

К 50-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РАН

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

## Ограничения на модели происхождения астрофизических нейтрино высоких энергий

С.В. Троицкий

*Существование астрофизических нейтрино с энергиями в десятки ТэВ и выше надёжно установлено экспериментом IceCube; получены первые подтверждения этого открытия на установках ANTARES и Baikal-GVD. Однако результаты наблюдений не вполне согласуются с тем, что ожидалось до начала этих экспериментов. Происхождение таких нейтрино на сегодняшний день окончательно не установлено, а простые теоретические модели, популярные на протяжении десятилетий, не могут объяснить всей совокупности наблюдательных данных. Приводится сводка экспериментальных результатов с акцентом на те из них, которые оказались наиболее существенными для ограничения теоретических моделей, обсуждаются особенности различных сценариев происхождения нейтрино высоких энергий и кратко перечисляются конкретные классы их потенциальных астрофизических источников. Показано, что наблюдательные данные находят своё объяснение, если поток астрофизических нейтрино включает вклад внегалактических источников, доминирующих при наиболее высоких энергиях, и галактическую составляющую, существенную только при энергиях нейтрино  $\lesssim 100$  ТэВ. Обсуждаются и другие возможные сценарии.*

**Ключевые слова:** нейтрино, мультимессенджерная астрофизика, астрономия высоких энергий

PACS numbers: 95.30.Cq, 95.55.Vj, 98.70.Vc

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039062>

### Содержание

#### 1. Введение (1333).

- 1.1. Астрофизические нейтрино высоких энергий: постановка задачи.
- 1.2. Регистрация нейтрино высоких энергий.
- 1.3. Прошлые, настоящие и будущие эксперименты.

#### 2. Основные экспериментальные результаты (1337).

- 2.1. Внеземное происхождение нейтрино.
- 2.2. Спектр и ароматовый состав.
- 2.3. Направления прихода.

#### 3. Общие ограничения на модели происхождения нейтрино (1349).

- 3.1. Пи-мезонный механизм и мультимессенджерный подход.
- 3.2. Усреднённые ограничения на популяции источников.
- 3.3. Выводы об общих ограничениях.

#### 4. Потенциальные классы источников (1354).

- 4.1. Модели внегалактических источников.
- 4.2. Модели галактической компоненты потока.

#### 5. Заключение (1357).

#### Список литературы (1357).

### 1. Введение

#### 1.1. Астрофизические нейтрино высоких энергий: постановка задачи

Современная астрофизика уверенно вышла за рамки так называемого фотонного канала — изучения источников на основе приходящего от них электромагнитного излучения различных диапазонов. Были зарегистрированы первые внеземные источники нейтрино (Солнце и сверхновая 1987A), а затем и гравитационных волн. Проводится интенсивное изучение внеземных заряженных частиц — космического излучения. Вместе с развитием электромагнитной астрономии, в том числе наиболее высоких энергий, при которых телескопы регистрируют индивидуальные фотоны, это дало начало так называемой мультимессенджерной астрофизике, использующей разные носители: фотоны, нейтрино, заряженные частицы и гравитационные волны — для получения информации об устройстве астрофизических объектов и о проходящих в них физических процессах. Здесь мы остановимся на одном из каналов мультимессенджерной астрономии — регистрации нейтрино высоких энергий — и связанных с ним наблюдениях в других каналах.

Благодаря уникальному месту нейтрино среди элементарных частиц (стабильная частица, испытывающая лишь слабое взаимодействие) основной задачей нейтринной астрономии в XX веке считалось изучение источников, непрозрачных для электромагнитного излучения. Так, открытие солнечных нейтрино экспериментально доказало, что источником энергии Солнца служат термо-

С.В. Троицкий. Институт ядерных исследований РАН, просп. 60-летия Октября 7а, 117312 Москва, Российская Федерация  
E-mail: st@ms2.inr.ac.ru

Статья поступила 2 июля 2021 г.,  
после доработки 7 сентября 2021 г.

ядерные реакции, протекающие в его недоступной другим наблюдениям центральной области, а регистрация нейтрино от сверхновой 1987А позволила проверить представления о физических процессах, проходящих в недрах массивной звезды при гравитационном коллапсе её ядра. И в том и в другом случае нейтрино рождаются в ядерных процессах и имеют энергию, соответствующую характерным ядерным масштабам (от долей до десятков МэВ). Протекающие в существенно непрозрачных областях, эти процессы "подогревают" источник и в конечном итоге оказываются связанными с тепловым электромагнитным излучением, например, солнечным.

В то же время значительная часть фотонного излучения во Вселенной связана с нетепловыми процессами и определяется взаимодействием релятивистских частиц с окружающими полями, веществом и излучением. Как правило, такое нетепловое излучение относительно низких энергий — от радио до ультрафиолетового, иногда рентгеновского диапазона — хорошо объясняется синхротронным излучением релятивистских электронов. При более высоких энергиях ситуация становится менее однозначной: наряду с синхротронным излучением электронов существенным может оказаться обратное комптоновское излучение, протонный синхротрон или рождение фотонов во взаимодействиях элементарных частиц. Поскольку единственным способом рождения астрофизических нейтрино с энергиями  $\gtrsim 10$  ГэВ, не привлекающим нестандартную физику или астрофизику, является взаимодействие высоконергичных протонов (см. раздел 3.1), роль нейтрино в астрономии при переходе к высоким энергиям изменяется: вместо носителей информации о процессах в непрозрачных средах они становятся маркерами взаимодействий релятивистских адронов, для ускорения которых до высоких энергий среда не должна быть слишком плотной.

Переход от нейтрино, рождающихся в ядерных процессах, к нейтрино, связанным со взаимодействиями высоконергичных элементарных частиц, является определяющим при выделении нейтринной астрофизики высоких энергий в отдельное направление, которому и посвящён настоящий обзор. Отметим, что одна, даже большая, статья не может полностью осветить все аспекты этой бурно развивающейся области, поэтому и данный обзор не претендует на полноту. Мы сконцентрируемся на астрофизических моделях происхождения нейтрино с энергиями в диапазоне  $10^{11} - 10^{16}$  эВ и потому остановимся лишь на наиболее существенных для их изучения экспериментальных результатах. За пределами рассмотрения окажутся, в частности, нейтрино сверхвысоких энергий, интересные подробности экспериментальной работы по детектированию нейтрино и разнообразные результаты, так или иначе связанные с изучением свойств элементарных частиц. Даже в этих рамках обзор литературы безусловно будет неполным, за что автор заранее просит прощения. Читателю можно порекомендовать книги и обзоры [1–6] и другие, затрагивающие самые разные аспекты нейтринной астрономии высоких энергий.

## 1.2. Регистрация нейтрино высоких энергий

### 1.2.1. Взаимодействия нейтрино в воде.

Экспериментальные данные, которые обсуждаются в этой статье, получены с использованием нейтринных телескопов, регистрирующих черенковское излучение заряженных частиц

— продуктов взаимодействия нейтрино — в больших объемах воды (в твёрдом или жидким состоянии). Взаимодействия нейтрино с кварками и нуклонами атомных ядер мишени могут идти с обменом W-бозоном (заряженный ток, СС),

$$\text{СС: } \nu_l + q \rightarrow l + X, \quad (1)$$

где  $\nu_l$  и  $l$  — нейтрино и заряженный лептон одного аромата,  $l = e, \mu, \tau$ , а через  $X$  обозначены остальные, адронные продукты реакции. Другой канал взаимодействия — обмен Z-бозоном (нейтральный ток, NC),

$$\text{NC: } \nu_l + q \rightarrow \nu_l + X. \quad (2)$$

Аналогичные реакции возможны и для антинейтрино.

Вероятность взаимодействия нейтрино с электронами мишени невелика, за исключением случая так называемого резонанса Глэшоу [7, 8] — прямого рождения W-бозона,

$$\bar{\nu}_e + e \rightarrow W \rightarrow \dots, \quad (3)$$

где "... обозначен хорошо изученный набор продуктов распада W-бозона, которые могут включать как адроны, так и лептоны. Этот процесс идёт только для антинейтрино, ибо позитроны в мишени отсутствуют. Резонанс происходит при энергии  $E_{\bar{\nu}_e} = m_W^2 / (2m_e)$ , где  $m_W$  и  $m_e$  — массы W-бозона и электрона.

Наблюдаемый в детекторе результат взаимодействий зависит не только от типа реакции (1)–(3), но и от аромата исходного нейтрино. Реакция СС с участием  $\nu_\mu$  ( $\bar{\nu}_\mu$ ) приводит к рождению релятивистского мюона, длина пробега которого до распада при интересующих нас энергиях, как правило, превышает размер детектора. Черенковское излучение этого единичного мюона фиксируется как узкий трек, пересекающий детектор. Отметим, что широко распространённое представление о том, что такие трековые события связаны только с  $\nu_\mu$ , не вполне верно: сюда же попадают мюоны от распада  $\tau$ -лептонов, родившихся в СС-взаимодействиях  $\nu_\tau$ , или от распада  $W \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$  в случае резонанса Глэшоу, а также высоконергичные  $\tau$ -лептоны, не успевающие распасться в детекторе (в общей сложности  $\sim 10\%$  треков [9]).

События СС с участием  $\nu_e$  или  $\bar{\nu}_e$  приводят к формированию в детекторе двух ливневых многочастичных процессов, накладывающихся друг на друга и формирующих общий каскад. Один из ливней начинается с тормозного излучения электрона, радиационная длина которого в воде всего около 36 см, а другой связан с адронными продуктами  $X$ . Отметим, что продольное развитие каскада происходит на протяжении длины, на три порядка меньшей, чем длина мюонного трека (см., например, оценки в [3]).

Реакция СС, вызванная  $\nu_\tau$  или  $\bar{\nu}_\tau$ , выглядит в детекторе по-разному в зависимости от энергии нейтрино. Распадная длина  $\tau$ -лептона с энергией  $E_\tau$  составляет  $\sim 50$  м  $\times (E_\tau / \text{ПэВ})$ , поэтому при ПэВ-ных энергиях такое событие наблюдается как двойной каскад [10]: в точке взаимодействия регистрируется ливень от адронов  $X$ , а в точке распада — от продуктов распада  $\tau$ , также преимущественно адронных. Разделить ливни можно как пространственно, так и по времени между двумя вспышками [11]. При энергиях  $\lesssim 1$  ПэВ такое взаимодействие выглядит как обычный каскад.

**Таблица 1.** Сравнение водных и ледовых детекторов. Большая длина соответствует лучшим оптическим качествам

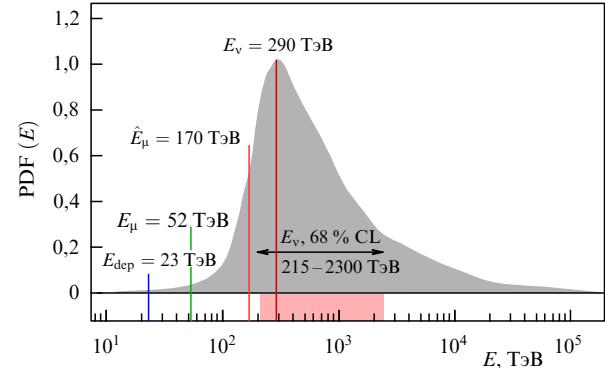
	Вода озера Байкал	Солёная вода	Лёд
Длина поглощения, м	~ 20	~ 50	~ 100
Длина рассеяния, м	~ 200	~ 200	20–40
Проблемы	Меньшая доступная глубина, биolumинесценция, хемилюминесценция	Радиоактивность растворённых солей, биolumинесценция, хемилюминесценция	Вкрапления пыли, газовые гидраты

Наконец, при NC-взаимодействии нейтрино и антинейтрино всех типов регистрируется только адронный каскад, поскольку оставшееся в конечном состоянии нейтрино покидает детектор незамеченным.

**1.2.2. Особенности наблюдения трековых и каскадных событий.** События, интерпретируемые как резонанс Глэшоу или двойной каскад, связаны с наиболее высокими энергиями нейтрино и весьма редки [12, 13], так что основная масса астрофизически интересной информации связана с треками и каскадами. На практике регистрация черенковского излучения производится трёхмерной решёткой оптических модулей с фотоприёмниками, просматривающими большой объём мишени. С целью уменьшения фона от мюонов широких атмосферных ливней (см. далее в этом разделе) установка погружается в толщу воды (льда) на глубину не менее километра. Фотоприёмники регистрируют количество черенковского света и, с высокой точностью, момент вспышки. Последнее важно потому, что временнбое развитие сигнала позволяет определить направление и скорость движения мюона или развития каскада. Иллюстрации с изображениями модельных и реальных зарегистрированных событий можно найти в цитированных выше обзорах, научно-популярной литературе (см., например, [14]) и средствах массовой информации.

Каскад развивается практически изотропно в системе центра масс исходных частиц, поэтому в лабораторной системе отсчёта он выглядит как протяжённое "облачко". Направление прихода нейтрино определяется в этом случае значительно хуже, чем для длинного линейного мюонного трека (см. примеры ниже). Напротив, в части определения энергии каскады незаменимы: если каскад начинается в рабочем объёме детектора (так называемые starting events), то почти вся энергия исходного нейтрино высвечивается в виде черенковского излучения и собирается фотоприёмниками.

Для трековых событий возможности определения энергии исходного нейтрино заметно скромнее. Мюонный трек обычно выходит за пределы установки, поэтому суммарное зарегистрированное энерговыделение в детекторе,  $E_{\text{dep}}$ , даёт лишь ограничение снизу на энергию мюона  $E_\mu$  на входе в детектор, которая оценивается с использованием временного развития сигнала. Поскольку неизвестно, сколько энергии потерял мюон до входа в детектор, а также какая часть энергии исходного нейтрино перешла мюону, это измерение позволяет оценить энергию мюона при рождении  $\hat{E}_\mu$  и энергию исходного нейтрино  $E_\nu$  лишь статистически. Снизу  $E_\nu$  ограничивается неплохо, однако широкое негауссово распределение возможных значений  $E_\nu$ , соответствующих данному наблюдению мюона, в сторону больших  $E_\nu$  простирается на порядки величины (рис. 1). Дополнительно следует помнить, что это статистическое распределение, как и наиболее вероятная оценка

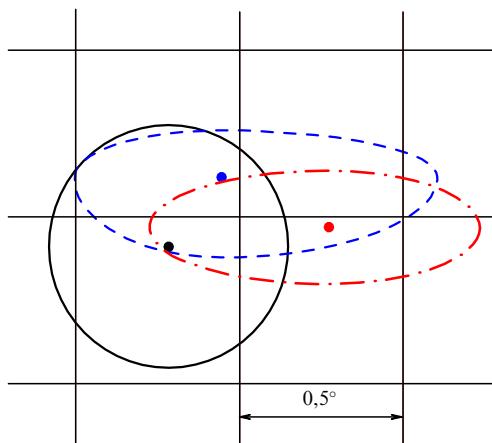


**Рис. 1.** Иллюстрация неопределённости оценки энергии трекового события на примере одного из наиболее известных нейтрино, зарегистрированных IceCube (IC170922A, совпавшего со вспышкой блазара TXS 0506 + 056, см. раздел 2.3.4). По горизонтали отложены: высвеченная в детекторе энергия  $E_{\text{dep}} = 23,7 \pm 2,8$  ТэВ, реконструированная энергия мюона на входе в детектор  $E_\mu = 52^{+11}_{-9}$  ТэВ, оценка энергии мюона при рождении  $\hat{E}_\mu \simeq 170$  ТэВ, наиболее вероятная энергия нейтрино  $E_\nu \simeq 290$  ТэВ. Затенённый график показывает плотность распределения вероятности (PDF) значений  $E_\nu$ ; показана также область неопределённости значений  $E_\nu$  (68 % CL) от 215 до 2300 ТэВ. Предполагается степенной спектр астрофизических нейтрино с показателем 2,13. Построено по данным из [15].

$E_\nu$ , зависит от предположения о спектре астрофизических нейтрино.

**1.2.3. Направления прихода. Вода и лёд.** С точки зрения физики частиц взаимодействия нейтрино в жидкой воде и во льду, разумеется, идентичны, однако с точки зрения регистрации черенковского излучения и реконструкции событий свойства этих сред различаются довольно сильно.

В таблице 1 приведены характерные величины длины поглощения и рассеяния света на длине волн максимального черенковского излучения для типичных экспериментальных условий в разных средах (подробнее см. [5, 16]). В реальных условиях эти величины сильно зависят от конкретного месторасположения, прежде всего от глубины, меняясь даже в пределах одной установки. Тем не менее приведённые усреднённые оценки показывают, что инструменты, использующие жидкую воду и лёд, дополняют друг друга. С точки зрения идентификации событий и измерения их энергий более удобен лёд — в нём меньше засветка от естественных источников (био- и хемилюминесценция и радиоактивность), а слабое поглощение позволяет собирать больше света от каждого события, снижая порог регистрации и увеличивая точность определения энергии. Напротив, для астрофизической задачи идентификации источников нейтрино большое значение имеет точность нахождения направления прихода — как статистический разброс, так и систематические ошибки. Статистические ошибки в

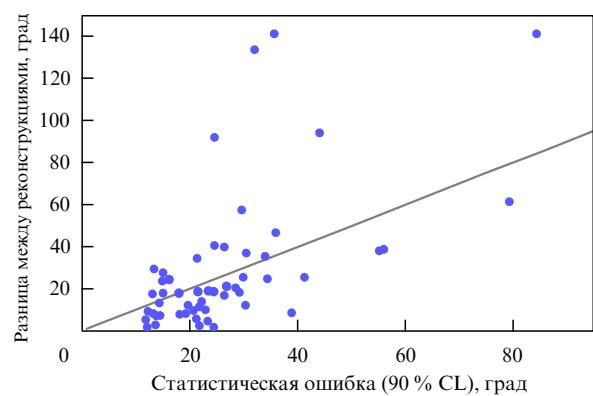


**Рис. 2.** Иллюстрация статистических и систематических неопределённостей в направлениях прихода трековых событий. Показаны направления прихода и их области статистических ошибок (90 % CL) для одного и того же события с энергией  $\sim 4450$  ТэВ по данным статьи [17] (штрихпунктирная линия), каталога алертных событий [18] (штриховая линия) и публичного каталога IceCube за 10 лет работы [19, 20] (сплошная линия). Разница между реконструкциями даёт оценку систематической неопределенности. CL — Confidence Level, уровень достоверности.

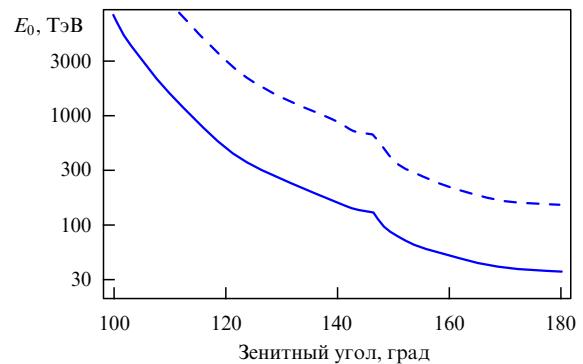
значительной степени определяются длиной рассеяния, так что в водных экспериментах они примерно в пять раз меньше, чем в ледовых; это справедливо как для каскадов, так и для треков. В случае каскадных событий это улучшение (от  $15^\circ - 20^\circ$  до  $3^\circ - 4^\circ$ ) является критичным.

Другой важной составляющей точности реконструкции направлений прихода нейтрино являются систематические неопределённости. Они складываются в первую очередь из точности позиционирования детектора как целого и из несовершенства реконструкции событий, связанного в том числе с недостаточно хорошим знанием свойств среды. Поскольку неоднородности, пузырьки и вкрапления в воде перемешиваются, всплывают или оседают, рабочий объём водного детектора гораздо более однороден и лучше контролируем, чем ледового. Если точность абсолютного позиционирования удаётся оценить на основе наблюдения тени Луны, то вторая составляющая систематических неопределённостей оценивается гораздо тяжелее. Некоторое представление о её величине даёт сравнение направлений прихода одних и тех же событий, реконструированных с помощью разных алгоритмов и разных моделей льда (рис. 2, 3), где также продемонстрированы некоторые типичные статистические ошибки определения направления прихода нейтрино.

**1.2.4. Прохождение нейтрино через Землю.** Сечения взаимодействия нейтрино увеличиваются с энергией, и при интересующих нас высоких энергиях Земля перестаёт быть для нейтрино полностью прозрачной. Для разных направлений прихода нейтрино проходит разный путь через Землю, однако зависимость вероятности взаимодействия не просто геометрическая из-за наличия у Земли очень плотного ядра с резкой границей. Более детально этот вопрос обсуждается в [1, 3], здесь приведём лишь построенный по данным из этих работ рис. 4, на котором показана характерная энергия нейтрино, начиная с которой взаимодействие с Землёй существенно, как функ-



**Рис. 3.** Иллюстрация статистических и систематических неопределённостей в направлениях прихода каскадных событий. По горизонтали отложена величина статистической ошибки (90 % CL) направления прихода HESE каскадов из [21–23], по вертикали — разница между направлениями прихода этих событий в исходной [21–23] и в новой [24] реконструкциях. CL — Confidence Level, уровень достоверности.



**Рис. 4.** Критическая энергия  $E_0$ , для которой оптическая толщина электронного нейтрино относительно взаимодействия с веществом Земли равна 1 (сплошная линия) или 2,3 (штриховая линия) — взаимодействует 90 % нейтрино) как функция зенитного угла. При энергиях  $\geq E_0$  Земля постепенно становится непрозрачной для нейтрино, приходящих с данного направления.

ции зенитного угла. Отметим, что часть взаимодействий являются упругими, после которых нейтрино продолжает движение с меньшей энергией, так что общее подавление потока зависит и от спектра налетающих частиц, а не только от зенитного угла.

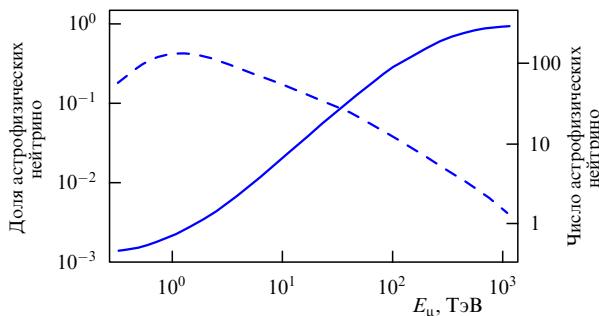
**1.2.5. Атмосферные и астрофизические нейтрино.** Основным фоном для регистрации астрофизических нейтрино являются мюоны и нейтрино от взаимодействий космических лучей с атмосферой Земли. За исключением наиболее высоких энергий, этот фон доминирует над сигналом; например, на рис. 5 приведена оценка доли астрофизических событий в наборе мюонных треков IceCube как функция энергии мюона  $E_\mu$ . Несмотря на столь скромное отношение сигнала к фону, существуют способы выделить астрофизическую компоненту в анализе.

Для энергий порядка ГэВ процесс рождения атмосферных нейтрино во взаимодействиях космических лучей с адронами атмосферы вполне напоминает механизм происхождения астрофизических нейтрино в pp-взаимодействиях (см. далее раздел 3.1): рождаются и затем распадаются  $\pi^\pm$ -мезоны, а затем распадаются родив-

**Таблица 2.** Основные эксперименты в нейтринной астрофизике высоких энергий. Указаны годы получения физических результатов, в том числе в неполной конфигурации

Название	Расположение	Объём, км <sup>3</sup>	Годы	Примечание
HT-36 HT-200 HT-200+	Оз. Байкал	$10^{-4}$ (*)	1993–2015	Первая регистрация мюонных треков от атмосферных нейтрино
AMANDA	Южный полюс	0,015	1996–2008	Спектр атмосферных нейтрино до $\sim 100$ ТэВ и ограничения на астрофизические модели
ANTARES	Средиземное море	0,025 (*)	2006–...	
IceCube	Южный полюс	1,0	2006–...	Наблюдение астрофизических нейтрино. Наибольшая статистика (2021)
Baikal-GVD	Оз. Байкал	0,4 (2021 г.) (*) $\geq 1$ (план)	2016–...	Набор данных в процессе разворачивания
KM3NeT	Средиземное море	$\sim 1$ (*) (план)	2019–...	
IceCube-Gen2	Южный полюс	$\sim 10$ (план)	Проект	
P-ONE	Тихий океан, Канада	$\sim 3$ (*) (план)	Проект	

(\*) Приведён объём, заполненный регистрирующим оборудованием; водные детекторы могут использовать для регистрации каскадов высоких энергий объём, значительно превышающий эти значения.



**Рис. 5.** Ожидаемая доля астрофизических нейтрино в общем числе мюонных треков как функция энергии  $E_\mu$  (левая шкала, сплошная линия) и ожидаемое полное число астрофизических нейтрино с данной энергией (на бин 0,1dex по  $E_\mu$ , правая шкала, штриховая линия) в наборе из  $\sim 650000$  событий IceCube. Построено по данным из работы [25] (модель для 10 лет наблюдений). Бин 0,1dex — бин, в котором десятичный логарифм энергии изменяется на 0,1.

шился на этом первом этапе  $\mu^\pm$ . Полученный спектр нейтрино отражает спектр космических лучей,  $E^{-2.7}$ , а соотношение ароматов  $v_e:v_\mu:v_\tau$  составляет 1:2:0. Ситуация меняется для энергий мюонов  $\hat{E}_\mu \gtrsim 10$  ГэВ, когда мюоны начинают долетать до поверхности Земли, не распавшись. В результате существенно меняется ароматовый состав, так что соотношение  $v_e:v_\mu$  становится  $\sim 1:30$  (электронные нейтрино рождаются в некоторых распадах К-мезонов;  $v_\tau$  по-прежнему взяться практически неоткуда). Помимо этого, при энергиях  $\pi$ -мезонов  $E_\pi \gtrsim 100$  ГэВ последние также не успевают распасться, так как быстрее испытывают взаимодействие с адронами атмосферы; начинают развиваться атмосферные ливни. Поскольку вероятность распада уменьшается с энергией как  $1/E_\pi$  (лоренцева кинематика), а вероятность взаимодействия слабо зависит от энергии, в интересующей нас области энергий спектр атмосферных нейтрино от распадов  $\pi$ - и К-мезонов  $\sim E^{-3.7}$  (про вклад очарованных адронов см. раздел 2.2).

Распределение атмосферных нейтрино по зенитным углам сильно пикует для горизонтальных направлений, поскольку в этом случае путь мюона в атмосфере боль-

ше, а значит, и больше вероятность его распада. В реальных анализах при высоких энергиях эта зависимость дополнительно усиливается применением для приходящих сверху событий мюонного вето (выбрасываются события с одновременным сигналом от других мюонов из того же ливня), а для  $E_\nu \gtrsim 50$  ТэВ для приходящих снизу событий начинает быть заметной непрозрачность Земли для нейтрино. Именно сочетание очень мягкого спектра  $E^{-3.7}$  и описанной зависимости от зенитного угла лежит в основе статистического выделения астрофизического сигнала на фоне атмосферных нейтрино (см. далее раздел 2.1).

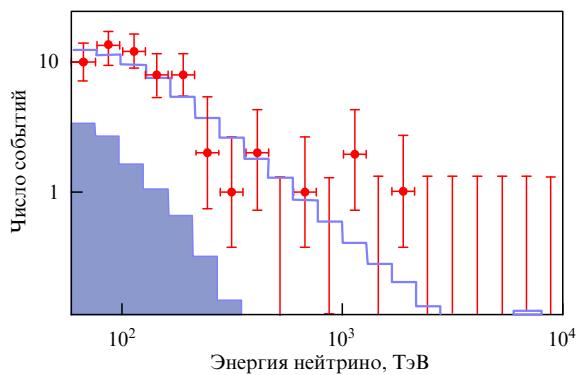
### 1.3. Прошлые, настоящие и будущие эксперименты

Идея подводного детектирования нейтрино высоких энергий была впервые предложена М.А. Марковым и И.М. Железных [26] (см. также [27]). В задачи настоящего обзора не входит ни подробное обсуждение истории нейтринной астрономии, ни детальное техническое описание работающих инструментов (см. [2, 4, 5] и ссылки там). Краткая информация о прошлых, действующих и создающихся детекторах, которая может оказаться полезной при чтении остальных разделов обзора, приведена в табл. 2.

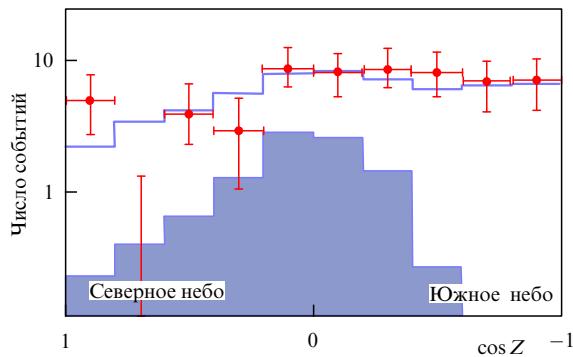
## 2. Основные экспериментальные результаты

### 2.1. Внеземное происхождение нейтрино

Как уже отмечалось, мы обсуждаем нейтрино с энергиями существенно выше ядерных масштабов. Земные источники таких нейтрино отсутствуют (за исключением узких пучков нейтрино ускорительного происхождения, не попадающих в экспериментальные установки кубо-километрового масштаба). Астрофизический сигнал в детекторах следует отделить от атмосферных нейтрино, рождающихся в результате взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли, и фоновых событий, вызванных мюонами от тех же взаимодействий. Изучая отдельно взятое нейтринное событие, нельзя однозначно ска-



**Рис. 6.** Распределение каскадных событий IceCube, начинающихся в детекторе, по оставленной в детекторе энергии ( $E > 60$  ТэВ). Красные точки с ошибками — данные, затенённая область — стандартный атмосферный фон, сплошная линия — фит суммы фона и астрофизической компоненты. Построено по данным из работы [24].



**Рис. 7.** Распределение каскадных событий IceCube ( $E > 60$  ТэВ), начинающихся в детекторе, по зенитному углу  $Z$ . Красные точки с ошибками — данные, затенённая область — стандартный атмосферный фон, сплошная линия — фит суммы фона и астрофизической компоненты. Построено по данным из работы [24].

зать, имело оно атмосферное или астрофизическое происхождение, однако, анализируя совокупность данных, удаётся выделить астрофизическую составляющую потока на фоне атмосферной. Для этого используются распределения событий по энергии (при высоких энергиях жёсткие астрофизические спектры становятся заметнее по сравнению с мягкими атмосферными, рис. 6) и по зенитному углу (рис. 7). В то время как астрофизические нейтрино приходят достаточно изотропно (лишь при наиболее высоких энергиях Земля становится для них непрозрачной), распределение атмосферных нейтрино по зенитным углам пикует для горизонтальных направлений. Сами атмосферные мюоны могут быть отфильтрованы системой одновременного срабатывания, установленной на поверхности, или — для направлений снизу — просто толщей Земли.

Впервые о регистрации нейтрино астрофизического происхождения коллаборация IceCube объявила в 2013 г. на основе наблюдения двух событий с начавшимся в детекторе каскадом и реконструированными энергиями выше 1 ПэВ, для которых атмосферный фон просто пре-небрежимо мал. В настоящее время проводится множество различных анализов, основанных на наборах данных IceCube с различными критериями отбора, и во всех них статистически значимо установлено наличие астрофизической составляющей потока нейтрино на основе

совокупности множества факторов. Для наиболее энергичных индивидуальных событий определяется вероятность того, что они имеют астрофизическое происхождение (отметим, что в среднем по используемым в анализах IceCube выборкам, даже отобранным по самым строгим критериям, она не превышает ~ 60 %).

Важным шагом в развитии нейтринной астрофизики следует считать независимое подтверждение наличия астрофизических нейтрино другими экспериментами. Такой результат, хотя и с низкой статистической достоверностью, был представлен в 2019 г. коллегацией ANTARES [28]. Количество событий с энергиями выше 100 ТэВ, зарегистрированных на установке Baikal-GVD в ходе работы в неполной конфигурации, также согласуется [29] с наличием астрофизического потока нейтрино с параметрами, измеренными IceCube. Ожидаемая с нетерпением более точная количественная проверка результатов IceCube станет возможной через несколько лет работы Baikal-GVD.

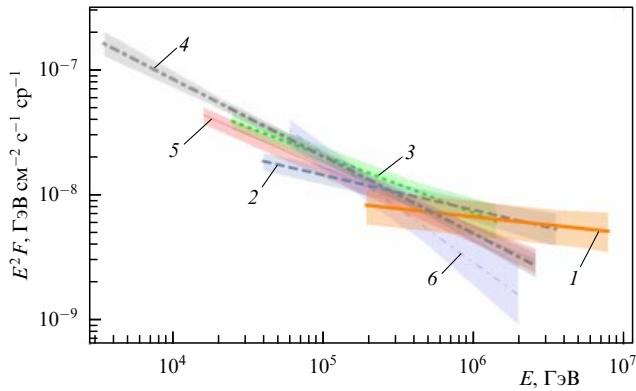
## 2.2. Спектр и ароматовый состав

Детальные измерения спектра астрофизических нейтрино, подобные проводимым для космических лучей, пока затруднительны из-за статистических и систематических неопределённостей. Энергия индивидуальных трековых событий оценивается с такой низкой точностью, что не допускает осмысленного бинирования спектра, а количество надёжно исследованных каскадных событий невелико. Вдобавок оценка астрофизического потока ( $F$ ) всегда основана на вычитании атмосферного фона, который тоже моделируется с неопределённостями. Как следствие, в основной части полученных на сегодня оценок спектра используется простой степенной фит

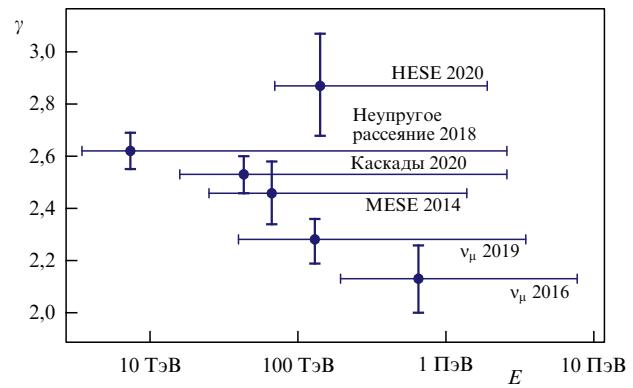
$$\frac{dF_{\nu+\bar{\nu}}}{dE_\nu} = \Phi_0 \left( \frac{E_\nu}{100 \text{ ТэВ}} \right)^{-\gamma} \times 10^{-18} \text{ ГэВ}^{-1} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1} \text{ср}^{-1}, \quad (4)$$

где параметрами являются нормировка  $\Phi_0$  и показатель степени  $\gamma$ . Стандартная параметризация (4) относится к диффузному изотропному потоку нейтрино и антинейтрино одного аромата, определённому в предположении равных потоков всех шести типов нейтрино и антинейтрино (таким образом, полный поток получается умножением приведённого в (4) на три). Разные анализы при этом в большей или меньшей степени чувствительны к разным энергетическим интервалам и разным ароматам. В таблице 3 приведены параметры степенного фита спектра (4), определённые в различных анализах IceCube и ANTARES. Там же указаны диапазоны энергий, дающие основной (как правило, 90 %) вклад в фитирующий спектр. Более детальное обсуждение особенностей использованных наборов данных и деталей экспериментальной работы с ними выходит за рамки данной работы; достаточно подробное описание разных анализов IceCube приведено в недавней работе [24].

Хотя параметры спектров, полученные в разных анализах, по порядку величины близки, бросается в глаза их разброс, заметно превышающий 68%-ные доверительные интервалы, указанные в табл. 3. Ошибки параметров  $\Phi_0$  и  $\gamma$  не полностью независимы, поэтому часто сравнивают контуры доверительных областей на плоскости этих двух параметров (см., например, [24]). Сравнение представляется не всегда оптимальным из-за того, что энергетические интервалы, используемые в анализах,



**Рис. 8.** (В цвете онлайн.) Спектры астрофизических нейтрино (степенные фиты (4)) по данным различных анализов IceCube (подробности и ссылки см. в табл. 3). Жирная оранжевая сплошная линия (1) —  $v_\mu$  2016; синяя штриховая линия (2) —  $v_\mu$  2019; зелёная пунктирная линия (3) — MESE 2014; серая жирная штрихпунктирная линия (4) — неупругое рассеяние 2018; тонкая красная сплошная линия (5) —  $v_e + v_\tau$  каскады 2020; тонкая синяя штрихпунктирная линия (6) — HESE 2020. Затенение соответствующего цвета показывает статистические неопределённости степенного фита.



**Рис. 9.** Показатель степени фита (4) спектра астрофизических нейтрино для различных анализов IceCube (названия анализов и ссылки см. в табл. 3). Жирными вертикальными линиями показаны статистические неопределённости восстановленного показателя степени, а тонкими горизонтальными — интервалы энергий нейтрино, дающие 90 % событий для данного анализа. Расположение точек по горизонтали соответствует средней энергии событий в наборе данных, оценённой исходя из степенного фита.

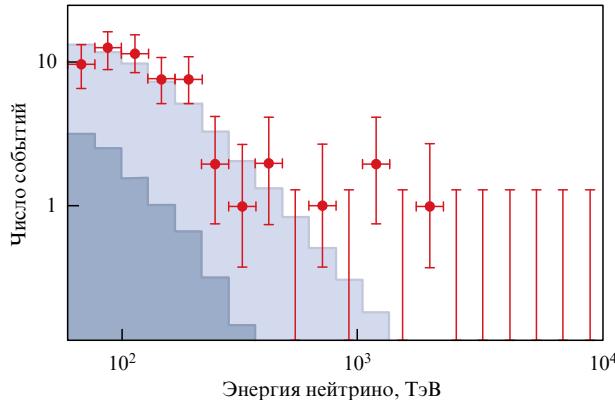
**Таблица 3.** Параметры степенных фитов (4) спектров астрофизических нейтрино по данным разных анализов IceCube и предварительного анализа ANTARES

Анализ	Энергии	$\Phi_0$	$\gamma$
HESE 2020 [24]	69,4 ТэВ–1,9 ПэВ	$2,12^{+0,49}_{-0,54}$	$2,87^{+0,20}_{-0,19}$
Каскады $v_e + v_\tau$ 2020 [30]	16 ТэВ–2,6 ПэВ	$1,66^{+0,25}_{-0,27}$	$2,53 \pm 0,07$
MESE 2014 [31]	25 ТэВ–1,4 ПэВ	$2,06^{+0,4}_{-0,3}$	$2,46 \pm 0,12$
Неупругое рассеяние 2018 [32]	3,5 ТэВ–2,6 ПэВ	$2,04^{+0,23}_{-0,21}$	$2,62 \pm 0,07$
$v_\mu$ 2016 [17]	194 ТэВ–7,8 ПэВ	$0,90^{+0,30}_{-0,27}$	$2,13 \pm 0,13$
$v_\mu$ 2019 [25]	40 ТэВ–3,5 ПэВ	$1,44^{+0,25}_{-0,24}$	$2,28^{+0,08}_{-0,09}$
ANTARES 2019 [28]		$1,5 \pm 1,0$	$2,3 \pm 0,4$

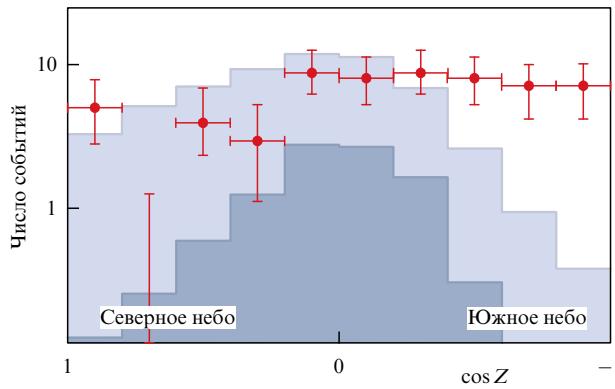
различаются, а истинный спектр, вероятно, отличается от точно степенного. Такая возможность подкрепляется визуальным сравнением степенных фитов спектров, изображённых для энергетических диапазонов соответствующих анализов (рис. 8). Видно, что в среднем спектры становятся жёстче при более высоких энергиях, а при фиксированной энергии согласие между теми анализами, которые имеют достаточную статистику в этой области, неплохое. Потоки нейтрино в любом случае быстро уменьшаются с энергией, поэтому наилучшая статистическая обеспеченность фита достигается ближе к нижней границе используемого энергетического диапазона. Естественно приписать "измерение" показателя степени  $\gamma$  средней энергии событий, оказывающих наиболее существенное влияние на фит, которую легко оценить, зная само значение  $\gamma$  и энергетический диапазон. Результаты такой оценки показаны на рис. 9. Тенденция "ужесточения" спектра с возрастанием энергии особенно хорошо видна в этом представлении: из системы несколько выпадает только один анализ [24], который, впрочем, основан всего на 60 событиях, хотя и высокого качества. Возможные причины такого поведения спектра заслуживают более детального обсуждения, к которому мы и переходим.

**Атмосферный фон?** Как обсуждалось выше, выделить вклад астрофизических нейтрино на фоне атмосферных

при высоких энергиях достаточно легко: астрофизические имеют более жёсткий спектр и другое распределение по зенитным углам (см. рис. 6, 7). Однако это относится к так называемым стандартным атмосферным нейтрино из распадов  $\pi$  и К-мезонов. В то же время среди продуктов взаимодействия космических лучей с атмосферой имеются и очарованные мезоны,  $D_s^\pm$ , и барионы  $\Lambda_c$ , время жизни которых примерно на четыре порядка меньше. Их распады дают поток атмосферных нейтрино прямой генерации (НПГ, англ. prompt), обладающий характеристиками, заметно более близкими к астрофизическому потоку. В частности, из-за короткого времени жизни родительские адроны даже при высокой энергии не успевают проводить взаимодействие в атмосфере. Как следствие, НПГ повторяют спектр исходного космического излучения  $E^{-2,7}$  и распределены изотропно, с точностью до эффектов прохождения через Землю и отбора событий. По сравнению с обычными атмосферными нейтрино поток НПГ существенно обогащён электронным ароматом. Все это позволило выдвинуть предположение [33–35] о том, что астрофизическое происхождение имеет только жёсткую, выделяемую в  $v_\mu$ , компоненту, а получаемый из анализа богатых  $v_e$  каскадных событий спектр, близкий к  $E^{-2,7}$ , объясняется атмосферными НПГ. Однако для приходящих сверху каскадов можно провести дополнительный анализ. Атмосферное нейтрино рождается не в одиночку — в том же атмосферном



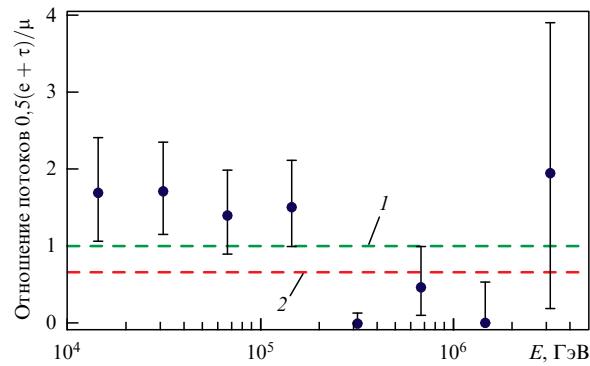
**Рис. 10.** Распределение каскадных событий IceCube, начинающихся в детекторе, по оставленной в детекторе энергии ( $E > 60$  ТэВ). Красные точки с ошибками — данные, тёмное затенение — стандартный атмосферный фон, светлое затенение — наилучший фит суммы стандартного фона и фона атмосферных нейтрино прямой генерации. Построено по данным из работы [24].



**Рис. 11.** Распределение каскадных событий IceCube ( $E > 60$  ТэВ), начинающихся в детекторе, по зенитному углу  $Z$ . Красные точки с ошибками — данные, тёмное затенение — стандартный атмосферный фон, светлое затенение — наилучший фит суммы стандартного фона и фона атмосферных нейтрино прямой генерации. Построено по данным из работы [24].

ливне рождаются мюоны, которые также могут быть зарегистрированы. Требование отсутствия одновременной регистрации таких мюонов подавляет вклад идущих сверху атмосферных нейтрино, в том числе НПГ, и распределение отобранных таким образом событий становится неизотропным. Рисунки 10, 11 показывают наилучший фит наблюдаемых распределений по энергии и зенитному углу для выборки HESE в предположении нулевой астрофизической компоненты — вместо неё допускается произвольная нормировка потока НПГ. Сравнение с рис. 6, 7 показывает, что спектр описывается НПГ не хуже, чем астрофизическими нейтрино, однако сравнение с распределением по зенитным углам исключает такое объяснение на уровне достоверности  $> 5\sigma$ . Стоит заметить, что для удовлетворительного объяснения спектра, приведённого на рис. 10, нормировка потока НПГ была увеличена в 21,56 раз по сравнению с предсказаниями современных теоретических моделей.

Уместно добавить, что важным критерием наличия астрофизических нейтрино является [1, 33, 36] присутствие  $v_\tau$  среди наблюдаемых событий, так как среди атмосферных нейтрино — как обычных, так и НПГ —



**Рис. 12.** Отношение потоков нейтрино разных ароматов как функция энергии. Средний поток  $v_e$  и  $v_\tau$  взят из экспериментальных точек каскадного анализа [30, 38],  $v_\mu$  — из степенного фита [25]. Зелёная штриховая линия (1) — единица, предсказываемая в обычных распадах пи-мезонов, красная штриховая линия (2) —  $2/3$ , предсказываемые в режиме подавления мюонов (см. раздел 3.1).

доля  $v_\tau$  очень мала. Наблюдения первых кандидатов на  $v_\tau$ -события [13] поддерживают астрофизическое объяснение, однако статистика здесь пока очень мала.

**Ароматовый состав?** Спектры (4) с параметрами из табл. 3 были получены в предположении о равенстве потоков нейтрино трёх ароматов. Поскольку в анализах, основанных на мюонных треках, больше атмосферный фон из-за присутствия как атмосферных нейтрино, так и атмосферных мюонов, восстановленные по ним спектры, как правило, относятся к более высоким энергиям. Такая систематика может приводить к зависимости восстановленного потока от энергии, если на самом деле это предположение нарушается (см., например, [37]). На рисунке 12 приведено отношение рассчитанного в энергетических бинах [30, 38] потока  $v_e$  и  $v_\tau$  к потоку  $v_\mu$  из степенного фита [25] в области энергий, общей для двух анализов (отклонения реального спектра от степенного, обсуждающиеся ниже, приведут к изменению этой картины). Видно, что при энергиях  $\gtrsim 200$  ТэВ результаты плохо согласуются со стандартным предположением равенства между ароматами; согласие действительно улучшается, если предположить переход к другому соотношению ароматов в этой области энергий. В разделе 3.1 мы увидим, что такое действительно может происходить для источников с очень сильным магнитным полем — столь сильным, что согласовать модель с другими наблюдательными данными непросто, хотя и принципиально возможно.

В настоящее время ароматовый состав нейтрино высоких энергий определён не очень точно, более подробно имеющиеся результаты и перспективы обсуждаются в [39, 40].

**Анизотропия север–юг?** Другим предположением, используемым при оценке спектров, является изотропия диффузного потока. Однако ни один из подходов к поиску астрофизических нейтрино не обеспечивает равномерной чувствительности к потоку, приходящему с разных направлений. Вдобавок эта неравномерность меняется с изменением энергии, равно как и от анализа к анализу. В числе первых попыток объяснить разницу в спектрах, восстановленных по каскадным и трековым

событиям IceCube, были и предположения о глобальной анизотропии направлений прихода нейтрино (см., например, [41]). Действительно, трековый анализ более чувствителен к нейтрино, приходящим "снизу", а при наиболее высоких энергиях — близким к горизонту; анализ каскадов покрывает всё небо и чувствителен к направлениям "сверху". Наличие существенной анизотропии астрофизического потока, например, связанной с доминированием близкого источника в Южном полушарии, могло бы объяснить наблюдаемое несогласие в спектрах. К настоящему времени такая анизотропия не обнаружена. Северные детекторы, Baikal-GVD и KM3NeT, смогут окончательно исключить или подтвердить такое объяснение, поскольку для них понятия "снизу" и "сверху" относятся к другим частям неба.

**Две компоненты спектра?** В свете сказанного естественным будет просто поверить в то, что спектр на всём интервале исследованных энергий отличен от степенного (см. рис. 8), и поток при энергиях в десятки ТэВ выше, чем ожидаемый из экстраполяции вниз по энергиям степенного закона, работающего выше  $\sim 200$  ТэВ. В разделе 3 мы увидим, что всю совокупность имеющихся наблюдательных данных крайне затруднительно описать теоретически, если предполагать происхождение *всех* нейтрино с энергиями от ТэВ до ПэВ в источниках одного типа. Следующим естественным шагом становится предположение о двух компонентах спектра, одна из которых (вероятно, внегалактическая) обладает жёстким спектром и простирается далеко в ПэВ-диапазон, а другая (возможно, связанная с нашей Галактикой) доминирует ниже  $\sim 100$ – $200$  ТэВ [37, 42–44]. Далее мы обсудим более подробно наблюдательную мотивацию такой гипотезы и возможные сценарии происхождения двух компонент диффузного потока нейтрино.

### 2.3. Направления прихода

В значительной степени нейтринная астрономия высоких энергий унаследовала методы изучения направлений прихода от исследований космических лучей сверхвысоких ( $\gtrsim 10^{18}$  эВ) энергий (см., например, [45]), источники которых также неизвестны. Эти методы включают поиски и ограничения крупномасштабной (порядка всего неба) анизотропии, в частности, связанной с диском или гало Галактики, и отклонений от случайного распределения направлений прихода на угловых расстояниях, сравнимых с разрешением телескопа, а именно, поиск автокорреляций, указывающих на существование точечных источников, и корреляций с конкретными популяциями теоретически мотивированных источников. В отличие от космических лучей, траектории которых отклоняются магнитными полями, часто неизвестными, для нейтрино меньшее значение имеет поиск " пятен" среднего масштаба на небесной сфере, зато появляется новая возможность пространственно-временной корреляции со вспыхивающими источниками.

Общее впечатление о распределении направлений прихода нейтринных событий дают карты неба, приведённые на рис. 13 (все события, т.е. в основном низкие энергии), и рис. 14 (наиболее высокие энергии, большая доля астрофизических нейтрино). В обоих случаях никаких явных отличий от распределения, ожидаемого для изотропного падающего потока, не обнаруживается. Тем не менее более тонкие анализы, к обсуждению

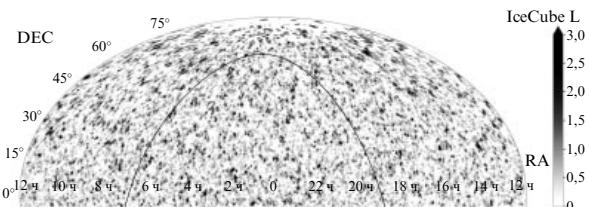


Рис. 13. Взвешенное распределение направлений прихода трековых событий IceCube из-под горизонта за семь лет работы (построено по данным [46, 47]). Представлена функция правдоподобия, описывающая вероятность обнаружения источника астрофизических нейтрино в данном направлении с учётом количества событий, точности определения их направлений прихода и значений реконструированной энергии. Экваториальные координаты; плоскость Галактики показана сплошной чёрной линией. RA — Right Ascension, прямое восхождение; DEC — Declination, склонение). Автор признателен А. Плавину за помощь в подготовке этого рисунка.

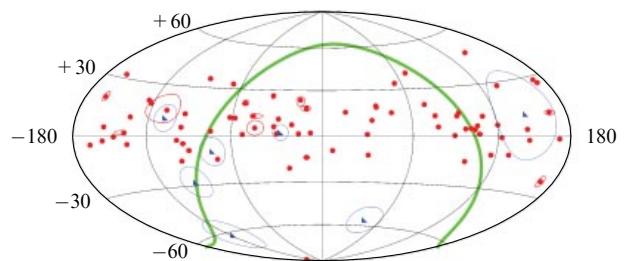


Рис. 14. Распределение направлений прихода событий IceCube с опубликованными энергиями выше 200 ТэВ, [17, 18, 21–24, 48] и онлайн-алерты сетей GCN и AMON. Треки — точки, каскады — треугольники, линиями обозначены области 90%-ной статистической неопределённости направлений прихода (для треков не всегда различимы). Около половины этих событий — атмосферные. Экваториальные координаты; плоскость Галактики показана сплошной жирной линией.

которых мы сейчас переходим, позволяют выявить или ограничить вклад различных астрофизических источников.

**2.3.1. Ограничения на галактическую анизотропию.** Нейтрино внегалактического происхождения собираются со всей Вселенной, поэтому их поток должен быть изотропным с высокой степенью точности. Это отличает их, например, от космических лучей сверхвысоких энергий, длина свободного пробега которых составляет сотни мегапарсек, так что направления их прихода могут указывать на неоднородное распределение источников в этом объёме (для нейтрино количественные оценки такого эффекта приведены, например, в [49]). Если же заметная часть наблюдаемых нейтрино рождается в нашей Галактике, то неоднородности распределения источников должны проявиться в анизотропии направлений прихода. К сожалению, при значительном фоне атмосферных нейтрино поиски такой анизотропии затруднительны, тем не менее некоторые интересные результаты всё же были получены.

**Галактическая плоскость.** Распределение видимого вещества в Галактике сильно отличается от изотропного: значительная часть звёзд и газа находится в диске, видимом на небе как Млечный Путь. Для количественного ответа на вопрос о том, какая часть нейтрино может быть связана с источниками в диске, наиболее эффек-

тивен поиск "Млечного Пути в нейтрино" на фоне равномерно (с точностью до экспериментальной экспозиции) распределённых атмосферных и внегалактических нейтрино. Однако здесь возникает неоднозначность, поскольку конкретное распределение направлений прихода нейтрино из диска зависит от предположения об источниках. Часто используются модели, конструируемые так, чтобы объяснить зависящую от направления и энергии интенсивность галактического диффузного гамма-излучения, наблюдаемую *Fermi LAT*. Свободные параметры включают не только распределение вещества и магнитного поля в Галактике, но и характеристики потока космических лучей. В частности, обычно измеряется в окрестностях Солнца спектр и состав космических частиц экстраполируется на весь диск Галактики. Очевидно, что модели такого типа следует рассматривать как оценочные, и разброс их предсказаний для нейтринного потока показывает эту систематическую неопределенность. Недавние наблюдательные результаты опираются на модель [50], называемую *KRA $\gamma$* , и рассматривают два её варианта — в предположении обрезания спектра космических лучей на 5 и 50 ПэВ (заметим, что вообще-то результаты экспериментов по космическим лучам указывают на их вероятное галактическое происхождение и при больших энергиях).

В 2019 г. из анализа анизотропии каскадных событий *IceCube* [46] было получено указание (статистическая значимость  $2\sigma$ ) на наличие галактической составляющей потока нейтрино с формой спектра и пространственным распределением модели *KRA $\gamma$* , с наилучшим фитом нормировок в 0,85 (0,65) от предсказания модели для обрезаний в 5 (50) ПэВ соответственно. Наиболее строгие ограничения сверху (коэффициент нормировок  $< 1,19$  для обрезания 5 ПэВ и  $< 0,90$  для 50 ПэВ, 90 % CL) были получены из совместного анализа *IceCube* и *ANTARES* [51]. Как видно из рис. 15, если обнаружение этой составляющей подтвердится, то она составит  $\sim 10\%$  от астрофизического потока *IceCube*, в приблизительном соответствии с теоретическими оценками. Однако взаимодействия космических лучей с межзвёздной средой — не единственный путь происхождения нейтрино в диске Галактики; в частности, в диске имеются отдельные источники, ускоряющие космические лучи. Данный анализ не позволяет ограничить их вклад. В этом контексте более универсальным представляется непараметрическое сравнение наблюдаемого и изотропного распределений нейтрино по галактической широте, которое позволяет заметить или ограничить любую связанный с диском Галактики компоненту потока (см., например, [53, 54]).

**Галактический центр – антицентр.** Другой класс моделей, включающий модели, связанные с распадами или аннигиляцией тёмной материи, а также со взаимодействием космических лучей в окологалактическом газе (см. далее раздел 4.2), предсказывает галактическую анизотропию иного вида. Источники в этом случае не концентрируются в диске, а распределены в Галактике более или менее сферически симметричным образом, с убыванием их концентрации от центра Галактики вплоть до вирального радиуса,  $\gtrsim 200$  кпк. В совокупности с нецентральным положением Солнца в Галактике это приводит к возникновению анизотропии направлений прихода, напоминающей дипольную: максимальный поток от

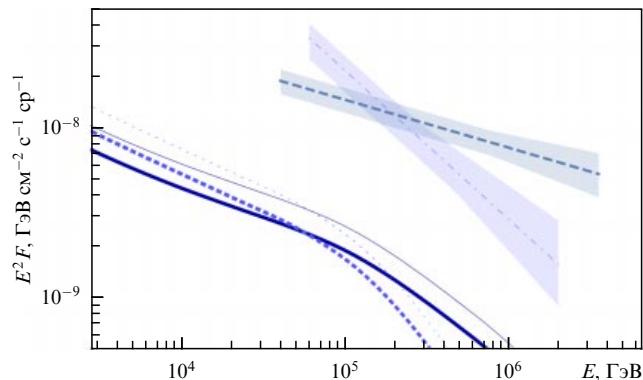
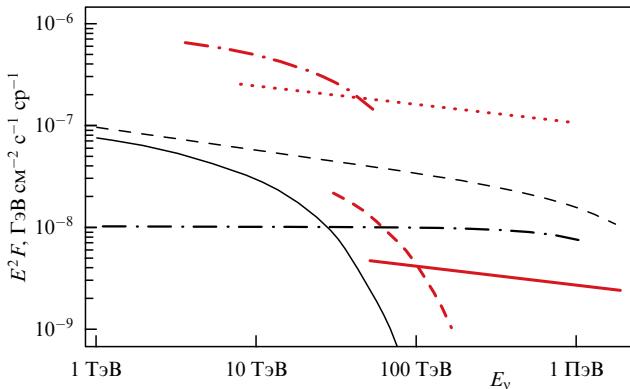


Рис. 15. Нейтрино от галактической плоскости в предположении пропорциональности потока предсказаниям модели *KRA $\gamma$*  (пересчёте на один аромат  $v + \bar{v}$ ). Жирные кривые — наилучший фит по каскадным событиям *IceCube* [52], тонкие кривые — наиболее строгие ограничения сверху (90 % CL) из совместного анализа *IceCube* и *ANTARES* [51] (сплошные линии — *KRA $\gamma$*  с обрезанием спектра космических лучей при 50 ПэВ, пунктирные — при 5 ПэВ). Линии с закрашенной областью неопределенности — полные потоки астрофизических нейтрино по данным *IceCube* (синяя штриховая линия —  $\nu_\mu$  2019 [25]; тонкая синяя штрихпунктирная линия — HESE 2020 [24]).

центра Галактики и минимальный с противоположного направления [55]. Поиск такой анизотропии, чувствительной к деталям распределения источников, также удобно проводить с помощью непараметрических тестов [54]. В последнее время в анализах экспериментальных данных этот подход используется в контексте конкретных моделей тёмной материи [56, 57] совместно с анализом вклада тёмной материи в наблюдаемый спектр нейтрино [58, 59]. Увеличивая чувствительность к конкретным моделям, эти исследования неизбежно теряют в универсальности. В большинстве случаев добавление вклада с такой анизотропией приводит к улучшению описания данных, однако улучшение не является статистически значимым.

**Крупные галактические структуры.** Распределение газа в Галактике и в окологалактическом пространстве неоднородно. С точки зрения обсуждавшихся в литературе моделей происхождения нейтрино выделяются так называемые пузыри Ферми — крупномасштабные образования выше и ниже диска Галактики в её центральной области [60], возможно, связанные с прошлой активностью её ядра. Вклад их в потоки нейтрино можно ограничивать, рассматривая пузыри Ферми как протяжённые источники, которым должен соответствовать больший поток диффузного излучения на карте неба. Результаты таких анализов не обнаружили избытка нейтрино от пузырей Ферми и позволили исключить некоторые модели (рис. 16).

Особое предсказание анизотропии возникает также для модели Местного пузыря (см. далее раздел 4.2), внутри которого мы находимся. Направления прихода нейтринных событий в этой модели должны концентрироваться в пятнах, положение которых определяется направлением силовых линий магнитного поля Галактики в окрестностях Солнца. Из-за большой неопределенности в знании галактического магнитного поля и трудностей количественного анализа поиск такой анизотропии остаётся интересной задачей на будущее.



**Рис. 16.** Ограничения на модели нейтрино от пузырей Ферми. Жирные красные линии — ограничения сверху на поток нейтрино ( $v + \bar{v}$ , один аромат, в предположении спектра  $E^{-2.18}$ ) из данных ANTARES [61] (штрихпунктир — обрезание спектра на 50 ТэВ, пунктир — без обрезания) и IceCube [46] (штриховая линия — обрезание спектра на 50 ТэВ, сплошная — без обрезания). Тонкие серые линии — предложенные модели (штриховая линия — [62], штрихпунктирная — лептоадронная [63] и сплошная — адронная [63]).

**2.3.2. "Слепой" поиск точечных источников.** С учётом значительной неопределённости в отношении теоретически мотивированных источников нейтрино высоких энергий приобретает популярность так называемый слепой поиск их возможных источников. В рамках этого подхода по всему небу ищутся кластеры нейтрино, пришедшие с близких направлений, которые могли бы указывать на наиболее мощные точечные источники. В современном варианте это реализуется посредством построения функции максимального правдоподобия, которая учитывает не только сами направления прихода, но и разнящуюся от события к событию точность их определения, а также энергии: кластер даже нескольких нейтринных событий позволяет оценить гипотетический спектр нейтрино с данного направления, и если он жёстче атмосферного, то вероятность того, что мы имеем дело с реальным источником, а не с флуктуацией фона, выше. На основе таких карт, примером которых является карта, показанная на рис. 13, получены многие результаты этого и следующего разделов.

Существенным минусом слепого подхода является то, что с его помощью статистически значимым образом могут быть обнаружены лишь наиболее мощные источники. Действительно, при анализе каждого отдельного направления можно определить статистическую вероятность возникновения в результате случайной флуктуации имеющегося там кластера событий со всеми его характеристиками. Для этого достаточно провести значительное число раз моделирование случайных наборов событий и подсчитать, как часто наблюдаемое (или большее) значение функции правдоподобия достигается за счёт флуктуаций в этих случайных наборах. Такая вероятность<sup>1</sup> является основной характеристикой значимости обнаружения гипотетического источника. Однако

здесь следует различать вероятности случайно найти "источник", во-первых, в данном, наперёд заданном направлении и, во-вторых, хоть в каком-нибудь направлении на небе. В задаче о слепом поиске источников мы имеем дело со вторым случаем. Соответствующая вероятность гораздо больше, а значит, даже мощный кластер направлений прихода может легко оказаться случайным. Если обозначить вероятность случайного совпадения для данного направления (pre-trial) как  $p_1$ , то для  $N$  независимых попыток вероятность (post-trial) станет  $p \sim Np_1$ . В случае нарушения предположения о независимости попыток значение  $p$  определяется из моделирования по методу Монте-Карло. Отношение  $p/p_1$ , называемое штрафным фактором (см., например, [64]), для слепого поиска источников нейтрино легко оценить приблизённо: считая, что площадь области неопределённости направления прихода трекового события порядка двух квадратных градусов, а в анализе участвует половина небесной сферы, т.е.  $2\pi$  ср, найдём число квазинезависимых направлений как отношение этих площадей,  $\sim 10^4$  (для более корректной оценки требуется учёт неравномерности экспозиции). Это означает, что для утверждения о статистической значимости источника, найденного в слепом поиске, в  $3\sigma$  (т.е.  $p \sim 10^{-3}$ ), потребуется иметь  $p_1 \sim 10^{-7}$ , т.е. pre-trial значимость  $> 5\sigma$ .

Наиболее значимый результат слепого поиска для набора данных с наибольшей экспозицией — 10 лет трековых событий IceCube — соответствует направлению на небе, в  $0,35^\circ$  от которого расположена галактика NGC 1068 — близкая галактика с интенсивным звездообразованием. Для данного направления  $p_1 = 3,5 \times 10^{-7}$ ,  $p = 9,9 \times 10^{-2}$ , что соответствует post-trial значимости  $\sim 1,6\sigma$ . Дополнительно следует отметить, что фит указывает на очень мягкий спектр нейтрино с данного направления — показатель степенного спектра 3,4, что соответствует ожидаемому для атмосферных, а не астрофизических, нейтрино. Таким образом, на момент написания данного обзора ни один индивидуальный источник на небе не был обнаружен в слепом поиске с post-trial значимостью, превышающей даже  $2\sigma$ .

Способом повысить чувствительность такого анализа к более слабым источникам является использование априори фиксированных каталогов теоретически мотивированных нейтринных источников. Если источники в каталоге относятся к одному типу, то речь идёт о популяционном анализе, и кумулятивный сигнал от многих, даже слабых, источников может быть зарегистрирован при суммировании многочисленных сигналов с их направлений, каждый из которых статистически не значим. Об этом речь пойдёт в разделе 2.3.3, а сейчас упомянем предпринятые недавно попытки увеличить чувствительность слепого поиска посредством комбинирования источников разного типа. Создаётся каталог конкретных источников, происхождение нейтрино в которых обсуждалось в литературе, и в чём-то аналогичных им. В один список попадают самые разные объекты. Слепой поиск ограничивается направлениями на эти "мотивированные" источники, и штрафной фактор становится равным числу источников в каталоге, т.е. вместо  $\sim 10^4$  становится, например,  $\sim 10^2$ . Опасность такого подхода состоит в том, что некоторые из источников были на самом деле "мотивированы" наблюдавшимся в предыдущих, основанных на частичных выборках нейтрино, анализах избыtkом нейтринных событий с их

<sup>1</sup> Для удобства её часто пересчитывают в стандартные отклонения для нормального распределения и говорят о значимости в определённое количество  $\sigma$ . Хотя в данной статье мы тоже будем следовать этой традиции, стоит помнить, что смысл имеет только само значение вероятности, поскольку все возникающие распределения, как правило, негауссовы.

направлений. Такой анализ может иметь астрофизический смысл, только если наряду с ответом на вопрос, от каких источников виден избыток нейтринных событий по сравнению со случайнм сигналом, будет дан и ответ, почему от других аналогичных источников он не виден.

Тем не менее даже на этом пути не было обнаружено ни одного источника с post-trial значимостью  $> 3\sigma$ . В работе [65] проанализирован каталог, включающий 110 гамма-источников, выделенных по данным наблюдений в различных диапазонах, на основе различных критериев. Сюда попали 12 источников в Галактике, три близкие галактики — Большое и Малое Магеллановы облака и галактика Андромеды M31, четыре галактики с интенсивным звездообразованием, 89 активных галактических ядер и два неидентифицированных источника. Все источники исследовались как точечные, хотя угловые размеры некоторых галактических источников и особенно близких галактик заметно превышают угловое разрешение IceCube. Для двух источников post-trial значимость была  $> 2\sigma$ , это уже упомянутая галактика NGC 1068 и блазар TXS 0506+056, о котором поговорим подробнее в разделе 2.3.4. Дополнительно в работе [65] было замечено, что ещё два источника (блазары PKS 1424+240 и GB6 1542+6129) имеют pre-trial  $p_1 < 2 \times 10^{-3}$  и что наличие четырёх источников из  $\sim 100$  с такими низкими значениями  $p_1$ , вообще говоря, само по себе маловероятно для случайной флуктуации. Проведённый статистический анализ указал на вероятность такого совпадения  $\sim 5 \times 10^{-4}$  (значимость  $\sim 3,3\sigma$ ). Этот результат не учитывает, однако, упомянутый выше произвол в составлении каталога источников; в частности, удаление из него широко обсуждавшегося ранее TXS 0506+056 снижает значимость до  $2,3\sigma$  [65]. Из этого анализа авторы работы [65] заключают, что данные указывают на присутствие в их каталоге реальных источников, однако астрофизическая интерпретация описанного результата затруднительна.

До сих пор мы упоминали в основном результаты поиска источников нейтрино в Северном небе по трековым событиям IceCube. Подобная работа была проделана для Южного неба в совместном анализе IceCube и ANTARES [66] и также не привела к обнаружению статистически значимых индивидуальных источников, в том числе в области центра Галактики.

Отсутствие проявлений значимых индивидуальных источников в анализе, описанном в настоящем разделе, указывает на то, что наблюдаемый поток астрофизических нейтрино создаётся большим количеством не очень сильных источников. Этот факт может быть использован для ограничений моделей источников (см. далее раздел 3.2).

**2.3.3. Популяции источников.** Следующий естественный шаг после слепого поиска — взять популяцию однотипных астрофизических объектов, являющихся потенциальными источниками нейтрино, и проверить, нет ли со стороны всей совокупности объектов избытка направлений прихода по сравнению со случайнм распределением. Таким образом можно найти или ограничить когерентный эффект от многих источников одного класса, каждый из которых недостаточно силён, чтобы быть статистически значимо зарегистрированным в индивидуальном или слепом анализе. Технически такой анализ может быть проведён либо с использованием функции

правдоподобия, описанной в разделе 2.3.2 (статистика строится на основе суммы значений функции правдоподобия по всем направлениям из каталога источников), либо методом подсчёта числа источников из каталога в области возле каждого направления прихода нейтрино (в этом случае статистикой является просто полное количество пар источник – нейтрино). В обоих случаях каждому источнику может быть приписан вес, например, зависящий от потока его электромагнитного излучения в том или ином диапазоне, или из других соображений. Во втором подходе размер и форма области задаются точностью определения направления прихода нейтрино (например, на уровне достоверности 90 %). Эти подходы имеют свои плюсы и минусы: функция правдоподобия позволяет учитывать 10 % событий, попавших за пределы 90%-ного углового разрешения, и может содержать закодированную в непрерывных параметрах информацию о других характеристиках событий (например, энергии), влияющих на вероятность того, что данное нейтрино астрофизическое. В то же время при подсчёте событий проще учесть плохо известную систематическую ошибку определения направления прихода нейтрино, о которой говорилось в разделе 1.2 (см., например, [67, 68]). Как правило, функция правдоподобия используется в случае большого количества нейтринных событий (низкие энергии) или для протяжённых областей неопределённости сложной формы (каскады).

В таблице 4 представлена сводка многочисленных (возможно, не всех) опубликованных анализов корреляций направлений прихода нейтрино с популяциями потенциальных источников. Как видно, статистически значимых результатов немного. Прежде всего, обращает на себя внимание тот факт, что отсутствуют корреляции с гамма-яркими блазарами из каталогов Fermi LAT, которые до детального анализа результатов IceCube считались одними из наиболее вероятных источников нейтрино высоких энергий. При этом немногие статистически значимые результаты указывают на блазары, отобранные по другим критериям. Кратко на них остановимся.

По определению, блазаром называется ядро активной галактики, имеющее релятивистский джет, направленный почти точно на наблюдателя. Релятивистские кинематические эффекты приводят в этом случае к многократному усилению наблюдаемого потока излучения. Тот же механизм усиления работает и для нейтринного потока. Физические условия в ядрах и джетах позволяют ускорить протоны до требуемых для рождения нейтрино энергий. Всё это вместе делает блазары весьма привлекательными кандидатами для источников нейтрино высоких энергий.

В то время как попадание в класс блазаров определяется только этой геометрической характеристикой джета, физические условия в таких источниках могут быть различными. Внешне это проявляется, прежде всего, в том, в каких диапазонах блазар испускает больше всего нетеплового излучения. Основной характеристикой здесь считается частота, соответствующая максимуму синхротронного пика в широкополосном спектральном распределении энергии, которая меняется от  $\nu_{\text{peak}} < 10^{12}$  Гц (радиодиапазон — радиоквазары с плоским спектром, FSRQ) до  $\nu_{\text{peak}} > 10^{17}$  Гц (рентгеновский диапазон — экстремальные лацертиды, HBL). Во многих исследованиях в первую очередь обращали внимание на блазары, яркие в гамма-диапазоне, наблюдавшем Fermi LAT (1 –

**Таблица 4.** Результаты поисков корреляций направлений прихода нейтрино высоких энергий с популяциями астрофизических источников. Выборки источников: все галактические источники отобраны по наблюдениям выше 100 ГэВ; для отбора других гамма-источников использовались каталоги Fermi LAT — всех источников 3FGL [73], зарегистрированных выше 50 ГэВ 2FHL [74] и выше 10 ГэВ 3FHL [75], гамма-ярких активных ядер галактик (AGN) 3LAC [76] и 4LAC [77], а также база данных VOU-blazars [78]. Не связанные с гамма-излучением критерий отбора блазаров включали высокую частоту ( $> 10^{15}$  Гц, HBL) синхротронного пика — каталоги 2WHSP [79] и 3HSP [80] — и наличие компактного ядра, видимого на радиоинтерферометрах со сверхдлинной базой, каталог RFC (<http://astrogeo.org/rfc>). Выборка нейтрино: по данным IceCube (I) или ANTARES (A),  $v_\mu$  — только трековые события, число в скобках — число лет экспозиции, HE — опубликованные индивидуальные события высокой энергии, 200+ — энергия выше 200 ТэВ. Метод: L — функция правдоподобия, C — подсчёт совпадений. Post-trial значимость: не указана, если менее  $2.5\sigma$ . Вклад в поток: оценка доли астрофизического потока в предположении степенного фита для треков ( $v_\mu$ ) или каскадов ( $v_{e,\tau}$ ), связанной с источниками данной выборки

Выборка источников	Количество источников	Выборка нейтрино	Метод	Литература	Post-trial значимость	Вклад в поток
Галактические источники						
Остатки сверхновых	23	I $v_\mu$ (10)	L	[65]	—	
Пульсарные туманности	33	I $v_\mu$ (10)	L	[65]	—	
Пульсарные туманности	35	I $v_\mu$ (9,5)	L	[69]	—	$< 48\% v_\mu$
Неидентифицированные гамма-источники $> 100$ ГэВ	23	I $v_\mu$ (10)	L	[65]	—	
Внегалактические источники, кроме блазаров						
Галактики с интенсивным звездообразованием	45	I $v_\mu$ (3)	L	[70]	—	
Галактики с интенсивным звездообразованием	64	A (10)	L	[71]	—	
Радиогалактики	63	A (10)	L	[71]	—	
Запылённые галактики	15	A (10)	L	[71]	—	
Гамма-яркие (4LAC) AGN, кроме блазаров	65	I $v_\mu$ (3)	L	[70]	—	
Крупномасштабные внегалактические струи	94	I HE все	C	[72]	—	
Блазары, отобранные по гамма-излучению						
3FGL	729	I $v_\mu$ 200+	C	[81]	—	
2FHL BL Lacs		I $v_\mu$ 200+	C	[82]	—	
2FHL HBL	149	I $v_\mu$ (7)	L	[48]	—	$< 27\% v_\mu$
2FHL HBL	149	I HE все	C	[83]	—	
3FHL	1301	I $v_\mu$ (8)	L	[84]	—	$< 17\% v_\mu$
3FHL	1301	I HE $v_\mu$	C	[68]	—	
3LAC HBL	386	I HE $v_\mu$	C	[83]	—	
3LAC	1255	A (10)	L	[71]	—	
3LAC FSRQ	414	I $v_\mu$ (7)	L	[48]	—	
4LAC	2796	I $v_\mu$ (3)	L	[70]	—	$\lesssim 11\% v_{e,\tau}$
4LAC	2794	I HE $v_\mu$	C	[68]	—	
VOU $\gamma$ HBL		I HE $v_\mu$	C	[68]	$3,2\sigma$	$\sim 21\% v_\mu$
Блазары, отобранные по другим критериям						
2WHSP	1681	I $v_\mu$ (7)	L	[48]	—	
2WHSP	1681	I HE все	C	[83]	—	
3HSP	2011	I HE $v_\mu$	C	[68]	$2,8\sigma$	
RFC	3388	I $v_\mu$ 200+	C	[67]	$3,1\sigma \} 4,1\sigma$ $3,0\sigma \} 4,1\sigma$	
RFC	341	I $v_\mu$ (7)	L	[85]		$\sim 25\% v_\mu$
RFC	3388	I $v_\mu$ (10)	L	[86]	—	$\lesssim 30\% v_\mu$

100 ГэВ). Это самые высокие энергии, при которых есть достаточно равномерные выборки источников по всему небу; вдобавок, при ещё больших энергиях Вселенная становится не полностью прозрачной для гамма-излучения из-за рождения  $e^+e^-$ -пар (см. раздел 3.1). К сожалению, вследствие недостаточной чувствительности Fermi LAT и сильной переменности блазаров в гамма-диапазоне, в выборки гамма-ярких источников попадает лишь небольшая часть блазаров. Возможно также, что эта часть является нерепрезентативной, поскольку происхождение гамма-излучения в разных классах блазаров может быть весьма различным. Универсальным критерием наличия направленного на нас релятивистского джета является наблюдение компактной (размером не более нескольких парсек) области интенсивного излучения в центре источника, удалённого на расстояния порядка гигапарсек [87, 88]. Для этого требуется угловое разрешение, в современной астрономии достижимое лишь на радиоинтерферометрах со сверхдлинными базами (РСДБ) [89]. Каталог таких компактных, по данным РСДБ, объектов, Radio Fundamental Catalog (RFC), лёг в основу поиска совпадений направлений прихода нейтрино с блазарами [67, 85]. Конкретно, использовалась полная ограниченная по потоку компактной компоненты на 8 ГГц выборка из около 3400 блазаров, изотропно распределённых по небесной сфере.

В работе [67] анализировалась выборка 56 направлений прихода опубликованных трековых событий IceCube с энергиями нейтрино  $E_\nu > 200$  ТэВ. В качестве статистики использовался усреднённый РСДБ-поток источников полной выборки, находящихся вблизи направлений прихода нейтрино (точнее, в областях 90 % CL статистической неопределенности направлений прихода плюс систематическая неопределенность, оцениваемая в анализе). Средний поток оказался заметно превышающим ожидаемый для случайногораспределения направлений прихода нейтринных событий. После учёта штрафных факторов, связанных с вариацией величины систематической ошибки, статистическая значимость установленной связи между РСДБ-источниками и нейтрино высоких энергий составила  $3,0\sigma$ . Дополнительно в работах [67, 90] было обнаружено совпадение времён прихода нейтрино со вспышками таких коррелирующих блазаров в радиодиапазоне (см. раздел 2.3.4).

Весной 2020 г. коллаборация IceCube опубликовала значения описанной в разделе 2.3.2 функции правдоподобия, построенной по данным семи лет наблюдений трековых событий (именно она изображена на рис. 13). В работе [85] на основе этих данных (для направлений изпод горизонта, где существенно подавлен поток атмосферных мюонов) была установлена (значимость  $3,1\sigma$  post-trial) корреляция направлений с максимальной вероятностью расположения точечного источника астрофизических нейтрино с направлениями на блазары из того же каталога RFC. Была также дана оценка совместной статистической значимости наблюдений [67] и [85], поскольку они основаны на одной и той же выборке источников. Чтобы сделать два анализа полностью независимыми, из карты функции правдоподобия были вырезаны направления использованных в анализе [67] нейтрино с энергиями выше 200 ТэВ, зарегистрированных в период времени, для которого построена карта. Суммарная статистическая значимость корреляций нейтрино с РСДБ-отобранными блазарами составила  $4,1\sigma$ . Лежа-

щие в основе функции правдоподобия данные обусловлены событиями с энергиями от нескольких ТэВ до нескольких десятков ТэВ, и неожиданным результатом этого анализа явилась ассоциация нейтрино всего изучаемого IceCube диапазона энергий от ТэВ до ПэВ с источниками одного класса. Источники из включённой в анализ полной выборки ответственны примерно за 25 % астрофизического потока, оценённого по мюонным трекам (в предположении справедливости во всём диапазоне энергий степенного закона (4) с параметрами [25]). Учёт поправки на вклад аналогичных источников, не попавших в каталог, поднимает эту величину до  $\sim 100$  %.

Следует отметить, что в работе [86] тот же набор РСДБ-ярких блазаров использовался для корреляционного анализа с недавно опубликованным 10-летним набором открытых данных IceCube по мюонным трекам [19, 20]. Несмотря на увеличенную по сравнению с использованным в [85] семилетним набором [46, 47] экспозицию, этот анализ не обнаружил значимых корреляций. Вклад блазаров из каталога в поток астрофизических нейтрино был ограничен как  $\lesssim 30$  %, что согласуется с результатом [85] ( $\sim 25$  %). Заметим, что этот набор данных IceCube не слишком приспособлен для проверки сформулированных ранее гипотез, поскольку не содержит ни функции правдоподобия, ни значений восстановленных энергий индивидуальных нейтрино (а лишь энергии мюонов  $E_\mu$ , см. раздел 1.2 и рис. 1). Авторы [86] строят свою собственную функцию правдоподобия, упрощённую по сравнению с учитывающей энергию нейтрино функцией IceCube, использованной в работе [85]. Чувствительность такого анализа невелика, поэтому неудивительно, что он ни подтвердил, ни исключил результат [85]. Работа по проверке гипотезы о связи нейтрино с РСДБ-яркими блазарами продолжается с использованием данных экспериментов Северного полушария. Предварительные результаты коллаборации ANTARES [91] указывают на наличие корреляции направлений прихода, совместной с найденной по данным IceCube [85].

Корреляции (значимость  $3,2\sigma$  post-trial) направлений прихода трековых событий IceCube высоких энергий, опубликованных в виде отдельных списков и алERTов, с отобранными на основе других принципов блазарами были обнаружены в работе [68]. Выборка источников здесь не была полной ни по какому критерию, а представляла собой комбинацию разнородных данных, основанных на наблюдениях в разных диапазонах. Единственным требованием была регистрация от блазара гамма-излучения каким-либо инструментом. Было обнаружено 48 совпадений направлений прихода нейтрино с блазарами при ожидании  $\sim 32$  для случайных направлений. Интересно отметить, что 39 из этих 48 блазаров входят в каталог RFC, т.е. имеют РСДБ-компактную компоненту, указывающую на наличие парсечного релятивистского джета, а 16 из них попадают в полную выборку, использованную в [67, 85], т.е. обнаруженный в [68] эффект на самом деле насыщается источниками того же класса.

Таким образом, блазары, т.е. активные галактики с релятивистскими джетами, направленными почти точно на наблюдателя (но не обязательно яркие в гамма-диапазоне, исследуемом Fermi LAT), с учётом вклада не попавших в каталоги источников могут объяснить весь астрофизический поток нейтрино, как он оценивается по мюонным трекам IceCube, при экстраполяции вниз до

энергий порядка ТэВ по степенному закону (4). В контексте двухкомпонентной модели, обсуждавшейся в разделе 2.2, это соответствует 100 % жёсткой компоненты потока.

**2.3.4. Поиск вспышек.** Слепой поиск нейтринных вспышек с произвольных направлений на небе открывает ещё больше свободы в параметрах — к направлению на небесной сфере добавляются время и продолжительность вспышки. Вероятность найти пространственно-временной кластер событий, возникший в результате случайной флуктуации, очень велика, и исследования такого рода при наличии большого случайного фона приобретают смысл только для заранее определённых источников, с переменностью которых в электромагнитном излучении можно было бы связать нейтринные вспышки. Наиболее высокопеременными объектами среди потенциальных источников нейтринно являются блазары и разовые катастрофические события на звёздных масштабах (см., например, [92]). Нейтринные вспышки часто ищутся в пространственно-временном совпадении с такими событиями или со вспышками электромагнитного излучения блазаров. Отметим, что часто под нейтринной вспышкой подразумевается момент прихода единичного редкого (высокоэнергичного) события с высокой вероятностью астрофизического происхождения, однако интерпретация таких результатов должна проводиться с осторожностью: для пуассоновой статистики единичное событие может сигнализировать как увеличение среднего ожидаемого темпа прихода событий (вспышка), так и совершенно случайное единичное событие при ожидаемом темпе менее одного события за время наблюдений. Оценка потока нейтрин в этом случае неоднозначна [93].

**AMANDA и 1ES 1959 + 650.** Исторически первое утверждение о совпадении нейтринной и гамма-вспышек блазара было сделано коллаборацией AMANDA по данным 2002 г. [94, 95]. С направления блазара 1ES 1959+650 за четыре года наблюдений было зарегистрировано пять нейтринных событий при ожидании 3,7, что само по себе вполне совместно с флуктуациями. Однако три из этих пяти событий пришли в интервале времени в 66 суток, совпавшем со вспышками этого источника в ТэВ-гамма-диапазоне. Коллаборация воздержалась от оценки статистической значимости этого совпадения, так как оно было обнаружено *a posteriori*, не в "слепом" анализе. Теоретические интерпретации этого наблюдения были противоречивыми [96, 97]. Новые аналогичные гамма-вспышки того же блазара в 2016 г. не сопровождались избыtkом нейтрин на IceCube, что однако же не противоречит предсказаниям предложенных моделей [98]. Именно это наблюдение AMANDA мотивировало [4] развитие системы взаимных оповещений нейтринных и гамма-телескопов, активно развивающейся уже в эпоху IceCube.

**IceCube и TXS 0506 + 056.** Один из наиболее широко известных случаев совпадения зарегистрированного IceCube нейтринного события со вспышкой блазара в гамма-диапазоне — нейтринный алерт IC170922A, связываемый с блазаром TXS 0506 + 056. В отличие от своих предшественников из AMANDA, коллаборация IceCube в этом случае, вполне аналогичном описан-

ному выше, оценила и опубликовала [15] *a posteriori* статистическую значимость этого совпадения. В описании этого известного события мы следуем оригинальной работе [15].

Мюонный трек, с высокой вероятностью соответствующий астрофизическому нейтрину с энергией в сотни ТэВ (оценка энергии этого события более детально показана на рис. 1), был зарегистрирован 22 сентября 2017 г. Стандартный анализ показал совпадение направления прихода с положением гамма-яркого блазара TXS 0506 + 056, находящегося в периоде повышенной активности. В ответ на оповещение IceCube этот источник наблюдался атмосферными черенковскими телескопами, регистрирующими гамма-излучение с энергиями  $\gtrsim 100$  ТэВ: 23 сентября — HESS и VERITAS, 24 сентября — MAGIC. Гамма-излучение от этого источника указанными тремя инструментами обнаружено не было, однако при повторном наблюдении 28 сентября MAGIC зарегистрировал ненулевой сигнал, соответствующий увеличению потока по сравнению с верхними пределами от 23–24 сентября. Многоволновые наблюдения показали, что блазар в момент прихода нейтрин находился в начале продолжительной вспышки в радиодиапазоне; рентгеновский поток от него был достаточно скромным (это наблюдение впоследствии серьёзно ограничило теоретические модели происхождения нейтрин). В оптическом диапазоне через несколько минут после нейтринного события было зарегистрировано странное кратковременное падение блеска источника [99].

Блазары — многочисленные и сильно переменные источники, поэтому вероятность случайно найти находящийся в состоянии вспышки блазар в данном направлении и в данный момент времени достаточно велика. В условиях отсутствия априори зафиксированной процедуры корректная оценка вероятности такого совпадения затруднительна: основная проблема состоит в выборе количественного определения, что называть "вспышкой" источника и что называть "совпадением" со вспышкой. Авторы работы [15] предложили и применили несколько методов оценки статистической значимости, описанных в дополнительной информации к статье. Для таких оценок использовались только корреляции с потоком Fermi LAT, поскольку лишь этот инструмент обеспечивает непрерывные наблюдения блазаров по всему небу, с которыми можно сравнить конкретную зафиксированную вспышку. Апостериорная вероятность случайного совпадения, без учёта разных попыток, составляла  $2,1 \times 10^{-5}$  ( $4,1\sigma$  pre-trial). Авторы статьи в качестве независимых попыток учитывали наблюдения других нейтринных событий (на момент проведения анализа событий, отобранных по тем же критериям, что и IC170922A, их было в общей сложности 51), для которых совпадения со вспышками гамма-ярких блазаров отсутствовали. Учёт соответствующего штрафного фактора приводит к вероятности  $\approx 10^{-3}$  ( $3,0\sigma$  post-trial). Эта оценка не учитывает дополнительного штрафного фактора за использование четырёх моделей корреляции с гамма-потоком, три из которых можно считать независимыми, и за выбор параметров моделирования кривых блеска Fermi LAT (размер бина по времени и выбор бина по энергии). Отметим также, что после публикации данного результата IceCube изменил критерии отбора алертных событий, что не позволяет провести статистически корректный анализ того, сколько ещё аналогичных нейтринных

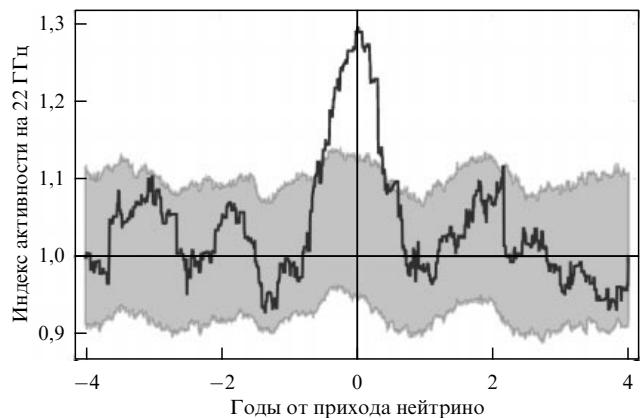
событий не сопровождалось вспышками гамма-источников.

Тот факт, что лишь для одного гамма-источника было зарегистрировано такое совпадение, а популяционные анализы не указывают на значимую связь гамма-ярких блазаров и нейтрино (см. раздел 2.3.3), позволил предположить, что блазар TXS 0506 + 056 является "особым" источником, поэтому была проанализирована история регистрации нейтрино всех энергий с этого направления. Была обнаружена [100] вспышка нейтринных событий (19 событий при ожидании 6) с энергиями 0,1 – 20 ТэВ и значимостью  $3.5\sigma$  (post-trial), определённой для данного конкретного направления на небе. Период времени, в который произошла эта нейтринная вспышка (2014 г.), ничем не выделен с точки зрения гамма-активности источника [101]. Отметим, что при использовании реконструкции событий IceCube, опубликованной в 2021 г. [19, 20], pre-trial вероятность регистрации этой вспышки в результате случайных флуктуаций составляет всего  $8.1 \times 10^{-3}$  [19], т.е. в  $\sim 100$  раз больше, чем в исходном анализе. При таком же изменении в post-trial значимости она составит  $\approx 2\sigma$ .

В многочисленных работах были исследованы многоволновые характеристики данного источника с целью построения теоретического описания рождения нейтрино (см., например, [102 – 111]). Предложить модель, одновременно описывающую события 2014 и 2017 гг. в рамках одного механизма, не удалось. Исследование характеристик источника TXS 0506 + 056 показало, что он является типичным радиоблазаром [112]. Таким образом, наблюдения [15, 100] могут не свидетельствовать о необычности этого источника, а служить иллюстрацией установленной популяционной связи нейтрино с радиоблазарами [67, 85]; вспышка гамма-излучения при этом была лишь одновременным сигналом активности источника.

**Вспышки радиоблазаров.** Представленная интерпретация мотивировала поиск совпадений моментов прихода высокозергичных нейтрино IceCube с радиовспышками блазаров, находящихся в тех же направлениях [67]. Результат этого исследования проиллюстрирован на рис. 17, из которого видно, что в среднем совпадающие с направлениями прихода нейтрино блазары находятся в периоде радиовспышки на момент прихода нейтрино. Несмотря на впечатляющий вид рисунка, post-trial статистическая значимость этого результата лишь ненамного превышает  $2\sigma$  из-за проведённого подбора оптимальной ширины временного окна. Этот результат, полученный по данным программы мониторинга блазаров на телескопе РАТАН-600 (Специальная астрофизическая обсерватория РАН), был подтверждён наблюдениями американской обсерватории OVRO и финской Metsahovi [90].

**Космические гамма-всплески.** Процессы звёздных масштабов с экстремальным энерговыделением [113 – 115] давно рассматривались в качестве потенциальных источников высокозергичных протонов и нейтрино (см., например, [116 – 119]), однако не было обнаружено никакой пространственно-временной корреляции между нейтрино и зарегистрированными гамма-всплесками [120 – 123]. Это сужает круг возможных гамма-всплесков — источников высокозергичных нейтрино — до оптически

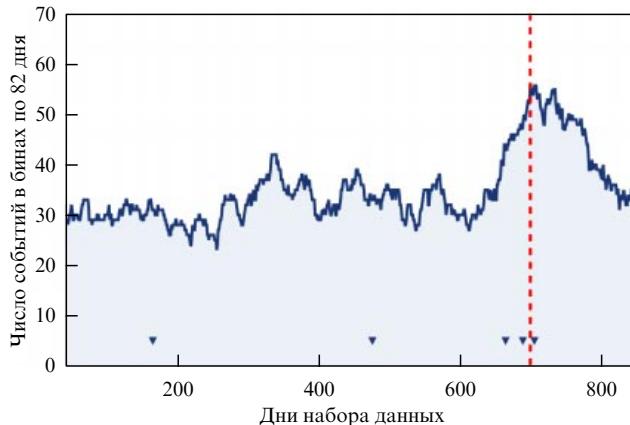


**Рис. 17.** Совпадение моментов прихода нейтрино с  $E_\nu > 200$  ТэВ со вспышками отобранных по РСДБ-каталогу блазаров (данные РАТАН-600 на частоте 22 ГГц из работы [67]). Индекс активности определён как отношение радиопотока в оптимизированный период 0,9 года к потоку за всё время наблюдений. Усреднено по 18 источникам, совпадающим с направлением прихода нейтрино. Закрашенная область — ожидание для случайных направлений прихода (68 % CL).

толстых, не наблюдаемых в электромагнитном излучении, для которых такой анализ невозможен.

**Приливное разрушение звёзд.** Эти катастрофы происходят при падении звезды на чёрную дыру и наблюдаются прежде всего как вспышки в оптическом диапазоне. В редких случаях такие события сопровождаются формированием джета. Отсутствие пространственно-временных корреляций с популяцией таких источников ограничивает их вклад в астрофизический поток нейтрино по данным IceCube на уровне  $\lesssim 1\%$  (для процессов с формированием джета  $\lesssim 26\%$ ) [124]. Определённый интерес вызвало нейтринное событие IceCube IC191001A с энергией  $\sim 217$  ТэВ, совпавшее по направлению прихода с одним из событий приливного разрушения, AT2019dsg, правда, нейтрино пришло через 154 дня после него [125]. Авторы этой работы приводят лишь оценку вероятности случайного совпадения,  $\approx 4.8 \times 10^{-3}$ , без детального статистического анализа. Более подробно это совпадение обсуждается в статье [126]. Отметим, что в данном случае приливное разрушение звезды формированием джета не сопровождалось.

**Галактические источники.** Как обсуждается далее в разделе 3.1, для источников в нашей Галактике возможно наблюдение высокозергичных нейтрино вместе с сопутствующим гамма-излучением того же диапазона энергий. Гамма-астрономия в диапазоне выше 100 ТэВ сейчас интенсивно развивается, что во многом мотивировано нейтринными результатами IceCube. Стоит упомянуть наблюдения точечных источников [127 – 132] и диффузного гамма-излучения от плоскости Галактики [133] в этом диапазоне. Пока единственное указание на возможную связь вспышки гамма-излучения с энергиями выше 100 ТэВ от галактического источника и приходом нейтрино такой же энергии даёт результат установки Ковёр-2 (Баксанская нейтринная обсерватория ИЯИ РАН), зарегистрировавшей [134] совпавшее со временем прихода нейтрино с энергией  $\sim 154$  ТэВ увеличение потока из области диска Галактики в созвездии Лебедя,



**Рис. 18.** Темп счёта событий с оценкой первичной энергии выше 300 ТэВ с направления Кокона Лебедя, зарегистрированных установкой Ковёр-2. Вертикальная штриховая линия показывает момент прихода нейтрино с энергией  $\sim 154$  ТэВ с этого направления. Треугольники в нижней части рисунка указывают моменты прихода событий, прошедших наиболее строгую фильтрацию как кандидаты в первичные фотоны. Построено по данным из работы [134].

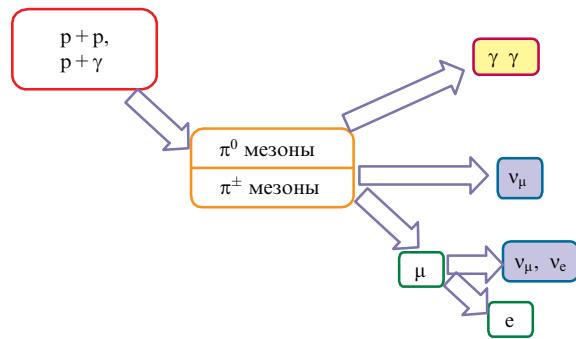
содержащей в том числе так называемый Кокон Лебедя, вероятно, являющийся источником наиболее энергичных когда-либо зарегистрированных космических фотонов (1,4 ПэВ [132]). На рисунке 18 приведена зависимость темпа прихода атмосферных ливней с направления на этот источник. Наблюдаемый избыток соответствует вспышке в фотонах с энергиями  $\gtrsim 300$  ТэВ продолжительностью около трёх месяцев, включающей день нейтринного события. Статистическая значимость этой вспышки  $3,1\sigma$  (post-trial). Отметим, что хотя именно Кокон Лебедя совпадает с наиболее вероятным направлением прихода нейтрино, как точность определения этого направления, так и угловое разрешение установки Ковёр-2 составляют более  $4^\circ$ , и в исследуемую область попадают и другие интересные источники, в том числе зарегистрированные в гамма-излучении выше 100 ГэВ релятивистские двойные системы.

### 3. Общие ограничения на модели происхождения нейтрино

#### 3.1. Пи-мезонный механизм и мультимессенджерный подход

Нейтрино не имеют электрического заряда и потому не могут быть эффективно ускорены внешними полями. Значит, получить нейтрино высокой энергии можно лишь в результате распадов или взаимодействий других энергичных или тяжёлых частиц. Это могут быть распады ультрарелятивистских ядер (об этом механизме мы упомянем в конце данного раздела), распады или аннигиляция очень тяжёлых медленных частиц (тёмной материи, см. раздел 4.2). Однако наиболее естественный, гарантированно реализующийся в астрофизических условиях механизм связан с распадами  $\pi$ -мезонов, рождающихся во взаимодействиях космических лучей с веществом или излучением.

Действительно, эксперименты указывают на наличие в нашей Галактике (и, вероятно, в других галактиках тоже!) высокoenергичных адронов — частиц космического излучения, протонов и ядер [45, 135]. Эти частицы



**Рис. 19.** Основные процессы рождения нейтрино в астрофизических источниках [14].

взаимодействуют с окружающим веществом и излучением. При высоких энергиях основная часть взаимодействий с участием адронов протекает с рождением самых лёгких сильноизаимодействующих частиц,  $\pi$ -мезонов. Последние нестабильны, и среди продуктов их распада имеются высокоэнергичные нейтрино. Эти процессы должны идти везде, где есть высокоэнергичные адроны (космические лучи), но их интенсивность зависит от количества вещества среды или фотонов-“мишеней”.

**Протон-протонные взаимодействия.** Без ограничения общности будем считать как релятивистские адроны, так и адроны среды протонами ( $p$ ). При высоких энергиях  $p$ -взаимодействие идёт с рождением одного или нескольких  $\pi$ -мезонов [136–138], причём лидирующий  $\pi$ -мезон в среднем уносит  $\sim 1/5$  часть энергии релятивистского протона  $E_p$  в системе отсчёта, где протон мишени покоится. Рождение  $\pi^0$ -,  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов приблизительно равновероятно, и высокоэнергичное излучение определяется распадами (рис. 19)

$$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma, \quad (5)$$

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ v_\mu, \quad (6)$$

$$\mu^+ \rightarrow e^+ v_e \bar{v}_\mu \quad (7)$$

(цепочка распадов  $\pi^-$  и  $\mu^-$  получается из (6), (7) зарядовым сопряжением). Энергия заряженного  $\pi$ -мезона делится в среднем примерно поровну между четырьмя лептонами в конечном состоянии, а точнее [1, 139]

$$\frac{\langle E_{v_\mu} \rangle}{E_{\pi^+}} = \frac{1}{2} \left( 1 - \left( \frac{m_\mu}{m_\pi} \right)^2 \right) \simeq 0,21,$$

$$\frac{\langle E_{v_e} \rangle}{E_{\pi^+}} = \frac{1}{10} \left( 2 + \left( \frac{m_\mu}{m_\pi} \right)^2 \right) \simeq 0,26,$$

$$\frac{\langle E_{\bar{v}_\mu} \rangle}{E_{\pi^+}} = \frac{\langle E_{e^+} \rangle}{E_{\pi^+}} = \frac{1}{20} \left( 3 + 4 \left( \frac{m_\mu}{m_\pi} \right)^2 \right) \simeq 0,27.$$

Энергия нейтрального  $\pi$ -мезона делится поровну между двумя родившимися фотонами. Таким образом, в результате взаимодействия протона с энергией  $E_p$  с покоящимся протоном рождаются, в среднем, либо (с вероятностью  $1/3$ ) два фотона с энергиями по  $E_p/10$ , либо (с вероятностью  $2/3$ ) три (анти)нейтрино с энергиями по  $E_p/20$ .

**Протон-фотонные взаимодействия.** Рассмотрим теперь взаимодействие релятивистских протонов с фотонами окружающего излучения. При экстремально высоких энергиях этот процесс также идёт с множественным рождением  $\pi$ -мезонов и по результирующим нейтрино мало чем отличается от pp-взаимодействия. Однако нас будет больше интересовать другой режим. Действительно, значительные концентрации фотонов в астрофизических источниках достигаются лишь при относительно небольших энергиях, так что основной вклад в рождение астрофизических нейтрино дают взаимодействия с рождением единичного  $\pi$ -мезона. В отличие от pp, рождение  $\pi$ -мезонов в  $p\gamma$ -взаимодействиях — процесс пороговый, суммарной энергии должно хватить для рождения хотя бы покоящегося  $\pi$ -мезона. Основной канал для этого — резонансное рождение и последующий распад  $\Delta^+$ -бариона,

$$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow \begin{cases} n + \pi^+, \\ p + \pi^0 \end{cases} \quad (8)$$

(n — нейтрон).

Первое, что обращает на себя внимание, — в этом процессе не рождается лидирующий  $\pi^-$ , поэтому нарушается равенство  $v_e$  и  $\bar{v}_e$  при рождении. Однако по сумме нейтрино и антинейтрино получающийся в  $p\gamma$ -взаимодействиях ароматовый состав от pp не отличается.

Далее, кинематика двухчастичного распада  $\Delta^+$  позволяет определить долю энергии начальных частиц, уносимой  $\pi$ -мезоном: она снова оказывается равной  $\sim 1/5$  (численное совпадение с pp — случайное и имеет место только в  $\Delta$ -резонансном приближении), поэтому, как и для pp-процесса,  $E_v \sim E_p/20$  и  $E_\gamma \sim E_p/10$  (только из-за отсутствия  $\pi^-$  фотоны теперь рождаются примерно в половине случаев, а не в  $1/3$ ).

Наконец, условие резонанса записывается как  $E_p E_{\gamma_B} = m_\Delta^2$ , где  $E_{\gamma_B}$  — энергия исходного фотона, а  $m_\Delta \approx 1,23$  ГэВ — масса  $\Delta$ -бариона. Поэтому для рождения нейтрино с энергией  $E_v$  в  $p\gamma$ -процессе можно оценить требуемую энергию не только протона,  $E_p \simeq 20E_v$ , но и исходного фотона,

$$E_{\gamma_B} = \frac{m_\Delta^2}{20E_v} \simeq 750 \text{ эВ} \left( \frac{E_v}{100 \text{ ТэВ}} \right)^{-1}. \quad (9)$$

Для практических применений важно помнить, что выражение (9) записано в системе отсчёта источника, поэтому  $E_v$  здесь может отличаться от наблюдаемой, например, если источник находится на непренебрежимом космологическом красном смещении  $z$  или движется релятивистски вдоль луча зрения. Отметим также, что приведённые здесь и в описании pp-процесса легко запоминающиеся оценки являются приближёнными и в ряде случаев не выполняются (см., например, [140]).

Во многих моделях ускорения частиц космического излучения спектр релятивистских протонов оказывается степенным. При рассеянии на покоящихся протонах среды масштабная инвариантность pp-процесса приводит к тому, что спектры вторичных частиц, и в конечном итоге нейтрино, повторяют степенной спектр исходных протонов. Резонансный характер  $p\gamma$ -рассеяния, напротив, приводит к спектрам нейтрино, которые отличны от степенных и определяются спектрами фотонов мишени.

**Осцилляции и ароматовый состав.** Итак, из распадов  $\pi^\pm$ -мезонов получаются  $v_e$ ,  $v_\mu$  и соответствующие антинейтрино. В pp-взаимодействиях нейтрино и антинейтрино рождаются поровну, в  $p\gamma$  — рождение  $\bar{v}_e$  подавлено в  $\Delta$ -резонансном приближении. В любом случае мюонных нейтрино и антинейтрино суммарно рождается в два раза больше, чем электронных. Однако по пути от источника до наблюдателя ароматовый состав нейтрино меняется из-за осцилляций.

Пусть разница квадратов масс двух нейтринных состояний равна  $\Delta m^2$ , энергия нейтрино  $E_v$ . Тогда длина осцилляций составляет

$$L_{\text{osc}} = 4\pi \frac{E_v}{\Delta m^2} \approx 22,4 \text{ а.е.} \left( \frac{E_v}{100 \text{ ТэВ}} \right) \times \left( \frac{\Delta m^2}{7,4 \times 10^{-5} \text{ эВ}^2} \right)^{-1}. \quad (10)$$

Учитывая, что радиус орбиты Урана составляет около 19 а.е., получаем, что расстояние до любого источника нейтрино за пределами Солнечной системы много больше длины осцилляций (для оценки в формулу (10) было подставлено наименьшее  $\Delta m^2$  в системе трёх ароматов нейтрино). Вдобавок, для большинства астрофизических источников и размер их заметно превышает  $L_{\text{osc}}$ . Поэтому ароматовый состав нейтрино при регистрации есть смысл рассматривать только усреднённым по фазе осцилляций, а значит, работает так называемое приближение Грибова–Понтекорво, в котором доли нейтрино ароматов  $l = e, \mu, \tau$  в точке наблюдения,  $f_l$ , связаны с таковыми в источнике,  $f_l^0$ , простым соотношением

$$f_l = \sum_{l'} M_{ll'} f_{l'}^0, \quad (11)$$

где матрица преобразования  $M_{ll'} = \sum_i |U_{li}^2| |U_{l'i}^2|$ , а  $U_{li}$  — матрица смешивания нейтрино (матрица Понтекорво–Маки–Накагавы–Сакаты, см., например, [141]). Значения элементов этой матрицы — параметры нейтринных осцилляций — известны с разной точностью и продолжают уточняться в новых экспериментах [142]. Для целей данного обзора достаточно будет приближения, в котором  $f_\tau^0 = 0$ , тогда  $f_\mu^0 = 1 - f_e^0$  и

$$\begin{cases} f_e \simeq 0,18 + 0,36 f_e^0, \\ f_\mu \simeq 0,44 - 0,25 f_e^0, \\ f_\tau \simeq 0,38 - 0,11 f_e^0. \end{cases} \quad (12)$$

Примечательно, что для значения  $f_e^0 \approx 1/3$ , ожидаемого из распадов  $\pi$ -мезонов в источнике, получаем приблизительное равенство вероятностей регистрации трёх ароматов нейтрино в точке наблюдения<sup>2</sup>.

**Мультимессенджерный подход.** Поскольку низкоэнергетические фотоны и протоны мишени имеются в достатке во многих астрофизических объектах, описанный выше механизм связывает потоки трёх типов высокoenергетических частиц, носителей астрофизической информации

<sup>2</sup> Выражение (11) справедливо как для нейтрино, так и для антинейтрино. Учитывая, что (за исключением резонанса Глэшоу) различить  $v$  и  $\bar{v}$  современные эксперименты не могут, мы не различаем их в этих выражениях.

(messengers): нейтрино от распадов  $\pi^\pm$ , фотонов от распадов  $\pi^0$  и исходных релятивистских протонов — космических лучей. Эта связь лежит в основе так называемого мульти messенджерного подхода к наблюдательному ограничению моделей источников. Ограничения такого типа применялись для оценки потоков астрофизических нейтрино высоких энергий за десятилетия до их открытия [143–145], а после их обнаружения стали мощным количественным инструментом для понимания их происхождения.

Мы видели, что в  $\pi$ -мезонных распадах излучаемый поток нейтрино с энергиями  $E_\nu$  сопровождается излучаемым потоком фотонов с энергиями  $E_\gamma \sim 2E_\nu$ . Потоки энергии (измеряемые, например, в  $\text{TeV cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), уносимые фотонами  $\gamma$  и нейтрино  $\nu$ , связаны соотношениями

$$E_\gamma^2 \frac{dN_\gamma}{dE_\gamma} = AE_\nu^2 \frac{dN_\nu}{dE_\nu} \Big|_{E_\nu=E_\gamma/2},$$

где  $A \sim 2/3$  ( $4/3$ ) для pp ( $\rho\gamma$ )-механизма соответственно. Однако, в отличие от нейтрино, фотоны высоких энергий не распространяются через Вселенную свободно: они рождают электрон-позитронные пары  $e^+e^-$ , взаимодействуя с фотонами окружающего излучения [146]. Этот процесс — пороговый, и его сечение сильно пикует чуть выше порога, когда энергии исходных фотонов удовлетворяют соотношению  $E_\gamma E_{\gamma_B} \approx 4m_e^2$ , где  $m_e$  — масса электрона. Удобно переписать это соотношение в виде

$$\frac{E_\gamma}{\text{TeV}} \frac{E_{\gamma_B}}{\text{eV}} \approx 1, \quad (13)$$

откуда следует, что фотоны с  $E_\gamma \sim 100$ – $1000$  ТэВ рождают пары в основном на фотонах реликтового излучения, плотность которых во Вселенной очень велика. Как следствие, длина свободного пробега рождаемых вместе с нейтрино фотонов не превышает размеров Галактики или её ближайшей окрестности. Это, однако, только часть истории, поскольку рождённые  $e^\pm$  взаимодействуют с тем же фоновым излучением, отдавая свою энергию фотонам (обратный эффект Комптона). Получившиеся фотоны, каждый из которых имеет энергию, уже несколько меньшую, чем исходный, вновь рождают электрон-позитронные пары, и продолжается электромагнитный каскад (рис. 20). После каждого цикла энергия исходного фотона перераспределяется между фотонами вторичными, так что средняя энергия фотонов в каскаде уменьшается, хотя суммарная сохраняется (см. [144, 147]). Так продолжается до тех пор, пока средняя энергия фотонов не снизится настолько, что они продолжат движение через Вселенную уже беспрепятственно. Это происходит при энергиях фотонов в несколько десятков ГэВ, так что вся энергия внегалактического диффузного гамма-излучения с  $E_\gamma \gtrsim 100$  ТэВ "перекачивается" в диапазон  $\sim 10$  ГэВ. Поток изотропного гамма-излучения в этом диапазоне измерен инструментом LAT на борту спутника Fermi [148], так что поток, полученный каскадированием сопутствующих фотонов от источников нейтрино, никак не может превышать эти измерения. Такое требование позволяет ограничить сверху диффузный поток нейтрино от внегалактических источников [143], если только они сами не поглощают все фотоны с энергиями  $\gtrsim 10$  ГэВ. Величина такого ограничения зависит, хотя и не слишком сильно, от предположений о форме нейтринного спектра, механизме (pp или  $\rho\gamma$ )

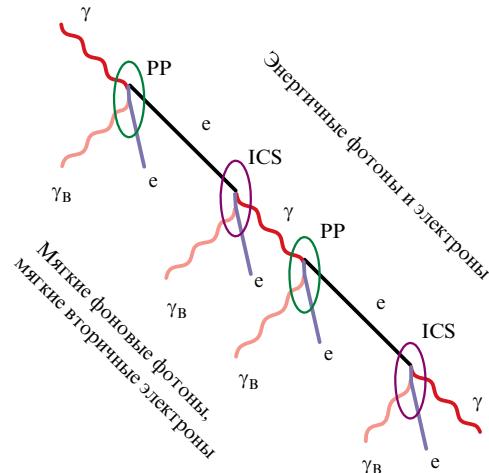


Рис. 20. Развитие электромагнитного каскада [14]. PP — рождение пар, ICS — обратное Комптоновское рассеяние.

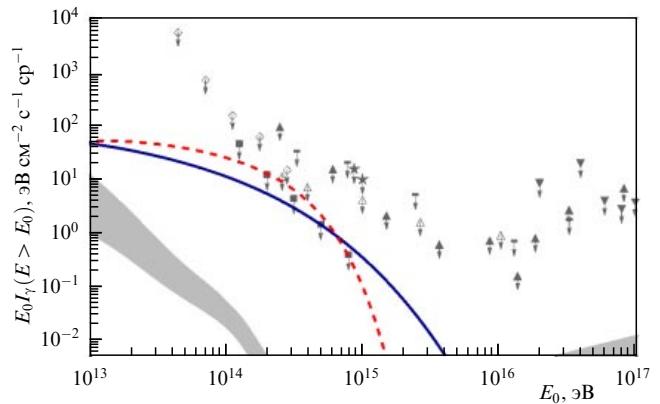


Рис. 21. Предсказания интегрального изотропного диффузного потока фотонов высоких энергий в моделях, объясняющих наблюдаемый нейтринный поток: галактических (сплошная линия — взаимодействие космических лучей с газом в стенках Местного пузыря [149], штриховая линия — распады частиц тёмной материи [150]) и внегалактических (затенённая область [151]). Серые символы — экспериментальные ограничения сверху (пустые ромбы — GRAPES-3 [152, 153], пустые треугольники — KASCADE [154], треугольники вверх — KASCADE и KASCADE-Grande [155], треугольники вниз — ШАЛ-МГУ [156], горизонтальные чёрточки — CASA-MIA [157], звёздочки — EAS-TOP [158]), квадраты — предварительный анализ Tibet-AS $\gamma$  в статье [159].

и, главное, о распределении источников во Вселенной (эволюция). С другой стороны, вклад галактических источников может быть оценён из наблюдения фотонов с  $E_\gamma \sim 2E_\nu$ , которые в пределах Галактики долетают до наблюдателя почти без поглощения (рис. 21). В контексте измерений IceCube эти возможности исследовались, например, в работах [151, 160–165].

Подобную, хотя требующую значительно больших допущений, конструкцию можно построить и в отношении космических лучей. Эта широко известная оценка получила название ограничения Ваксмана–Бакалла [145], хотя, как мы увидим ниже, скорее даёт некоторое характерное значение потока, нежели ограничивает его сверху. Предположим, что все космические лучи сверхвысоких энергий, регистрируемые соответствующими детекторами, ускоряются в некоторых внегалактических источни-

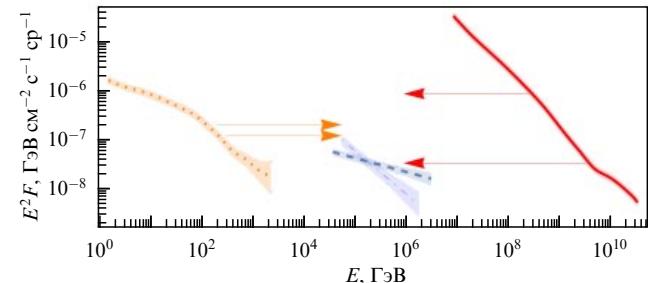
ках, и определим количество высокоэнергичных протонов исходя из измеренных потоков при энергиях  $\sim 10^{19}$  эВ (при таких энергиях космические лучи имеют гарантированно внегалактическое происхождение). Тот же механизм, что ускоряет некоторые протоны до самых высоких энергий, ускорит значительно большее количество протонов до меньших энергий  $\sim 10^{16} - 10^{17}$  эВ. В отличие от наиболее энергичных, протоны меньших энергий будут удерживаться магнитным полем в источнике и рано или поздно провзаимодействуют там с веществом или излучением, рождая  $\pi$ -мезоны. Поток нейтрино, который получится, если энергия всех таких протонов будет передана  $\pi$ -мезонам, распадающимся в фотоны и нейтрино [145], по построению даёт ограничение сверху на потоки нейтрино (эта энергия может оставаться в космических лучах или переизлучаться другими способами). Однако уже вскоре после публикации данной оценки стало ясно, что в ней заложено слишком много предположений [166], в первую очередь требующее достаточно тонкой настройки предположение о вылетании космических лучей с энергиями  $\sim 10^{19}$  эВ, но задержке в источнике протонов меньшей энергии, которые рождают наблюдаемые нейтрино. Несколько вообще, почему космические лучи сверхвысоких энергий и нейтрино энергий  $\sim 100$  ТэВ должны рождаться в одних и тех же источниках, ведь для ускорения протонов до  $\sim 10^{19}$  эВ нужны гораздо более редкие, труднее достижимые условия, нежели для требуемых для рождения нейтрино  $E_p \sim 20E_\nu \sim 10^{16}$  эВ. Наконец, до сих пор нет ясности, регистрируемые на Земле космические лучи каких энергий имеют внегалактическое происхождение, а от этого существенно зависит численное значение полученной оценки.

Подкупавшая простота приведённых оценок была одной из важных мотивировок строительства нейтринных телескопов кубокилометрового масштаба, чувствительность которых как раз достигает таких значений потоков [167]. Удивительно, что наблюдаемые IceCube потоки нейтрино оказались по порядку величины близки к этим, понимавшимся как ограничения сверху, оценкам, хотя изначально этого предсказать было нельзя:

«Эксперименты с внегалактическими нейтрино... в случае положительного результата дадут очень важную и уникальную информацию как для астрофизики, так и для физики элементарных частиц, но в случае отрицательного результата (на установке  $10^9$  м<sup>3</sup>) дадут лишь пищу для печальных рассуждений астрофизика, который сумеет найти много "естественных" причин для объяснения низкого потока внегалактических нейтрино» (В.С. Березинский, Г.Т. Зацепин [167]).

Можно даже сказать, что одна из основных трудностей теоретического объяснения происхождения зарегистрированных астрофизических нейтрино как раз и состоит в том, что их поток оказался очень большим, на уровне максимальных ожиданий. А эти оценки остались в центре внимания и при более детальных исследованиях происхождения нейтрино.

Обратим внимание на рис. 22, подобные которому часто приводятся в качестве иллюстраций мультимесенджерного подхода. На нём приведены энергетические потоки диффузных фотонов, нейтрино и космических лучей, зарегистрированных различными инструментами в соответствующих диапазонах энергий. Можно заметить, что потоки нейтрино  $\sim$  ПэВ, фотонов  $\sim 10$  ГэВ и



**Рис. 22.** Ограничения и оценки нейтринного потока в мультимесенджерном подходе. Слева,  $E \sim 1 - 1000$  ГэВ, оранжевая пунктирная линия — диффузный изотропный поток гамма-излучения по данным Fermi LAT [168]. Посередине,  $E \sim 10^5 - 10^6$  ГэВ, — полные потоки астрофизических нейтрино всех ароматов по данным IceCube (синяя штриховая линия —  $v_\mu$  2019 [25]; тонкая синяя штрихпунктирная линия — HESE 2020 [24]). Справа,  $E \sim 10^7 - 10^{10}$  ГэВ, — поток космических лучей по данным комбинированного фита [169]. Стрелки иллюстрируют обсуждаемые в тексте оценки и ограничения и их неопределённости.

протонов  $\sim 10^{19}$  эВ совпадают по порядку величины,  $\sim 10^{-8}$  ГэВ см<sup>-2</sup> с<sup>-1</sup>, что позволяет рассматривать реализацию описанных выше сценариев, насыщающих мультимесенджерные ограничения (нейтрино рождаются во внегалактических источниках космических лучей сверхвысокой энергии, а зарегистрированное Fermi LAT диффузное гамма-излучение — результат электромагнитных каскадов, запущенных рожденными вместе с нейтрино фотонами). Для нейтрино с энергиями выше 100 ТэВ подобные модели действительно можно предложить [170]. Однако при ближайшем рассмотрении для всего потока нейтрино такое рассуждение представляется поверхностным и, вероятно, неправильным:

1) потоки нейтрино, зарегистрированные IceCube в каскадной mode, при энергиях  $\sim 50$  ТэВ и ниже нарушают ограничение сверху из Fermi LAT и превышают оценку Ваксмана — Бакалла;

2) значительная часть диффузного потока фотонов, зарегистрированного Fermi LAT, связана с многочисленными далёкими блазарами, из-за несовершенства инструмента не разрешаемыми на отдельные точечные источники [171]; при том такие блазары сами могут быть нейтринными источниками;

3) спектр космических лучей характеризуется резким спадом, и утверждение о примерном равенстве энергетических потоков справедливо лишь для определённых энергий; неясно, чем эти энергии выделены по сравнению с несколько меньшими,  $\sim 3 \times 10^{17}$  эВ, при которых космические лучи, скорее всего, также внегалактические (см. количественные оценки в [172]).

Как обсуждалось выше, другие наблюдательные факты также указывают на то, что картина происхождения нейтрино более сложная.

**Другие режимы и механизмы.** Остановимся кратко на возможных отклонениях от обрисованной выше стандартной картины, связанной с распадами  $\pi$ -мезонов, оставаясь при этом в рамках Стандартной модели физики частиц.

**Режим "подавления мюонов".** Если распады  $\pi^\pm$ -мезонов происходят в области сильного магнитного поля, то относительно долгоживущие  $\mu^\pm$  успевают потерять значительную долю своей энергии на синхротронное излучение, прежде чем распасться. В этом случае все высоко-

энергичные нейтрино — мюонные, непосредственно рожденные из  $\pi^\pm$ , т.е. в формулах (12) следует поставить  $f_e^0 = 0$ . Осцилляции приводят к ароматовому составу, отличному от стандартного: средний поток  $v_e$  и  $v_\tau$  теперь не равен потоку  $v_\mu$ , а составляет  $\sim 2/3$  от него. Современной точности определения состава пока не хватает, чтобы надёжно различить эти сценарии (см. рис. 12). Более подробно этот и ещё более экзотические сценарии рассмотрены, например, в работах [173, 174]. Магнитное поле, при котором работает этот режим, можно оценить из требования, чтобы характерное время синхротронных потерь мюона было меньше времени его жизни, а энергию мюона связать с энергией нейтрино. Получается, что для подавления мюонов поле должно превышать

$$B_{\mu\text{damp}} \approx 60 \text{ кГс} \left( \frac{E_\nu}{100 \text{ ТэВ}} \right)^{-1}.$$

Поля масштабов  $10^4$  Гс могут присутствовать в непосредственных окрестностях сверх массивных чёрных дыр, поэтому дальнейшее уточнение ароматового состава наблюдаемых нейтрино может выделить или ограничить этот класс потенциальных источников [175]. Отметим, что фотонов из распадов  $\pi^0$  на одно высокоэнергичное нейтрино в этом случае будет больше, чем для обычного сценария.

*Замечание о бета-распадах.* Наличие среди частиц космического излучения заметного количества ядер тяжелее протонов, в принципе, допускает следующий сценарий происхождения нейтрино. Ядро, подобно протонам, ускоряется до значительной энергии, а затем распадается, например, в результате фотодиссоциации. Среди его осколков могут встретиться нестабильные по отношению к бета-распаду, прежде всего индивидуальные нейтроны; нейтрино будут присутствовать среди продуктов распада и унаследуют часть кинетической энергии исходного ядра. Эта часть, однако, невелика, поскольку доля энергии нейтрино по отношению к энергии нейтрона составляет (в лабораторной системе отсчёта) лишь  $\sim 10^{-3}$ . Поэтому, как правило, вклад такого механизма в производство высокоэнергичных нейтрино невелик по сравнению с обычными адронными взаимодействиями. Порог фотодиссоциации ядер примерно на порядок ниже порога рождения  $\pi$ -мезонов, так что существует небольшой диапазон энергий, в котором этот процесс существен [176]. Мюонные нейтрино в этом случае не рождаются,  $f_e^0 = 1$ , и наблюдаемый состав согласно (12) также оказывается обеднённым  $v_\mu$ , что плохо согласуется с результатами IceCube даже с учётом невысокой точности последних [24, 39].

### 3.2. Усреднённые ограничения на популяции источников

Каждая конкретная модель происхождения нейтрино даёт свои предсказания по распределению направлений прихода на небе и может быть протестирована в комбинации специфических индивидуальных анализов или на основе результатов, изложенных в разделе 2.3. Однако существуют подходы, в рамках которых, стартуя с наблюдательных данных, можно получить общие ограничения на количество и нейтринную светимость основной популяции источников, вносящих основной вклад в нейтринный поток. В простейшей форме, в основном и используемой на сегодняшний день, источники в пределах популяции предполагаются одинаковыми; следует, однако, помнить о том, что реалистичные пред-

положения о естественном разнообразии, например, светимостей источников одного класса могут существенно изменить результаты такого анализа (см. аналогичную проблему для космических лучей сверхвысоких энергий [177–179]).

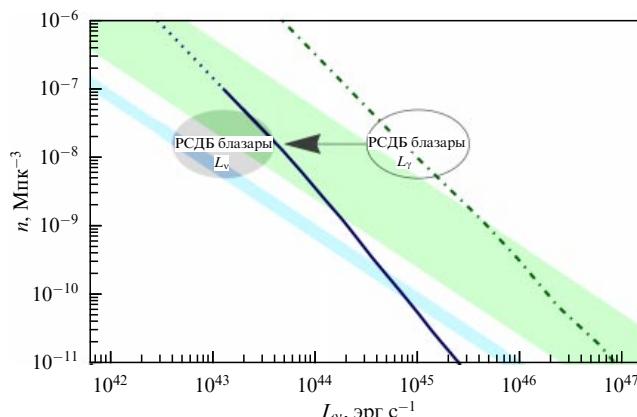
**Оценка числа источников и их нейтринной светимости.** Выше уже отмечалось, что отсутствие статистически значимых индивидуальных источников на нейтринном небе указывает на то, что наблюдаемый поток или имеет диффузное происхождение, или создаётся значительным количеством астрофизических объектов, наблюдаемый нейтринный поток от каждого из которых невелик. Здесь мы дадим количественные оценки этих параметров.

Предположим, что наблюдаемый поток создаётся источниками с одинаковой нейтринной светимостью и некоторым распределением по красному смещению (так называемая космологическая эволюция источников). Тогда можно оценить, как часто для данной экспериментальной экспозиции ожидается наблюдение более одного (двух, трёх, ...) нейтрино от источника (мультиплеты). Сравнение количества мультиплетов в данных с ожидаемым для случайного распределения позволяет ограничить плотность числа источников во Вселенной для фиксированной эволюции. В ситуации, когда ограничение связано с отсутствием наблюдения значимых кластеров событий, соответствующих точечным источникам, легко показать, что предположение об одинаковой светимости приводит к наиболее консервативным ограничениям.

Метод ограничения числа источников на основе статистики кластеров направлений прихода был предложен в работе [180] для космических лучей сверхвысоких энергий, но применение его в нейтринной астрономии существенно отличается (см., например, [181]). Главное отличие состоит в том, что космические лучи из-за взаимодействия с реликтовым излучением собираются из ограниченного объёма Вселенной, и отсутствие кластеров означает большое количество источников в этом объёме, т.е. большую локальную плотность источников. Нейтрино же собираются со всей Вселенной, и вклад (в любом случае многочисленных) далёких источников доминирует. Отсутствие кластеров для нейтрино говорит об отсутствии близких источников, выделяющихся на равномерном фоне далёких и слабых, т.е. о большом расстоянии до ближайшего источника или малой локальной плотности<sup>3</sup>. Разумеется, при анализе надо учитывать большое количество случайных кластеров от атмосферных нейтрино. Зато, в отличие от заряженных космических лучей, нейтрино распространяются прямолинейно, поэтому угловой размер кластера полностью определяется точностью нахождения направления прихода.

Зная среднюю нейтринную светимость каждого источника и распределение источников по расстоянию, т.е. входные данные для оценки статистики кластеров событий, легко вычислить и сравнить с наблюдениями и полный нейтринный поток. Комбинация двух требований: отсутствия значимых точечных источников или кластеров событий и объяснения наблюдаемого потока — позволяет ограничить комбинации нейтринной свети-

<sup>3</sup> Поэтому отсутствие кластеров и в космических лучах, и в нейтрино говорит о том, что вряд ли удастся обнаружить кросс-корреляции между их направлениями прихода [182].



**Рис. 23.** Ограничения на плотность числа источников  $n$  (при красном смещении  $z = 0$ ) и их типичную нейтринную светимость  $L_v$ . Штрих-пунктирная линия — ограничение сверху (99 % CL) на  $n$  из отсутствия значимых точечных источников нейтрино в трековой выборке данных IceCube за восемь лет [189]; широкая закрашенная полоса — разрешённая (99 % CL) область, при которой данные источники объясняют поток и спектр IceCube по тем же данным [189]. Сплошная линия (пунктир — её экстраполяция) — ограничение сверху (95 % CL) на  $n$  из отсутствия кластеров направлений прихода нейтрино в выборке трековых событий IceCube с энергиями  $> 200$  ТэВ [187]; узкая закрашенная полоса — разрешённая (68 % CL) область, при которой данные источники объясняют поток и спектр IceCube по тем же данным [187]. Ограничения предполагают сильную положительную эволюцию, характерную для активных ядер галактик. Затенённый эллипс — оценка характерных параметров блазаров, отобранных по РСДБ-потоку (см. раздел 2.3.3). Пустой эллипс — то же, если предположить равенство нейтринной и болометрической гамма-светимости.

ности и плотности источников для фиксированного предположения об их космологической эволюции. В разных вариантах этот подход применялся к ограничению параметров нейтринных источников в [183–189].

На рисунке 23 приведены результаты для моделей с быстрой положительной эволюцией (много источников при больших красных смещениях), характерной для активных ядер галактик. Отдельно показаны ограничения для высоких ( $E_\nu > 200$  ТэВ) и всех (т.е. в основном  $\gtrsim 10$  ТэВ) энергий, полученные по трековым событиям. Сочетание требуемой нейтринной светимости и статистики кластеров направлений прихода ставит строгие ограничения на модели источников. В частности, нейтринная светимость типичного источника часто оказывается существенно меньше характерной фотонной светимости объектов этого типа. Наиболее серьёзные ограничения для конкретных классов источников возникают, если помимо кластеризации, т.е. автокорреляции направлений прихода нейтрино, учитывать кросс-корреляцию нейтрино и направлений на источники (см. раздел 2.3.3) [188]. Для примера на рис. 23 отмечена область характерных параметров блазаров, отобранных по РСДБ-потоку (раздел 2.3.3) [67, 85]. Для объяснения наблюдаемого потока их нейтринная светимость должна составлять проценты от светимости в фотонах. Видно, что в этом случае они могут быть источниками всех астрофизических нейтрино, как с энергиями выше 200 ТэВ, так и более низких, в соответствии с наблюдаемыми корреляциями направлений.

Что касается источников со слабой эволюцией, то аналогичные показанным на рис. 23 ограничения удовлетворяются только для низкой нейтринной светимо-

сти и высокой плотности числа источников. При анализе направлений прихода нейтрино для плотностей  $\gtrsim 10^{-6}$  Мпк $^{-3}$  эти ограничения требуют учёта [190] локальной крупномасштабной структуры Вселенной, которую повторяет распределение всех астрофизических объектов. Примером источников такого типа являются галактики с интенсивным звездообразованием. Проведённый анализ [191, 192] пока не слишком сильно ограничивает такие сценарии.

### 3.3. Выводы об общих ограничениях

Мультимессенджерный анализ диффузных потоков внегалактических космических лучей, гамма-излучения ГэВ-диапазона и астрофизических нейтрино высоких энергий показывает, что для внегалактических источников с  $\pi$ -мезонным механизмом потоки нейтрино, обнаруженные IceCube, находятся на уровне ограничений сверху, т.е. самых высоких теоретических ожиданий. Разумеется, конкретные количественные ограничения зависят от деталей модели, но качественно картина указывает на то, что наблюдаемые потоки частиц в трёх каналах: космических лучей, нейтрино и фотонов — согласованы друг с другом по порядку величины. Это допускает возможность того, что взаимодействия протонов играют заметную роль в происхождении не только нейтрино, но и гамма-излучения высоких энергий. Отметим, что до наблюдения IceCube происхождение основной части астрофизического гамма-излучения высоких энергий связывали, как правило, с релятивистскими электронами.

В то же время анализ направлений прихода нейтрино, в первую очередь их диффузный характер — отсутствие явно выделенных источников, обеспечивающих значительный вклад в поток; отсутствие корреляций нейтрино с популяциями гамма-ярких потенциальных источников; серьёзные ограничения на выделенность диска Галактики в потоке нейтрино, — указывают на сложности наивного мультимессенджерного подхода. Удовлетворить одновременно всем ограничениям и объяснить все наблюдения в рамках простой модели с одним классом источников не удаётся. Вероятно, наблюдаемый поток астрофизических нейтрино высоких энергий приходит из разных классов источников, в число которых входят как галактические "ПэВатроны", доминирующие при более низких энергиях, так и внегалактические (например, радиоблазары), обеспечивающие более жёсткий спектр. При этом число дающих вклад в наблюдаемый поток внегалактических источников велико, и нейтринная светимость каждого из них на порядки меньше фотонной светимости.

## 4. Потенциальные классы источников

Оставаясь в рамках выведенной из наблюдательных ограничений картины, описанной в конце раздела 3, мы очень кратко перечислим конкретные астрофизические объекты и среди — потенциальные источники наблюдаемых нейтрино.

### 4.1. Модели внегалактических источников

**Активные ядра галактик.** Окрестности сверхмассивных чёрных дыр в активных ядрах галактик являются наиболее мощными непрерывными источниками излучения во Вселенной. Релятивистские джеты блазаров, направлен-

ные на наблюдателя, приводят к многократному усилению потока (как фотонов, так и нейтрино) за счёт лоренцевой кинематики. В качестве источников нейтрино высоких энергий они рассматривались начиная с теоретических работ на заре нейтринной астрономии [193–195] (см. также недавние обзоры [196–199] и ссылки в них).

Классический сценарий [200–207] включает рождение нейтрино в непосредственной близости от чёрной дыры — ближе, чем начинается джет. Плотность вещества в центральных областях ядер галактик невелика, и основным каналом рождения нейтрино могут стать  $\gamma$ -процессы. Релятивистские протоны с требуемыми энергиями до  $\sim 10^{16}–10^{17}$  эВ могут быть ускорены либо в магнитосфере чёрной дыры [208], либо в ударных волнах в окрестности аккреционного диска. Последний является также источником интенсивного излучения, обеспечивающего второй необходимый ингредиент — фотонамишени.

В контексте обсуждавшихся выше наблюдательных данных этот сценарий требует дополнения или модификации, поскольку не позволяет объяснить астрофизические нейтрино энергий порядка 10 ТэВ, для которых также установлена [85] связь с блазарами. Действительно, согласно формуле (9) для рождения таких нейтрино требуются фотоны рентгеновского диапазона, в то время как аккреционный диск излучает в основном в ультрафиолете и может обеспечить фотонамишени для рождения нейтрино лишь значительно более высоких энергий. Модификации данного сценария включают вклад излучения короны аккреционного диска [209–212], спектр которого по сравнению с самим диском простирается в область более высоких энергий, хотя и с меньшей интенсивностью. Общей проблемой моделей рождения нейтрино в области диска и его короны является отсутствие прямой связи с релятивистским усилением в джете — как правило, нейтрино в таких моделях излучаются изотропно. Дополнительная, хотя и преодолимая, сложность связана с тем, что (судя по быстрой переменности) именно в этих областях рождается наблюданное гаммаизлучение блазаров, а статистически значимой связи нейтрино с таким гаммаизлучением не обнаружено.

Эти проблемы обходятся, если нейтрино рождаются уже в релятивистском джете, вблизи его основания (см., например, [85, 213, 214]). Здесь присутствуют рентгеновские фотонамишени, а ускорение протонов до требуемых энергий может происходить в слабо релятивистских ударных волнах [215–217]. Именно здесь рождается видимое радиоизлучение блазаров, корреляции моментов прихода нейтрино с усилением которого установлены в [67, 90] (более близкие к чёрной дыре области непрозрачны для радиоизлучения). Поскольку для описания всего спектра наблюданного электромагнитного излучения блазаров от радио- до гамма-диапазона не хватает однозонных моделей, естественно предположить, что и нейтринное излучение может приходить не из той же области, что и гаммаизлучение. Однако стоит отметить, что плотность фотонов мишени в джете невелика, и для рождения нужного количества нейтрино в этой области требуется значительная протонная мощность джета [85]. Возможно, наблюданная корреляция нейтрино и радиоизлучения указывает на работу pp-механизма [218].

**Резервуары космических лучей.** К этому классу относятся астрофизические объекты самых разных масштабов, в

которых космические лучи удерживаются продолжительное время магнитным полем. Вероятность взаимодействия их с протонами среды возрастает со временем, так что в конечном итоге рождение нейтрино неизбежно обеспечивается pp-механизмом. Одним из наиболее широко обсуждаемых объектов такого рода являются галактики с интенсивным звездообразованием, в которых имеется достаточно большое для удержания протонов магнитное поле и работают механизмы ускорения космических протонов до высоких энергий. В статье [219] до начала работы IceCube был предсказан диффузный поток нейтрино от популяции галактик с интенсивным звездообразованием, с хорошей точностью совпадший с обнаруженным впоследствии. Источники этого класса — прототипные для оценки Ваксмана–Бакалла, и для них работают все описанные в разделе 3.1 мультиmessенджерные связи и ограничения. В частности, такие источники прозрачны для гаммаизлучения, но не являются блазарами, поэтому "каскадное" ограничение Fermi LAT для них особенно серьёзно [220, 221]. Резервуары космических лучей, к которым помимо галактик с интенсивным звездообразованием относятся также скопления галактик [222, 223] и структуры килопарсечных масштабов в активных галактиках (радиоушки) [224], могут поэтому быть источниками наблюдавшихся нейтрино лишь с энергиями  $\gtrsim 100$  ТэВ [225]. Интерес к этому классу источников не остынет [226] из-за избытка событий IceCube с направления близкой галактики с интенсивным звездообразованием NGC 1068 (см. раздел 2.3.2), однако никакой анализ популяции источников не подтверждает значительный вклад резервуаров космических лучей в поток нейтрино.

**Остановившиеся джеты.** При взрывах очень массивных звёзд, нередких, в частности, на ранних стадиях развития галактик, возникающие в центральной части звезды джеты могут не дойти до поверхности из-за высокой плотности водородной оболочки звезды. В результате получается "захлебнувшийся гамма-всплеск" — событие с энерговыделением космического гамма-всплеска, но без заметной вспышки электромагнитного излучения, которое поглощается внешними слоями звезды и/или окружающим её веществом. В процессе взаимодействия джета с веществом нейтрино рождаются в pp-взаимодействиях [227–231], а из-за отсутствия видимых гамма-вспышек нет противоречий с ограничениями из популяционного анализа [232, 233]. Теоретические модели таких источников содержат значительные неопределённости, но общей их чертой является сильный пик распределения нейтрино по энергиям в районе 100 ТэВ. Как следствие, такие источники не могут объяснить весь наблюдавшийся поток нейтрино: либо объясняется поток при  $\sim 100$  ТэВ, но не ниже и выше, либо поток при 100 ТэВ оказывается слишком большим [234–239].

**Приливное разрушение звёзд.** Падение звезды на сверхмассивную чёрную дыру — редкое событие (в среднем в отдельно взятой галактике случается один раз в  $\sim 10^4–10^5$  лет), при котором сперва звезда разрушается приливными силами, а затем примерно половина её вещества аккрецирует на чёрную дыру. Резкое возрастание темпа акреции в любом случае приводит к вспышке, а в редких случаях — к формированию джета. Можно понимать это событие как кратковременное превраще-

ние обычной галактики в активную, так что в джете могут рождаться нейтрино в обычном  $\bar{\nu}\nu$ -процессе. Вдобавок остатки звезды предоставляют дополнительное вещество мишени для  $\bar{\nu}\nu$ -процесса. Теоретические работы, изучающие рождение нейтрино при приливном разрушении звёзд, в подавляющем большинстве исследуют процессы с формированием джета [240–247], к которым случай зарегистрированного совпадения с событием IceCube [125], по-видимому, не относится [126, 248]. Вклад приливных разрушений звёзд без образования джета в наблюдаемый поток нейтрино высоких энергий может быть только очень небольшим — как с теоретической точки зрения [248], так и по результатам популяционного анализа [124].

#### 4.2. Модели галактической компоненты потока

Говоря о возможных сценариях происхождения нейтрино в нашей Галактике, следует не забывать о строгих наблюдательных ограничениях на нейтрино от галактического диска (см. раздел 2.3.1, рис. 15). Ограничения на вклад диска (и первые указания на его наблюдение) составляют порядка 10 % от полного потока нейтрино, в соответствии с ожиданиями гарантированного потока от взаимодействий космических лучей с межзвёздным газом. Успешные сценарии происхождения большей части нейтринного потока в Галактике должны каким-то образом обходить связанные с диском ограничения. Для этого есть две возможности:

- 1) поток набирается от источников, не связанных с диском, т.е. распределённых в галактическом гало (окологалактический газ или гало тёмной материи);
- 2) основной вклад в поток даёт непосредственная окрестность Солнечной системы, т.е. область, по размерам меньшая толщины диска.

Кроме того, источниками могут быть отдельные малочисленные объекты или области в галактической плоскости, распределение которых не повторяет распределение гамма-излучения диска, заложенное при постановке описанных в разделе 2.3.1 ограничений.

**Окологалактический газ.** В последние годы были получены разнообразные наблюдательные свидетельства ([249]; см., например, [250] и ссылки там) существования протяжённого гало окологалактического газа вокруг нашей Галактики, простирающегося вплоть до её вирального радиуса, т.е. около 200 кпк (напомним, что радиус диска Галактики составляет около 20 кпк, толщина — менее 1 кпк). При энергиях  $\gtrsim 10^{17}$  эВ космические протоны покидают диск Галактики и, взаимодействуя с этим газом, могут рождать высокозэнергичные фотоны [251] и нейтрино [252]. В предположении симметричной диффузии космических лучей для реалистичной модели плотности окологалактического газа поток нейтрино от таких взаимодействий составляет лишь несколько процентов от наблюдаемого [253], однако не исключено, что подпитка гало космическими лучами через пузыри Ферми или другие проявления прошлой активности ядра нашей Галактики могут изменить этот результат [254].

**Распады частиц тёмной материи.** Убедительно подтверждённое астрономическими наблюдениями на различных масштабах существование невидимого вещества во Вселенной пока не имеет однозначного объяснения с

точки зрения физики частиц: существует много работающих моделей, привлекающих всё большее внимание по мере постепенного экспериментального исключения бывшего наиболее популярным на протяжении десятилетий сценария слабовзаимодействующих массивных частиц (см., например, обсуждение в [255]). Астрофизические нейтрино могут рождаться в распадах частиц тёмной материи [256–259]; для получения продуктов распада обсуждаемых энергий частицы тёмной материи должны быть сверхтяжёлыми [260, 261]. В контексте объяснения результатов IceCube этот сценарий обсуждался, в частности, в работах [262–267]. Объяснить весь наблюдаемый спектр нейтрино от десятков ТэВ до десятков ПэВ таким образом не представляется возможным, поскольку энергетическое распределение продуктов распада частиц тёмной материи заметно более узкое, однако этот механизм может давать вклад в наблюдаемый спектр при некоторых энергиях. Даже для чисто лептонных каналов распада очень строгие ограничения на такой сценарий даёт отсутствие наблюдения сопутствующего потока фотонов высоких энергий [268–271].

**Газовые пузыри и области звездообразования.** В диске Галактики нейтрино могут рождаться от взаимодействий космических лучей с протонами и ядрами межзвёздного газа, но и те и другие распределены по диску неравномерно. Космические лучи ускоряются в источниках — ПЭВатронах — и задерживаются в областях большого магнитного поля, а распределение газа имеет сложную структуру из-за звёздных ветров и ударных волн от взрывов сверхновых. Как следствие, в нейтринном сигнале от диска может доминировать вклад областей интенсивного звездообразования [272–275], выглядящих как компактные скопления молодых массивных звёзд, и так называемых сверхпузырей. Особое место занимает Местный пузырь, внутри которого расположена наша Солнечная система, поскольку именно от него могли бы приходить нейтрино [149, 150, 276], не указывающие на диск Галактики (размер пузыря  $\sim 100$  пк, заметно меньше толщины диска). К источникам такого типа относится и Кокон Лебедя, упоминавшийся в разделе 2.3.4 в связи с регистрацией от него вспышки фотонов с энергиями выше 300 ТэВ, совпавшей с нейтринным событием IceCube [134]. Добавим, что имеющимся ограничениям будут удовлетворять и нейтрино от других редких объектов, распределение которых на небе не повторяет профиль галактического газа, например, микроказаров в гамма-ярких двойных системах, один из которых совпадает, в пределах точности определения направления прихода описанных нейтрино и фотонов, с Коконом Лебедя [277].

**Вклад таких же галактик.** Говоря о галактическом происхождении нейтрино, не стоит забывать о том, что наша Галактика не уникальна, и источники, подобные обсуждаемым, присутствуют не только в ней, но и в миллиардах других галактик. Хотя вклад находящихся в непосредственной близости от нас источников значителен, нейтрино собираются со всей Вселенной, и суммарный вклад других галактик может быть одного порядка с вкладом нашей. Простые количественные оценки [278] показывают, что так оно и есть: по порядку величины любой галактический вклад в постоянный поток высокозэнергичных нейтрино будет порядка суммарного

вклада аналогичных источников во всех других галактиках во Вселенной.

## 5. Заключение

• Астрофизические нейтрино высоких, 10 ТэВ–10 ПэВ, энергий достоверно зарегистрированы в эксперименте IceCube; их наблюдение подтверждается результатами ANTARES и первыми данными Baikal-GVD. Распределение прошедших наиболее строгий отбор событий по зенитным углам исключает их атмосферное происхождение даже для экзотических предположений. В диапазоне энергий выше 100 ТэВ нейтринная астрономия опередила фотонную и мотивировала её развитие.

• Хотя источники астрофизических нейтрино высоких энергий пока окончательно не определены, суммарные их потоки указывают на значительную роль релятивистских адронов в астрофизике высоких энергий: в рамках стандартной физики лишь процессы с их участием могут привести к рождению нейтрино этого диапазона.

• Спектры астрофизических нейтрино, восстановленные по каскадным и трековым событиям IceCube, плохо согласуются между собой в предположении степенной зависимости потока от энергии. Это может быть объяснено более сложной формой спектра, отражающей суммарный вклад разных популяций источников. Вероятно, небо в нейтрино выглядит не менее сложным и разнообразным, чем в фотонах.

• Поток астрофизических нейтрино при энергиях выше  $\sim 100$  ТэВ, вероятно, доминирован вкладом многочисленных далёких внегалактических источников. Популяционные исследования указывают на статистически значимую связь нейтрино с блазарами — активными ядрами галактик с релятивистскими джетами, направленными на наблюдателя, проявляющими себя мощным излучением с парсечных масштабов, видимым на РСДБ. Эти источники далеко не всегда ярки в гамма-диапазоне, а их нейтринная светимость в среднем заметно меньше фотонной. Они вносят существенный вклад в поток нейтрино и при меньших энергиях.

• Составляющая потока нейтрино, доминирующая при энергиях  $\sim 10 - 100$  ТэВ, может или иметь галактическое происхождение, или быть связана с многочисленными внегалактическими источниками, непрозрачными для фотонов с энергиями  $\gtrsim 1$  ГэВ. Имеются наблюдательные указания на присутствие галактической компоненты.

• Перспективы дальнейшего понимания природы астрофизических нейтрино высоких энергий связаны как с работой нейтринных телескопов кубокилометрового масштаба (в том числе водных детекторов в Северном полушарии: начавшего работу Baikal-GVD и строящегося KM3NeT), так и с мультиmessенджерным анализом, включающим наблюдения в электромагнитном канале во всех диапазонах — от радио (в котором из-за наилучшего углового разрешения удаётся изучать джеты блазаров в непосредственной окрестности сверх массивных чёрных дыр) до ПэВ (эта зарождающаяся область астрономии позволит ответить на вопросы о галактических источниках нейтрино).

## Благодарности

Автор признателен за интересные и полезные обсуждения различных аспектов, связанных с происхожде-

нием астрофизических нейтрино высоких энергий, своим коллегам М.В. Баркову, А.М. Быкову, Г. Дембински, Т.А. Джатдоеву, Ж.-А.М. Джилкибаеву, Г.В. Домогацкому, К.В. Журавлёвой, О.Е. Калашеву, Ю.А. и Ю.Ю. Ковалёвым, М.Ю. Кузнецовой, Т. Монтарули, К. Муразе, А. Неронову, А.В. Плавину, Е.И. Подлесному, К.А. Постнову, В.А. Рубакову, Г.И. Рубцову, К.И. Рябцеву, Д. Самтлебен, Д.В. Семикозу, О.В. Суровой, А. Франковя и К. Шпирингу.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования Российской Федерации, контракт 075-15-2020-778 Программы крупных научных проектов в рамках национального проекта "Наука".

## Список литературы

1. Capone A, Lipari P, Vissani F, in *Multiple Messengers and Challenges in Astroparticle Physics* (Eds R Aloisio, E Coccia, F Vissani) (Cham: Springer Intern. Publ., 2018) p. 195
2. Spurio M *Probes of Multimessenger Astrophysics: Charged Cosmic Rays, Neutrinos,  $\gamma$ -Rays and Gravitational Waves* (New York: Springer, 2018)
3. Palladino A, Spurio M, Vissani F *Universe* **6** 30 (2020)
4. Шпиринг К УФН **184** 510 (2014); Spiering Ch *Phys. Usp.* **57** 470 (2014)
5. Spiering C "Neutrino detectors under water and ice", in *Particle Physics Reference Library* (Eds C Fabjan, H Schopper) (Cham: Springer, 2020)
6. Рябов В А УФН **176** 931 (2006); Ryabov V A *Phys. Usp.* **49** 905 (2006)
7. Glashow S L *Phys. Rev.* **118** 316 (1960)
8. Березинский В С, Газизов А З *Письма в ЖЭТФ* **25** 276 (1977); Berezinskii V S, Gazizov A Z *JETP Lett.* **25** 254 (1977)
9. Aartsen M G et al. *Astrophys. J.* **835** 151 (2017)
10. Learned J G, Pakvasa S *Astropart. Phys.* **3** 267 (1995)
11. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. D* **93** 022001 (2016)
12. Aartsen M G et al. *Nature* **591** 220 (2021)
13. Abbasi R et al., arXiv:2011.03561
14. Троицкий С В, в кн. *Многоканальная астрономия* (Под ред. А М Черепашку) (Фрязино: Век-2, 2019) с. 135
15. Aartsen M G et al. *Science* **361** eaat1378 (2018)
16. Chiarusi T, Spurio M *Eur. Phys. J. C* **65** 649 (2010)
17. Aartsen M G et al. *Astrophys. J.* **833** 3 (2016)
18. IceCube catalog of alert events up through IceCube-170922A (Posted on July 12, 2018) <https://doi.org/10.21234/B4KS6S>
19. All-sky point-source IceCube data: years 2008–2018 (Posted on January 26, 2021) <https://doi.org/10.21234/sxvs-mt83>
20. Abbasi R et al. (IceCube Collab.), arXiv:2101.09836
21. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **113** 101101 (2014)
22. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.), in *34th Intern. Cosmic Ray Conf., ICRC 2015, 30 July–6 August 2015, The Hague, Netherlands*
23. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.), arXiv:1710.01179
24. Abbasi R et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. D* **104** 022002 (2021)
25. Stettner J (IceCube Collab.) *PoS ICRC2019* 1017 (2020)
26. Markov M A, in *Proc. of the 10th Intern. Conf. on High-Energy Physics, ICHEP 60, Rochester, NY, USA, 25 August – 1 September 1960* (Eds E C G Sudarshan, J H Tinlot, A C Melissinos) (Rochester, NY: Rochester Univ., 1960) p. 578
27. Zheleznykh I *Int. J. Mod. Phys. A* **21** (Suppl. 01) 1 (2006)
28. Fusco L A, Versari F *PoS ICRC2019* 891 (2020)
29. Avrorin A D et al. *PoS ICRC2019* 873 (2021)
30. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **125** 121104 (2020)
31. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. D* **91** 022001 (2015)
32. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Phys. Rev. D* **99** 032004 (2019)
33. Fargion D, Oliva P, Ucci G *PoS FRAPWS2014* 028 (2016)
34. Mascaretti C, Vissani F *JCAP* **2019** (08) 004 (2019)
35. Fargion D et al. *PoS FRAPWS2018* 007 (2019)

36. Palladino A, Mascaretti C, Vissani F *JCAP* **2018** (08) 004 (2018)
37. Chen C-Y, Bhupal Dev P S, Soni A *Phys. Rev. D* **92** 073001 (2015)
38. Halzen F *PoS ICRC2019* 021 (2020)
39. Bustamante M, Ahlers M *Phys. Rev. Lett.* **122** 241101 (2019)
40. Song N et al. *JCAP* **2021** (04) 054 (2021)
41. Vincent A C, Palomares-Ruiz S, Mena O *Phys. Rev. D* **94** 023009 (2016)
42. Palladino A, Vissani F *Astrophys. J.* **826** 185 (2016)
43. Neronov A, Semikoz D *Phys. Rev. D* **93** 123002 (2016)
44. Palladino A, Spurio M, Vissani F *JCAP* **2016** (12) 045 (2016)
45. Троицкий С В *УФН* **183** 323 (2013); Troitsky S V *Phys. Usp.* **56** 304 (2013)
46. Aartsen M G et al. *Astrophys. J.* **835** 151 (2017)
47. All-sky point-source IceCube data: years 2012–2015 (Posted on February 27, 2020), <https://doi.org/10.21234/exm3-tm26>
48. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.), arXiv:1710.01179
49. Ando S, Tamborra I, Zandanel F *Phys. Rev. Lett.* **115** 221101 (2015)
50. Gaggero D et al. *Astrophys. J. Lett.* **815** L25 (2015)
51. Albert A et al. *Astrophys. J. Lett.* **868** L20 (2018)
52. Aartsen M G et al. *Astrophys. J.* **886** 12 (2019)
53. Neronov A, Semikoz D *Astropart. Phys.* **75** 60 (2016)
54. Троицкий С В *Письма в ЖЭТФ* **102** 899 (2015); Troitsky S *JETP Lett.* **102** 785 (2015)
55. Дубовский С Л, Тиняков П Г *Письма в ЖЭТФ* **68** 99 (1998); Dubovsky S L, Tinyakov P G *JETP Lett.* **68** 107 (1998)
56. Argüelles C A, Dujmovic H *PoS ICRC2019* 839 (2020)
57. Dekker A, Chianese M, Ando S *JCAP* **2020** (09) 007 (2020)
58. Aartsen M G et al. (IceCube Collab.) *Eur. Phys. J. C* **78** 831 (2018)
59. Bhattacharya A et al. *JCAP* **2019** (05) 051 (2019)
60. Su M, Slatyer T R, Finkbeiner D P *Astrophys. J.* **724** 1044 (2010)
61. Hallmann S, Eberl T et al. *PoS ICRC2017* 1001 (2018)
62. Lunardini C et al. *Phys. Rev. D* **90** 023016 (2014)
63. Fang K et al. *Phys. Rev. D* **96** 123007 (2017)
64. Tinyakov P G, Tkachev I I *Phys. Rev. D* **69** 128301 (2004)
65. Aartsen M G et al. *Phys. Rev. Lett.* **124** 051103 (2020)
66. Albert A et al. *Astrophys. J.* **892** 92 (2020)
67. Plavin A et al. *Astrophys. J.* **894** 101 (2020)
68. Giommi P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **497** 865 (2020)
69. Aartsen M G et al. *Astrophys. J.* **898** 117 (2020)
70. Smith D, Hooper D, Vieregg A *JCAP* **2021** (03) 031 (2021)
71. Albert A et al. *Astrophys. J.* **911** 48 (2021)
72. Padovani P, Turcati A, Resconi E *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **477** 3469 (2018)
73. Acero F et al. *Astrophys. J. Suppl.* **218** 23 (2015)
74. Ackermann M et al. *Astrophys. J. Suppl.* **222** 5 (2016)
75. Ajello M et al. *Astrophys. J. Suppl.* **232** 18 (2017)
76. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **810** 14 (2015)
77. Ajello M et al. *Astrophys. J.* **892** 105 (2020)
78. Chang Y-L, Brandt C H, Giommi P *Astron. Comput.* **30** 100350 (2020)
79. Chang Y L et al. *Astron. Astrophys.* **598** A17 (2017)
80. Chang Y L et al. *Astron. Astrophys.* **632** A77 (2019)
81. Neronov A, Semikoz D V, Ptitsyna K *Astron. Astrophys.* **603** A135 (2017)
82. Palladino A, Vissani F *Astron. Astrophys.* **604** A18 (2017)
83. Padovani P et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **457** 3582 (2016)
84. Huber M *PoS ICRC2019* 916 (2020)
85. Plavin A V et al. *Astrophys. J.* **908** 157 (2021)
86. Zhou B, Kamionkowski M, Liang Y *Phys. Rev. D* **103** 123018 (2021)
87. Zensus J A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **35** 607 (1997)
88. Blandford R, Meier D, Readhead A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **57** 467 (2019)
89. Thompson A R, Moran J M, Swenson G W (Jr.) *Interferometry and Synthesis in Radio Astronomy* 3rd ed. (Cham: Springer Intern. Publ., 2017)
90. Hovatta T et al. *Astron. Astrophys.* **650** A83 (2021)
91. Aublin J, Plavin A *PoS ICRC2021* 1164 (2021)
92. Murase K, Bartos I *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **69** 477 (2019)
93. Strotjohann N L, Kowalski M, Franckowiak A *Astron. Astrophys.* **622** L9 (2019)
94. Ackermann M "Searches for signals from cosmic point-like sources of high energy neutrinos in 5 years of AMANDA-II data", Ph.D. Thesis (Berlin: Humboldt Univ., 2006); <https://edoc.hu-berlin.de/handle/18452/16219>
95. Bernardini E *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **567** 418 (2006)
96. Halzen F, Hooper D *Astropart. Phys.* **23** 537 (2005)
97. Reimer A, Bottcher M, Postnikov S *Astrophys. J.* **630** 186 (2005)
98. Kintscher T et al. *PoS ICRC2017* 969 (2018)
99. Lipunov V M et al. *Astrophys. J. Lett.* **896** L19 (2020)
100. Aartsen M G et al. *Science* **361** 147 (2018)
101. Halzen F et al. *Astrophys. J. Lett.* **874** L9 (2019)
102. Gao S et al. *Nat. Astron.* **3** 88 (2019)
103. Cerruti M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **483** L12 (2019)
104. Cerruti M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **502** L21 (2021) Erratum
105. Keivani A et al. *Astrophys. J.* **864** 84 (2018)
106. Murase K, Oikonomou F, Petropoulou M *Astrophys. J.* **865** 124 (2018)
107. Gokus A et al. *Astron. Nachr.* **339** 331 (2018)
108. Sahakyan N *Astrophys. J.* **866** 109 (2018)
109. Reimer A, Boettcher M, Buson S *Astrophys. J.* **881** 46 (2019)
110. Reimer A, Boettcher M, Buson S *Astrophys. J.* **899** 168 (2020) Erratum
111. Rodrigues X et al. *Astrophys. J. Lett.* **874** L29 (2019)
112. Kovalev Y A et al. *Adv. Space Res.* **65** 745 (2020)
113. Постнов К А *УФН* **169** 545 (1999); Postnov K A *Phys. Usp.* **42** 469 (1999)
114. Быков А М *УФН* **188** 894 (2018); Bykov A M *Phys. Usp.* **61** 805 (2018)
115. Аптекарь Р Л и др. *УФН* **189** 785 (2019); Aptekar R L et al. *Phys. Usp.* **62** 739 (2019)
116. Milgrom M, Usov V *Astrophys. J. Lett.* **449** L37 (1995)
117. Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **75** 386 (1995)
118. Vietri M *Astrophys. J.* **453** 883 (1995)
119. Waxman E, Bahcall J *Phys. Rev. Lett.* **78** 2292 (1997)
120. Aartsen M G et al. *Astrophys. J.* **824** 115 (2016)
121. Aartsen M G et al. *Astrophys. J.* **843** 112 (2017)
122. Albert A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **500** 5614 (2020)
123. Albert A et al. *JCAP* **2021** (03) 092 (2021)
124. Stein R *PoS ICRC2019* 1016 (2020)
125. Stein R et al. *Nat. Astron.* **5** 510 (2021)
126. Winter W, Lunardini C *Nat. Astron.* **5** 472 (2021)
127. Amenomori M et al. (Tibet AS $\gamma$  Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **123** 051101 (2019)
128. Abeysekara A U et al. *Astrophys. J.* **881** 134 (2019)
129. Albert A et al. *Astrophys. J. Lett.* **907** L30 (2021)
130. Abeysekara A U et al. (HAWC Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **124** 021102 (2020)
131. Albert A et al. *Astrophys. J. Lett.* **896** L29 (2020)
132. Cao Z et al. *Nature* **594** 33 (2021)
133. Amenomori M et al. (Tibet AS $\gamma$  Collab.) *Phys. Rev. Lett.* **126** 141101 (2021)
134. Dzhappuev D D et al. *Astrophys. J. Lett.* **96** L22 (2021)
135. Kachelriess M, Semikoz D V *Prog. Part. Nucl. Phys.* **109** 103710 (2019)
136. Berezinsky V S, Volynsky V V, in *Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 10 (Tokyo: Institute for Cosmic Ray Research, Univ. of Tokyo, 1979) p. 326
137. Kelner S R, Aharonian F A, Bugayov V V *Phys. Rev. D* **74** 034018 (2006)
138. Kelner S R, Aharonian F A, Bugayov V V *Phys. Rev. D* **79** 039901 (2009) Erratum
139. Lipari P, Lusignoli M, Meloni D *Phys. Rev. D* **75** 123005 (2007)
140. Roulet E, Vissani F *JCAP* **2021** (03) 050 (2021)
141. Куденко Ю Г *УФН* **188** 821 (2018); Kudenko Yu G *Phys. Usp.* **61** 739 (2018)
142. Zyla P A et al. *Prog. Theor. Exp. Phys.* **2020** 083C01 (2020)
143. Berezinsky V S, Smirnov A Y *Astrophys. Space Sci.* **32** 461 (1975)
144. Березинский В С и др. *Астрофизика космических лучей* (Под ред. В.Л. Гинзбурга) (М.: Наука, 1984); Пер. на англ. яз.:

- Berezinskii V S et al. *Astrophysics of Cosmic Rays* (Ed. V L Ginzburg) (Amsterdam: North-Holland, 1990)
145. Waxman E, Bahcall J *Phys. Rev. D* **59** 023002 (1998)
  146. Никишов А И ЖЭТФ **41** 549 (1962); Nikishov A I *Sov. Phys. JETP* **14** 393 (1962)
  147. Berezinsky V, Kalashev O *Phys. Rev. D* **94** 023007 (2016)
  148. Ackermann M et al. *Astrophys. J.* **799** 86 (2015)
  149. Bouyahiaoui M, Kachelrieß M, Semikoz D V *Phys. Rev. D* **101** 123023 (2020)
  150. Neronov A, Kachelrieß M, Semikoz D V *Phys. Rev. D* **98** 023004 (2018)
  151. Kalashev O, Troitsky S *Письма в ЖЭТФ* **100** 865 (2015); *JETP Lett.* **100** 761 (2015)
  152. Minamino M et al., in *31th Intern. Cosmic Ray Conf.* Vol. 2 (Lodz: Local Organizing Committee of ICRC, 2009) p. 1723
  153. Tanaka H et al. *J. Phys. G* **39** 025201 (2012)
  154. Schatz G et al., in *28th Intern. Cosmic Ray Conf.* (Tsukuba: Universal Academy Press, 2003) p. 2293
  155. Apel W D et al. *Astrophys. J.* **848** 1 (2017)
  156. Fomin Yu A et al. *Phys. Rev. D* **95** 123011 (2017)
  157. Chantell M C et al. *Phys. Rev. Lett.* **79** 1805 (1997)
  158. Aglietta M et al. *Astropart. Phys.* **6** 71 (1996)
  159. Neronov A, Semikoz D, Vovk I *Astron. Astrophys.* **653** L4 (2021)
  160. Murase K, Ahlers M, Lacki B C *Phys. Rev. D* **88** 121301 (2013)
  161. Capanema A, Esmaili A, Murase K *Phys. Rev. D* **101** 103012 (2020)
  162. Gupta N *Astropart. Phys.* **48** 75 (2013)
  163. Joshi J C, Winter W, Gupta N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **439** 3414 (2014)
  164. Joshi J C, Winter W, Gupta N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **446** 892 (2014) Erratum
  165. Ahlers M, Murase K *Phys. Rev. D* **90** 023010 (2014)
  166. Mannheim K, Protheroe R J, Rachen J P *Phys. Rev. D* **63** 023003 (2000)
  167. Березинский В С, Затепин Г Т УФН **122** 3 (1977); Berezinskii V S, Zatsepin G T *Sov. Phys. Usp.* **20** 361 (1977)
  168. Neronov A, Semikoz D *Astron. Astrophys.* **633** A94 (2020)
  169. Dembinski H P et al. *PoS ICRC2017* 533 (2018)
  170. Kachelrieß M et al. *Phys. Rev. D* **96** 083006 (2017)
  171. Ackermann M et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 151105 (2016)
  172. Roulet E *JCAP* **2021** (08) 009 (2021)
  173. Hummer S et al. *Astropart. Phys.* **34** 205 (2010)
  174. Bustamante M, Tamborra I *Phys. Rev. D* **102** 123008 (2020)
  175. Ryabtsev K, Troitsky S *Phys. Lett. B* (2021) submitted
  176. Anchordoqui L A et al. *Phys. Lett. B* **593** 42 (2004)
  177. Kachelriess M, Semikoz D V *Phys. Lett. B* **634** 143 (2006)
  178. Ptuskin V, Rogovaya S, Zirakashvili V *Adv. Space Res.* **51** 315 (2013)
  179. Kalashev O E, Ptitsyna K V, Troitsky S V *Phys. Rev. D* **86** 063005 (2012)
  180. Dubovsky S L, Tinyakov P G, Tkachev I I *Phys. Rev. Lett.* **85** 1154 (2000)
  181. Lipari P *Phys. Rev. D* **78** 083011 (2008)
  182. Palladino A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **494** 4255 (2020)
  183. Ahlers M, Halzen F *Phys. Rev. D* **90** 043005 (2014)
  184. Murase K, Waxman E *Phys. Rev. D* **94** 103006 (2016)
  185. Ando S, Feyereisen M R, Fornasa M *Phys. Rev. D* **95** 103003 (2017)
  186. Aartsen M G et al. *Eur. Phys. J. C* **79** 234 (2019)
  187. Neronov A, Semikoz D ЖЭТФ **158** 295 (2020); *J. Exp. Theor. Phys.* **131** 265 (2020)
  188. Yuan C, Murase K, Mészáros P *Astrophys. J.* **890** 25 (2020)
  189. Capel F, Mortlock D J, Finley C *Phys. Rev. D* **101** 123017 (2020)
  190. Mertsch P, Rameez M, Tamborra I *JCAP* **2017** (03) 011 (2017)
  191. Aartsen M G et al. *JCAP* **2020** (07) 042 (2020)
  192. Fang K et al. *Astrophys. J.* **894** 112 (2020)
  193. Berezinsky V, in *Proc. of the Intern. Conf. on Neutrino Physics and Neutrino Astrophysics, Baksan Valley, 18–24 June, 1977* (Moscow: Nauka, 1978)
  194. Eichler D *Astrophys. J.* **232** 106 (1979)
  195. Berezinskii V S, Ginzburg V L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **194** 3 (1981)
  196. Murase K, in *Neutrino Astronomy Current Status, Future Prospects* (Eds T Gaisser, A Karle) (Singapore: World Sci. Publ., 2017) p. 15
  197. Mészáros P *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* **67** 45 (2017)
  198. Böttcher M *Galaxies* **7** 20 (2019)
  199. Cerruti M *J. Phys. Conf. Ser.* **1468** 012094 (2020); in *Proc. of the 16th Intern. Conf. on Topics in Astroparticle and Underground Physics, TAUP 2019, Toyama, September 9–13, 2019*; arXiv:1912.03666
  200. Begelman M C, Rudak B, Sikora M *Astrophys. J.* **362** 38 (1990)
  201. Stecker F W et al. *Phys. Rev. Lett.* **66** 2697 (1991)
  202. Stecker F W et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 2738 (1992) Erratum
  203. Mannheim K, Stanev T, Biermann P L *Astron. Astrophys.* **260** L1 (1992)
  204. Neronov A Yu, Semikoz D V *Phys. Rev. D* **66** 123003 (2002)
  205. Stecker F W *Phys. Rev. D* **88** 047301 (2013)
  206. Dermer C D, Murase K, Inoue Y J. *High Energy Astrophys.* **3–4** 29 (2014)
  207. Kalashev O, Semikoz D, Tkachev I ЖЭТФ **147** 614 (2015); *J. Exp. Theor. Phys.* **120** 541 (2015)
  208. Ptitsyna K, Neronov A *Astron. Astrophys.* **593** A8 (2016)
  209. Inoue Y et al. *Astrophys. J.* **880** 40 (2019)
  210. Murase K, Kimura S S, Mészáros P *Phys. Rev. Lett.* **125** 011101 (2020)
  211. Kheirandish A, Murase K, Kimura S S *Astrophys. J.* **922** 45 (2021); arXiv:2102.04475
  212. Inoue Y, Khangulyan D, Doi A *Galaxies* **9** 36 (2021)
  213. Halzen F, Zas E *Astrophys. J.* **488** 669 (1997)
  214. Atoyan A, Dermer C D *Phys. Rev. Lett.* **87** 221102 (2001)
  215. Bykov A et al. *Space Sci. Rev.* **173** 309 (2012)
  216. Sironi L, Spitkovsky A *Astrophys. J.* **698** 1523 (2009)
  217. Lemoine M, Waxman E *JCAP* **2009** (11) 009 (2009)
  218. Неронов А, Семикоз Д *Письма в ЖЭТФ* **113** 77 (2021); Neronov A, Semikoz D *JETP Lett.* **113** 69 (2021)
  219. Loeb A, Waxman E *JCAP* **2006** (05) 003 (2006)
  220. Bechtol K et al. *Astrophys. J.* **836** 47 (2017)
  221. Kistler M D, arXiv:1511.01530
  222. Murase K, Inoue S, Nagataki S *Astrophys. J. Lett.* **689** L105 (2008)
  223. Kotera K et al. *Astrophys. J.* **707** 370 (2009)
  224. Fang K, Murase K *Nat. Phys.* **14** 396 (2018)
  225. Murase K *PoS ICRC2019* 965 (2020)
  226. Ambrosone A et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **503** 4032 (2021)
  227. Mészáros P, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **87** 171102 (2001)
  228. Razzaque S, Mészáros P, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **93** 181101 (2004)
  229. Razzaque S, Mészáros P, Waxman E *Phys. Rev. Lett.* **94** 109903 (2005) Erratum
  230. Ando S, Beacom J F *Phys. Rev. Lett.* **95** 061103 (2005)
  231. Gupta N, Zhang B *Astropart. Phys.* **27** 386 (2007)
  232. Murase K, Ioka K *Phys. Rev. Lett.* **111** 121102 (2013)
  233. Bhattacharya A et al. *JCAP* **2015** (06) 034 (2015)
  234. Tamborra I, Ando S *Phys. Rev. D* **93** 053010 (2016)
  235. Senno N, Murase K, Mészáros P *Phys. Rev. D* **93** 083003 (2016)
  236. Xiao D et al. *Astrophys. J.* **826** 133 (2016)
  237. Denton P B, Tamborra I *JCAP* **2018** (04) 058 (2018)
  238. He H N et al. *Astrophys. J.* **856** 119 (2018)
  239. Ahlers M, Halser L *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **490** 4935 (2019)
  240. Wang X-Y et al. *Phys. Rev. D* **84** 081301 (2011)
  241. Wang X-Y, Liu R-Y *Phys. Rev. D* **93** 083005 (2016)
  242. Dai L, Fang K *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **469** 1354 (2017)
  243. Senno N, Murase K, Meszaros P *Astrophys. J.* **838** 3 (2017)
  244. Lunardini C, Winter W *Phys. Rev. D* **95** 123001 (2017)
  245. Guépin C et al. *Astron. Astrophys.* **616** A179 (2018)
  246. Guépin C et al. *Astron. Astrophys.* **636** C3 (2020) Erratum
  247. Biehl D et al. *Sci. Rep.* **8** 10828 (2018)
  248. Murase K et al. *Astrophys. J.* **902** 108 (2020)
  249. Gupta A et al. *Astrophys. J. Lett.* **756** L8 (2012)
  250. Martynenko N, arXiv:2105.02557
  251. Feldmann R, Hooper D, Gnedin N Y *Astrophys. J.* **763** 21 (2013)
  252. Taylor A M, Gabici S, Aharonian F *Phys. Rev. D* **89** 103003 (2014)
  253. Kalashev O, Troitsky S *Phys. Rev. D* **94** 063013 (2016)
  254. Recchia S et al. *Astrophys. J.* **914** 135 (2021)

255. Bertone G, Tait T M P *Nature* **562** 51 (2018)
256. Frampton P H, Glashow S L *Phys. Rev. Lett.* **44** 1481 (1980)
257. Ellis J R, Gaisser T K, Steigman G *Nucl. Phys. B* **177** 427 (1981)
258. Ellis J R et al. *Nucl. Phys. B* **373** 399 (1992)
259. Berezhinsky V S *Nucl. Phys. B* **380** 478 (1992)
260. Berezhinsky V, Kachelrieß M, Vilenkin A *Phys. Rev. Lett.* **79** 4302 (1997)
261. Кузьмин В А, Рубаков В А *Ядерная физика* **61** 1122 (1998); Kuzmin V A, Rubakov V A *Phys. Atom. Nucl.* **61** 1028 (1998)
262. Feldstein B et al. *Phys. Rev. D* **88** 015004 (2013)
263. Esmaili A, Serpico P D *JCAP* **2013** (11) 054 (2013)
264. Argüelles C A, Kheirandish A, Vincent A C *Phys. Rev. Lett.* **119** 201801 (2017)
265. Sui Y, Bhupal Dev P S *JCAP* **2018** (07) 020 (2018)
266. Berghaus K V, Diamond M D, Kaplan D E *J. High Energy Phys.* **2019** (05) 145 (2019)
267. Chianese M et al. *JCAP* **2019** (11) 046 (2019)
268. Kuznetsov M Yu *Письма в ЖЭТФ* **105** 533 (2017); *JETP Lett.* **105** 561 (2017)
269. Kachelrieß M, Kalashev O E, Kuznetsov M Yu *Phys. Rev. D* **98** 083016 (2018)
270. Pandey M et al. *Phys. Lett. B* **797** 134910 (2019)
271. Kalashev O, Kuznetsov M, Zhezher Y *JCAP* **2021** (11) 016 (2021); arXiv:2005.04085
272. Bykov A M et al. *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **453** 113 (2015)
273. Bykov A M *Astron. Astrophys. Rev.* **22** 77 (2014)
274. Bykov A M et al. *Adv. Space Res.* **62** 2764 (2018)
275. Bykov A M et al. *Space Sci. Rev.* **216** 42 (2020)
276. Bouyahaoui M, Kachelriess M, Semikoz D V, arXiv:2105.13378
277. Bykov A M et al. *Astrophys. J. Lett.* **921** L10 (2021)
278. Gallo Rosso A et al. *Eur. Phys. J. Plus* **133** 267 (2018)

## Constraints on models of the origin of high-energy astrophysical neutrinos

S.V. Troitsky

*Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences,  
prosp. 60-letiya Oktyabrya 7a, 117312 Moscow, Russian Federation  
E-mail: st@ms2.inr.ac.ru*

The existence of astrophysical neutrinos with energies of tens of TeV and higher has been firmly established by the IceCube experiment; the first confirmations of this discovery were obtained by the ANTARES and Baikal-GVD installations. At the same time, observational results do not fully agree with those expected before the start of these experiments. The origin of the neutrino has not yet been determined, while simple theoretical models, popular for decades, cannot explain the entire ensemble of observational data. In the present review, a summary of experimental results is given with a particular emphasis on those most relevant for constraining theoretical models; features of various scenarios of the origin of high-energy neutrinos are discussed; and particular classes of their potential astrophysical sources are briefly listed. It is shown that observational data may be explained if the astrophysical neutrino flux includes both a contribution of extragalactic sources, dominant at high energies, and a Galactic component, essential only at neutrino energies  $\lesssim 100$  TeV. Other possible scenarios are also discussed.

**Keywords:** neutrino, multimessenger astrophysics, high-energy astronomy

PACS numbers: 95.30.Cq, 95.55.Vj, 98.70.Vc

Bibliography — 278 references

Received 2 July 2021, revised 7 September 2021

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **191** (12) 1333–1360 (2021)

*Physics – Uspekhi* **64** (12) (2021)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039062>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.09.039062>