

ПРИРОДА

№ 2, 2004 г.

А.В. Копылов

Солнечные нейтрино: новые результаты

© “Природа”

**Использование и распространение этого материала
в коммерческих целях
возможно лишь с разрешения редакции**



Сетевая образовательная библиотека “VIVOS VOCO!”
(грант РФФИ 03-07-90415)

vivovoco.nns.ru
vivovoco.rsl.ru
www.ibmh.msk.su/vivovoco

Солнечные нейтрино: новые результаты

А.В.Копылов

Жизнь на Земле существует только благодаря солнечной энергии. По современным представлениям, выделение энергии Солнца связано с протеканием в его недрах термоядерных реакций. В ходе этих реакций из ядер водорода образуются ядра гелия и некоторых более тяжелых элементов, а также рождаются нейтрино. В силу огромной проникающей способности последние легко выходят из недр Солнца и могут дать нам информацию о ходе ядерных процессов. Исторически первый эксперимент по детектированию солнечных нейтрино (конец 60-х годов) — эксперимент Дэвиса — ставил задачу получить экспериментальное подтверждение того, что источником солнечной энергии являются именно термоядерные реакции. После срока лет титанической работы и постановки более совершенных экспериментов факт нейтринного солнечного излучения надежно установлен, и сейчас изучение солнечных нейтрино вступило в фазу детальных исследований. Чуть ли не каждый год мы слышим о новых достижениях в этой области науки. Важнейший результат последних лет — нейтрино осциллирует и, следовательно, имеет мас-

© Копылов А.В., 2004



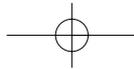
Анатолий Васильевич Копылов, кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института ядерных исследований РАН. Область научных интересов — исследование солнечных нейтрино. Ведет работы по созданию литиевого детектора.

су. Благодаря этому открытию расширяются представления стандартной модели элементарных частиц. Более того, доказано, что нейтрино осциллирует с большим углом смешивания, но максимальное смешивание, наблюдаемое в экспериментах с атмосферными (мюонными) нейтрино, для электронных нейтрино исключается. И наконец, при прохождении последних через вещество Солнца наблюдается так называемый эффект Михеева—Смирнова—Вольфенштейна (МСВ), связанный с взаимодействием электронных нейтрино с электронами вещества, который влияет на характер осцилляций. Такое заключение сделано по данным, полученным в сентябре про-

шлого года в эксперименте SNO (Нейтринная обсерватория в Садбери, Канада), см., например, препринт [1] в Интернете. Наш журнал неоднократно обращался к теме солнечных нейтрино [2—6]. Что же такое осцилляции нейтрино и что такое МСВ-эффект?

Нейтринные метаморфозы

В процессах, связанных со слабым взаимодействием, каждому типу нейтрино сопутствует свой заряженный лептон: электронному нейтрино — электрон, мюонному — отрицательный мюон, а тау-нейтрино — отрицательный тау-леп-



АСТРОФИЗИКА

тон. Однако определенное нейтрино, родившись в результате заданной реакции, со временем может изменять свои свойства. Это происходит, потому что нейтрино каждого из перечисленных выше типов на самом деле является суперпозицией нескольких массовых состояний (m_1, m_2, \dots), которые при рождении смешиваются с определенными весами. Поскольку при одной и той же энергии разным массам соответствуют разные импульсы (разные длины волн), в процессе движения накапливается расхождение по фазам различных состояний. А в терминах исходных состояний мы получаем суперпозицию нейтрино разных типов. В итоге в потоке, например, электронных нейтрино возникает примесь нейтрино мюонных. Конечно, с физической точки зрения, наше рассуждение не очень строгое, оно носит грубо качественный характер. Строгое рассмотрение требует решения эволюционного уравнения, т.е. временной части уравнения Шредингера, которое связывает нейтрино разных типов (электронные, мюонные, тау) и их различные массовые состояния в каждый момент времени. Результаты расчетов следует сопоставлять с экспериментом. Предполагается, что трем типам нейтрино соответствуют три массовых состояния*. Решение эволюционного уравнения дает вероятности для разных процессов. Например, вероятность, что электронное нейтрино сохранится как электронное, в случае двух массовых состояний

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\theta_{12} \cdot \sin^2(\Delta m_{12}^2 r(t)/E). \quad (1)$$

Здесь θ_{12} — угол смешивания, который при максимальном смешивании, когда массы 1 и 2 представлены с равным весом, равен 45° , а Δm_{12}^2 — разность квадратов масс ($m_2^2 - m_1^2$). При достаточно больших Δm_{12}^2 ,

* Это следует из экспериментов на установке LEP по распадам нейтрального промежуточного бозона Z^0 .

если размер источника намного превышает величину $E/\Delta m_{12}^2$, происходит усреднение по расстояниям, и формула (1) принимает особенно простой вид:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12}. \quad (2)$$

Это реализуется, например, для солнечных нейтрино. В случае трех масс нужно учитывать примесь третьей массы и тогда для малых углов θ_{13}

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = (1 - 2\sin^2 \theta_{13}) \cdot (1 - \frac{1}{2} \sin^2 2\theta_{12}).$$

В экспериментах с реакторными антинейтрино (эксперимент CHOOZ во Франции) и атмосферными нейтрино (эксперимент Kamiokande и Super-Kamiokande в Японии) было показано, что угол θ_{13} очень мал: на $\sin^2 \theta_{13}$ установлено ограничение сверху на уровне 0.05–0.07. Сейчас очень остро стоит вопрос, полностью ли «развязаны» осцилляции типа $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$ и $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$? Если да, то угол смешивания между массовыми состояниями 1 и 3, т.е. θ_{13} должен быть строго равен нулю (у электронного нейтрино нет примеси третьего массового состояния). Принципиально важно повысить точность этого результата. С этой целью планируются новые эксперименты с реакторными антинейтрино. В экспериментах с атмосферными нейтрино были зарегистрированы осцилляции типа $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ с максимальным углом смешивания, но пока не ясно, насколько точно это условие выполняется.

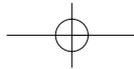
Пока мы рассматривали осцилляции нейтрино в вакууме. Если нейтрино оказывается в веществе, поведение нейтрино может измениться — как именно, предсказывает МСВ-эффект [2]. Рассмотрим его на чисто качественном уровне. Дело в том, что при движении в веществе нужно учитывать упругое рассеяние частицы на электронах вещества. Оно различно для нейтрино электронного и нейтрино какого-либо другого типа, например, мюонного: первое имеет больше каналов рассеяния.

Оно может рассеяться на электроне, оставаясь нейтрино, а может рассеяться, поменявшись с электроном лептонным зарядом, т.е. нейтрино при рассеянии превратится в электрон, а электрон — в нейтрино. У мюонного нейтрино такой возможности нет, она была бы при рассеянии нейтрино на мюоне, но вещество не состоит из мюонов. За счет различия в механизме рассеяния нейтрино электронное взаимодействует с электронами среды с большей вероятностью (сечением реакции), чем мюонное. А взаимодействие сообщает нейтрино дополнительную массу при движении в среде. Если среда достаточно плотная, электронное нейтрино, более легкое в вакууме, в среде может «потяжелеть» настолько, что станет массивнее мюонного. По мере того как плотность среды падает, масса электронного нейтрино уравновешивается с массой нейтрино мюонного, и тогда при определенных условиях может произойти превращение первого во второе. В качестве аналогии можно привести систему двух связанных колебательных контуров. Когда частоты совпадают, энергия одного контура перекачивается в другой намного эффективнее. На математическом языке все это описывается системой эволюционных уравнений (см., например, [7]):

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = (H_{\text{dyn}} + H_{\text{kin}}) \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}.$$

Здесь слагаемые H_{dyn} и H_{kin} обозначают вклад в гамильтониан динамической части (ответственной за МСВ-эффект) и кинетической части (ответственной за вакуумные осцилляции). Гамильтониан описывает «интенсивность» каждого процесса: осцилляций и превращений МСВ. При этом динамическая часть пропорциональна электронной плотности вещества, а кинетическая — отношению $\Delta m^2/4E$, где Δm^2 — разность квадратов масс массовых состояний





нейтрино в вакууме, а E — энергия нейтрино. Из приведенных выражений ясно, что при больших Δm^2 и малых энергиях кинетический член может превзойти динамический, т.е. вакуумные осцилляции будут преобладать над превращениями МСВ (если только плотность вещества, а точнее, электронная плотность, не слишком высока). Поэтому, если Δm^2 слишком велико, то даже солнечной плотности не хватит, чтобы взаимодействие с электронами среды «прибавило» нейтрино электронному избыточную массу, достаточную для уравнивания с нейтрино мюонным. И тогда вакуумные осцилляции преобладают над превращениями МСВ. Вероятность выживания электронных нейтрино в случае МСВ-эффекта

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) \approx \sin^2 \theta_{12}. \quad (3)$$

Различие с выражением (2) очевидно. Здесь следует заметить, что по данным о разности квадратов масс нельзя сделать однозначного вывода о величине самой массы нейтрино. В настоящее время допускаются три возможные схемы масс: прямая, инвертированная и вырожденная (рис.1). В случае, если реализуется один из двух последних вариантов, появляются неплохие возможности для определения абсолютной величины массы нейтрино в экспериментах по двойному бета-распаду. Точнее, могут появиться, если нейтрино — майорановская частица, т.е. нейтрино и антинейтрино, по сути дела, одна и та же частица, а их наблюдаемое различие в экспериментах объясняется разной спиральностью состояний (нейтрино рождается левым, антинейтрино — правым). Для имеющей массу майорановской частицы наряду с левым компонентом всегда присутствует правый, антинейтринный компонент. Чем больше масса — тем больше этот компонент и тем легче зарегистрировать двойной бета-распад (процесс, в котором родившееся внутри ядра нейтрино там же должно

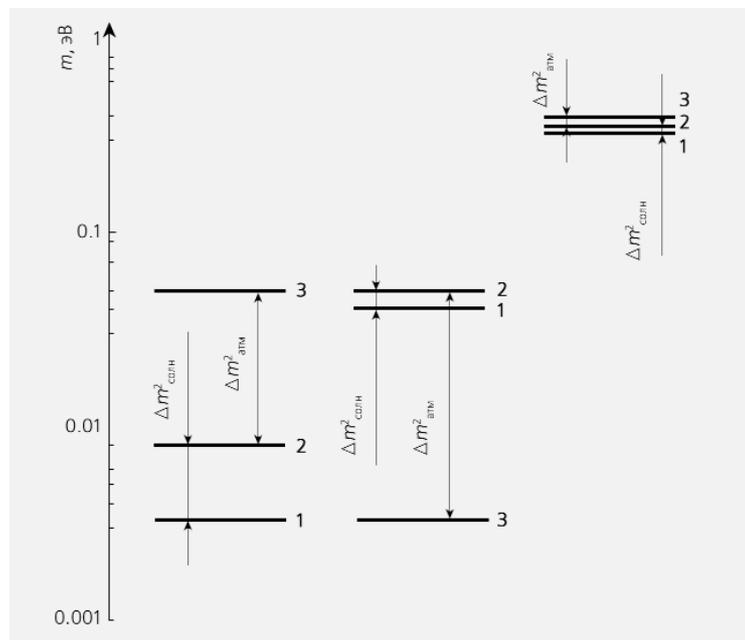


Рис.1. Прямая, инвертированная и вырожденная схемы масс нейтрино.

$\Delta m_{\text{атм}}^2$ — разность квадратов масс для осцилляций $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$.

$\Delta m_{\text{солн}}^2$ — разность квадратов масс для осцилляций $\nu_e \rightarrow \nu_\mu$.

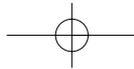
поглощаться, но уже как антинейтрино). Показано, что для прямой схемы масс шансы у эксперимента зарегистрировать двойной бета-распад практически нулевые. Для инвертированной схемы эксперимент имеет шанс на успех, если по масштабу он способен «увидеть» массу примерно 0.015 эВ. Если реализуется схема с вырожденными (большими) массами, регистрация двойного бета-распада будет более вероятной. Кроме того, в последнем случае есть определенная перспектива измерить массу нейтрино по бета-спектру трития. На это нацелен будущий эксперимент KATRIN, планируемый сотрудничеством российских и германских лабораторий. Важные ограничения на массу нейтрино сейчас получают из космологии, в частности, по анизотропии микроволнового фона, а также по данным о крупномасштабной структуре Вселенной и о синтезе легких

элементов во время Большого взрыва. Верхний предел, установленный в настоящее время на сумму масс нейтрино всех типов, составляет 0.66 эВ на уровне двух стандартных отклонений [8]. Но каждая из этих тем заслуживает отдельного разговора, поэтому вернемся к уже полученным результатам.

Что дает эксперимент

Здесь мы будем рассматривать эксперименты с солнечными нейтрино, так что речь пойдет об осцилляциях нейтрино электронного и нейтрино мюонного. Итак, что же нового сделано в эксперименте SNO? Детектор в Садбери регистрирует только нейтрино сравнительно высоких энергий от распада ядра ${}^8\text{B}$ с верхней энергией нейтрино 14 МэВ. Если кратко: с более высокой точностью измерены полный поток борных нейт-





АСТРОФИЗИКА

рино от Солнца и доля ν_e в суммарном потоке. Эта доля составляет величину $0.306 \pm 0.026 \pm \pm 0.024$ (ранее измеренная величина имела гораздо большую погрешность 0.35 ± 0.07). Первая из приведенных погрешностей (на уровне одного стандартного отклонения) определяется статистической, а вторая — систематической погрешностью измерений. Таким образом, в потоке борных нейтрино от Солнца только треть — нейтрино электронные, остальные две трети — мюонные и тау-нейтрино. Тот факт, что вероятность выживания электронных нейтрино гарантированно меньше одной второй, и доказывает, что при прохождении через вещество Солнца борные нейтрино испытывают действие эффекта Михеева—Смирнова—Вольфенштейна. Для вакуумных осцилляций вероятность выживания электронных нейтрино чуть больше одной второй — см. формулу (2). Именно такая величина определяет поток нейтрино низких энергий (pp -нейтрино), претерпевающих вакуумные осцилляции и дающих ос-

новной вклад в галлиевом эксперименте (SAGE на Баксанской нейтринной обсерватории Института ядерных исследований РАН и GALLEX/GNO в лаборатории Гран-Сассо в Италии). Сопоставление данных эксперимента SNO и результатов других экспериментов с солнечными нейтрино (хлорного, галлиевого, SuperKamiokande), а также первых данных (декабрь 2002 г.) эксперимента KamLAND в Японии с антинейтрино от реакторов позволило более точно установить параметры нейтринных осцилляций: разность квадратов масс и угол смешивания. Они составили соответственно

$$\Delta m^2 = 7.1_{-0.6}^{+1.2} \cdot 10^{-5} \text{ эВ}^2,$$

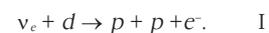
$$\theta = 32.5_{-2.3}^{+2.4} \text{ градуса.}$$

До того, как был получен данный результат, допустимая область разности квадратов масс содержала еще подобласть выше уровня 10^{-4} эВ². Если бы Природа выбрала для Δm^2 такие значения, вероятность выживания электронных нейтрино при МСВ-эффекте была бы близка к вероятности для вакуумных осцилляций, и вопрос, работает

эффект Михеева—Смирнова—Вольфенштейна или нет, был бы отложен на неопределенное время. Нам повезло, Природа сделала выбор в нашу пользу. На рис.2 [7] изолинии (линии с заданной вероятностью выживания борных нейтрино) приведены по результатам детальных расчетов для двух случаев: с учетом МСВ-эффекта (вид слева) и только для вакуумных осцилляций (вид справа). На левой диаграмме видно, что для Δm^2 ниже уровня 10^{-4} эВ² и $\sin^2\theta=0.29$ (а именно такой угол зафиксировал эксперимент) вероятность выживания электронных нейтрино составляет 0.3, в то время как на правой она близка к 0.6. Эксперимент зафиксировал величину 0.3, что и доказывает существование превращений МСВ. Если бы реализовалось значение Δm^2 выше 10^{-4} эВ², то для МСВ вероятность выживания была бы тоже близка к 0.5 и ничего определенного утверждать было бы нельзя. Из сравнения двух диаграмм становится понятно, при каких параметрах вещество влияет на механизм осцилляций. Область, где картинка разительно отличается, простирается ниже уровня $(2-3) \cdot 10^{-4}$ эВ² по Δm^2 и левее примерно 0.4 по $\sin^2\theta$.

Как повысить точность

За счет чего в эксперименте SNO удалось так существенно продвинуться в определении потока борных нейтрино? Рабочим веществом там, как известно, служит тяжелая вода с общей массой 1000 т. Наблюдаются три канала взаимодействия нейтрино с веществом мишени. Первый канал — так называемые заряженные токи. Он работает только для электронных нейтрино, которые, взаимодействуя с ядром дейтерия, превращают его в два протона и электрон:



Заряженными токами этот процесс называется, потому что

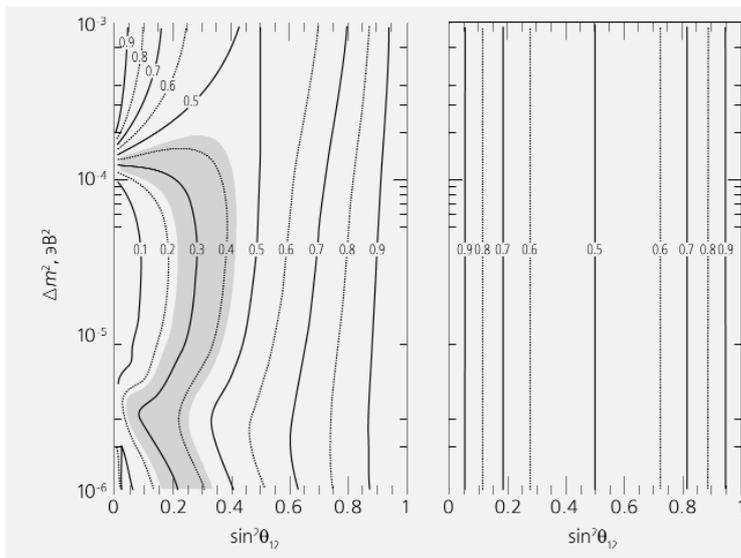
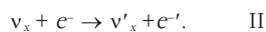


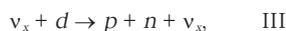
Рис.2. Изолинии вероятности выживания электронных нейтрино от распада ⁸B. Слева — когда работает МСВ-эффект, справа — для чисто вакуумных осцилляций.



здесь исходный лептон (ν_e) в процессе взаимодействия переходит в свою заряженную модификацию (e^-). Электрон регистрируется по черенковскому излучению, сопровождающему любую релятивистскую заряженную частицу при ее движении в достаточно плотной прозрачной среде. По второму каналу наблюдают упругое рассеяние нейтрино на электронах атомов вещества мишени.



Такую реакцию способны вызывать любые нейтрино, но в отличие от электронных мюонные или тау-нейтрино вызывают ее с вероятностью примерно в шесть раз более низкой (для борных нейтрино), т.е. сечение реакции в шесть раз меньше. Здесь определяется поток электронных нейтрино плюс не электронных, но с весом 1/6. И, наконец, третий канал — это канал нейтральных токов



когда на входе и выходе мы имеем нейтрино, т.е. зарядовое состояние лептонов не меняется. Эту реакцию вызывают нейтрино всех типов (электронные, мюонные, тау) с равной вероятностью. Характерно, что здесь рождается нейтрон, и скорость его генерации определяет суммарный поток нейтрино, падающий на детектор.

На первом этапе эксперимента с чистой тяжелой водой использовался захват нейтрона ядром дейтерия, в результате чего излучался гамма-квант с энергией 6.25 МэВ, который испытывал комптоновское рассеяние на электронах (именно они регистрировались по черенковскому излучению). На втором этапе эксперимента в тяжелой воде растворили две тонны поваренной соли и нейтроны захватывались преимущественно изотопом ^{35}Cl , при этом возникал каскад гамма-квантов с полной энергией 8.6 МэВ. В последнем случае удалось добиться увеличения

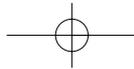
эффективности регистрации нейтрона примерно в три раза. В случае каскада гамма-квантов событие отличается большей изотропией, поскольку здесь рассеиваются несколько электронов, причем в разных направлениях. Такое событие легко выделить на фоне событий с одним электроном, пусть с тем же энерговыделением. Это и стало решающим фактором в получении более качественного результата. Отношение частот наблюдения реакции I к реакции III дает долю электронного нейтрино в полном потоке, которое приведено выше. Следует отметить, что точность измерения указанного отношения настолько высока, что вывод о реальности МСВ-эффекта может быть сделан с достаточной достоверностью (более 95%) уже на основании одних только данных эксперимента SNO. Если же объединить их с полученными в других экспериментах, то истинность этого фундаментального результата практически не вызывает сомнений. И все-таки следует добиться подтверждения независимым образом. Возможно, его даст эксперимент KamLAND, где продолжают набирать статистику. Если там область разности квадратов масс выше уровня 10^{-4} эВ² будет надежно исключена, это станет окончательным доказательством реальности МСВ-эффекта. (Можно найти подробную информацию о данных эксперимента SNO в [1], а об их интерпретации в [7].)

Последние данные эксперимента SNO показывают, что в настоящее время исследования солнечных нейтрино вступили в эпоху прецизионных измерений. На этом этапе весьма существенным является ограничение по светимости. Дело в том, что поток энергии от Солнца, падающий на границу атмосферы Земли (солнечная постоянная), известен с очень высокой точностью: $q=8.7 \cdot 10^{11}$ МэВ/см²с (1360 Вт в расчете на кв.м зем-

ной поверхности). Если бы Солнце излучало только pp -нейтрино, то поток нейтрино находился бы точно из простого факта, что на каждое нейтрино приходится 26 МэВ энергии: достаточно разделить солнечную постоянную на 26 МэВ. Сложность в том, что помимо pp -нейтрино на Солнце генерируются также и другие: pep , бериллиевые, борные, нейтрино от CNO-цикла. Поскольку потоки нейтрино точно не измерены, вклад в энергию Солнца реакций, генерирующих эти нейтрино, пока не известен. Существует уравнение баланса энергии:

$$0.913f_{pp} + 0.002f_{pep} + 0.07f_{Be} + 0.0071f_N + 0.0079f_O = 1.$$

Коэффициенты в уравнении получены расчетным путем, а потоки надо находить из эксперимента. Потоки f и энергия пронормированы на предсказанные солнечной моделью. Смысл каждого коэффициента — доля энергии, которая приписывается каждому типу нейтрино. Например, согласно Стандартной солнечной модели, бериллиевые нейтрино связаны с 7% солнечной энергии, а азотные и кислородные нейтрино (рождающиеся в CNO-цикле), вместе взятые, — только с 1.5%. Если измерить поток бериллиевых нейтрино с точностью 10%, то можно определить их вклад в энергетику Солнца с точностью 0.7%. Если еще измерить поток нейтрино от CNO-цикла с точностью 20—30%, неопределенность в вычислении доли pp -нейтрино составит меньше 1%. А это позволит найти поток pp -нейтрино в источнике (в месте их генерации на Солнце) с точностью 1% (потоки pp - и pep -нейтрино жестко увязаны между собой) — исключительно благодаря тому, что основной вклад в энергетику Солнца дают реакции, в которых рождаются pp -нейтрино. Для других нейтрино получить такую точность дело практически невозможное. Здесь есть определенный



АСТРОФИЗИКА

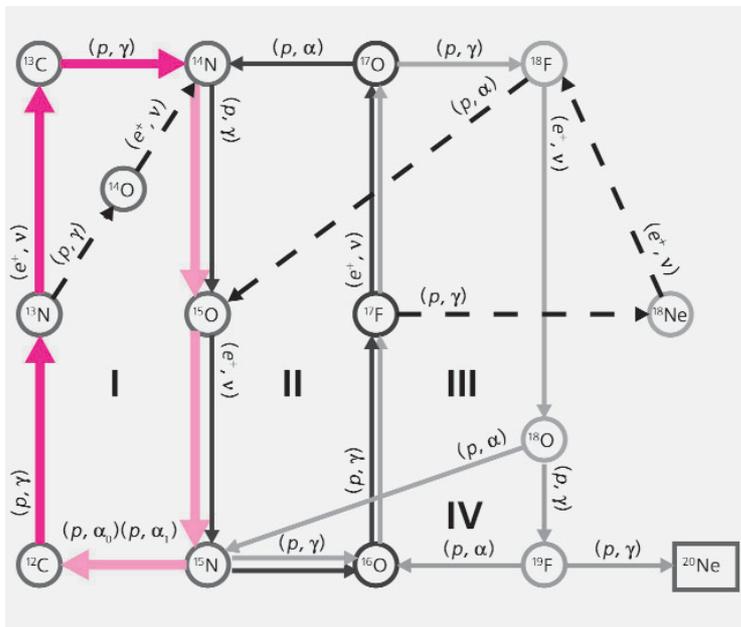


Рис.3. CNO-цикл. Основной вклад в энергетику Солнца дает левая петля: от ^{12}C до ^{14}N и далее к ^{12}C . Прочие реакции дают небольшую поправку при солнечной температуре.

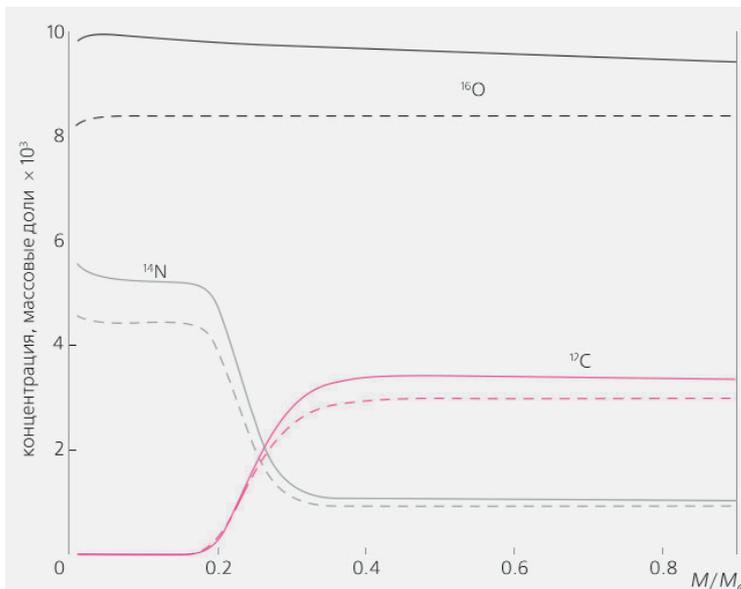


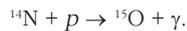
Рис.4. Распределение концентраций ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O по радиусу Солнца. Сплошные линии — данные расчета с учетом диффузии элементов в веществе Солнца, штриховые — без ее учета.

парадокс — считаем нейтрино от CNO-цикла, а получаем (в совокупности с измерениями бериллиевых нейтрино) поток pp -нейтрино. Чтобы найти с прецизионной точностью угол смешивания, нужно знать две величины (также с очень высокой точностью): поток нейтрино в источнике и поток нейтрино на Земле. Как мы уже видели, первую задачу — определить с высокой точностью поток pp -нейтрино в источнике — можно решить измерением бериллиевых и CNO-нейтрино. Как решить вторую задачу — измерить точно поток pp -нейтрино на Земле? В настоящее время разрабатываются детекторы нового поколения, которые смогут это сделать, используя реакцию рассеяния. Дело в том, что сечение для данного процесса рассчитывается очень точно. При этом основной эффект дают электронные нейтрино, как уже упоминалось выше. Остальные нейтрино, а их примерно столько же (так как вероятность выживания для pp -нейтрино примерно половина), дадут эффект с весом примерно $1/4$. Поэтому в принципе здесь можно получить результат с очень высокой точностью.

Итак, на очереди — необходимость измерить поток бериллиевых нейтрино с прецизионной точностью. Следующей задачей, более сложной, станет измерение потока нейтрино, рождающихся в CNO-цикле. Надо заметить, что пока роль CNO-цикла в энергетике Солнца, с точки зрения эксперимента, остается белым пятном, для него есть только расчеты. А между тем, это вопрос чрезвычайной важности и касается он не только Солнца. Звезды в процессе эволюции в какой-то момент достигают фазы, когда их температура повышается настолько, что CNO-цикл становится главным источником энергии. Таким образом, измерение потоков нейтрино от CNO-цикла станет решаю-



щей проверкой правильности теории звездной эволюции. На рис.3 изображен CNO-цикл. Самой медленной по астрофизическим масштабам, лимитирующей, оказывается реакция



Остальные реакции успевают произойти за время, сравнимое со временем жизни Солнца. Иначе говоря, на начальном этапе эволюции Солнца работает только первый полуцикл: от ${}^{12}\text{C}$ до ${}^{14}\text{N}$. Затем, по мере того как в недрах Солнца накапливается изотоп ${}^{14}\text{N}$, включается второй полуцикл: от ${}^{14}\text{N}$ до ${}^{12}\text{C}$. На этом цикл замыкается. На рис.4 представлено расчетное содержание изотопов ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{N}$ и ${}^{16}\text{O}$ в веществе Солнца. Видно, что, согласно солнечной модели, в центральной области Солнца содержание изотопа ${}^{12}\text{C}$ должно быть очень низким (он сгорел в ядерных реакциях), а изотопа ${}^{14}\text{N}$ — высоким (он нарабатался). Так ли это

все в реальности — вопрос к эксперименту.

Как измерить потоки нейтрино от CNO-цикла? Это нелегко, так как поток этих нейтрино на порядок ниже потока бериллиевых нейтрино. Из планируемых на будущее детекторов солнечных нейтрино только литиевый детектор имеет высокую чувствительность к нейтрино от CNO-цикла. Как показывает название, рабочее вещество в нем — литий. Нейтрино захватываются ядром ${}^7\text{Li}$, которое превращается в ${}^7\text{Be}$. Изотоп бериллия не стабилен и распадается путем электронного захвата с периодом полураспада 53 дня. В итоге задача сводится к тому, чтобы из многоотонной мишени извлечь небольшое количество бериллия (вместе с носителем это несколько десятков миллиграммов). Далее нужно сосчитать количество извлеченных (единичных!) атомов ${}^7\text{Be}$. При распаде этого изотопа вы-

деляется энергия всего 55 эВ, что затрудняет его регистрацию: энергия слишком мала. Однако есть другой вариант. В 10% случаев распада происходит переход на возбужденный уровень ядра ${}^7\text{Li}$, который испускает гамма-квант с энергией 478 кэВ, более подходящей для регистрации. Такое событие можно «увидеть» с помощью низкофонового гамма-спектрометра на основе сверхчистых германиевых детекторов. В этой области техники в последнее время наблюдается большой прогресс благодаря экспериментам по двойному бета-распаду, для которых изготовили гамма-спектрометры с удивительно низким уровнем фона. Помогает также то, что в литиевом эксперименте удовлетворительной была бы статистическая погрешность в 10%. Над всеми этими вопросами работают в настоящее время в Институте ядерных исследований РАН [9, 10]. ■

Литература

1. SNO collaboration. Ahmed S.N., Anthony A.E., Beier E.W. et al. arXiv:nucl-ex/0309004.
2. Смирнов А.Ю. Резонансные переходы нейтрино в веществе // Природа. 1991. №6. С.15—24.
3. Копылов А.В. Проблема солнечных нейтрино // Природа. 1998. №5. С.31—40; №6. С.27—36.
4. Копылов А.В. Нейтрино продолжают удивлять // Природа. 2002. №10. С.3—5.
5. Комар А.А. Проблема дефицита солнечных нейтрино экспериментально решена // Природа. 2002. №10. С.5—7.
6. Герштейн С.С. Лауреаты Нобелевской премии 2002 года по физике Р.Дэвис, М.Кошиба // Природа. 2003. №1. С.66—69.
7. Fogli G.L., Lisi E., Marrone A., and Palazzo A. arXiv:hep-ph/0309100.
8. Barger V., Marfatia D., and Tregre A. arXiv:hep-ph/0312065.
9. Kopylov A., Petukhov V. arXiv:hep-ph/0301016, hep-ph/0306148, hep-ph/0308004.
10. Kopylov A., Orekhov I., Petukhov V., et al. hep-ph/0310163.