

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Нейтрино сверхвысоких энергий от астрофизических источников и распадов сверхмассивных частиц

В.А. Рябов

Обзор посвящен проблемам нейтринной астрономии и астрофизики сверхвысоких энергий. Рассматриваются нейтринные потоки, которые могут генерироваться в различных астрофизических источниках (ускорительные bottom-up-сценарии) и возникать при распадах сверхмассивных частиц (top-down-сценарии). Анализируется влияние нейтринных осцилляций, процессов поглощения и регенерации нейтрино в Земле, а также других факторов, приводящих к изменению величины и ароматического состава исходных потоков астрофизических нейтрино. Особенности взаимодействий высокоэнергичных нейтрино обсуждаются в рамках Стандартной модели, а также в нестандартных сценариях, предсказывающих аномальное возрастание неупругого нейтрино-ядерного сечения. Описываются методы обнаружения нейтрино сверхвысоких энергий, используемые в новом поколении нейтринных телескопов и детекторов космических лучей.

PACS numbers: 12.60.-i, 13.15.+g, 95.55.Vj, 95.85.Ry, 96.50.S-

Содержание

1. Введение (931).
2. Распространение нейтрино через Вселенную (936).
 - 2.1. Взаимодействия нейтрино с реликтовым фотонным фоном.
 - 2.2. Взаимодействия с фоном реликтовых нейтрино.
 - 2.3. Нейтринные потоки, необходимые для Z-burst-сценария образования КЛУВЭ.
 - 2.4. Потоки космогенных или ГЗК-нейтрино.
 - 2.5. Влияние нейтринных осцилляций на распространение нейтрино во Вселенной.
3. Астрофизические источники нейтрино сверхвысоких энергий: bottom-up-сценарии (941).
 - 3.1. Теоретические пределы на потоки нейтрино от астрофизических источников.
 - 3.2. Гамма-всплески.
 - 3.3. Активные ядра галактик.
 - 3.4. Другие астрофизические источники нейтрино.
4. Top-down-распадный сценарий образования космологических нейтрино (945).
 - 4.1. Образование и распады сверхмассивных X-частиц.
 - 4.2. Нейтринные потоки от распадов X-частиц.
5. Фон атмосферных нейтрино при высоких энергиях (946).
6. Глубоконеупругие нейтрино-ядерные взаимодействия в Стандартной модели при сверхвысоких энергиях (947).
7. Нейтрино-ядерные сечения и новая физика (950).

- 7.1. Электрослабые процессы, индуцированные инстантонами.
- 7.2. Новые частицы, взаимодействия и симметрии.
- 7.3. Квантовая гравитация с большими дополнительными размерностями пространства-времени.
- 7.4. Струнный резонанс на ТэВ-ном масштабе квантовой гравитации.
- 7.5. Микроскопические черные дыры.
- 7.6. p-branes.
8. Регистрация потоков астрофизических нейтрино в наземных детекторах (953).
 - 8.1. Прохождение нейтрино в Земле и веществе детектора.
 - 8.2. Распространение заряженных лептонов и регенерация нейтринных потоков в Земле.
 - 8.3. Количество нейтринных событий в детекторах и их характерные топологии.
9. Возможности экспериментального определения нейтрино-ядерных сечений при сверхвысоких энергиях (957).
10. Заключение (959).

Список литературы (959).

1. Введение

На протяжении многих лет природа космических лучей (КЛ) остается одним из главных открытых вопросов астрофизики, причем неопределенность их происхождения увеличивается с ростом энергии [1–3]. Нейтрино представляется одним из возможных кандидатов на первичную частицу, которая могла бы порождать события взаимодействия КЛ в атмосфере Земли с ультравысокими энергиями (КЛУВЭ). Это предположение относится к тому типу гипотез, которые, по выражению А. Пуанкаре, "вводятся неосознанно, принимаются молчаливо, поэтому мы и не можем от них избавиться" [4].

Имеются серьезные основания предполагать существование различных астрофизических и космологических

В.А. Рябов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
117924 Москва, Ленинский просп. 53, Российская Федерация
Тел. (495) 135-24-52. Факс (495) 135-87-18
E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru; ryabov@fnal.gov

Статья поступила 25 января 2006 г.,
после доработки 30 марта 2006 г.

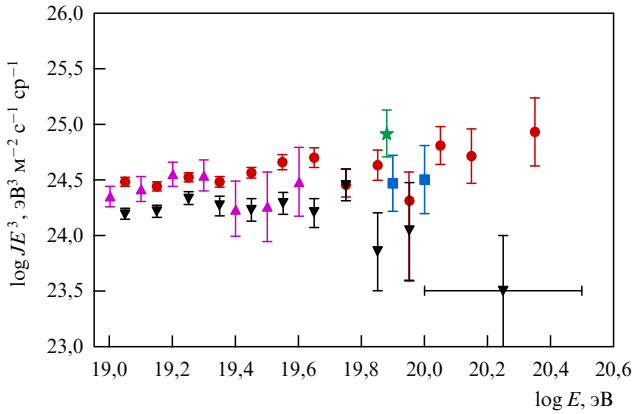


Рис. 1. Поток КЛ в области сверхвысоких энергий, измеренный в экспериментах: ★ — Haverah Park [5], ■ — SUGAR [6], ● — AGASA [8, 9], ▲ — Fly's Eye (stereo) [10], ▼ — HiRes [11, 12].

источников нейтрино, хотя до настоящего времени нейтрино астрофизического происхождения регистрировалось только от двух источников: Солнца и сверхновой SN 1987A. Все остальные регистрируемые нейтрино созданы либо человеком (потоки от ядерных реакторов и пучки, сформированные на протонных ускорителях), либо являются продуктом взаимодействий первичных КЛ в атмосфере Земли, либо образуются в результате распадов радиоактивных элементов.

В общей сложности в экспериментах Haverah Park [5], SUGAR [6], Якутск [7], AGASA [8, 9], Fly's Eye [10] и HiRes [11, 12] зарегистрировано несколько десятков ливневых событий КЛУВЭ с энергиями $E_{CR} > 5 \times 10^{19}$ эВ (рис. 1). Среди них в нескольких случаях восстановленная энергия превышает 10^{20} эВ, что соответствует энергии в системе центра масс $\sqrt{s} = \sqrt{2m_N E_{CR}} \geq 800$ ТэВ, m_N — масса нуклона. Интерес к частицам, породившим столь грандиозные ливни в атмосфере, не ограничивается желанием познать источники, где они были образованы, и процессы, в которых они были ускорены до столь высоких энергий. Возможно, их происхождение напрямую связано с проявлениями новой физики на энергетическом масштабе, намного превосходящем энергии современных ускорителей.

С точки зрения традиционных представлений физики ни адроны, ни фотоны, ни лептоны (за исключением нейтрино) не могли бы достичь Земли с энергиями $E_{CR} \geq 7 \times 10^{19}$ эВ. Это связано не только с проблемой генерации частиц столь высоких энергий в астрофизическом источнике. Основная сложность заключается в том, чтобы эту энергию сохранить при прохождении частицами расстояний космологического масштаба от источника, где они были образованы, до Земли. Кроме нейтрино, все остальные известные элементарные частицы при энергиях $E_{CR} \geq 7 \times 10^{19}$ эВ имеют достаточные сечения взаимодействия с фотонным фоном, чтобы потерять значительную часть своей энергии на пути от внегалактических источников, расположенных на расстояниях $D \sim 30 - 50$ Мпк.

Распространение протонов сверхвысоких энергий ограничивают процессы фоторождения пионов на микроволновом фоне. Это известный эффект Грейзена — Зацепина — Кузьмина (ГЗК), приводящий к обрезанию спектра первичных КЛ [13, 14]. Протоны с энергией

выше порога образования Δ^* -резонанса теряют энергию в каждой реакции



Если лоренц-инвариантность не нарушается, то физика ГЗК-обрезания бесспорна: пороговая энергия для взаимодействия протона с фотоном микроволнового фона в "лабораторной" системе составляет

$$E_p^{th} = \frac{m_\pi m_p}{2\varepsilon_{CMB}} \approx \frac{7 \times 10^{19} \text{ эВ}}{\varepsilon_{CMB}/1 \text{ эВ}}, \quad (1.2)$$

где $\varepsilon_{CMB} = \varepsilon_{2,7K} \approx 10^{-3}$ эВ — энергия реликтового микроволнового фотона. Длину взаимодействия протона L_{int} в реакции (1.1) можно оценить исходя из сечения фоторождения пионов при энергиях вблизи порога образования Δ^* -резонанса ($\sigma(p\gamma) \approx 135$ мкб) и плотности реликтовых фотонов ($\rho = 410 \text{ см}^{-3}$):

$$L_{int}(p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^* \rightarrow p + \pi) = (\sigma(p\gamma) \rho)^{-1} \approx 1,8 \times 10^{25} \text{ см} \approx 6 \text{ Мпк}. \quad (1.3)$$

На расстояниях D протоны будут терять энергию $E_p \propto E_0 \exp(-D/L_{int})$ (рис. 2) [15]. Спектр микроволнового излучения описывается Планковским распределением с температурой $T = (1+z) \times 2,73 \text{ К}$, где z — красное смещение источника. Протоны с энергиями $E_p \geq 10^{20}$ эВ взаимодействуют почти со всеми фотонами фона, в то время как протоны с меньшими энергиями — только с фотонами на конце планковского спектра. В области энергий $5 \times 10^{19} \leq E_p \leq 3 \times 10^{20}$ эВ длина взаимодействия протонов быстро уменьшается (рис. 2).

В пределах нашей Галактики на расстояниях ~ 10 кпк отсутствуют какие-либо источники, способные генерировать частицы с энергиями выше ГЗК-обрезания спектра КЛ. Такие источники не наблюдаются и на больших

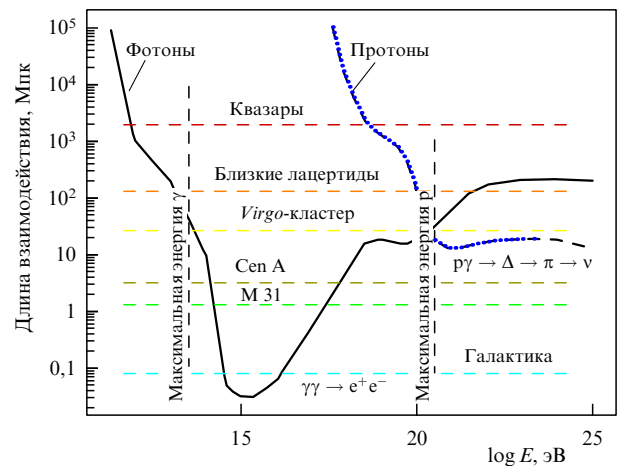


Рис. 2. Длина взаимодействия высокоэнергичных протонов $L_{int}(p + \gamma_{CMB} \rightarrow \Delta^* \rightarrow p + \pi)$ и γ -квантов $L_{int}(\gamma + \gamma_{IRB} \rightarrow e^+ + e^-)$ соответственно с микроволновым и инфракрасным фотонным фоном [15]. Вертикальными линиями показаны максимальные энергии наблюдаемых на Земле протонов и γ -квантов. Горизонтальные линии (сверху вниз) соответствуют расстояниям до ближайших квазаров, блазаров, Вирго-кластера, галактик Cen A и M31 и размерам нашей Галактики.

масштабах ($D \leq 50$ Мпк), хотя принципиальная возможность их существования не исключена [16, 17]. Большинство известных источников типа гамма-всплесков (ГВ) или активных ядер галактик (АЯГ), в которых теоретически возможно ускорение протонов до энергий $E_{GZK} \geq 7 \times 10^{19}$ эВ, находятся на расстояниях $D \geq 100$ Мпк от Земли [18]. Если в детекторах на Земле наблюдаются события с энергиями $E_{CR} \geq 10^{20}$ эВ, то первоначальная энергия протона в удаленном на такое расстояние источнике должна быть, по крайней мере, на 2 порядка выше регистрируемой.

Вселенная непрозрачна и для фотонов с энергиями выше 10 ТэВ. Реакции парного рождения электронов при взаимодействии фотона с энергией E_γ с фоновым фотоном, имеющим энергию ε_{BG} ,

$$\gamma + \gamma_{BG} \rightarrow e^+ + e^- \quad (1.4)$$

имеют порог

$$E_\gamma^{th} \approx \frac{m_e^2}{\varepsilon_{BG}}, \quad (1.5)$$

где $m_e = 0,511$ МэВ c^{-2} — масса электрона. Отсюда следует, что фотоны ТэВ-ных энергий поглощаются на инфракрасном фоне, ПэВ-ных — на микроволновом фоне, а ЕэВ-ных — на радиофоне. Длина взаимодействия фотона с энергией $E_\gamma \approx 10$ ТэВ составляет $L_{int}(\gamma + \gamma_{BG} \rightarrow e^+ + e^-) \leq 100$ Мпк (см. рис. 2), и, следовательно, фотоны от удаленных на космологические расстояния источников, излученные с энергиями выше 10 ТэВ, не могут достигать Земли. Поэтому наблюдение фотонов от блазара Markarian 501 с энергиями выше 20 ТэВ представляет, наряду с наблюдениями КЛУВЭ, еще один астрофизический парадокс [19].

Очевидно, что электрон также не может быть частицей, инициирующей наблюдаемые ливни с энергиями выше ГЗК-обрезания спектра КЛ, так как при распространении во Вселенной его энергетические потери велики. Кроме того, электромагнитный каскад быстро теряет свою энергию на синхротронное излучение при распространении в межгалактических магнитных полях.

Единственной известной в настоящее время частицей, которая может проходить космологические расстояния практически без поглощения, является нейтрино. Длина взаимодействия нейтрино с ТэВ-ной энергией составляет около $2,5 \times 10^{11}$ г $см^{-2}$. Фотоны же с такой энергией проходят расстояния всего лишь порядка нескольких сотен г $см^{-2}$. При распространении нейтрино во Вселенной более существенное значение по сравнению с фотонным фоном имеет фон реликтовых нейтрино. Механизм образования КЛУВЭ в результате аннигиляции высокоэнергичных нейтрино на реликтовом нейтринном фоне, названный "Z-вспышка" (Z-burst) [20, 21], предполагает резонансное образование Z^0 -бозона с его последующим адронным распадом. Характерные энергии нейтрино в области Z^0 -резонанса составляют

$$E_\nu \approx \frac{M_Z^2}{2\varepsilon_\nu} \approx 4,2 \times 10^{21} \text{ эВ } \frac{\text{эВ}}{\varepsilon_\nu}, \quad (1.6)$$

где ε_ν — энергия реликтовых нейтрино. Продукты распада Z^0 -бозона могут вносить вклад в наблюдаемый спектр КЛ при энергиях $E_{GZK} \geq 7 \times 10^{19}$ эВ. Источни-

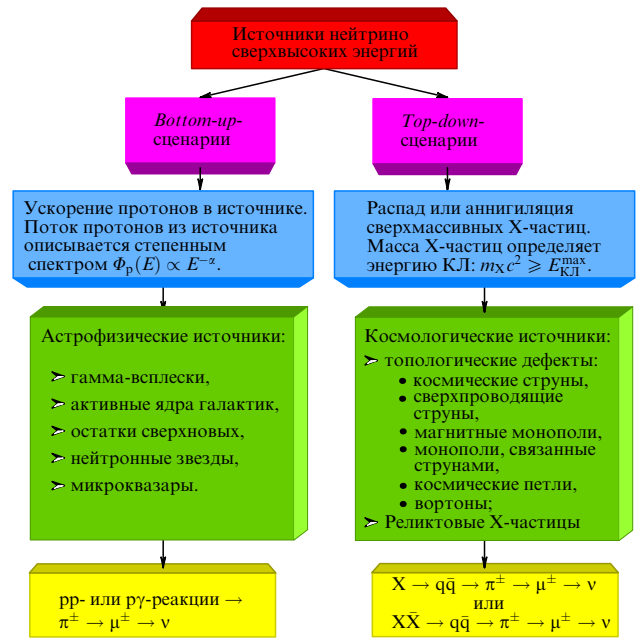


Рис. 3. Сценарии образования нейтрино сверхвысоких энергий.

ками нейтрино в сценариях Z-вспышек могут быть любые астрофизические объекты, генерирующие нейтринные потоки с энергиями, достаточными для образования Z^0 -бозона. Привлекательность механизма Z-вспышек для объяснения КЛУВЭ заключается в том, что слабое поглощение нейтрино дает возможность иметь сколь угодно удаленный источник нейтрино, в то время как распад Z^0 -бозона может происходить сколь угодно близко к Земле. С другой стороны, для объяснения наблюдаемого потока событий КЛУВЭ в рамках механизма Z-вспышек требуются гигантские потоки нейтрино, излучаемые из источника.

Существующие модели образования нейтринных потоков сверхвысоких энергий подразделяются на *bottom-up*- и *top-down*-сценарии (рис. 3). Различные механизмы ускорения частиц в астрофизических объектах от низких энергий до сверхвысоких получили общее название *bottom-up* [22, 23]. Источником процесса ускорения в таких сценариях являются сильные электромагнитные поля, присутствующие вблизи компактных объектов, таких, например, как намагниченные нейтронные звезды или аккреционные диски черных дыр. Более высокие энергии частицы получают в системах, где генерируются ударные волны, распространяющиеся в облаках намагниченной плазмы. Такими "космическими ускорителями" могут быть пульсары, остатки сверхновых [24] и наиболее мощные источники излучения во Вселенной — ГВ [25] и АЯГ [26]. Если в подобных системах протоны могут быть ускорены до энергий выше 10^{20} эВ, то в результате pp- и pγ-взаимодействий образуются заряженные и нейтральные пионы, распады которых приводят к потокам нейтрино и γ-квантов с энергиями соответственно $E_\nu \leq 10^{19}$ эВ и $E_\gamma \leq 10$ ТэВ [27].

Альтернативой ускорительному механизму образования частиц сверхвысоких энергий являются *top-down*-сценарии, в которых не требуется никаких механизмов ускорения. Эти сценарии предполагают существование очень тяжелых метастабильных частиц с массой

$m_X > 10^{21}$ эВ, которые возникли на ранней стадии развития Вселенной и могут составлять часть ее "темной материи". *Top-down*-механизм подразумевает физику за пределами Стандартной модели (СМ) элементарных частиц и их взаимодействий. Возможны два пути образования сверхмассивных частиц. Первая возможность связана с нетепловыми фазовыми переходами в ранней Вселенной, приводящими к образованию топологических дефектов (ТД): космических струн [28], сверхпроводящих струн [29], магнитных монополей [30], монополей, связанных струнами [31], космических петель [32], вихрей [33], связанных монополь-антимонопольных состояний [34]. Другая возможность — гравитационное образование сверхмассивных квазистабильных частиц, впервые предложенное Зельдовичем и Старобинским [35]. Такие дожившие до настоящего времени X-частицы могли быть образованы из вакуумных флуктуаций во время инфляционной стадии ранней Вселенной [36, 37]. В результате распадов и (или) аннигиляции X-частиц образуются высокоэнергичные заряженные и нейтральные пионы, распады которых дают потоки нейтрино и γ -квантов. Специфика того или иного *top-down*-сценария зависит от массы X-частиц m_X и космологического времени t , характеризующего момент их образования [38].

Ароматовый состав нейтринных потоков от источника, в котором нейтрино образуются в результате pp - и $p\gamma$ -взаимодействий, не зависит от типа самого источника. В этих взаимодействиях возникает примерно равное число π^+ , π^0 , π^- , которые распадаются соответственно в $\mu^+ \nu_\mu$, $\gamma\gamma$, $\mu^- \nu_\mu$. Дальнейший распад $\mu^- \rightarrow e^- \nu_\mu \bar{\nu}_e$ добавляет на каждый пионный распад еще два нейтрино. Таким образом, от первоначальной смеси пионов $\pi^+ + \pi^0 + \pi^-$ образуется смесь фотонов и нейтрино в отношении $2\gamma + 2\nu_\mu + 2\bar{\nu}_\mu + 1\nu_e + 1\bar{\nu}_e$. В результате нормированный на единицу ароматовый состав нейтринных потоков от источника имеет вид

$$\Phi^0(\nu_e) : \Phi^0(\nu_\mu) : \Phi^0(\nu_\tau) = 1 : 2 : 0. \quad (1.7)$$

Это соотношение потоков видоизменяется под влиянием осцилляций нейтрино. На пути от источника до детектора нейтрино проходят космологические расстояния $L \approx 100 - 1000$ Мпк, которые много больше длины вакуумных осцилляций $L_{\text{osc}} = 4\pi E_\nu / \Delta m_{21}^2$, и, следовательно, осциллируют много раз. Нейтринные потоки аромата i , регистрируемые в детекторе, определяются через элементы матрицы нейтринного смешивания $|U_{xi}|$:

$$\Phi^{\text{det}}(\nu_i) = \sum_\alpha \Phi^0(\nu_\alpha) |U_{xi}|^2. \quad (1.8)$$

Для различного типа матриц смешивания с элементами $|U_{e3}|^2 \ll 1$ и $|U_{\mu 3}| \approx |U_{\tau 3}|$, удовлетворяющими результатам экспериментов по изучению осцилляций, состав потоков астрофизических нейтрино на Земле, удаленной на расстояние $L \gg L_{\text{osc}}$ от источника, будет однородным по ароматам [39, 40]:

$$\Phi^{\text{det}}(\nu_e) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\mu) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\tau) = 1 : 1 : 1. \quad (1.9)$$

Наблюдение в детекторах такой ароматовой композиции (или, возможно, отличной от нее) обеспечит проверку сценариев нейтринных осцилляций и различных схем генерации нейтринных масс. Так как нейтрино

могут наблюдаться от источников, расположенных на границе наблюдаемой Вселенной, уровень чувствительности к параметрам осцилляций в экспериментах с астрофизическими нейтрино может намного превзойти ограничения, полученные в опытах с солнечными, атмосферными и ускорительными нейтрино [41, 42].

Астрономия космических нейтрино ультравысоких энергий (НУВЭ) занимает уникальное место в современной науке — на стыке астрофизики высоких энергий и физики частиц. С одной стороны, измерения спектров НУВЭ исключительно важны для определения предельных энергий, возникающих как в процессах ускорения в сверхмощных "космических ускорителях" типа ГВ или АЯГ, так и при распадах гипотетических сверхмассивных частиц. С другой — НУВЭ представляют собой природную лабораторию для изучения взаимодействий элементарных частиц при энергиях, превосходящих энергии существующих и даже проектируемых ускорителей. Взаимодействия космических нейтрино с энергиями $E_\nu \approx 10^{17}$ эВ позволяют исследовать процессы глубоко-неупругого νN -рассеяния при эквивалентных энергиях в системе центра масс

$$\sqrt{s_{\nu N}} = \sqrt{2m_N E_\nu} \approx 14 \left(\frac{E_\nu}{10^{17} \text{ эВ}} \right)^{1/2} \text{ ТэВ}, \quad (1.10)$$

что сравнимо с ожидаемой энергией в pp -взаимодействиях на коллайдере LHC $\sqrt{s_{pp}} \approx 14$ ТэВ.

Сечения глубоко-неупругих νN -реакций измерены на ускорителе FNAL до максимальных энергий $E_\nu \approx 400$ ГэВ в эксперименте NuTeV [43]. Для оценок сечений при более высоких энергиях приходится пользоваться расчетами, в которых требуется знание функций партонных распределений (ФПР), зависящих от квадрата переданного импульса Q^2 и бьеркеновской переменной x . Чем большую энергию имеет взаимодействующее с ядром нейтрино, тем важнее становятся вклады в νN -сечение, соответствующие все меньшим значениям x . В настоящее время рекордные измерения ФПР — до $x \sim 10^{-5}$ при значениях $Q_0^2 \approx 1$ ГэВ², выполнены в ep -взаимодействиях на ускорителе HERA [44–46]. Расчеты сечений при высоких энергиях основаны на различных подходах к описанию ФПР при больших значениях $Q_0^2 \rightarrow Q^2 \approx M_W^2$, $M_W \approx 82$ ГэВ — масса W-бозона, и малых значениях $x \rightarrow 10^{-8}$. Глубоко-неупругие νN -сечения рассчитывались вплоть до энергий 10^{12} ГэВ во многих работах [47–55]. Как это ни парадоксально, но, несмотря на различные феноменологические подходы к учету эффектов нелинейной КХД, расчеты сечений во всех перечисленных выше работах практически совпадают. Так, при энергии $E_\nu = 10^{21}$ эВ сечения, рассчитанные в работах [48, 51, 53, 55], отличаются от величины $\sigma_{\nu N}(E_\nu = 10^{21} \text{ эВ}) \approx 10^{-4}$ мб не более чем в 2 раза.

Если рассматривать нейтрино в качестве кандидата на первичную частицу — источник КЛУВЭ, то необходимо предположить, что нейтрино (по аналогии с протонами) начинает взаимодействовать высоко в атмосфере. Для этого необходимы сечения порядка адронных — $\sigma_{\nu N}(E_\nu) \geq 1$ мб. Вероятность того, что нейтрино при высоких энергиях могут взаимодействовать сильно, обсуждалась еще почти 40 лет назад Березинским и Зацепиным [56]. В настоящее время идея сильновзаимодействующих нейтрино уже не кажется столь экзотичной. Даже оставаясь в рамках СМ для определенного класса

непертурбативных электрослабых процессов, индуцированных инстантонами, предсказываются нейтринные сечения порядка миллибарна [57, 58].

Новая волна интереса к взаимодействиям нейтрино с аномально большими сечениями возникла в свете разработки теорий квантовой гравитации с ТэВ-ным масштабом объединения взаимодействий и с большими (~ 1 мм) дополнительными размерностями пространства-времени. В таком подходе все частицы и поля СМ существуют в обычном $(3+1)$ -размерном пространстве, а гравитация распространяется в пространстве дополнительных n размерностей и становится сильной не на планковском масштабе $M_{\text{Pl}} \approx 10^{28}$ эВ, а на фундаментальном масштабе объединения $M_{4+n} \approx 1$ ТэВ [59–62]. Во всех гравитационных моделях с дополнительными размерностями на масштабе $\sqrt{s} \approx 1$ ТэВ в системе центра масс обмен массивным гравитоном со спином-2 (возбуждения Калуцы–Клейна) дает дополнительные вклады в любое двухчастичное сечение. Поэтому сечения νN -взаимодействий вблизи $M_{4+n} \approx \sqrt{s} \approx 1$ ТэВ (что соответствует энергии $E_\nu \approx 10^{15}$ эВ в системе покоящегося нуклона) возрастают на несколько порядков по сравнению с каноническими расчетами СМ. Так, при $E_\nu \approx 10^{20}$ ГэВ νN -сечение может достигать величин $1-100$ мб в случае асимптотического поведения $\sigma_{\nu N} \sim s^1$ и еще больших значений, если $\sigma_{\nu N} \sim s^2$ [63, 64].

При взаимодействиях НУВЭ в атмосфере, когда энергия столкновения $\sqrt{s} \approx M_{\text{ВН}} > M_{4+n}$, сильная гравитация на ТэВ-ном масштабе могла бы проявляться в образовании экзотических объектов, таких, например, как микроскопические черные дыры [65]. Если $E_\nu \approx 10^{12}$ ГэВ, то дополнительные вклады от процессов образования черных дыр в полное νN -сечение могут достигать 10^{-2} мб [66]. Наряду с черными дырами на ТэВ-ном масштабе гравитации возможно образование специфических p -размерных состояний — p -branes [67]. Сечение образования p -branes может быть больше сечения образования черных дыр с той же самой массой и при энергиях $E_\nu \approx 10^{11}$ ГэВ достигать величины 100 мб [67, 68].

Регистрация НУВЭ, которые могут доходить до нас от отдаленных источников, будет служить ценным инструментом астрофизики высоких энергий и одновременно позволит исследовать физику микромира за границами СМ. Даже достаточно грубые оценки νN -сечений при недоступных для ускорителей энергиях обеспечат проверку законов фундаментальной физики вблизи ТэВ-ного масштаба. Так как количество нейтринных событий, регистрируемых в детекторе, пропорционально интегральному потоку, умноженному на сечение:

$$N_\nu \propto \int \Phi_\nu(E_\nu) \sigma_{\nu N}(E_\nu) dE_\nu, \quad (1.11)$$

то для того чтобы "чувствовать" величины сечений на уровне СМ ($\sigma_{\nu N} \sim 10^{-4}$ мб), требуются детекторы с объемами, большими, чем 1 км^3 . Это связано с малостью потоков нейтрино, генерируемых как в *bottom-up*-, так и в *top-down*-сценариях.

Для оценки потоков нейтрино, достигающих Земли, в первую очередь ориентируются на поток так называемых космогенных или ГЗК-нейтрино. Такие нейтрино с неизбежностью возникают при распространении протонов ультравысоких энергий, образованных в источниках

любого типа, за счет их взаимодействий с микроволновым фоном. Для наиболее реалистичного спектра генерации протонов $\sim E_p^{-2}$ в источниках, распределенных изотропно, расчетный поток космогенных нейтрино составляет [69]

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{GZK}}(E_\nu) \leq 3 \times 10^1 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (1.12)$$

Обеспечить большие объемы мишени для взаимодействий нейтрино возможно в детекторах, использующих природные объемы чистой воды или льда, которые служат одновременно и радиатором для генерации черенковского излучения вторичными частицами, образующимися в результате нейтринных взаимодействий. Идея использования больших объемов океанской воды для регистрации мюонов и нейтрино была предложена Марковым [70], а впервые мюоны от $\nu_\mu N$ -взаимодействий в естественном водном объеме наблюдались с помощью оптического черенковского излучения в озере Байкал в детекторе NT-200 [71]. В настоящее время наилучшее экспериментальное ограничение на диффузный нейтринный поток, полученное в эксперименте AMANDA в области $5 \times 10^{13} - 5 \times 10^{15}$ эВ [72], составляет

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{AMANDA}}(E_\nu) \leq 8,4 \times 10^2 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}, \quad (1.13)$$

что более чем на порядок ниже чувствительности, необходимой для обнаружения потока космогенных нейтрино.

Достичь необходимой чувствительности к космогенным потокам будет возможно в новом поколении подводных нейтринных телескопов NESTOR [73] и ANTARES [74], а существенно превзойти ее — в подледном телескопе IceCube [75], который будет регистрировать потоки на уровне

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{IceCube}}(E_\nu) \leq 4 \times 10^0 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (1.14)$$

Очень перспективным направлением исследований НУВЭ представляется создание установок, регистрирующих радиоизлучение от ливней, образованных нейтрино, которые возникают в конденсированных средах. Однако в первых экспериментах этого типа RICE [76], FORTE [77] и GLUE [79] достичь нужной чувствительности к космогенным потокам не удалось. В новых амбициозных проектах, использующих радиометод, можно будет исследовать нейтринные потоки ЕэВ-ных энергий на уровне, существенно ниже космогенных. Для этого в установке SALSA [78] предлагается зондировать гигантские массивы месторождений каменной соли, в эксперименте ANITA [80] — просматривать большой объем ледяного щита Антарктиды во время длительного полета аэростата, а в эксперименте ЛОРД [81, 82] — мониторировать значительную часть лунной поверхности с орбитального лунного спутника.

Кроме специализированных нейтринных детекторов, регистрировать высокоэнергичные нейтрино смогут и установки, ориентированные на изучение КЛУВЭ. Метод регистрации основан на наблюдении глубокопроникающих квазигоризонтальных ливней в атмосфере и использовался в установках AGASA и HiRes для определения верхнего предела на νN -сечение. Новые наземные детекторы с большими апертурами Telescope Array [83] и

AUGER [84] скоро вступят в строй. Следующий шаг в развитии детекторов КЛУВЭ связан с экспериментами на спутниках EUSO [85] и OWL [86], которые в ЕзВ-ной области энергий смогут регистрировать развивающиеся глубоко в атмосфере ливни, инициированные НУВЭ. Чувствительность этих экспериментов будет достаточна для надежного определения величины потоков космогенных нейтрино.

Можно надеяться, что информация, полученная в новых экспериментах по регистрации НУВЭ, поможет разрешить множество загадок, которые связаны с фундаментальными законами, единым образом описывающими Природу.

2. Распространение нейтрино через Вселенную

2.1. Взаимодействия нейтрино с реликтовым фотонным фоном

В отличие от протонов и фотонов, нейтрино могут проходить космологические расстояния во Вселенной практически без поглощения. Их сечения взаимодействия с микроволновым фоном слишком малы, чтобы играть существенную роль в астрофизике.

Сечение реакций упругого рассеяния

$$\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \nu + \gamma \quad (2.1)$$

при энергиях $\sqrt{s} \approx 2m_e$ составляет всего [87]

$$\sigma(\nu + \gamma \rightarrow \nu + \gamma) \approx 10^{-66} \text{ см}^2. \quad (2.2)$$

При таких же энергиях трехчастичные неупругие процессы [87]

$$\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \nu + \gamma + \gamma \quad (2.3)$$

имеют сечения

$$\sigma(\nu + \gamma \rightarrow \nu + \gamma + \gamma) \approx 10^{-52} \text{ см}^2. \quad (2.4)$$

Начиная с энергий $\sqrt{s} \approx m_e$ становятся возможны реакции

$$\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \nu + e^+ + e^-, \quad (2.5)$$

сечения которых на несколько порядков величины больше, чем (2.4) [88]:

$$\sigma(\nu + \gamma \rightarrow \nu + e^+ + e^-) \approx 10^{-47} \text{ см}^2. \quad (2.6)$$

При энергиях в системе центра масс выше порога образования W^\pm -бозонов в сечение процесса поглощения высокоэнергичных нейтрино на микроволновом γ -фоне значительные вклады начинают вносить реакции [89]

$$\nu + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow l^- + W^+, \quad (2.7)$$

где $l = e, \mu, \tau$. Характерные значения сечений реакций (2.7) при энергиях $\sqrt{s} \approx M_W$ для электронного нейтрино достигают величины

$$\sigma(\nu_e + \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow e^- + W^+) \approx 8 \times 10^{-34} \text{ см}^2 \quad (2.8)$$

и несколько меньших значений для реакций $\nu_\mu + \gamma_{\text{СМВ}}$ и $\nu_\tau + \gamma_{\text{СМВ}}$.

2.2. Взаимодействия с фоном реликтовых нейтрино

Более существенное влияние на распространение НУВЭ оказывает космологический фон реликтовых нейтрино, который предсказывается космологией Большого взрыва. После реликтовых фотонов такие нейтрино, будучи стабильными, могут представлять собой наиболее распространенные частицы во Вселенной. Средний квадрат энергии в системе центра масс для взаимодействия нейтрино сверхвысокой энергии E_ν с реликтовым нейтрино, имеющим энергию ε_ν , дается выражением [90]

$$\langle s \rangle \approx (45 \text{ ГэВ})^2 \left(\frac{\varepsilon_\nu}{10^{-3} \text{ эВ}} \right) \left(\frac{E_\nu}{10^{15} \text{ ГэВ}} \right). \quad (2.9)$$

Если реликтовое нейтрино релятивистское, то $\varepsilon_\nu \approx 3T_\nu(1 + \eta/4)$, где $T_\nu \approx 1,9(1 + z) \text{ К} = 1,6 \times 10^{-4}(1 + z) \text{ эВ}$ — температура реликтового нейтринного фона при красном смещении z , а $\eta \leq 50$ — безразмерный химический потенциал. Если же реликтовые нейтрино нерелятивистские, то $\varepsilon_\nu = \max\{3T_\nu, m_\nu\}$. В уравнении (2.9) при значениях $E_\nu < 10^{15} \text{ ГэВ}$ величина \sqrt{s} не превышает массы калибровочных бозонов СМ. Поэтому в этой энергетической области сечения процессов взаимодействия нейтрино с реликтовым нейтринным фоном определяются в рамках СМ.

В $\bar{\nu}\bar{\nu}$ -взаимодействиях при высоких энергиях и достаточно малых массах реликтовых нейтрино возможно прямое образование высокоэнергичных γ -квантов:

$$\nu + \bar{\nu} \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (2.10)$$

Однако этот процесс идет через петлевые диаграммы и подавлен вследствие теоремы Янга, так что его сечение [91]

$$\begin{aligned} \sigma(\nu + \bar{\nu} \rightarrow \gamma + \gamma) = \\ = 5,6 \times 10^{-42} \left[\left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right) \left(\frac{E_\nu}{10^{21} \text{ эВ}} \right) \right]^3 \text{ см}^2 \end{aligned} \quad (2.11)$$

даже при сверхвысоких энергиях нейтрино $E_\nu \approx 10^{21} \text{ эВ}$ и нейтринных массах $m_\nu \approx 1 \text{ эВ}$ не превышает значений $\sim 10^{-41} \text{ см}^2$.

В работах [20, 21, 90, 92] рассмотрены основные моды взаимодействий высокоэнергичных нейтрино с реликтовым нейтринным фоном:

а) t -канал обмена Z^0 -бозоном в реакциях

$$\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow \nu_i + \bar{\nu}_j; \quad (2.12)$$

б) t -канал обмена W^\pm -бозоном в реакциях

$$\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow l_i + \bar{l}_j, \quad (2.13)$$

например, $\nu_\mu + \bar{\nu}_\tau \rightarrow \mu + \tau$,

в) s -канал обмена Z^0 -бозоном в реакциях

$$\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow f_i + \bar{f}_j \quad (2.14)$$

типа $\nu_\mu + \bar{\nu}_\tau \rightarrow \text{адроны}$. Здесь i, j — состояния нейтрино любого e -, μ -, τ -аромата, где $i \neq j$; l_i, \bar{l}_j и f_i, \bar{f}_j — соответственно любые заряженные лептоны и фер-

мионы. Если эти фермионы — кварки, то они будут фрагментировать в адроны.

Реакция рассеяния (2.12) не оказывает существенного влияния на распространение нейтрино, так как в ней не образуется заряженных частиц.

Сечения $\nu\bar{\nu}$ -реакций с обменом W^\pm -бозоном (2.13) возрастают линейно с энергией вплоть до $s \cong M_W^2$ [90]:

$$\frac{d\sigma(\nu_i \bar{\nu}_j \rightarrow l_i \bar{l}_j)}{d\cos\theta^*} = \frac{G_F^2 s}{4\pi} M_W^2 (1 + \cos\theta^*)^2 \left[\frac{s}{2} (1 - \cos\theta^*) + M_W^2 \right]^{-2}, \quad (2.15)$$

где θ^* — угол рассеяния в системе центра масс, M_W — масса W^\pm -бозона. В ультрарелятивистском пределе это сечение при энергиях

$$s(\text{asym}) = 2E_\nu m_\nu = 2 \times 10^{23} \frac{E_\nu}{10^{22} \text{ эВ}} \frac{m_\nu}{10 \text{ эВ}} \text{ эВ}^2 \gg M_W^2 \quad (2.16)$$

стремится к постоянному значению

$$\sigma_{\text{asym}}(\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow l_i + \bar{l}_j) \approx \frac{\pi\alpha^2}{2\sin^4\theta_W M_W^2} \approx 10^{-34} \text{ см}^2, \quad (2.17)$$

где α — постоянная тонкой структуры и θ_W — угол Вайнберга.

Поведение сечения $\nu\bar{\nu}$ -реакций с рождением Z^0 -бозона (2.14) имеет резонансный характер [92]:

$$\frac{d\sigma(\nu_i \bar{\nu}_j \rightarrow Z^0 \rightarrow f_i \bar{f}_j)}{d\cos\theta^*} = \frac{G_F^2 s}{4\pi} \frac{M_Z^2}{(s - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \times [g_L^2(1 + \cos\theta^*)^2 + g_R^2(1 - \cos\theta^*)^2], \quad (2.18)$$

где $M_Z \approx 91,2 \text{ ГэВ}$ и $\Gamma_Z \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ — соответственно масса и ширина распада Z^0 -бозона, g_L и g_R — безразмерные левая и правая константы связи. Резонанс наступает вблизи энергии

$$E_\nu^{\text{res}} = \frac{M_Z^2}{2m_\nu} = 4,2 \times 10^{21} \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right)^{-1} \text{ эВ}, \quad (2.19)$$

когда $\sqrt{s} = M_Z$. Ширина резонансной энергии $\delta E_\nu(\text{res})/E_\nu(\text{res}) \approx 2\delta M_Z/M_Z \approx 2\Gamma_Z/M_Z = 0,06$. Усредненное по энергии сечение аннигиляции составляет [21]

$$\langle \sigma(\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow Z^0 \rightarrow f_i + \bar{f}_j) \rangle \approx \frac{4\pi G_F^2}{\sqrt{2}} = 4,2 \times 10^{-32} \text{ см}^2. \quad (2.20)$$

Когда $s \gg M_Z^2$, асимптотическое поведение сечения имеет вид

$$\sigma_{\text{asym}}(\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow Z^0 \rightarrow f_i + \bar{f}_j) \propto \frac{1}{s}. \quad (2.21)$$

При энергиях $\sqrt{s} > 2M_W$ существенную роль начинает играть канал парного рождения W -бозонов $\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow W^+ + W^-$ [93]. Когда энергии $\sqrt{s} \gg 2M_W$, сечение стремится к значению

$$\sigma_{\text{asym}}(\nu_i + \bar{\nu}_j \rightarrow W^+ + W^-) \propto \frac{M_W^2}{s} \ln \frac{s}{M_W^2}. \quad (2.22)$$

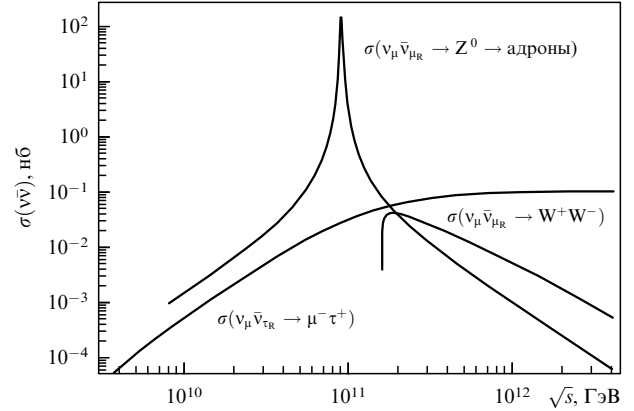


Рис. 4. Сечения $\nu\bar{\nu}$ -процессов взаимодействия высокоэнергетичных нейтрино с нейтринным реликтовым фоном в зависимости от энергии в системе центра масс [20].

Поведение всех рассмотренных $\nu\bar{\nu}$ -сечений показано на рис. 4 [20]. Из приведенных выше рассуждений следует, что, по самым оптимистичным оценкам, даже для сверхэнергетичных нейтрино сечения $\nu\bar{\nu}$ - и $\nu\gamma$ -реакций не превосходят 10^{-32} см^2 .

Оценим вероятность взаимодействия нейтрино, распространяющегося через реликтовый нейтринный фон. Плотность числа легких состояний ($m_\nu < 1 \text{ МэВ}$) во Вселенной в настоящее время составляет [94]

$$n_\nu^0 + n_{\bar{\nu}}^0 \approx \frac{3}{4} \left(\frac{T_\nu^0}{T_\gamma^0} \right)^3 n_\gamma^0 \approx 112 \text{ см}^{-3}, \quad n_\nu^0 = n_{\bar{\nu}}^0, \quad (2.23)$$

$(T_\nu^0/T_\gamma^0)^3 \approx 4/11$, $n_\gamma^0 \approx 400 \text{ см}^{-3}$. Максимально возможный вклад реликтовых нейтрино в плотность энергии Вселенной определяется выражением [94]

$$\Omega_\nu H^2 = \frac{\sum_i m_{\nu_i}}{94 \text{ эВ}}, \quad (2.24)$$

где $H = 0,7$ — постоянная Хаббла в единицах 100 км Мпк^{-1} . Для нейтрино с массами $m_\nu \approx 0,07 \text{ эВ}$ этот вклад составляет всего $\Omega_\nu H^2 = 0,8 \times 10^{-3}$. Тогда при прохождении космологических расстояний $\sim L_{\text{cosm}} \approx 1000 \text{ Мпк} \approx 3 \times 10^{27} \text{ см}$ через реликтовый нейтринный фон вероятность взаимодействия нейтрино составит

$$P_{\text{cosm}}(\nu\bar{\nu}) = \max\{\sigma(\nu\bar{\nu})\} (n_\nu^0 + n_{\bar{\nu}}^0) L_{\text{cosm}} \approx 10^{-32} \text{ см}^2 \times 112 \text{ см}^{-3} \times 3 \times 10^{27} \text{ см} = 3,3 \times 10^{-3}. \quad (2.25)$$

Даже если рассматривать нейтринные источники, расположенные на границе космологического горизонта событий $L_{\text{horiz}} \approx 5 \text{ Гпк}$, вероятность (2.25) не превысит 5 %. Поэтому нейтрино может достигать Земли практически без поглощения, даже если оно образовалось в самых удаленных областях Вселенной.

В разделе 7 будет подробно обсуждаться возможность значительного увеличения глубоконеупругого нейтрино-ядерного сечения в контексте теорий с n дополнительными размерностями пространства-времени и ТэВ-ным масштабом квантовой гравитации. Здесь же необходимо отметить, что новая физика в дополнительных размерностях будет привносить допол-

нительные вклады в сечения $\nu\bar{\nu}$ - и $\nu\gamma$ -процессов, рассмотренных выше в рамках СМ [95]. В первую очередь, это связано с новым каналом аннигиляции нейтрино сверхвысоких энергий на фоновых реликтовых нейтрино

$$\nu\bar{\nu} \rightarrow G_{KK}, \quad (2.26)$$

в котором рождаются массивные гравитоны Калуцы–Клейна спина-2. Сечение этого процесса [96]

$$\sigma(\nu\bar{\nu} \rightarrow G_{KK}) \approx 4 \times 10^{-33-3n/2} \times 2^{n/2} \left(\frac{m_\nu}{1 \text{ эВ}} \right)^{n/2} \left(\frac{E_\nu}{10^{21} \text{ эВ}} \right) \left(\frac{1 \text{ ТэВ}}{M_{4+n}} \right)^{n+2} \text{ см}^2 \quad (2.27)$$

очень быстро возрастает с энергией. Однако даже при энергиях $E_\nu \approx 10^{21}$ ГэВ сечение (2.27) все равно меньше, чем в пике Z^0 -резонанса (2.20).

2.3. Нейтринные потоки, необходимые для Z-burst-сценария образования КЛУВЭ

Модели образования КЛУВЭ, основанные на том, что нейтрино сверхвысоких энергий способны рождавать Z^0 -бозоны при распространении через реликтовый нейтринный фон, получили общее название *Z-вспышек* (*Z-burst*) [20, 21]. Энергия нейтрино, необходимая для рождения Z^0 -резонанса, определяется выражением (2.19). Образованные в каждом акте нейтринной аннигиляции Z^0 -бозоны очень быстро распадаются (время жизни Z^0 -бозона в системе покоя $\sim 3 \times 10^{-25}$ с). Около 70 % Z^0 распадаются по адронным каналам с образованием в среднем одной барион-антибарионной пары и $\sim 10 \pi^0$, двухчастичные распады последних дают ~ 20 γ -квантов [97]. Энергия адронов и γ -квантов, образованных в результате распада Z^0 -бозона, соответственно равна

$$\langle E_p \rangle \approx \frac{E_\nu(Z\text{-res})}{30} \approx 1,3 \left(\frac{\text{эВ}}{m_\nu} \right) \times 10^{20} \text{ эВ}, \quad (2.28)$$

$$\langle E_\gamma \rangle \approx \frac{E_\nu(Z\text{-res})}{60} \approx 0,7 \left(\frac{\text{эВ}}{m_\nu} \right) \times 10^{20} \text{ эВ}. \quad (2.29)$$

В моделях образования КЛУВЭ при Z-вспышках источником нейтрино могут быть любые астрофизические объекты, излучающие нейтрино с энергиями, достаточными для образования Z^0 -резонанса. Так как нейтрино очень слабо поглощается при распространении во Вселенной, то источники нейтрино могут находиться сколь угодно далеко, а продукты распада Z^0 -бозонов — определять спектр КЛ за ГЗК-обрезанием. Фактически модель Z-вспышек показывает возможность избежать ГЗК-обрезания без введения новой физики за пределами СМ. Предельные энергии КЛ в этой модели определяются соотношением (2.28). Как следует из этого выражения, резонанс вблизи порога рождения Z^0 -бозона будет наблюдаться при энергиях E_ν , возрастающих с уменьшением массы наиболее тяжелого нейтрино. Соответственно, с более высокими энергиями будут образовываться и вторичные протоны, и γ -кванты. Таким образом, нейтринная аннигиляция дает уникальный шанс не только зарегистрировать реликтовый нейтринный фон, но и определить абсолютную величину массы наиболее тяжелой компоненты нейтрино [98–101]. Более того, если в Природе существуют большие нейтринные

потоки с энергиями вблизи Z^0 -резонанса, то будущие нейтринные телескопы дадут возможность изучения спектра поглощения нейтрино, несущего в себе информацию об абсолютных нейтринных массах, ароматомом составе массовых состояний нейтрино, а также о космологических параметрах, определяющих эволюцию Вселенной [102, 103].

Если предположить, что наблюдаемый в детекторах поток частиц КЛ с энергиями выше ГЗК-обрезания обусловлен продуктами распадов Z^0 -бозонов, образованных во взаимодействиях НУВЭ с реликтовым нейтринным фоном, то можно оценить величину исходного нейтринного потока, необходимого для реализации данного сценария. Для решения многопараметрической задачи восстановления исходного нейтринного спектра, используется аппроксимация общего вида

$$\Phi_\nu(E_\nu, z) \propto E_\nu^{-\alpha} (1+z)^m. \quad (2.30)$$

Простое, на первый взгляд, выражение (2.30) содержит целый ряд свободных параметров. Во-первых, не известны спектр генерации нейтрино в источнике $\propto E_\nu^{-\alpha}$ и максимально возможные энергии E_ν^{max} . Во-вторых, довольно произвольна масса нейтрино m_ν , которая определяет энергию, необходимую для образования Z^0 -резонанса (2.19). Наконец, неопределенными параметрами являются интервал красных смещений $z^{\text{min}} - z^{\text{max}}$, на которых расположены нейтринные источники, и степенной фактор m , определяющий эволюцию источника $\propto (1+z)^m$. Поэтому, чтобы рассчитать поток первичных нейтрино, некоторые из неизвестных параметров, входящих в (2.30), приходится фиксировать, а остальные — варьировать в допустимой области их изменения.

Как показывают расчеты [99, 100, 104–107], если наблюдаемый спектр КЛУВЭ связан с продуктами распадов Z^0 , то для реализации такого сценария необходимы гигантские потоки первичных нейтрино. В качестве иллюстрации исходный поток нейтрино для модели Z-вспышки, рассчитанный в работе [107], приведен на рис. 5. Видно, что при резонансной энергии (2.19)

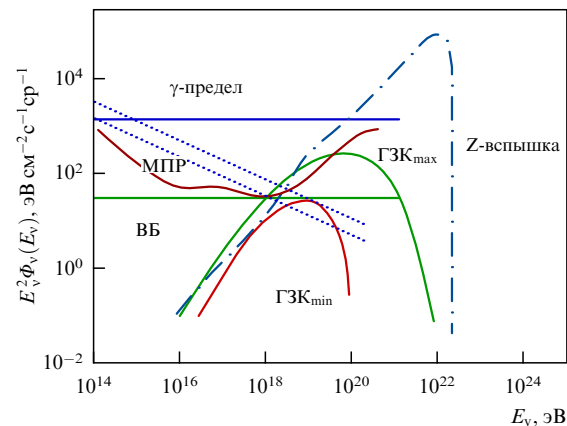


Рис. 5. Нейтринные потоки, рассчитанные для различных моделей: космогенные потоки ГЗК_{min} [69] и ГЗК_{max} [107, 116]; потоки, необходимые для реализации сценария Z-вспышек [100, 106, 107]. Теоретические пределы на потоки (ВБ [142, 143], МПП [145–147]) и экспериментальный γ -предел, соответствующий измерениям EGRET [113]. Наклонные пунктирные кривые — расширение предела ВБ для нейтринных потоков, нормированных на наблюдаемый поток КЛ в экспериментах AGASA (верхняя кривая) и HiRes (нижняя кривая) [144].

величина нейтринного потока достигает

$$E_v^2 \Phi_v^{Z\text{-burst}}(E_v^{\text{res}}) \approx 10^5 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (2.31)$$

Требование существования гигантских нейтринных потоков, объяснить происхождение которых в рамках стандартной астрофизики не представляется возможным, составляет одну из главных трудностей модели Z-вспышки. Во Вселенной с равномерно распределенными нерелятивистскими фоновыми нейтрино средняя длина аннигиляции НУВЭ при энергии образования Z^0 -резонанса составляет [21]

$$L_{\text{ann}} = (\langle \sigma_{\text{ann}} \rangle \langle n_v \rangle)^{-1} \approx \\ \approx (4,2 \times 10^{-32} \text{ см}^2 \times 56 \text{ см}^{-3})^{-1} \approx 4,3 \times 10^{29} \text{ см}. \quad (2.32)$$

Следовательно, вероятность для нейтрино с энергией, близкой к резонансной, аннигилировать в Z^0 -бозон на расстояниях ~ 50 Мпк от Земли

$$P(\nu \bar{\nu} \rightarrow Z^0) \approx \frac{50 \text{ Мпк}}{L_{\text{ann}}} = 3,6 \times 10^{-4}. \quad (2.33)$$

Учитывая, что доля распадов в адроны $\text{Br}(Z^0 \rightarrow \text{адроны}) = 70\%$, вероятность аннигиляции с последующим адронным распадом составляет

$$P(\nu \bar{\nu} \rightarrow Z^0 \rightarrow \text{адроны}) \approx 2,5 \times 10^{-4}. \quad (2.34)$$

Это означает, что только одно на 4000 первичных нейтрино с резонансными энергиями образует Z-вспышку, которая на Земле будет наблюдаться в виде адронных и электромагнитных каскадов.

Эффективность генерации событий в сценариях Z-вспышек возрастает, если имеет место гравитационная кластеризация реликтовых нейтрино в локальных областях Вселенной на масштабах зоны ГЗК (порядка 50 Мпк) — в галактических гало, локальных группах, скоплениях или сверхскоплениях галактик [20, 21, 104, 105, 108, 109]. В этом случае плотность нейтрино в таких областях может значительно превышать среднюю плотность нейтрино во Вселенной (2.23) — на фактор f_v , достигающий значений от 10–1000 [21, 105, 108, 109] до 10^5 – 10^7 [20]. Соответственно на этот же фактор увеличивается вероятность (2.34) и снижаются требования на интенсивность нейтринных потоков. Еще больших значений локальная плотность реликтовых нейтрино (10^{10} – 10^{16} см^{-3}) могла бы достигать в специфических объектах, предложенных в работе [110] и названных авторами "нейтринные облака".

Плотность реликтовых нейтрино может быть выше средней (2.23), если существует СР-нарушение в нейтринном секторе [111]. Плотность (2.23) соответствует существованию строгой $\nu - \bar{\nu}$ -симметрии $L_\nu = (n_\nu - n_{\bar{\nu}})/n_\gamma = 0$. Если же имеет место $\nu - \bar{\nu}$ -асимметрия и $L_\nu \neq 0$, то появляется дополнительный вклад в плотность энергии Вселенной [111]. Так, при значении фактора асимметрии $L_\nu \approx 4$, когда на один реликтовый фотон имеется четыре нейтрино, плотность нейтринного фона может достигать значений $n_\nu \sim 1700 \text{ см}^{-3}$. Следовательно, вероятность образования Z-вспышки (2.36) может быть в 30 раз больше.

В работах [99, 100, 106, 107] показано, что высокоэнергичную часть спектра КЛ можно согласовать со сценарием Z-вспышки также и в случае существования экзотического непрозрачного для протонов и высоко-

энергичных фотонов источника, генерирующего исключительно нейтринные потоки. Примером такого источника может служить нестабильная сверхтяжелая реликтовая частица, распады которой в основном содержат нейтрино [112]. Однако даже если источник излучает исключительно нейтрино, то возникающие в результате Z-вспышки γ -кванты будут рассеиваться на реликтовом фотонном фоне. В результате электромагнитных каскадов возникает соответствующий вклад в поток диффузных γ -квантов. Поэтому измеренные в эксперименте EGRET [113] потоки фотонов с энергиями в ГэВ–ТэВ-диапазоне накладывают сильные ограничения на диффузный поток нейтрино ультравысоких энергий:

$$E_v^2 \Phi_v(E_v) \leq E_v^2 \Phi_v^{\text{EGRET}}(E_v) \leq \\ \leq 6 \times 10^2 \text{ эВ м}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}, \quad (2.35)$$

и, соответственно, на сценарии Z-вспышек.

Кроме огромных потоков, сценарии Z-вспышек требуют существования источников, способных генерировать нейтрино с энергиями $E_v \geq 10^{21}$ эВ. Если такие нейтрино образуются в π^\pm -распадах, то для фоторождения пионов необходимы протоны с еще большими энергиями $\sim 20 E_{\text{res}} \approx 8,4 \times 10^{22}$ эВ ($\text{эВ } m_\nu^{-1}$). Природа источников, способных генерировать протоны таких энергий, не известна, но в конечном счете образование любых частиц с энергиями выше ГЗК-обрезания является нерешенной проблемой астрофизики.

2.4. Потоки космогенных или ГЗК-нейтрино

Прежде чем непосредственно перейти к рассмотрению нейтринных потоков от различных астрофизических и космологических источников, необходимо рассмотреть потоки нейтрино, возникающие при распространении протонов сверхвысоких энергий, образованных в этих источниках. Такие протоны могут не достигать наземных детекторов из-за ГЗК-обрезания [13, 14]. При их взаимодействиях с микроволновым фоном образуются пионы, распады которых содержат так называемые космогенные (т.е. образованные частицами КЛ) или ГЗК-нейтрино. Основными процессами будут реакции

$$\begin{aligned} p \gamma_{\text{СМВ}} &\rightarrow \Delta^* \rightarrow p \pi^+, \\ p \gamma_{\text{СМВ}} &\rightarrow \Delta^* \rightarrow p \pi^0. \end{aligned} \quad (2.36)$$

Последующие цепочки распадов заряженных пионов приводят к потоку нейтрино:

$$\begin{aligned} \pi^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu, \\ \mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e, \end{aligned} \quad (2.37)$$

а распады нейтральных пионов — к потоку γ -квантов

$$\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma. \quad (2.38)$$

Возможны и реакции

$$p \gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow n + \pi^+ + \pi^+ + \pi^-, \quad (2.39)$$

сечение которых меньше, чем в реакции с образованием Δ^* -резонанса, но их конечные состояния содержат значительное число пионов, распад которых дает существенный вклад в генерацию нейтринных потоков.

Потоки космогенных нейтрино рассчитаны в работах [69, 92, 107, 114–117]. Общий метод расчетов заклю-

чается в следующем. Предполагается, что спектр нейтрино определяется степенным спектром источника протонов, который имеет показатель α и экспоненциальное обрезание,

$$\frac{dN_p}{dE_p} \propto E_p^{-\alpha} \exp\left(-\frac{E_p}{E_{\max}}\right). \quad (2.40)$$

Поток нейтрино аромата i , образующийся во взаимодействиях протонов с микроволновым фоном, определяется в виде интеграла по красным смещениям z и энергиям протонов E_p [69]:

$$\Phi_{\nu_i}(E_{\nu_i}) = \frac{c}{4\pi E_{\nu_i}} \int \int L(z, E_p) Y(E_p, E_{\nu_i}, z) \frac{dE_p}{E_p} dz. \quad (2.41)$$

Здесь

$$Y(E_p, E_{\nu_i}, z) = E_{\nu_i} \frac{d^2 N_{\nu_i}}{dN_p dE_{\nu_i}}$$

— функция, описывающая образование нейтрино в распадах пионов из $\gamma\gamma$ -реакций, а $L(z, E_p)$ — функция, параметризующая распределение источников протонов по красным смещениям z и их эволюцию.

Неоднозначность в расчетах потоков космогенных нейтрино связана с неопределенностью в параметрах α , E_{\max} , z , m , которые в различных работах варьируются в широких пределах. На рисунке 5 представлены минимальные и максимальные потоки космогенных нейтрино.

При вычислении минимального потока [69]

$$E_{\nu}^2 \Phi_{\nu}^{\text{GZK-min}}(E_{\nu}) \leq 3 \times 10^1 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \quad (2.42)$$

предполагается степенной спектр источника протонов с $\alpha = 2$ и его экспоненциальное обрезание (2.40) с $E_{\max} = 10^{21.5}$ эВ. Нейтринные потоки, полученные в работах [92, 114, 115], и нижняя граница в [116] согласуются с (2.42).

Максимальный поток [107, 117]

$$E_{\nu}^2 \Phi_{\nu}^{\text{GZK-max}}(E_{\nu}) \leq 10^3 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \quad (2.43)$$

рассчитан исходя из спектра протонов с $\alpha = 1$, простирающегося до энергий $E_{\max} = 3 \times 10^{22}$ эВ, при значениях $z_{\max} = 2$ и $m = 3$. Верхняя граница космогенного потока, полученная в работе [116], согласуется с величиной (2.43). Из рисунка 5 видно, что максимальные потоки космогенных нейтрино, по крайней мере, на два порядка меньше, чем требуется для сценариев Z-вспышек.

Потоки космогенных нейтрино возникают и от взаимодействий протонов КЛ с инфракрасным фоновым излучением (аналог реакций (2.38) с заменой $\gamma\gamma_{\text{СМВ}} \rightarrow \gamma\gamma_{\text{ИБГ}}$). Их величины

$$E^2 \Phi_{\nu}^{\text{GZK-IRB}}(E_{\nu}) \leq 10^0 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}, \quad (2.44)$$

рассчитанные в работах [118, 119], на порядок величины меньше, чем минимальные потоки, возникающие в результате взаимодействий протонов с микроволновым фоном (2.42).

2.5. Влияние нейтринных осцилляций

на распространение нейтрино во Вселенной

Во всех астрофизических источниках, в которых нейтрино образуется в $\gamma\gamma$ - и pp -взаимодействиях, их первоначальный ароматовый состав имеет вид

$$\Phi^0(\nu_e) : \Phi^0(\nu_{\mu}) : \Phi^0(\nu_{\tau}) = 1 : 2 : 0. \quad (2.45)$$

В трехароматовом сценарии нейтринных осцилляций связь электрослабых состояний нейтрино $\nu_{\alpha} = \nu_e, \nu_{\mu}, \nu_{\tau}$ и собственных массовых состояний $\nu_i = \nu_1, \nu_2, \nu_3$

$$\nu_{\alpha} = \sum_i U_{\alpha i} \nu_i \quad (2.46)$$

выражается через матрицу смешивания

$$U_{\alpha i} = \begin{pmatrix} U_{e1} & U_{e2} & U_{e3} \\ U_{\mu 1} & U_{\mu 2} & U_{\mu 3} \\ U_{\tau 1} & U_{\tau 2} & U_{\tau 3} \end{pmatrix}, \quad (2.47)$$

удовлетворяющую условию унитарности $\sum_i |U_{\alpha i}|^2 = 1$.

В общем случае смешивания произвольного числа массивных нейтрино (включая стерильные) вероятность вакуумных осцилляций [120]

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2 + 2 \sum_{k>j} \text{Re} [U_{\alpha j} U_{\beta j}^* U_{\alpha k}^* U_{\beta k}] \cos \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E_{\nu}} \quad (2.48)$$

в пределе $L \rightarrow \infty$ для источников, удаленных на космологические расстояния $L \approx 100\text{--}1000$ Мпк, содержит только первый член

$$P(\nu_{\alpha} \rightarrow \nu_{\beta}) = \sum_j |U_{\alpha j}|^2 |U_{\beta j}|^2. \quad (2.49)$$

Так как в широком диапазоне энергий $10^3 \leq E_{\nu} \leq 10^{11}$ ГэВ и квадратов разностей масс $10^{-10} \leq \Delta m_{\nu}^2 \leq 1$ эВ² длина вакуумных осцилляций

$$L_{\text{osc}} \approx \frac{E_{\nu}}{\Delta m_{\nu}^2} \ll L, \quad (2.50)$$

то на пути от источника до Земли нейтрино осциллируют много раз. Это легко показать, рассмотрев для примера потоки нейтрино, образованные в АЯГ-источниках Мкн421 и Мкн501, удаленных от Земли на расстояния около 140 Мпк. Если положить $\Delta m^2 = 10^{-5}$ эВ, то длина осцилляций $L_{\text{osc}} \approx 2,5 \times 10^{-24}$ Мпк (E_{ν} эВ⁻¹), так что для нейтрино даже с энергией 10^{21} эВ длина $L_{\text{osc}} \approx 2,5 \times 10^{-4}$ Мпк. Таким образом, из-за осцилляций приходящий на Землю поток $\Phi^{\text{det}} = (\Phi^{\text{det}}(\nu_e), \Phi^{\text{det}}(\nu_{\mu}), \Phi^{\text{det}}(\nu_{\tau}))$ не совпадает с первоначальным потоком из источника $\Phi^0 = (\Phi^0(\nu_e), \Phi^0(\nu_{\mu}), \Phi^0(\nu_{\tau}))$. При этом эффекты вещества не влияют на конечный результат, что было показано в [121], где рассматривался фон реликтовых нейтрино как единственно существенной материи на пути НУВЭ, образованных в удаленном астрофизическом источнике.

Ароматовый состав нейтринных потоков в детекторе

$$\begin{pmatrix} \Phi^{\text{det}}(\nu_e) \\ \Phi^{\text{det}}(\nu_{\mu}) \\ \Phi^{\text{det}}(\nu_{\tau}) \end{pmatrix} = P_{\alpha\beta} \begin{pmatrix} \Phi^0(\nu_e) \\ \Phi^0(\nu_{\mu}) \\ \Phi^0(\nu_{\tau}) \end{pmatrix} \quad (2.51)$$

определяется матрицей вероятности (2.49), которая зависит от элементов матрицы смешивания (2.47). В работе

[39] показано, что для нормальной иерархии нейтринных масс $|\Delta m_{21}^2| < |\Delta m_{32}^2| < |\Delta m_{31}^2|$ (когда $\Delta m_{21}^2 \approx \Delta m_{\text{sun}}^2$, $\Delta m_{32}^2 \approx \Delta m_{\text{atm}}^2$), согласно данным SuperKamiokande по атмосферным нейтрино [122–125], ускорительного эксперимента K2K [126] и реакторного CHOOZ [127], для элементов матрицы смешивания можно положить

$$|U_{e3}|^2 \ll 1 \quad \text{и} \quad |U_{\mu 3}| \approx |U_{\tau 3}|. \quad (2.52)$$

Подставляя в (2.51) матрицу вероятности (2.49), с учетом (2.52) получим следующую ароматовую композицию астрофизических нейтринных потоков в детекторе:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} \Phi^{\text{det}}(\nu_e) \\ \Phi^{\text{det}}(\nu_\mu) \\ \Phi^{\text{det}}(\nu_\tau) \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} |U_{e1}|^2 & |U_{e2}|^2 & |U_{e3}|^2 \\ |U_{\mu 1}|^2 & |U_{\mu 2}|^2 & |U_{\mu 3}|^2 \\ |U_{\tau 1}|^2 & |U_{\tau 2}|^2 & |U_{\tau 3}|^2 \end{pmatrix} \times \\ &\times \begin{pmatrix} |U_{e1}|^2 & |U_{\mu 1}|^2 & |U_{\tau 1}|^2 \\ |U_{e2}|^2 & |U_{\mu 2}|^2 & |U_{\tau 2}|^2 \\ |U_{e3}|^2 & |U_{\mu 3}|^2 & |U_{\tau 3}|^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 2 \\ 0 \end{pmatrix} \Phi^0(\nu_e) = \\ &= \begin{pmatrix} |U_{e1}|^2 & |U_{e2}|^2 & |U_{e3}|^2 \\ |U_{\mu 1}|^2 & |U_{\mu 2}|^2 & |U_{\mu 3}|^2 \\ |U_{\tau 1}|^2 & |U_{\tau 2}|^2 & |U_{\tau 3}|^2 \end{pmatrix} \times \\ &\times \left[\begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \Phi^0(\nu_e) + \begin{pmatrix} |U_{\mu 1}|^2 - |U_{\tau 1}|^2 \\ |U_{\mu 2}|^2 - |U_{\tau 2}|^2 \\ |U_{\mu 3}|^2 - |U_{\tau 3}|^2 \end{pmatrix} \Phi^0(\nu_e) \right] \cong \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} \Phi^0(\nu_e). \end{aligned} \quad (2.53)$$

Здесь использовано условие унитарности и условие $||U_{\mu j}|^2 - |U_{\tau j}|^2| \ll 1$, так что второй член в квадратной скобке в выражении (2.53) обращается в нуль. Нейтринные осцилляции изменяют начальный ароматовый состав (2.45), и нейтринные потоки достигают Земли в соотношении

$$\Phi^{\text{det}}(\nu_e) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\mu) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\tau) = 1 : 1 : 1. \quad (2.54)$$

Это соотношение определяется исключительно условиями (2.52), не зависит от энергии нейтрино и справедливо для любого вида параметризации трехароматовой матрицы смешивания [40].

В последнее время появился ряд работ, в которых обсуждаются возможные отклонения от называемого теперь стандартным соотношения (2.54). Эти отклонения могут быть вызваны смешиванием активных и стерильных состояний нейтрино [128–130], существованием магнитного момента у массивных нейтрино [131], распадом более тяжелых нейтрино ν_i в легкое стабильное или стерильное состояние ν_j [132–135], нарушением СРТ-симметрии [136–139].

Как было недавно показано в работе [140], первоначальный состав потоков нейтрино в источнике при высоких энергиях может быть отличен от (2.45). По аналогии с энергетической зависимостью ароматового состава атмосферных нейтрино подобный эффект может иметь место и для потоков нейтрино в астрофизических источниках. Так как время жизни пиона меньше, чем мюона, то при достаточно высоких энергиях вероятность распада пиона до того, как он потеряет значительную долю энергии во взаимодействиях с окружающим излучением, больше вероятности μ -распада. Другими словами, при

высоких энергиях относительный вклад μ -распадов может быть подавлен, так что ароматовое соотношение нейтринных потоков в источнике (2.45) модифицируется: $\Phi^0(\nu_e) : \Phi^0(\nu_\mu) : \Phi^0(\nu_\tau) = 0 : 1 : 0$. В свою очередь, это приводит и к отличному от (2.54) соотношению потоков на Земле: $\Phi^{\text{det}}(\nu_e) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\mu) : \Phi^{\text{det}}(\nu_\tau) = 0 : 1,8 : 1,8$ [140].

Указанное разнообразие допустимых теоретических схем, описывающих искажение нейтринных потоков, может создать трудности в интерпретации экспериментальных результатов измерений ароматовой композиции потоков астрофизических нейтрино в будущих нейтринных телескопах [139, 141].

3. Астрофизические источники нейтрино сверхвысоких энергий: *bottom-up*-сценарий

3.1. Теоретические пределы на потоки нейтрино от астрофизических источников

Методами гамма-астрономии достаточно хорошо изучены источники фотонов с энергиями вплоть до нескольких ТэВ. Если существуют источники, в которых имеет место ускорение протонов, то образование фотонов должно сопровождаться образованием нейтрино. Однако на сегодняшний день нет экспериментальных указаний на наличие корреляций между точечными источниками фотонов и нейтрино.

Существуют теоретические, модельные пределы на потоки нейтрино от астрофизических источников любой природы, в которых нейтрино возникают при распадах π^\pm , образованных в результате pp - и $p\gamma$ -взаимодействий. Наиболее известными пределами на астрофизические нейтринные потоки являются пределы Ваксмана–Бакала (ВБ) [142, 143] и Манхейма–Прозерое–Рашхена (МПР) [145–147].

Предел ВБ основан на наблюдаемом потоке КЛУВЭ и предположении о степенном спектре генерации протонов сверхвысоких энергий в источнике, пропорциональном E_p^{-2} . Такой спектр генерации согласуется с ферми-механизмом ускорения протонов на фронтах ударных волн. Если протоны, образованные в астрофизических источниках с энергией E_p , теряют до выхода из источника часть своей энергии на фоторождение пионов, то спектр нейтрино от π^\pm -распадов будет отражать спектр протонов $E_\nu^2 dN_\nu/dE_\nu \propto E_p^2 dN_p/dE_p$. Доля энергии протона, переданная нейтрино в $p\gamma$ -взаимодействиях, не зависит от энергии и составляет $E_\nu \approx 0,05 \times E_p$ [27]. Ваксман и Бакал, предположив, что источники протонов изотропно распределены в наблюдаемой Вселенной и прозрачны для протонов, нормировали расчетный спектр протонов на наблюдаемый поток космических лучей при энергиях $E_p \approx 10^{19} - 10^{20}$ эВ и получили верхний предел на нейтринный поток [142, 143] (см. рис. 5)

$$\begin{aligned} E_\nu^2 \Phi_\nu(E_\nu) &\leq E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{WB}}(E_\nu) \approx \\ &\approx 1,5 \times 10^1 (1+z)^m \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \end{aligned} \quad (3.1)$$

Недавно в работе [144] был предложен расширенный предел ВБ. Он получен в предположении о том, что экстрагалактическая компонента КЛ начинает преобладать, начиная с энергий $E_p \approx 10^{17,6}$ ГэВ. Кроме того, интегральный степенной спектр изменяется с энергией и показатель спектра $\alpha \neq 2$. На рисунке 5 расширенный ВБ-предел на нейтринные потоки от прозрачных для

протонов источников показан в виде наклонных кривых, нормированных на наблюдаемый поток КЛ в экспериментах AGASA и HiRes.

Предел МПР получен в предположении, что потоки внегалактических протонов обусловлены совокупностью источников со спектром генерации (2.40) при значении $\alpha = 1$. Максимальные энергии протонов в таких источниках варьировались в широких пределах — $E_{\max} = 10^{15} - 3 \times 10^{22}$ эВ. Спектры излучения протонов $\propto E_p^{-1}$ и их экспоненциальное обрезание наряду с изменяющимися энергиями E_{\max} потребовались авторам [145–147] для воспроизведения эффекта суперпозиции нейтринных спектров от различных источников. Такие жесткие спектры излучения допускают нормировку нейтринных потоков в соответствии с экспериментальным верхним пределом на внегалактическую компоненту протонов КЛ

$$N_p(E_p) = 0,8 \left(\frac{E_p}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-2,75} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1} \text{ ГэВ}^{-1},$$

$$3 \times 10^{15} < E_p < 10^{21} \text{ эВ}. \quad (3.2)$$

В МПР-подходе источники, генерирующие протоны с энергиями $E_{\max} \geq 10^{20}$ эВ, дают малый вклад в наблюдаемый поток КЛУВЭ вследствие ГЗК-обрезания спектра. Нейтринные же потоки от таких источников могут быть очень значительны и на два порядка превышать предел ВБ (см. рис. 5)

$$E_v^2 \Phi_v(E_v) \leq E_v^2 \Phi_v^{\text{MPR}}(E_v \approx 10^{21} \text{ эВ}) \approx 10^3 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (3.3)$$

В работах [107, 117] показано, что для любого астрофизического источника, где γ -кванты и нейтрино являются продуктами распада пионов, образованных в реакциях фоторождения, результирующие нейтринные потоки могут превосходить не только предел ВБ, но и предел МПР. Это справедливо для источников с более жестким, чем $\propto E_p^{-1,5}$, спектром излучения, расположенных на больших красных смещениях ($z \geq 2$) с сильной эволюционной зависимостью ($m \geq 3$), в которых протоны ускоряются до максимальных энергий $E_{\max} \geq 10^{22}$ эВ. На первый взгляд, существование источников с подобными параметрами кажется маловероятным: объекты с таким пологим спектром излучения пока не наблюдались, а физические принципы ускорения протонов до таких энергий неизвестны. С другой стороны, для объяснения спектра КЛУВЭ протонами от внегалактических источников необходимы еще более жесткие начальные условия.

3.2. Гамма-всплески

Гамма-всплески — это источники во Вселенной, генерирующие мощные вспышки (всплески) фотонов продолжительностью от долей до нескольких сотен секунд. Природа ГВ стала более понятна в результате исследований, проведенных в последнее десятилетие в ряде экспериментов на спутниках (BATSE, ВерроSAX, Hubble, НЕТЕ, Конус, Интеграл) и в десятках наземных обсерваторий. По всей видимости, ГВ являются результатом коллапсов ядер Сверхновых, вследствие которых образуются компактные источники с характерными размерами $r_0 \approx 10^7$ см и колоссальными светимостями $L_{\text{GRB}} \approx 10^{52}$ эрг с⁻¹. Такие события сопровождаются

длительным послесвечением в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах [148]. Энергетические спектры различных ГВ отличаются друг от друга. В основном, спектр имеет максимум в области 0,1–1 МэВ, который во многих случаях простирается до ГэВ-ных энергий [25, 149]. Недавно коллаборация Milagro представила результаты наблюдений γ -квантов с энергиями 100 ГэВ–21 ТэВ [150] с направлений, совпадающих с расположением некоторых ГВ.

Поведение ГВ описывается различными моделями, например моделью релятивистского фэйрбола — смеси протонов, нейтронов, e^\pm и γ -квантов, находящихся в магнитном поле, который объемно расширяется с характерными лоренц-факторами $\Gamma_{\text{GRB}} = 10^2 - 10^3$ [151, 152]. Ускорение частиц до сверхвысоких энергий происходит в ударных волнах, распространяющихся либо во внутренней [151], либо во внешней [152] областях фэйрбола. Ускоренные при релятивистском расширении внутренних областей фэйрбола электроны в результате синхротронного или обратного комптоновского излучения дают наблюдаемый поток фотонов. В области рассеяния кинетической энергии расширяющегося фэйрбола также ожидается ударное ускорение протонов вплоть до энергий $E_p \approx 10^{20}$ эВ [151, 152].

Естественным следствием ускорения протонов до высоких энергий являются их фотомезонные реакции с участием γ -квантов внутри расширяющегося фэйрбола. В результате этих взаимодействий образуются заряженные пионы, распады которых сопровождаются испусканием нейтрино с $E_v > 10^{14}$ эВ [153]. Эта энергия определяется из соотношения между энергией E_γ и энергией ускоренного протона E_p при пороге образования Δ -резонанса (в лабораторной системе)

$$E_\gamma E_p = 0,2 \text{ ГэВ}^2 \times \Gamma_{\text{GRB}}^2. \quad (3.4)$$

Для наблюдаемых γ -квантов с характерными энергиями $E_\gamma \approx 1$ МэВ при значениях $\Gamma_{\text{GRB}} \approx 10^2$ для образования пионов необходима энергия протонов $E_p > 10^{16}$ эВ. Так как нейтрино, образованные в пионных распадах, уносят $\approx 5\%$ энергии протона, то их ожидаемая энергия $E_v^{\text{GRB}} > 10^{14}$ эВ [142, 143, 153].

Величину потока нейтрино от ГВ можно оценить исходя из предположения о том, что наблюдаемые КЛ выше энергий 10^{19} эВ есть протоны от космологически распределенных источников с типичным для механизма ферми-ускорения спектром $dN_{\text{CR}}/dE_{\text{CR}} \propto E_{\text{CR}}^{-2}$ [154]. В расчетах [155] показано, что без противоречия с наблюдаемыми данными AGASA и HiRes допустимы и более высокие показатели наклона спектра. В любом случае нейтринный спектр $dN/dE_v \propto E_v^{-\alpha}$ должен отражать поведение спектра протонов, а светимости нейтринного и γ -потоков, образованных в фотоядерных реакциях, удовлетворять соотношению $L_v : L_\gamma \approx 1 : 3$ [156]. Тогда максимальный поток нейтрино от ГВ можно оценить как [142, 157]

$$E_v^2 \Phi_{\nu_\mu}^{\text{GRB}} \approx 10^1 \frac{f_\pi}{0,2} \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}, \quad (3.5)$$

где $f_\pi \approx 0,1$ — доля энергии протона, перешедшая в образованный пион, $\Phi_{\nu_\mu}^{\text{GRB}} \approx \Phi_{\nu_e}^{\text{GRB}}$. Этот нейтринный спектр простирается от $E_v^{\text{GRB}} \approx 10^{14}$ эВ вплоть до энергий $E_v^{\text{GRB}} \approx 10^{16}$ эВ. Далее спектр быстро падает из-за значительных потерь энергий пионов.

Нейтрино больших энергий (так называемые нейтрино "ореола") образуются на ранних стадиях взаимодействия расширяющегося файрбола с окружающим газом. Они излучаются спустя ~ 10 с после основной вспышки примерно в течение такого же временного интервала. Источник такого нейтринного "послесвечения" обусловлен возникновением возвратных ударных волн, движущихся внутрь файрбола [158, 159]. Ускоряемые в возвратных ударных волнах электроны излучают γ -кванты видимого и ультрафиолетового диапазона (10 эВ– 1 кэВ). Протоны могут быть ускорены в таких ударных волнах вплоть до $E_p \approx 10^{21}$ эВ. В результате взаимодействий низкоэнергичных фотонов и протонов сверхвысокой энергии образуются нейтрино "ореола" с энергиями $E_\nu^{\text{GRB-afterglow}} \approx 10^{17} - 10^{19}$ эВ. Если файрбол расширяется в среду с плотностью $\sim 10^4$ см $^{-3}$, как это происходит в случае коллапса массивной звезды, то поток нейтрино "ореола" составляет [157]

$$E_\nu^2 \Phi_{\nu_\mu}^{\text{GRB-afterglow}} \approx 10^1 \min \left(1, \frac{E_\nu}{10^{17} \text{ эВ}} \right) \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (3.6)$$

Так как в ГВ-сценарии не ожидается образования протонов с энергиями $E_p \gg 10^{20}$ эВ, то и нейтринные потоки с энергиями $E_\nu > 10^{19}$ эВ будут сильно подавлены.

Кроме нейтрино "ореола", следующих за вспышкой ГВ, могут наблюдаться нейтринные потоки, предшествующие всем γ и ν от основной вспышки. В зависимости от источника образования ГВ эти нейтринные предвестники вспышки имеют разную энергетику. Рассматриваются две основные модели образования ГВ: *коллапсар* [160, 161] и *супранова* [162].

В модели коллапсара предполагается, что прародителем ГВ является прямой коллапс массивной звезды в черную дыру. В результате коллапса формируются релятивистские струи, которые либо проникают через звездную оболочку, либо — в случае очень медленно вращающихся звезд — затухают, разогревая звездную плазму до кэВ-ных температур. В обоих случаях в струях могут ускоряться протоны до энергий $\geq 10^{14}$ эВ, а их взаимодействия в полостях струи с фотонами — приводить к образованию нейтрино с энергиями $E_\nu \geq 5 \times 10^{12}$ эВ [163].

В модели "супранова" [162] образование ГВ происходит в результате взрыва Сверхновой с последующим рождением нейтронной звезды (пульсара) массой $\approx 2.5 - 3 M_{\text{sun}}$. За время от нескольких дней до месяцев нейтронная звезда теряет энергию, излучая так называемый пульсарный ветер. В конечном итоге нейтронная звезда коллапсирует в черную дыру, в результате чего наблюдается ГВ. В таком сценарии нейтрино излучаются на протяжении всего времени от момента взрыва Сверхновой до ГВ [164]. Нейтрино образуются либо в pp -, либо в $p\gamma$ -взаимодействиях, когда сбрасываемая оболочка остатка Сверхновой является соответственно протонной и фотонной мишенью для релятивистских протонов пульсарного ветра. В первом случае нейтрино имеют энергии $E_\nu \geq 10^{13}$ эВ, а во втором — $E_\nu \geq 10^{16}$ эВ [165–167].

Нейтринные потоки от ГВ представлены на рис. 6. Такие потоки могут быть зарегистрированы в новом поколении нейтринных телескопов и детекторов КЛ [168–172].

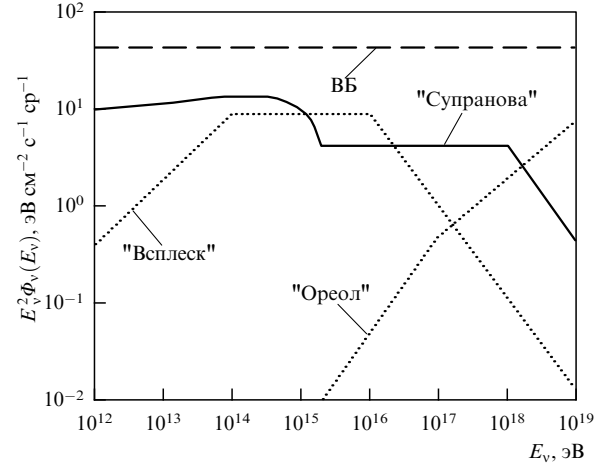


Рис. 6. Нейтринные потоки от ГВ. Пунктирные линии соответствуют "всплеску" — потоку нейтрино от основной вспышки и нейтринному "ореолу" [165]. Также показаны поток нейтрино в модели "супранова" и предел ВБ.

3.3. Активные ядра галактик

Активные ядра галактик — это мощные источники излучения во Вселенной, подпитываемые гравитационной энергией материи, падающей внутрь черной дыры. Хотя светимость АЯГ меньше, чем ГВ, $L_{\text{AGN}} \approx 10^{45} - 10^{49}$ эрг с $^{-1}$, они излучают намного более продолжительное время с регулярными вспышками длительностью до нескольких дней [24, 173]. Такая энергетика требует существования черной дыры, масса которой достигает огромных значений ($M_{\text{BH}} \approx 10^9 M_{\text{sun}}$). То, что они наблюдаются на расстояниях меньших, чем ГВ, связано только с их меньшей светимостью в гамма-диапазоне. За последние годы было зарегистрировано около 70 АЯГ в спутниковых экспериментах EGRET [173], ВерроSAX [174], а также на наземных γ -телескопах HEGRA [175], Whipple/Veritas [176, 177], HESS [178]. Среди них выделенным классом объектов являются лацертиды — источники, излучающие γ -кванты в виде коллимированных струй. Фотоны ТэВ-ных энергий наблюдались от лацертид Markarian 421, H 1426+428, 1 ES 2344+514 и 1 ES 1959+650. От источника Markarian 501 регистрировались фотоны с энергиями более 20 ТэВ.

Рассматриваются две основные модели АЯГ, в которых предсказываются значительные потоки нейтрино сверхвысоких энергий: *скрытого ядра* и *струйные*, описывающие лацертиды.

В модели скрытого ядра [179, 180] протоны ускоряются до сверхвысоких энергий во внутренних областях АЯГ и не могут покинуть источник из-за очень большой толщины для $p\gamma$ - и pp -взаимодействий. Такой толстый и непрозрачный источник с гипотетическим ускорителем в виде черной дыры является природной нейтринной фабрикой с достаточно высокой светимостью. Это модель чисто нейтринного источника, в которой наблюдаемые потоки высокоэнергичных КЛ и γ -квантов не накладывают ограничений на нейтринные потоки. Поэтому для модели скрытого ядра ВБ-предел не применим и нейтринные потоки $\Phi_\nu^{\text{AGN-core}} \propto E_\nu^{-2}$, рассчитанные в [179, 180] и показанные на рис. 7, превышают его более чем на два порядка. Необходимо отметить, что недавно эти расчеты были скорректированы [181], так что

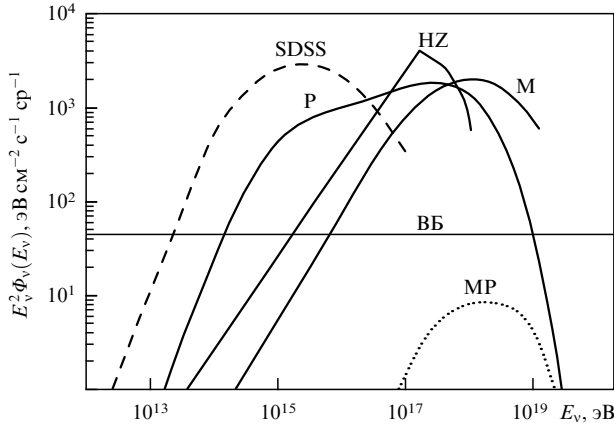


Рис. 7. Нейтринные потоки в АЯГ-сценариях: скрытого ядра — SDSS [179] и для струйных моделей источников типа лацертид — P [184], HZ [156], M [183], MP [185]. Для сравнения показан предел ВБ.

ожидаемый поток нейтрино в модели скрытого ядра должен быть в 20 раз меньше по сравнению с потоками, рассчитанными в [179, 180].

Большинство струйных моделей АЯГ [156, 182–184] основаны на предположении о том, что наблюдаемый спектр γ -квантов в ТэВ-ной области энергий связан с распадами π^0 , образованных во взаимодействиях ускоренных в струях протонов с окружающим черную дыру газом и излучением. В этих моделях предсказывается спектр излучения нейтрино $dN_v/dE_v \propto E_v^{-1}$, простирающийся до энергий $E_v^{\max} \approx 0,05 E_p^{\max}$. Для таких спектров излучения расчетные нейтринные потоки (рис. 7) могут значительно превышать предел ВБ:

$$E_v^2 \Phi_v^{\text{AGN}}(E_v) \leq (1 - 4) \times 10^3 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (3.7)$$

Развитием адронных сценариев стала модель блазара, в которой происхождение ТэВ-ных γ -квантов объясняется синхротронным излучением ускоренных протонов [185]. Синхротронные потери энергии протонов приводят к тому, что γ -поток будет существенно превышать нейтринный. Поэтому здесь, в отличие от обсуждаемых выше струйных моделей, нейтринный поток на два порядка величины меньше и удовлетворяет ВБ-пределу (см. рис. 7).

3.4. Другие астрофизические источники нейтрино

Рассмотрев нейтринные потоки сверхвысоких энергий от ГВ и АЯГ, необходимо отметить, что во Вселенной существует ряд источников, способных генерировать нейтрино с энергиями 1–10 ТэВ. В качестве таких источников рассматриваются следующие [186].

Взрывы Сверхновых — процессы коллапса массивной звезды. В результате коллапса примерно в течение часа должен наблюдаться большой поток нейтрино ТэВ-ных энергий [187], следующий спустя 10 ч после выброса нейтрино 10 МэВ-ных энергий от охлаждения нейтронной звезды. В модели Сверхновой, содержащей энергичный пульсар, максимальный поток

$$\frac{dN_v^{\text{supernova explosion}}}{dE_v} \approx 10^3 \left(\frac{E_v}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-3,6} \text{ ГэВ}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (3.8)$$

Остатки Сверхновых. Среди остатков сверхновых наиболее изученными объектами являются Crab [188, 189], Cassiopeia A [190], RX J1713.7-3946 [191] и SN1987 A [192]. От этих источников наблюдаются γ -кванты с энергиями вплоть до десятков ТэВ. Если происхождение γ -квантов связано с π^0 -распадами, то наряду с ними образованные в фотоядерных взаимодействиях заряженные пионы, распадаясь, будут давать поток нейтрино с энергиями $E_v \approx 10 \text{ ТэВ}$ [193]

$$\frac{dN_v^{\text{supernova remnant}}}{dE_v} \approx 10^{-4} \left(\frac{E_v}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-2} \text{ ГэВ}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (3.9)$$

Сильно намагниченные нейтронные звезды (магнетары). В магнитосферах таких звезд ускоряются протоны и взаимодействуют с тепловыми фотонами через образование Δ -резонанса. Это приводит к нейтринным потокам с энергиями $E_v \approx 1 - 2 \text{ ТэВ}$, которые для источников типа SGR 1900 + 14 и 1E1048-5937 по оценкам [194] составляют

$$\frac{dN_v^{\text{magnetar}}}{dE_v} \approx 10^0 \left(\frac{E_v}{1 \text{ ТэВ}} \right)^{-1} \text{ ТэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (3.10)$$

Двойные системы. Они состоят из намагниченной нейтронной звезды, вращающейся вокруг массивной звезды, и могут быть источниками нейтрино с энергиями $300 \text{ ГэВ} \leq E_v \leq 1 \text{ ТэВ}$. Их поток оценивается, исходя из наблюдаемого потока γ -квантов от хорошо изученной двойной системы A0535 + 26 [195], как

$$\frac{dN_v^{\text{double system}}}{dE_v} \approx 10^{-3} \left(\frac{E_v}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-2,35} \text{ ГэВ}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (3.11)$$

Микроквазары — объекты, ассоциируемые с классом двойных систем, включающих нейтронную звезду и черную дыру. Они являются источником струй, в которых протоны ускоряются и взаимодействуют с синхротронными γ -квантами. В течение активной стадии микроквазара (около нескольких часов) фотомезонные реакции приводят к потокам нейтрино с энергиями 1–100 ТэВ, оцененным для систем типа Cygnus X3, GX339-4, SS433 [196, 197].

$$\frac{dN_v^{\text{microquasar}}}{dE_v} \approx 10^{-3} \left(\frac{E_v}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{-2} \text{ ГэВ}^{-1} \text{ м}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (3.12)$$

Спиральные галактики. В результате адронных процессов спиральные галактики могут излучать высокоэнергичные γ -кванты и нейтрино. Зарегистрированный поток γ -квантов ТэВ-ных энергий, приходящих из области радиусом более 10 кпк с направления на спиральную галактику NGC253 [198], позволяет оценить поток нейтрино [199]:

$$\frac{dN_v^{\text{starburst}}}{dE_v} \approx 10^{-12} \left(\frac{E_v}{1 \text{ ТэВ}} \right)^{-1,85} \text{ ТэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}. \quad (3.13)$$

Все приведенные оценки нейтринных потоков основаны либо на пересчете потоков γ -квантов ТэВ-ных энергий, наблюдаемых от астрофизических источников типа остатков Сверхновых, либо на модельных сценариях ускорения протонов в окрестностях компактных объектов типа нейтронных звезд. Последние сценарии приводят к достаточно большому произволу в оценках

нейтринных потоков, связанному с неопределенностью в доле энергии конкретного источника, уносимой релятивистскими адронами.

4. Top-down-распадный сценарий образования космологических нейтрино

4.1. Образование и распады сверхмассивных X-частиц

Распады сверхмассивных X-частиц являются альтернативным ускорительному сценарию механизмом образования КЛУВЭ и НУВЭ. X-частицами могут быть тяжелые калибровочные бозоны, хиггсовские бозоны, сверхтяжелые фермионы. Обладая массами порядка масштаба теорий Великого объединения (ТВО), которые заведомо выше 10^{21} эВ, такие частицы должны распадаться на лептоны и кварки. Адронизация кварков будет приводить к струям адронов, которые становятся источником КЛУВЭ и НУВЭ. X-частицы не связаны ни с какими астрофизическими объектами. Они могут распадаться на расстояниях ≤ 50 Мпк от Земли, например в гало нашей Галактики. Поэтому в *top-down*-сценарии не существует проблемы ГЗК-обрезания спектра КЛ. Нуклоны, γ -кванты и нейтрино, образовавшиеся при распаде X-частицы, могут сохранить значительную часть своей энергии до момента регистрации в детекторе.

Одна из возможностей образования X-частиц связана с их непрерывным излучением в результате специфических физических процессов типа коллапса или аннигиляции относительно стабильных топологических дефектов (ТД). Образование ТД могло происходить во время космологических фазовых переходов в ранней Вселенной, ассоциируемых со спонтанным нарушением симметрии на масштабе ТВО. Рассматривается несколько типов таких реликтовых объектов.

Космические струны могут высвобождать часть своей энергии в форме X-частиц в результате коллапса, происходящего, когда два разделенных сегмента струны сближаются на расстояние порядка ширины струны [28].

Сверхпроводящие космические струны, двигаясь во внегалактических магнитных полях, индуцируют электрические токи, достигающие критического значения, в результате чего образуются X-частицы [29, 200].

Вортоны — разновидности петель сверхпроводящих струн могут постепенно терять свою энергию из-за подбарьерных квантовых переходов в виде излучения X-частиц [33, 201, 202].

Магнитные монополи могут существовать в виде связанных метастабильных монополь-антимонполюльных состояний, аннигиляция которых приводит к образованию X-частиц [30].

Гибридные топологические дефекты представляют собой связанные струнами состояния монополей. В качестве таких объектов рассматриваются монополь-антимонполюльные пары $M-\bar{M}$, соединенные струнами [31], или космические петли (*necklaces*) — цепочки монополей, связанных двумя струнами, прикрепленными к каждому монополю [32]. При аннигиляции $M-\bar{M}$ -пар и петель могут образовываться X-частицы.

Зеркальные топологические дефекты могут быть источником зеркальных X-частиц, продукты распадов которых будут невидимы в обычном мире. Исключение составляют только зеркальные нейтрино, которые в результате осцилляций в обычные могут стать наблю-

даемыми [203]. Усредненный темп излучения X-частиц (число частиц в единице объема и в единицу времени) зависит только от их массы m_X и космологического времени t :

$$\frac{dN_X}{dt} = km_X^p t^{-4+p}, \quad (4.1)$$

где k и p — безразмерные константы, значения которых зависят от типа сверхмассивной частицы [38]. Если предположить, что поток КЛУВЭ, наблюдаемый AGASA [8, 9] и HiRes [11, 12], обусловлен нуклонами от высокоэнергичных струй, которые образовались при распадах X-частиц, то для этого необходимо иметь величину $dN_X/dt \approx (1,5-2,5) \times 10^{-37} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$.

Другая возможность состоит в том, что сверхтяжелые квазистабильные X-частицы являются реликтовыми остатками эпохи Большого взрыва, которые не распались до настоящего времени. Такие частицы могли рождаться в ранней Вселенной гравитационным образом из флуктуаций вакуума во время инфляционной стадии расширения [36, 37]. В настоящую эпоху X-частицы могут составлять значительную часть холодной темной материи Вселенной [204–206, 214]. Массы X-частиц могут быть порядка массы инфлантона — специального скалярного поля инфляционной теории [36, 37]:

$$m_X \geq m_\phi \approx 10^{22} \text{ эВ}. \quad (4.2)$$

В этом сценарии необходимо существование неизвестной симметрии и механизма ее динамического нарушения, что обеспечивает X-частицам очень большое время жизни:

$$\tau_X \approx 10^{10} - 10^{22} \text{ лет}, \quad (4.3)$$

по крайней мере, сравнимое с возрастом Вселенной. В качестве кандидатов на сверхтяжелые X-частицы рассматриваются, например WIMPZILLA [207] и SIMPZILLA [208].

4.2. Нейтринные потоки от распадов X-частиц

Расчет спектров нейтрино в *top-down*-сценариях основан на процессах адронизации кварков, описываемых квантовой хромодинамикой (КХД). Распады X-частиц любого типа приводят к образованию кварков и лептонов. При адронизации кварков возникают струи адронов вместе с нестабильными лептонами. В результате распада пионов образуются потоки высокоэнергичных фотонов, легких лептонов и нейтрино. Имеется также небольшая примесь протонов и нейтронов. Вид полной функции фрагментации в адронную струю, инициированную кварком, в КХД описывается выражением [29, 90, 209]

$$\frac{dN_h(x)}{dx} \approx \frac{15}{16} x^{-3/2} (1-x)^2. \quad (4.4)$$

Если $x = 2E/m_X \ll 1$, то выражение (4.4) хорошо аппроксимируется степенным законом

$$\frac{dN_h(E)}{dE} \propto E^{-1,5}. \quad (4.5)$$

Если предположить, что X-частица распадается на N_q кварков и N_l лептонов и энергия m_X равномерно распре-

деляется между ними, то спектр нуклонов от распада X -частицы любой природы можно описать выражением [90, 209]

$$\Phi_N(E_i, t_i) = \frac{dN_X(t_i)}{dt} N_q f_N \frac{N_q + N_l}{m_X} \frac{dN_h}{dx}, \quad (4.6)$$

где E_i — энергия излученного адрона, f_N — доля энергии нуклонов в адронной струе и $x = (N_q + N_l) E_i / m_X$.

Спектр γ -квантов от распадов нейтральных пионов $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ в струе имеет вид [90]

$$\Phi_\gamma(E_i, t_i) \approx 2 \int_{E_i}^{m_X/(N_q+N_l)} \Phi_{\pi^0}(E, t_i) \frac{dE}{E}, \quad (4.7)$$

где

$$\Phi_{\pi^0}(E, t_i) \approx \frac{1}{3} \frac{1-f_N}{f_N} \Phi_N(E, t_i)$$

— спектр нейтральных пионов в струе.

Наконец, спектр нейтрино от распадов заряженных пионов $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu)$ в струе дается выражением [38, 90]

$$\Phi_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}^{\pi \rightarrow \mu \nu}(E_i, t_i) \approx 2,34 \int_{2,34E_i}^{m_X/(N_q+N_l)} \Phi_{\pi^+\pi^-}(E, t_i) \frac{dE}{E}, \quad (4.8)$$

где $\Phi_{\pi^+\pi^-} = 2\Phi_{\pi^0}$. С учетом нейтрино от распадов мюонов конечный спектр мюонных нейтрино от распада X -частицы вдвое больше (4.8):

$$\Phi_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}(E_i, t_i) = 2\Phi_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}^{\pi \rightarrow \mu \nu}(E_i, t_i), \quad (4.9)$$

а спектр электронных нейтрино такой же, как и (4.8).

Для расчетов потоков нейтрино, возникающих в результате распадов X -частиц с образованием кварков и лептонов, используются два независимых метода. В первом функции фрагментации адронов определяются методом Монте-Карло с использованием КХД-генератора событий JETSET и HERWIG [210]. Второй метод основан на аналитическом подходе с использованием аппроксимации, в которой полная функция фрагментации в адроны dN_h/dx пропорциональна спектрам партонов (кварков и глюонов) в партонном каскаде, инициированном кварком [90]. Партонные распределения извлекаются из решений эволюционных уравнений Докшицера–Грибова–Липатова–Альтарелли–Паризи (ДГЛАП) пертурбативной КХД [211–213]. Учитывается также влияние эффектов суперсимметрии [216, 217]. В расчетах, сделанных на основе ускорительных данных LEP и HERA, принимается, что доля энергии струи, передаваемая адронам, составляет от 3 до 10 %, а остальная энергия передается π^0 , π^+ , π^- в равном соотношении [217]. Поэтому в адронной струе, образуемой кварком, преобладают пионы, так что

$$\frac{\Phi_{\pi^0}}{\Phi_N} \approx \frac{1}{3} \frac{1-f_N}{f_N} = 10, \quad \text{а} \quad \frac{\Phi_{\pi^+\pi^-}}{\Phi_N} \approx 20$$

для значения $f_N \approx 0,03$. Таким образом, в *top-down*-сценариях наибольшая часть энергии высвобождается в виде фотонов и нейтрино. Так как нейтринный спектр (4.8) определяется функцией фрагментации в адронную

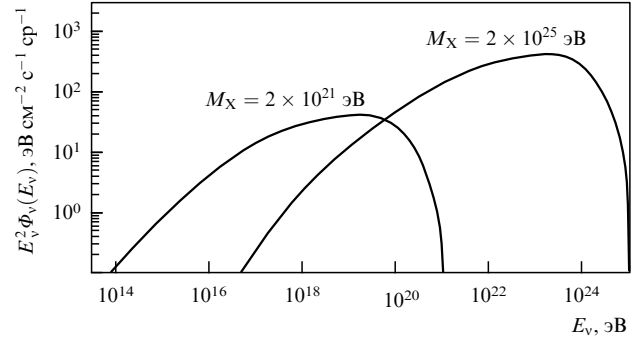


Рис. 8. Нейтринные потоки в *top-down*-сценарии распада X -частиц с различными массами [215].

струю dN_h/dx (4.4), то он также будет иметь степенную форму вида (4.5)

$$\Phi_{\nu_\mu+\bar{\nu}_\mu}(E_i, t_i) \propto E^{-1,5}. \quad (4.10)$$

В работе [218] сравниваются результаты расчетов адронных спектров при распадах X -частиц с массами $M_X > 10^{21}$ эВ методом Монте-Карло [210] и с использованием ДГЛАП-уравнений [90, 214–217]. Основной вывод работы состоит в том, что адронные спектры, рассчитанные этими методами, хорошо согласуются. Следовательно, спектры γ -квантов и нейтрино, полученные на их основе, имеют достаточно универсальный вид, не зависящий от специфических процессов образования ТД, а также излучения и распада X -частиц.

Нейтринные потоки, рассчитанные в *top-down*-сценариях распада X -частиц с различными массами, представлены на рис. 8. Потоки имеют общую тенденцию роста с увеличением массы X -частицы и при $M_X = 2 \times 10^{21} - 2 \times 10^{25}$ эВ составляют [90, 107, 117, 214–217]

$$E_v^2 \Phi_v^{\text{top-down}}(E_v) \leq (1-5) \times 10^2 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (4.11)$$

Оценки нейтринных потоков, образованных в результате распада зеркальных X -частиц, сделаны в работе [203]. Такой сценарий предполагает цепочку распадов $X_{\text{mirror}} \rightarrow \pi_{\text{mirror}}^\pm \rightarrow \nu_{\text{mirror}}$. Образованные зеркальные нейтрино ν_{mirror} , проходя космологические расстояния, осциллируют в обычные: $\nu_{\text{mirror}} \rightarrow \nu_i$. Результирующий нейтринный поток в зеркальном *top-down*-сценарии может быть очень большим. Например, при $M_X \approx 10^{25}$ эВ, вероятности осцилляций $P_{\text{osc}} \approx 1/2$ и энергиях $E_v \approx 10^{20}$ эВ этот поток может почти на два порядка превышать величину (4.11):

$$E_v^2 \Phi_v^{\text{top-down(mirror)}} \approx 10^4 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}. \quad (4.12)$$

5. Фон атмосферных нейтрино при высоких энергиях

В экспериментах по обнаружению нейтрино астрофизического происхождения основным источником фона являются высокоэнергичные потоки атмосферных нейтрино. Взаимодействия первичных КЛ (в основном, протонов) в верхних слоях земной атмосферы приводят к возникновению каскадов элементарных частиц, значительную часть которых составляют пионы [219]. Цепочки распадов заряженных пионов (2.37) определяют соотно-

шение потоков мюонных и электронных нейтрино

$$\frac{\Phi^{\text{atm}}(\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu)}{\Phi^{\text{atm}}(\nu_e + \bar{\nu}_e)} \approx 2 : 1. \quad (5.1)$$

Для более точных оценок потоков нейтрино атмосферного происхождения необходимо учитывать каналы распада каонов (основная мода $K^+ \rightarrow \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$), распады очарованных частиц (D^- , \bar{D} -мезонов и Λ_c -барионов), содержащие ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$, ν_e , $\bar{\nu}_e$, а также энергетическую зависимость нейтринных потоков. С увеличением энергии все большая часть мюонов достигает поверхности Земли без взаимодействия, увеличивая отношение (5.1). Расчетное значение этого отношения модельно зависимо, так как содержит неопределенности в знании потоков первичных КЛ и процессов адронобразования в верхней атмосфере. Абсолютные потоки ν_μ и ν_e известны с неопределенностью 20–25 % [220, 221]. Расчетное значение отношения нейтринных потоков (5.1) для энергий ниже 2 ГэВ составляет ~ 2 [222], а для энергий $E_\nu \approx 100$ ГэВ достигает 8 [223].

При энергиях около 100 ТэВ длина распадов пионов и каонов становится настолько большой, что они, не успевая распасться, начинают взаимодействовать с ядрами в атмосфере. Этот эффект приводит к быстро спадающему спектру энергий атмосферных нейтрино [219, 223]

$$\Phi_\nu^{\text{atm}} \propto E_\nu^{-2.7}. \quad (5.2)$$

При энергиях выше 100 ТэВ существенный вклад в потоки атмосферных нейтрино начинают вносить распады очарованных адронов (D^0 -, D^\pm -, D_s -мезонов, Λ_c -барионов), а также B -частиц. Мюоны и нейтрино, возникающие в таких распадах, получили название "быстрые". Все очарованные и B -адроны — короткоживущие, с характерным временем жизни $\sim 10^{-12}$ с, и вплоть до энергий 10^{17} эВ они не успевают провзаимодействовать до момента распада. Поэтому спектр "быстрых" нейтрино простирается до энергий 10^{17} эВ.

Оценки потоков атмосферных нейтрино при сверхвысоких энергиях проводятся исходя из расчетных величин сечений образования очарованных и B -частиц, функций фрагментации c - и b -кварков, а также доли распадов в нейтринные моды [224–231]. На рисунке 9 представлены потоки "быстрых" ν_e и ν_μ , рассчитанные в работе [231]. Из рисунка видно, что вклады потоков ν_e и ν_μ , образованных в результате распадов очарованных частиц, сравнимы с вкладами нейтрино от распадов пионов и каонов при энергиях $E_\nu \approx 3 \times 10^{14}$ эВ, а при более высоких энергиях становятся определяющими. Основным источником атмосферных ν_τ являются лептонные распады D_s -мезонов: $D_s \rightarrow \tau \nu_\tau$ с последующим распадом $\tau \rightarrow \nu_\tau X$. Потоки ν_τ простираются до 10^{17} эВ — предельной энергии, выше которой распадная длина релятивистского D_s -мезона и τ -лептона больше, чем расстояние по вертикали от точки образования в верхней атмосфере до поверхности Земли [229]. В работах [228, 229] также показано, что поток ν_τ от распадов системы $b\bar{b}$ -кварков дает дополнительный вклад в полный поток нейтрино, составляющий около 30 % от потока, обусловленного распадами системы очарованных $c\bar{c}$ -кварков.

Астрофизические источники нейтрино могут быть выявлены только в том случае, если наблюдаемое число

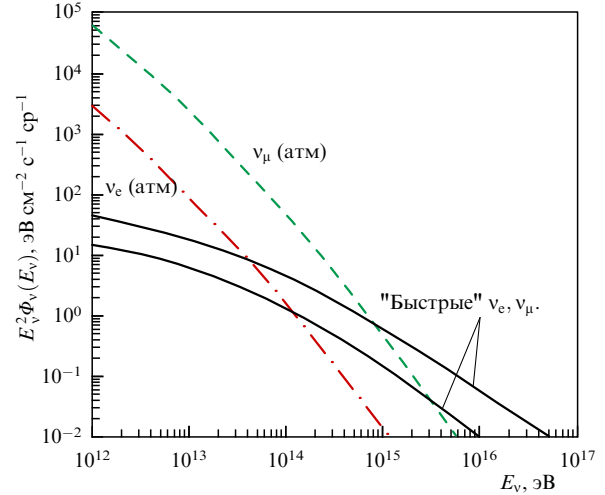


Рис. 9. Потоки атмосферных ν_e и ν_μ "быстрых" нейтрино от распадов очарованных частиц [231] показаны в виде области, ограниченной сплошными кривыми, которая соответствует неопределенностям в поведении ФПР при малых значениях x . Штриховая и штрихпунктирная линии показывают потоки атмосферных ν_μ и ν_e от распадов пионов и каонов.

нейтринных событий будет значительно превышать расчетное количество "быстрых" нейтрино. Это условие должно выполняться в широком интервале энергий. При $E_\nu \approx 10^{16}$ эВ ожидаемые потоки нейтрино от ГВ и АЯГ (см. рис. 6 и 7) превышают поток "быстрых" нейтрино соответственно на 2 и 4 порядка величины. Для более высоких энергий, где ожидаются потоки нейтрино в *top-down*-сценариях, фон "быстрых" нейтрино становится пренебрежимо малым.

6. Глубоконеупругие нейтрино-ядерные взаимодействия в Стандартной модели при сверхвысоких энергиях

Для того чтобы оценить количество событий от взаимодействий астрофизических нейтрино, которое предполагается зарегистрировать в том или ином детекторе, необходимо кроме нейтринных спектров различных источников знать сечения взаимодействия нейтрино с веществом при разных энергиях. Максимальные энергии нейтрино, при которых измерены нейтрино-ядерные сечения были достигнуты в эксперименте NuTeV на ускорителе FNAL и не превышали ~ 400 ГэВ [43]. Для определения сечений при более высоких энергиях приходится пользоваться расчетами, включающими в себя различные модельные предположения, согласующиеся с требованиями лоренц-инвариантности, калибровочной инвариантности и s -волновой унитарности. Сначала остановимся на традиционных схемах расчетов, основанных на предположениях, не выходящих за рамки СМ.

Нейтрино взаимодействует с нуклонами вещества в реакциях заряженного (CC) тока

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow l^\pm(l^\pm) + X \quad (6.1)$$

и нейтрального (NC) тока

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + N \rightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l) + X, \quad (6.2)$$

где $l = e, \mu, \tau$, а X — все адроны, образованные в результате взаимодействия.

В различных энергетических областях сечения νN -взаимодействий имеют разную зависимость от энергии. При малых энергиях $E_\nu \ll M_W^2/2M_N$ (M_W и M_N — массы W -бозона и нуклона) полное сечение возрастает пропорционально энергии нейтрино: $\sigma_{\nu N} \propto E_\nu$. Линейный рост сечения определяется тем, что при малых значениях Q^2 пропагатор W -бозона и функции партонных распределений почти не зависят от Q . При энергиях $E_\nu \approx 10^4$ ГэВ обмен W -бозоном во взаимодействиях (6.1) приводит к замедлению роста сечения. В высокоэнергетической области, когда $E_\nu > 10^6$ ГэВ, полное сечение снова приобретает более быстрый рост. Это происходит вследствие возрастания ФПР, обусловленного добавочными вкладами от кварков со значениями $x \ll 1$.

Глубоконеупругие процессы взаимодействия нейтрино с ядрами традиционно описываются кварк-партонной моделью (КПМ). В рамках КПМ дифференциальное инклюзивное сечение взаимодействия нейтрино с изоскалярной мишенью может быть выражено через бьеркеновские скейлинговые переменные $x = Q^2/2M_N\nu$ и $y = \nu/E_\nu$, а также структурные функции нуклона F_i в виде [232]

$$\begin{aligned} \frac{d^2\sigma_{\nu N, \bar{\nu} N}}{dx dy} = & \frac{G_F M_N E_\nu}{\pi} \left(\frac{M_i^2}{Q^2 + M_i^2} \right)^2 \times \\ & \times \left[\frac{1 + (1-y)^2}{2} F_2^\nu(x, Q^2) - \frac{y^2}{2} F_L^\nu(x, Q^2) \pm \right. \\ & \left. \pm y \left(1 - \frac{y}{2} \right) x F_3^\nu(x, Q^2) \right], \end{aligned} \quad (6.3)$$

где Q^2 — квадрат переданного импульса от падающего нейтрино к образовавшемуся лептону, E_ν — энергия нейтрино в лабораторной системе координат, $\nu = E_\nu - E_l$, M_N — масса нуклона, M_i — масса M_W или M_Z соответственно W - или Z -бозонов в зависимости от того, сечение какой реакции рассчитывается (СС или NC). Структурные функции F_i безразмерны и зависят от двух переменных: безразмерного отношения x и размерной величины Q^2 .

Процедура расчета сечений $\sigma_{\nu N}(E_\nu)$ начинается с параметризации функций партонных распределений. Для этого привлекаются данные экспериментов на ускорителях HERA и FNAL, полученные при максимальных значениях Q_0^2 и минимальных значениях x . Большинство расчетов сечений в области высоких энергий выполнены на основе ФПР в параметризациях Мартина–Робертса–Стирлинга [233–237], Глюка–Рейа–Вогта [48, 49] и группы СТЕК [238–243].

Затем, используя ту или иную параметризацию ФПР при известных Q_0^2 для экстраполяции к большим (недостижимым в эксперименте) значениям Q^2 , решается система интегральных эволюционных уравнений ДГЛАП пертурбативной КХД [211–213]

$$\begin{aligned} Q^2 \frac{dq(x, Q^2)}{dQ^2} = & \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) q(y, Q^2) + P_{qG} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, Q^2) \right], \\ Q^2 \frac{dG(x, Q^2)}{dQ^2} = & \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[P_{Gq} \left(\frac{x}{y} \right) q(y, Q^2) + P_{GG} \left(\frac{x}{y} \right) G(y, Q^2) \right], \end{aligned} \quad (6.4)$$

где $q(x, Q^2)$ и $G(x, Q^2)$ — кварковые и глюонные распределения, а $P_{qq}, P_{qG}, P_{Gq}, P_{GG}$ — так называемые функции расщепления, описывающие вероятности соответствующих процессов.

В работах [50, 51] расчеты нейтрино-ядерных сечений при энергиях $E_\nu = 10^9 - 10^{21}$ эВ выполнены на основе партонных распределений СТЕК3 [238], СТЕК4 [239] и ДГЛАП-уравнений. В области энергий $10^{16} \leq E_\nu \leq 10^{21}$ эВ сечения, полученные в [51], с 10%-ной точностью аппроксимируются выражением

$$\sigma_i^j(E_\nu) = K_i^j \times 10^{-36} \text{ см}^2 \left(\frac{E_\nu}{1 \text{ ГэВ}} \right)^{0.363}, \quad (6.5)$$

где индексы $i = \nu N, \bar{\nu} N$; $j = \text{tot}, \text{CC}, \text{NC}$, так что $K_{\nu N}^{\text{tot}} = 7.84$; $K_{\nu N}^{\text{CC}} = 5.53$; $K_{\nu N}^{\text{NC}} = 2.31$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{tot}} = 7.80$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{CC}} = 5.52$; $K_{\bar{\nu} N}^{\text{NC}} = 2.29$.

Решение уравнений ДГЛАП предполагает суммирование по степеням $\ln(Q^2/Q_0^2)$. Однако, наряду с Q^2 -зависимостью, очень важной особенностью расчетов нейтринных сечений при сверхвысоких энергиях становится учет вкладов в ФПР от малых значений

$$x = \frac{Q^2}{ys_{\nu N}} = 2 \times 10^{-4} \left(\frac{Q^2}{M_W^2} \right) \left(\frac{0.2}{y} \right) \left(\frac{10^{17} \text{ эВ}}{E_\nu} \right). \quad (6.6)$$

Если при энергиях нейтрино $E_\nu \approx 10^{15}$ эВ структурные функции чувствительны к значениям $x \approx 10^{-2}$, то при энергиях нейтрино $E_\nu \approx 10^{19} - 10^{21}$ эВ — к значениям $x \leq 10^{-6} - 10^{-8}$. Таким образом, при расчете сечений в энергетической области $E_\nu \approx 10^{19} - 10^{21}$ эВ возникают теоретические неопределенности, связанные с низкоэнергетической Q^2 -параметризацией и необходимостью экстраполяции партонных распределений к большим значениям $Q^2 \approx M_W^2$, с одной стороны, и к малым значениям x , с другой.

Метод расчета νN -сечений, основанный на совместном решении уравнений ДГЛАП и уравнений Балитского–Фадына–Кураева–Липатова (БФКЛ) [244, 245], предложен в работах [52–54]. Такой унифицированный подход позволяет, кроме вкладов, пропорциональных $\ln(Q^2/Q_0^2)$, учитывать важные вклады, пропорциональные $\ln(1/x)$. При этом сечения экстраполируются в область $x \leq 10^{-5}$, которая недостижима даже в рекордных измерениях, выполненных на коллайдере HERA [44–46].

В таблице 1 представлены результаты расчетов нейтринных сечений из работ [51, 53]. Видно, что при сверхвысоких энергиях рассчитанные в этих работах значения сечений $\sigma_{\nu N}^{\text{CC}}$ и $\sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{CC}}$ практически совпадают, а для сечений $\sigma_{\nu N}^{\text{NC}}$ и $\sigma_{\bar{\nu} N}^{\text{NC}}$ различие составляет не более 30%. Приведенные значения сечений одинаковы для взаимодействий нейтрино всех ароматов. Отличия $\nu_e N$ -от $\nu_\mu N$ - и $\nu_\tau N$ -сечений проявляются лишь при довольно низких энергиях и обсуждаются в работе [246]. Для описания $\nu_\tau N$ -сечений вводятся две дополнительные структурные функции F_4 и F_5 , которыми пренебрегают при расчетах $\nu_e N$ - и $\nu_\mu N$ -взаимодействий, так как имеет место фактор подавления, зависящий от квадрата массы заряженного лептона — $m_l^2/M_N E_\nu$. Разница в сечениях уменьшается с ростом энергии и уже при $E_\nu \approx 10^3$ ГэВ составляет менее 5%. Это продемонстрировано на рис. 10.

Хорошо известно, что возрастание неупругого сечения ограничивает унитарность, связывающая, согласно

Таблица 1. Результаты расчетов νN -сечений из работы Гандхи, Кви́нга, Рено и Сарджевич (GQRS) [51], полученные на основе СТЕQ4 распределений уравнений ДГЛАП, а также из работы Квешинского, Мартина и Стасто (KMS) [53], полученные на основе объединенного ДГЛАП–БФКЛ-формализма

E_ν , ГэВ	$\sigma_{\nu N}^{CC}, \text{см}^2$		$\sigma_{\nu N}^{NC}, \text{см}^2$		$\sigma_{\nu N}^{CC}, \text{см}^2$		$\sigma_{\nu N}^{NC}, \text{см}^2$	
	GQRS	KMS	GQRS	KMS	GQRS	KMS	GQRS	KMS
10^5	$2,02 \times 10^{-34}$	$2,07 \times 10^{-34}$	$7,66 \times 10^{-35}$	$7,33 \times 10^{-35}$	$1,68 \times 10^{-34}$	$1,74 \times 10^{-34}$	$6,52 \times 10^{-35}$	$6,20 \times 10^{-35}$
10^6	$6,34 \times 10^{-34}$	$6,47 \times 10^{-34}$	$2,60 \times 10^{-34}$	$2,28 \times 10^{-34}$	$6,05 \times 10^{-34}$	$6,19 \times 10^{-34}$	$2,49 \times 10^{-34}$	$2,18 \times 10^{-34}$
10^7	$1,75 \times 10^{-33}$	$1,73 \times 10^{-33}$	$7,48 \times 10^{-34}$	$5,95 \times 10^{-34}$	$1,73 \times 10^{-33}$	$1,73 \times 10^{-33}$	$7,42 \times 10^{-34}$	$5,90 \times 10^{-34}$
10^8	$4,43 \times 10^{-33}$	$4,33 \times 10^{-33}$	$1,93 \times 10^{-33}$	$1,45 \times 10^{-33}$	$4,43 \times 10^{-33}$	$4,32 \times 10^{-33}$	$1,94 \times 10^{-33}$	$1,45 \times 10^{-33}$
10^9	$1,05 \times 10^{-32}$	$1,04 \times 10^{-32}$	$4,64 \times 10^{-33}$	$3,38 \times 10^{-33}$	$1,05 \times 10^{-32}$	$1,04 \times 10^{-32}$	$4,64 \times 10^{-33}$	$3,38 \times 10^{-33}$
10^{10}	$2,38 \times 10^{-32}$	$2,40 \times 10^{-32}$	$1,06 \times 10^{-32}$	$7,61 \times 10^{-33}$	$2,41 \times 10^{-32}$	$2,40 \times 10^{-32}$	$1,07 \times 10^{-32}$	$7,61 \times 10^{-33}$
10^{11}	$5,36 \times 10^{-32}$	$5,38 \times 10^{-32}$	$2,38 \times 10^{-32}$	$1,66 \times 10^{-32}$	$5,36 \times 10^{-32}$	$5,38 \times 10^{-32}$	$2,38 \times 10^{-32}$	$1,66 \times 10^{-32}$
10^{12}	$1,18 \times 10^{-31}$	$1,17 \times 10^{-31}$	$5,20 \times 10^{-32}$	$3,53 \times 10^{-32}$	$1,17 \times 10^{-31}$	$1,17 \times 10^{-31}$	$5,20 \times 10^{-32}$	$3,53 \times 10^{-32}$

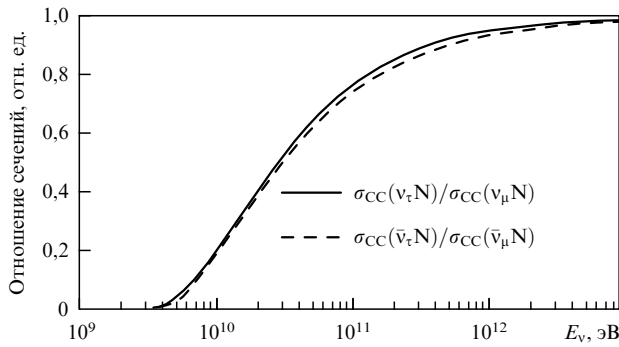


Рис. 10. Отношение $\nu_\tau N$ - и $\nu_\mu N$ -сечений заряженного тока для нейтрино и антинейтрино [246].

оптической теореме, полное νN -сечение с мнимой частью упругой амплитуды νN -рассеяния вперед [247]. На языке партонной модели насыщение сечения наступает вследствие глюонной рекомбинации $gg \rightarrow g$. При больших плотностях глюонов учет вкладов от этих процессов играет экранирующую роль и ограничивает рост νN -сечения в соответствии с унитарным пределом [248]. Вклады глюонной рекомбинации могут быть описаны нелинейными членами, возникающими в эволюционных уравнениях Балитского–Ковчегова (БК) [249, 250]. Как показано в работах [251, 252], решения уравнений БК обладают свойствами геометрического скейлинга на характерном масштабе насыщения $Q_s^2(x) \propto x^{0,3}$. Это аналогично поведению дипольного сечения в модели насыщения [253, 254]

$$\sigma_{\text{dip}}(r, x) = \sigma_0 \left[1 - \exp \left(-\frac{r^2 Q_s^2(x)}{4} \right) \right], \quad (6.7)$$

которое описывает взаимодействие кварк-антикварковой пары (цветного диполя размера r) с нуклоном. Насыщение в этой модели есть проявление того, что дипольные амплитуды рассеяния $A(r, x) = [1 - \exp(-r^2 Q_s^2(x)/4)]$ достигают унитарного предела $A = 1$ при размерах диполя $r_0 > 1/Q_s(x)$ [255]. Сечение (6.7) насыщается к значению σ_0 , так что $\sigma(r, x)/\sigma_0 \rightarrow 1$ и перестает зависеть как от r , так и от x . С другой стороны, когда $r_0 < 1/Q_s(x)$, сечение (6.7) мало и $\sigma(r, x)/\sigma_0 \propto r^2 Q_s^2(x)/4$. Для более точного описания дипольного

сечения в области малых размеров диполя, соответствующих большим значениям Q^2 , в модель насыщения [253, 254] были введены уравнения ДГЛАП [256].

Расчеты νN -сечений при сверхвысоких энергиях, в которых ДГЛАП–БФКЛ-формализм дополнен нелинейными вкладами глюонной рекомбинации из уравнений БК, сделаны в работе [55]. В этой же работе, а также в [257, 258] нейтринные сечения рассчитывались на основе модели цветного кварк-антикваркового диполя с добавлением глюонных вкладов.

На рисунке 11 представлены результаты расчетов νN -сечений при сверхвысоких энергиях, полученные в рамках СМ в работах [48, 51, 53, 55]. Из этого рисунка видно, что модельные сечения, полученные при различных феноменологических реализациях линейной и нелинейной КХД, согласуются даже в области энергий $E_\nu = 10^{10} - 10^{12}$ эВ. При самых высоких энергиях максимальное и минимальное значение сечений — $\sigma_{\text{tot}}^{\nu N}(E_\nu = 10^{12} \text{ ГэВ}) \approx (1-2) \times 10^{-31} \text{ см}^2$, различаются только в 2 раза. Скорее всего, это свидетельствует о разумной оценке сечений в предсказываемой области энергий.

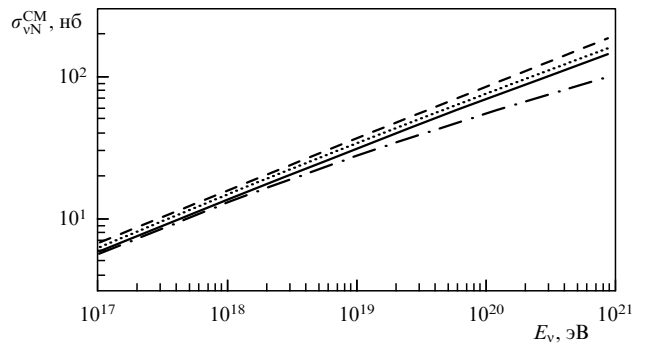


Рис. 11. Полные нейтрино-ядерные сечения $\sigma_{\nu N}^{CM}$ при сверхвысоких энергиях нейтрино, рассчитанные в рамках СМ, при различных феноменологических реализациях линейной и нелинейной КХД: штриховая линия — уравнения ДГЛАП и динамическая параметризация ФПР [48], пунктирная линия — уравнения ДГЛАП и параметризация СТЕQ4 [51], сплошная линия — унифицированный ДГЛАП–БФКЛ-формализм [53], штрихпунктирная линия — модель насыщения дипольного сечения [55].

В обсуждаемых выше работах динамика роста νN -сечения с энергией определяется поведением ФПР при больших значениях Q^2 и очень малых x . В ближайшем будущем новые измерения ФПР на коллайдере LHC будут чувствительны к еще меньшим, чем на HERA, значениям x . Эти измерения позволят с высокой степенью надежности определить νN -сечения, по крайней мере, вплоть до энергий $E_\nu \approx 10^{17}$ эВ. Однако уже сейчас очевидно, что стандартные нейтринные сечения даже при $E_\nu \approx 10^{21}$ эВ (см. рис. 11) примерно на 5–6 порядков ниже адронных. Это является главным аргументом против предположения о том, что источником событий КЛ с энергиями выше ГЗК-обрезания могло бы быть нейтрино. При таких величинах сечений даже при сверхвысоких энергиях количество регистрируемых атмосферных ливней от нейтрино должно быть крайне мало и зарождаться они должны были бы практически равномерно по всей глубине атмосферы. Эти утверждения противоречат наблюдениям потоков КЛ. С другой стороны, прозрачность Вселенной для нейтрино, а также указания на некоторую кластеризацию событий КЛ с энергиями выше ГЗК-порога, приходящих с направлений, ассоциированных с удаленными астрофизическими объектами, рассматривается рядом авторов как свидетельство того, что именно нейтрино могли бы быть источником таких событий. В качестве возможного решения еще около 40 лет тому назад Березинским и Зацепиным [56] рассматривалась идея о сильном возрастании νN -сечений при энергиях выше ГЗК-обрезания. Если предположить, что при энергиях $E_\nu \approx 10^{20}$ эВ нейтринное сечение имеет величину порядка миллиарда, то наблюдаемый поток КЛУВЭ и отсутствие "глубокопроникающих" событий КЛ легко объясняется. Получить величины νN -сечений, значительно превышающие рассмотренные в этом разделе, можно только в сценариях, в той или иной степени привлекающих новую физику за границами СМ.

7. Нейтрино-ядерные сечения и новая физика

7.1. Электрослабые процессы, индуцированные инстантонами

Учет возможных вкладов от непертурбативных электрослабых процессов, индуцированных инстантонами, позволяет получить нейтринные сечения, достигающие величин сечений адронных взаимодействий, даже оставаясь в рамках СМ [259]. В СМ инстантоны описывают флуктуации неабелевых калибровочных полей — туннельные переходы между вырожденными топологически неэквивалентными вакуумами и ассоциируются с аксиальными аномалиями, нарушающими сохранение суммы барионного и лептонного чисел $B+L$. Соответствующий туннельный барьер определяется энергией сфалерона — нестабильного статического решения янг-миллсовских уравнений — $E_{sp} \approx \pi M_W / \alpha_W \approx 10$ ТэВ. Ниже этой энергии инстантонные процессы экспоненциально подавлены. Если же достигаются энергии выше E_{sp} , то инстантон-индуцированные процессы могут не подавляться, что приводит к росту партон-партонных сечений. Инстантонные процессы могут быть наблюдаемы в глубоконеупругих взаимодействиях при сверхвысоких энергиях по характерной сигнатуре — наличию конечных адронных состояний с аномально высокой

множественностью [260, 261]. Есть указания на наблюдение таких аномальных событий в экспериментах H1 [262] и ZEUS [263] на коллайдере HERA.

Истинную величину инстантонных вкладов в νN -сечение трудно рассчитать однозначно [264]. Для их оценок используется два подхода: первый — пертурбативный, с инстантонным фоновым полем [259], другой — полуклассический [265, 266]. В обоих подходах ожидается очень быстрое возрастание νN -сечения выше пороговой энергии, которая оценивается как $E_\nu^{th} \approx 10^{18}$ эВ в [259] и $E_\nu^{th} \geq 10^{19}$ эВ — по расчетам в полуклассическом приближении [265, 266]. При энергиях $E_\nu \approx 10^{20}$ эВ нейтрино-ядерные сечения в инстантонном режиме, определяемые на основе этих подходов, различаются на три порядка величины, достигая соответственно значений $\sigma_{\nu N}^{inst} \approx 1$ мб [261] и $\sigma_{\nu N}^{inst} \approx 10^3$ мб [267]. Нейтрино-ядерное сечение за счет вкладов инстантон-индуцированных процессов, рассчитанное в пертурбативном режиме, показано на рис. 12.

7.2. Новые частицы, взаимодействия и симметрии

В теориях суперсимметрии вводятся новые частицы — суперсимметричные партнеры частиц СМ. Процессы прямого рождения частиц-суперпартнеров в обычных нейтринных взаимодействиях могут вносить добавочные вклады в νN -сечения. Однако величина добавок к стандартному сечению СМ невелика. По оценкам [268], дополнительный вклад в сечение реакции $\nu_\mu N \rightarrow \mu^- X$ за счет образования скварков в s -канале $\nu_\mu d_L \rightarrow \tilde{d}_R \rightarrow \mu_L^- u_L$, который включает валентные кварки, и u -канала обмена \tilde{d}_R в реакции $\nu_\mu \bar{u} \rightarrow \bar{d}_\mu^-$, который включает только морские кварки, увеличивает сечение СМ не более чем на 60 и 30 % при массе правого скварка $\tilde{m}_R = 200$ и 400 ГэВ соответственно.

В νN -взаимодействиях при высоких энергиях может происходить образование связанных состояний лептонов и кварков — лептокварков (LQ). По оценкам [269], величина дополнительных вкладов процессов $\nu_\mu q \rightarrow LQ \rightarrow \mu + q'$ и $\nu_\mu \bar{q} \rightarrow LQ \rightarrow \nu_\mu + q$ в νN -сечение пропорциональна массе лептокваркового состояния $M_{LQ}^{-0.5}$. Если масса лептокварка составляет $M_{LQ} \approx 200$ ГэВ, добавка к сечению СМ не превышает 40 % и с увеличением M_{LQ} становится еще меньше.

Возможность увеличения νN -сечения путем введения новой, описываемой группой SU(3) нарушенной "симметрии поколений" кварков и лептонов рассмотрена в работе [270]. В этой схеме новые цветные и незаряженные калибровочные бозоны будут приводить к взаимодействиям нейтрального тока с изменением аромата. Такие калибровочные бозоны должны быть очень тяжелые (с массой в области 10–100 ТэВ), так что при энергиях ниже 100 ТэВ взаимодействия посредством обмена этими калибровочными бозонами играют ничтожно малую роль по сравнению с обычными нейтринными взаимодействиями за счет слабых сил. Однако выше 100 ТэВ новые взаимодействия могут приводить к тому, что νN -сечения будут порядка ядерных.

7.3. Квантовая гравитация с большими дополнительными размерностями пространства-времени

Кардинально новый подход к возможности значительного увеличения νN -сечения связан с теориями квантовой гравитации с большими дополнительными размерностями пространства-времени. Ранние теории Вели-

кого объединения были основаны на представлениях о том, что объединение всех взаимодействий наступает вблизи планковского масштаба $M_{\text{Pl}} \equiv G_4^{-1/2} \approx 10^{28}$ эВ, где $G_4 = 6,707 \times 10^{-33}$ ТэВ $^{-2}$ — гравитационная постоянная в мире с четырехмерным пространством-временем. Недавно появился ряд работ, в которых предполагается новый, ТэВ-ный масштаб объединения взаимодействий, включающий гравитацию [59–62, 271, 272]. Такое "преждевременное" объединение может наступать вследствие проявления на этом масштабе дополнительных размерностей, на возможность существования которых впервые было указано Калуцей и Клейном [273]. Долгое время считалось, что эти дополнительные размерности малы и поэтому не влияют на физику при относительно низких энергиях. Недавно в рамках струнных моделей было показано, что некоторые из этих размерностей могут иметь большие размеры (около миллиметра) без противоречия с данными наблюдений, включая время жизни протона [274–277]. В таком подходе к гравитации пространство-время имеет *brane-bulk*-структуру. Пространство *brane* имеет $(3+1)$ -размерность обычного пространства-времени, в котором существуют все обычные частицы и поля СМ. Пространство *bulk*, наряду с $(3+1)$ -размерностями пространства Минковского, содержит n дополнительных размерностей, где существует гравитация и, возможно, ненаблюдаемые калибровочные частицы и синглеты СМ. В мире с n дополнительными размерностями фундаментальная масса может быть записана в виде

$$M_{4+n} = G_{n+4}^{-1/(n+2)}. \quad (7.1)$$

Существует несколько моделей с ТэВ-ным масштабом квантовой гравитации. В RS-сценарии [61, 62] предполагается, что метрика 4-размерного пространства домножается на "искривляющий фактор", который является функцией одной дополнительной некомпактифицированной размерности. В этом случае гравитация распространяется вдоль среза анти-де-ситтеровского $(4+1)$ -пространства и наряду с планковским существует ТэВ-ный масштаб гравитации.

В ADD-сценарии [59, 60] предполагается существование n дополнительных пространственных размерностей, так что гравитационные потенциалы в 4- и $(n+4)$ -размерностях связаны соотношением

$$G_4 = \frac{G_{n+4}}{V_n}. \quad (7.2)$$

Объем пространства с n дополнительными размерностями $V_n = R_1 \times R_2 \times \dots \times R_n$ определяется радиусами компактификации

$$R_n \approx 2 \times 10^{31/n-16} \text{ мм} \times \left(\frac{1 \text{ ТэВ}}{M_{4+n}} \right)^{1+2/n}. \quad (7.3)$$

Из (7.3) следует, что при $M_{n+4} \approx 1$ ТэВ и $n = 2$ характерный размер дополнительных размерностей R составляет миллиметры. Связь фундаментального масштаба объединения взаимодействий M_{4+n} и макроскопического планковского дается выражением

$$M_{\text{Pl}}^2 \approx M_{4+n}^{2+n} R_1 R_2 \dots R_n. \quad (7.4)$$

Увеличение νN -сечения в сценариях с ТэВ-ным масштабом гравитации по сравнению с сечением СМ является

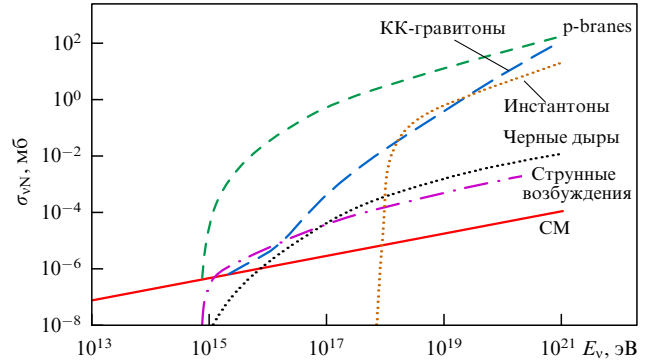


Рис. 12. Нейтрино-ядерные сечения в нестандартных сценариях: при учете вкладов инстантон-индуцированных процессов [261]; за счет обмена КК-гравитонами в режиме $\sigma_{\nu N}^{\text{KK}} \propto \log s$ при $M_{4+n} = 1$ ТэВ [63]; от возбуждения струнных резонансов на масштабе струны $M_s = 1$ ТэВ при учете нейтрино-кварковых взаимодействий и нейтрино-глюонного рассеяния [291, 292]; в случае образования в νN -взаимодействии микроскопических черных дыр при значениях $M_{4+n} = 1$ ТэВ, $M_{\text{BH, min}}/M_{4+n} = 1$, $n = 7$ [66, 287] и *p-branes* на масштабе $M_{4+n} = 1$ ТэВ при числе асимметричных дополнительных размерностей $n = 7$, $p = 6$ [68]. Для сравнения показано стандартное сечение СМ из работы [51].

следствием экспоненциально быстрого роста уровня плотности промежуточных возбужденных состояний — гравитонов Калуцы – Клейна (КК) спина-2 [278, 279]. Высокоэнергичные нейтрино могут обмениваться КК-гравитонами с кварками и глюонами в нуклонной мишени, что приводит к дополнительным вкладам в сечение. В результате вблизи масштаба $M_{4+n} \approx \sqrt{s} \approx 1$ ТэВ (что соответствует энергии $E_\nu \approx 10^{15}$ эВ в системе покоящегося нуклона) νN -сечение возрастает на несколько порядков по сравнению со стандартным.

Оценки дополнительных вкладов в νN -сечение за счет обмена КК-гравитонами довольно неоднозначны. Для расчетов в области энергий $\sqrt{s} \leq M_{4+n} \approx 1$ ТэВ был развит пертурбативный подход на основе фейнмановских правил сумм [271, 280, 281]. Но в режиме $\sqrt{s} \gg M_{4+n}$ не существует надежной процедуры расчета сечений гравитационного рассеяния и различные авторы используют три асимптотические формы поведения сечений: $\sigma_{\nu N}^{\text{KK}}$ пропорционально $\log s$, s^1 и s^2 [63, 64, 278, 282–286]. Наиболее реалистичная аппроксимация, согласующаяся с унитарностью, предполагает линейный рост сечения с энергией [285]

$$\sigma_{\nu N}^{\text{KK}} \approx \frac{4\pi s}{M_{4+n}^4} \approx 10^{-28} \left(\frac{1 \text{ ТэВ}}{M_{4+n}} \right)^4 \left(\frac{E_\nu}{10^{19} \text{ эВ}} \right) \text{ см}^2. \quad (7.5)$$

Как следует из (7.5) и результатов расчетов [66, 87], представленных на рис. 12, на масштабе квантовой гравитации $M_{4+n} \approx 1$ ТэВ для нейтрино с энергией $E_\nu \approx 10^{20}$ эВ, рассеивающегося на покоящемся протоне, вклад в νN -сечение за счет гравитационного рассеяния может составить примерно единицы миллибарн. Еще на порядок большая величина сечения может быть получена в режиме роста $\sigma_{\nu N}^{\text{KK}} \propto s^2$ [63, 64, 284].

7.4. Струнный резонанс на ТэВ-ном масштабе квантовой гравитации

В последние годы активно развивались струнные теории с большими дополнительными размерностями и ТэВ-ным масштабом квантовой гравитации. В их основе

лежит предположение о том, что струнный масштаб, на котором начинается объединение всех взаимодействий, далеко отстоит от планковского и связан с $(4+n)$ -мерным масштабом квантовой гравитации соотношением [288, 289]

$$M_s = g_s^{2/(n+1)} M_{4+n}, \quad (7.6)$$

где $g_s \leq 1$ — константа струнного объединения.

В струнных моделях предсказывается, что в низкоэнергетической области, когда $s < M_s^2$, частицы взаимодействуют с сечениями согласно СМ. Около значения $s_0 \approx M_s^2$ сечение нейтрино-кваркового (глюонного) взаимодействия может быстро увеличиваться вследствие возрастания плотности состояний в спектре возбуждения струны $\propto \exp(a\sqrt{s})$ [278, 279]. Унитарные амплитуды рассеяния открытой струны конструируются на амплитудах Венециано [290] и формируют резонансы при энергиях [281]

$$\sqrt{s} = \sqrt{n} M_s. \quad (7.7)$$

Вклады струнных резонансов в νN -сечения рассчитывались с учетом нейтрино-кварковых взаимодействий [291] и нейтрино-глюонного рассеяния [292] и показаны на рис. 12. Энергетическая зависимость νN -сечения от вкладов струнных резонансов более слабая, чем от вкладов КК-гравитонов. Учет струнных возбуждений позволяет увеличить полное νN -сечение по сравнению со значением СМ, но даже в случае предельно высоких энергий ($E_\nu \approx 10^{22}$ эВ) не более чем до $\sigma_{\nu N}^{\text{string}} \sim 10^{-2}$ мб [292].

7.5. Микроскопические черные дыры

Одним из наиболее замечательных событий на ТэВ-ном масштабе квантовой гравитации является возможность образования микроскопических черных дыр [65, 66, 287, 293–295]. В обычном 4-размерном мире черная дыра образуется в результате гравитационного коллапса. Когда радиусы дополнительных размерностей R_n много меньше шварцшильдовского радиуса черной дыры R_s , определяемого в пространстве $(4+n)$ -измерений, то такая черная дыра является обычным 4-размерным объектом. Если же $R_n \gg R_s$, то могут возникать сферически-симметричные микроскопические черные дыры, которые являются виртуальными $(4+n)$ -размерными объектами с характерными размерами, меньшими R_n . В пространстве с n большими дополнительными размерностями микроскопические черные дыры будут образовываться в высокоэнергичных процессах рассеяния при энергиях $\sqrt{s} \geq M_{n+4}$, приводя к увеличению сечений соответствующих процессов взаимодействия.

Сечение процесса образования черных дыр, возникающих при взаимодействии партонов i и j с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} \approx M_{\text{BH}}$, можно оценить из геометрических соображений, если прицельный параметр рассеяния $b < R_s$ [65, 66]:

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_{ij}^{\text{BH}}(\sqrt{s}) &\approx \pi R_s^2 = \\ &= \frac{1}{M_{4+n}^2} \left[\frac{M_{\text{BH}}}{M_{4+n}} \frac{1}{n+2} 8\Gamma\left(\frac{n+3}{2}\right) \right]^{2/(n+1)}. \end{aligned} \quad (7.8)$$

Нейтрино является эффективным источником возможного образования микроскопических черных

дыр в атмосфере. Полное сечение образования черных дыр, возникающих при рассеянии нейтрино на нуклоне, определяется в виде [66, 292]

$$\sigma_{\nu N}^{\text{BH}}(\sqrt{s}) = \sum_i \int_{M_{\text{BH}, \text{min}}^2/s}^1 dx \hat{\sigma}_i(xs) F_i(x, Q^2), \quad (7.9)$$

где $s = 2m_N E_\nu$, $F_i(x, Q^2)$ — функции партонных распределений, $M_{\text{BH}, \text{min}}$ — минимальная масса, необходимая для создания черной дыры. Сечение (7.9) рассчитывается с использованием той или иной параметризации ФПР при значениях $Q \approx M_{\text{BH}} = \sqrt{s}$; суммирование ведется по всем партонным состояниям в нуклоне [66, 287, 296]. На рисунке 12 показано сечение образования черных дыр, рассчитанное с использованием ФПР СТЕГ6. Видно, что начиная с энергий $E_\nu \approx 10^{16}$ эВ сечение $\sigma_{\nu N}^{\text{BH}}$ превышает сечение СМ, достигая при $E_\nu \approx 10^{21}$ эВ значений $\sigma_{\nu N}^{\text{BH}}(E_\nu = 10^{21} \text{ эВ}) = 10^{-2}$ мб. При энергиях $\sqrt{s} \geq M_{\text{BH}} \approx 1$ ТэВ образование черных дыр может быть доминирующим явлением, так как эти процессы не подавляются пертурбативными взаимодействиями и увеличение сечения происходит в результате суммирования по всем партонным состояниям, включая глюоны.

Оценки сечений образования микроскопических черных дыр [66, 287, 296], сделанные исходя из геометрического сечения (7.8), предполагают, что масса черной дыры полностью соответствует энергии \sqrt{s} . Однако даже в идеализированном взаимодействии, когда прицельный параметр $b = 0$, часть энергии соударения может диссипироваться в виде гравитационных волн. Учет фактора неупругости взаимодействия $y = M_{\text{BH}}/\sqrt{s} = f(n, b)$ приводит к уменьшению массы образуемой черной дыры и сечения соответствующего процесса [297–299].

7.6. p -branes

В теориях квантовой гравитации с дополнительными размерностями возникает возможность образования, наряду с черными дырами (сферически-симметричными 0 -branes), специфических высокоразмерных состояний — p -branes [67, 300, 301]. Для образования p -branes особенно важно существование асимметричных дополнительных размерностей [302]. Такая асимметрия предполагает наличие m дополнительных размерностей, компактифицированных на фундаментальном масштабе ТэВ-ной гравитации $L \leq M_{4+n}^{-1}$, и $(n-m)$ -размерностей, компактифицированных на значительно большем масштабе $L' \gg M_{4+n}^{-1}$ [67, 300, 301].

Подобно черным дырам, образование p -branes с массой $M_{p\text{-brane}}$ происходит, когда два партона i, j с энергией в системе центра масс $\sqrt{s} \approx M_{p\text{-brane}}$ рассеиваются с прицельным параметром $b \leq R_{p\text{-brane}}$ [301]. Это приводит к геометрическому сечению вида (7.8)

$$\sigma_{ij}^{p\text{-brane}}(\sqrt{s}) \approx \pi R_{p\text{-brane}}^2. \quad (7.10)$$

Физический радиус $R_{p\text{-brane}}$ определяется метрикой $(4+n)$ -мерного пространства-времени и по смыслу аналогичен шварцшильдовскому R_s .

Сечение образования p -branes в процессах νN -рассеяния имеет тот же самый вид, что и в случае образования черных дыр (7.9) с заменой нижнего предела интегрирования на $M_{p\text{-brane}, \text{min}}^2/s$. Величина этого сечения сильно зависит от количества и радиусов компактификации дополнительных размерностей [68, 303]. Если p -branes

свернуты вокруг компактных m дополнительных размерностей, то сечение их образования может достигать при $E_\nu \approx 10^{11}$ ГэВ величины $\sigma_{\nu N}^{p\text{-brane}} \approx 100$ мб (см. рис. 12), что на четыре порядка больше, чем в случае образования черных дыр с той же самой массой. Если же p -branes свернуты вокруг больших $(n-m)$ -размерностей, то их образование подавляется пропорционально величине M_{4+n}/M_{Pl} [67, 300].

8. Регистрация потоков астрофизических нейтрино в наземных детекторах

8.1. Прохождение нейтрино в Земле и веществе детектора

Количество нейтрино, которые поглощаются в атмосфере и Земле, является функцией сечения взаимодействия с веществом. Определяющую роль играет нейтрино-ядерное сечение, в котором соотношение вкладов реакций заряженного и нейтрального токов составляет [50, 51]

$$\sigma_{\nu N}^{\text{CC}} : \sigma_{\nu N}^{\text{NC}} \cong 0,7 : 0,3. \quad (8.1)$$

Лептоны, образованные в конечном состоянии, в случае как CC (l_i)-, так и NC (ν_i)-реакций переносят в среднем около 75 % начальной энергии нейтрино [50, 51]

$$E_{l_i, \nu_i} \approx (1 - \langle y \rangle) E_\nu^0, \quad (8.2)$$

где $\langle y \rangle$ — коэффициент неупругости взаимодействия, характеризующий долю первоначальной энергии нейтрино E_ν^0 , переданной вторичным адронам X .

Полное сечение $\sigma_{\nu N}^{\text{tot}}$ может быть выражено через длину нейтрино-ядерного взаимодействия:

$$L_{\nu N}^{\text{int}}(E_\nu) = [\sigma_{\nu N}(E_\nu) N_A]^{-1}, \quad (8.3)$$

где

$$N_A = 6,022 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1} = 6,022 \times 10^{23} \text{ см}^{-3} \text{ вод. экв.}$$

На рисунке 13 представлена энергетическая зависимость $L_{\nu N}^{\text{int}}(E_\nu)$ для различного вида сечений. Из рисунка видно, что при величинах νN -сечений $\sigma_{\nu N} \approx 2 \times 10^{-10}$ б, рассчитанных по СМ [51, 53], диаметр Земли превышает $L_{\nu N}^{\text{int}}$ для нейтрино с энергиями более 40 ТэВ. Земля становится полностью непрозрачна для нейтрино, если $E_\nu \geq 100$ ТэВ.

Как было показано в предыдущем разделе, новая физика может приводить к величинам νN -сечений, значительно большим, чем предсказывает СМ. Соответственно, в этом случае Земля становится полностью непрозрачна для нейтрино с меньшими по сравнению с СМ энергиями. Например, учет вкладов от обмена КК-гравитонами [63] уменьшает длину нейтрино-ядерного взаимодействия таким образом, что для масштаба $M_{4+n} = 1$ ТэВ диаметр Земли превосходит $L_{\nu N}^{\text{int}}$ начиная с энергий $E_\nu \geq 10$ ТэВ [285] (см. рис. 13).

Впервые вопрос о распространении нейтрино сквозь Землю был поднят в работе [304]. Более детальные исследования поглощения высокоэнергичных потоков нейтрино астрофизического происхождения, прошедших Землю под разными углами, проведены в работе

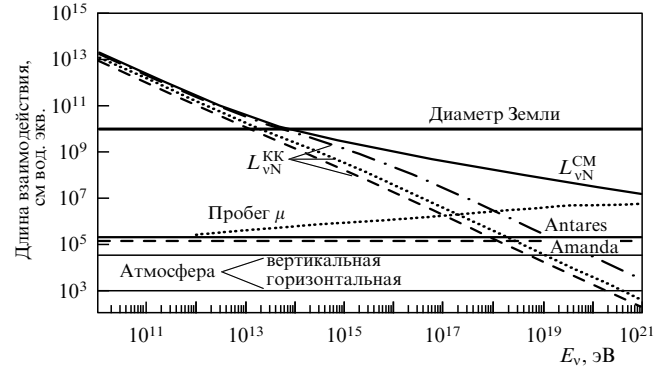


Рис. 13. Длина νN -взаимодействия в воде или во льду (8.3) для различного вида сечений [285]. Наклонные кривые соответствуют: сплошная линия — полному νN -сечению в СМ [51], штриховая, пунктирная и штрихпунктирная — $\sigma_{\nu N}^{\text{KK}} \propto s$ сечению (7.5) за счет обмена КК-гравитонами на масштабах квантовой гравитации соответственно $M_{4+n} = 1, 0; 1, 2$ и $2, 0$ ТэВ [63]. Горизонтальные линии соответствуют (сверху вниз): диаметру Земли, глубине детекторов ANTARES и AMANDA, глубине горизонтальной и вертикальной атмосферы. Пунктирная кривая соответствует пробегу мюона.

[305]. В настоящее время динамика прохождения потоков нейтрино и заряженных лептонов в плотных средах исследуется в общем виде на основе решения объединенных транспортных уравнений, метод решения которых предложен в работе [306]. Полная система таких эволюционных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_\nu}{\partial x} = & -N_A \sigma_{\nu N}^{\text{CC+NC}} \Phi_\nu + \frac{m_l}{c\tau_l^{\text{dec}} \rho} \int dE_l \frac{1}{E_l} \frac{dn_l^{\text{dec}}}{dE_\nu} \Phi_l(E_l) + \\ & + N_A \int dE'_\nu \frac{d\sigma_{\nu N}^{\text{NC}}}{dE'_\nu} \Phi_\nu(E'_\nu) + N_A \int dE'_l \frac{d\sigma_{\text{IN}}^{\text{CC}}}{dE'_l} \Phi_l(E'_l), \end{aligned} \quad (8.4)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Phi_l}{\partial x} = & -N_A \sigma_{\text{IN}} \Phi_l - \frac{m_l}{c\tau_l^{\text{dec}} \rho E_l} \Phi_l + \\ & + N_A \int dE'_\nu \frac{d\sigma_{\nu N}^{\text{CC}}}{dE'_\nu} \Phi_\nu(E'_\nu) + \\ & + N_A \int dE'_l \frac{d\sigma_{\text{IN}}}{dE'_l} \Phi_l(E'_l) + \\ & + \frac{m_l}{c\tau_l^{\text{dec}} \rho} \int dE'_l \frac{1}{E'_l} \frac{dn_l^{\text{dec}}}{dE_l} \Phi_l(E'_l) \end{aligned} \quad (8.5)$$

позволяет описать все возможные эффекты, связанные с прохождением и регенерацией в Земле нейтринных потоков от любого типа источника [307–313]. В (8.4), (8.5) $\Phi_\nu = dN_\nu/dE_\nu$ и $\Phi_l = dN_l/dE_l$ — дифференциальные энергетические спектры нейтрино и заряженных лептонов, $x = \int_0^{L'} \rho(L) dL$ — глубина прохождения нейтрино и лептоном вещества Земли с переменной плотностью $\rho(L)$, dn_l^{dec}/dE — энергетическое распределение продуктов распада лептона l , m_l и τ_l^{dec} — масса лептона и его время пробега до распада соответственно. Уравнение (8.4) описывает распространение нейтрино: первый член связан с выбыванием потока за счет нейтринных взаимодействий, второй соответствует вкладам нейтрино, возникающих в лептонных распадах, третий определяет передачу энергии нейтрино в NC-реакциях, четвертый воспроизводит появление нейтрино в CC-реакциях типа

$\mu N \rightarrow \nu_\mu X$. Уравнение (8.5) описывает распространение мюонов и τ -лептонов. Оно содержит аналогичные (8.4) члены, а также дополнительный член, связанный с выбыванием потока лептонов за счет их распадов.

8.2. Распространение заряженных лептонов и регенерация нейтринных потоков в Земле

В $\nu_e N$ –СС-взаимодействиях образовавшийся в плотной среде электрон будет быстро терять энергию в процессах ионизации, порождая электромагнитный каскад.

Возникающие в $\nu_\mu N$ –СС-взаимодействиях мюоны теряют энергию на ионизацию среды, а также в процессах тормозного излучения, прямого образования e^+e^- -пар и фотоядерных реакций. Для мюонов с энергиями $E_\mu \leq 10^{11}$ эВ основную роль играют ионизационные потери, а при более высоких энергиях $\sim E_\mu \geq 10^{12}$ эВ преобладает образование e^+e^- -пар [309]. В последнем случае мюон, проходя через толстый слой вещества, образует вторичные ливни. В результате для мюонов даже с энергиями $E_\mu \geq 10^{19}$ эВ длина пробега в Земле не превышает 10 км, что всегда много меньше его длины распада (рис. 14) [314].

Иная ситуация возникает с τ -лептоном, образовавшимся в $\nu_\tau N$ –СС-взаимодействии. Для τ -лептона с энергией 10^{12} эВ $\leq E_\tau \leq 10^{15}$ эВ одинаково важны потери энергии на образование пар и фотоядерные процессы, а при $E_\tau \geq 10^{15}$ эВ потери за счет фотоядерных реакций становятся доминирующими [309]. Из рисунка 14 видно, что при энергиях $E_\tau < 10^{17}$ эВ его средняя длина распада $\langle L_\tau^{\text{decay}}(E) \rangle = \gamma c \tau$ ($c\tau = 86,93$ мкм — длина пробега в состоянии покоя, $\gamma = E_\tau/m_\tau$ — лоренц-фактор) значительно меньше, чем длина пробега из-за потерь энергии. Следовательно, τ -лептон с энергиями вплоть до 10^{17} эВ будет распадаться, сохранив большую часть первоначальной энергии. Если рассматривать τ -лептоны с $E_\tau \geq 10^{17}$ эВ, то они значительную часть своей энергии потеряют до распада. Так, для τ -лептона с начальной энергией $E_\tau \approx 10^{21}$ эВ, распространяющегося во льду, средняя энергия непосредственно перед распадом составит $E'_\tau \approx 10^8$ эВ [310, 311].

Распад τ -лептона имеет много каналов, но все они содержат в конечном состоянии ν_τ . Как впервые было показано в работе [315], в отличие от высокоэнергичных (начиная с 40 ТэВ) ν_e - и ν_μ -потоков, Земля всегда прозрачна для потоков ν_τ . Другими словами, в Земле

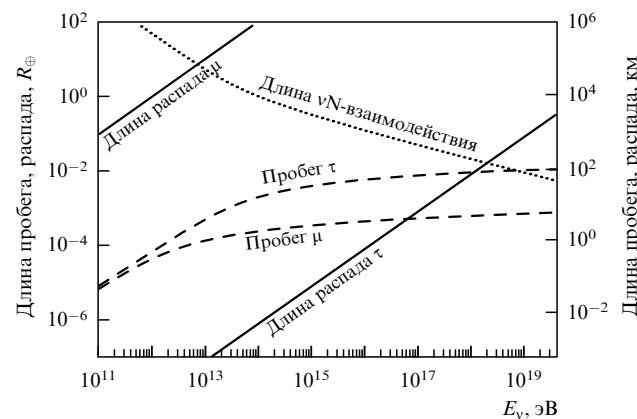


Рис. 14. Распространение мюонов и τ -лептонов в Земле [314]. Для сравнения показана длина νN -взаимодействия (8.3).

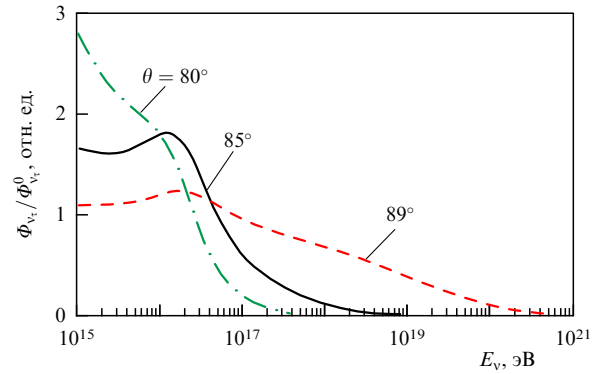


Рис. 15. Отношение $\Phi_{\nu_\tau}/\Phi_{\nu_\tau}^0$ конечного потока к начальному для космогенных нейтрино при углах падения $\theta = 80, 85$ и 89° [310].

происходит регенерация потока ν_τ , когда для каждого первичного ν_τ с энергией E_0 , провзаимодействовавшего в СС-реакции, появляется от распада τ -лептона другое ν_τ , но уже с энергией $E_1 \approx 0,75 \times 0,4 E_0 \approx (1/3) E_0$. Здесь соответственно 0,75 — средняя доля энергии, переданная τ -лепτονу, а 0,4 — вторичному ν_τ от τ -распада [308]. Процесс регенерации будет продолжаться до тех пор, пока ν_τ не достигнет противоположной стороны Земли или пока энергия вновь образованного в n -м акте ν_τ $E_n \approx (1/3) E_{n-1} \approx (1/3)^n E_0$ не сбросится до величины, при которой длина ν_τ -взаимодействия не сравняется с последующим пробегом в Земле.

Проявление эффекта регенерации ν_τ в Земле хорошо видно из угловой зависимости нейтринных потоков, которая изучалась в работах [307, 308, 310, 313]. На рисунке 15 из [310] показано отношение $\Phi_{\nu_\tau}/\Phi_{\nu_\tau}^0$ для углов падения $\theta = 80, 85$ и 89° . Предполагаются начальные потоки космогенных нейтрино [69], которые вследствие осцилляций имеют одинаковый ароматовый состав на поверхности Земли. Отношение $\Phi_{\nu_\tau}/\Phi_{\nu_\tau}^0$ воспроизводит комбинацию процессов регенерации ν_τ -потока из-за распадов τ -лептона и поглощения потоков нейтрино всех ароматов. Для углов, близких к горизонтальному падению ($\theta = 89^\circ$), поглощение малое (нейтрино проходит малый слой вещества Земли) и конечный поток Φ_{ν_τ} довольно значителен даже при очень высоких энергиях. В этом случае эффект регенерации дает дополнительный вклад в прошедший поток около 25 % в области энергий $E_{\nu_\tau} = 10^{16} - 10^{17}$ эВ. С уменьшением угла θ вклады от регенерации становятся больше, но и поглощение также усиливается. При углах $\theta = 80^\circ$ нейтрино с энергиями $E_{\nu_\tau} > 10^{17}$ эВ практически полностью поглощаются. С другой стороны, если $E_{\nu_\tau} \approx 10^{15}$ эВ, то вклады от регенерации увеличивают первоначальный поток для этих энергий в 3 раза.

В работе [314] показано, что наряду с регенерацией ν_τ -потоков чисто лептонные моды распада $\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$ и $\tau \rightarrow e \nu_\tau \bar{\nu}_e$ также приводят к регенерации в Земле $\bar{\nu}_\mu$ - и $\bar{\nu}_e$ -потоков. Доля каждой из этих лептонных мод составляет 18 %, и, следовательно, на долю $\bar{\nu}_\mu$ - и $\bar{\nu}_e$ -потоков приходится по 0,18 от ν_τ -потока. Передача энергии лептонам при распаде, например по моде $\tau \rightarrow \mu \nu_\tau \bar{\nu}_\mu$, в среднем распределяется в соотношении $\mu : \nu_\tau : \bar{\nu}_\mu = 4 : 4 : 2$ [308]. Аналогично при начальном потоке $\bar{\nu}_\tau$ образуются вторичные потоки ν_μ и ν_e . Чем больше ступеней регенерации будет претерпевать $\nu_\tau(\bar{\nu}_\tau)$, тем больше появляется

возможностей для создания вторичных $\bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ и $\bar{\nu}_e(\nu_e)$. Вторичные $\bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$ - и $\bar{\nu}_e(\nu_e)$ -нейтрино детектируются при регистрации соответственно μ -трека и электромагнитного каскада, образованных в СС-взаимодействиях, что увеличивает детектируемость ν_τ . Эти рассуждения справедливы для модельного моноэнергетического потока нейтрино, который рассматривался авторами [314].

В работе [316] эффект регенерации $\bar{\nu}_\mu$ - и $\bar{\nu}_e$ -нейтрино от лептонных мод τ изучался для энергетических зависимостей начальных потоков $\Phi_\nu^0 \propto E_\nu^{-1}$ и $\Phi_\nu^0 \propto E_\nu^{-2}$. Результаты расчетов конечных потоков нейтрино Φ_ν , прошедших Землю под углом $\theta = 0^\circ$, показывают, что для нейтрино ТэВ-ных энергий с начальным спектром, пропорциональным E_ν^{-1} , вклады регенерации составляют около 20 %. Для степенного спектра $\Phi_\nu^0 \propto E_\nu^{-2}$ вторичные потоки $\bar{\nu}_\mu$ и $\bar{\nu}_e$ подавляются более сильно.

8.3. Количество нейтринных событий в детекторах и их характерные топологии

Для регистрации в нейтринном детекторе высокоэнергетичного лептона, образованного в СС-реакциях (6.1), важную роль играет направление прихода нейтрино в детектор. Для "нисходящих" событий, когда нейтрино попадает в детектор, пересекая лишь вертикальную атмосферу, число СС-взаимодействий, регистрируемых по наблюдению лептона l_α аромата α , определяется выражением [50]

$$N_{\text{событий}} = A_{\text{eff}} T \int_{E_{l_\alpha}^{\min}}^{E_{l_\alpha}^{\max}} \frac{d\Phi_\nu}{dE_\nu}(E_\nu) P_{\nu_\alpha \rightarrow l_\alpha}(E_{\nu_\alpha}, E_{l_\alpha}^{\min}) dE_\nu, \quad (8.6)$$

где потоки $d\Phi_\nu/dE_\nu$ соответствуют нейтринному источнику определенного типа с учетом влияния эффекта осцилляций. Вероятность

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow l_\alpha}(E_{\nu_\alpha}, E_{l_\alpha}^{\min}) = N_A \int_0^{1 - E_{l_\alpha}^{\min}/E_{\nu_\alpha}} dy R_\alpha(E_{\nu_\alpha}, E_{l_\alpha}^{\min}) \frac{d\sigma_{\nu_\alpha N}^{\text{CC}}(E_{\nu_\alpha}, y)}{dy} \quad (8.7)$$

рассчитывается согласно той или иной параметризации νN -сечения, а длины пробегов лептонов в веществе R_α представлены в табл. 2.

Иная ситуация возникает для "восходящих", поглощающихся в Земле потоков нейтрино. Потеря энергии заряженного лептона с начальной энергией E_l , пересе-

кающего слой вещества толщиной x , характеризуется средней величиной

$$-\left\langle \frac{dE_l}{dx} \right\rangle = \alpha + \beta E_l, \quad (8.8)$$

где $\alpha \approx 2,0 \text{ МэВ г}^{-1} \text{ см}^{-1}$ — константа, определяющая потерю энергии на ионизацию, а

$$\beta^i(E) = \frac{N_A}{A} \sum_i \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} dy y \frac{d\sigma^i(y, E_l)}{dy} \quad (8.9)$$

— слабо зависящая от энергии функция, характеризующая долю потерь энергии $y = E_l - E_l'/E_l$ в процессах тормозного излучения, рождения электрон-позитронных пар и неупругих взаимодействий с ядрами, обозначенных индексом i , E_l' — конечная энергия лептона, A — атомный номер мишени. В первом приближении $\beta \approx 10^{-6} \text{ см}^2 \text{ г}^{-1}$. Более точная аппроксимация для потерь энергии τ -лептоном получена в работе [318].

Конечное состояние любого $\nu_\alpha N$ –СС-взаимодействия наряду с заряженным лептоном всегда содержит адронный каскад, так что суммарная энергия ливней определяет первичную энергию ν_α . Разделить электромагнитный и адронный каскады обычно не представляется возможным и $\nu_e N$ –СС-взаимодействие в детекторе выглядит как ливневое. Конечные состояния $\nu_\alpha N$ –NC-взаимодействий также всегда содержат адронный каскад, так что вероятность регистрации ливневого события в детекторе длиной L дается выражением

$$P_{\nu \rightarrow \text{shower}} \approx \rho N_A \sigma_{\nu N}^{\text{tot}} L. \quad (8.10)$$

В $\nu_\mu N$ –СС-взаимодействиях на фоне адронного каскада всегда присутствует μ -трек, обеспечивающий чистую сигнатуру события. Вероятность (8.7) регистрации такого события

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \mu} \approx \rho N_A \sigma_{\nu N}^{\text{tot}} R_\mu, \quad (8.11)$$

где значение R_μ рассчитывается по формуле из табл. 2. Нейтринные телескопы "Байкал" [319], Antares [320], Amanda/IceCube [321] чувствительны к мюонам с ПэВ-ными энергиями.

Из-за короткого времени жизни τ -лептона регистрация $\nu_\tau N$ –СС-взаимодействий представляет собой трудную экспериментальную задачу. При энергиях $E_\tau \approx 10^{15} \text{ эВ}$ пробег τ -лептона в детекторе до распада будет составлять $\sim 100 \text{ м}$, что сравнимо с характерными размерами нейтринных телескопов. В работе [322] предложен метод регистрации ν_τ по наличию в детекторе *double-bang*-событий. Сигнатурой этого события является присутствие большого адронного ливня от первичного взаимодействия ν_τ , трека τ -лептона (подобного мюонному) и второго большого каскада частиц от распада τ -лептона (в два-три раза больше первого, что следует из кинематики процесса распада τ -лептона). Однако такие события могут наблюдаться в довольно узком интервале энергий. Если энергия нейтрино меньше нескольких ПэВ, то два ливня не могут быть разделены при использовании данного метода. Наоборот, если $E_{\nu_\tau} > 3 \times 10^{16} \text{ эВ}$, то пробег τ -лептона становится больше 1 км и отделить такие τ от мюонов становится весьма проблематичным даже в детекторах нового поколения с характерным поперечным размером 1 км [317].

Идентификация ν_τ возможна и в случае регистрации в детекторе только второго ливня, если его энергия не меньше десятка ПэВ. Такая сигнатура взаимодействия

Таблица 2. Длина пробега электронов, мюонов и τ -лептонов в веществе

Аромат лептона α	R_α , см вод. экв.	Литература
e	$40 \left[\left(1 - \langle y(E_{\nu_e}) \rangle \right) \frac{E_{\nu_e}}{6,2 \times 10^4 \text{ ГэВ}} \right]$	[50]
μ	$\frac{1}{\beta} \ln \left[\frac{\alpha + \beta E_\mu}{\alpha + \beta E_\mu^{\min}} \right],$ $\alpha \approx 2,0 \times 10^{-3} \text{ ГэВ (см вод. экв.)}^{-1},$ $\beta \approx 3,9 \times 10^{-6} \text{ (см вод. экв.)}^{-1}$	[50]
τ	$\frac{E_{\nu_\tau} (1 - y) \tau_c}{m_\tau c^2},$	[317]

ν_τ получила название *lollipop*-события. Оно состоит из части каскада от первичного взаимодействия ν_τ , которое произошло снаружи, но вблизи чувствительного объема, конечной части τ -лептонного трека, регистрируемого в детекторе, и второго каскада от распада τ -лептона, полностью лежащего внутри детектора. Инверсная структура такого события, когда регистрируются только первый каскад и τ -лептонный трек, выходящий за пределы чувствительного объема, неотличима от $\nu_\mu N$ -СС-взаимодействия с регистрируемым адронным каскадом и мюонным треком.

Результаты расчетов количества *double-bang*- и *lollipop*-событий, которые можно зарегистрировать в реальных детекторах, довольно пессимистичны [141, 310, 312, 317]. Так, по расчетам [141], исходя из первоначального нейтринного потока $E_{\nu_\mu}^2 dN_{\nu_\mu}/dE_{\nu_\mu} = 10^2 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$, суммарная статистика *double-bang*- и *lollipop*-событий в детекторе IceCube составит всего $\sim 0,5 \text{ год}^{-1}$. Это связано с малой вероятностью регистрации (8.7), которая соответственно для *double-bang*- и *lollipop*-событий трансформируется в выражения

$$P_{\text{double-bang}}(E_{\nu_\tau}) \cong \rho N_A \int_0^L dy \frac{d\sigma}{dy} \times \\ \times \left[(L - x_{\min} - R_\tau) \exp\left(-\frac{x_{\min}}{R_\tau}\right) + R_\tau \exp\left(-\frac{L}{R_\tau}\right) \right] \approx \\ \approx \rho N_A \sigma \left[(L - x_{\min} - R_\tau) \exp\left(-\frac{x_{\min}}{R_\tau}\right) + \right. \\ \left. + R_\tau \exp\left(-\frac{L}{R_\tau}\right) \right]_{y=\langle y \rangle}, \quad (8.12)$$

$$P_{\text{lollipop}}(E_{\nu_\tau}) \cong \rho N_A (L - x_{\min}) \int_0^L dy \frac{d\sigma}{dy} \exp\left(-\frac{x_{\min}}{R_\tau}\right) \approx \\ \approx \rho N_A \sigma (L - x_{\min}) \left[\exp\left(-\frac{x_{\min}}{R_\tau}\right) \right]_{y=\langle y \rangle}. \quad (8.13)$$

В этих выражениях L — длина детектора, R_τ — длина пробега τ -лептона, определяемая по формуле из табл. 2. Пределы интегрирования в (8.12) предполагают, что длина τ -трека должна быть больше величины $x_{\min} \approx 200\text{--}400 \text{ м}$ (для разделения ливней) и меньше L (чтобы оба ливня помещались в детекторе). Правые части (8.12) и (8.13) получены с использованием аппроксимации $d\sigma/dy = \sigma \delta(y - \langle y \rangle)$, где $\langle y \rangle = 0,25$ при энергиях $\sim 10^{15} \text{ эВ}$. Величины вероятности (8.12) и (8.13), рассчитанные в [141], составляют соответственно $P_{\text{double-bang}}(E_\nu = 10^{18} \text{ эВ}) \leq 10^{-5}$ и $P_{\text{lollipop}}(E_\nu = 10^{18} \text{ эВ}) \leq 5 \times 10^{-4}$. Примерно в 4–5 раз большее количество *double-bang*- и *lollipop*-событий ожидается зарегистрировать в детекторе IceCube по оценкам, сделанным в работе [313]. В основном это обусловлено меньшей величиной $x_{\min} = 70 \text{ м}$, заложенной в расчеты, по сравнению с $x_{\min} = 200\text{--}400 \text{ м}$ в [141]. Таким образом, даже по самым оптимистичным оценкам в детекторах объемом 1 км^3 можно регистрировать только несколько *double-bang*- и *lollipop*-событий в течение года.

Еще один метод идентификации ν_τ — *pile-up* предложен в работе [315]. При энергиях $E_{\nu_\tau} \approx 10\text{--}100 \text{ ТэВ}$, когда длина взаимодействия ν_τ сравнима с диаметром Земли, первичное нейтрино может провзаимодействовать вблизи детектора и регистрироваться при распаде $\tau^- \rightarrow \mu^- \nu_\tau \nu_\mu$ по наблюдению мюонного трека. Однако отделить мюоны, возникшие при распаде τ -лептона, от

мюонов из $\nu_\mu N$ -СС-реакций возможно только статистически. Все нейтрино с энергиями $E_{\nu_\tau} > 100 \text{ ТэВ}$ будут взаимодействовать в Земле, но достигнут детектора вторичные ν_τ с пониженной энергией, которая в среднем будет группироваться в области 100 ТэВ [315]. Регистрация в детекторе выходящих из Земли мюонов с выделенной энергией $\sim 100 \text{ ТэВ}$ может являться сигнатурой наличия ν_τ -компоненты в потоке астрофизических нейтрино.

Наблюдать события, инициированные высокоэнергичными нейтрино, можно не только в нейтринных телескопах, но и в наземных установках, регистрирующих широкие атмосферные ливни (ШАЛ) или флуоресцентный свет в атмосфере (AGASA, HiReS, Telescope Array и AUGER), а также в экспериментах на орбитальных космических станциях (EUSO, OWL). Идея детектирования нейтрино высоких энергий посредством наблюдения глубоких горизонтальных воздушных ливней была высказана много лет назад Березинским и Смирновым [323]. Так как глубина атмосферы в горизонтальном направлении в 36 раз больше, чем в вертикальном, то для адрона, падающего на небольшой высоте в горизонтальном направлении, вероятность образования ливня пренебрежимо мала. При энергиях выше 10^{15} эВ исчезающе мал и поток атмосферных мюонов. Таким образом, только нейтрино могут проходить большие толщины атмосферы без поглощения и образовывать глубокие ливни, регистрируемые в детекторах. Свидетельством взаимодействия нейтрино были бы ливни, инициированные на глубинах не менее 4000 г см^{-2} , что эквивалентно зенитным углам $\sim 75^\circ$.

Естественный путь увеличения статистики регистрируемых событий связан с увеличением чувствительного объема детектора. Существует и другая возможность — отделить мишень от детектора. В этом случае огромный объем может обеспечить детектор, регистрирующий флуоресцентный или черенковский свет в атмосфере, а роль мишени играть приповерхностный слой Земли или протяженные горные массивы. Концепция такого метода детектирования, основанная на возможности естественной фильтрации инициированных τ -лептоном квазигоризонтальных высокоэнергичных ливней, предложена в работах [324, 325]. Так как в области $E_\tau \approx 10^{18}\text{--}10^{21} \text{ эВ}$ длина распада τ -лептона не намного больше длины его взаимодействия (см. рис. 14), то τ -лептоны таких энергий, образованные в $\nu_\tau N$ -СС-реакциях близко к поверхности Земли, имеют шанс выйти в атмосферу. Ливень от распада такого τ -лептона может регистрироваться детекторами флуоресценции [326–328]. Интересна постановка опыта, в котором протяженные горные массивы играют одновременно роль мишени и фильтра КЛ. Горизонтальный ливень от τ -лептона должен наблюдаться в большом воздушном объеме после горного массива, где располагается детектор, регистрирующий мюоны и γ -кванты. При этом возникает довольно чистая сигнатура разделения высокоэнергичных $\nu_\mu N$ - и $\nu_\tau N$ -взаимодействий. При энергиях нейтрино $\sim 10 \text{ ПэВ}$ мезон, образованный в $\nu_\mu N$ -СС-взаимодействии, будет регистрироваться в виде одиночного трека, проходящего детектор насквозь. С другой стороны, τ -лептон будет распадаться на расстояниях $\sim 100 \text{ м}$ от вершины взаимодействия, и весь ливень может находиться в объеме детектора. Этот принцип детектирования ν_τ положен в основу проекта CRTNT [329].

В работах [141, 308, 330] предложено вместо восстановления аромата лептона (при идентификации μ -трека и сигнатур τ -лептона) анализировать отношение числа событий, содержащих μ -трек и ливень. Если в результате осцилляций астрофизических нейтрино в детектор попадают одинаковые потоки нейтрино всех ароматов, то для потоков, приходящих с квазигоризонтальных направлений, отношение числа событий взаимодействия, содержащих μ -трек, к чисто ливневым составляет $N_{\mu\text{-trek}}/N_{\text{shower}} \approx 8,5-9$ [141]. Эта величина очень чувствительна к соотношению между потоками нейтрино разных ароматов, падающих на Землю. Отклонение от этого значения должно свидетельствовать об отличии от канонического соотношения астрофизических потоков (2.54).

Наконец, для детектирования нейтрино сверхвысоких энергий весьма перспективным представляется метод, основанный на регистрации когерентного черенковского радиоизлучения от электромагнитных каскадов в конденсированных средах. Идея метода восходит к работам Аскарьяна [331, 332], где впервые было высказано утверждение о том, что суммарный заряд частиц в ливне отличен от нуля. Это обусловлено наличием в ливне значительного числа частиц с энергиями ниже критического значения (для льда $E_{\text{cr}} \approx 73$ МэВ), для которых существенную роль играют не только симметричные по зарядам процессы рождения пар и тормозного излучения в кулоновском поле атомных ядер, но также взаимодействия с атомными электронами

$$\begin{aligned} \gamma + e_{\text{at}}^- &\rightarrow \gamma + e^-, & e^+ + e_{\text{at}}^- &\rightarrow e^+ + e^-, \\ e^- + e_{\text{at}}^- &\rightarrow e^- + e^-. \end{aligned} \quad (8.14)$$

Это взаимодействие приводит к "вытягиванию" электронов из окружающего вещества в ливень. Кроме того, позитроны ливня аннигилируют "на лету"

$$e^+ + e_{\text{at}}^- \rightarrow \gamma + \gamma. \quad (8.15)$$

Комбинация процессов (8.14) и (8.15) приводит к возникновению зарядовой асимметрии ШАЛ — избыток отрицательных зарядов в ливневом диске составляет порядка 20–30 % от полного числа электронов. Быстрые электроны этого избытка, имеющие энергии, которые превышают порог черенковского излучения, будут излучать электромагнитные волны за счет черенковского механизма. При этом мощность радиоизлучения будет пропорциональна квадрату энергии ливня.

Имеется ряд расчетных работ, в которых изучались характеристики радиосигнала, возникающего при распространении электромагнитного и адронного ливней в различных радиопрозрачных средах [333–335]. Недавно возможность регистрации черенковского радиоизлучения от электромагнитных каскадов в конденсированных средах была успешно подтверждена в ускорительных экспериментах [336, 337]. В настоящее время радиометод положен в основу ряда экспериментов и проектов по регистрации частиц ультравысоких энергий в таких радиопрозрачных природных средах, как земная атмосфера (LOFAR [338]), соляные купола (SalSA [78]), ледяные щиты Антарктиды (RICE [76], ANITA [80]) и Гренландии (FORTE [77]). В ряде работ обсуждается возможность использования приповерхностного слоя Луны (реголита) в качестве мишени для регистрации

космических частиц радиометодом с помощью наземных радиотелескопов (GLUE [79]) или радиоприемных устройств на окололунных спутниках (ЛОРД [81, 82]).

9. Возможности экспериментального определения нейтрино-ядерных сечений при сверхвысоких энергиях

Количество регистрируемых горизонтальных воздушных ливней в детекторах можно перевести в верхний предел на νN -сечения. В принципе, это модельно независимый подход в том смысле, что независимо от источников дополнительных вкладов в νN -сечение превышение статистики над расчетным в СМ значением может быть обнаружено в эксперименте. Исходя из ненаблюдения горизонтальных ливней в установках AGASA и Fly's Eye в работе [285] получено ограничение на нейтринное сечение

$$\sigma_{\nu N}(E_\nu) \leq 10^{-28} \left(\frac{10^{-18} \text{ см}^2 \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}}{\Phi_\nu^{\text{GZK}} E_\nu} \right) \left(\frac{10^{19} \text{ эВ}}{\langle y_{\text{sh}} \rangle E_\nu} \right)^{1/2} \text{ см}^2, \quad (9.1)$$

где Φ_ν^{GZK} — поток космогенных нейтрино, $\langle y_{\text{sh}} \rangle = E_{\text{sh}}/E_\nu$ — средняя доля энергии нейтрино, вложенная в ливень. Для минимального потока $E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{GZK-min}}(E_\nu = 10^{19} \text{ эВ}) \approx 3 \times 10^1 \text{ эВ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ ср}^{-1}$ (2.44) [69] из (9.1) следует ограничение на полное сечение

$$\sigma_{\nu N}(E_\nu = 10^{19} \text{ эВ}) \leq \frac{30}{\sqrt{\langle y_{\text{sh}} \rangle}} \text{ мкб}. \quad (9.2)$$

Более жесткие оценки верхней границы νN -сечения получены в работах [339, 340] и приведены на рис. 16. В [339] расчеты сделаны исходя из времени экспозиции Fly's Eye, в 9 раз большем по сравнению со статистикой наблюдений, использованной в [285]. В [340] верхний предел на сечение получен из ограничений на поток космогенных нейтрино, установленных в эксперименте RICE [76].

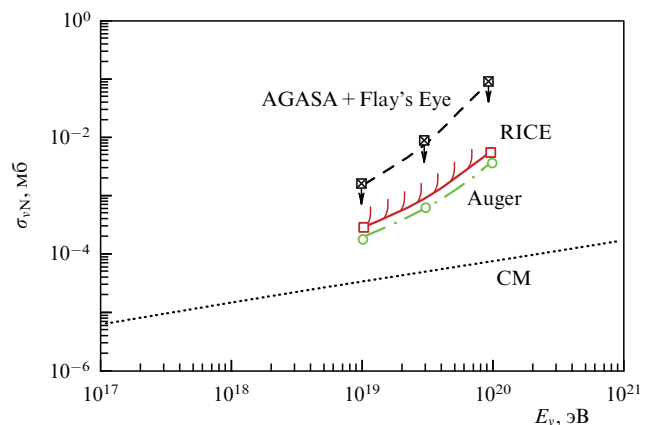


Рис. 16. Верхний предел на неупругое нейтрино-ядерное сечение [339, 340]. Сплошная линия соответствует ограничениям на поток космогенных нейтрино, полученным в эксперименте RICE, штриховая — результатам ненаблюдения горизонтальных ливней в установках AGASA и Fly's Eye, штрихпунктирная — чувствительность, достижимая в эксперименте Auger, пунктирная — стандартное сечение СМ.

Как отмечают авторы [340], все рассмотренные выше ограничения на νN -сечения справедливы только в случае, если $\sigma_{\nu N}^{\text{tot}} \leq 0,5$ мб. Если же нейтрино взаимодействуют более сильно, то ограничения, полученные исходя из ненаблюдения квазигоризонтальных ливней, не применимы.

Регистрация ливневых событий, инициированных нейтрино, может оказаться единственным экспериментальным способом прямого определения нейтрино-ядерного сечения при сверхвысоких энергиях. Идея метода впервые была предложена в работе [341] и основана на сравнении числа регистрируемых атмосферных воздушных ливней, приходящих в детектор с направлений, близких к горизонтальным, и "восходящих" ливней, инициированных мюонами и τ -лептонами, образованными соответственно в $\nu_\mu N$ - и $\nu_\tau N$ -взаимодействиях в приповерхностном слое Земли. Возможности использования метода применительно к различным нейтринным детекторам проанализированы в работах [310–313, 324–326]. Ожидаемое количество квазигоризонтальных атмосферных ливней должно быть прямо пропорционально сечению: $N_V^{\text{hor}} \propto \sigma_{\nu N}$. С другой стороны, экранировка Землей нейтрино сверхвысоких энергий, обусловленная возрастанием сечения, приводит к тому, что число событий с "восходящими" ливнями обратно пропорционально сечению: $N_V^{\text{up-going}} \propto \sigma_{\nu N}^{-1}$. Важно, что отношение числа квазигоризонтальных воздушных ливней и "восходящих" ливней от взаимодействий нейтрино в крошке Земли не зависит от теоретических неопределенностей в сечении. Авторы [341] вообще считают $\sigma_{\nu N}$ свободным параметром. Результаты расчетов количества ожидаемых событий, содержащих горизонтальные и восходящие ливни от потока космогенных нейтрино, представлены на рис. 17 в виде функции сечения $\sigma_{\nu N}$. Видно, что при малых сечениях преобладают события с "восходящими" из Земли ливнями, а при больших — с горизонтальными.

В работе [342] для определения нейтрино-ядерного сечения при высоких энергиях предложено использовать отношение ливневых нисходящих и восходящих нейтринных событий (рис. 18). Ливневые события возникают во всех νN -взаимодействиях СМ (СМ + NC), и их число возрастает с увеличением сечения за счет дополнительных вкладов от КК-гравитонов, образования черных

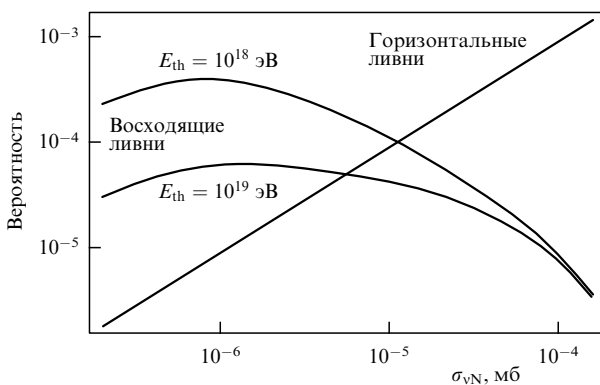


Рис. 17. Вероятность образования горизонтальных и восходящих ливней на одно падающее ν_τ в зависимости от νN -сечения. Энергия нейтрино $E_\nu = 10^{20}$ эВ; пороговые энергии регистрации восходящих ливней $E_{\text{th}} = 10^{18}$ и 10^{19} эВ [341].

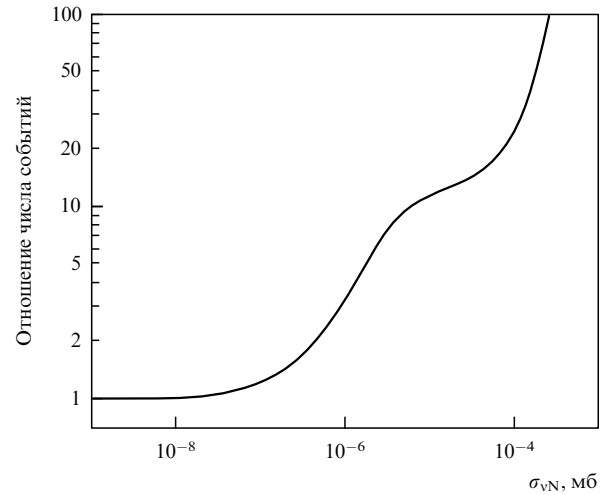


Рис. 18. Отношение числа ливневых нисходящих и восходящих нейтринных событий, регистрируемых в нейтринных телескопах в зависимости от νN -сечения [342].

дыр, p -branes и т.д. Видно, что при сечениях, меньших $\sim 10^{-7}$ мб, это отношение порядка единицы и трудно наблюдаемо. Наоборот, если $\sigma_{\nu N} \geq 10^{-4}$ мб, то отношение быстро возрастает, что при достаточной статистике обеспечивает определение сечения.

Для определения $\sigma_{\nu N}$ -сечения может быть также использован метод анализа углового распределения восходящих ливневых нейтринных событий, которое должно иметь максимум при $\cos \theta_{\text{peak}} \approx L_{\nu N}^{\text{int}} / 2R_\oplus$ (R_\oplus — радиус Земли). Максимум углового распределения должен соответствовать значению $\sigma_{\nu N} \approx (2\langle \rho \rangle R_\oplus \cos \theta_{\text{peak}})^{-1}$, где $\langle \rho \rangle$ — средняя плотность Земли на длине пробега нейтрино $L_{\nu N}^{\text{int}}$ [341]. Этот метод не зависит от величины расчетных нейтринных потоков.

Верхние пределы на νN -сечения могут быть использованы для установления ограничений на фундаментальный масштаб M_{4+n} в контексте моделей ТЭВ-ной гравитации [285, 339, 343]. Что бы ни происходило вблизи масштаба M_{4+n} — образование черных дыр, p -branes и т.д. — распад подобных объектов должен быть наблюдаемым, приводящим к развитию каскадов глубоко в атмосфере [344–346]. Предполагая параметризацию сечения гравитационного рассеяния (7.5), верхний предел на сечение (9.1) и консервативную оценку потока космогенных нейтрино $\Phi_V^{\text{GZK-min}}(E_V)$ (2.42), в [285] поставлено не зависящее от числа дополнительных размерностей n ограничение

$$M_{4+n} \geq 1,2 \text{ ТэВ} \quad (E_V = 10^{18} \text{ эВ}, \langle y_{\text{sh}} \rangle = 1). \quad (9.3)$$

Аналогичные (9.3) ограничения получены в [339, 343] исходя из ненаблюдения горизонтальных ливней в установках AGASA и Fly's Eye. Отсутствие зарегистрированных нейтринных событий какого-либо происхождения за 5-летний цикл наблюдений в эксперименте RICE [76] также согласуется с (9.3) [347].

Увеличение сечений νN -взаимодействий в теориях с фундаментальным масштабом M_{4+n} по сравнению с его значением в СМ должно проявляться при энергиях нейтрино $E_\nu \approx 10^{15} - 10^{16}$ эВ. В этой же области энергий потоки нейтрино в моделях ГВ [165], скрытого ядра АЯГ

[179] и *блэзара* [184] близки к максимуму (см. рис. 6 и 7). Как показано в работах [348, 349], регистрация в нейтринных телескопах типа IceCube восходящих и нисходящих μ -, τ - и ливневых событий позволит определить отклонение от сечения СМ даже для нейтрино с энергиями вблизи порога детектирования ($E_{th} \approx 0,5$ ПэВ).

10. Заключение

С точки зрения распространения во Вселенной нейтрино является идеальным кандидатом на первичную частицу — источник КЛУВЭ с энергиями, лежащими за ГЗК-обрезанием спектра КЛ. Так как нейтрино стабильны и даже при энергиях $E_\nu \gg E_{GZK} \approx 7 \times 10^{19}$ эВ могут проходить космологические расстояния практически без поглощения, то это позволяет рассматривать нейтринные потоки от различных астрофизических источников в качестве чувствительного инструмента изучения Вселенной вплоть до ее наблюдаемых границ.

С другой стороны, нейтрино с сечениями СМ не должны образовывать вертикальных ливней высоко в атмосфере, которые наблюдаются для событий КЛУВЭ. Чтобы нейтрино являлось источником таких событий, νN -сечение при сверхвысоких энергиях должно быть, по крайней мере, на 5 порядков величины выше, чем в СМ. Такая возможность открывается, например, в свете теорий квантовой гравитации с ТэВ-ным масштабом объединения взаимодействий и с большими дополнительными размерностями пространства-времени.

Исследуя потоки НУВЭ, можно определить неупругие νN -сечения при энергиях, не доступных даже для будущего ускорителя LHC. Любые статистически достоверные свидетельства увеличения сечений над значением СМ могут быть проявлением новой физики.

Наряду с ростом νN -сечений при увеличении энергии, потоки нейтрино, образованные в различных источниках, быстро уменьшаются. Поэтому для их регистрации создаются новые крупномасштабные установки и применяются новые методы детектирования. Сравнительной величиной, характеризующей потенциал различных экспериментов по регистрации НУВЭ, является произведение апертюры детектора A , телесного угла $\Delta\Omega$ и времени экспозиции Δt [350]. Эта величина показана на рис. 19.

К настоящему времени в экспериментах AMANDA [72], ANITA-lite [351], BAIKAL [319], FORTE [77], GLUE [79] и RICE [76] получены ограничения на потоки астрофизических нейтрино в области энергий $E_\nu = 10^{16} - 10^{26}$ эВ (рис. 20). Однако чувствительность этих экспериментов недостаточна для того, чтобы регистрировать потоки космогенных нейтрино, а также потоки нейтрино, которые могли бы генерироваться в мощных космических "ускорителях" типа ГВ и АЯГ и образовываться при распадах ТД. В ближайшее время эта задача может быть решена в экспериментах с использованием нейтринных телескопов ANTARES [74] и IceCube [75], радиодетектора ANITA [80] и наземных детекторов КЛ Auger [84] и Telescope Array [83]. Перспективы дальнейшего увеличения чувствительности экспериментов к регистрации астрофизических нейтринных потоков связываются с проектируемыми радиодетекторами SalSA [78], LOFAR [338], ЛОРД [81, 82] и космическими обсерваториями EUSO [85] и OWL [86] (см. рис. 20).

Остается надеяться, что в ближайшее десятилетие новые эксперименты по регистрации НУВЭ прольют

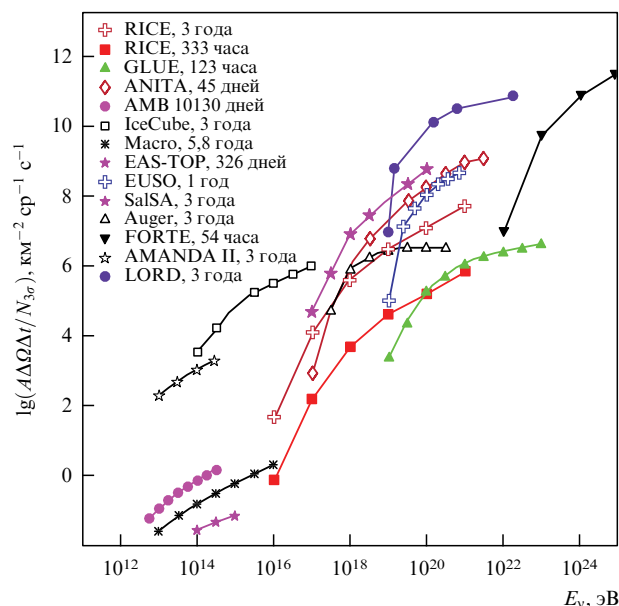


Рис. 19. Произведение апертюры детектора A , телесного угла $\Delta\Omega$ и времени экспозиции Δt для различных экспериментов по регистрации НУВЭ в зависимости от энергии [350]. Кривые ЛОРД взяты из работы [82].

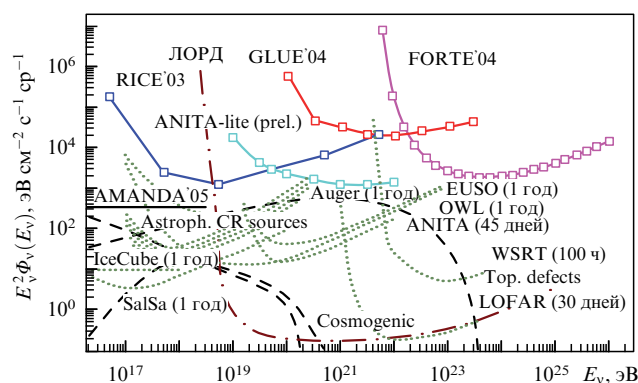


Рис. 20. Ограничения на потоки астрофизических нейтрино [352], полученные в экспериментах AMANDA [72], ANITA-lite [351], FORTE [77], GLUE [79] и RICE [76], а также ожидаемые в экспериментах ближайшего будущего ANITA [80], Auger [84], IceCube [75], EUSO [85], OWL [86], LOFAR [338], LORD [81, 82], SalSA [78], WSRT [338]. Также показаны: потоки космогенных нейтрино [116]; потоки, предсказываемые в расширенном ВБ-сценарии образования КЛ [144]; потоки в модели ТД [352].

свет на многие проблемы, рассмотренные в данном обзоре.

Автор благодарен В.А. Цареву за полезные обсуждения многих затронутых в обзоре вопросов и ряд ценных замечаний.

Список литературы

1. Swordy S P et al. *Astropart. Phys.* **18** 129 (2002); astro-ph/0202159
2. Nagano M, Watson A A *Rev. Mod. Phys.* **72** 689 (2000)
3. Gaisser T K, Stanev T *Nucl. Phys. A* (in press); astro-ph/0510321
4. Пуанкаре А "Наука и гипотеза", *О науке* (Под ред. Л С Понтрягина) (М.: Наука, 1983) с. 97
5. Ave M et al. *Phys. Rev. D* **65** 063007 (2002); astro-ph/0110613
6. Anchordouqui L, Goldberg H *Phys. Lett. B* **583** 213 (2004); hep-ph/0310054
7. Антонов Е Е и др. *Письма в ЖЭТФ* **69** 614 (1999)

8. Takeda M et al. *Astrophys. J.* **522** 225 (1999); astro-ph/0008102
9. Takeda M et al. *Astropart. Phys.* **19** 447 (2003); astro-ph/0209422
10. Bird D J et al. *Astrophys. J.* **441** 144 (1995)
11. Abbasi R U et al. (High Resolution Fly's Eye Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **92** 151101 (2004); astro-ph/0208243
12. Abbasi R U et al. (High Resolution Fly's Eye Collab.) *Astropart. Phys.* **23** 157 (2005); astro-ph/0208301
13. Greisen K *Phys. Rev. Lett.* **16** 748 (1966)
14. Зацепин Г Т, Кузьмин В А *Письма ЖЭТФ* **4** 114 (1966)
15. Yoshida S, Dai H J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **24** 905 (1998); astro-ph/9802294
16. Arons J *Astrophys. J.* **589** 871 (2003); astro-ph/0208444
17. Singh S, Ma C-P, Arons J *Phys. Rev. D* **69** 063003 (2004); astro-ph/0308257
18. Elbert J W, Sommers P *Astrophys. J.* **441** 151 (1995); astro-ph/9410069
19. Protheroe R J, Meyer H *Phys. Lett. B* **493** 1 (2000); astro-ph/0005349
20. Fagrieron D, Mele B, Salis A *Astrophys. J.* **517** 725 (1999); astro-ph/9710029
21. Weiler T J *Astropart. Phys.* **11** 303 (1999); hep-ph/9710431
22. Biermann P L J. *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **23** 1 (1997)
23. Blandford R D *Phys. Scripta* **T85** 191 (2000); astro-ph/9906026
24. Gatanese M, Weekes T C *Publ. Astron. Soc. Pacif.* **111** 1193 (1999); astro-ph/9906501
25. Piran T *Rev. Mod. Phys.* **76** 1143 (2004); astro-ph/0405503
26. Maraschi L, Tavecchio F *Astrophys. J.* **593** 667 (2003); astro-ph/0205252
27. Rachen J P, Mészáros P *Phys. Rev. D* **58** 123005 (1998); astro-ph/9802280
28. Bhattacharjee P, Rana N C *Phys. Lett. B* **246** 365 (1990)
29. Hill C T, Schramm D N, Walker T P *Phys. Rev. D* **36** 1007 (1987)
30. Bhattacharjee P, Sigl G *Phys. Rev. D* **51** 4079 (1995); astro-ph/9412053
31. Berezhinsky V, Martin X, Vilenkin A *Phys. Rev. D* **56** 2024 (1997); astro-ph/9703077
32. Berezhinsky V, Vilenkin A *Phys. Rev. Lett.* **79** 5202 (1997); astro-ph/9704257
33. Masperi L, Silva G *Astropart. Phys.* **8** 173 (1998)
34. Berezhinsky V, Blasi P, Vilenkin A *Phys. Rev. D* **58** 103515 (1998); astro-ph/9803271
35. Зельдович Я Б, Старобинский А А *ЖЭТФ* **61** 2161 (1971)
36. Kuzmin V A, Rubakov V A *ЯФ* **61** 1122 (1998); astro-ph/9709187
37. Kuzmin V A, Tkachev I I *Phys. Rep.* **320** 199 (1999); hep-ph/9903542
38. Bhattacharjee P, Hill C T, Schramm D N *Phys. Rev. Lett.* **69** 567 (1992)
39. Athar H, Jezabek M, Yasuda O *Phys. Rev. D* **62** 103007 (2000); hep-ph/0005104
40. Athar H *Astropart. Phys.* **14** 217 (2000); hep-ph/0004191
41. Герштейн С С, Кузнецов Е П, Рябов В А *УФН* **167** 811 (1997)
42. Рябов В А *УЧАЯ* **34** 1256 (2003)
43. Tzanov M et al., hep-ex/0509010
44. Adloff C et al. (The H1 Collab.) *Eur. Phys. J. C* **30** 1 (2003); hep-ex/0304003
45. Chekanov S et al. (ZEUS Collab.) *Nucl. Phys. B* **713** 3 (2005); hep-ex/0501060
46. Chekanov S et al. (ZEUS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **42** 1 (2005); hep-ph/0503274
47. Frichter G M, McKay D W, Ralston J P *Phys. Rev. Lett.* **74** 1508 (1995); hep-ph/9409433
48. Glück M, Kretzer S, Reya E *Astropart. Phys.* **11** 327 (1999); astro-ph/9809273
49. Glück M, Reya E, Vogt A *Eur. Phys. J. C* **5** 461 (1998); hep-ph/9806404
50. Gandhi R et al. *Astropart. Phys.* **5** 81 (1996); hep-ph/9512364
51. Gandhi R et al. *Phys. Rev. D* **58** 093009 (1998); hep-ph/9807264
52. Kwiecinski J, Martin A D, Stasto A M *Phys. Rev. D* **56** 3991 (1997); hep-ph/9703445
53. Kwiecinski J, Martin A D, Stasto A M *Phys. Rev. D* **59** 093002 (1999); astro-ph/9812262
54. Kwiecinski J, Martin A D, Stasto A M *Acta Phys. Polon. B* **31** 1273 (2000); hep-ph/0004109
55. Kutak K, Kwiecinski J *Eur. Phys. J. C* **29** 521 (2003); hep-ph/0303209
56. Beresinsky V S, Zatsepin G T *Phys. Lett. B* **28** 423 (1969)
57. Ringwald A *Phys. Lett. B* **555** 227 (2003); hep-ph/0212099
58. Fodor Z et al. *Phys. Lett. B* **561** 191 (2003); hep-ph/0303080
59. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Lett. B* **429** 263 (1998); hep-ph/9803315
60. Arkani-Hamed N, Dimopoulos S, Dvali G *Phys. Rev. D* **59** 086004 (1999); hep-ph/9807344
61. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 3370 (1999); hep-ph/9905221
62. Randall L, Sundrum R *Phys. Rev. Lett.* **83** 4690 (1999); hep-th/9906064
63. Jain P et al. *Phys. Lett. B* **484** 267 (2000); hep-ph/0001031
64. Kachelriess M, Plümacher M *Phys. Rev. D* **62** 103006 (2000); astro-ph/0005309
65. Argyres P C, Dimopoulos S, March-Russell J *Phys. Lett. B* **441** 96 (1998); hep-th/9808138
66. Feng J L, Shapere A D *Phys. Rev. Lett.* **88** 021303 (2002); hep-ph/0109106
67. Ahn E-J, Cavaglià M, Olinto A V *Phys. Lett. B* **551** 1 (2003); hep-th/0201042
68. Jain P, Kar S, Panda S *Int. J. Mod. Phys. D* **12** 1593 (2003); hep-ph/0201232
69. Engel R, Seckel D, Stanev T *Phys. Rev. D* **64** 093010 (2001); astro-ph/0101216
70. Markov M A, in *Proc. of the 10th Annual Intern. Conf. on High-Energy Physics, Rochester 1960* (Eds E C G Sudarshan, J H Tinlot, A C Melissinos) (New York: Interscience Publ., 1960) p. 579
71. Balkanov V A et al. (BAIKAL Collab.) *ЯФ* **63** 1027 (2000); astro-ph/0001151
72. Ahrens J et al. (AMANDA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **90** 251101 (2003); astro-ph/0303218
73. Aggouras G et al. (NESTOR Collab.) *Astropart. Phys.* **23** 377 (2005)
74. Montaruli T (for the ANTARES Collab.) *Acta Phys. Polon. B* **36** 509 (2005); hep-ex/0410079
75. Ahrens J et al. (IceCube Collab.) *Astropart. Phys.* **20** 507 (2004); astro-ph/0305196
76. Kravchenko I et al. *Astropart. Phys.* **20** 195 (2003); astro-ph/0206371
77. Lehtinen N G et al. *Phys. Rev. D* **69** 013008 (2004); astro-ph/0309656
78. Gorham P et al. *Nucl. Instrum. Meth. A* **490** 476 (2002); hep-ex/0108027
79. Gorham P W et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 041101 (2004); astro-ph/0310232
80. Miciocinovic P et al., in *22nd Texas Symp. on Relativistic Astrophysics at Stanford, Palo Alto, 13–17 December 2004*, TSRA04-2516; astro-ph/0503304
81. Гусев Г А и др. *Космические исслед.* **44** (1) 22 (2006)
82. Гусев Г А и др. *Докл. РАН* **406** 327 (2006)
83. Sasaki M, Asaoka Y, Jobashi M *Astropart. Phys.* **19** 37 (2003); astro-ph/0204167
84. Cronin J W *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **138** 465 (2005); astro-ph/0402487
85. Teshima M, Lipari P, Santangelo A, in *Proc. of the 28th Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC, Tsukuba, Japan 2003*, p. 1069; <http://www-recn.icrr.u-tokyo.ac.jp/icrc2003/PROCEEDINGS/PDF/268.pdf>
86. Stecker F W et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **136** 433 (2004); astro-ph/0408162
87. Dicus D A, Repko W W *Phys. Rev. Lett.* **79** 569 (1997); hep-ph/9703210
88. Massó E, Rota F *Phys. Lett. B* **488** 326 (2000); hep-ph/0006228
89. Seckel D *Phys. Rev. Lett.* **80** 900 (1998); hep-ph/9709290
90. Bhattacharjee P, Sigl G *Phys. Rep.* **327** 109 (2000); astro-ph/9811011
91. Abbasabadi A et al. *Phys. Rev. D* **59** 013012 (1999); hep-ph/9808211
92. Yoshida S et al. *Astrophys. J.* **479** 547 (1997); astro-ph/9608186
93. Enqvist K, Kainulainen K, Maalampi J *Nucl. Phys. B* **317** 647 (1989)
94. Dolgov A D *Phys. Rep.* **370** 333 (2002); hep-ph/0202122
95. Dicus D A, Kovner K, Repko W W *Phys. Rev. D* **62** 053013 (2000); hep-ph/0003152
96. Goyal A, Gupta A, Mahajan N *Phys. Rev. D* **63** 043003 (2001); hep-ph/0005030
97. "Review of Particle Physics" *Eur. Phys. J. C* **15** 266 (2000)
98. Päs H, Weiler T J *Phys. Rev. D* **63** 113015 (2001); hep-ph/0101091
99. Fodor Z, Katz S D, Ringwald A *Phys. Rev. Lett.* **88** 171101 (2002); hep-ph/0105064
100. Fodor Z, Katz S, Ringwald A *J. High Energy Phys.* (JHEP06) 046 (2002); hep-ph/0203198
101. Gelmini G, Varieschi G, Weiler T *Phys. Rev. D* **70** 113005 (2004); hep-ph/0404272

102. Eberle B et al. *Phys. Rev. D* **70** 023007 (2004); hep-ph/0401203
103. Barenboim G, Mena Requejo O, Quigg C *Phys. Rev. D* **71** 083002 (2005); hep-ph/0412122
104. Blanco-Pillado J J, Vázquez R A, Zas E *Phys. Rev. D* **61** 123003 (2000); astro-ph/9902266
105. Yoshida S, Sigl G, Lee S *Phys. Rev. Lett.* **81** 5505 (1998); hep-ph/9808324
106. Kalashev O E et al. *Phys. Rev. D* **65** 103003 (2002); hep-ph/0112351
107. Kalashev O E et al. *Phys. Rev. D* **66** 063004 (2002); hep-ph/0205050
108. Singh S, Ma C-P *Phys. Rev. D* **67** 023506 (2003); astro-ph/0208419
109. Ringwald A, Wong Y Y *J. Cosmol. Astropart. Phys.* (JCAP12) 005 (2004); hep-ph/0408241
110. McKellar B H J et al., in *Proc. of Intern. Europhysics Conf. on High Energy Physics, Budapest, Hungary, July 12–18, 2001*; hep-ph/0106123
111. Gelmini G, Kusenko A *Phys. Rev. Lett.* **82** 5202 (1999); hep-ph/9902354
112. Gelmini G, Kusenko A *Phys. Rev. Lett.* **84** 1378 (2000); hep-ph/9908276
113. Sreekumar P et al. *Astrophys. J.* **494** 523 (1998); astro-ph/9709257
114. Protheroe P J, Johnson P A *Astropart. Phys.* **4** 253 (1996); astro-ph/9506119
115. Stanev T et al. *Phys. Rev. D* **62** 093005 (2000); astro-ph/0003484
116. Fodor Z et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* (JCAP11) 015 (2003); hep-ph/0309171
117. Semikoz D V, Sigl G *J. Cosmol. Astropart. Phys.* (JCAP04) 003 (2004); hep-ph/0309328
118. Stanev T *Phys. Lett. B* **595** 50 (2004); astro-ph/0404535
119. Bugaev E V, Misaki A, Mitsui K *Astropart. Phys.* **24** 345 (2005); astro-ph/0405109
120. Bilenky S, Giunti C, Grimus W *Phys. Rev. D* **58** 033001 (1998); hep-ph/9712537
121. Lunardini C, Smirnov A Yu *Nucl. Phys. B* **583** 260 (2000); hep-ph/0002152
122. Fukuda Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **81** 1562 (1998); hep-ex/9807003
123. Fukuda S et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **85** 3999 (2000); hep-ex/0009001
124. Ashie Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **93** 101801 (2004); hep-ex/0404034
125. Ashie Y et al. (Super-Kamiokande Collab.) *Phys. Rev. D* **71** 112005 (2005); hep-ex/0501064
126. Aliu E et al. (K2K Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **94** 081802 (2005); hep-ex/0411038
127. Apollonio M et al. *Eur. Phys. J. C* **27** 331 (2003); hep-ex/0301017
128. Berezinsky V, Narayan M, Vissani F *Nucl. Phys. B* **658** 254 (2003); hep-ph/0210204
129. Keränen P et al. *Phys. Lett. B* **574** 162 (2003); hep-ph/0307041
130. Beacom J F et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 011101 (2004); hep-ph/0307151
131. Horvat R *Phys. Rev. D* **64** 067302 (2001); hep-ph/0103200
132. Farzan Y, Smirnov A Yu *Phys. Rev. D* **65** 113001 (2002); hep-ph/0201105
133. Beacom J F, Bell N F *Phys. Rev. D* **65** 113009 (2002); hep-ph/0204111
134. Beacom J F et al. *Phys. Rev. Lett.* **90** 181301 (2003); hep-ph/0211305
135. Beacom J F et al. *Phys. Rev. D* **69** 017303 (2004); hep-ph/0309267
136. Barenboim G et al. *J. High Energy Phys.* (JHEP10) 001 (2002); hep-ph/0108199
137. Barenboim G, Borissov L, Lykken J *Phys. Lett. B* **534** 106 (2002); hep-ph/0201080
138. Barenboim G, Lykken J *Phys. Lett. B* **554** 73 (2003); hep-ph/0210411
139. Barenboim G, Quigg C *Phys. Rev. D* **67** 073024 (2003); hep-ph/0301220
140. Kashti T, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **95** 181101 (2005); astro-ph/0507599
141. Beacom J F et al. *Phys. Rev. D* **68** 093005 (2003); hep-ph/0307025
142. Waxman E, Bahcall J *Phys. Rev. D* **59** 023002 (1999); hep-ph/9807282
143. Waxman E, Bahcall J *Phys. Rev. D* **64** 023002 (2001); hep-ph/9902383
144. Ahlers M et al. *Phys. Rev. D* **72** 023001 (2005); astro-ph/0503229
145. Mannheim K, Protheroe R J, Rachen J P *Phys. Rev. D* **63** 023003 (2001); astro-ph/9812398
146. Rachen J P, Protheroe R J, Mannheim K, in *19th Texas Symp. on Relativistic Astrophysics and Cosmology Paris, France, 14–18 December, 1998*; *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **80** 240 (2000); astro-ph/9908031
147. Mannheim K *Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **27** 1691 (2001); astro-ph/0104165
148. Piran T *Phys. Rep.* **314** 575 (1999)
149. Zhang B, Mészáros P *Int. J. Mod. Phys. A* **19** 2385 (2004); astro-ph/0311321
150. Atkins R et al. (Milagro Collab.) *Astrophys. J.* **604** L25 (2004); astro-ph/0311389
151. Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **75** 386 (1995); astro-ph/9505082
152. Vietri M *Astrophys. J.* **453** 883 (1995); astro-ph/9506081
153. Waxman E, Bahcall J *Phys. Rev. Lett.* **78** 2292 (1997); astro-ph/9701231
154. Waxman E *Astrophys. J.* **452** L1 (1995); astro-ph/9508037
155. Vietri M, De Marco D, Guetta D *Astrophys. J.* **592** 378 (2003); astro-ph/0302144
156. Halzen F, Zas E *Astrophys. J.* **488** 669 (1997); astro-ph/9702193
157. Waxman E *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **118** 353 (2003); astro-ph/0211358
158. Vietri M *Phys. Rev. Lett.* **80** 3690 (1998); astro-ph/9802241
159. Waxman E, Bahcall J N *Astrophys. J.* **541** 707 (2000); hep-ph/9909286
160. Paczynski B *Astrophys. J.* **494** L45 (1998)
161. MacFadyen A I, Woodsley S E *Astrophys. J.* **524** 262 (1999); astro-ph/9810274
162. Vietri M, Stella L *Astrophys. J.* **507** L45 (1998); astro-ph/9808355
163. Mészáros P, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **87** 171102 (2001); astro-ph/0103275
164. Granot J, Guetta D *Phys. Rev. Lett.* **90** 191102 (2003); astro-ph/0211433
165. Razzaque S, Mészáros P, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **90** 241103 (2003); astro-ph/0212536
166. Razzaque S, Mészáros P, Waxman E *Phys. Rev. D* **69** 023001 (2004); astro-ph/0308239
167. Dermer C D, Atoyan A *Phys. Rev. Lett.* **91** 071102 (2003); astro-ph/0301030
168. Halzen F, Hooper D W *Astrophys. J. Lett.* **527** L93 (1999); astro-ph/9908138
169. Alvarez-Muñiz J, Halzen F, Hooper D W *Phys. Rev. D* **62** 093015 (2000); astro-ph/0006027
170. Guetta D et al. *Astropart. Phys.* **20** 429 (2004); astro-ph/0302524
171. Alvarez-Muñiz J, Halzen F, Hooper D *Astrophys. J.* **604** L85 (2004); astro-ph/0310417
172. Wick S D, Dermer C D, Atoyan A *Astropart. Phys.* **21** 125 (2004); astro-ph/0310667
173. Sreekumar P et al. *Astropart. Phys.* **11** 221 (1999); astro-ph/9901277
174. Tavecchio F et al. *Astrophys. J.* **575** 137 (2002); astro-ph/0207157
175. Aharonian F et al. (HEGRA Collab.) *Astron. Astrophys.* **421** 529 (2004); astro-ph/0401301
176. Horan D et al. (VERITAS Collab.) *Astrophys. J.* **603** 51 (2004); astro-ph/0311397
177. Falcone A D et al. (VERITAS Collab.) *Astrophys. J.* **613** 710 (2004); astro-ph/0408365
178. Aharonian F et al. (H.E.S.S. Collab.) *Astron. Astrophys.* **441** 465 (2005); astro-ph/0507207
179. Stecker F W et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2697 (1991)
180. Stecker F W, Salamon M H *Space Sci. Rev.* **75** 341 (1996); astro-ph/9501064
181. Stecker F W *Phys. Rev. D* **72** 107301 (2005); astro-ph/0510537
182. Mannheim K *Astron. Astrophys.* **269** 67 (1993); astro-ph/9302006
183. Mannheim K *Astropart. Phys.* **3** 295 (1995)
184. Protheroe R J, in *Accretion Phenomena and Related Out Flows: IAU Colloq. 163* (Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser., Vol. 121, Eds D T Wickramasinghe, G V Bicknell, L Ferrario) (San Francisco, Calif.: Astron. Soc. of the Pacific, 1997) p. 585; astro-ph/9607165
185. Mücke A, Protheroe R J *Astropart. Phys.* **15** 121 (2001); astro-ph/0004052
186. Bednarek W, Burgio G F, Montaruli T *New Astron. Rev.* **49** 1 (2005); astro-ph/0404534
187. Waxman E, Loeb A *Phys. Rev. Lett.* **87** 071101 (2001); astro-ph/0102317
188. Aharonian F A et al. (HEGRA Collab.) *Astrophys. J.* **539** 317 (2000); astro-ph/0003182
189. Atkins R et al. (Milagro Collab.) *Astrophys. J.* **595** 803 (2003); astro-ph/0305308
190. Aharonian F et al. (HEGRA Collab.) *Astron. Astrophys.* **370** 112 (2001); astro-ph/0102391
191. Enomoto R et al. (CANGAROO-II Collab.) *Nature* **416** 823 (2002); astro-ph/0204422

192. Enomoto R et al. (CANGAROO-II Collab.) *Astrophys. J.* **591** L25 (2003); astro-ph/0304356
193. Alvarez-Muñiz J, Halzen F *Astrophys. J.* **576** L33 (2002); astro-ph/0205408
194. Zhang B et al. *Astrophys. J.* **595** 346 (2003); astro-ph/0210382
195. Anchordoqui L A et al. *Astrophys. J.* **589** 481 (2003); hep-ph/0211231
196. Levinson A, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **87** 171101 (2001); hep-ph/0106102
197. Distefano C et al. *Astrophys. J.* **575** 378 (2002); astro-ph/0202200
198. Itoh C et al. *Astron. Astrophys.* **402** 443 (2003); astro-ph/0304295
199. Romero G E, Torres D F *Astrophys. J.* **586** L33 (2003); astro-ph/0302149
200. Sigl G, Schramm D N, Bhattacharjee P *Astropart. Phys.* **2** 401 (1994); astro-ph/9403039
201. Brandenberger R et al. *Phys. Rev. D* **54** 6059 (1996); hep-ph/9605382
202. Martins C J A P, Shellard E P S *Phys. Lett. B* **445** 43 (1998); hep-ph/9806480
203. Berezhinsky V, Vilenkin A *Phys. Rev. D* **62** 083512 (2000); hep-ph/9908257
204. Chung D J H, Kolb E W, Riotto A *Phys. Rev. Lett.* **81** 4048 (1998); hep-ph/9805473
205. Chung D J H, Kolb E W, Riotto A *Phys. Rev. D* **59** 023501 (1999); hep-ph/9802238;
206. Chung D J H, Kolb E W, Riotto A *Phys. Rev. D* **60** 063504 (1999); hep-ph/9809453
207. Blasi P, Dick R, Kolb R W *Astropart. Phys.* **18** 57 (2002); astro-ph/0105232
208. Albuquerque I F M, Hui L, Kolb E W *Phys. Rev. D* **64** 083504 (2001); hep-ph/0009017
209. Hill C T *Nucl. Phys. B* **224** 469 (1983)
210. Birkel M, Sarkar S *Astropart. Phys.* **9** 297 (1998); hep-ph/9804285
211. Грибов В Н, Липатов Л Н *ЯФ* **15** 781 (1972)
212. Altarelli G, Parisi G *Nucl. Phys. B* **126** 298 (1977)
213. Докшицер Ю Л *ЖЭТФ* **73** 1216 (1977)
214. Berezhinsky V, Kachelrieß M, Vilenkin A *Phys. Rev. Lett.* **79** 4302 (1997); astro-ph/9708217
215. Barbot C et al. *Phys. Lett. B* **555** 22 (2003); hep-ph/0205230
216. Sigl G et al. *Phys. Rev. D* **59** 043504 (1999); hep-ph/9809242
217. Berezhinsky V, Kachelriess M *Phys. Rev. D* **63** 034007 (2001); hep-ph/0009053
218. Aloisio R, Berezhinsky V, Kachelriess M *Phys. Rev. D* **69** 094023 (2004); hep-ph/0307279
219. Gaisser T K *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1990)
220. Gaisser T K et al. *Phys. Rev. D* **54** 5578 (1996)
221. Gaisser T K, Honda M *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **52** 153 (2002); hep-ph/0203272
222. Barr G, Gaisser T K, Stanev T *Phys. Rev. D* **39** 3532 (1989)
223. Волкова Л В *ЯФ* **31** 1510 (1980)
224. Gelmini G, Gondolo P, Varieschi G *Phys. Rev. D* **61** 056011 (2000); hep-ph/9905377
225. Gelmini G, Gondolo P, Varieschi G *Phys. Rev. D* **63** 036006 (2001); hep-ph/0003307
226. Pasquali L, Reno M H, Sarcevic I *Astropart. Phys.* **9** 193 (1998); hep-ph/9710363
227. Pasquali L, Reno M H, Sarcevic I *Phys. Rev. D* **59** 034020 (1999); hep-ph/9806428
228. Martin A D, Ryskin M G, Stasto A M *Acta Phys. Polon. B* **34** 3273 (2003); hep-ph/0302140
229. Stasto A M *Int. J. Mod. Phys. A* **19** 317 (2004); astro-ph/0310636
230. Волкова Л В, Зацепин Г Т *ЯФ* **64** 313 (2001)
231. Beacom J F, Candia J J *Cosmol. Astropart. Phys.* (JCAP11) 009 (2004); hep-ph/0409046
232. Llewellyn Smith C H *Phys. Rep.* **3** 261 (1972)
233. Martin A D, Stirling W J, Roberts R G *Phys. Lett. B* **354** 155 (1995)
234. Martin A D et al. *Eur. Phys. J. C* **28** 455 (2003); hep-ph/0211080
235. Martin A D et al. *Eur. Phys. J. C* **35** 325 (2004); hep-ph/0308087
236. Martin A D et al. *Phys. Lett. B* **604** 61 (2004); hep-ph/0410230
237. Martin A D et al. *Eur. Phys. J. C* **39** 155 (2005); hep-ph/0411040
238. Lai H L et al. *Phys. Rev. D* **51** 4763 (1995); hep-ph/9410404
239. Lai H L et al. *Phys. Rev. D* **55** 1280 (1997); hep-ph/9606399
240. Lai H L et al. *Eur. Phys. J. C* **12** 375 (2000); hep-ph/9903282
241. Pumplin J et al. *J. High Energy Phys.* (JHEP07) 012 (2002); hep-ph/0201195
242. Stump D et al. *J. High Energy Phys.* (JHEP10) 046 (2003); hep-ph/0303013
243. Kretzer S et al. *Phys. Rev. D* **69** 114005 (2004); hep-ph/0307022
244. Fadin V S, Kuraev E A, Lipatov L N *Phys. Lett. B* **60** 50 (1975)
245. Балицкий Я Я, Липатов Л Н *ЯФ* **28** 1597 (1978)
246. Kretzer S, Reno M H *Phys. Rev. D* **66** 113007 (2002); hep-ph/0208187
247. Gribov L V, Levin E M, Ryskin M G *Phys. Rep.* **100** 1 (1983)
248. Jalilian-Marian J *Phys. Rev. D* **68** 054005 (2003); hep-ph/0301238
249. Balitsky I *Nucl. Phys. B* **463** 99 (1996); hep-ph/9509348
250. Kovchegov Yu V *Phys. Rev. D* **61** 074018 (2000); hep-ph/9905214
251. Kutak K, Stasto A M *Eur. Phys. J. C* **41** 343 (2005); hep-ph/0408117
252. Stasto A M *Acta Phys. Polon. B* **35** 3069 (2004); hep-ph/0412084
253. Golec-Biernat K, Wüsthoff M *Phys. Rev. D* **59** 014017 (1999); hep-ph/9807513
254. Golec-Biernat K, Wüsthoff M *Phys. Rev. D* **60** 114023 (1999); hep-ph/9903358
255. Iancu E, Itakura K, Munier S *Phys. Lett. B* **590** 199 (2004); hep-ph/0310338
256. Bartels J, Golec-Biernat K, Kowalski H *Phys. Rev. D* **66** 014001 (2002); hep-ph/0203258
257. Machado M V T *Phys. Rev. D* **70** 053008 (2004); hep-ph/0311281
258. Machado M V T *Phys. Rev. D* **71** 114009 (2005); hep-ph/0503058
259. Ringwald A *Phys. Lett. B* **555** 227 (2003); hep-ph/0212099
260. Khoze V V, Ringwald A *Phys. Lett. B* **259** 106 (1991)
261. Fodor Z et al. *Phys. Lett. B* **561** 191 (2003); hep-ph/0303080
262. Adloff C et al. (H1 Collab.) *Eur. Phys. J. C* **25** 495 (2002); hep-ex/0205078
263. Chekanov S et al. (ZEUS Collab.) *Eur. Phys. J. C* **34** 255 (2004); hep-ex/0312048
264. Рубаков В А, Шапошников М Е *УФН* **166** 493 (1996)
265. Bezrukov F et al. *Phys. Lett. B* **574** 75 (2003); hep-ph/0305300
266. Bezrukov F et al. *Phys. Rev. D* **68** 036005 (2003); hep-ph/0304180
267. Han T, Hooper D *Phys. Lett. B* **582** 21 (2004); hep-ph/0307120
268. Carena M et al. *Phys. Rev. D* **58** 095003 (1998); hep-ph/9804380
269. Doncheski M A, Robinett R W *Phys. Rev. D* **56** 7412 (1997); hep-ph/9707328
270. Bordes J et al. *Astropart. Phys.* **8** 135 (1998); astro-ph/9707031
271. Han T, Lykken J D, Zhang R-J *Phys. Rev. D* **59** 105006 (1999); hep-ph/9811350
272. Benakli K *Phys. Rev. D* **60** 104002 (1999); hep-ph/9809582
273. Klein O Z. *Phys.* **37** 895 (1926)
274. Witten E *Nucl. Phys. B* **471** 135 (1996); hep-th/9602070
275. Lykken J D *Phys. Rev. D* **54** R3693 (1996); hep-th/9603133
276. Antoniadis I, Dimopoulos S, Dvali G *Nucl. Phys. B* **516** 70 (1998); hep-ph/9710204
277. Dienes K R, Dudas E, Gherghetta T *Phys. Lett. B* **436** 55 (1998); hep-ph/9803466
278. Domokos G, Kovesi-Domokos S *Phys. Rev. Lett.* **82** 1366 (1999); hep-ph/9812260
279. Domokos G et al. *J. High Energy Phys.* (JHEP07) 017 (2001); hep-ph/0011156
280. Giudice G F, Rattazzi R, Wells J D *Nucl. Phys. B* **544** 3 (1999); hep-ph/9811291
281. Cullen S, Perelstein M, Peskin M E *Phys. Rev. D* **62** 055012 (2000); hep-ph/0001166
282. Nussinov S, Shrock R *Phys. Rev. D* **59** 105002 (1999); hep-ph/9811323
283. Nussinov S, Shrock R *Phys. Rev. D* **64** 047702 (2001); hep-ph/0103043
284. Jain A et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **17** 533 (2002); hep-ph/0011310
285. Tyler C, Olinto A V, Sigl G *Phys. Rev. D* **63** 055001 (2001); hep-ph/0002257
286. Alvarez-Muñiz J et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 021301 (2002); hep-ph/0107057
287. Anchordoqui L A et al. *Phys. Rev. D* **65** 124027 (2002); hep-ph/0112247
288. Antoniadis I et al. *Phys. Lett. B* **436** 257 (1998); hep-ph/9804398
289. Antoniadis I, Dimopoulos S, Giveon A *J. High Energy Phys.* (JHEP05) 055 (2001); hep-th/0103033
290. Veneziano G *Nuovo Cimento A* **57** 190 (1968)
291. Cornet F, Illana J I, Masip M *Phys. Rev. Lett.* **86** 4235 (2001); hep-ph/0102065
292. Friess J J, Han T, Hooper D *Phys. Lett. B* **547** 31 (2002); hep-ph/0204112
293. Anchordoqui L A, Goldberg H, Shapere A D *Phys. Rev. D* **66** 024033 (2002); hep-ph/0204228
294. Giddings S B, Thomas S *Phys. Rev. D* **65** 056010 (2002); hep-ph/0106219
295. Kanti P *Int. J. Mod. Phys. A* **19** 4899 (2004); hep-ph/0402168

296. Emparan R, Masip M, Rattazzi R *Phys. Rev. D* **65** 064023 (2002); hep-ph/0109287
297. Eardley D M, Giddings S B *Phys. Rev. D* **66** 044011 (2002); gr-qc/0201034
298. Yoshino H, Nambu Y *Phys. Rev. D* **67** 024009 (2003); gr-qc/0209003
299. Anchordoqui L A et al. *Phys. Lett. B* **594** 363 (2004); hep-ph/0311365
300. Cheung K, Chou C-H *Phys. Rev. D* **66** 036008 (2002); hep-ph/0205284
301. Cavaglia M *Int. J. Mod. Phys. A* **18** 1843 (2003); hep-ph/0210296
302. Lykken J, Nandi S *Phys. Lett. B* **485** 224 (2000); hep-ph/9908505
303. Anchordoqui L A, Feng J L, Goldberg H *Phys. Lett. B* **535** 302 (2002); hep-ph/0202124
304. Волкова Л В, Зацепин Г Т *Изв. АН СССР, сер. физ.* **38** 1060 (1974)
305. Березинский В С и др. *ЯФ* **43** 637 (1986)
306. Naumov V A, Perrone L *Astropart. Phys.* **10** 239 (1999); hep-ph/9804301
307. Iyer S, Reno M H, Sarcevic I *Phys. Rev. D* **61** 053003 (2000); hep-ph/9909393
308. Iyer Dutta S, Reno M H, Sarcevic I *Phys. Rev. D* **62** 123001 (2000); hep-ph/0005310
309. Iyer Dutta S et al. *Phys. Rev. D* **63** 094020 (2001); hep-ph/0012350
310. Jones J et al. *Phys. Rev. D* **69** 033004 (2004); hep-ph/0308042
311. Jones J et al. *Int. J. Mod. Phys. A* **20** 1204 (2005); hep-ph/0408060
312. Yoshida S, Ishibashi R, Miyamoto H *Phys. Rev. D* **69** 103004 (2004); astro-ph/0312078
313. Bugaev E et al. *Astropart. Phys.* **21** 491 (2004); hep-ph/0312295
314. Beacom J F, Crotty P, Kolb E W *Phys. Rev. D* **66** 021302 (2002); astro-ph/0111482
315. Halzen F, Saltzberg D *Phys. Rev. Lett.* **81** 4305 (1998); hep-ph/9804354
316. Iyer Dutta S, Reno M H, Sarcevic I *Phys. Rev. D* **66** 077302 (2002); hep-ph/0207344
317. Athar H, Parente G, Zas E *Phys. Rev. D* **62** 093010 (2000); hep-ph/0006123
318. Iyer Dutta S, Huang Y, Reno M H *Phys. Rev. D* **72** 013005 (2005); hep-ph/0504208
319. Aynutdinov V et al. (BAIKAL Collab.) *Astropart. Phys.* **25** 140 (2006); astro-ph/0508675
320. Aguilar J A et al. (The ANTARES Collab.) *Astropart. Phys.* **23** 131 (2005); astro-ph/0412126
321. The IceCube Collab. "The IceCube Collaboration: Contributions to the 29th Intern. Cosmic Ray Conf. (ICRC 2005), Pune, India, Aug. 2005, astro-ph/0509330
322. Learned J G, Pakvasa S *Astropart. Phys.* **3** 267 (1995); hep-ph/9405296
323. Berezhinsky V S, Smirnov A Yu *Astrophys. Space Sci.* **32** 461 (1975)
324. Fargion D *Astrophys. J.* **570** 909 (2002); astro-ph/0002453
325. Feng J L et al. *Phys. Rev. Lett.* **88** 161102 (2002); hep-ph/0105067
326. Fargion D et al. *Astrophys. J.* **613** 1285 (2004); hep-ph/0305128
327. Aramo C et al. *Astropart. Phys.* **23** 65 (2005); astro-ph/0407638
328. Fargion D et al. *Nucl. Phys. B: Proc. Suppl.* **136** 119 (2004); astro-ph/0409460
329. Cao Z et al. *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **31** 571 (2005); astro-ph/0411677
330. Iyer Dutta S, Reno M H, Sarcevic I *Phys. Rev. D* **64** 113015 (2001); hep-ph/0104275
331. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **41** 616 (1961)
332. Аскарьян Г А *ЖЭТФ* **48** 988 (1965)
333. Zas E, Halzen F, Stanev T *Phys. Rev. D* **45** 362 (1992)
334. Alvarez-Muñiz J, Vázquez R A, Zas E *Phys. Rev. D* **61** 023001 (2000); astro-ph/9901278
335. Alvarez-Muñiz J, Vázquez R A, Zas E *Phys. Rev. D* **62** 063001 (2000); astro-ph/0003315
336. Saltzberg D et al. *Phys. Rev. Lett.* **86** 2802 (2001); hep-ex/0011001
337. Gorham P W et al. *Phys. Rev. D* **72** 023002 (2005); astro-ph/0412128
338. Scholten O et al. *Astropart. Phys.* (submitted); astro-ph/0508580
339. Anchordoqui L A et al. *Phys. Rev. D* **66** 103002 (2002); hep-ph/0207139
340. Anchordoqui L A et al. *J. Cosmol. Astropart. Phys.* (JCAP06) 013 (2005); hep-ph/0410136
341. Kusenko A, Weiler T J *Phys. Rev. Lett.* **88** 161101 (2002); hep-ph/0106071
342. Hooper D *Phys. Rev. D* **65** 097303 (2002); hep-ph/0203239
343. Anchordoqui L A et al. *Phys. Rev. D* **68** 104025 (2003); hep-ph/0307228
344. Ahn E-J, Cavaglia M, Olinto A V *Phys. Lett. B* **551** 1 (2003); hep-th/0201042
345. Ahn E-J et al. *Phys. Rev. D* **68** 043004 (2003); hep-ph/0306008
346. Illana J I, Masip M, Meloni D *Phys. Rev. Lett.* **93** 151102 (2004); hep-ph/0402279
347. Hussain S, McKay D W *Phys. Lett. B* **634** 130 (2006); hep-ph/0510083
348. Jain P et al. *Phys. Rev. D* **66** 065018 (2002); hep-ph/0205052
349. Hussain S, McKay D W *Phys. Rev. D* **69** 085004 (2004); hep-ph/0310091
350. Saltzberg D, in *Proc. of Nobel Symp. 129 (Neutrino Physics) Phys. Scripta* **T121** 119 (2005); astro-ph/0501364
351. Barwick S W et al. (ANITA Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **96** 171101 (2006); astro-ph/0512265
352. Ringwald A, in *Acoustic and Radio EeV Neutrino Detection Activities, DESY, Zeuthen, Germany, 17–19 May 2005* (Eds R Nahnauer, S Böser) (Singapore: World Scientific, 2006) p. 12; hep-ph/0510341

Ultrahigh-energy neutrinos from astrophysical sources and superheavy particle decays

V.A. Ryabov

*P.N. Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences,
Leninskii prosp. 53, 117924 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 135-24 52. Fax (7-495) 135-87 18
E-mail: ryabov@x4u.lebedev.ru; ryabov@fnal.gov*

Problems in the fields of neutrino astronomy and ultrahigh-energy astrophysics are reviewed. Neutrino fluxes produced in various astrophysical sources (*bottom-up* acceleration scenarios) and resulting from the decay of superheavy particles (*top-down* scenarios) are considered. Neutrino oscillation processes and the absorption and regeneration of neutrinos inside the Earth are analyzed, and some other factors affecting the intensity and flavor composition of astrophysical neutrino fluxes are discussed. Details of ultrahigh-energy neutrino interactions are discussed within the Standard Model as well as using non-standard scenarios predicting an anomalous increase in the inelastic neutrino-nucleon cross-section. Ultrahigh-energy neutrino detection techniques currently in use in new-generation neutrino telescopes and cosmic ray detectors are also discussed.

PACS numbers: 12.60.−i, 13.15.+g, 95.55.Vj, 95.85.Ry, 96.50.S−

Bibliography — 352 references

Received 25 January 2006, revised 30 March 2006

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **176** (9) 931–963 (2006)

Physics—Uspekhi **49** (9) (2006)