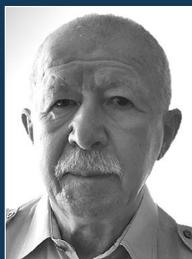


Осцилляции солнечных нейтрино



Олег Бояркин,
профессор кафедры
общей и медицинской
физики Международного
государственного
экологического института
им. А.Д. Сахарова БГУ,
доктор физико-
математических наук,
профессор



Виктор Махнач,
доцент кафедры
физико-математических
дисциплин Института
информационных
технологий БГУИР,
кандидат физико-
математических наук,
доцент

Поскольку Солнце – обычная звезда нашей Галактики, то такие проблемы, как, например, источники энергии, строение и образование спектра, являются общими для физики Солнца и звезд. Следовательно, все многообразие уже установленных солнечных явлений: зернистая структура поверхности, сложные изменения яркости и движений в ее отдельных активных центрах, процессы в самых внешних, разреженных слоях атмосферы, в частности солнечные вспышки, образование протуберанцев, солнечного ветра, – свойственно не только Солнцу, но и другим звездам. Поэтому физика солнечных явлений имеет огромное значение для развития астрофизики в целом.

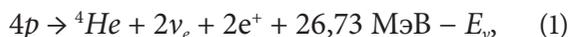
До

недавнего времени основным источником информации о Солнце были наблюдения на гамма-телескопах. Однако Солнце – не только источник электромагнитного излучения, оно также излучает огромное количество левосторонних электронных нейтрино ν_{eL} . Поскольку нейтрино на своем пути от Солнца до земного наблюдателя, в отличие от фотонов, практически не взаимодействуют с частицами космической среды, то они несут практически стопроцентную информацию о прародительском объекте.

Свойства нейтрино не совсем обычны, и надежное их установление – необходимое условие успешной работы нейтринных телескопов. В минимально расширенной Стандартной модели массовая матрица нейтрино в базисе $\nu_{eL}, \nu_{\mu L}, \nu_{\tau L}$ (флэйворный базис) недиагональна. Следовательно, $\nu_{eL}, \nu_{\mu L}$ и $\nu_{\tau L}$ уже не физические частицы с определенным значением массы, являются таковыми только их комбинации ν_1, ν_2 и ν_3 (массовый базис). В вакууме переход от флэйворного базиса к массовому осуществляется матрицей M_0 , которая представляет собой функцию от трех постоянных углов смешивания θ_0^{ik} ($i, k=1, 2, 3$). Значение их таково, что, например, массовое состояние ν_2 определяется примерно равным количеством $\nu_{eL}, \nu_{\mu L}$ и $\nu_{\tau L}$. В свою очередь, в ν_3 флэйворные комбинации $\nu_{\mu L}$ и $\nu_{\tau L}$ находятся приблизительно в одинаковом соотношении с очень небольшой долей ν_{eL} . Следовательно, ν_3 будет проявляться с вероятностью $\sim 0,48$ как $\nu_{\mu L}$, $\sim 0,5$ – как $\nu_{\tau L}$ и $\sim 0,02$ – как ν_{eL} . С другой стороны, флэйворные состояния оказываются смешанными с массовыми: так, ν_{eL} состоит примерно из $2/3 \nu_1, 1/6 \nu_2$ и $1/6 \nu_3$. В веществе матрица перехода к физическому базису M_m имеет тот же вид, что и M_0 , но с заменами вакуумных углов смешивания на углы смешивания в веществе $\theta_0^{ik} \rightarrow \theta_m^{ik}$. При этом θ_m^{ik} не являются постоянными числами, а определяются характером взаимодействия нейтрино с веществом.

Что касается электромагнитных характеристик, то нейтрино, несмотря на свою нейтральность, обладает отличным от нуля магнитным моментом. При этом не исключена возможность наличия и других мультипольных моментов (анепольного момента, зарядового радиуса и т.д.).

Основным источником солнечных электронных нейтрино является совокупность реакций термоядерного синтеза в центральной части Солнца, приводящая к превращению водорода в гелий без участия катализаторов (протон-протонная цепочка). Ее можно представить в виде многоступенчатого процесса:



где E_ν – энергия, уносимая электронным нейтрино со средним значением $\sim 0,6$ МэВ; pp -цепочка заканчивается образованием ядра гелия ${}^3\text{He}$, двух позитронов и двух электронных нейтрино.

Имеется еще один цикл термоядерных реакций, ответственный за появление нейтрино. Эта последовательность реакций, приводящая к образованию гелия из водорода с участием углерода, азота, кислорода и фтора в качестве катализаторов, получила название «углеродно-азотный цикл» (CNO-цикл). Для солнечных температур его вклад довольно слаб, поэтому за его счет рождается только 1,5% нейтрино от полного потока.

Из уравнения (1) можно сделать грубые оценки полного нейтринного потока Φ_ν , который падает на земную поверхность. Поскольку в каждой реакции рождается два нейтрино и излучается энергия $E_\gamma \approx 27$ МэВ, то Φ_ν определится соотношением:

$$\Phi_\nu \approx \frac{L_\odot}{4\pi D^2 \frac{1}{2} E_\gamma}, \quad (2)$$

где D – расстояние от солнечного ядра до Земли. Подстановка численных значений приводит к результату $\Phi_\nu \approx 6 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Уже первые измерения потоков солнечных нейтрино показали разногласие с предсказаниями Стандартной солнечной модели (ССМ) [1]. Так, например, на 1981 г. измеренное значение полной скорости захвата ν_{eL} -нейтрино определялось величиной:

$$\Phi_{exp} = (1,8 \pm 0,3) \text{ СНЕ}, \quad (3)$$

в то время как вычисления с использованием ССМ давали

$$\Phi_{theor} = (7,6 \pm 3,3) \text{ СНЕ}. \quad (4)$$

СНЕ – солнечная нейтринная единица; $1 \text{ СНЕ} = -10^{-36}$ захват/(атом мишени-с).

Следует помнить, что измеряемой в единицах СНЕ величиной является не просто поток, а его произведение на сечение, проинтегрированное по энергиям детектируемых нейтрино. Расхождение между теоретическим показателем и измеренным получило название проблемы солнечных нейтрино. Она оставалась нерешенной с 1967 по 2001 г. На протяжении этого времени значения обеих величин менялись весьма значительно. Напомним, что только SNO (Sudbury Neutrino Observatory) чувствителен ко всем сортам нейтрино. Результаты всех экспериментов, за исключением SNO, показывали значительное ослабление потока левосторонних электронных нейтрино по сравнению с предсказаниями ССМ. Эти частицы рождаются в ядре Солнца, после чего пролетают 700 тыс. км вдоль его радиуса в среде с переменной плотностью и достаточно интенсивным магнитным полем. В этих условиях за счет взаимодействия становятся возможными резонансные переходы (осцилляции) левосторонних электронных нейтрино в другие флэйворные состояния. После выхода с солнечной поверхности, прежде чем достичь земного детектора, пучок нейтрино пролетает в вакууме $1,5 \times 10^8$ км и подвержен конверсии, но уже за счет вакуумных осцилляций.

Теория нейтринных осцилляций впервые подтверждается экспериментом в 1998 г., когда группа Super-Kamiokande сообщает об обнаружении осцилляций атмосферных нейтрино, рождающихся в широких атмосферных ливнях [2]. В 2002 г. группа ученых из обсерватории Sudbury получает непосредственные подтверждения переходов ν_e в ν_μ и ν_τ [3]. Этот результат окончательно доказывает гипотезу нейтринных осцилляций, которая использовалась для объяснения дефицита солнечных нейтрино при измерениях на нейтринных телескопах Homestake, SAGE, GALLEX, GNO и Super-Kamiokande. Таким образом, проблема солнечных нейтрино, которая была движущей силой в физике нейтрино на протяжении 35 лет, была решена. В том же году результаты SNO нашли свое подтверждение в экспериментах на нейтринном телескопе KamLAND [4], использовавших хорошо контролируемый пучок реакторных антинейтрино. Все это позволило сделать окончательный вывод о наличии у нейтрино массы и о смешивании в секторе нейтральных лептонов. По всеобщему признанию, 2002 г. стал «*annus mirabilis*» в физике солнечных нейтрино.

Обсудим подробнее источники нейтринных осцилляций. Начнем с вакуумных. После прохождения в вакууме некоторого расстояния волновая функция нейтрино, рожденного в состоянии с флэйвором $l=e, \mu, \tau$, представляет собой уже суперпозицию состояний со всеми возможными значениями флэйвора. Это означает, что имеется отличная от нуля вероятность обнаружить в нейтринном пучке, первоначально состоящим из ν_l -частиц, $\nu_l \neq l$ -компоненты, или, другими словами, что нейтрино может испытывать осцилляционные переходы. Явление нейтринных осцилляций напоминает дифракцию микрочастиц на нескольких щелях (в нашем случае их число равно числу нейтринных поколений), которая, согласно принципу Гюйгенса – Френеля, объясняется возникновением вторичных волн де Бройля с их последующей интерференцией. Можно показать, что при движении нейтрино в вакууме возникновение переходов между различными сортами нейтрино возможно только при выполнении условий:

- (i) нейтрино должны иметь массы;
- (ii) некоторые или все вакуумные углы смешивания должны быть отличны от нуля;
- (iii) для возникновения осцилляций нейтринному пучку необходимо пройти расстояние, соизмеримое с длиной осцилляций.

При рассмотрении движения нейтринного пучка в Солнце обычно считают, что совокупность взаимодействий нейтрино с частицами солнечной материи сводится к движению нейтрино в поле с потенциальной энергией. Если ограничиться двухфлэйворным приближением ($e\mu$ -смешивание), то связь между массовыми и флэйворными состояниями имеет простой вид:

$$\begin{aligned} \nu_1 &= \nu_{eL} \cos \theta_m + \nu_{\mu L} \sin \theta_m, \\ \nu_2 &= -\nu_{eL} \sin \theta_m + \nu_{\mu L} \cos \theta_m, \end{aligned}$$

где θ_m – угол смешивания между электронным и мюонным поколениями в веществе. Поскольку вероятность $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu L}$ -перехода $P_{\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu L}}$ есть по существу величина, пропорциональная дифференциальному сечению реакции $\nu_{eL} e^- \rightarrow \nu_{\mu L} e^-$, то на резонансе ее поведение описывается формулой Брейта – Вигнера:

$$P_{\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu L}} = \frac{\text{const}}{(N_e(z) - N_R)^2 + \Gamma^2}, \quad (5)$$

где N_R – плотность электронов солнечного вещества в точке резонанса и $\Gamma = \delta N_e$ – ширина резонанса, в нашем случае равная $N_R \tan 2\theta_0$ (θ_0 – угол $e\mu$ -смешивания в вакууме). Из (5) следует, что при движении

нейтринного потока в среде с переменной плотностью при $N_e(z)=N_R$ происходит резкое увеличение вероятности перехода нейтрино из одного флэйворного состояния в другое. Эффект резонансного усиления осцилляций в веществе был предсказан Л. Вольфенштайном [5], П. Михеевым и Ю. Смирновым [6] и получил название эффекта Михеева – Смирнова – Вольфенштайна (МСВ).

В работе [7] был выполнен анализ движения нейтринного пучка в магнитном поле Солнца. Предполагая, что нейтрино обладает только магнитным моментом, было показано, что и в магнитном поле нейтрино может испытывать резонансные конверсии. Причем возможны осцилляции как между левыми и правыми компонентами одного флэйвора, так и перевороты спина, сопровождаемые переходами между состояниями с различным флэйвором.

Таким образом оказывается, что, исследуя нейтринные потоки, можно предсказывать поведение магнитных полей на Солнце. Этот факт позволяет надеяться на возможность прогнозирования катастрофических для Земли солнечных явлений, к примеру высокоэнергетических солнечных вспышек (СВ). Следует отметить, что вспышки происходят и на других звездах первого поколения, поэтому их изучение позволяет глубже понять строение и эволюцию Вселенной. Высокоэнергетические СВ особенно разрушительны, если они направлены в сторону Земли. Они вызывают проблемы с электростанциями, отключениями радиосвязи, мутациями в ДНК, разрушение экосистем, выход из строя различных устройств на спутниках и т.д. Наиболее сильная СВ имела место в 1859 г. (событие Кэррингтона). Солнечная вспышка и сопровождающее ее извержение корональной плазмы, проходившее с середины октября до начала ноября 2003 г., вывели из строя японский спутник Мидори II и привели к потере связи с космическим кораблем Mais Odyssey. Поэтому для нашего все более технологически зависимого общества большое практическое значение имеет предсказание того, когда, где и как велики ожидаются СВ.

Поскольку магнитное поле является основным источником энергии СВ, то необходимо знать, как меняется магнитное поле в области вспышки в предвспышечный период. В годы активного Солнца на дне конвективной зоны в области порядка 10^3 км поле имеет значение 10^5 Гс. С увеличением r поле уменьшается, и его значение на поверхности целиком зависит от существования на ней так называемой активной области (область магнитного поля, увеличивающегося со значений 1 Гс). Ее характерные размеры по поверхности R_\odot в диаметре, а по высоте

она простирается до короны. В тех местах активной области, где значение поля достигает 500 Гс, начинается процесс образования солнечных пятен. Предполагается [8], что в течение одного активного цикла $\sim 10^{24}$ Гс·см² магнитного потока выходит из недр Солнца и накапливается на солнечных пятнах. Созданное при этом магнитное поле неоднородно, носит вихревой характер:

$$(\text{rot } \mathbf{B})_z = 4\pi j_z \quad (6)$$

и обладает скручиванием $\Phi(z)$, где

$$B_x \pm iB_y = B_{\perp} e^{\pm i\Phi(z)}. \quad (7)$$

Заметим, что как для Солнца, так и для звезд первого поколения причиной скручивания является различная скорость вращения их компонент и глобальная конвекция плазменной жидкости. В соответствии с общепринятой моделью магнитного пересоединения [9], дальнейший процесс эволюции солнечных пятен выглядит следующим образом. Некоторые большие пятна противоположной полярности начинают объединяться в пары (спаренные пятна). Затем изменение конфигурации магнитного поля может привести к появлению предельной силовой линии (ПСЛ), являющейся общей для спаренных пятен. На протяжении всей ПСЛ, поднимающейся от фотосферы к короне, начинается перераспределение магнитных потоков, поступающих из недр Солнца на поверхность. С момента появления ПСЛ электрическое поле, индуцированное изменениями магнитного поля, вызывает ток вдоль этой линии, принимающей форму токового слоя (ТС). В общем случае этот пересоединяющий ТС представляет собой магнито-плазменную структуру. Поскольку ТС препятствует перераспределению магнитных потоков, то начинается процесс накопления магнитной энергии ТС. При этом чем более мощным будет СВ, тем большим будет напряженность магнитного поля. Продолжительность периода формирования ТС (то есть начальная фаза СВ) варьируется от нескольких часов до десятков. На начальной фазе солнечной вспышки величина магнитного поля для спаренных солнечных пятен B_c может достигать значений $\sim 10^5$ – 10^6 Гс. Более того, в случае супер-СВ значения B_c могут быть много больше. Вторая стадия СВ (взрывная фаза) длится всего лишь 1–3 минуты. Она начинается с появления области с высоким сопротивлением в некоторой части ТС, что приводит к диссипации тока. Тогда, благодаря проникновению магнитного поля через ТС, появляется сильное магнитное поле,

перпендикулярное к ТС. Возникающая магнитная сила разрывает ТС и на огромной скорости выбрасывает плазму. Магнитная энергия солнечных пятен превращается в кинетическую энергию излучения вещества (на скорости порядка 10^6 м/с), энергию жесткого электромагнитного излучения и потоки солнечных космических лучей, которые состоят из протонов, ядер с зарядами $2 \leq Z \leq 28$ и электронов. Рожденные фотоны достигают Земли примерно через 8,5 мин после взрывной фазы. Далее через несколько десятков минут мощный поток заряженных частиц касается земной поверхности. Что до плазменных облаков, то они приближаются к нашей планете только в течение 2–3 дней. Самый мощный поток, падающий на поверхность Земли, может достигать $\sim 4500\%$ по сравнению с фоновым потоком космических частиц. Заключительная стадия СВ (горячая фаза) может продолжаться до нескольких часов. Во время ее существования формируется высокотемпературная корональная область, которая состоит из плотного горячего плазменного облака.

Исследования по прогнозированию СВ проводятся с помощью γ -телескопов, которые накапливают данные, связанные с образованием солнечных вспышек. Для обработки огромного количества информации был создан так называемый метод машинного обучения, использующий различные эмпирические модели [10]. Однако пока не установлено, какая из моделей является наилучшей.

Следует также отметить физически обоснованный метод прогнозирования высокоэнергетических СВ на основе критического условия магнитогиродинамической неустойчивости [11].

На корреляцию нейтринного потока с СВ было впервые указано в [12]. Было показано, что наличие у нейтрино анапольного момента может приводить к дополнительному резонансному переходу $\nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu R}$. Более общий анализ поведения пучка левосторонних электронных нейтрино при прохождении магнитного поля спаренных солнечных пятен был выполнен в [13, 14]. Здесь уже список мультипольных моментов включал зарядовый радиус, магнитный дипольный и анапольный моменты, а магнитное поле носило вихревой характер, было неоднородным и обладало скручиванием. Были найдены резонансно-подобные формулы для вероятностей переходов:

$$\nu_{eL} \rightarrow \nu_{eR}, \nu_{eL} \rightarrow \nu_{\mu R}, \nu_{eL} \rightarrow \nu_{\tau R} \quad (8)$$

которые могут приводить к ослаблению пучка левосторонних электронных нейтрино. Число убывших из пучка ν_{eL} -нейтрино определяется временем

нахождения нейтрино в резонансном слое. Для всех трех резонансов эта ширина имеет один и тот же порядок, а именно $\mu_{II} B_{\perp}$. Учитывая это обстоятельство, можно оценить степень ослабления ν_{eL} -пучка после прохождения каждого из вышеперечисленных резонансов. Если ввести обозначение:

$$\eta = \frac{N_i - N_f}{N_i},$$

где N_i и N_f – число ν_{eL} -нейтрино до и после прохождения резонанса соответственно. Тогда для $\mu_{II} = 6,8 \times 10^{-10} \mu_B$ (что не противоречит эксперименту) и $B_{\perp} = 10^8$ Гс (что возможно для высокоэнергетических СВ) $\eta = 1,2$. Очевидно, что столь значительное ослабление нейтринного пучка может быть зарегистрировано с помощью детекторов второго поколения, работа которых основана на реакции когерентного упругого нейтрино-ядерного рассеяния (CE ν NS). Этот тип низкоэнергетического (анти)нейтринного взаимодействия был предсказан в 1974 г. и недавно наблюдался коллаборацией COHERENT [15]. Было показано, что нейтрино и антинейтрино всех типов могут взаимодействовать не только с отдельным нуклоном, но и с атомным ядром целиком, то есть когерентно. Это происходит при энергиях нейтрино менее 50 МэВ, когда длина волны де Бройля возрастает до величины порядка зарядового радиуса ядра $R = 1,12 \times (A)^{1/3} 10^{-13}$ см (A – количество нуклонов). Поперечное сечение CE ν NS описывается формулой:

$$\sigma \simeq \text{few} \times 10^{-45} N^2 (E_{\nu})^2 \text{ см}^2,$$

где N – количество нейтронов, E_{ν} – энергия нейтрино, выраженная в МэВ.

Благодаря фактору N^2 сечение этого процесса велико, оно более чем на 2 порядка превышает сечения других известных процессов, описывающих взаимодействия низкоэнергетических нейтрино. Чтобы удовлетворить требованию когерентности, нейтрино должны иметь энергии в МэВ-области.

Детекторы на основе CE ν NS уже используются для мониторинга работы ядерного реактора в онлайн режиме. В качестве примера можно представить РЕД-100, работающий на Калининской АЭС [16]. Установленный на расстоянии 19 метров от ядерного реактора, где поток реакторных антинейтрино достигает значений $1,35 \times 10^{13} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, РЕД-100 должен регистрировать 3300 антинейтринных событий в день. Более того, в будущем планируются масштабировать детектор в 10 раз по массе чувствительного объема порядка 1 т (РЕД-1000). Это позволит наблюдать уже 33 тыс. событий в день. Следовательно, когда

РЕД-1000 будет использоваться для наблюдения солнечных pp -нейтрино, то он сможет зарегистрировать около 2 тыс. нейтринных событий в день.

Итак, с уверенностью можно утверждать, что физика нейтрино находится на переднем крае физики элементарных частиц. Поиски ответов на такие фундаментальные вопросы, как, например, природа нейтрино (дираковская или майорановская), существуют ли стерильные нейтрино, могут изменить содержание стандартной теории электрослабых взаимодействий. Физика нейтрино уже нашла свое место в решении прикладных задач (антинейтринные детекторы на АЭС, нейтринная томография Земли) и делает первые шаги по созданию нейтринных коммуникационных сетей. Сегодня трудно предугадать, в какой еще сфере человеческой деятельности она найдет свое дальнейшее применение. Но несомненно одно: как источник новых технологий она не исчерпала своих возможностей. ■

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. J.N. Bahcall, S. Basu and M.N. Pinsonneault. How Uncertain Are Solar Neutrino Predictions // *Physics Letters B*. 1998. Vol. 1. P. 443.
2. Y. Fukuda [et al.]. Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos Super-Kamiokande Collaboration // *Physical Review Letters*/ 1998. Vol. 81. P. 1562.
3. Q.R. Ahmad [et al.]. SNO Collaboration, Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory // *Physical Review Letters*. 2002. Vol. 89. P. 011301.
4. K. Eguchi [et al.]. (KamLAND Collaboration), First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance // *Physical Review Letters*. 2003. Vol. 90. P. 021802.
5. L. Wolfenstein. Neutrino Oscillations in Matter // *Physical Review D*. 1978. Vol. 17. P. 2369.
6. S.P. Mikheev, A.Yu. Smirnov. Resonance Amplification of Oscillations in Matter and Spectroscopy of Solar Neutrinos // *Yadernaya Fizika*. 1985. Vol. 42. P. 1441.
7. M. Voloshin, M. Vysotskii, L.B. Okun. Electrodynamics of the neutrino and possible effects of solar neutrinos // *The Journal of Experimental and Theoretical Physics*. 1986. Vol. 91. P. 754.
8. D.J. Galloway, N.O. Weiss. Convection and magnetic fields in stars // *The Astrophysical Journal*. 1981. Vol. 243. P. 945.
9. K. Shibata, T. Magara. Solar Flares: Magnetohydrodynamic Processes // *Living Reviews in Solar Physics*. 2011. Vol. 8. P. 6.
10. T. Hastie, R. Tibshirani, J. Friedman. The elements of statistical learning: data mining, inference and prediction. – New York. 2009. 2nd edn.
11. Kanya Kusano [et al.]. A physics-based method that can predict imminent large solar flares // *Science*. 2020. P. 369–587.
12. O.M. Boyarkin, D. Rein. Neutrino mass and oscillation angle phenomena within the asymmetric left-right models // *Physical Review D*. 1996. Vol. 53. P. 361.
13. O.M. Boyarkin, G.G. Boyarkina. Influence of solar flares on behavior of solar neutrino flux // *Astroparticle Physics*. 2016. Vol. 85. P. 39.
14. O.M. Boyarkin, I.O. Boyarkina. Solar neutrinos as indicators of the Sun's activity // *International Journal of Modern Physics A*. 2019. Vol. 3. P. 1950448.
15. D. Akimov [et al.]. Observation of coherent elastic neutrino-nucleus scattering // *Science*. 2017. Vol. 357. P. 1123.