

## ПОИСК АСТРОФИЗИЧЕСКИХ НЕЙТРИНО В БАЙКАЛЬСКОМ НЕЙТРИННОМ ПРОЕКТЕ

*А. В. Аврорин<sup>а</sup>, В. М. Айнутдинов<sup>а</sup>, И. А. Белолопतिकов<sup>з</sup>,  
Д. Ю. Богородский<sup>б</sup>, Н. М. Буднев<sup>б, 1</sup>, Р. Вишневецки<sup>д</sup>, О. Н. Гапоненко<sup>а</sup>,  
К. В. Голубков<sup>з</sup>, О. А. Гресс<sup>б</sup>, Т. И. Гресс<sup>б</sup>, О. Г. Гришин<sup>б</sup>,  
И. А. Данильченко<sup>а</sup>, Ж.-А. М. Джилкибаев<sup>а</sup>, Г. В. Домогацкий<sup>а</sup>,  
А. А. Дорошенко<sup>а</sup>, А. Н. Дьячок<sup>б</sup>, В. А. Жуков<sup>а</sup>, А. В. Загородников<sup>б</sup>,  
А. М. Клабуков<sup>а</sup>, А. И. Климов<sup>з</sup>, К. В. Конищев<sup>з</sup>, А. В. Коробченко<sup>б</sup>,  
А. П. Кошечкин<sup>а</sup>, Л. А. Кузьмичев<sup>б</sup>, В. Ф. Кулепов<sup>е</sup>, Д. А. Кулешов<sup>а</sup>,  
В. И. Ляшук<sup>а</sup>, Е. Мидделл<sup>д</sup>, М. Б. Миленин<sup>е</sup>, Р. Р. Миргазов<sup>б</sup>,  
С. П. Михеев<sup>а</sup>, Е. А. Осипова<sup>б</sup>, А. И. Панфилов<sup>а</sup>, Л. В. Паньков<sup>б</sup>,  
А. Л. Паньков<sup>б</sup>, А. А. Перевалов<sup>б</sup>, Д. А. Петухов<sup>а</sup>, Е. Н. Плисковский<sup>з</sup>,  
В. А. Полещук<sup>а</sup>, Е. Г. Попова<sup>б</sup>, В. В. Просин<sup>б</sup>, М. И. Розанов<sup>ж</sup>,  
В. Ю. Рубцов<sup>б</sup>, Е. В. Рябов<sup>б</sup>, С. И. Синеговский<sup>б</sup>, О. В. Суворова<sup>а</sup>,  
Б. А. Таращанский<sup>б</sup>, С. В. Фиалковский<sup>е</sup>, Б. А. Шайбонов<sup>з</sup>, А. А. Шейфлер<sup>з</sup>,  
А. Н. Широков<sup>б</sup>, К. Шпиринг<sup>д</sup>, А. С. Ягунов<sup>б</sup>*

<sup>а</sup> Учреждение РАН Институт ядерных исследований, Москва

<sup>б</sup> Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия

<sup>в</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына, Москва

<sup>з</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>д</sup> Научно-исследовательский центр «Германский электронный синхротрон», Гамбург, Германия

<sup>е</sup> Нижегородский государственный технический университет, Нижний Новгород, Россия

<sup>ж</sup> Государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия

<sup>з</sup> РНЦ РФ «Курчатовский институт», Москва

В работе представлено краткое описание действующих байкальских нейтринных телескопов НТ200 и НТ200+ и перспектив развития Байкальского нейтринного проекта. Приводятся предварительные результаты поиска на байкальском глубоководном нейтринном телескопе НТ200 нейтринных событий, коррелированных с космологическими гамма-всплесками. Обсуждается принципиальная возможность развития метода акустической регистрации нейтрино сверхвысоких энергий в Байкальском нейтринном проекте. Приведены результаты расчета энергетического спектра и зенитно-угловых распределений атмосферных нейтрино в области энергий  $10-10^7$  ГэВ для ряда моделей адрон-ядерных взаимодействий при высоких энергиях.

---

<sup>1</sup>E-mail: nbudnev@api.isu.ru

Brief review of Baikal Neutrino Telescopes NT200 and NT200+ is presented as well as the prospect of Baikal Neutrino Project. Preliminary analysis of neutrinos detected with the Baikal neutrino telescope NT200 for correlations with gamma-ray bursts is performed: no neutrino events correlated with GRB were observed. The present status and perspectives of the feasibility study to detect cosmic neutrinos acoustically in Lake Baikal are discussed. The calculation of the atmospheric neutrino flux and zenith-angle distributions in the energy range  $10-10^7$  GeV is made with usage of different high-energy hadronic models.

PACS: 95.55.Vj; 95.85.Ry; 98.70.Sa; 13.85.Tr; 96.50.Sb

## ВВЕДЕНИЕ

Поиск и исследование сверхмощных источников энергии во Вселенной, решение проблемы источников космических лучей сверхвысоких энергий и сверхжесткого гамма-излучения, изучение механизмов ускорения частиц в источниках — важнейшие задачи астрофизики высоких энергий [1]. Фундаментальная связь космических лучей, гамма-излучения и нейтрино от астрофизических источников позволяют существенно продвинуться в решении проблемы источников излучения высокой и сверхвысокой энергии и изучении физики катастрофических процессов во Вселенной, объединив потенциал в таких областях астрофизики, как гамма-астрономия и физика космических лучей, с новым направлением — нейтринной астрофизикой. Ввод в строй байкальского глубоководного нейтринного телескопа NT200 в конце 1990-х гг. и позже — установки AMANDA на Южном полюсе открыл это новое, нейтринное, окно во Вселенную. Создание гигантских детекторов космического излучения позволяет вести исследования нейтринных потоков в области энергий  $E_\nu > 10-100$  ТэВ от удаленных галактических и внегалактических источников. В декабре 2010 г. в Антарктиде завершено создание установки IceCube — нейтринного телескопа нового поколения с эффективным объемом порядка кубического километра.

В настоящей работе представлено краткое описание действующего байкальского нейтринного телескопа NT200, его расширения NT200+ и ближайших перспектив развития Байкальского нейтринного проекта. Приводятся предварительные результаты в одном из приоритетных направлений исследований на глубоководных нейтринных телескопах — поиске астрофизических нейтрино, коррелированных с космологическими гамма-всплесками. Анализируется принципиальная возможность использования метода акустической регистрации нейтрино сверхвысоких энергий в озере Байкал. Потоки нейтрино высоких энергий от распада частиц, рожденных во взаимодействиях космических лучей с атмосферой Земли, составляют неустранимый фон для нейтринного телескопа, который необходимо измерить и рассчитать. В работе обсуждаются неопределенности такого расчета, связанные с малоизученными процессами рождения частиц в адрон-ядерных соударениях при очень высоких энергиях.

## 1. БАЙКАЛЬСКИЙ НЕЙТРИННЫЙ ТЕЛЕСКОП NT200

Действующие в настоящее время байкальские нейтринные телескопы NT200 и NT200+ (рис. 1) расположены в 3,5 км от берега в районе 106-го км Кругобайкальской железной дороги на Южном Байкале. Оптические модули (ОМ) установок, регистрирующие черенковское излучение релятивистских заряженных частиц, расположены на

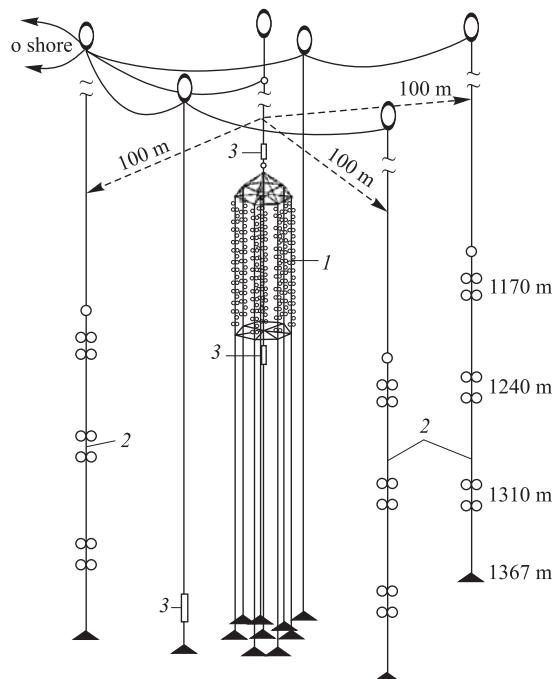


Рис. 1. Схема глубоководного нейтринного телескопа на озере Байкал: 1 — нейтринный телескоп НТ200; 2 — внешние гирлянды нейтринного телескопа НТ200+; 3 — калибровочные лазеры

системе вертикальных тросов на глубинах свыше 1100 м. В установке НТ200 192 ОМ размещены на 8 тросах, образуя «гирлянды» — одну центральную и 7 периферийных, распределенных равномерно по окружности радиусом 21,5 м и соединенных с концами стеклопластиковых труб, которые крепятся к стальной раме на центральной гирлянде установки на глубине 1100 м. ОМ представляют собой стеклянные сферы диаметром около 50 см, внутри которых находятся фотоприемники «Квазар» [2] с диаметром фотокатода 37 см. Порог срабатывания электроники настроен на регистрацию отдельных фотонов. Для подавления фоновых срабатываний, обусловленных темновым током фотоприемников и свечением воды, ОМ телескопа сгруппированы в пары и включены на совпадение с временным окном 15 нс. Каждая такая пара модулей образует измерительный канал. Расстояние между крайними парами ОМ на каждой гирлянде 68 м. Система электронных модулей установки обеспечивает предварительную обработку сигналов, поступающих от ОМ, и связь с береговым центром. Положение в пространстве всех ОМ установки с точностью порядка 20 см измеряется с помощью гидроакустической системы измерения координат, включающей 6 донных акустических маяков, расположенных на окружности с радиусом 600 м вокруг НТ200, а также приборы, которые запрашивают маяки и принимают ответные сигналы [3]. Подробное описание конструкции и основных функциональных систем телескопа НТ200 приводится в ряде публикаций [4–7].

Эффективный объем НТ200 недостаточен для регистрации с приемлемой статистикой астрофизических нейтрино сверхвысоких энергий, что является наиболее важной задачей для всех крупномасштабных детекторов нейтрино в естественных средах. При взаимодействии нейтрино с высокой энергией в воде образуется каскад релятивистских

заряженных частиц, черенковское свечение которых в глубинной байкальской воде, где длина рассеяния света 30–70 м, а длины поглощения 20–24 м [8], можно зарегистрировать с расстояния в 100–200 м. Поэтому в Байкале для изучения потоков астрофизических нейтрино сверхвысоких энергий можно использовать достаточно редкую решетку из ОМ с характерным расстоянием в несколько десятков метров и даже 100 м. Именно эта идея использована при создании нейтринного телескопа НТ200+, который включает 3 внешних гирлянды, расположенных в вершинах правильного треугольника на расстояниях 100 м от центра НТ200, на каждой гирлянде по 12 ОМ (рис. 1). Одна из наиболее важных экспериментальных задач — временная синхронизация измерительных каналов подводных детекторов с точностью несколько наносекунд — решается с помощью коротких световых импульсов от калибровочных лазеров, засвечивающих ОМ установки (рис. 1).

## 2. НЕЙТРИННЫЙ ТЕЛЕСКОП ВАИКАЛ-GVD

В последние годы начаты проектные работы и эксперименты, направленные на создание на озере Байкал детектора следующего поколения с объемом порядка кубического километра — ВАИКАЛ-GVD [6, 9]. Нейтринный телескоп ВАИКАЛ-GVD нацелен на решение широкого круга задач астрофизики, космологии и физики элементарных частиц — поиск локальных галактических и внегалактических источников нейтрино, исследования диффузного потока нейтрино, поиск темной материи, магнитных монополей и других экзотических частиц.

Установка ВАИКАЛ-GVD будет представлять собой решетку ОМ на глубине 800–1300 м и иметь гибкую модульную структуру, формируемую из независимых кластеров вертикальных гирлянд ОМ. Предполагается, что она будет включать 96 гирлянд длиной 350–460 м с 24 ОМ на каждой, т. е. планируемое общее число модулей 2304. Расстояние между гирляндами около 60–80 м. Эффективный объем такой установки для регистрации каскадов с энергией  $E > 100$  ТэВ порядка  $0,5 \text{ км}^3$ , порог регистрации мюонов — 10–100 ТэВ. Это соответствует чувствительности порядка  $E^2 F \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$  к суммарному по трем типам нейтрино потоку для годичной экспозиции, которая примерно в 50 раз превысит чувствительность телескопов первого поколения и позволит вести исследования энергетического спектра, а также глобальной и локальной угловой анизотропии диффузного потока в области его значений, не противоречащих теоретическим ограничениям Березинского [10] и Ваксмана–Бакала [11]. Эффективная площадь телескопа для регистрации мюонных нейтрино в диапазоне энергий  $10^{13}$ – $10^{18}$  эВ составит  $0,1$ – $1 \text{ км}^2$  при угловом разрешении  $0,5$ – $1^\circ$ . Это позволит за год набора данных достичь уровня чувствительности к сигналу порядка  $E^2 F \sim (2 - 4) \cdot 10^{-12} \text{ ТэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  в задаче поиска локальных источников, что более чем на порядок превосходит чувствительность нейтринных телескопов первого поколения (НТ200, AMANDA). В задачах регистрации нейтрино от аннигиляции массивных слабодействующих частиц (WIMP), в частности нейтралино, в центрах Земли и Солнца чувствительность ВАИКАЛ-GVD в диапазоне массы нейтралино больше 100 ГэВ превысит более чем на порядок чувствительность, достигнутую в эксперименте Super-Kamiokande. В задаче поиска быстрых магнитных монополей за год экспозиции будет достигнута чувствительность к потоку на уровне  $\sim 3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$ .

### 3. АКУСТИЧЕСКИЙ СИГНАЛ ОТ НЕЙТРИНОИНДУЦИРОВАННОГО КАСКАДНОГО ЛИВНЯ

Для поиска нейтрино ультравысоких энергий понадобятся, по-видимому, установки объемом в десятки и сотни кубических километров. Трудно представить, что станет возможным строительство таких гигантских черенковских детекторов. В 1957 г. Г. Аскарьян показал [12], что высокоэнергичный ливень частиц в воде должен генерировать акустический сигнал. Потенциал акустического метода детектирования нейтрино [13, 14] определяется тем фактом, что длина поглощения акустических волн в диапазоне частот 5–30 кГц (на этот диапазон приходится основная доля энергии акустических сигналов от ливней в воде) в морской воде по крайней мере на порядок величины больше длины поглощения черенковского излучения (в байкальской воде это отношение даже близко к 100 [15, 16]). Вторым фактором в пользу акустического метода детектирования на расстояниях сотен метров или даже нескольких километров является то, что амплитуда импульса в ближней волновой зоне падает как  $L^{-1/2}$  ( $L$  — расстояние от оси ливня), тогда как в дальней волновой зоне она ведет себя как  $L^{-1}$ . Основной вклад в генерацию акустических сигналов ливнями определяется термоакустическим механизмом [12]. Давление  $P(\mathbf{r}, t)$  звуковой волны от ливня релятивистских частиц в точке с координатами  $\mathbf{r}$  в момент времени  $t$  определяется волновым уравнением с термоакустическим источником  $q(\mathbf{r}, t)$  — плотностью энерговыделения ливня:

$$c_s^2 \rho \nabla \left( \frac{1}{\rho} \nabla P \right) - \frac{\partial^2 P}{\partial t^2} = -G \frac{\partial^2 q(\mathbf{r}, t)}{\partial t^2}, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность воды;  $c_s = \sqrt{(\partial P / \partial p)_S}$  — скорость звука в адиабатическом приближении;  $G = \alpha_p c_s^2 / C_p$  — параметр Грюнайзена, выраженный через изобарический коэффициент теплового расширения  $\alpha_p$  и удельную (на 1 г вещества) изобарическую теплоемкость  $C_p$ . Скорость звука  $c_s$  и безразмерный параметр Грюнайзена  $G$  зависят от температуры, давления и солёности воды. Для Средиземного моря параметр Грюнайзена примерно в 10 раз больше, чем для холодного пресного Байкала, где температура воды в глубинной зоне лишь на 1,5–2 °С выше температуры максимальной плотности воды на соответствующей глубине. Это негативный фактор для акустического детектирования нейтрино в Байкале, однако энергетический порог метода зависит не только от амплитуды сигнала, но также от фоновых условий, величины поглощения звука и эффективности методики поиска нейтринных сигналов, которая может использоваться в природных условиях водоема. Как показали результаты наших исследований с учетом всех факторов, условия для поиска нейтрино высоких энергий на Байкале оказываются вполне конкурентоспособны.

Решение уравнения (1) есть интеграл Кирхгофа:

$$P(\mathbf{r}, t) = \frac{\alpha}{4\pi C_p} \int \frac{dV'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} \frac{\partial^2}{\partial t'^2} q \left( \mathbf{r}', t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|}{c_s} \right). \quad (2)$$

Ключевым пунктом для вычисления интеграла является модель энерговыделения каскада, поскольку экспериментальных данных о взаимодействиях частиц таких высоких энергий нет, плотность энерговыделения ливня  $q(\mathbf{r}, t)$  может быть рассчитана на основе теоретической модели или численного моделирования. В пионерских работах Г. Аскарьяна [13]

и Дж. Лернда [14] использовались довольно простые модели нагрева воды. В настоящее время  $q(\mathbf{r}, t)$  вычисляется путем моделирования по методу Монте-Карло и/или экстраполяции на область высоких энергий данных, полученных в экспериментах при низких энергиях. Наиболее детальную программу моделирования процессов при сверхвысоких энергиях представляет код CORSIKA [17]. Первоначально эта программа использовалась только для моделирования широких атмосферных ливней, генерируемых космическими лучами. В работе [18] пакет CORSIKA был адаптирован для расчета каскадных ливней, порожденных при взаимодействии нейтрино в морской воде при энергиях вплоть до  $10^{12}$  ГэВ. Так как соль в морской воде оказывает пренебрежимо малое влияние на акустический сигнал, мы использовали эту модификацию [18] кода CORSIKA для расчета плотности энерговыделения  $q(\mathbf{r}, t)$  в байкальской воде. Результаты такого моделирования показаны на рис. 2–4. Акустический сигнал в любой точке представляет собой сумму вкладов всех точек ливня с соответствующими амплитудами и временами задержки.

На рис. 3 показан результат моделирования сигнала и частотного спектра акустического импульса на расстоянии 1 км от ливня, порожденного нейтрино с энергией

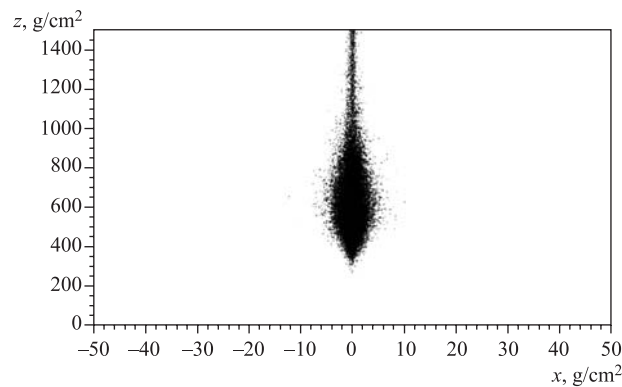


Рис. 2. Плотность энерговыделения  $q(\mathbf{r}, t)$  в озере Байкал для ливня с энергией  $10^{20}$  эВ

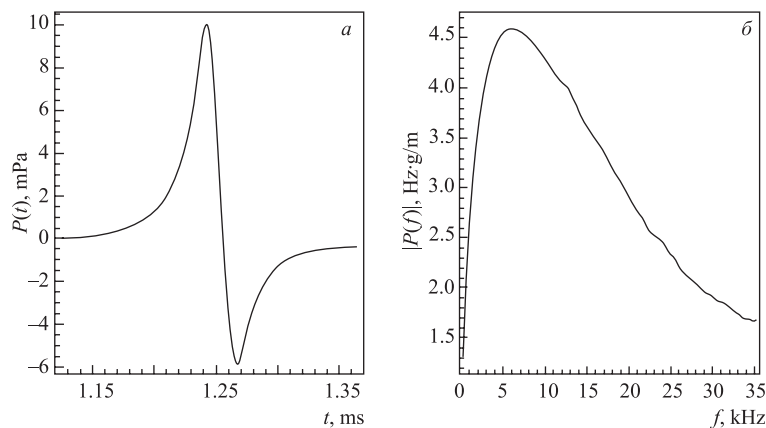


Рис. 3. Временной профиль (а) и спектр (б) акустического импульса на расстоянии 1 км от каскадного ливня от нейтрино с энергией  $10^{20}$  эВ на глубине 1000 м в озере Байкал

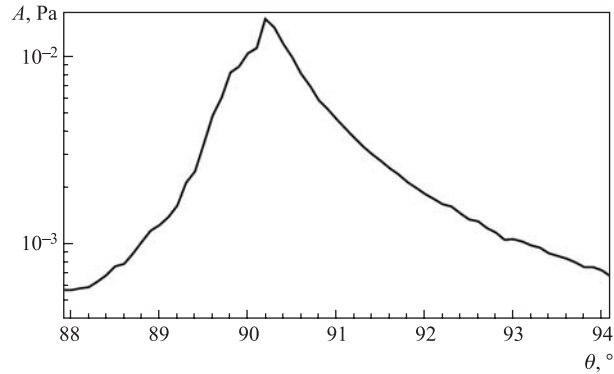


Рис. 4. Амплитуда давления акустического импульса в зависимости от угла в медианной плоскости на расстоянии 1 км от оси ливня

$10^{20}$  эВ на глубине  $h = 1000$  м в озере Байкал. Учет неоднородности плотности энерговыделения в ливне, рассчитанном с помощью метода Монте-Карло [18], приводит к сдвигу в область меньших частот по сравнению с результатом классических работ [13] и [14]. Рис. 4 демонстрирует сильную зависимость давления вблизи максимума акустического импульса от угла на расстоянии 1 км от оси ливня. Из-за медленного спада амплитуды сигналов с расстоянием и ее резкой угловой зависимости оптимальное размещение антенн акустического детектора нейтрино должно быть квазидвухмерным (плоским) в отличие от трехмерного размещения ОМ черенковских нейтринных телескопов.

Экспериментальные исследования с целью определения возможности акустической регистрации нейтрино сверхвысоких энергий на Байкале были начаты в 2004 г. За прошедшее время накоплен большой опыт измерений акустических сигналов, восстановления координат их источников и изучены основные особенности фона [19–22]. Как оказалось, в Байкале дисперсия шума в интервале частот 5–20 кГц более 50 % календарного времени не превышает нескольких миллипаскалей, а основные источники шума сосредоточены в приповерхностной зоне озера. С учетом этого обстоятельства разработан и экспериментально проверен подход к поиску нейтрино сверхвысоких энергий акустическим методом — путем прослушивания водного объема «сверху вниз» с помощью установки, регистрирующие акустические модули которой располагаются на относительно небольших глубинах (100–300 м) и снабжены антеннами, образующими трехгранную пирамиду со сторонами длиной порядка 1–1,5 м. В вершинах пирамиды должны располагаться гидрофоны с ограниченной диаграммой направленности, обеспечивающей высокую чувствительность для регистрации «нейтриноподобных» акустических сигналов, источники которых расположены в глубинной зоне озера, и эффективное подавление шумов от поверхности. Перспективность такого подхода подтвердили результаты долговременных наблюдений. Прибор, установленный на глубине 150 м, на фоне около 7000 «нейтриноподобных» импульсов, источники которых расположены в приповерхностной зоне, зарегистрировал только один импульс из глубинных слоев озера. Если предположить, что этот импульс генерирован каскадным ливнем, имевшим место на глубине порядка 1 км, то этот каскад должен был иметь энергию порядка  $10^{20}$  эВ (рис. 5). На пути к созданию таких крупномасштабных установок весной 2011 г. развернут прототип кластера,

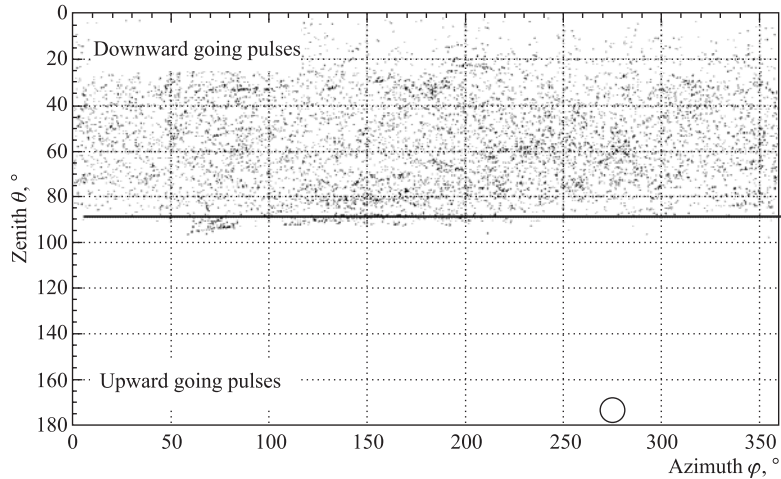


Рис. 5. Распределение по зенитному углу зарегистрированных биполярных импульсов

включающий три первых его гирлянды, а также проложена и введена в эксплуатацию данная кабельная линия с ОМ, предназначенная для передачи управляющих команд данных и электропитания кластера.

#### 4. ПОИСК НЕЙТРИНО ОТ ГАММА-ВСПЛЕСКОВ НА НТ200

**4.1. Экспериментальные данные.** Для поиска нейтринных событий использовалась информация о более чем 300 гамма-всплесках, зарегистрированных в период с 1998 по 2000 г. в эксперименте BATSE [23]. Методика отбора нейтринных событий основывалась на выделении мюонов из нижней полусферы Земли, направление движения и время регистрации которых коррелируют с гамма-всплесками. Информация о времени регистрации гамма-всплеска и его локализации в пространстве позволила значительно снизить уровень фона атмосферных мюонов и существенно увеличить эффективный объем установки для регистрации нейтрино.

Для поиска нейтрино от гамма-всплесков использовались данные эксперимента BATSE из основного каталога триггерных GRB [23] и дополнительного каталога нетриггерных гамма-всплесков, сформированного в результате off-line анализа данных BATSE [24]. Отсутствие триггера было связано либо с мертвым временем регистрирующей аппаратуры детектора, либо с недостаточной для регистрации интенсивностью излучения. Из каталогов отбирались гамма-всплески, совпадающие по времени с периодом стабильной работы детектора НТ200 и находящиеся под зенитными углами, большими  $100^\circ$ . Результаты отбора показаны в табл. 1. Для каждого года экспозиции представлено полное количество гамма-всплесков ( $N_{\text{tot}}$ ), зарегистрированных в периоды стабильной работы установки, и количество GRB под зенитными углами, большими  $100^\circ$  ( $N_{100}$ ). Существенным для дальнейшего анализа параметром является точность определения направления на GRB. На основании ошибок локализации гамма-всплесков, представленных в каталогах, были рассчитаны вероятности регистрации установкой НТ200 событий от



Таблица 1. Результаты отбора гамма-всплесков

Параметры	Триггерные GRB			Нетриггерные GRB		
	1998	1999	2000	1998	1999	2000
$N_{\text{tot}}$	148	213	29	152	170	24
$N_{100}$	60	84	11	60	78	10
$\beta_5$	0,79	0,74	0,88	0,49	0,54	0,78
$\beta_{10}$	0,94	0,92	0,98	0,77	0,80	0,95

GRB ( $\beta$ ) в пределах заданного угла наблюдения. Для расчетов были использованы распределения ошибок локализации гамма-всплесков из работы М. Бриггса и др. [25]. В табл. 1 в качестве примера представлены вероятности регистрации событий для углов  $5^\circ$  ( $\beta_5$ ) и  $10^\circ$  ( $\beta_{10}$ ).

Для поиска корреляций между гамма-всплесками и событиями, зарегистрированными установкой НТ200, использованы данные, полученные на байкальском нейтринном телескопе в период с 1998 (ввод в эксплуатацию НТ200) по 2000 г. (завершение эксперимента BATSE). В результате первичного анализа экспериментальной информации НТ200 исключены периоды нестабильной работы установки и выделен банк событий, удовлетворяющих триггерному условию 3/6 (не менее 6 сработавших каналов на трех и более гирляндах НТ200). Из сформированного банка данных для последующего анализа выбраны события, реконструированные как мюоны, зарегистрированные из-под горизонта под зенитными углами, большими  $100^\circ$  ( $2,5 \cdot 10^6$  событий за  $6,8 \cdot 10^7$  с чистого времени экспозиции). Полученный набор событий обусловлен главным образом фоном от групп и ошибочно реконструированных окологоризонтальных мюонов. Для подавления фона были разработаны дополнительные критерии отбора событий.

**4.2. Критерии отбора событий.** Оптимизация критериев отбора событий НТ200 для поиска корреляций с GRB предполагала достижение максимального значения эффективной площади регистрации нейтрино при сохранении достаточно низкого уровня фона от атмосферных мюонов. Процедура оптимизации была основана на результатах моделирования регистрации нейтринных событий и фона от атмосферных мюонов установкой НТ200 [26,27]. Для того чтобы учесть изменение характеристик НТ200 за анализируемый период экспозиции, моделирование было выполнено для девяти базовых конфигураций установки, наиболее близко соответствующих реальному состоянию регистрирующей системы детектора. В результате моделирования были созданы банки данных нейтринных и фоновых событий для детектора НТ200, удовлетворяющих триггерному условию 3/6.

Результаты реконструкции моделированных событий были использованы для определения эффективности восстановления параметров траекторий мюонов от нейтрино и расчета уровня фона. Методы реконструкции событий и подавления фона в НТ200 подробно описаны в [26]. Используемые в этой работе критерии подавления фона от атмосферных мюонов были разработаны и оптимизированы для задачи выделения атмосферных нейтрино для обеспечения фактора  $\sim 10^{-7}$  подавления фона атмосферных мюонов. Для задачи поиска корреляций с гамма-всплесками такой уровень режекции является избыточным, поскольку имеется априорная информация о времени регистрации и направлении на GRB. Снижение уровня требований на подавления фона позволяет

увеличить вероятность регистрации нейтринных событий и существенно увеличить эффективную площадь установки. В качестве основных параметров для отбора событий выбраны, следуя подходу работы [26]:  $P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}}$  — нормированная вероятность того, что для выбранной траектории движения частицы сработавшие каналы установки зарегистрируют сигнал от черенковского излучения мюона, а не сработавшие — не зарегистрируют сигнала, и  $Z_{\text{dist}}$  — расстояние между наиболее удаленными проекциями на траекторию мюона координат сработавших каналов установки. Параметром оптимизации является также величина предельно допустимого угла  $\Psi$  между направлением на гамма-всплеск и реконструированным направлением движения мюона.

Уменьшение величины предельного угла  $\Psi$  очевидным образом приводит к снижению примеси фоновых событий. Однако при значительном уменьшении  $\Psi$  доля потерь полезных событий становится существенной и превышает 50 % при  $\Psi < 5^\circ$ . Особенности применения критерия  $P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}}$  иллюстрирует табл. 2. Этот критерий был разработан для подавления фона от атмосферных мюонов, ошибочно реконструированных как события из-под горизонта, и выделения атмосферных нейтрино в диапазоне энергий до  $\sim 1$  ТэВ. При увеличении энергии нейтрино эффективность применения данного критерия уменьшается. Данные из табл. 2 характеризуют уровень потерь полезных событий для атмосферных нейтрино и для нейтрино со спектром вида  $E^{-2}$  в нескольких диапазонах энергии. Доля потерь при высоких энергиях нейтрино может превышать 90 %.

Результаты расчета количества фоновых событий, ожидаемых за время экспозиции, для различных значений критерия  $P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}}$  и угла  $\Psi$  показаны в табл. 3.

На основании результатов моделирования были выбраны два набора критериев отбора событий для последующего их сопоставления с гамма-всплесками — Cut-A и Cut-B:

А: ( $Z_{\text{dist}} > 30$  м) & ( $P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,1$ ) & ( $\Psi = 10^\circ$ );

В: ( $Z_{\text{dist}} > 30$  м) & ( $\Psi = 5^\circ$ ).

Критерий Cut-A ориентирован на поиск нейтрино в диапазоне энергий до  $\sim 10^5$  ГэВ: количество ожидаемых фоновых событий  $\sim 1$ . Критерий Cut-B, в котором не используется

Таблица 2. Доля событий, удовлетворяющих критерию  $P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}}$ , для фоновых атмосферных мюонов и мюонов от нейтрино

Критерий	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,1$	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,2$	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,3$
Атмосферные $\mu$	0,067	0,015	0,0043
Атмосферные $\nu$	0,80	0,69	0,52
$\nu$ : $10^2 < E_\nu < 10^3$ ГэВ	0,69	0,55	0,38
$\nu$ : $10^3 < E_\nu < 10^4$ ГэВ	0,66	0,51	0,33
$\nu$ : $10^4 < E_\nu < 10^5$ ГэВ	0,48	0,29	0,16
$\nu$ : $10^5 < E_\nu < 10^6$ ГэВ	0,23	0,12	0,062
$\nu$ : $10^6 < E_\nu < 10^7$ ГэВ	0,11	0,054	0,026

Таблица 3. Ожидаемое количество фоновых событий

Угол $\Psi$ , °	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} \geq 0$	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,1$	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,2$
< 5	3,1	0,20	0,047
< 10	12	0,80	0,18

критерий  $P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}}$ , значительно расширяет энергетический диапазон для поиска нейтринных событий, но ожидаемый уровень фона увеличивается примерно в четыре раза.

Эффективная площадь установки для критериев отбора событий Cut-A и Cut-B как функция энергии нейтрино представлена на рис. 6. Эффективные площади для двух наборов критериев отбора идентичны до энергий  $\sim 10^4$  ГэВ. При энергиях, больших  $10^5$  ГэВ, эффективная площадь для Cut-A не увеличивается с ростом энергии из-за повышения доли потерь полезных событий. Характер поведения эффективной площади при энергиях, больших  $10^6$  ГэВ, главным образом определяется поглощением нейтрино в Земле. Оценка диапазона энергий, к которому чувствителен детектор НТ200, была

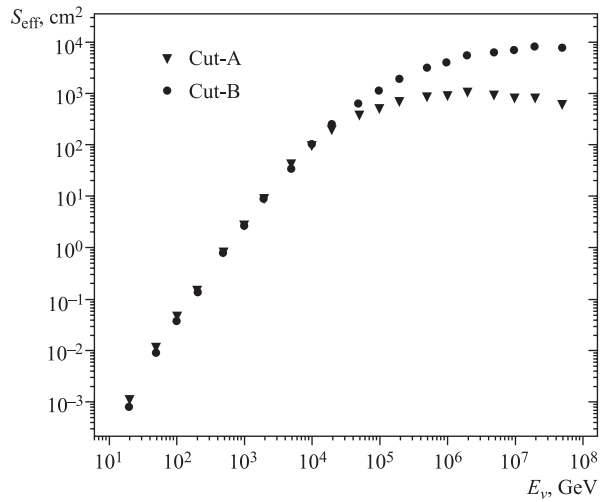


Рис. 6. Эффективная площадь установки НТ200 как функция энергии нейтрино для двух наборов критериев отбора событий — Cut-A и Cut-B

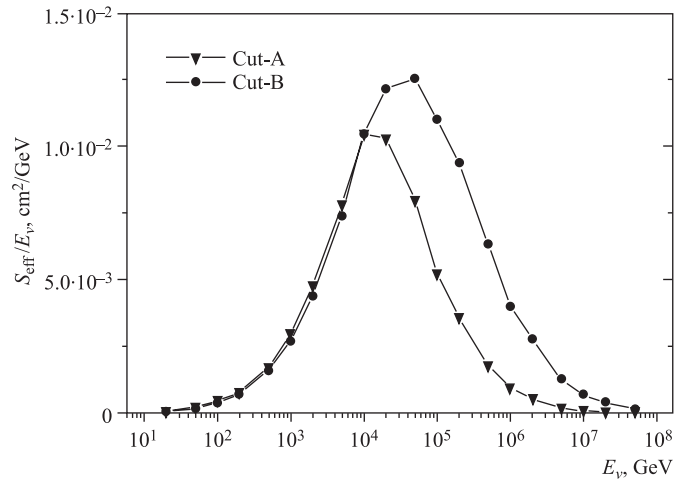


Рис. 7. Отношение эффективной площади регистрации нейтрино детектором НТ200 к энергии нейтрино

проведена для нейтринного спектра вида  $E^{-2}$ . На рис. 7 показано отношение эффективной площади НТ200 к энергии нейтрино. Для критериев Cut-A и Cut-B энергетический диапазон ограничен сверху значениями  $\sim 10^6$  и  $\sim 10^7$  ГэВ соответственно.

**4.3. Результаты анализа экспериментальных данных.** Анализ экспериментальных данных проводился в трех основных направлениях: проверка корректности процедуры моделирования отклика установки и расчета эффективной площади детектора; выделение событий, коррелирующих с гамма-всплесками по времени и направлению; определение количества фоновых событий. Для контроля процедуры моделирования вычисленные факторы подавления фоновых событий сравнивались с экспериментально полученными значениями. Результаты представлены в табл. 4 для различных значений критерия  $P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}}$  ( $Z_{\text{dist}} = 30$  м). Полученные экспериментальные факторы подавления фона согласуются с результатами моделирования в пределах систематической ошибки наших расчетов  $\sim 20\%$ .

Поиск корреляций с событиями, зарегистрированными НТ200, отобранными по критериям Cut-A и Cut-B, проведен для 303 гамма-всплесков (155 триггерных и 148 нетриггерных). Отбор по времени регистрации событий осуществлялся в пределах временного интервала  $T_{\text{GRB}}$ , величина которого определялась значением длительности гамма-всплеска  $T_{90}$ , представленным в каталогах GRB. Для компенсации возможной неопределенности времени регистрации события детектором НТ200 к интервалу  $T_{90}$  было добавлено по 5 с с каждой стороны. В том случае если информация о величине  $T_{90}$  отсутствовала (около 25% триггерных гамма-всплесков), использовался фиксированный временной интервал 100 с.

Количество фоновых событий определялось во временном интервале  $\pm 1000$  с относительно начала всплеска (интервал  $T_{\text{GRB}}$  при этом исключался) в диапазоне углов между гамма-всплеском и мюоном  $10^\circ$ . Полученное значение количества фоновых событий нормировалось на время регистрации и диапазон углов наблюдения, принятых для сигнала.

В результате проведенного анализа для критерия Cut-A не обнаружено ни одного события, а для Cut-B выделено одно событие. В табл. 5 показано количество событий для сигнала и фона, соответствующих критериям отбора; 90%-е доверительные интервалы  $\mu_{90}$ , полученные в соответствии с работой [28]; количество гамма-всплесков с учетом

Таблица 4. Экспериментальная оценка фактора подавления фоновых событий

Параметры	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,1$	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,2$	$P_{\text{hit}} \times P_{\text{nohit}} > 0,3$
Эксперимент	0,053	0,012	0,0035
Модель	0,062	0,014	0,0040

Таблица 5. Результаты поиска событий от гамма-всплесков

Критерии отбора	Сигнал	Фон	$\mu_{90}$	$N_{\text{GRB}} \times \beta$	$N_{90}$
Cut-A	0	0,56	1,9	236	0,0085
Cut-B	1	2,7	2,1	199	0,010
Cut-B, триггерные гамма-всплески	1	1,6	2,8	120	0,023

поправки  $\beta$  на вероятность регистрации событий от GRB в пределах заданного угла наблюдения; 90 %-е доверительные интервалы для числа событий на один гамма-всплеск:  $N_{90} = \mu_{90}/(N_{\text{GRB}} \times \beta)$ . Результаты представлены как для всех гамма-всплесков, так и только для тригерных.

В результате проведенного анализа не обнаружено нейтринных событий от гамма-всплесков. Предел на поток нейтрино от GRB был получен на основании метода, предложенного в работе [29]. В соответствии с этой методикой предел  $F(E_\nu)$  представляется в виде функции Грина:

$$F(E_\nu) = N_{90}/S_{\text{eff}}(E_\nu), \quad (3)$$

где  $S_{\text{eff}}(E_\nu)$  — эффективная площадь установки;  $N_{90}$  — 90%-й доверительный интервал для числа нейтринных событий на один гамма-всплеск. При таком подходе результат не зависит от предположений о виде энергетического спектра нейтрино. На рис. 8 представлены полученные в рамках данного анализа 90%-е С.Л.-пределы  $F(E_\nu)$  для критериев отбора Cut-A и Cut-B. Значения пределов для Cut-A и Cut-B практически совпадают в области энергий до  $10^5$  ГэВ. При больших значениях энергий нейтрино критерии отбора Cut-B дают существенно лучшие результаты.

На рис. 9 полученные для детектора HT200 результаты сравниваются с пределами на поток нейтрино от гамма-всплесков, полученными на установках Super-Kamiokande [29] и AMANDA [30, 31]. Предел, установленный детектором AMANDA, получен в результате анализа гамма-всплесков северной полусферы. Пределы Super-Kamiokande и HT200 относятся к гамма-всплескам из южной полусферы.

В настоящее время нет однозначного представления о виде энергетического спектра нейтрино от гамма-всплесков. Поэтому модельно-независимым экспериментальным результатом данной работы являются функции Грина  $F(E_\nu)$ , представляющие зависимость от энергии нейтрино 90 %-го С.Л.-предела на поток нейтрино. Функции Грина позволяют вычислить предел на поток нейтрино для энергетических спектров произвольного вида. Мы выполнили такой расчет для спектра нейтрино из работ [32–34]. Следуя подходам из этих работ, дифференциальный поток мюонных нейтрино  $\Phi_\nu^{\text{WB}}(E_\nu)$  в области энергий

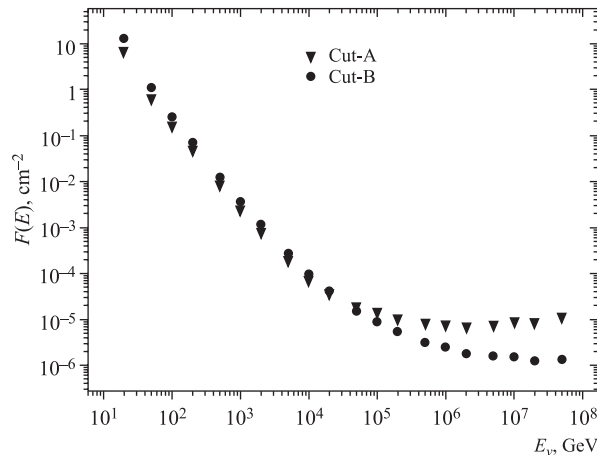


Рис. 8. 90 %-е С.Л.-пределы на поток нейтрино от GRB (функции Грина), полученные для двух критериев отбора событий Cut-A и Cut-B

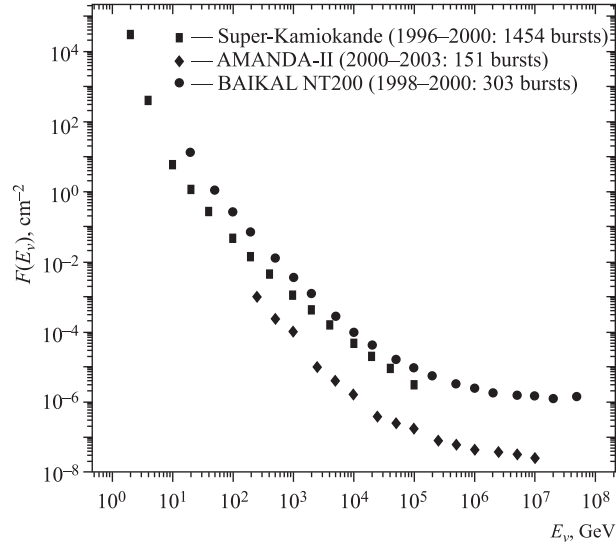


Рис. 9. Пределы на поток нейтрино от гамма-всплесков, полученные на установках NT200, Super-Kamiokande и AMANDA

до 10 ПэВ запишем в виде

$$E_\nu^2 \Phi_\nu^{\text{WB}}(E_\nu) = A^{\text{WB}} \times \min(1, E_\nu/E_{\nu b}), \quad (4)$$

где  $E_{\nu b} = 100$  ТэВ,  $A^{\text{WB}} = 8 \cdot 10^{-9}$  ГэВ  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  ср $^{-1}$ . Коэффициент MRF (Model Rejection Factor) рассчитывался по формуле

$$\text{MRF} = \frac{N_{90}}{N_{\text{ex}}}, \quad (5)$$

где  $N_{90}$  — верхний предел на количество нейтринных событий от гамма-всплеска;  $N_{\text{ex}}$  — ожидаемое количество событий, рассчитанное для данного спектра:

$$N_{\text{ex}} = \frac{4\pi}{f} \int \Phi_\nu^{\text{Earth}}(E_\nu) S_{\text{eff}}(E_\nu) dE_\nu. \quad (6)$$

Здесь  $f \approx 2,2 \cdot 10^{-5}$  с $^{-1}$  — средняя частота наблюдения гамма-всплесков в телесном угле  $4\pi$  ( $\sim 700$  событий в год в диапазоне регистрации детектора BATSE),  $\Phi_\nu^{\text{Earth}}(E_\nu) = 0,5 \Phi_\nu^{\text{WB}}(E_\nu)$  — поток нейтрино в окрестности Земли.

С учетом того, что оценка ожидаемого количества событий осуществлялась на основе информации о частоте наблюдения гамма-всплесков, соответствующих диапазону регистрации BATSE, расчет MRF производился только для триггерных гамма-всплесков ( $N_{\text{GRB}} \times \beta = 120$ , см. табл. 5). Полученное значение MRF составило величину 280, а соответствующее ограничение на поток нейтрино от гамма-всплесков

$$E_\nu^2 \Phi_\nu \leq 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}. \quad (7)$$

Полученное ограничение на поток нейтрино в целом существенно слабее, чем результат установки AMANDA. Однако с точки зрения наблюдения индивидуальных гамма-всплесков наши результаты следует рассматривать как дополнение к результатам установки AMANDA, поскольку для анализа используются различные выборки GRB: гамма-всплески северной полусферы в случае AMANDA и южной — в случае NT200. Различия в интенсивностях нейтринного потока от индивидуальных вспышек может привести к тому, что менее чувствительный детектор зарегистрирует сигнал, который не мог наблюдаться на более чувствительном детекторе.

## 5. АТМОСФЕРНЫЕ НЕЙТРИНО КАК ФОН

Атмосферные нейтрино генерируются в распадах заряженных пионов, заряженных и нейтральных каонов и других более тяжелых мезонов и барионов, рожденных в процессах взаимодействия космических лучей с ядрами атомов атмосферы Земли. Изучение фона атмосферных нейтрино является составной частью проблемы поиска астрофизических нейтрино и насущной задачей для экспериментаторов: фон необходимо измерить — это первый шаг, необходимый также для отладки нейтринного телескопа и отработки методик восстановления событий от потока нейтрино, сравнительно хорошо изученного только в области энергий до 1 ТэВ. Для теоретиков это — возможность исследовать механизмы генерации атмосферных нейтрино и дать количественные предсказания энергетического спектра и зенитно-угловых распределений нейтрино, аккуратность которых может быть подвергнута проверке на эксперименте.

Несмотря на большое число опубликованных работ с расчетами спектров атмосферных нейтрино (см., например, [35–38]), по-прежнему остается невыясненным вопрос о том, насколько велики различия, обусловленные неопределенностями существующих моделей адрон-ядерных соударений при высоких энергиях, т. е. в области, где нет прямых измерений сечений взаимодействия частиц. Также неясны неопределенности, обусловленные неоднозначностью восстановления спектра и состава первичных космических лучей в области «колена», по экспериментальным данным установок, регистрирующих широкие атмосферные ливни. В этом разделе представлены результаты нового расчета энергетического спектра и зенитно-угловых распределений мюонных нейтрино в области энергий  $10\text{--}10^7$  ГэВ. Расчет выполнен с использованием нескольких моделей взаимодействий адронов при высоких и сверхвысоких энергиях (SIBYLL 2.1 [39], QGSJET-II [40], параметризация Кимеля и Мохова (КМ) [41]), которые проверены в недавних расчетах потоков адронов и мюонов космических лучей [42, 43] (см. также [44]).

Кроме основных источников обычных мюонных нейтрино,  $\pi_{\mu 2^-}$ ,  $K_{\mu 2^-}$  и  $\mu_{e 3}$ -распадов, в расчете учтены вклады трехчастичных полулептонных распадов каонов  $K_{\mu 3}^{\pm}$ ,  $K_{\mu 3}^0$ , а также небольшие вклады цепочек распадов  $K \rightarrow \pi \rightarrow \nu_{\mu}$  ( $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ,  $K^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} \pi^0$ ). Эффектами трехмерности каскада можно пренебречь при энергиях  $E \gtrsim 1$  ГэВ вблизи вертикали и при  $E \gtrsim 5$  ГэВ для направлений, близких к горизонту.

В табл. 6 приведены отношения потоков нейтрино, рассчитанных с использованием трех моделей адронных взаимодействий для двух вариантов спектра и состава первичных космических лучей — параметризации Гайссера–Хонды (GH) [38] и модели В. И. Зацепина и Н. В. Сокольской (ЗС) [45], хорошо описывающей данные эксперимента АТИК-2 [46]. В колонках 1, 2 и 3 представлены следующие отношения потоков

Таблица 6. Отношения потоков  $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$  для моделей SIBYLL 2.1, QGSJET-II и КМ

$E_\nu$ , ГэВ	Спектр Гайссера–Хонды			АТИК-2 + ЗС		
	1	2	3	1	2	3
$10^2$	1,65 (1,22)	0,97 (0,85)	1,65 (1,36)	1,58 (1,26)	1,00 (0,91)	1,58 (1,38)
$10^3$	1,71 (1,46)	0,96 (0,92)	1,73 (1,50)	1,64 (1,39)	0,95 (0,92)	1,73 (1,51)
$10^4$	1,60 (1,57)	0,96 (0,96)	1,58 (1,55)	1,55 (1,46)	0,96 (0,95)	1,61 (1,54)
$10^5$	1,54 (1,49)	0,99 (0,96)	1,46 (1,46)	1,37 (1,23)	0,91 (0,83)	1,51 (1,48)
$10^6$	1,42 (1,36)	0,99 (0,95)	1,34 (1,34)	1,10 (0,95)	0,61 (0,55)	1,80 (1,73)

для двух зенитных углов  $\theta = 0$  и  $90^\circ$  (в скобках):  $\phi_{\nu_\mu}^{(\text{SIBYLL})} / \phi_{\nu_\mu}^{(\text{КМ})}$ ,  $\phi_{\nu_\mu}^{(\text{QGSJET-II})} / \phi_{\nu_\mu}^{(\text{КМ})}$ ,  $\phi_{\nu_\mu}^{(\text{SIBYLL})} / \phi_{\nu_\mu}^{(\text{QGSJET-II})}$ . Модели SIBYLL 2.1 и QGSJET-II приводят к очевидному различию (колонка 3) в предсказаниях потоков мюонных нейтрино, тогда как КМ и QGSJET-II дают очень близкие результаты (колонка 2). Различие расчетных потоков нейтрино связано в основном с разным выходом каонов в моделях нуклон-ядерных столкновений — фактором, который сильнее влияет на поток нейтрино высоких энергий, чем на поток мюонов тех же энергий [42]. Таким образом, очевидна необходимость тщательного исследования на ускорителях процессов рождения странных частиц при средних и высоких энергиях.

Зенитно-угловые распределения атмосферных нейтрино  $\phi_{\nu_\mu}(E, \theta) / \phi_{\nu_\mu}(E, 0^\circ)$  представлены на рис. 10 для интервала энергий  $1-10^5$  ТэВ. Расчеты выполнены с использованием моделей взаимодействий QGSJET-II и SIBYLL 2.1 для двух упомянутых выше вариантов спектра и состава первичных космических лучей. Как и ожидалось, форма углового распределения изменяется с энергией в области до 100 ТэВ, особенно заметна

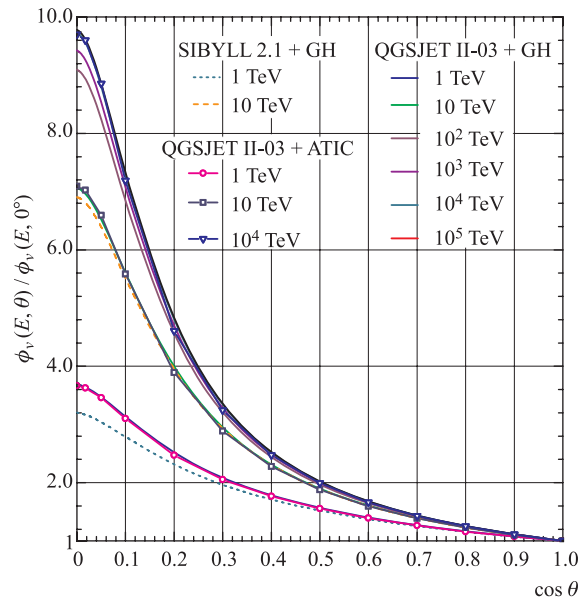


Рис. 10. Зенитно-угловые распределения атмосферных мюонных нейтрино



зависимость от энергии при больших углах. Влияние рассмотренных моделей адронных взаимодействий и первичных спектров на угловое распределение нейтрино при энергиях выше 1 ТэВ едва заметно.

Сравнение рассчитанных для разных зенитных углов потоков атмосферных нейтрино от  $(\pi_{\mu 2}, K_{\mu 2}, \mu_{e3})$ -распадов с предварительными данными эксперимента IceCube показано на рис. 11. Кривые (для значений  $\cos \theta = 0-1,0$  сверху вниз) — расчет для первичного спектра и состава ГН с использованием модели взаимодействий QGSJET-II. Точки

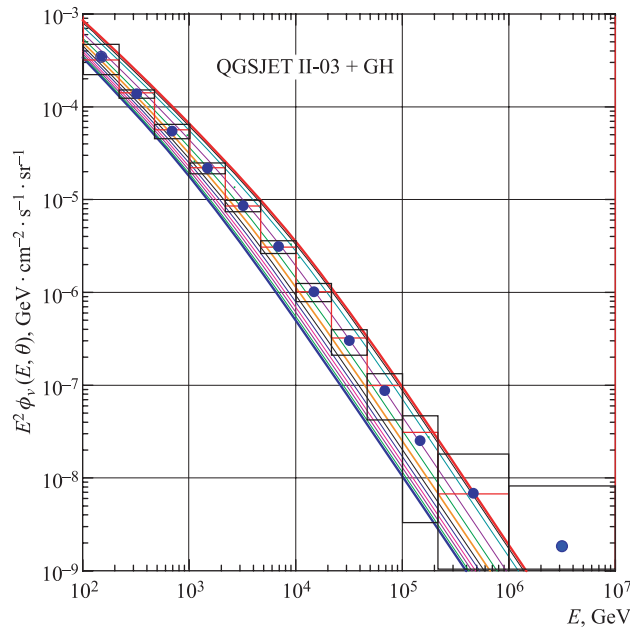


Рис. 11. Спектры атмосферных мюонных нейтрино для разных зенитных углов. Точки — предварительные данные измерений на установке IceCube [47]

Таблица 7. Масштабированные потоки атмосферных мюонных нейтрино при  $E_\nu = 100$  ТэВ и ограничение на диффузный поток астрофизических нейтрино в эксперименте AMANDA-II

Модель	$E_\nu^2 \phi_\nu, 10^{-8} \text{ ГэВ} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$	
	$0^\circ$	$90^\circ$
Обычные нейтрино $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ :		
QGSJET-II + ЗС	1,20	10,5
QGSJET-II + GH	1,11	9,89
«Прямые» нейтрино:		$90^\circ$
модель кварк-глюонных струн [35, 50]		1,22
рекомбинационная кварк-партоновая модель [35, 50]		4,61
модель Л. В. Волковой и Г. Т. Зацепина [51]		8,12
Ограничение AMANDA-II [49]		7,4

с неопределенностями спектра и энергии нейтрино — данные эксперимента IceCube, усредненные по зенитному углу [47] (см. также [48]).

В табл. 7 приведены рассчитанные значения потоков ( $\mu, \pi, K$ )-нейтрино (conventional) и потоков нейтрино от распадов очарованных частиц при  $E_\nu = 100$  ТэВ, а также ограничение на диффузный поток астрофизических нейтрино, установленное в эксперименте AMANDA-II [49]. Заметим, что поток нейтрино, полученный нами с использованием модели взаимодействий QGSJET-II и модели первичного спектра ГН, является самым низким из представленных здесь. Предсказанные с использованием рекомбинационной кварк-партоновой модели и модели кварк-глюонных струн потоки мюонных нейтрино при энергии 100 ТэВ не противоречат ограничению на диффузные потоки астрофизических нейтрино, установленному в эксперименте AMANDA-II.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Первый глубоководный нейтринный телескоп NT200 успешно работает более 10 лет. По природным условиям озеро Байкал является также одним из лучших на Земле мест для создания черенковского глубоководного детектора объемом порядка кубического километра, а возможно, и акустического детектора с еще большим эффективным объемом. На пути к созданию таких крупномасштабных установок весной 2011 г. планируется развернуть прототип кластера гигатонного водного детектора BAIKAL-GVD и экспериментальную акустическую установку с целью отработки основных методических и технических решений, которые будут использованы в BAIKAL-GVD.

В результате поиска нейтринных событий, совпадающих по времени и направлению с 303 гамма-всплесками, зарегистрированными детектором BATSE с 1998 по 2000 г., не было найдено событий, подтверждающих наличие нейтринного сопровождения гамма-всплесков. Угловой диапазон чувствительности NT200 к гамма-всплескам перекрывает большую часть южной полусферы. В диапазоне энергий, более чем на порядок превышающем диапазон Super-Kamiokande, получены модельно-независимые пределы на поток нейтрино от гамма-всплесков (функции Грина). Для энергетического спектра нейтрино, предложенного Ваксманом и Бакалом, получен предел на поток нейтрино от гамма-всплесков:  $E_\nu^2 \Phi_\nu \leq 1,1 \cdot 10^{-6}$  ГэВ  $\cdot$  см $^{-2}$   $\cdot$  с $^{-1}$   $\cdot$  ср $^{-1}$ .

Выполненный расчет спектров атмосферных мюонных нейтрино демонстрирует слабую зависимость от модели спектра и состава первичных космических лучей в интервале энергий 10–10 $^5$  ГэВ — области, не включающей излом спектра космических лучей. Однако применение разных моделей высокоэнергетических адронных взаимодействий приводит к заметному различию потоков мюонных нейтрино, рассчитанных в рамках одной вычислительной схемы. На примере моделей адронных взаимодействий QGSJET-II и SIBYLL 2.1 хорошо видно, что основным источником различия потоков нейтрино (превышающего 50 %) являются процессы рождения каонов в нуклон-ядерных соударениях.

Потоки атмосферных нейтрино от распадов очарованных частиц («прямые» нейтрино) слабо зависят от зенитного угла (вблизи 100 ТэВ), что дает основание рассматривать верхний предел на диффузные потоки астрофизических нейтрино, установленный в эксперименте AMANDA-II, в качестве ограничения на модели рождения очарованных частиц. Так, можно утверждать, что обе непertурбативные модели, рекомбинационная

кварк-партонная и модель кварк-глюонных струн, не противоречат установленному ограничению на диффузный поток нейтрино.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и образования РФ (ГК 02.740.11.0018, ГК 02.518.11.7158, ГК 14.740.11.0890, П1242, П681, П2504, П133, П878, П1146, РНП 2.2.1.1/1483, РНП 2.1.1/1539, РНП 2.2.1.1/5901, РЕК «Байкал»), Министерства науки и образования Германии, Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 08-02-00432, 08-02-00198, 09-02-10001, 09-02-00623, 09-02-12295, 10-02-10007).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Березинский В. С. и др. Астрофизика космических лучей. М.: Наука, 1990. 528 с.
2. Bagdiev R. I. et al. The Optical Module of the Baikal Deep Underwater Neutrino Telescope // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 420. P. 138–154.
3. Айнутдинов В. М. и др. Гидроакустическая система измерения координат байкальского нейтринного телескопа НТ-200 // Акуст. журн. 2005. Т. 51, № 6. С. 721–731.
4. Belolaptikov I. A. et al. The Baikal Underwater Neutrino Telescope: Design, Performance, and First Results // Astropart. Phys. 1997. V. 7. P. 263–282.
5. Antipin K. et al. Search for Relativistic Magnetic Monopoles with the Baikal Neutrino Telescope // Astropart. Phys. 2008. V. 29. P. 366–372.
6. Aynutdinov V. et al. The Baikal Neutrino Experiment: Status, Selected Physics Results, and Perspectives // Nucl. Instr. Meth. A. 2008. V. 588. P. 99–106.
7. Aynutdinov V. et al. Search for a Diffuse Flux of High-Energy Extraterrestrial Neutrinos with the NT200 Neutrino Telescope // Astropart. Phys. 2006. V. 25. P. 140–150.
8. Balkanov V. et al. Simultaneous Measurement of Water Optical Properties by AC9 Transmissometer and ASP-15 Inherent Optical Properties Meter in Lake Baikal // Nucl. Instr. Meth. A. 2003. V. 298. P. 231–239.
9. Aynutdinov V. M. et al. The Prototype String for the km<sup>3</sup>-scale Baikal Neutrino Telescope // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 602. P. 227–234.
10. Berezinsky V. et al. Fermi-LAT Restrictions on UHECRs and Cosmogenic Neutrinos. arXiv:1003.1496. 2010.
11. Waxman E., Bahcall J. N. High Energy Neutrinos from Astrophysical Sources: An Upper Bound // Phys. Rev. D. 1999. V. 59. P. 023002.
12. Аскаръян Г. А. Гидродинамическое излучение от треков ионизирующих частиц в стабильных жидкостях // АЭ. 1957. Т. 3, № 8. С. 152–153.
13. Askariyan G. A. et al. Acoustic Detection of High Energy Particle Showers in Water // Nucl. Instr. Meth. 1979. V. 164, No. 2. P. 267–278.
14. Learned J. G. Acoustic Radiation by Charged Atomic Particles in Liquids: An Analysis // Phys. Rev. D. 1979. V. 19. P. 3293–3306.
15. Clay C. S., Medwin H. Acoustical Oceanography. N. Y.: Wiley, 1977.
16. Boyles C. A. Acoustic Waveguides: Applications to Oceanic Science. N. Y.: Wiley, 1984.
17. Heck D. et al. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers. Karlsruhe Report FZKA 6019. Karlsruhe, 1998. 98 p.; <http://www-ik.fzk.de/corsika>
18. Bevan S. et al. Simulation of Ultra High Energy Neutrino Interactions in Ice and Water // Astropart. Phys. 2007. V. 28. P. 366–376; astro-ph/0704.1025v1

19. *Aynutdinov V. et al.* High Frequency Noise in Lake Baikal as a Background for the Acoustic Detection of High Energy Neutrinos // Intern. J. Mod. Phys. A. 2006. V. 21, No. supp01. P. 117–121.
20. *Айнутдинов В. М. и др.* Высокочастотные акустические шумы озера Байкал // Акуст. журн. 2006. Т. 52, № 5. С. 581–591.
21. *Aynutdinov V.M. et al.* A Device for Detection of Acoustic Signals from Super High Energy Neutrinos // Intern. J. Mod. Phys. A. 2006. V. 21. P. 202–206.
22. *Aynutdinov V. et al.* High Energy Neutrino Acoustic Detection Activities in Lake Baikal: Status and Results // Nucl. Instr. Meth. A. 2009. V. 604. P. S130–S135.
23. *Paciesas W.S. et al.* The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised) // Astrophys. J. Suppl. 1999. V. 122. P. 465–495.
24. *Stern B., Tikhomirova Ya.* FTP Archive of Gamma-Ray Bursts Found in the Continuous BATSE Daily Records. <http://www.astro.su.se/groups/head/grbarchive.html>. 2002.
25. *Briggs M.S. et al.* The Error Distribution of BATSE GRB Locations. astro-ph/9901111.
26. *Белолопников И. А.* Поиск нейтрино высоких энергий в Байкальском нейтринном эксперименте. Препринт ИЯИ РАН 1178. М., 2007. 15 с.
27. *Bugaev E.V., Klimushin S.I., Sokalski I.A.* Parametrization of Atmospheric Muon Angular Flux Underwater // Phys. Rev. D. 2001. V. 64. P. 40161.
28. *Feldman G., Cousins R.* Unified Approach to the Classical Statistical Analysis of Small Signals // Phys. Rev. D. 1998. V. 57. P. 3873–3889.
29. *Fukuda S. et al.* Search for Neutrinos from Gamma-Ray Bursts Using Super-Kamiokande // Astrophys. J. 2002. V. 578. P. 317–324.
30. *Achterberg A. et al.* Search for Neutrino-Induced Cascades from Gamma-Ray Bursts with AMANDA // Astrophys. J. 2007. V. 664. P. 397–410.
31. *Achterberg A. et al.* The Search for Muon Neutrinos from Northern Hemisphere Gamma-Ray Bursts with AMANDA. astro-ph/0705.1186.
32. *Waxman E., Bahcall J.* High Energy Neutrinos from Cosmological Gamma-Ray Burst Fireballs // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 78. P. 2292–2295.
33. *Waxman E.* High Energy Particles from Gamma-Ray Bursts. astro-ph/0103186. 2001.
34. *Waxman E.* Neutrino Astronomy and Gamma-Ray Bursts // Phil. Trans. Roy. Soc. London. A. 2007. V. 365. P. 1323–1334.
35. *Bugaev E.V. et al.* Prompt Leptons in Cosmic Rays // Nuovo Cim. C. 1989. V. 12. P. 41–73.
36. *Naumov V.A., Sinegovskaya T.S., Sinegovsky S.I.* The Form Factors and Atmospheric Neutrino Flavor Ratio at High Energies // Nuovo Cim. A. 1998. V. 111. P. 129–148.
37. *Naumov V.A.* Atmospheric Muons and Neutrinos // Proc. of the 2nd Workshop on Method. Aspects of Underwater/Ice Neutrino Telescopes. Hamburg, 2001; hep-ph/0201310v2.
38. *Gaisser T.K., Honda M.* Flux of Atmospheric Neutrinos // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 2002. V. 52. P. 153–199.
39. *Fletcher R.S. et al.* SIBYLL: An Event Generator for Simulation of High Energy Cosmic Ray Cascades // Phys. Rev. D. 1994. V. 50. P. 5710;  
*Ahn Eun-Joo et al.* Cosmic Ray Interaction Event Generator SIBYLL 2.1 // Phys. Rev. D. 2009. V. 80. P. 094003.
40. *Kalmykov N.N., Ostapchenko S.S., Pavlov A.I.* Quark-Gluon String Model and EAS Simulation Problems at Ultra-High Energies // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 1997. V. 52. P. 17–28;  
*Ostapchenko S.* QGSJET-II: Towards Reliable Description of Very High Energy Hadronic Interactions // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2006. V. 151. P. 143–146;

- Ostapchenko S.* QGSJET-II: Results for Extensive Air Showers // Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.). 2006. V. 151. P. 147–150.
41. *Кимель Л. П., Мохов Н. В.* Распределения частиц в диапазоне энергий эВ, инициированные в плотных средах высокоэнергетическими адронами // Изв. вузов. Физика. 1974. Вып. 10. С. 17–23;  
*Кимель Л. П., Мохов Н. В.* Дифференциальные сечения адрон-ядерных взаимодействий и некоторые результаты расчета межъядерных каскадов // Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. М., 1975. Вып. 14. С. 41–44.
42. *Kochanov A. A., Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I.* High-Energy Cosmic Ray Fluxes in the Earth Atmosphere: Calculations vs Experiments // Astropart. Phys. 2008. V. 30. P. 219–233.
43. *Sinegovsky S. I. et al.* Atmospheric Muon Flux at PeV Energies // Intern. J. Mod. Phys. A. 2010. V. 25. P. 3733–3740.
44. *Kochanov A. A., Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I.* Impact of High-Energy Hadron Interactions on the Atmospheric Neutrino Flux Predictions // Proc. of the 31st ICRC. Lodz, 2009. HE.2.2-1418; arXiv:0906.0671;  
*Sinegovsky S. I., Kochanov A. A., Sinegovskaya T. S.* High-Energy Atmospheric Neutrinos; arXiv:1010.2336.
45. *Зацепин В. И., Сокольская Н. В.* Энергетические спектры основных групп галактических космических лучей в модели трех классов источников // Письма в астрон. журн. 2007. Т. 33. С. 29–38;  
*Zatsepin V. I., Sokolskaya N. V.* Three Component Model of Cosmic Ray Spectra from 10 GeV to 100 PeV // Astron. Astrophys. 2006. V. 458. P. 1–5.
46. *Панов А. Д. и др.* Элементарные энергетические спектры космических лучей по данным эксперимента АТИС-2 // Изв. РАН. Сер. физ. 2007. Т. 71. С. 512–515.
47. *Chirkin D. for the IceCube Collab.* Measurement of the Atmospheric Neutrino Energy Spectrum with IceCube // Proc. of the 31st ICRC. Lodz, 2009. HE.2.2-1418.
48. *Montaruli T.* Rapporteur Summary of Sessions HE 2.2-2.4 and OG 2.5-2.7 // Proc. of the 31st ICRC. Lodz, 2009. Invited, Rapporteur and Highlight Papers. Lodz, 2010; arXiv:0910.4364.
49. *Achterberg A. et al. (IceCube Collab.).* Multiyear Search for a Diffuse Flux of Muon Neutrinos with AMANDA-II // Phys. Rev. D. 2007. V. 76. P. 042008.
50. *Bugaev E. V. et al.* Atmospheric Muon Flux at Sea Level, Underground and Underwater // Phys. Rev. D. 1998. V. 58. P. 054001.
51. *Волкова Л. В., Зацепин Г. Т.* Потоки мюонов космических лучей и атмосферных нейтрино при высоких энергиях // ЯФ. 2001. Т. 64. С. 313–322;  
*Volkova L. V., Zatsepin G. T.* Uncertainties in Prompt Atmospheric Neutrino Flux Calculations // Phys. Lett. B. 1999. V. 462. P. 211–216.