

**ВНЕГАЛАКТИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ****С.И. Синеговский****EXTRAGALACTIC SOURCES OF HIGH-ENERGY NEUTRINOS****S.I. Sinegovsky**

Общепризнанными кандидатами на роль источников внегалактических нейтрино высоких и сверхвысоких энергий являются активные ядра галактик и гипотетические источники гамма-всплесков. Модели таких источников в значительной мере опираются на механизм ускорения протонов на фронтах ударных волн, генерируемых в источнике, и на возможность последующего взаимодействия ускоренных до очень высоких энергий ( $10^{18}$ – $10^{20}$  эВ) протонов с окружающим источником барионным газом и/или плотными радиационными полями. Для широкого класса источников можно получить модельно-независимые оценки диффузных потоков нейтрино на основе измерений космических лучей сверхвысоких энергий, а также на основе характеристик удаленных источников, зарегистрированных в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах. Представляет интерес сопоставление этих оценок с ограничениями, полученными на действующих нейтринных телескопах, а также с возможностями будущих гигантских детекторов.

Conventional extragalactic HE and UHE neutrino sources are active galactic nuclei (AGN) and sources associated with gamma-ray bursts (GRB). Models of those sources essentially invoke the shock-accelerated, up to very high energies,  $10^{18}$ – $10^{20}$  eV, protons, supposedly interacting with the baryon matter and/or with dense photon fields surrounding the central engine. It is possible to derive model-independent estimations for diffuse high energy neutrino fluxes for the variety of sources basing on ultra high-energy cosmic rays measurements coupled with characteristics of the distant sources, detected in the radio, optical or X-ray range. It is of great interest to compare theoretical estimations with bounds that may be got with the operating neutrino telescopes and future huge detectors.

**Введение**

К настоящему моменту нейтринная астрономия имеет в своем активе два выдающихся результата – это регистрация потока нейтрино от Солнца и детектирование нейтринного импульса, генерированного при вспышке сверхновой SN 1987A в Большом Магеллановом Облаке (~ 50 кпк) (тот и другой при  $E_\nu \sim 10$ – $20$  МэВ). Регистрация любого нейтринного сигнала как от галактических, так и внегалактических источников – важнейшее событие в астрофизике, которое может подтвердить существующие гипотезы или принести новое знание.

На детектирование астрофизических нейтрино высоких энергий ( $E_\nu > 10^{14}$  эВ) нацелены действующие нейтринные телескопы (AMANDA-II на Южном полюсе [1], NT-200 на Байкале [2]) и проектируемые (ANTARES, NESTOR, RICE, ANITA) (см. обзоры [3–6]). Особые надежды возлагаются на будущие гигантские установки IceCube, NEMO, Pierre Auger Observatory, EUSO и др., с помощью которых предполагается исследовать космические лучи и нейтрино в области высоких и сверхвысоких ( $E > 10^{18}$  эВ) энергий [4, 7]. Фундаментальная связь космических лучей, гамма-излучения и нейтрино от астрофизических источников дает основу для решения проблемы происхождения космических лучей и понимания физики катастрофических процессов во Вселенной.

Космические лучи (КЛ) сверхвысоких энергий ( $E_p > 10^{18}$  эВ) в настоящее время связывают с внегалактическими источниками, поэтому естественно ожидать, что в этих объектах генерируются потоки нейтрино с энергиями  $E_\nu > 10^{16}$  эВ. Возможно, однако, что некоторые из потенциальных источников частиц высоких энергий имеют окружение, состоящее из газа и/или излучения настолько большой плотности, что протоны и гамма-кванты высоких

энергий не могут покинуть источник без больших потерь энергии, и такие объекты потенциально обнаружимы только как источники нейтрино. Как и гамма-кванты высоких энергий, нейтрино практически не взаимодействуют с межзвездной средой, не отклоняются магнитными полями, указывая направление непосредственно на источник. Но, в отличие от гамма-квантов, регистрация нейтрино даст сильное свидетельство ускорения протонов в источнике. Именно нейтрино несут прямую информацию о высокоэнергетических процессах на разных стадиях эволюции Вселенной, включая космологическую эпоху.

Источниками нейтрино могут быть звездные объекты нормальных галактик (сверхновые, двойные рентгеновские, микрокварзары и другие), скопления галактик, активные ядра галактик, источники гамма-всплесков (гамма-барстеры), гипотетическая яркая фаза галактик – эпоха формирования и ранней стадии эволюции галактик (красное смещение  $z \sim 30$ ), догалактическая фаза ( $z > 500$ ). Кроме того, нейтрино могут генерироваться космическими лучами, взаимодействующими с межзвездным газом и реликтовыми фотонами.

Общепризнанными кандидатами на роль источников внегалактических нейтрино высоких и сверхвысоких энергий являются активные ядра галактик (AGN) [3, 4, 8–12] и гамма-барстеры (GRB) [13, 14, 15] – самые яркие и обладающие наибольшей светимостью объекты, наблюдаемые сегодня. Модели таких источников в значительной мере опираются на механизм ускорения протонов на фронтах ударных волн, генерируемых в источнике, и на возможность последующего взаимодействия ускоренных до очень высоких энергий ( $10^{18}$ – $10^{20}$  эВ) протонов с окружающим источником барионным газом и/или электромагнитным излучением. Рождающиеся в

этих столкновениях пионы распадаются в конечном счете на нейтрино двух сортов и электрон.

### Механизмы генерации астрофизических нейтрино очень высоких энергий

Нейтрино рождается в слабых распадах частиц, которые генерируются во взаимодействиях протонов (и ядер), ускоренных до высоких энергий в астрофизических источниках, с окружающими источниками газом и с электромагнитными полями. В первом случае при соударении протонов рождаются пионы (каоны и другие адроны)

$$p + p \rightarrow \pi^\pm (K^\pm, \dots) + X, \quad (1)$$

в распадах которых генерируются мюонное и электронное нейтрино:

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu), \quad \mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu). \quad (2)$$

Нейтрино, генерируемое в цепочке процессов (1) – (2), называют *pp-нейтрино*.

Ускорение частиц в астрофизических источниках предполагает наличие магнитного поля, способного удерживать заряженные частицы (протоны, электроны) в некотором объеме. При этом электроны интенсивно теряют энергию на синхротронное излучение, взаимодействуя с которым протоны образуют пионы и другие нестабильные адроны – источники нейтрино. Достаточно интенсивные инфракрасное, оптическое, ультрафиолетовое и рентгеновское излучения также являются мишенью для протонов, и эффективным источником нейтрино являются распады заряженных пионов, генерируемых в пороговых реакциях фоторождения:

$$p + \gamma \rightarrow \pi^+ + n, \quad n + \gamma \rightarrow \pi^- + p. \quad (3)$$

Нейтрино, генерируемое в распадах вторичных частиц реакций (3), называют *pγ-нейтрино*. В системе протона пороговая энергия фотона для рождения пиона очевидно равна

$$\epsilon_\gamma = \frac{(m_\pi + m_n)^2 - m_p^2}{2m_p} \approx 0.15 \text{ ГэВ}. \quad (4)$$

Пороговая энергия протона в лабораторной системе (л. с.) определяется соотношением

$$E_p^{th} \approx \frac{m_\pi m_n (1 + m_\pi / 2m_p)}{2\epsilon_\gamma} = \frac{0.7 \cdot 10^8}{\epsilon_\gamma / 1 \text{ эВ}} \text{ ГэВ}, \quad (5)$$

где  $\epsilon_\gamma$  – энергия фотона в л. с. Если источник окружен плотным излучением с  $\epsilon_\gamma \sim 1$  эВ, то протоны с энергиями  $E_p > 10^8$  ГэВ интенсивно теряют энергию в процессах фоторождения пионов (3), и этот механизм является эффективным для генерации потоков нейтрино с энергиями  $E_\nu \approx 0.05 E_p > 5 \cdot 10^6$  ГэВ.

Рождаются *pγ-нейтрино* не только при взаимодействии протонов источника с радиационными полями, окружающими источник, но и в результате рождения пиона протонами КЛ на реликтовых фотонах (СМВ) с  $\epsilon_\gamma = \bar{\epsilon}_{СМВ} \approx 6.5 \cdot 10^{-4}$  эВ. В этом случае пороговая энергия протона  $E_p^{th} \approx 10^{11}$  ГэВ представляет порог Грейзена–Зацепина–Кузьмина (учет планковского распределения приводит к значению

$E_{GZK} \approx 5 \cdot 10^{10}$  ГэВ): протоны с энергиями  $E_p > E_{GZK}$  интенсивно теряют энергию в процессах фоторождения пионов (3) на реликтовом излучении, что должно приводить к обрезанию спектра КЛ и генерации космогенных диффузных потоков нейтрино сверхвысоких энергий:

$$E_\nu \approx 0.05 E_p \geq 10^9 \text{ ГэВ}.$$

### Активные ядра галактик как источники нейтрино

Термином «активные ядра галактик» (AGN) обозначают центральные области таких различающихся объектов, как сейфертовские галактики, радиогалактики, квазары, лацертиды (блазары) и др., открытых в разные годы. Их общим признаком является наличие ядра – источника огромной энергии, излучение которого нельзя отождествить с обычным излучением звезд. Мощность ядра превосходит суммарную мощность всех звезд галактики. Активность ядер проявляется в интенсивном электромагнитном излучении, выбросе облаков обычного газа с огромными скоростями ( $\sim 10^4$  км/с) и релятивистских электронов, которые обнаруживаются по синхротронному радиоизлучению. Приведем некоторые из основных характеристик AGN:

- Распространенность – несколько процентов всех галактик (всего  $\sim 7000$ )
- Расстояния – до 1 Гпк (самый яркий квазар 3C 273  $\sim 600$  Мпк)
- Светимость – до  $10^{47}$  эрг/с ( $L_{Galaxy} = 8 \cdot 10^{43}$  эрг/с)
- Степенной (т. е. неравновесный) непрерывный спектр электромагнитного излучения
- Широкие разрешенные линии эмиссии и узкие запрещенные
- Быстрые изменения блеска (дни, недели)
- Компактность ( $< 10^2$  пк  $\sim$  сотен св. лет)
- Время жизни  $\sim 10^8$  лет (если AGN – общая фаза эволюции галактик)
- Энерговыведение  $\sim M_g c^2$ ,  $M_g$  – масса газа в типичных дисковых галактиках ( $10^{58}$ – $10^{60}$  эрг или  $10^4$ – $10^6 M_{sol}$ )

Эту совокупность характеристик (в частности, переменность блеска и время жизни) трудно примирить с гипотезами компактного скопления звезд или суперзвезды в качестве активного ядра. Поэтому современные представления AGN таковы: в центре активного ядра галактики находится сверхмассивная черная дыра с аккреционным диском вокруг нее; источник энергии активного ядра – аккреция газа на массивную черную дыру; механизм высвобождения энергии – потеря углового момента вращающегося аккреционного диска (о механизме вязкости см. лекцию Л.Л. Кичатинова «Магнито-вращательная неустойчивость в природе и лабораториях» на Байкальской Школе–2004). Дисковая аккреция в масштабах галактики может обеспечить преобразование огромного количества гравитационной энергии в энергию релятивистских потоков частиц и излучения даже при сравнительно небольших скоростях аккреции. Взяв для оценок эдингтоновскую светимость, найдем, что типичную светимость AGN

( $\sim 10^{47}$  эрг/с) может обеспечить черная дыра массой  $\sim 10^9$  солнечных масс при скорости аккреции  $\sim 100 M_{sol}$  в год (с коэффициентом конверсии  $\eta = 0.1$ ).

Схема генерации нейтрино в AGN выглядит так. В центральной области (ядре) ядра галактики находится компактный источник энергии – предположительно, черная дыра, вокруг которой образовался аккреционный диск. Во внутренней области аккреционного диска барионная плотность достаточно высока, чтобы ускоренный до очень высоких энергий протон мог при взаимодействии с веществом генерировать адронный каскад. Поскольку магнитное поле запирает протоны, эффективная толщина для ядерного взаимодействия протона возрастает (часть нейтронов также успевает провзаимодействовать). Однако ядерная толщина для вторичных частиц (в основном  $\pi$ -мезонов), рожденных в  $pp$ -соударениях, все же невелика и мала вероятность пионам потерять энергию до распада, что и приводит к эффективно действующему механизму генерации нейтрино [10]. Такой адронный каскад ограничен нуклонной составляющей, т. е. представляет упрощенный вариант развития адронного каскада в земной атмосфере.

Когда барионная плотность в окрестности ядра мала, но имеется достаточно интенсивное УФ-, оптическое или ИК-излучение, непрозрачное для протонов с энергиями выше  $\sim 10^{16}$ – $10^{17}$  эВ (из-за порогового процесса фоторождения пионов), доминирующим является  $p\gamma$ -механизм генерации нейтрино [8, 9, 11]. Реакция  $p + \gamma \rightarrow \pi^+ + n$  есть источник нейтрино с энергией  $E_\nu > 10^{15}$  эВ, а процесс  $p + \gamma \rightarrow \pi^0 + p$  – источник гамма-квантов ( $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ ), значительная часть которых теряет энергию, взаимодействуя с интенсивным радиационным полем ядра AGN (а вне источника – с реликтовыми фотонами:  $\gamma + \gamma_{CMB} \rightarrow e^+ + e^-$ ).

Наиболее яркие из активных ядер, блазары, являются источниками жесткого гамма-излучения ( $E_\gamma \sim$  ТэВ) и могут рассматриваться в качестве источников нейтрино с энергиями в диапазоне  $10^3$ – $10^9$  ГэВ [12]. Для блазаров характерны две релятивистские струи (выбрасываемые перпендикулярно аккреционному диску), в которых заряженные частицы при наличии достаточно сильного магнитного поля могли бы ускоряться до энергий  $E \leq 10^{12}$  ГэВ на фронтах ударных волн (механизм Ферми 1-го порядка). Частицы ускоряются в так называемых «горячих пятнах» (сгустках плазмы, «листах»), движущихся вдоль струи с релятивистскими скоростями (лоренц-фактор  $\sim 10$ – $100$ ), и взаимодействуют с излучением аккреционного диска.

Какой механизм передачи энергии от центральной машины является доминирующим, «лептонный» или «адронный», пока неясно. Электроны, безусловно, присутствуют – наблюдаются широкие полосы синхротронного излучения. Если доминируют электроны, то в процессах обратного комптоновского рассеяния низкоэнергетических фотонов могло бы генерироваться жесткое гамма-излучение. Мягкие фотоны излучаются диском или облаками газа или пыли вокруг. Если доминируют протоны, то, взаимодействуя с излучением и газом, они могли бы через процессы

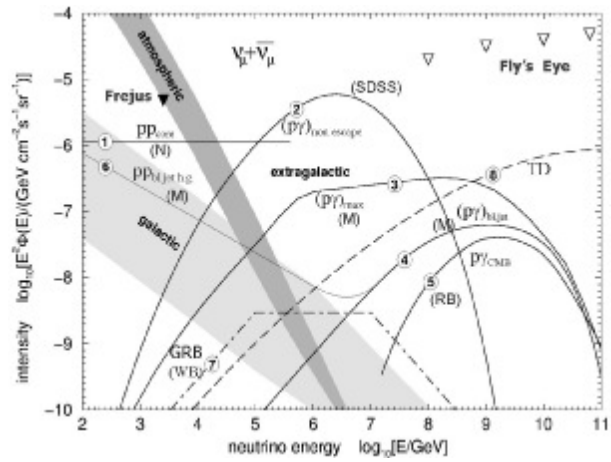


Рис. 1. Ожидаемые диффузные потоки мюонных нейтрино от астрофизических источников [3].

фоторождения пионов генерировать гамма-излучение и нейтрино высоких энергий. В случае достаточно плотных фотонных полей, окружающих центральную область галактического ядра, гамма-излучение и протоны могут интенсивно терять энергию, и такие источники «скрытые» [9] можно увидеть, только зарегистрировав потоки нейтрино.

На рис. 1 показаны дифференциальные спектры (умноженные на  $E_\nu^2$ ) мюонных нейтрино, рассчитанные в рамках различных моделей для галактических (широкая заштрихованная область) и внегалактических источников [3]. Узкая заштрихованная область показывает вклад атмосферных нейтрино – фона для астрофизических нейтрино. Нумерованные линии представляют следующие модели: 1 –  $pp$ -нейтрино из центральной области AGN; 2 –  $p\gamma$ -нейтрино от скрытого источника центральной области AGN; 3 – внегалактические  $p\gamma$ -нейтрино (максимальная модель); 4 –  $p\gamma$ -нейтрино от струй блазара (для случая, когда источник прозрачен для нейтронов); 5 – космогенные  $p\gamma_{CMB}$ -нейтрино; 6 –  $pp$ -нейтрино от «хозяйских» галактик блазаров; 7 – нейтрино от гамма-барстеров; 8 – нейтрино от распадов X-частиц (хиггсовские бозоны, сверхмассивные фермионы или калибровочные бозоны) с массой масштаба Большого объединения (сильных и электрослабых взаимодействий)  $\sim 10^{24}$  эВ, которые являются продуктом распада или аннигиляции топологических дефектов на послеинфляционной ( $t \sim 10^{-35}$  с) стадии эволюции Вселенной (это «Top-down»-сценарий генерации нейтрино, который здесь не обсуждался). Треугольниками обозначены ограничения сверху, полученные на установках Flye's Eye и Frejus.

### Источники гамма-всплесков

Мы не знаем, какие именно катастрофические процессы приводят к рождению гамма-всплесков, но масштаб энерговыделения ( $\sim 10^{52}$  эрг) в них является сильным аргументом гипотезы гравитационного коллапса сверхмассивных звезд. Отсылая читателя за подробностями к обзорам [4, 15, 16] (открытие гамма-всплесков, результаты наблюдений, господствующая модель лептон-фотонного файерболла, механизмы послесвечения), остановимся здесь лишь на общих схемах образования возможного источника энергии

гамма-всплеска (предбарстера). Приведем краткую сводку характеристик гамма-всплесков (GRB):

- частота регистрации  $\sim 1$  событие/день в диапазоне 0.03–100 МэВ с экспозицией  $F \sim 10^{-7}$  эрг/см<sup>2</sup> (BATSE, 1/3 неба);
- изотропное распределение по небесной сфере;
- отклонение от однородного пространственного распределения для длительных всплесков с жесткими спектрами;
- неравновесный спектр:  
 $N_{ph}(E) \sim E^{-\alpha}$ ,  $\alpha \sim 1$  ( $\alpha \sim 2-3$ ,  $E \sim 0.1-1$  МэВ);
- длительность  $\Delta t \sim 1-100$  с (2/3 всех всплесков имеют  $\Delta t > 2$  с);
- $\Delta t = 10^{-3}-10^3$  с в диапазоне  $\sim$  МэВ; видно различие структур с  $\Delta t \leq 2$  с и  $\Delta t > 2$  с;
- антикорреляция: короче всплеск – жестче спектр;
- сложный временной профиль, переменность  $\sim 10^{-6}$  с;
- энерговыделение в электромагнитном. диапазоне  $10^{51}-10^{54}$  эрг за  $\Delta t \sim 1-10$  с;
- наблюдается послесвечение в рентгеновском, оптическом, ИК и радиодиапазонах;
- расстояния – до  $z \sim 4$  (космологические объемы);
- обнаружены «хозяйские галактики» гамма-всплесков ( $z = 0.835, 0.966, 3.42$ ).

Рассматривают три основных сценария [17] появления GRB: 1) слияние звезд, входящих в компактную двойную систему (нейтронные звезды или нейтронная звезда + черная дыра, черная дыра + звезда на стадии горения гелия или черная дыра + белый карлик), сопровождается коротким гамма-всплеском ( $\sim 0.1$  с); 2) сценарий «коллпсар»: одна из массивных звезд главной последовательности (одинокая или входящая в двойную систему) эволюционирует в красный гигант; затем водородная оболочка сбрасывается, и гелиевое ядро коллапсирует в черную дыру, минуя стадию нейтронной звезды, что приводит к гамма-всплеску длительностью  $\sim 10$  с; большая скорость аккреции газа из образовавшегося диска (или тора) питает релятивистские струи в полярных областях; 3) сценарий «супрановая» [18]: массивная звезда коллапсирует на первой стадии в сверхмассивную нейтронную звезду с массой 2–3.5  $M_{sol}$ , экваториальным радиусом  $R = 11-18$  км, вращающуюся с угловой скоростью  $\Omega = (8-12) \cdot 10^3$  с<sup>-1</sup>, которая в течение довольно длительного времени (недели или месяцы) теряет энергию вращения и затем, потеряв устойчивость, коллапсирует с образованием черной дыры. Какой из двух последних вариантов реализуется, одно- или двухступенчатый коллапс, зависит от массы, углового момента и деталей коллапса. Еще один возможный сценарий – это разрушение компактных звезд под действием приливных сил сверхмассивной черной дыры  $10^5-10^6 M_{\odot}$ .

Простую оценку потока нейтрино с энергиями  $\sim 10^6$  ГэВ от GRB можно получить [4] в модели файерболла, используя для нормировки потока предположение, что гамма-барстеры являются источниками КЛ сверхвысоких энергий (UHECR) с плотностью светимости  $q_{GRB}$ :

$$\Phi_{\nu} \approx \frac{c}{4\pi} \frac{\rho_{\nu}}{E_{\nu}} = \frac{c}{4\pi} \frac{1}{E_{\nu}} \left( \frac{1}{2} f_{\pi} t_H q_{GRB} \right),$$

$$q_{GRB} = \frac{d\rho_{UHECR}}{dt} \sim 4 \cdot 10^{44} \text{ эрг} \cdot \text{Мпк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}, \quad (6)$$

где  $\rho_{\nu}$  – плотность энергии нейтрино;

$$E_{\nu} = \frac{1}{4} \eta E_p \approx 0.05 E_p > \frac{7 \cdot 10^5}{E_{\gamma} / 1 \text{ МэВ}} \left( \frac{\Gamma}{300} \right)^2 - \text{средняя}$$

энергия нейтрино;  $\eta \equiv \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle \approx 0.2$  – средняя доля

энергии протона, уносимая пионом;  $\Gamma$  – лоренц-фактор файерболла ( $\sim 300$ );  $f_{\pi}$  – доля энергии доли энергии протонов файерболла, конвертируемая в пионы в  $p\gamma$ -взаимодействиях:

$$f_{\pi} \equiv \frac{\Delta R'}{\lambda_{p\gamma}} \eta \approx \frac{L_{\gamma}}{E_{\gamma}} \frac{1}{\Gamma^4 \Delta t} \frac{\sigma_{p\gamma} \eta}{4\pi c^2} \approx 0.13.$$

$$\left( \frac{L_{\gamma}}{10^{52} / \text{эрг} \cdot \text{с}^{-1}} \right) \left( \frac{1 \text{ МэВ}}{E_{\gamma}} \right) \left( \frac{300}{\Gamma} \right)^4 \left( \frac{0.01 \text{ с}}{\Delta t} \right); \quad (7)$$

$\Delta R'$  – характерная глубина фронта ударной волны (в системе файерболла);  $\lambda_{p\gamma} = n_{\gamma} \sigma_{p\gamma}$  – пробег протона до взаимодействия с фотоном,  $\sigma_{p\gamma} \sim 10^{-25}$  см<sup>2</sup> – сечение фоторождения пиона,  $n_{\gamma}$  – плотность числа фотонов;  $L_{\gamma}$  ( $\sim 10^{52}$  эрг  $\cdot$  с<sup>-1</sup>) – светимость источника;  $\Delta t$  ( $\sim 0.01$  с) – длительность всплеска;  $t_H = 1/H$  ( $\sim 10^{10}$  лет) – хаббловское время. Подставляя цифры в (6), получим:

$$\Phi_{\nu} = 2 \cdot 10^{-14} \left( \frac{7 \cdot 10^5}{E_{\nu} / 1 \text{ ГэВ}} \right) \left( \frac{f_{\pi}}{0.125} \right) \left( \frac{t_H}{10^{10} \text{ лет}} \right) \left( \frac{q_{GRB}}{4 \cdot 10^{44} \text{ эрг} \cdot \text{Мпк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1}} \right) \text{см}^{-2} \text{с}^{-1} \text{ср}^{-1}. \quad (8)$$

### Ограничения на диффузные потоки нейтрино

Верхний предел потоков нейтрино высоких энергий от астрофизических источников можно получить на основе измерения спектра КЛ за «кладьюжкой» ( $E_{ankle} \sim 5 \cdot 10^{18}$  эВ) [19]. Будем считать, что источники измеряемого потока КЛ в области энергий  $10^{19}-10^{21}$  эВ находятся за пределами Галактики. Оценим мощность источников КЛ в единице объема  $q_{EG}$  на основе светимости AGN. Измеренная плотность энергии КЛ ( $D_p$  – дифференциальный спектр протонов КЛ)

$$\rho(E \sim E > E_{ankle} \sim 10^{19} \text{ эВ}) = \frac{4\pi}{c} \int E D_p(E) dE \sim 10^{-19} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \quad (9)$$

позволяет оценить  $q_{EG}$

$$q_{EG} = \frac{\rho}{t_{esc}} \approx \rho H \approx 3 \cdot 10^{44} \text{ эрг} \cdot \text{Мпк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1} \quad (10)$$

(считаем время удержания  $t_{esc}$  заряженной частицы в источнике сопоставимым с хаббловским  $t_H = 1/H \approx 10^{10}$  лет). Выбирая типичную светимость активного ядра галактик и используя оценку наблюдаемой плотности числа AGN  $n_{AGN}$

$$L_{AGN} \sim 10^{44} \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \approx 3 \cdot 10^{51} \text{ эрг} \cdot \text{год}^{-1}, \quad n_{AGN} \sim 10^{-7} \text{ Мпк}^{-3},$$

найдем, что величины  $q_{AGN}$  и  $q_{EG}$  сопоставимы:

$$q_{AGN} = n_{AGN} L_{AGN} \sim 3 \cdot 10^{44} \text{ эрг} \cdot \text{Мпк}^{-3} \cdot \text{год}^{-1} \approx q_{EG} \quad (11)$$

Считая показатель спектра КЛ  $\alpha \sim 2$ , т. е.  $dn_p/dE_p \propto E_p^{-2}$ , и учитывая соотношение  $E_p^2 dn_p/dE_p = q_{EG}$  ( $n_p$  – концентрация частиц,  $\dot{n}_p$  – скорость ее изменения), для спектра  $\nu\gamma$ -нейтрино найдем ( $E_\nu \approx 0.05E_p$ ):

$$E_\nu^2 \frac{dn_\nu}{dE_\nu} \cong \frac{1}{4} \eta t_H E_p^2 \frac{d\dot{n}_p}{dE_p}, \quad (12)$$

$$E_\nu^2 \phi_\nu \cong \frac{c}{4\pi} E_\nu^2 \frac{dn_\nu}{dE_\nu} = \frac{1}{2} \eta I_{\max}, \quad (13)$$

$$I_{\max} \approx \frac{1}{4} \xi_z t_H \frac{c}{4\pi} E_p^2 \frac{d\dot{n}_p}{dE_p} \cong 1.5 \cdot 10^{-8} \xi_z, \quad (14)$$

$$\text{ГэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}.$$

Здесь  $\phi_\nu$  – поток нейтрино; множитель  $1/4$  отражает долю энергии, уносимую нейтрино в цепочке распадов заряженных пионов и мюонов;  $\eta \equiv \langle x_{p \rightarrow \pi} \rangle$  – доля энергии, теряемая протоном в процессе фоторождения пиона. Фактор  $\xi_z$  введен, чтобы учесть возможный вклад космологически удаленных (большие  $z$ ) источников (ненаблюдаемых) и красное смещение энергии нейтрино. Оценка [19] дает  $\xi_z \approx 3$  в предположении об изменении скорости генерации источников как функции красного смещения  $z$  и  $\xi_z \approx 0.6$ , если нет эволюции источников. Две соответствующие прямые (WB) показаны на рис. 2, б и 3.

Существует точка зрения [20], несколько отличающаяся от вышеприведенной: в скрытых источниках, непрозрачных для протонов (т. е. не дающих вклад в КЛ сверхвысоких энергий), возможна генерация нейтрино, потоки которых будут выше оценки [19] (линия MPR на рис. 2, б). Отметим также, что потоки КЛ сверхвысоких энергий от источников с большим красным смещением ( $z \sim 3$ ) уменьшаются из-за потерь на фоторождение пиона и генерацию  $e^+e^-$ -пар при взаимодействиях с реликтовым излучением.

Верхние пределы на потоки диффузных нейтрино, установленные на подземных детекторах Frejus [21], MACRO [22], на Байкальском глубоководном нейтринном телескопе NT-200 [2], подледном детекторе AMANDA [1] на Южном полюсе и в эксперименте RICE [23] (регистрация черенковского радиоизлучения от ливней, образуемых электронными нейтрино), показаны на рис. 2. Атмосферные нейтрино являются неустранимым фоном в задаче об астрофизических нейтрино, и рассчитанные для вертикального и горизонтального направлений спектры (умноженные на  $E_\nu^3$ ) атмосферных электронных нейтрино (рис. 2, а) и мюонных нейтрино (рис. 2, б) позволяют оценить соотношение фон/сигнал для разных областей энергии [24, 25]. Штриховыми линиями показаны потоки обычных (conventional) нейтрино, генерируемых в распадах пионов и каонов, а вклады «прямых» (prompt) нейтрино (от распадов очарованных частиц) изображены сплошными линиями, штрихпунктирными и линиями из символов – для разных моделей рождения очарованных частиц. Неопределенности потоков атмосферных нейтрино при энергиях  $10^6$ – $10^9$  ГэВ, обусловленные неопределенностями сечений рождения чарма при

высоких энергиях, сопоставимы или заметно превышают потоки  $\pi$ -,  $K$ -нейтрино. С ростом энергии вклад прямых нейтрино является источником растущей неопределенности фона атмосферных нейтрино (помимо имеющихся неопределенностей спектра и состава КЛ и сечений взаимодействий адронов очень высоких энергий).

Возможности детекторов ближайшего будущего показаны на рис. 3 [26]. Горизонтальные сплошные линии показывают экспериментальные верхние пределы, полученные на установках NT-200 (Baikal), MACRO, AMANDA, RICE. Линии с символами представляют модельно-независимые ограничения, извлеченные из данных AGASA и Fly's Eye, Frejus, GLUE, FORTE. Пунктирные линии – ожидаемый верхний предел потоков на телескопе NT-200+ (за 3 года), установках

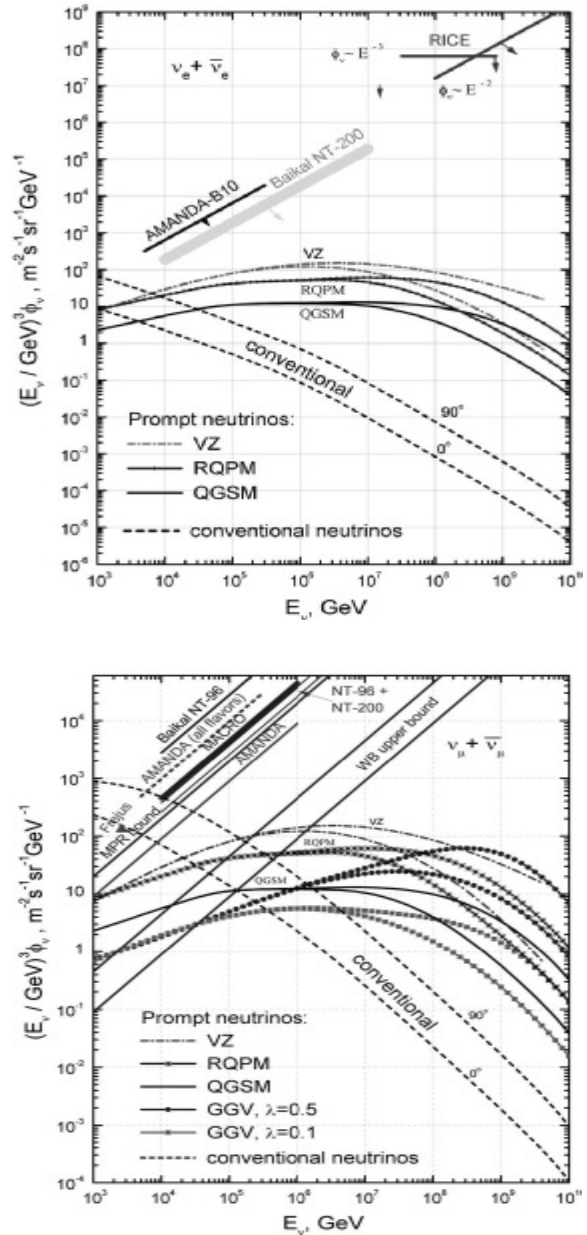


Рис. 2. Дифференциальные спектры атмосферных нейтрино электронных (а) и мюонных (б), рассчитанные для вертикального и горизонтального направлений [24, 25].

WB – верхние пределы из [19], MPR – верхний предел из [20]. Экспериментальные ограничения: Frejus [21], MACRO [22], NT-200 [2], AMANDA [1], RICE [23].

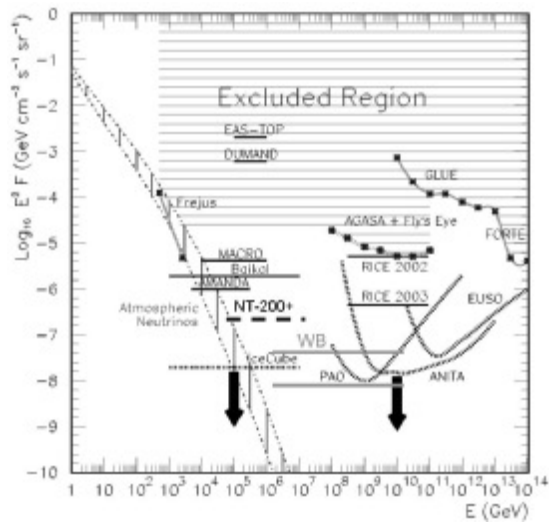


Рис. 3. Ограничения на потоки астрофизических нейтрино, полученные на действующих установках и ожидаемые в будущих экспериментах на гигантских детекторах [26].

IceCube, PAO, EUSO (за год работы) и ANITA (45 дней). Последние позволяют установить ограничения ниже верхнего предела [19], полученного на основе спектра КЛ (две горизонтальные линии WB внизу).

### Заключение

К фундаментальным вопросам астрофизики высоких энергий можно отнести следующие:

- 1) какова природа источников гигантского энерговыделения, наблюдаемого в таких объектах, как активные ядра галактик и гамма-барстеры;
- 2) как ускоряются заряженные частицы в источниках;
- 3) какие объекты являются источниками космических лучей, гамма-квантов и нейтрино высоких и сверхвысоких энергий;
- 4) каковы механизмы генерации космических лучей, гамма-квантов и нейтрино в источниках и межзвездном пространстве;
- 5) что происходит с нейтрино на пути от источника к Земле;
- 6) как зарегистрировать потоки астрофизических нейтрино, каково ожидаемое соотношение сигнал/фон.

Астрофизика высоких энергий добилась заметного продвижения в последнее десятилетие, и это обусловлено прежде всего успешным развитием инструментальной базы – созданием мощных наземных и внеатмосферных детекторов космического излучения (электромагнитного, космических лучей и нейтрино). Нельзя не упомянуть регистрацию гамма-всплесков летающей обсерваторией Compton

Gamma-Ray Observatory (CGRO) в двух экспериментах на ее борту – Burst And Transient Source Experiment (BATSE) и Energetic Gamma Ray Experiment Telescope (EGRET). Измерения BATSE показали изотропность распределения GRB и тем самым

исключили гипотезу галактического происхождения гамма-всплесков. На установке EGRET были зарегистрированы всплески жесткого гамма-излучения и длительные всплески (1.5 ч), результаты наблюдений способствовали разработке феноменологических моделей гамма-всплесков (прямого излучения и послесвечения) и излучения активных ядер галактик.

Создание таких принципиально новых приборов, как действующие нейтринные телескопы NT-200, AMANDA, расширяет возможности астрофизики, открывая еще один канал информации о высокоэнергетических процессах в галактиках. Даже неполный список установок по регистрации космического излучения, которые уже набирают данные либо должны заработать в ближайшие годы, выглядит внушительно: NT200+ (о. Байкал), AMANDA II (Antarctic Muon And Neutrino Detector Array), ANTARES (Astronomy with a Neutrino Telescope and Abyss environmental RESearch), NESTOR (Neutrino Experiment SouthwesT Of GReece), IceCube, NEMO (Neutrino subMarine Observatory), RICE (Radio Ice Cherenkov Experiment), ANITA (Antarctic Impulsive Transient Array), GLUE (Goldstone Lunar Ultrahigh energy neutrino Experiment), FORTE (Fast On-orbit Recording of Transient Events), PAO (Pierre Auger Observatory), EUSO (Extreme Universe Space Observatory), OWL (Orbiting Wide-field Collectors). Прогресс в создании гигантских детекторов космического излучения очевиден и позволяет рассчитывать, что в ближайшие 5 лет астрофизика высоких энергий и нейтринная астрофизика получат новые впечатляющие результаты.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Andres E., Askebjerg P., Barwick S.W. et al. The AMANDA neutrino telescope: principle of operation and first results // *Astropart. Phys.* 2000. V. 13. P. 1–20.
2. Balkanov V.A., Belolaptikov I.A., Budnev N.M. et al. Baikal experiment: Status report // *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 2002. V. B 110. P. 504–506; Balkanov V., Bezrukov L., Danilchenko I. et al. A search for very high energy neutrinos with the Baikal Neutrino Telescope // *Proc. 9<sup>th</sup> Int. Symposium on Neutrino Telescopes*. Venice, March 6–9, 2001.
3. Learned J.G., Mannheim K. High-energy neutrino astrophysics // *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 2000. V. 50. P. 679.
4. Halzen F., Hooper D. High-energy neutrino astronomy: The cosmic ray connection // *Rept. Prog. Phys.* 2002. V. 65. P. 1025–1078.
5. Spiering C. High energy neutrino astronomy: the experimental road // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2003. V. 29. P. 843–851.
6. McDonald A.B., Spiering C., Schonert S. et al. Astrophysical Neutrino Telescopes // *astro-ph/0311343*.
7. Ahrens J., Bahcall J.N., Bai X. et al. Sensitivity of the IceCube detector to astrophysical sources of high energy muon neutrinos // *Astropart. Phys.* 2004. V. 20. P. 507–532.
8. Gaisser T.K., Halzen F., Stanev T. Particle astrophysics with high energy neutrinos // *Phys. Rep.* 1995. V. 258. P. 173–236.
9. Berezhinsky V.S., Dokuchaev V.I. Hidden source of high-energy neutrinos in collapsing galactic nucleus // *Astropart. Phys.* 2001. V. 15. P. 87–96.

10. Nellen L., Mannheim K., Biermann P. Neutrino production through hadronic cascades in AGN accretion disks // *Phys. Rev. D.* 1993. V. 47. P. 5270–5274.
11. Stecker F.W., Salamon M.H. High-energy neutrinos from quasars // *Space Sci. Rev.* 1996. V. 75. P. 341.
12. Halzen F., Zas E. Neutrino fluxes from active galaxies: A model-independent estimate // *Astrophys. J.* 1997. V. 488. P. 669–674.
13. Waxman E., Bahcall J.N. Neutrino afterglow from gamma-burst:  $\sim 10^{18}$  eV // *Astrophys. J.* 2000. V. 541. P. 707–711.
14. Guetta D., Hooper D., Alvarez-Muniz J. et al. Neutrinos from individual gamma-ray bursts in the BATSE catalog // *Astropart. Phys.* 2004. V. 20. P. 429–455.
15. Zhang B., Meszaros P. Gamma-ray bursts: progress, problems & prospects // *astro-ph/0311321*.
16. Постнов К.А. Космические гамма-всплески // *УФН.* 1999. Т. 169, № 5. С. 545–558; Meszaros P. Theories of gamma-ray burst // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2002. V. 40. P. 137–169; Piran T. The physics of gamma-ray bursts // *astro-ph/0405503*.
17. Fryer C.L., Woosley S.E., Hartmann D.H. Formation rates of black hole accretion disk gamma-ray burst // *Astrophys. J.* 1999. V. 526. P. 152–177.
18. Vietri M., Stella L. A gamma-ray burst model with small baryon contamination // *Astrophys. J.* 1998. V. 507. P. L45–L48.
19. Waxman E., Bahcall J.N. High energy neutrinos from astrophysical sources // *Phys. Rev. D.* 1999. V. 59, 023002.
20. Mannheim K., Protheroe R.J., Rachen J.P. Cosmic ray bound for models of extragalactic neutrino production // *Phys. Rev. D.* 2000. V. 63. P. 023003-1-15.
21. Rhode W., Daum K., Bareyre P. et al. Limits on the flux of very high energy neutrinos with the Frejus detector // *Astropart. Phys.* 1996. V. 4. P. 217–225.
22. Ambrosio M., Antolini R., Auriemma G. et al. Search for diffuse neutrino flux from astrophysical sources with MACRO // *Astropart. Phys.* 2003. V. 19. P. 1–13.
23. Kravchenko I., Frichter G.M., Miller T. et al. Limits on the ultra-high energy neutrino flux from RICE experiment // *Astropart. Phys.* 2003. V. 20. P. 195–213.
24. Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. The  $K_B$  form factors and atmospheric neutrino flavor ratio at high energies // *Nuovo Cimento.* 1998. V. 111A. P. 129–148.
25. Kuzmin K.S., Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I. Atmospheric prompt neutrinos as a background to high-energy neutrino astronomy // 18<sup>th</sup> European Cosmic Ray Symposium. Moscow, July 8–12, 2002: Symposium program and abstracts. M.: МГУ, 2002. P. HE41P.
26. Torres D.F., Anchordoqui L.A. Astrophysical origins of ultrahigh energy cosmic rays // *Rept. Prog. Phys.* 2004. V. 67. P. 1663–1730.

*Иркутский государственный университет, Иркутск*