

5. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРИНО

Источники нейтрино делятся на три группы: 1. Космические нейтрино 2. Нейтрино от естественных источников на Земле, возникающие в процессах бета-распада радионуклидов 3. Нейтрино от искусственных источников, к ним относятся реакторные антинейтрино и ускорительные нейтрино. Космические нейтрино в свою очередь имеют 4 основных источника. Первый из них — это реликтовые (или космологические) нейтрино, оставшиеся от Большого Взрыва. Согласно модели горячей Вселенной в настоящее время их температура 2К. Вторым источником нейтрино служат ядерные реакции, идущие в ядрах звезд. Например, для подтверждения механизмов светимости Солнца и подтверждения существования нейтринных осцилляций интересны измерения потока солнечных нейтрино. Кроме реакций горения в звездах интерес представляют также взрывы сверхновых звёзд и звёздные гравитационные коллапсы. В результате последних двух процессов температура в центре звезды поднимается настолько, что рождаются позитроны, π -мезоны (пионы) и мюоны. Энергии звёздных нейтрино находятся в диапазоне от 0 до нескольких десятков МэВ. Третий тип внеземных нейтрино — это нейтрино, которые рождаются космическими лучами при их взаимодействии с такими космическими объектами как ядра галактик, взорвавшиеся сверхновые, пульсары, черные дыры и др.

Космические лучи на 80% состоят из протонов. Ускоренные до высоких энергий протоны (или более тяжёлые ядра), сталкиваясь с ядрами атомов или с низкоэнергетичными фотонами, производят π - и K-мезоны, в результате распада которых возникают нейтрино высоких энергий. Их энергетический диапазон, доступный регистрации, простирается от нескольких десятков ГэВ до, возможно, 10^{15} - 10^{16} эВ. Четвертым источником высокоэнергетичных нейтрино являются реакции, возникающие при попадании в атмосферу Земли космических лучей. Протоны космических лучей в результате столкновения с атомами азота рождают заряженный пион, который распадается на мюон и мюонное нейтрино. Мюон в свою очередь распадается на электрон, низкоэнергетичное электронное антинейтрино и высокоэнергетичное мюонное нейтрино. Энергетический диапазон этих нейтрино такой же, как и у звездных нейтрино. Изучением космических нейтрино занимаются два раздела физики: нейтринная астрофизика изучает процессы внутри космических объектов, происходящие с участием нейтрино, а нейтринная астрономия изучает методы детектирования нейтрино

5.1 Реликтовые нейтрино

Рассмотрим механизм возникновения реликтовых нейтрино согласно модели горячей Вселенной. Через время ~ 1 с после начала расширения Вселенной её температура упала до 10^{10} К. Плотность частиц в космической плазме уменьшилась, и нейтрино стали редко сталкиваться с ними, т.е. Вселенная стала «прозрачной» для нейтрино. В результате горячий нейтринный газ, содержащий все три сорта нейтрино и антинейтрино, «оторвался» от вещества и, расширяясь вместе с Вселенной, стал остывать как не взаимодействующий с веществом компонент. Если нейтрино безмассово, то в настоящее время его температура составляет 1,9-2,1 К. В случае наличия нейтрино массы порядка $m_\nu c^2 = 30$ эВ температура реликтовых нейтрино равна 0.005 К. В среднем в 1 см^3 космического пространства содержится 300-400 нейтрино всех сортов. Их средняя энергия $E_\nu = 3kT_\nu = (5-6) \cdot 10^{-4}$ эВ.

Существование реликтовых нейтрино подтверждено лишь косвенно - измерениями реликтовых фотонов аналогичного происхождения. Тем не менее их наличие позволяет высказывать предположения об их возможной роли в астрофизике. В частности, в адиабатической концепции формирования первичных возмущений плотности Вселенной, приведших к формированию галактических и звездных структур, на роль основного «носителя» плотности Вселенной больше всего подходит нейтрино массой порядка 30 эВ. В этом случае на долю нейтринного вещества может приходиться 95 % плотности Вселенной.

Согласно измерениям плотности Вселенной на данный момент она примерно равно критической, что говорит об плоской Вселенной. Несмотря на относительно большую концентрацию реликтовых нейтрино в межзвездном пространстве, пока нет метода их детектирования, что связано с их предельно малой энергией. Наиболее многообещающим является метод измерения давления на малые тела, возникающего при движении этих тел относительно газа реликтовых нейтрино.

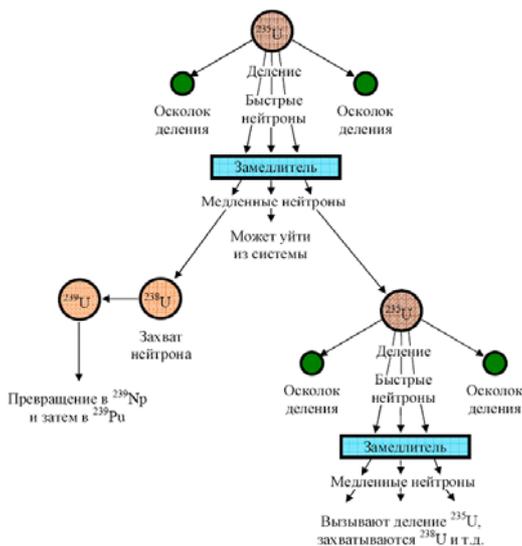
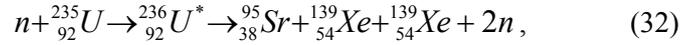


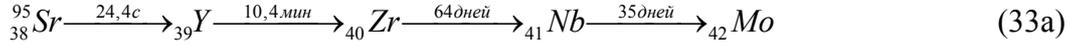
Рис. 15. Схема цепной реакции деления в среде с замедлителем.

5.2 Реакторные нейтрино

Практически с момента своего появления, ядерные реакторы использовались в физических экспериментах. Так, открытие нейтрино (на самом деле антинейтрино) было сделано Райнесом именно в реакторном эксперименте, как и доказательство не тождественности нейтрино и антинейтрино. В реакторах в процессе их работы образуются бета-радиоактивные изотопы, в результате распада которых возникают антинейтрино в больших количествах. Рассмотрим этот процесс. Как известно, в основе работы реактора лежит цепная реакция деления изотопа урана ^{235}U (Рис. 15) и существуют два источника нейтрино. Первый - продукты деления ^{235}U . После захвата нейтрона ядро ^{235}U делится с образованием радиоактивных осколков:



которые перегружены нейтронами и поэтому в свою очередь претерпевают последовательные бета-распады до тех пор, пока соотношение нейтронов и протонов в образовавшемся ядре не придет в равновесие, т.е. до образования стабильных ядер:



В каждом процессе бета-распада образуется электронное антинейтрино.

Второй «источник» – радиоактивные изотопы в ядерном топливе, не принимающие участия в процессе деления. В результате захвата нейтрона изотопами ^{238}U происходит образование нестабильного изотопа ^{239}U (T=23 мин). В дальнейшем, также происходит цепочка бета-распадов с образованием трансурановых элементов.

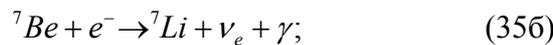
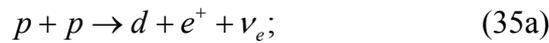
Реакцию образования реакторных антинейтрино можно записать в общем виде:



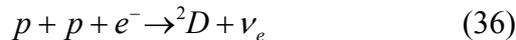
Для реакторных антинейтрино характерны энергии до 8 МэВ. При детектировании реакторных нейтрино основной проблемой является расчет спектра этих нейтрино. Спектр получают суммированием парциальных спектров от всех распадающихся изотопов. При этом на характер спектра нейтрино оказывают влияние тип реактора, схемы распадов, величина выхода отдельных изотопов и другие факторы, поэтому такие расчеты являются довольно сложными.

5.3. Солнечные нейтрино

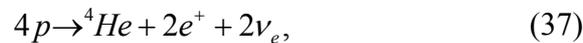
Наблюдаемая светимость Солнца обеспечивается ядерной энергией, выделяющейся в водородном (p-p) цикле. В реакциях:



водородного цикла испускаются нейтрино, называемые соответственно p-p, бериллиевые и борные нейтрино. Есть ещё p-p-нейтрино, образующиеся при одновременном столкновении двух протонов и электрона:



Если Солнце светит стационарно, то предсказываемое полное количество нейтрино, испускаемое в одну секунду, не зависит от модели Солнца - в любом варианте протекания реакции четыре протона превращаются в ядро гелия:



и освобождается Q=26,7 МэВ ядерной энергии (образующиеся при синтезе позитроны аннигилируют, увеличивая энерговыделение для всех цепочек до 26.7 МэВ), высвечивающейся в виде тепловой энергии с поверхности Солнца и вылетают два нейтрино. Энергетический спектр излучаемых нейтрино существенным образом зависит от температуры в центре Солнца и концентрации гелия, т.к. от этих параметров зависит конкуренция между различными ответвлениями реакций водородного цикла. Энергетический спектр p-p-нейтрино непрерывен от 0 до 0,420 МэВ, p-p-нейтрино и бериллиевые Н имеют точно фиксированные энергии 1,44 МэВ для p-p и 0,861 и МэВ для Be-нейтрино соответственно. Борные нейтрино имеют наибольшие энергии: их спектр находится в диапазоне от 0 до 14,06 МэВ. Сравнив вычисленные величины нейтринного потока для стандартной солнечной модели и экспериментальные данные о потоке борных, бериллиевых и p-p нейтрино, получили, что экспериментальное значение значительно (на 30-50 %) меньше теоретического. Расхождение предсказываемого и измеренного значений можно объяснить более сложными процессами в Солнце, не отраженными в принятых моделях Солнца, способными уменьшать поток нейтрино, либо свойствами нейтрино (напр., нейтринными осцилляциями), или распадом на пути от Солнца до Земли).

5.4 Нейтрино от коллапсирующих звёзд

Если масса звёздного ядра превышает 1,2-1,4 массы Солнца, то оно может превратиться в нейтронную звезду или черную дыру. На конечной стадии эволюции звёздных ядер их плотности возрастают до 10^7 - 10^{15} г/см³, а температуры до 10^{10} - 10^{12} К. Основным механизмом потери энергии в этих условиях становится испускание нейтрино, образующихся в реакциях:

$$e^{\pm} + p(n) \rightarrow n(p) + \bar{\nu}_e(\nu_e) \quad (38a)$$

$$e^{-} + e^{+} \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e \quad (38б)$$

$$\mu^{\pm} \rightarrow e^{\pm} + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_{\mu}(\nu_{\mu}) \quad (38в)$$

$$\pi^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu_{\mu}(\bar{\nu}_{\mu}) \quad (38г)$$

находящихся в тепловом равновесии в звёздных ядрах. В нейтринном излучении присутствуют в равных концентрациях все типы нейтрино и антинейтрино. Это объясняется тем, что звёздное ядро вплоть до очень больших расстояний от центра непрозрачно для нейтрино из-за процессов упругого рассеяния на электронах и ядрах из-за своей очень большой плотности. Поэтому нейтрино испускаются с поверхности нейтринной фотосферы равновесным образом независимо от того, в каких процессах они первоначально образовались. Если в нашей Галактике произойдёт коллапс звезды, её нейтринное излучение будет зарегистрировано существующими нейтринными телескопами.

5.5. Космические нейтрино высоких энергий

Нейтринное излучение высокой энергии (50-1000 ГэВ) генерируется в космических объектах и результате столкновений ускоренных частиц из космических лучей с атомными ядрами (p-p-нейтрино) или с низкоэнергетическими фотонами (p γ -нейтрино) в цепочке распадов заряженных пионов. Число нейтрино, генерированных в pp-взаимодействии, возрастает с уменьшением энергии, однако основной вклад в сигнал от источника при детектировании дают нейтрино с энергией выше 50 ГэВ. В отличие от p-p-нейтрино, рождение p γ -нейтрино происходит пороговым образом. Почти для всех известных космических источников плотность окружающего газа невелика (меньше 1 г/см²), в то время как «фотонный газ» для ряда источников (напр., ядер галактик) имеет столь большую плотность, что источник оказывается непрозрачным для протонов высокой энергии. Это приводит к высокой эффективности p γ -механизма генерации нейтрино. p γ -механизм определяет область нейтринной астрономии сверхвысоких энергий.

Нейтринная астрономия высоких энергий может использовать лишь оптические методы регистрации, при которых максимальный объём детектора ограничен величиной 10^9 м³. При таком объёме возможно детектирование галактических источников и лишь единичных событий от внегалактических источников. К наиболее интересным галактическим источникам нейтрино относятся молодые (до 1 года) оболочки сверхновых и «скрытые источники» - пульсары или чёрные дыры, окружённые большой толщей вещества. В результате взрыва сверхновой происходит выброс внешней оболочки звезды и в большом числе случаев образование пульсара в центре. Молодые плотные оболочки сверхновых содержат частицы высоких энергий, ускоренные в различных пределах. В оболочке с массой, равной солнечной, и скоростью расширения $\sim 10^9$ см/с ускоренные протоны в течение 5 мес. теряют энергию в основном на образование пионов в ядерных столкновениях и, следовательно, в течение этого времени оболочка является активным нейтринным излучателем. При мощности генерации космических лучей в оболочке $\sim 10^{43}$ эрг/с она за 5 мес. излучает $2 \cdot 10^{48}$ мюонных нейтрино с энергией выше 100 ГэВ.

Нейтринная астрономия высоких и сверхвысоких энергий имеет ряд уникальных возможностей по сравнению с гамма-астрономией, в частности она позволяет исследовать плотные объекты и отдалённые космологические эпохи.

Основной возможностью измерения нейтринного потока от точечного источника и определения его направления при высоких энергиях состоит в следующем. Мюонные нейтрино и антинейтрино создают в грунте или в воде на большой глубине поток мюонов. Рождаясь в реакциях $\nu_{\mu} + N \rightarrow \mu + X$ (N - нуклон, X - остальные продукты реакции), мюоны при 50-1000 ГэВ сохраняют направление генерирующих их нейтрино. При меньшей энергии угол вылета мюона относительно траектории нейтрино возрастает, вследствие чего возрастает и фон внутри этого угла, создаваемый нейтрино, генерируемыми космическими лучами в атмосфере Земли. Мюонный детектор, расположенный на большой глубине, измеряет поток мюонов и направление их движения. Для создания гигантских мюонных детекторов можно использовать глубоководные озёра и океан. Траектория мюона высокой энергии в воде выглядит как светящийся жгут. Это происходит благодаря тому, что мюон вдоль своего пути порождает ядерно-электромагнитные ливни, которые испускают в воде черенковское излучение. Поэтому глубоководный нейтринный телескоп должен представлять собой пространственную решётку из фотоумножителей, регистрирующих свет от траектории мюона. Пробеги мюонов высоких энергий в веществе очень велики: например, при энергии 500 ГэВ мюон

проходит в воде расстояние, превышающее 1 км, т.е. пересекает всю установку даже при очень больших её размерах. Это позволяет довольно точно определять направление на источник. Из внегалактических источников нейтрино следует отметить активные ядра галактик и молодые галактики в фазе их повышенной светимости. Потоки нейтрино высоких энергий от галактических ядер ожидаются и для модели чёрной дыры, как источника активности ядер, и для модели вращающегося намагниченного плазменного тела - магнитоида. Соотношение между потоками нейтринного и гамма-излучения позволяет различать эти модели. Если диффузный поток нейтрино окажется достаточным для измерения их спектра, то определение положения максимума спектра позволит датировать эпоху "яркой фазы" галактик.

5.6 Ускорительные нейтрино

В настоящее время для производства нейтрино используются протонные синхротроны: KEK PS (Япония), FNAL (США) и CERN PSP (Швейцария). Образование мюонных нейтрино происходит по следующей схеме: пучок протонов циклически инжектируется в ускорительное кольцо за малый промежуток времени, ускоряется в нем, после чего выводится из кольца и направляется на мишень, а в результате распада образованных адронов (π^- и K^- -мезонов), получаются мюонные нейтрино. Для пионов распад на мюон и соответствующее ему нейтрино является доминирующим каналом распада:

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (39a)$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (39b)$$

Для каона распад с образованием тех же частиц происходит с вероятностью 63.5%:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (40a)$$

$$K^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (40b)$$

а второй наиболее вероятный канал (21.16%):

$$K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^+ \quad (41a)$$

$$K^- \rightarrow \pi^0 + \pi^- \quad (42b)$$

также в конечном итоге приводит к образованию мюонных нейтрино. Период полураспада в обоих случаях составляет порядка 10^{-8} с. Принципиальным отличием пучков нейтрино, формируемых на ускорителях, является то, что их генерация контролируема, и, следовательно, все параметры пучка могут быть довольно строго заданы. Поэтому в отличие от других нейтринных источников, ускорительные пучки обладают рядом преимуществ: Возможность формирования потока нейтрино определенного сорта (ν_μ или $\bar{\nu}_\mu$) с хорошо известным спектром как основного пучка, так и примесей. Обеспечение контроля интенсивности, временной структуры, направления и профиля пучка, что позволяет иметь нейтринные пучки широкого спектра (обычно от нескольких ГэВ вплоть до 100 ГэВ), низкоэнергетические пучки (с максимумом в области 5-7 ГэВ), а также монохроматические пучки, настроенные на выделенную область энергий.