

АСТРОФИЗИКА**СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРОБЛЕМЫ СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО****А.А. Тронь***Научно-образовательное объединение «Земля и Вселенная», Санкт-Петербург, Россия***С о д е р ж а н и е**

1. Стандартная солнечная модель (ССМ) и поток нейтрино от Солнца	79
1.1. Источники энергии и нейтрино	
1.2. Параметры стандартной модели и поток солнечных нейтрино	
2. Детектирование нейтрино, типы и свойства детекторов и основные результаты экспериментов	82
2.1. Хлорный детектор (Хоумстейк) (США)	
2.2. Черенковский детектор в Камиоканде (Япония)	
2.3. Галлиевые детекторы. Эксперименты SAGE-SAGE и ГАЛЛИКС-GALLEX	
3. Интерпретации с привлечением "новой физики" и эффектов распространения нейтрино	87
3.1. Модель с малым содержанием тяжелых элементов в центре Солнца	
3.2. Модель с осаждением железа	
3.3. Модель Солнца с выгоревшим ядром	
3.4. Быстрое вращение внутренних областей Солнца	
3.5. Эффект сильного магнитного поля	
3.6. Сильное перемешивание в Солнце	
3.7. Магнитный момент нейтрино	
3.8. "Осцилляции типов" нейтрино и WIMP-частицы	
4. Уточнения ССМ и сечений реакций с выделением нейтрино	92
4.1. Коллективные процессы в плазме и их влияние на прозрачность центральных областей Солнца	
5. Основные выводы	93
Литература	93

Нейтринная астрофизика развивается уже около тридцати лет, с момента регистрации первых солнечных нейтрино в 1968 году в эксперименте под руководством Р. Девиса-младшего из Букенхайвенской национальной лаборатории в заброшенной шахте Хоумстейк в Лиде (штат Южная Дакота, США). Солнце является единственным внеземным источником, от которого регистрируется поток нейтрино (за исключением регистрации нейтрино от вспышки Сверхновой 1987А в Магеллановом облаке в 1987 году). Одной из главных проблем нейтринной астрофизики является систематически наблюдаемый практически во всех экспериментах заниженный (в 2–4 раза) по сравнению с теоретическими предсказаниями и расчетами поток солнечных нейтрино. Первоначально (1964–1968 гг.) этот разрыв составлял порядок величины, но по мере совершенствования

детектора сократился к 90-м годам до 2–4 раз и устойчиво остается на этом уровне.

Нейтрино, будучи нейтральными частицами с очень низкими сечениями взаимодействия с веществом, несут информацию непосредственно об областях ядерных реакций на Солнце, т. к. образуются в их ходе и практически без взаимодействия с солнечной плазмой выходят наружу. Вопрос о наличии массы покоя нейтрино остается по сей день открытым, хотя в большинстве моделей расчетов сечений ядерных реакций и моделей распространения нейтрино они считаются безмассовыми частицами. Наличие даже очень малой ненулевой массы покоя нейтрино существенным образом может повлиять на интерпретацию результатов экспериментов по наблюдению нейтринного потока от Солнца. Регистрация нейтрино представляет собой чрезвычайно трудную задачу и сами нейтринные детекторы являются объектом исследования. Их систематические погрешности, проблема фоновых событий, порожденных неэкранированными космическими лучами, проблема химической экстракции в радиохимических детекторах, а также множество технических трудностей, требующих оригинальных решений, создают совокупность экспериментальных неопределенностей при наблюдении потоков солнечных нейтрино.

Другая группа неопределенностей связана с параметрами звездных моделей (профили температуры и давления), ядерных реакций, способами учета плазменных эффектов в центральных высокотемпературных областях Солнца, а также проблемой корректного расчета непрозрачности. Все эти факторы определяют величину модельного потока нейтрино, и погрешности и неопределенности в их расчетах вносят т.н. теоретическую неопределенность в величину потока. По сути дела, проблема солнечных нейтрино должна рассматриваться как проблема взаимодействия этих двух совокупностей неопределенностей (экспериментальных и теоретических), причем в историческом аспекте, т.к. непрерывно идет совершенствование методов детектирования, появляются уточненные звездные модели и все более точные расчеты сечений ядерных реакций.

Наиболее разработанными в этой проблематике являются модели внутреннего строения звезд, позволяющие рассчитать профили температуры и давления в зависимости от радиуса. Эти расчеты, в свою очередь, дают возможность вычислить энерговыделение в ядерных реакциях в центральных областях звезды и, соответственно, поток нейтрино. Модели должны удовлетворять хорошо установленным параметрам звездной эволюции, в частности, времени пребывания звезды на главной последовательности диаграммы Герцшпрунга-Рассела, давать наблюдаемые значения светимости, радиуса и массы звезды. Для Солнца модель должна удовлетворять также данным гелиосейсмологии — детальным наблюдениям акустических колебаний Солнца с множеством промеренных мод. Это накладывает серьезные ограничения на привлекаемые для объяснения наблюдаемого дефицита нейтрино модификации солнечных моделей и новые физические представления [22].

Для освещения проблемы в целом, необходимо рассмотреть солнечные модели, и, прежде всего, хорошо проработанную стандартную модель, а также свойства нейтринных детекторов и результаты их работы за последние 20 лет. В свете анализа соответствующих теоретических и экспериментальных неопределенностей нужно рассматривать модели и теории, объясняющие наблюдаемый поток нейтрино и подходить к главной проблеме: имеем ли мы дело лишь с необходимостью уточнения звездных, ядерных и экспериментальных параметров, или же мы сталкиваемся с необходимостью привлечения новой физики для объяснения феномена заниженных, по сравнению со стандартной моделью, наблюдаемых потоков солнечных нейтрино.

1. Стандартная солнечная модель (ССМ) и поток нейтрино от Солнца

1.1. Источники энергии и нейтрино.

Стандартная модель Солнца и звезд главной последовательности основана на балансе потока фотонов через их поверхность и сгорания протонов в центральных областях звезды с образованием α -частиц. Полная реакция представляется в виде: $(4p \rightarrow \alpha + 2\nu + 25 \text{ Мэв})$. Протоны преобразуются в α -частицы, позитроны и нейтрино с высвобождением ≈ 25 Мэв энергии на каждые четыре протона, участвующие в реакции. В недрах Солнца энергия переносится в основном фотонами, поэтому непрозрачность вещества играет важную роль, определяя температуру и давление которые, в свою очередь, определяют скорости реакций и, соответственно, величину потока нейтрино.

В 1957 г. Шварцшильд [5] впервые построил эволюционную модель Солнца, в которой судьба Солнца прослеживалась от газового облака 4.5 миллиарда лет назад до настоящего момента. Модель построена таким образом, чтобы получить современные значения светимости L , массы M и радиуса R . Был оценен состав Солнца на момент его образования. Решение уравнений гидростатики и энергопереноса, определяющих модель, осуществлялось численно путем разбиения объема Солнца на ряд оболочек различного радиуса с учетом четырех условий, задающих непрерывность параметров и баланс энергии на границах. Аналогично прослеживалась эволюция во времени — путем разбиения всего периода эволюции на ряд конечных временных интервалов, в течение которых параметры Солнца считались постоянными [7]. С 1964 г. эта модель называется Стандартной солнечной моделью (ССМ). Однако следует иметь в виду, что под именем ССМ было проделано много различных расчетов. Рассмотреть все расчеты и оценить, какая из моделей наиболее подходит для сравнения с экспериментальными измерениями, представляется довольно сложной задачей.

На основе ССМ рассчитываются профили температуры и параметры солнечной плазмы как функции его радиуса, что важно для расчета потока нейтрино, исходящего из областей, где протекают ядерные реакции. Ввиду больших сложностей, связанных с регистрацией нейтрино (считанные события за месяцы работы детекторов!) и ввиду того, что исторически первыми были созданы радиохимические детекторы, в качестве единицы для измерения скорости счета нейтрино была введена "Солнечная нейтринная единица" (Solar Neutrino Unit — SNU), определяемая как $1 \text{ SNU} = 10^{-36}$ захватов на 1 атом мишени в секунду.

Начиная с 1964 г., много вычислений и улучшений в модели было сделано Джоном Бакаллом. Вначале эффект, предсказанный для хлор-аргонового эксперимента (рис. 1) был очень высок, но в 1968 г. в работе Бакалла и Шавива эффект опустился ниже 10 SNU (7.9 SNU) и остался на этом уровне до настоящего момента.

Основные принципы, лежащие в основе построения стандартной модели и определяющие тип и скорости реакций следующие:

1. Гидростатическое равновесие Солнца, т. е. баланс давления частиц и излучения и силы тяжести.
2. Перенос энергии фотонами или конвекцией.
3. Генерация энергии в ядерных реакциях.
4. Изменения распространенности элементов, вызванны исключительно ядерными реакциями, т. е. предполагается, что первоначально солнечные недра были химически однородными, а изменения локальной распространенности изотопов в конвективно устойчивых областях происходят только благодаря ядерным реакциям.

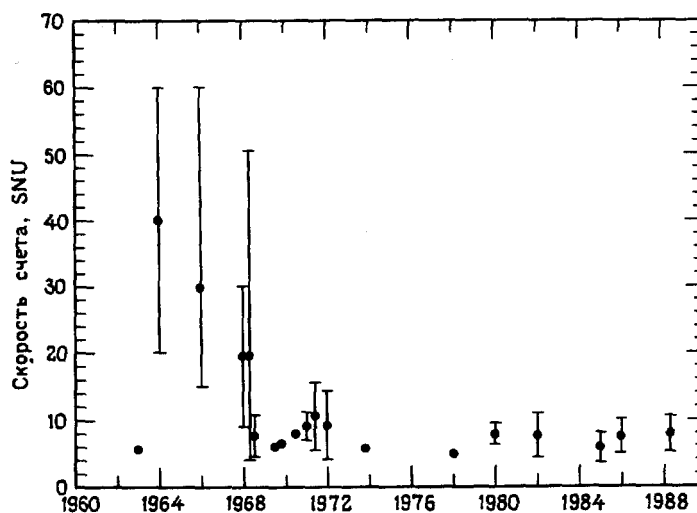


Рис. 1. Зависимость предсказанных скоростей захвата нейтрино в хлор-аргоновом эксперименте от времени.

Физические условия в недрах Солнца, где генерируется поток нейтрино, соответствуют температуре $15 \cdot 10^6$ К (или 1 кэВ в энергетических единицах) и плотности 150 г/см^3 . Начальный химический состав предполагается приблизительно одинаковым по всему Солнцу, причем считается, что современный поверхностный химический состав Солнца, изученный по данным спектроскопии солнечной фотосферы, отражает первоначальное отношение тяжелых элементов и водорода. В качестве возможного решения проблемы солнечных нейтрино рассматривались варианты очень неоднородного начального химического состава, однако не удалось построить модель непротиворечущую всем известным наблюдениям, в которой первоначальный состав был бы сильно неоднороден.

При этих предположениях светимость Солнца обеспечивается ежесекундным сгоранием $\approx 6 \cdot 10^8$ тонн водорода. Это происходит в двух энергообразующих циклах: протон-протонном (pp-цикл) и CNO-цикл, причем основную часть энергосвечения и потока нейтрино обеспечивает pp-цикл.

Реакции этого цикла представлены в таблице 1:

Т а б л и ц а 1

Реакция	Энергия нейтрино Мэв
1. $p + p \rightarrow {}^3\text{H} + e^+ + \nu$	≤ 0.420
2. $p + e^- \rightarrow {}^2\text{H} + \nu$	1.442
3. $\text{H} + p \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	—
4. ${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + 2p$ или	—
5. ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma$	—
6. ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu$	0.861 (90 %) 0.383 (10 %)
7. ${}^7\text{Li} + p \rightarrow 2\alpha$ или	—
8. ${}^7\text{Be} + p \rightarrow {}^8\text{B} + \gamma$	—
9. ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}^* + e^- + \nu$ или	≤ 15.0
10. ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + e^- + \nu$	≤ 18.77

Реакции углеродно-азотно-кислородного цикла (CNO-цикла) дают следующие энергии нейтрино (см. табл. 2).

Т а б л и ц а 2

Реакция	Энергия нейтрино Мэв
1. $^{12}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{13}\text{N} + \gamma$	—
2. $^{13}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + \text{e}^- + \nu$	≤ 1.119
3. $^{12}\text{C} + \text{p} \rightarrow ^{14}\text{N} + \gamma$	—
4. $^{14}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{15}\text{O} + \gamma$	—
5. $^{15}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + \text{e}^- + \nu$	≤ 1.732
6. $^{15}\text{N} + \text{p} \rightarrow ^{12}\text{C} + \alpha$	—
7. $^{16}\text{O} + \text{p} \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$	—
8. $^{17}\text{F} + \text{e}^+ \rightarrow ^{17}\text{O} + \nu$	—

Ниже обсуждаются вклады реакций этих циклов в скорости счета нейтрино в существующих детекторах. Стандартная солнечная модель позволяет рассчитать преобладающий pp-поток (от реакции 1, табл. 1) с точностью в 2 %. Остальные источники дают существенно меньший вклад. Сводные расчетные потоки нейтрино от реакций pp- и CNO-циклов приведены в таблице 3 [1].

Т а б л и ц а 3

Источник нейтрино	Поток $10^{10} \text{ см}^{-2}\text{сек}^{-1}$
(Реакция 1, табл. 1)	6.0 (1 ± 0.02)
(Реакция 2, табл. 1)	0.014(1 ± 0.05)
(Реакция 10, табл. 1)	$8 \cdot 10^{-7}$
(Реакция 6, табл. 1)	0.47 (1 ± 0.15)
(Реакция 9, табл. 1)	$5.8 \cdot 10^{-7}$ (1 ± 0.37)
(Реакция 2, табл. 2)	0.06 (1 ± 0.50)
(Реакция 5, табл. 2)	0.05 (1 ± 0.58)
(Реакция 8, табл. 2)	$5.2 \cdot 10^{-7}$ (1 ± 0.46)

Энергетические расчетные спектры солнечных нейтрино приведены на рис. 2 [1].

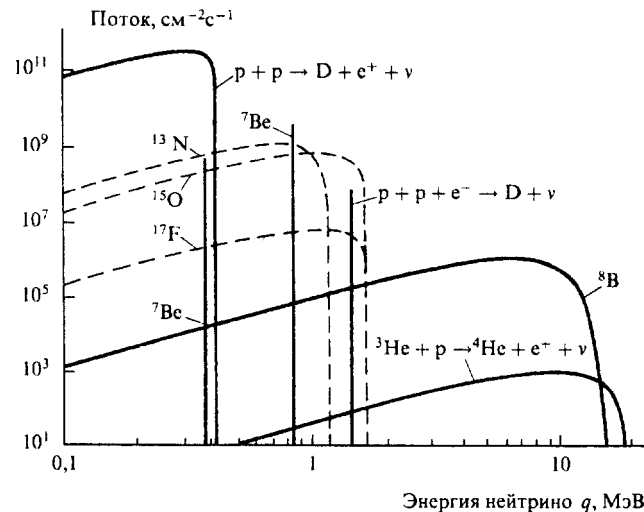


Рис. 2. Энергетический спектр Солнечных нейтрино согласно стандартной модели.

1.2. Параметры стандартной модели и поток солнечных нейтрино.

Таким образом, основная часть потока солнечных нейтрино (более 90 %) приходится на область энергий 0.1–0.8 Мэв и возникает в pp-реакциях.

Представляет интерес ряд характеристик стандартной модели, влияющих на исходящий общий поток нейтрино. Они связаны с наблюдаемыми величинами и их расчеты делаются с максимально возможной точностью. Это: доля фотонной светимости от протон-протонной цепи реакций — 0.984, соответствующая доля CNO-цикла составляет 0.016. До 90 % фотонной прозрачности в области лучистого энергопереноса обусловлено томпсоновским рассеянием фотонов на электронах солнечной плазмы. Конвективная зона заканчивается на 0.74 радиуса Солнца и содержит 1.5 % его массы.

Половина фотонной светимости и потока pp -нейтрино образуется в пределах массы 0.09 M ($R \leq 0.11R$), а 95 % — в пределах внутренней массы 0.36 M ($R \leq 0.21R$). Нейтринная светимость составляет 2.3 % от фотонной, что соответствует в среднем потерям энергии 0.572 МэВ при окончании протон-протонной цепи в виде нейтрино. В 85.5 % времени протон-протонный цикл заканчивается реакцией ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$ (Реакция 4, табл. 1), а 14.5 % времени — реакцией ${}^3\text{He}-{}^4\text{He}$ (Реакция 5, табл. 1).

Вышеприведенные параметры остаются стабильными для почти всех вариантов стандартной модели и являются своего рода контрольными для их различных модификаций. В то же время многие параметры реакций известны и рассчитываются со своими теоретическими неопределенностями, что побудило исследователей проблемы солнечных нейтрино искать подходы к ее решению на пути анализа этих неопределенностей.

Следует отметить, что был сделан ряд уточнений и усовершенствований стандартной модели, в частности, в области корректного учета теоретических неопределенностей, влияющих на вычисления скоростей счета для каждого типа детекторов. Так в модели Турк-Киеза и Лопеца [46] даются нижние границы неопределенностей, т. к. могут быть еще не учтенные эффекты. Современные оценки теоретических неопределенностей стандартной модели, основанные на работе [46] составляют соответственно 6 %, 22 % и 25 % для рассматриваемых ниже галлиевого, хлор-аргонового экспериментов и эксперимента Камиоканде.

2. Детектирование нейтрино, типы и свойства детекторов и основные результаты экспериментов

Не существует универсального детектора, способного наблюдать весь спектр солнечных нейтрино. Каждый детектор представляет собой уникальный долгосрочный научно-технический эксперимент. Необходимость тщательной изоляции от фона космических лучей и естественной радиоактивности земных пород, сверхмалость сечений взаимодействия нейтрино с веществом требуют создания больших и массивных сооружений, свойства которых также влияют на наблюдаемый поток нейтрино и вносят в него дополнительную, наряду с теоретической, неопределенность. По сути проблема солнечных нейтрино это проблема сопоставления теоретического спектра нейтрино и свойств детекторов, причем значимость этого сопоставления зависит, вообще говоря, от времени.

2.1. Хлорный детектор (Хоумстейк) (США).

Исторически первым был реализован хлор-аргоновый эксперимент [9], основанный на реакции поглощения нейтрино атомами ${}^{37}\text{Cl}$ с образованием радиоактивного изотопа Ar^{37} с периодом полураспада 35 суток:



с пороговой энергией 0.814 МэВ, что позволяет детектировать все главные источники нейтрино, кроме нейтрино от основной pp -реакции, т. е. этот детектор способен

регистрировать несколько процентов полного потока солнечных нейтрино. Сечение реакции (1) соответствует скорости образования ^{37}Ar : 0.462 ± 0.04 атом/сутки при фоновой скорости 0.08 ± 0.03 атом/сутки, что заставляет использовать большие массы хлорсодержащего вещества для выявления значимого количества атомов ^{37}Ar .

Выбор изотопа хлора в качестве вещества-мишени был связан с уникальным сочетанием его физических и химических свойств, позволивших относительно дешево построить нейтринный детектор больших размеров. Реакция поглощения в основном состоянии ^{37}Cl имеет относительно низкий порог и подходящее сечение, обеспечивающее реакцию для низкоэнергичных нейтрино, за исключением порожденных протон-протонным циклом. Этот изотоп составляет значительную долю — 24.23 % полного числа атомов хлора и его сравнительно несложно получить в значительных количествах.

Принцип хлор-аргонового детектора основан на химическом выделении путем продува гелием атомов ^{37}Ar из перхлорэтилена C_2Cl_4 — безпримесной жидкости, образующихся в результате реакции (1) и количество которых дает число зарегистрированных нейтрино. Энергии реакции (1) достаточно для отрыва ^{37}Ar от родительской молекулы, что позволяет легко их выделять. Период полураспада ^{37}Ar в 35 суток позволяет делать экспозиции достаточные для определения потока нейтрино с точностью не хуже 8 %.

На основе этого принципа в 1964 году был построен нейтринный детектор в шахте Хоумстейк (Лид, Южная Дакота, США). Его основные параметры следующие:

Глубина	1455 м
Жидкость для детектирования:	
Перхлорэтилен	C_2Cl_4
Размеры резервуара	6 м (диаметр) × 14.4 м (длина)
Масса жидкости	615 тонн
Объем	$3.8 \cdot 10^5$ литров
Энергетический порог нейтрино	0.814 МэВ
Количество атомов Cl^{37}	$2.16 \cdot 10^{30}$
Чувствительность к нейтрино	^8B , ^7Be

С учетом факторов, влияющих на ошибки измерений (оценка величины фона, интервал теоретической неопределенности в сечениях реакций) можно получить ожидаемые в этом эксперименте скорости счета нейтрино согласно стандартной солнечной модели [26]:

Т а б л и ц а 4

Источник нейтрино	Скорость счета в SNU
pp	0.0
pep	0.2
hep	0.03
^7Be	1.1
^8B	6.1
^{13}N	0.1
^{17}O	0.3
^{17}F	0.003
Суммарное значение	7.90 (1 ± 0.33)

При этом для Хоумстейкского детектора имеет место соотношение: один атом ^{37}Ar за сутки = 5.35 SNU.

Найдено, что фон может быть существенно уменьшен путем регистрации различия между быстрым фронтом нарастания импульса от точечной ионизации в результате распада ^{37}Ag и медленным фронтом от протяженного трека релятивистских частиц фона. В 1972 г. для величины эффекта был получен только верхний предел 1 SNU. В течение периода с августа 1970-го по март 1984 г. средняя скорость счета нейтринных событий была 2.08 ± 0.25 SNU [27], после чего в эксперименте наступил перерыв в связи с выходом из строя насосов, осуществляющих прокачку детектора. С августа 1986-го по март 1992 г. эффект был 2.81 ± 0.32 SNU [27]. Значения предсказанных и наблюдаемых скоростей счета нейтрино в этом эксперименте в период с 1964 по 1980 годы приведены на рис. 3.

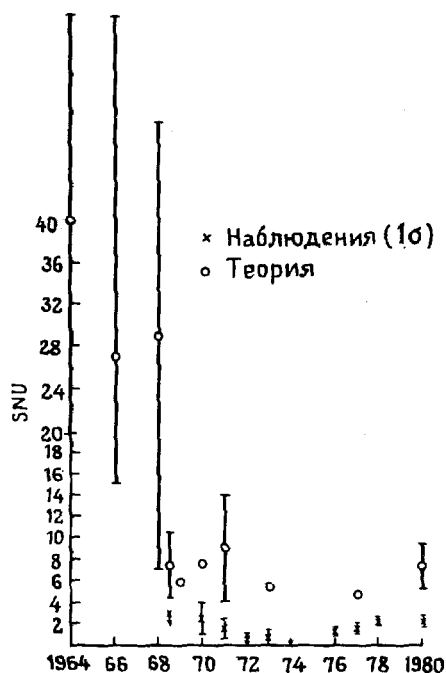


Рис. 3. Значения предсказанных и наблюдаемых скоростей захвата нейтрино в период 1964–1980 гг.

В период 1965–1995 гг. было проведено более 100 извлечений Ag^{37} или, как принято называть в радиохимии ранов (раном принято называть один полный цикл радиохимического эксперимента, состоящий из времени экспозиции мишени, извлечения образовавшегося под действием нейтрино изотопа и его счета) из контейнера с перхлорэтиленом, что привело к наблюдательной оценке скорости счета нейтрино 2.55 ± 0.25 SNU [27], составляющей лишь треть от величины, даваемой стандартной моделью. Именно эта устойчивая в течение последних 10 лет значимая разница и получила название "проблема солнечных нейтрино".

Если в качестве предсказываемого значения взять 4.8 ± 1.1 SNU, что можно получить с учетом теоретических неопределенностей, то отличие от среднего значения за весь период будет 2.25 ± 1.1 SNU, т. е. около двух стандартных отклонений. Следует отметить, что это существенно меньше, чем 14 стандартных отклонений, полученных Бакаллом и соавторами в [47]. Несмотря на это, в течение всего эксперимента значимая разница между теоретическими предсказаниями и наблюдаемой скоростью счета нейтрино не опускалась ниже фактора 2.

Из вышеприведенного анализа флуктуаций эффекта можно заключить, что в некоторые моменты времени эксперимент давал аномально низкие значения эффекта, что обусловило снижение среднего значения. Подобных флуктуаций, по-видимому,

не было после замены насосов. Следует сказать, хотя хлорный эксперимент был первой попыткой наблюдения солнечных нейтрино, анализ результатов показывает, что в эксперименте имели место проблемы в получении самосогласующегося набора данных (это объясняет заявленные флуктуации), и в результате среднее значение оказалось заниженным. Экспериментальные данные указывают, что использовать данные хлорного эксперимента до перерыва в 1984–1986 г. нужно с большой осторожностью.

Результаты наблюдений в хлор-аргоновом эксперименте в период 1970–1988 гг. Представлены на рис. 4.

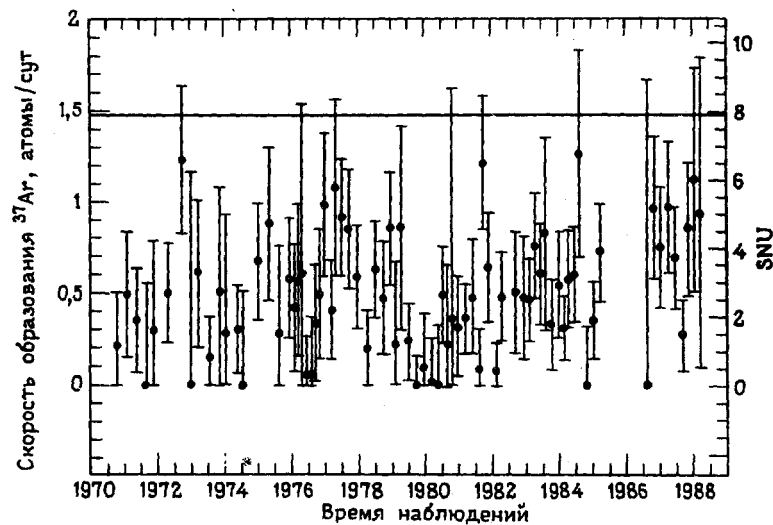


Рис. 4. Скорость счета нейтрино в эксперименте в Хоумстейке в 1970–1988 гг. Горизонтальная линия соответствует предсказанию стандартной модели 7.9 SNU.

2.2. Черенковский детектор в Камиоканде (Япония).

С помощью черенковского детектора определяется направление электронов отдачи, что указывает непосредственно на поток нейтрино от Солнца. Пороговая энергия для детектирования составляет величину 9 МэВ, регистрируя поток самых высокоэнергичных нейтрино, образующихся в ядерных реакциях на Солнце.

Для регистрации высокоэнергичных нейтрино в Японии был разработан детектор, регистрирующий черенковское излучение, порождаемое электронами, выбиваемыми нейтрино и движущимися в воде [28]. Реакция, лежащая в основе этого типа детектора — реакция рассеяния



причем эта реакция в шесть раз более вероятна для элетронных нейтрино, чем для ν_{μ} и ν_{τ} .

Детектор был построен в металлорудной шахте Камиока в 300 км к западу от Токио в Японских Альпах. На глубине 1000 м расположен металлический резервуар, содержащий 3000 метрических тонн сверхчистой воды. Внутренняя поверхность резервуара зачернена специальной эпоксидной смолой, и примерно 20 % ее поверхности занимают 948 специальных фотоэлектронных умножителей высокого разрешения, детектирующих черенковское излучение. Непосредственно для измерения потока солнечных нейтрино используются 680 тонн воды из внутренней области резервуара, чтобы снизить влияние фона космических лучей и естественной радиоактивности. Основные параметры детектора следующие:

Глубина	1000 м (2700 м водного эквивалента)
Жидкость для детектирования	Вода (H ₂ O)
Опорная масса	680 тонн
Пороговая энергия регистрации электронов	9 МэВ
Число электронов	$2.27 \cdot 10^{30}$
Чувствительность к нейтрино	$^8\text{В}$
Детекторы	ФЭУ черенковского излучения диаметром 50 см

Первоначально этот детектор предназначался для обнаружения распада нуклонов, что нашло отражение в названии нейтринного эксперимента — ”Камиоканде”, являющегося соединением двух корней Камиока и НДЕ, аббревиатуры нуклонных экспериментов.

В целом, результаты эксперимента ”Камиоканде”, с учетом теоретической неопределенности, на уровне 90 % значимости согласуются с данными хлор-аргонового эксперимента, показывая в среднем 0.39–0.55 от рассчитанного по стандартной модели потока $^8\text{В}$ нейтрино. Данные Камиоканде, с учетом современных теоретических неопределенностей, показывают, в среднем, меньшее различие с теоретическими оценками скорости счета нейтрино, но все же значимо отличающееся от предсказаний стандартной модели, разрыв остается.

2.3. Галлиевые детекторы. Эксперименты SAGE-SAGE и ГАЛЛИКС-GALLEX.

Для регистрации низкоэнергичных нейтрино, возникающих в основной реакции протон-протонного цикла, и составляющих 98 % общего потока солнечных нейтрино, в работе [29] было предложено использовать реакцию



Основной поток нейтрино порождается именно pp-реакциями, и он наиболее надежно вычисляется в стандартной модели. Энергетический порог реакции (3) составляет 0.2 МэВ. Галлиевый детектор, как и хлор-аргоновый эксперимент, основан на химическом выделении и подсчете радиоактивных атомов ${}^{71}\text{Ge}$ с периодом полураспада 11.4 дня.

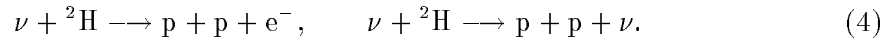
Согласно стандартной модели, после месячной экспозиции 16 атомов ${}^{71}\text{Ge}$ образуются в 30 тоннах галлия.

В европейско-американско-израильском эксперименте GALLEX [30], проводимом с 1990 года в туннеле Гран Сассо вблизи Рима, используется 30 тонн раствора $\text{GaCl}_3\text{--HCl}$. В аналогичном советско-американском эксперименте SAGE в нейтринной обсерватории на Кавказе (Баксанское ущелье) использовалось 60 тонн расплавленного металлического галлия [7].

Результаты этих экспериментов, представленные в вышеупомянутых работах [7, 30], оказались соответственно (79 ± 12) SNU для эксперимента GALLEX и (74 ± 14) для SAGE. Оба этих результата значимо меньше рассчитанного по стандартной модели потока низкоэнергичных нейтрино (132 ± 7) SNU. При этом детектор в эксперименте GALLEX подвергался независимой проверке с использованием источника нейтрино ${}^{51}\text{Cr}$ с энергиями 750 keV.

В аналогичном эксперименте SAGE, в 1995 году была проведена калибровка с искусственным источником нейтрино, подтвердившая предыдущие результаты эксперимента. В настоящее время нет систематических различий между данными GALLEX и полученными на установке в Баксанском ущелье. Оба они показывают заниженный примерно вдвое поток нейтрино от основной реакции энерговыделения на Солнце.

Для дальнейших наблюдений, уменьшения степени неопределенности и проверки моделей, предлагаемых для объяснения наблюдаемого дефицита нейтрино разрабатываются новые детекторы. В частности, проект нейтринной обсерватории в Содбери (Онтарио, Канада), расположенной в самой глубокой в Западном полушарии никелиевой шахте (2070 м), предусматривает использование реакций взаимодействия нейтрино с ядром дейтерия [31]:



Первая реакция идет только с участием электронных нейтрино, тогда как во второй могут участвовать все три типа нейтрино. Если будет обнаружен избыток нейтрино, детектируемых во втором типе реакций, это будет указывать на осцилляции нейтрино между типами.

Обсерватория должна начать работу в 1996 году, используя 1000 тонн тяжелой воды в качестве рабочей массы. Ожидаемый поток составляет 10 событий в день от реакций обоих типов. Этот эксперимент предлагает независимый от солнечной модели тест на осцилляции нейтрино.

3. Интерпретации с привлечением "новой физики" и эффектов распространения нейтрино

Для объяснения наблюдаемого дефицита нейтринного потока было выдвинуто несколько интерпретаций. Условно их можно подразделить на "модельные", модифицирующие модели структуры и переноса энергии в Солнце таким образом, чтобы получить согласующийся с наблюдениями поток, и "фундаментальные", рассматривающие эффекты ненулевой массы определенных видов нейтрино, взаимодействия трех типов нейтрино между собой и пр.

Основной "модельной" интерпретацией является модифицированная модель конвекции в Солнце [12]. Она основана на наблюдательном факте, согласно которому содержание ${}^7\text{Li}$ на Солнце в 100 раз меньше, чем в метеоритах. Это значение содержания ${}^7\text{Li}$ получено по данным спектрофотометрии солнечной фотосферы, т. е. поверхности Солнца. При развитой конвекции, охватывающей 72 % радиуса Солнца, можно ожидать, что элементы тяжелее водорода тщательно перемешаны, что приводит к их большому дефициту в центре Солнца. Это, в свою очередь, приводит к неустойчивостям в конвективном режиме, понижающим температуру центральных областей. Т. к. скорость счета (произведение потока на эффективную площадь детектора) нейтрино от ${}^8\text{B}$ пропорциональна температуре в 18-й степени ($\sim T^{18}$), то это ведет и к ее уменьшению. Уменьшение центральной температуры на 5–7 %, может уменьшить наблюдаемый на "хлорном" детекторе поток вдвое, что с учетом того, что на нем наблюдаются, в основном, ${}^8\text{B}$ -нейтрино (до 80 %), в принципе, согласуется с наблюдениями в пределах ошибок.

Для согласования моделей с наблюдаемыми потоками предлагался ряд модификаций стандартной модели, а также нестандартные модели Солнца. Следует отметить, что в большинстве из них еще не выполнены тщательные расчеты наблюдаемых величин и их сравнение с достоверными данными. Некоторые наиболее проработанные варианты нестандартных моделей рассматриваются ниже.

3.1. Модель с малым содержанием тяжелых элементов в центре Солнца.

Поскольку градиент температуры внутри Солнца пропорционален радиационной непрозрачности, то уменьшив непрозрачность можно понизить температуру в центре и, тем самым, уменьшить выход нейтрино от реакций pp- и CNO-циклов.

Около половины внутренней непрозрачности Солнца обусловлено наличием тяжелых элементов, если отношение Z/X их содержания к водороду такое же как и на поверхности [32]. Если содержание тяжелых элементов в центре уменьшить на порядок по сравнению с поверхностью, то тогда почти вся непрозрачность будет обусловлена рассеянием на электронах и тормозным излучением на ядрах водорода и гелия. Варьируя Z в центре Солнца можно добиться согласования нейтринного потока с хлор-аргоновым экспериментом и данными Камоканде-II. В работе [26] для хлор-аргонового детектора получены значения потоков 1.4–1.6 SNU для моделей с малым Z , начиная с радиуса 0.56–0.68. При $Z/X \sim 2.7 \cdot 10^{-3}$ поток ^8B нейтрино составляет $0.7 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. При скорости счета для ^{37}Cl 1.6 SNU поток ^8B нейтрино уменьшается в 7 раз, а ^7Be нейтрино — в 2.5 раза по сравнению со стандартной моделью. Поток от CNO цикла падает более чем на порядок величины, потоки pp- и pep- нейтрино практически не меняются, тогда как поток hep- нейтрино возрастает на 35 %. В работе [33] показано, что если область с низким Z соответствует 0.3 R от центра Солнца, то можно достичь согласия с хлор-аргоновым экспериментом.

Однако, как следует из гелиосейсмологических расчетов колебаний p-моды (резонансных звуковых колебаний в слое ограниченном поверхностью Солнца и нижней границей конвективной зоны) в работе [26], при малых Z наблюдается значимое расхождение между наблюдаемыми и рассчитанными частотами. Кроме того, для этой модели нужен механизм отклонения от однородного химического состава Солнца. Эти трудности не преодолены в моделях с малым Z .

3.2. Модель с осаждением железа.

До 25 % внутренней непрозрачности Солнца обусловлено элементами типа железа. В работе [34] высказано предположение, что поправки к свободной энергии Гиббса для плазмы, состоящей из водорода, гелия и железа, приводят к фазовому переходу, в результате которого почти все железо выделяется из водородно-гелиевой плазмы. Если допустить, как сделано в работе [35], что железо не вносит вклада в радиационную непрозрачность, то можно получить 40 % сокращение расчетной скорости захвата для ^{37}Cl -эксперимента — от 6.5 SNU до 4.0 SNU. К такому выводу приходят авторы работы [35]. Однако к настоящему времени не построено модели Солнца и наблюдаемых величин с учетом осаждения железа. К тому же, проведенные в работе [36] усовершенствованные расчеты смешиваемости ионов железа в водородно-гелиевой плазме не подтверждают эффекта осаждения железа.

3.3. Модель Солнца с выгоревшим ядром.

Поскольку химическая неоднородность Солнца играет существенную роль для в определении непрозрачности его внутренних областей и, следовательно, температуры энерговыделения, определяющей нейтринный поток, разрабатываются модели формирования химически неоднородного Солнца. Одной из них является модель, предложенная Прентисом и основанная на предположении, что Солнце имеет небольшое ядро, в котором исчерпан водород [37]. При этом поток ^8B -нейтрино может быть значимо меньше.

Прентис предположил, что на ранних стадиях формирования Солнца имела место развитая турбулентность, сопровождающая образование планет. При этом произошло обогащение солнечного ядра с массой в несколько процентов от солнечной металлами. Сильная конвекция, также вводимая автором, способствовала росту этого ядра до размеров, способных повлиять на нейтринный поток. Первоначально в этом ядре шли реакции CNO-цикла, затем водород в нем выгорел и в настоящее время характеристики Солнца согласуются со стандартной моделью звезды главной последовательности. При этом нейтринный поток связан с CNO-циклом и с pp-реакциями, идущими вне безводородного ядра, т. е. в областях с меньшей тем-

пературой и непрозрачностью. Оба эти фактора ведут к снижению нейтринного потока, однако в работе [37] не проведены его расчеты.

Гипотеза "выгоревшего ядра" требует много весьма специфичных предположений (развитое турбулентное и конвективное перемешивание на ранних стадиях звездообразования) и в настоящее время на ее основе не построено ни одной численной модели.

3.4. Быстрое вращение внутренних областей Солнца.

В ряде работ рассматривался эффект частичной компенсации теплового давления в солнечном ядре быстрым вращением и, как следствие, небольшое уменьшение температуры, ведущее к снижению нейтринного потока [38, 39]. Для значимого уменьшения градиента давления и, соответственно, нейтринного потока, необходимо чтобы средняя по сфере радиальная составляющая центробежной силы составляла не менее 1 % от гравитационной, т. е. параметр

$$\varepsilon = \frac{2\Omega^2(r)r^3}{3GM(r)}, \quad (5)$$

где $\Omega(r)$ и $M(r)$ соответственно угловая скорость и масса на радиусе r , или

$$\varepsilon \simeq 1.6 \cdot 10^{-8} \left(\frac{27^d}{\tau} \right) \left(\frac{r}{0.05R_\odot} \right) \left(\frac{0.01M_\odot}{M(r)} \right), \quad (6)$$

где τ — средний период вращения в области образования $^8\text{В}$ -нейтрино, т. е. при радиусе $0.05 R$ и массе $0.01 M$ в сутках, был бы

$$\varepsilon \geq 0.01.$$

Это означает, что скорость вращения в этих слоях должна быть, по крайней мере, в 1000 раз больше, чем на поверхности. Это трудно совместить с наблюдаемым значением сплюснутости Солнца, т. к. для этого необходимо замедление вращения внешних слоев с возрастом Солнца. Как показано в работе [40], даже предположение о замедлении не устаняет всех трудностей.

Как показывает анализ акустических колебаний Солнца (p-моды) [41], угловая скорость вращения остается в пределах 30 % ее поверхностного значения вплоть до радиуса $0.3 R$ и никакого значимого ее роста не наблюдается. Хотя эта область еще далека от зоны генерации $^8\text{В}$ -нейтрино, дальнейший анализ расщепления низкочастотных гармоник акустических мод, связанных с вращением, наложит сильные ограничения на параметр ε .

3.5. Эффект сильного магнитного поля.

Изменение градиента давления в плазме внутренних областей Солнца может быть, в принципе, обеспечено магнитным полем "вмороженным" в плазму. Если магнитное поле убывает к поверхности, то его учет в уравнении гидростатики приводит к увеличению градиента давления, что выражается параметром

$$\beta = \frac{B^2}{8\pi P_{\text{газ}}} \simeq 0.2 \left[\frac{B(r)}{10^9 \text{ Гс}} \right]^2 \left[\frac{P_{\text{газ}}(0)}{P(r)} \right], \quad (7)$$

где $P(r)$ — газовое давление на радиусе r .

Для значимого изменения потока нейтрино, поле во внутренних областях должно быть порядка 10^9 Гс. Расчеты модели с магнитным давлением при поле в центре 10^9 Гс [42], приводят к почти двухкратному увеличению скорости счета нейтринных событий в хлор-аргоновом эксперименте, т. е. к эффекту противоположному ожидаемому. Кроме того, как показал Паркер [43], сильные магнитные поля внутри Солнца будут неустойчивы, т. к. магнитная подъемная сила вынесет их на

поверхность за время порядка 10^8 лет. Все это делает "магнитные" модели маловероятными для интерпретации нейтринного потока.

3.6. Сильное перемешивание в Солнце.

Эзер и Камерон [44] высказали предположение, что поток ^8B -нейтрино может быть уменьшен в звездных моделях, в которых содержание водорода в центре может поддерживаться вблизи его начального значения, т. к. в стандартной модели, по мере исчерпания водорода в центре, происходит повышение температуры и, следовательно, увеличение нейтринного потока. Для поддержания концентрации водорода в центре авторы приняли гипотезу о том, что в течение всей истории Солнца в нем происходило интенсивное перемешивание его различных областей. Для согласования с данными хлор-аргонового эксперимента оно должно быть очень интенсивным и охватывать не менее 60 % солнечной массы.

До сих пор не найдено какого-либо механизма, обеспечивающего подобное перемешивание.

3.7. Магнитный момент нейтрино.

Существует несколько "фундаментальных" интерпретаций. Согласно стандартной модели взаимодействия частиц Глэншоу-Вайнберга-Салама нейтрино могут иметь массы в диапазоне от 1 до 10^{-6} эВ и магнитный момент. Взаимодействие нейтринного магнитного момента с магнитным полем Солнца приводит к наличию в потоке доли нейтрино с противоположными спинами, которые не взаимодействуют с мишенями ^{37}Cl . Эта доля зависит от спектра масс нейтрино, и, в принципе, может быть оценена из нейтринных наблюдений. В пользу этой интерпретации приводились данные о возможной обратной зависимости величины нейтринного потока от солнечной активности [11], поскольку в среднем более сильное магнитное поле во время максимума активности должно, согласно этой интерпретации, уменьшать долю взаимодействующих с ^{37}Cl нейтрино. Указывалось, что поток достиг минимума в период солнечного максимума 1979–1980 гг. и стал возрастать во время снижения активности Солнца (1986–1988 гг.). Однако, ни в каких экспериментах с 1981 года не было обнаружено значимых масс для всех типов нейтрино, а также эксперименты Камиоканде [10] не подтвердили связи потока нейтрино с солнечной активностью, хотя, согласно данной интерпретации, в потоке электронных высокоэнергичных (~ 8 МэВ) нейтрино, регистрируемых в этом эксперименте, также должна быть составляющая с перевернутым спином.

Указывалось, что существуют значительные флуктуации нейтринного потока, измеряемого в хлорном эксперименте, и они коррелируют в противофазе с солнечной активностью, причем эффект составляет пять стандартных отклонений. Эти наблюдения приведены на рис. 5.

По данным [11] эффект во время минимумов 21-го и 22-го циклов солнечной активности составлял 4.1 ± 0.9 и 4.2 ± 0.7 SNU соответственно, тогда как в максимумах этих циклов 0.4 ± 0.2 и 1.2 ± 0.6 . Величина для 21-го максимума — 0.4 ± 0.2 , соответствующая ранам 61–66, поразительно низка, если сравнить ее со средним значением в период с 1970 по 1992 гг. — 2.55 ± 0.25 SNU [32]. Различие равно 2.15 ± 0.30 , что составляет семь стандартных отклонений для этого одного года (раны 61–66). Если сравнить этот год со средним значением за период от 1986–1988 гг. до 1992–1994 гг. — 2.81 ± 0.38 SNU (согласно [32] к настоящему моменту возможно 2.9 SNU), то разница составляет 2.41 ± 0.38 SNU, что опять равно шести (или семи) стандартным отклонениям.

Интересно отметить, что после первых двух лет работы хлорный эксперимент давал только верхний предел около 1 SNU, что также, по-видимому, противоречит двум вышеприведенным величинам 2.55 ± 0.25 или 2.81 ± 0.32 SNU.

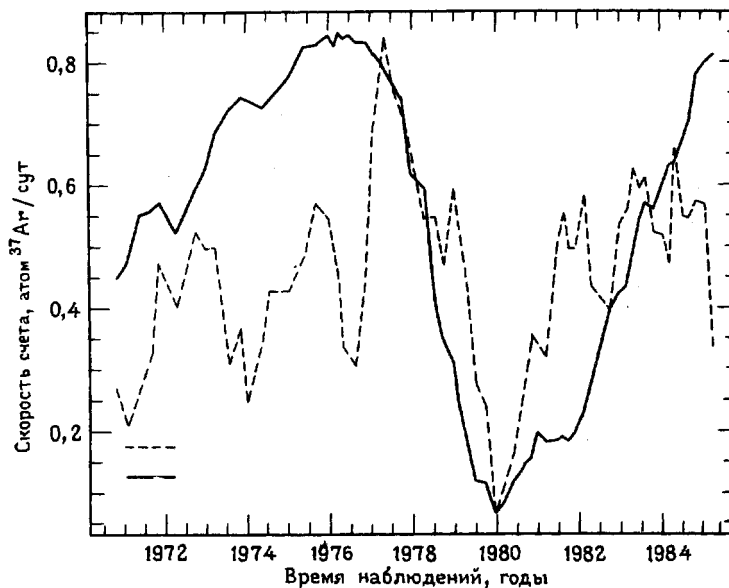


Рис. 5. Совместный ход чисел Вольфа и потока нейтрино в ^{37}Cl -эксперименте.

С 1987 г. солнечный нейтринный поток измеряется экспериментом Камиоканде. В этом эксперименте не найдено доказательств существования каких-либо существенных изменений потока, связанных с солнечным циклом или каким-нибудь другим временным масштабом. Более того, в эксперименте не наблюдалось таких низких значений, как в хлорном эксперименте.

Поскольку энергия нейтрино, регистрируемых в этих экспериментах, приблизительно одинакова, то кажется, что результаты противоречат друг другу. Можно предположить, что результаты Камиоканде не верны. Но поскольку эксперимент осуществлен высококвалифицированной, хорошо финансируемой группой, выполнившей много проверок, то это кажется маловероятным. С другой стороны, можно предположить, что результаты Камиоканде правильны, а в хлорном эксперименте могут быть временные проблемы. Это предположение не требует никаких нетривиальных теоретических интерпретаций, поэтому более вероятно.

Таким образом, мы приходим к выводу, что существование больших вариаций потока с периодом солнечного цикла крайне маловероятно.

3.8. "Осцилляции типов" нейтрино и WIMP-частицы.

С 1985 года для интерпретации нейтринных экспериментов активно привлекается теория "осцилляции типов" нейтрино. Она была разработана в [25, 6] и получила с 1986 года название "эффект Михеева-Смирнова-Вольфенштейна" (МСВ). Эта теория требует наличия массы покоя хотя бы у одного типа нейтрино в диапазоне 0.001–0.01 эВ. При этом нейтрино трех типов распространяются в виде волн, представляющих собой суперпозиции состояний с различными массами. Фазовые соотношения волн определяют эффективный тип нейтрино в потоке. В центральных областях Солнца, электронные нейтрино, взаимодействуя со свободными электронами могут, при этих условиях, частично перейти в состояния тау- или мюонных нейтрино, которые уже не будут обнаружены в "хлорном" детекторе. Возможны, также, спонтанные переходы между различными состояниями нейтрино в вакууме, что приводит к снижению наблюдаемого потока. В ряде работ, в частности в [48], привлекается гипотеза т. н. WIMP-частиц — тяжелых слабовзаимодействующих частиц, имеющих в стандартной Big-Bang космологической модели реликтовое происхождение. WIMP-частицы могут переносить энергию от центральных (самых высокотемпературных) областей Солнца немного наружу, понижая градиент тем-

пературы и поток ν -нейтрино. Поскольку WIMP-частицы предоставляют новый канал переноса энергии, они оказывают такое же влияние на потоки нейтрино, как и понижение фотонной непрозрачности.

4. Уточнения ССМ и сечений реакций с выделением нейтрино

В последнее время активно развиваются подходы, основанные на уточнении как параметров и методов расчетов ССМ, так и на расчетном и экспериментальном уточнении сечений реакций с образованием нейтрино.

При сравнении модели и результатов экспериментов одинаково важно учитывать как возможные ошибки наблюдений так и степень неопределенности параметров моделей. ССМ должна удовлетворять трем, достаточно точно известным параметрам — светимости Солнца L , массе — M и видимому радиусу — R . Важным параметром является химический состав центральных областей, определяющих прозрачность и, соответственно, температуру в центре. ССМ [5] оказалась достаточно точной. Согласно расчетам периодов колебаний гелиосейсмологических мод (10000 мод с периодами около 5 мин.), основанных на ССМ, были построены профили скорости звука C в верхних слоях Солнца; расхождения величины $(C_{\text{набл.}}^2 - C_{\text{теор.}}^2)/C_{\text{теор.}}^2$ не превысили 8 % [18]. (рис. 6). В то же время, согласно

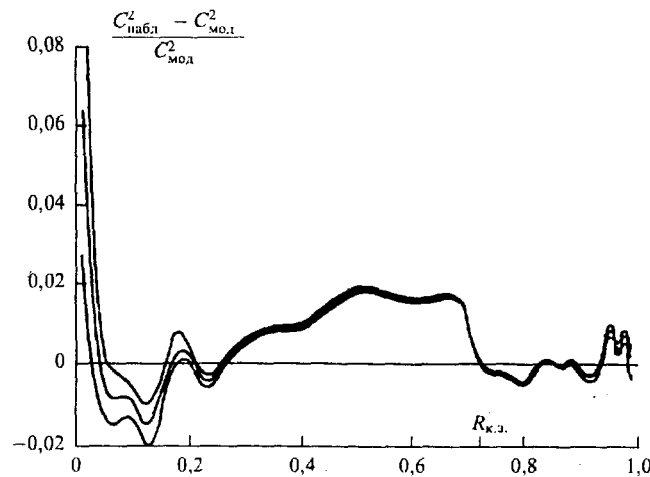


Рис. 6. Различие между наблюдаемой и вычисленной скоростью звука в квадрате как функция солнечного радиуса.

усовершенствованному методу расчета ССМ, в котором использовалось до 10000 шагов по радиусу и реализовывался алгоритм усвоения данных гелиосейсмологических наблюдений и расчетов [24], т. е. по-существу в новой ССМ, показано, что при изменении светимости от 3.86 до $3.826 \cdot 10^{33}$ эрг/сек, (что лежит в пределах неопределенностей параметров) и уточнении "астрофизического форм-фактора S^{17} " для сечения реакции ${}^7\text{Be}(p, \gamma) {}^8\text{B}$ с 22 до 17 эВб, поток ${}^8\text{B}$ нейтрино уменьшается на 38–42 %. Это подтверждается экспериментами по уточнению сечений реакций ${}^3\text{He}({}^4\text{He}, p) {}^7\text{Be}$ [16], дающих уменьшенное на 25–30 % значение для форм-фактора. В работе [13] показано, как обогащение ядра ${}^8\text{B}$ протонами (5 протонов и 3 нейтрона) влияет в сторону уменьшения до 25 % на величину сечения реакции ${}^8\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be} + e^+ + \nu$.

4.1. Коллективные процессы в плазме и их влияние на прозрачность центральных областей Солнца.

В работе [23] рассматриваются плазменные эффекты в центральных областях Солнца. Показано, что ранее недооценивалась роль коллективных процессов в сол-

нечной плазме, из которых главную роль играют релятивистское доплеровское уширение при гамма-электронных взаимодействиях и резонанс Романа на плазменных флуктуациях, обеспечивающий дополнительный канал переноса энергии в виде плазменных волн. Это делает центральные области на Солнце более прозрачными (до 10 % по сравнению со ССМ), что в свою очередь, должно понизить центральную температуру при сохранении интегральной светимости. Снижение температуры ведет уменьшению скорости счета нейтрино от реакций с ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$, как T^8 и T^{18} соответственно. Для галлиевого детектора, однако, эффект ожидается обратный, т. к. для него скорость счета $T^{-1,2}$.

5. Основные выводы

На основе анализа современного массива данных (за тридцать лет экспериментов), моделей Солнца и привлекаемых гипотез, можно сделать следующие выводы:

1) Эксперименты Дэвиса (хлор-аргоновый детектор стали более надежны и статистически достоверны.

2) Первоначальное различие между предсказаниями ССМ и хлор-аргоновым экспериментом существенно сократилось (до 2.5 раз), однако сохраняющееся различие остается существенно значимым.

3) Попытки преодоления этого различия за счет различных моделей Солнца и нейтринных гипотез не привели к существенному успеху. Проблема солнечных нейтрино остается таковой несмотря также на все попытки усовершенствования расчетов параметров реакций и коэффициентов прозрачности.

4) С 1991 года существенно уменьшились ошибки регистрации в галлиевых экспериментах, и они дают устойчиво заниженный вдвое поток нейтрино от основной протонно-протонной реакции на Солнце.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bahcall J.N. Neutrino Astrophysics (Cambridge Univ. Press, 1989).
2. Bahcall J.N. Phys. Rev. Lett. 12, 300–302 (1964).
3. Bahcall J.N. Phys. Lett. B 338, 276–281 (1994).
4. Davis R.Jr. Phys. Rev. Lett. 12, 303–305 (1964).
5. Schwarzschild M. et al. Astrophys. J., v. 125, 233 (1957).
6. Mikheyev S.P. & Smornov A.Yu. Nuovo Simento ${}^9\text{C}$, 17–26 (1986).
7. Abdurastov J.N. et al. Phys. Lett. B328, 234–248 (1994).
8. Hirata K.S. et al. Phys. Rev. Lett. 58, 1490–1493 (1987).
9. Davis R.Jr. Frontiers of Neutrino Astrophysics (ed. Suzuki Y. & Nakamura K.) 47–60 (Universal Academy, Tokyo, 1993).
10. Nagano M. (ed.) Tokyo Workshop on Techniques for the study of Extremely High Energy Cosmic Rays (Institute for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1994).
11. Abazov A.I. et al. Phys. Rev. 67, 3332–3335 (1991).
12. Courtaud D. et al. Solar Physics, v. 128, 49 (1990).
13. Turck-Chieze S., Lopes I. Astrophys. J. Suppl. 79, 507 (1992).
14. Filippone B.W. et al. Phys. Rev. Lett. 50, 412 (1983).
15. Filippone B.W. et al. Phys. Rev. C 28, 2222 (1983).
16. Motobayashi T. Phys. Rev. Lett. 76, (1994).
17. Bahcall J.N., Pinsonneault M.H. Rev. Mod. Phys. 64, 885–926 (1992).
18. Librecht K.G., Woodward M.F. Nature, 345, 779 (1990).
19. Bahcall J.N. et al. Monthly Nature, 3, N 5, 66–70 (1995).
20. Morrison D. Preprint CERN-PPE/94–125 (Geneva: CERN, 1994).
21. Gravin V.N. (SAGE) "Neutrino-94" International Conference (Eliat, May 1994).
22. Моррисон Д. УФН, т. 165, N 5, с. 579–590 (1995).
23. В.Н. Пытович, Р. Бунгхан, У. де Ангинелли, А. Форлани. УФН, т. 166, N 2, с. 113–139 (1996).
24. Dar A., Mabul E. Astrophys. J. (in print, 1996).

25. *Wolfenstein L.* Phys. Rev. D¹⁷, 2369–2374 (1978).
26. *Bahcall J.N., Ulrich R.K.* Rev. Mod. Phys., 60, 297 (1988).
27. *Bahcall J.N., K. Lande, R.E. Lanou Jr., J.G. Learned, R.G.H. Robertson, Wolfenstein L.* Monthly Nature, 3, N 5, 66–70 (1995).
28. *Hirata K.S. et al.* Phys. Rev. D⁴⁴, 2241–2260 (1991).
29. *Bahcall J.N. et al.* Phys. Rev. Lett. 40, 1351–1354 (1978).
30. *Anselmann P.* Phys. Lett. B 314, 445–458 (1993).
31. *Aardsma G. et al.* Phys. Lett. B 194, 321–325 (1987).
32. *Bahcall J.N., Davis R.Jr.* In: Essays in Nuclear Astrophysics, ed. by C.A. Barnes, D.D. Clayton, D. Shramm, Camb. Univer. Press, p. 243 (1982).
33. *Sienkiewicz R., Bahcall J.N., Paczynski B.* Astrophys. J., 349, 641 (1990).
34. *Ruff I., Lissi j., Gombos K.* Astrophys. J., 289, 409 (1985).
35. *Dearborn D.S., Marx G., Ulrich R.K.* Prog. Theor. Phys. Lett. 77, 12, (1987).
36. *Ichimaru S., Iyetomi H., Tanaka S.* Phys. Reports, 149, 91 (1987).
37. *Prentice A.J.R.* Astron. Astrophys., 50, 59 (1976).
38. *Ruff I., Lissi j.* Chem. Phys. Lett., 116, 335 (1985).
39. *Ulrich R.K.* Astrophys. J., 158, 427 (1969).
40. *Rood R.T., Ulrich R.K.* Nature, 252, 366 (1974).
41. *Duvall T.L., Harvey J.W.* Nature, 310, 19 (1984).
42. *Bahcall J.N., Ulrich R.K.* Astrophys. J., 170, 593 (1971).
43. *Parker E.* Astron. Space Sci., 31, 261 (1974).
44. *Lande K.* данные представленные на конференции "Нейтрино 94" (Eliat, May 1994).
45. *Turek-Chieze S. et al.* Phys. Rep. 230 57 (1993).
46. *Turek-Chieze S., Lopez I.* Astrophys. J. 408 347 (1993).
47. *Bahcall J.N. et al.* Inst. for Adv. Studies, Princeton preprint, IASSNS-AST 94/13.
48. *Griest K., Seckel D.* Nucl. Phys. B 283, 681 (1987).