиса в подземной лаборатории Хоум-Стэйк (США). Используемая мишень содержит 600 т жидкости (перхлорэтилена C_2Cl_4). В Баксанской нейтринной лаборатории в Приэльбрусье готовился хлор-аргонный эксперимент с мишенью в несколько раз большей.

Нейтрино низкой энергии от реакции $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$ ($E_\nu < 0.4$ МэВ), составляющие основную долю солнечных нейтрино, регистрируются с помощью галлий-германиевого способа, предложенного В.А. Кузьминым. В этом способе используется реакция

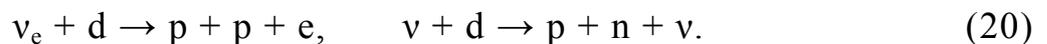


с образованием радиоактивных ядер германия, которые извлекаются из мишени и регистрируются радиохимическими методами. Для этой цели в Баксанской нейтринной лаборатории в совместном российско-американском эксперименте SAGE под руководством академика Г.Т. Зацепина используется мишень, содержащая 60т галлия. Аналогичный эксперимент GALLEX проводится в подземной лаборатории Гран-Сассо (Италия) на 30 т галлия.

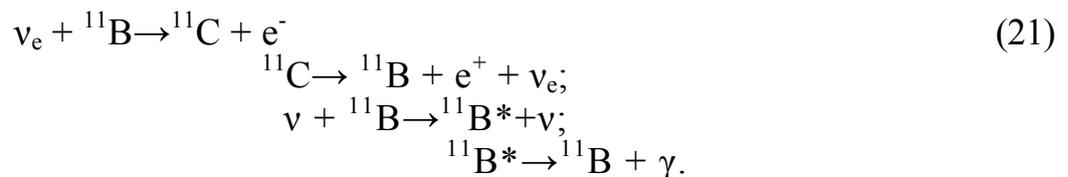
6.3 Прямое детектирование солнечных нейтрино

Прямое детектирование солнечных нейтрино осуществлено в экспериментах KAMIOKANDE (Япония) методом регистрации электронов отдачи в процессе $\nu + e^- \rightarrow \nu + e^-$. Мишенью служила обычная вода, в которой электроны отдачи (когда их скорость превышает скорость света в воде) испускают черенковское излучение, регистрируемое с помощью чувствительных фотоумножителей. Таким методом можно просматривать очень большой объем мишени - достаточно сказать, что в дальнейшем развитии этого эксперимента (SUPERKAMIOKANDE) используется цилиндрический бак высотой и диаметром около 40 м. Таким методом можно зафиксировать только наиболее энергичные (борные) нейтрино. Важнейшим качественным результатом эксперимента KAMIOKANDE явилось обнаружение того факта, что основная доля регистрируемых электронов летит в направлении от Солнца. Тем самым было непосредственно подтверждено, что регистрируемые события вызываются солнечными нейтрино.

Одна из новых гигантских установок по регистрации солнечных нейтрино, SNO в Канаде, использует в качестве мишени тяжелую воду (D_2O) и направлена на регистрацию процессов



Другая, BOREX в лаборатории Гран-Сассо, использует изотоп бора ^{11}B и способна регистрировать реакции



Важно, что в обеих установках будут регистрироваться одновременно процессы, вызываемые как заряженными, так и нейтральными токами.

6.4 Экспериментальное обнаружение нейтрино

Сложность экспериментального обнаружения нейтрино определяется колоссальной проникающей способностью этой частицы. Для примера можно сказать, что нейтрино могут беспрепятственно проникать сквозь чугунную плиту толщиной в миллиарды раз больше расстояния от Земли до Солнца. Другими словами, требуется пропускать через материал

детектора огромное количество нейтрино, чтобы хоть одно из них могло вызвать какой-нибудь эффект.

Поэтому нейтринные установки размещают глубоко под землей и часто снабжают активной защитой, исключающей события, вызванные заряженной компонентой космических лучей (в основном мюонами, а также нейтронами).

Регистрация на Земле четырьмя независимыми установками потока солнечных нейтрино подтвердила термоядерное происхождение солнечной энергии. Но результаты этих экспериментов поставили перед физикой новые проблемы. Число реакций, вызываемых солнечными нейтрино, оказалось в два-три раза меньше, чем следовало из расчетов, основанных на теоретических моделях Солнца и данных о вероятностях тех или иных каналов ядерных реакций. Какова же природа этих расхождений? Когда в распоряжении физиков были только данные хлор-аргонного эксперимента, большинство склонялись к мысли, что расхождение можно устранить подавив в несколько раз реакции, ведущие к испусканию борных нейтрино. Теоретически это можно сделать, например, уменьшив температуру в центре Солнца всего на 10%. Такое уменьшение температуры, согласно модели Солнца, могло быть связано с небольшим изменением концентрации ядер (в основном углерода), влияющим на процессы переноса тепла из центральных областей Солнца.

Однако, когда были получены результаты с установки KAMIOKANDE, выяснилось, что их трудно согласовать с результатами хлор-аргонного эксперимента даже в рамках измененной модели Солнца. Дело в том, что в эксперименте KAMIOKANDE регистрируются только борные нейтрино, в то время, как в хлор-аргонном эксперименте заметный вклад должны давать также бериллиевые нейтрино. Если поток борных нейтрино определить из экспериментов KAMIOKANDE и вычесть его затем из данных хлор-аргонного эксперимента, то оказывается, что для бериллиевых нейтрино не остается места. Другими словами, при сопоставлении обоих экспериментов получается, что вклад бериллиевых нейтрино подавлен значительно сильнее, чем борных. Но такого не может быть с теоретической точки зрения, так как, подавив реакцию с образованием бериллия, мы неизбежно подавляем (по крайней мере, в той же степени) реакцию с образованием бора. Указанное обстоятельство справедливо для любой модели Солнца.

Нехватка бериллиевых и борных нейтрино особенно ярко проявилась в галлий-германиевых экспериментах. Основной поток нейтрино от рр-реакции должен по расчетам давать всего лишь около половины ожидаемых событий. Остальной вклад должны были бы вносить главным образом бериллиевые и борные нейтрино.

Таким образом, долго существовало противоречие между экспериментальными данными и стандартной моделью Солнца. Для устранения этого противоречия предлагалось много гипотез.

Совсем недавно эта проблема была решена [45,46]. Как выяснилось в последние годы, нейтрино подвержены очень красивому эффекту квантомеханических осцилляций, который, с одной стороны, объясняет недостаток Солнечных нейтрино, а с другой, свидетельствует о ненулевой массе нейтрино. Нейтрино генерируются в центре Солнца как электронные, а затем на пути до Земли за счет осцилляций превращаются в нейтрино других типов. При этом нейтрино испытывают осцилляции как в вакууме на пути от поверхности Солнца до Земли, так и динамические осцилляции в веществе Солнца на пути от его центра до поверхности, называемые эффектом Михеева-Смирнова-Волфенштейна. В целом осцилляции нейтрино полностью объясняют недостаток электронных нейтрино, регистрируемых на Земле.

7 Заключение

Ядерные реакции, происходящие в недрах звезд, обуславливают их эволюцию от стадии звездообразования до конечных стадий взрыва или коллапса. Основываясь на современных представлениях об эволюции Солнца и составе солнечного вещества, можно утверждать, что $\sim 98\%$ солнечной энергии образуется в результате цепочек реакций горения водорода. Исходя из энергии, выделяющейся в этих ядерных реакциях, можно рассчитать энергетический спектр нейтрино, образующихся на Солнце. Основной выход нейтрино обусловлен реакцией $p + p \rightarrow d + e^+ + \nu_e$. Большинство нейтрино имеет энергию ниже 1 МэВ, что существенно с точки зрения регистрации нейтрино.

Солнце является источником нейтрино, поскольку на Солнце протекают ядерные реакции синтеза гелия из водорода. Однако наблюдаемый поток солнечных нейтрино оказался примерно в 3 раза меньше, чем предсказывали стандартные модели Солнца. Измерения, проведенные на других детекторах, построенных позже, подтвердили этот результат.

Разработка теории осцилляций нейтрино позволила разрешить разногласие между экспериментальными данными по потоку солнечных нейтрино и стандартной моделью Солнца. Кроме того, существование осцилляций нейтрино подтверждает наличие у них массы, что является крайне важным заключением для понимания устройства Вселенной.

8 ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович С.Н., Гужовский Б.Я., Жеребцов В.А., Звенигородский А.Г. Ядерно-физические константы термоядерного синтеза: Справочное пособие. – М.: ЦНИИАтоминформ, 1989.
2. Adelberger E. G., Solar fusion cross sections, *Reviews of Modern Physics*, Vol. 70, №4, 1998.
3. Alexander, T. K., G. C. Ball, W. N. Lennard, H. Geissel, and H. B. Mak, 1984, *Nucl. Phys. A* **427**, 526.
4. Bahcall, J. N., 1966, *Nucl. Phys.* **75**, 10.
5. Bahcall, J. N., 1989, *Neutrino Astrophysics* (Cambridge University, Cambridge).
6. Bahcall, J. N., 1991, *Phys. Rev. D* **44**, 1644.
7. Bahcall, J. N., 1994, *Phys. Rev. D* **49**, 3923.
8. Bahcall, J. N., 1996, *Astrophys. J.* **467**, 475.
9. Bahcall, J. N., and A. Ulmer, 1996, *Phys. Rev. D* **53**, 4202.
10. Barker, F. C., 1980, *Aust. J. Phys.* **33**, 177.
11. Barker, F. C., and T. Kajino, 1991, *Aust. J. Phys.* **44**, 369.
12. Barker, F. C., and R. H. Spear, 1986, *Astrophys. J.* **307**, 847.
13. Dwarakanath, M. R., 1974, *Phys. Rev. C* **9**, 805.
14. Dwarakanath, M. R., and H. Winkler, 1971, *Phys. Rev. C* **4**, 1532.
15. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A.// *Ann. Rev. of Astronomy and Astrophysics*, 1967, v.5, p.525-570.
16. Fowler, W. A., 1972, *Nature (London)* **238**, 24.
17. Hester R.E., Pixley R.E., Lamb W.A.S.// *Phys.Rev.*, 1958, v.111, p.1604.
18. Hilgemeier, M., H. W. Becker, C. Rolfs, H. P. Trautvetter, and J. W. Hammer, 1988, *Z. Phys. A* **329**, 243.
19. Junker, M., *et al.*, 1998, *Phys. Rev. C* **57**, 2700.
20. Kavanagh, R. W., 1960, *Nucl. Phys.* **15**, 411.
21. Kavanagh, R. W., T. A. Tombrello, J. M. Mosher, and D. R. Goosman, 1969, *Bull. Am. Phys. Soc.* **14**, 1209.
22. Копысов Ю. С., Фетисов В. Н. ,1972, *Письма в ЖЭТФ*, 16, 58.
23. Кочаров Г. Е., Термоядерный котел в недрах Солнца и проблема солнечных нейтрино // *Соросовский Образовательный Журнал*, 1996, №10, С.99-105.
24. Kim B. T., Izumoto T., Nagatani K. *Phys. Rev. C*, **23**, 33,1981.
25. Krausswinkel, H., *et al.*, 1982, *Z. Phys. A* **304**, 307.
26. Мартынов Д. Я. *Общая астрофизика*, М.; Наука, 1974.
27. Nagatani, K., M. R. Dwarakanath, and D. Ashery, 1969, *Nucl. Phys. A* **128**, 325.
28. Окунь Л.Б. *Лептоны и кварки*, М.; Наука, 1982.

29. Окунь Л.Б. Физика элементарных частиц. М.; Наука, 1988.
30. Osborne, J. L., C. A. Barnes, R. W. Kavanagh, R. M. Kremer, G. J. Mathews, J. L. Zyskind, P. D. Parker, and A. J. Howard, 1982, Phys. Rev. Lett. **48**, 1664.
31. Osborne, J. L., C. A. Barnes, R. W. Kavanagh, R. M. Kremer, G. J. Mathews, J. L. Zyskind, P. D. Parker, and A. J. Howard, 1984, Nucl. Phys. A **419**, 115.
32. Parker, P. D., 1966, Phys. Rev. 150, 851.
33. Parker, P. D., 1968, Astrophys. J. Lett. 153, 85.
34. Parker, P. D., 1986, in Physics in the Sun, edited by P. A. Sturrock, T. E. Holzer, D. M. Mihalas, and R. K. Ulrich (Reidel, New York), Vol. I, p. 15.
35. Parker, P. D., J. N. Bahcall, and W. A. Fowler, 1964, Astrophys. J. 139, 602.
36. Parker, P. D., and R. W. Kavanagh, 1963, Phys. Rev. 131, 2578.
37. Robertson, R. G. H., P. Dyer, T. J. Bowles, R. E. Brown, N. Jarmie, C. J. Maggiore, and S. M. Austin, 1983, Phys. Rev. C **27**, 11.
38. Tanner N.W.// Phys.Rev., 1959, v.114, p.1060.
39. Tombrello, T. A., and P. D. Parker, 1963, Phys. Rev. **131**, 2582.
40. Tombrello, T. A., 1965, Nucl. Phys., **71**, 459.
41. Vaughn, F. J., R. A. Chalmers, D. Kohler, and L. F. Chase, Jr., 1970, Phys. Rev. C **2**, 1657.
42. Vaughn, F. J., R. A. Chalmers, D. Kohler, and L. F. Chase, 1967, Bull. Am. Phys. Soc., **12**, 1177.
43. Volk, H., H. Kraßwinkel, R. Santo, and L. Wallek, 1983, Z. Phys. A **310**, 91.
44. Wiezorek, C., H. Kraßwinkel, R. Santo, and L. Wallek, 1977, Z. Phys. A 282, 121.
45. M. Goodman, Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune (2005) **10**, 303-316.
46. A. Bettini, Proc. 29th Int. Cosmic Ray Conf. Pune (2005) **10**, 73-96.