

РАСПРОСТРАНЕНИЕ НЕЙТРИНО ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ ЧЕРЕЗ ЗЕМЛЮ: МОДЕЛИРОВАНИЕ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ К СТРУКТУРЕ ПЛАНЕТЫ

В. А. Аллахвердян^а, С. И. Завьялов^{а,б}, Д. В. Наумов^а

^а Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, 141980, Россия

^б Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, 119991, Россия

Представлены свободно распространяемые программные пакеты nudisxs и NuPropagator. Пакет nudisxs предназначен для вычисления дифференциальных и полных сечений глубоко-неупругого взаимодействия нейтрино с нуклонами при обмене бозонами W и Z . Программа NuPropagator, реализующая Z -факторный метод, используется для расчета изменения нейтринного потока при его распространении через вещество.

Проведен анализ вклада области фазового пространства, где отсутствуют экспериментальные данные о партонных распределениях, в величину сечений глубоконеупругого взаимодействия и в формирование нейтринных потоков.

Кроме того, представлены предварительные результаты исследований чувствительности методов нейтринной томографии к распределению плотности внутри Земли.

Two open-source software packages, nudisxs and NuPropagator, are presented. The nudisxs package is designed to compute differential and total cross sections for deep-inelastic neutrino-nucleon scattering mediated by W and Z bosons. The NuPropagator program implements the Z -factor method to evaluate the evolution of the neutrino flux as it propagates through matter.

An analysis is performed of the contribution from the region of phase space where experimental data on parton distribution functions are lacking, to the deep-inelastic scattering cross sections and to the formation of neutrino fluxes.

Furthermore, preliminary results from studies of the sensitivity of neutrino tomography methods to the Earth's internal density distribution are presented.

PACS: 25.30.Pt; 14.60.Lm; 14.60.St

ВВЕДЕНИЕ

Современная многоканальная астрономия объединяет данные из различных наблюдательных каналов — электромагнитного излучения, гравитационных волн, космических лучей и нейтрино, что позволяет получать целостное представление об астрофизических процессах, недостижимое в рамках отдельных наблюдений.

Космические лучи сверхвысоких энергий (КЛСВЭ, $E > 10^9$ ГэВ) служат важным инструментом для изучения экстремальных астрофизических источников — активных ядер галактик, пульсаров, сверхновых вспышек, гамма-всплесков и слияний нейтронных звезд [1–4]. Однако их исследование осложнено: заряженные частицы

отклоняются магнитными полями, протоны теряют энергию на космическом микроволновом фоне (эффект Грейзена–Зацепина–Кузьмина [5]), а интенсивность потока чрезвычайно мала.

Гамма-астрономия, достигшая энергий в области 10^5 ГэВ благодаря экспериментам H.E.S.S. [6], MAGIC [7], TAIGA [8], LHAASO [9, 10] ограничена межгалактическим поглощением фотонов на фоне инфракрасного и микроволнового излучения. Гравитационно-волновая астрономия [11–13] (эксперименты LIGO, Virgo) открыла новый канал наблюдений, но ее эффективность определяется амплитудой сигнала, часто ниже порога чувствительности [14, 15].

На этом фоне нейтрино сверхвысоких энергий занимают особое место. Благодаря своей нейтральности и крайне слабому взаимодействию, нейтрино несут неискаженную информацию об источнике, проходя через космическое пространство и толщу Земли. Это делает их не только уникальным инструментом многоканальной астрономии, но и потенциальным зондом внутренней структуры планеты.

Ключевым элементом интерпретации нейтринных данных является моделирование взаимодействия нейтрино с веществом Земли. С одной стороны, Земля выступает поглощающим экраном, ослабляющим поток, а с другой — именно это ослабление содержит информацию о плотности и составе вещества, открывая возможность нейтринной томографии.

Современные нейтринные телескопы IceCube [16], Baikal-GVD [17], KM3NeT [18], а также проекты следующего поколения IceCube-Gen2 [19], HUNT [20] и P-ONE [21] охватывают инструментальные объемы от $\sim 0,1$ – 1 км³ (действующие установки) до нескольких и даже десятков кубических километров.

Они регистрируют черенковское излучение, возникающее при взаимодействии нейтрино в прозрачных средах [22]. Для корректного моделирования их отклика необходимо надежное знание профиля плотности Земли (например, модели PREM), сечений глубоконеупругого рассеяния нейтрино, а также учет процессов регенерации потока.

Существующие нейтринные коллаборации используют различные подходы для моделирования взаимодействий нейтрино: в IceCube применяются пакеты PROPOSAL [23] и nuSQuIDS [24], решающие уравнения переноса с учетом осцилляций, в KM3NeT реализована собственная цепочка генерации и распространения нейтрино [24].

В результате настоящего исследования разработаны два открытых инструмента, ориентированные на моделирование потоков нейтрино высоких энергий в экспериментах Baikal-GVD и аналогичных установках: nudisxs — пакет для вычисления дважды дифференциальных сечений глубоконеупругого взаимодействия с использованием партонных распределений из библиотеки LHAPDF6 [25], и NuPropagator — программа, реализующая \mathcal{Z} -факторный метод [26] для моделирования эволюции нейтринных потоков при прохождении через вещество. Оба инструмента интегрируются в существующие симуляционные цепочки и доступны через платформу PyPI.

Целями работы являются:

- оценка достоверности партонной модели при энергиях ПэВ, включая вклад неисследованной области малых x ;
- моделирование распространения нейтрино через Землю с учетом регенерации;

- анализ чувствительности нейтринной томографии к профилю плотности планеты;

- представление и тестирование разработанных программных пакетов.

Структура статьи следующая. Разд. 1 описывает кинематику и сечения глубоко-неупругого взаимодействия нейтрино с нуклоном. Разд. 2 посвящен программному пакету `nudisxs` и его валидации. В разд. 3 анализируется достоверность партонной модели на уровне энергий ПэВ. В разд. 4 описан \mathcal{Z} -факторный метод решения транспортно уравнения для потоков нейтрино с учетом регенерации и рассчитана непрозрачность Земли. Разд. 5 посвящен пакету `NuPropagator` и сравнению его результатов с альтернативными решениями. В разд. 6 обсуждается нейтринная томография Земли и влияние регенерации, а в заключении сформулированы основные выводы.

1. ГЛУБОКОНЕУПРУГОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРИНО С НУКЛОНОМ

1.1. Кинематика и каналы взаимодействия. Пример глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклоне за счет обмена W -бозоном показан на рис. 1.

Определим кинематические переменные. Обозначим 4-импульсы: $k = (E_\nu, \mathbf{k})$ — нейтрино, $k' = (E_\ell, \mathbf{k}')$ — лептона в конечном состоянии, $p = (M, \mathbf{0})$ — нуклона в лабораторной системе, p' — адронной системы, $q = k - k' = p' - p$ — переданный 4-импульс.

Для описания глубоконеупругого рассеяния используются три независимые кинематические переменные: $Q^2 \equiv -q^2$ и переменные Бьёркена x и y ,

$$Q^2 \approx 2(E_\nu E_\ell - \mathbf{k} \cdot \mathbf{k}') \approx 4E_\nu E_\ell \sin^2 \frac{\theta}{2}, \tag{1}$$

где θ — угол рассеяния лептона в лабораторной системе. В области глубоконеупругого рассеяния $Q^2 > 0$.

Переменные Бьёркена:

$$x = \frac{Q^2}{2(p \cdot q)}, \quad y = \frac{p \cdot q}{p \cdot k}. \tag{2}$$

Кроме того, полезно использовать:

1) $W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2(p \cdot q) - Q^2$ — инвариантный квадрат массы адронной системы;

2) $s = (k + p)^2$ — квадрат полной энергии в системе центра масс нейтрино–нуклон.

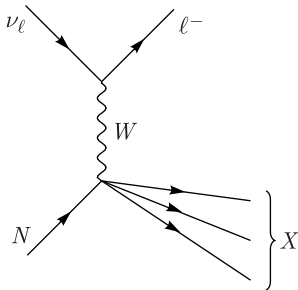


Рис. 1. Диаграмма Фейнмана, соответствующая глубоконеупругому взаимодействию нейтрино с нуклоном через обмен W -бозоном. Существует аналогичная диаграмма с обменом Z -бозоном, при этом $\ell^- \rightarrow \nu$

1.2. Дифференциальное сечение. Сечение нейтрино-нуклонного глубоконеупругого рассеяния можно записать в универсальной форме:

$$\frac{d^2\sigma_{\text{DIS}}}{dx dy} = \frac{G_F^2 M E_\nu}{\pi(1 + Q^2/M_W^2)^2} \sum_{i=1}^5 A_i(x, y, E_\nu) F_i(x, Q^2), \quad (3)$$

где G_F — константа Ферми; M — масса нуклона; E_ν — энергия нейтрино; Q^2 — квадрат переданного импульса; $F_i(x, Q^2)$ — структурные функции, а $A_i(x, y, E_\nu)$ — известные кинематические коэффициенты, зависящие от энергии и переменных Бьёркена x и y .

Структурные функции $F_i(x, Q^2)$ выражаются через партонные распределения и содержат информацию о внутренней структуре нуклона. Конкретная форма коэффициентов A_i зависит от свойств начальных частиц, включая их поляризацию. Некоторые подробности приведены в прил. А.

На рис. 2 представлены дважды дифференциальные сечения $d^2\sigma/(dx dy)$ для взаимодействия мюонного нейтрино с протоном через обмен бозоном W , рассчитанные при различных энергиях нейтрино и фиксированных значениях переменной y . Характерной особенностью этих графиков является то, что с ростом энергии основная часть сечения смещается в область все меньших значений переменной Бьёркена x . Это отражает фундаментальную особенность глубоконеупругого рассеяния: при больших Q^2 все больший вклад в сечение начинают вносить морские кварки и антикварки. Вклад малых бьёркеновских x в полное сечение обсуждается в разд. 3.

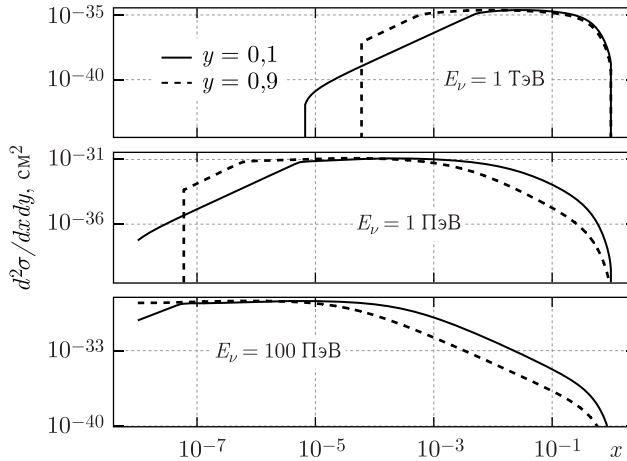


Рис. 2. Дважды дифференциальные сечения для рассеяния мюонного нейтрино на протоне за счет заряженного тока в зависимости от переменной Бьёркена x при различных энергиях нейтрино и фиксированных значениях переменной y

2. ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ nudisxs

2.1. Структура программы. Программный пакет nudisxs [27] реализован на языке Python3 и предназначен для вычисления сечений нейтрино-нуклонного взаимодействия в области глубоконеупругого рассеяния по формуле (3). Его вычислительное ядро основано на пакете XsDis, написанном на языке Fortran-77 В. А. Наумовым

и К. С. Кузьминым. В отличие от функционала XsDis, использующего фиксированный набор партонных функций, пакет nudisxs обеспечивает динамическое подключение партонных распределений из библиотеки LHAPDF6 [28].

Программный пакет nudisxs позволяет вычислять дважды дифференциальные сечения $d^2\sigma/dx dy$, дифференциальные сечения по одной переменной и полные сечения взаимодействия в широком диапазоне энергий — от сотен МэВ до 10^{15} ГэВ. Он предназначен для задач нейтринной астрофизики и моделирования событий в нейтринных телескопах и может быть легко интегрирован в существующие исследовательские проекты.

Реализация использует библиотеки NumPy [29], SciPy [30] и vegas [31] для многомерного интегрирования методом Монте-Карло, что обеспечивает высокую производительность и удобство при численном анализе и тестировании.

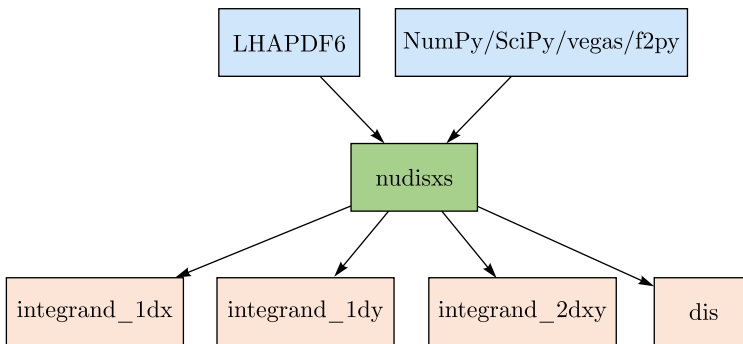


Рис. 3. Структура программного пакета nudisxs и его взаимосвязи

Логическая архитектура пакета nudisxs показана на рис. 3. Основой расчетов является загрузка партонных функций из библиотеки LHAPDF6, используемых для построения структурных функций $F_i(x, Q^2)$, входящих в выражение (3). Пользовательский интерфейс реализован в модуле dis, где задаются тип лептона (нейтрино или антинейтрино), мишень (протон, нейтрон или изоскалаяр), энергия нейтрино, минимальное значение Q^2 , а также выбранный набор партонных распределений и параметров модели. Вычисление дважды дифференциальных сечений для заряженного и нейтрального токов выполняют модули xs_cc и xs_nc. Часть исходного кода, написанного на Fortran-77, доступна через интерфейс f2py и обеспечивает быстрые вычисления ключевых выражений. Интерполяция партонных распределений, построение структурных функций и численные процедуры реализованы средствами SciPy.

Пакет nudisxs распространяется через платформу PyPI как открытое программное обеспечение. Он легко устанавливается и интегрируется в существующие симуляционные цепочки.

2.2. Валидация nudisxs. Для проверки корректности расчетов полный спектр сечений, полученных с помощью nudisxs, был сопоставлен с экспериментальными данными по глубоконеупругому рассеянию нейтрино и антинейтрино на нуклонах. На рис. 4 показано сравнение предсказаний, полученных с помощью XsDis [32–34] (ядро вычислений nudisxs), с данными различных экспериментов, охватывающих диапазон энергий от единиц ГэВ до 10^6 ГэВ.

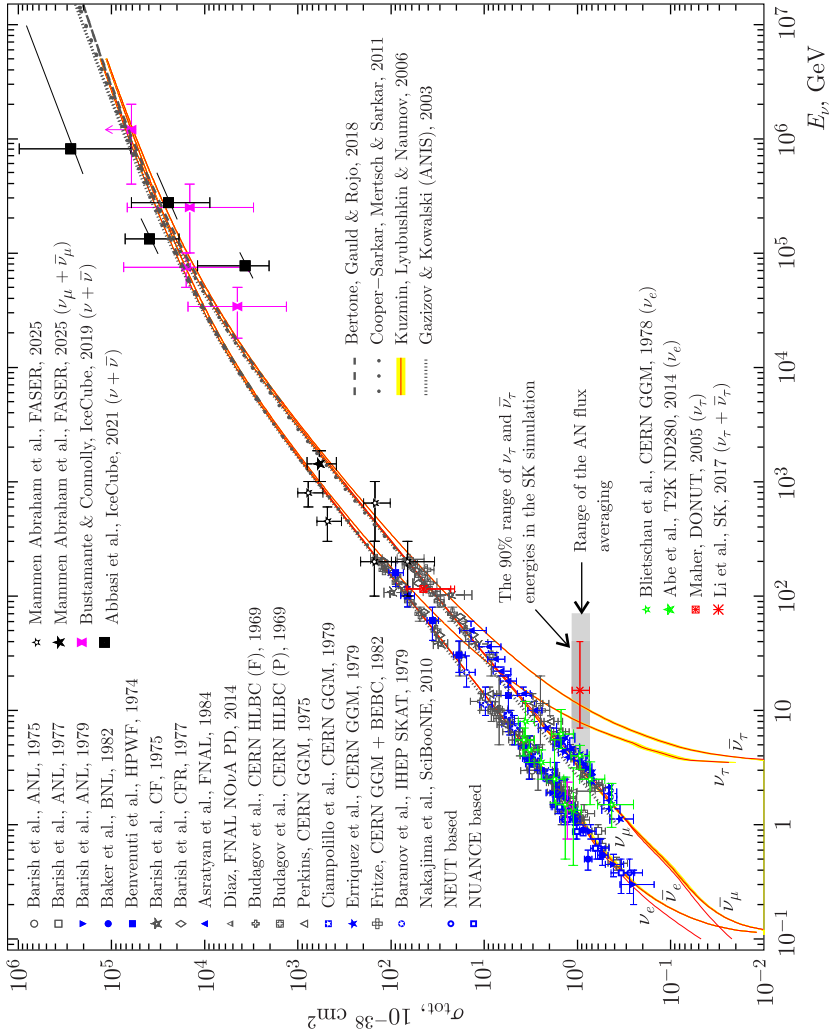


Рис. 4. Сравнение полного сечения глубоководного рассеяния нейтрино и антинейтрино, рассчитанного с помощью XsDis [32–34]

Наблюдается хорошее согласие с экспериментальными данными. Более детальный анализ приведен в работах [32–34].

3. ДОСТОВЕРНОСТЬ ПАРТОННОЙ МОДЕЛИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПЭВ

На рис. 5 показана область, исследованная в экспериментах на коллайдерах LHC, Tevatron и HERA, а также в экспериментах с неподвижной мишенью. В области малых значений $x \lesssim 10^{-6}$ экспериментальные данные практически отсутствуют. Между тем с ростом энергии нейтрино вклад именно таких малых x в полное сечение взаимодействия становится доминирующим. Выход за пределы экспериментально изученной области неизбежно требует экстраполяции партонных распределений, что влечет дополнительную систематическую неопределенность в расчетах сечений.

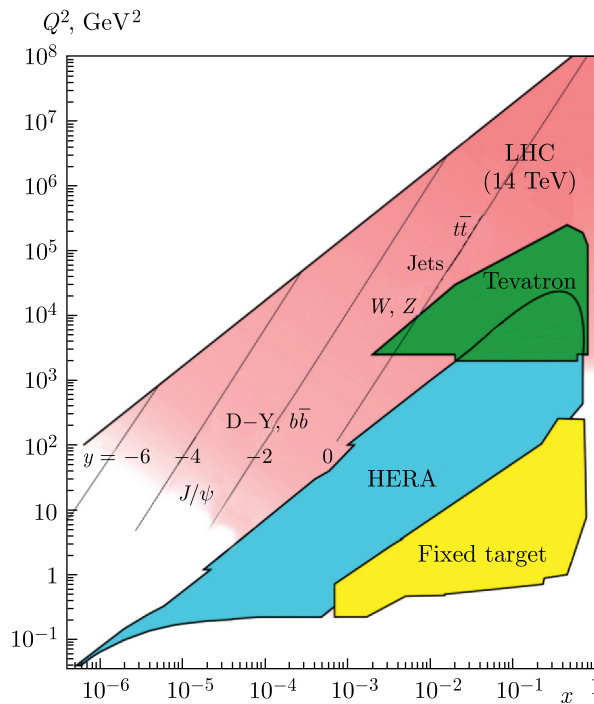


Рис. 5. Кинематические области в x и Q^2 , исследованные в экспериментах с неподвижной мишенью и на коллайдерах. Рисунок из [35]

3.1. Вклад экспериментально недоступной области. Для иллюстрации на рис. 6 показано дважды дифференциальное нормированное сечение

$$\frac{1}{\sigma(E_\nu)} \frac{d^2\sigma(E_\nu, x, Q^2)}{dx dQ^2},$$

представленное как функция переменных x и Q^2 при энергии нейтрино $E_\nu = 100$ ПэВ. Здесь $\sigma(E_\nu)$ — полное сечение глубоконеупругого взаимодействия нейтрино с нуклоном при фиксированной энергии. На рисунке также заштрихована область, качественно отражающая диапазон экспериментальных измерений, показанный на рис. 5.

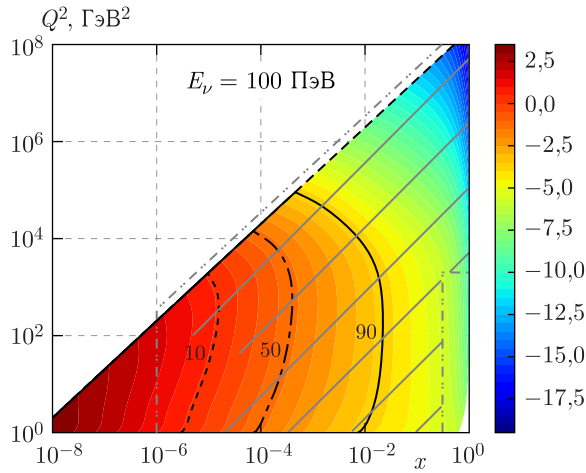


Рис. 6. Дважды дифференциальное нормированное сечение $\frac{1}{\sigma(E_\nu)} \frac{d^2\sigma(E_\nu, x, Q^2)}{dx dQ^2}$ как зависимость от x и Q^2 для энергии нейтрино $E_\nu = 100$ ПэВ. Используются партонные распределения СТЕQ15 [36]

В области $x \lesssim 10^{-6}$, где экспериментальные данные отсутствуют, величина $\frac{1}{\sigma(E_\nu)} \frac{d^2\sigma(E_\nu, x, Q^2)}{dx dQ^2}$ достигает максимальных значений. Штрихпунктирные линии на рис. 6 указывают контуры, внутри которых вклад в полное сечение достигает 10, 50 и 90% соответственно. Из анализа следует, что доля области $x \lesssim 10^{-6}$ в общем сечении составляет порядка 5%. В прил. Б приведены два дополнительных примера аналогичных распределений для энергий нейтрино 1 ТэВ и 1 ПэВ.

Более простой способ оценки вклада неисследованной области заключается в том, чтобы пренебречь сложной зависимостью от двух переменных x и Q^2 и рассматривать

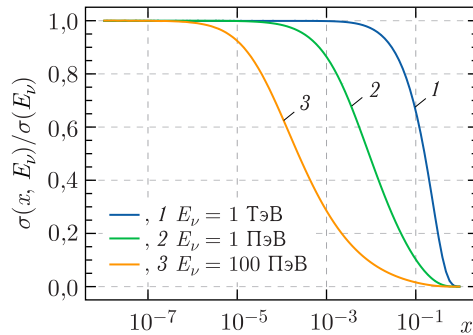


Рис. 7. Функция $\int_x^1 \frac{1}{\sigma(E_\nu)} \frac{d\sigma(E_\nu, x')}{dx'} dx'$ в зависимости от x и Q^2 для трех значений энергии нейтрино: $E_\nu = 1$ ТэВ (1), 1 ПэВ (2) и 100 ПэВ (3). Используются партонные распределения СТ10nlo [37]

только наиболее значимую в данном контексте — переменную Бьёркена x . Определим отношение

$$\frac{1}{\sigma(E_\nu)} \int_x^1 \frac{d\sigma(E_\nu, x')}{dx'} dx', \quad (4)$$

где

$$\frac{d\sigma(E_\nu, x)}{dx} = \int_0^1 \frac{d^2\sigma(E_\nu, x, y)}{dx dy} dy.$$

На рис. 7 показана функция (4) в зависимости от x и Q^2 для трех значений энергии нейтрино: $E_\nu = 1$ ТэВ, 1 и 100 ПэВ.

3.2. Полное сечение и его вариация от параметризации. Оценить вклад неисследованной области в величину полного сечения напрямую затруднительно. Более практичный подход состоит в сравнении результатов, получаемых при использовании различных параметризаций партонных распределений (PDF). Такой анализ позволяет оценить вариацию сечения, что включает экстраполяцию и разные теоретические схемы параметризаций PDF.

На рис. 8 показана зависимость полного сечения взаимодействия мюонного нейтрино с нуклоном от энергии для нескольких современных наборов PDF. В качестве базового набора PDF мы используем CT10nlo. Для оценки вариации полного сечения рассматриваются PDF от разных групп — CT18ZNNLO, nCTEQ15 и TUJU19_nlo. Такой выбор не претендует на полноту: он предназначен именно как срез «типичных» глобальных подгонок, отражающий вариацию теоретических оценок.

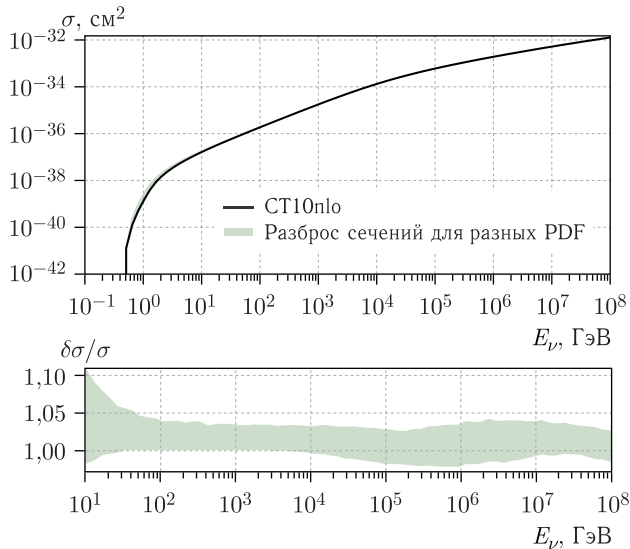


Рис. 8. Полные сечения взаимодействия мюонного нейтрино на нуклоне в зависимости от энергии E_ν для партонных распределений CT10nlo. Полоса отражает вариацию полного сечения при использовании других наборов PDF (CT18ZNNLO, nCTEQ15, TUJU19_nlo)

Разброс значений полного сечения не превышает $\sim 5\%$, что согласуется с оценками вклада неисследованной области, приведенными выше.

4. РАСЧЕТ ПРОХОЖДЕНИЯ НЕЙТРИНО ЧЕРЕЗ ЗЕМЛЮ

В работе используется модель PREM для описания плотности вещества Земли (прил. В). Расчет глубины

$$X = \int_{\text{траектория}} \rho(\ell) d\ell$$

осуществляется численным интегрированием плотности вдоль траектории нейтрино.

4.1. \mathcal{Z} -факторный метод. \mathcal{Z} -фактор представляет собой поправку к затуханию потока нейтрино, учитывающую регенерацию за счет нейтрального тока. Метод предложен и подробно описан в работе [38] и базируется на решении следующего уравнения переноса нейтрино:

$$\frac{\partial F_\nu(X, E_\nu)}{\partial X} = \frac{1}{\lambda_\nu(E_\nu)} \left[\int_0^1 \frac{dy}{1-y} \Phi_\nu(y, E_\nu) F_\nu(X, E_y) - F_\nu(X, E_\nu) \right], \quad (5)$$

где $F_\nu(X, E_\nu)$ — поток нейтрино после прохождения глубины X , $E_y = E_\nu/(1-y)$,

$$\lambda_\nu^{-1}(E_\nu) = \sum_{T \in \{n, p, e\}} n_T \sigma_{\nu T}^{\text{tot}}(E)$$

пропорционально полному сечению взаимодействия нейтрино с веществом, а $\Phi_\nu(y, E)$ — распределение по передаче энергии, определяемое следующей формулой:

$$\Phi_\nu(y, E_\nu) = \frac{\sum_{T \in \{n, p, e\}} n_T \frac{d\sigma_{\nu T}}{dy}(y, E_y)}{\sum_{T \in \{n, p, e\}} n_T \sigma_{\nu T}(E_\nu)}. \quad (6)$$

В этих формулах n_T — число мишеней на грамм вещества.

Искомое решение имеет вид

$$F_\nu(X, E_\nu) = F_\nu^0(E_\nu) \exp\left(-\frac{x}{\Lambda_\nu(X, E_\nu)}\right), \quad (7)$$

где

$$\Lambda_\nu(X, E_\nu) = \frac{\lambda_\nu(E_\nu)}{1 - \mathcal{Z}_\nu(X, E_\nu)}. \quad (8)$$

Решение уравнения для $\mathcal{Z}_\nu(X, E_\nu)$ реализуется итерационно, начиная с $\mathcal{Z}^{(0)}$ и с построением следующих приближений по схеме:

$$\mathcal{Z}_\nu^{(n+1)}(X, E_\nu) = \int_0^X dX' \int_0^1 dy \eta_\nu(y, E_\nu) \Phi_\nu(y, E_\nu) \exp\left[-X' D_\nu^{(n)}(X', E_\nu, E_y)\right], \quad (9)$$

где $\eta_\nu(y, E_\nu)$ — весовой фактор, определяемый формой начального спектра. Точное выражение для $\eta_\nu(y, E_\nu)$:

$$\eta_\nu(y, E_\nu) = \frac{F_\nu^0(E_y)}{(1-y)F_\nu^0(E_\nu)}. \quad (10)$$

Выражение для фактора $D_\nu^{(n)}(x, E_\nu, E_y)$:

$$D_\nu^{(n)}(X, E_\nu, E_y) = \frac{1 - Z_\nu^{(n)}(X, E_y)}{\lambda(E_y)} - \frac{1 - Z_\nu^{(n)}(X, E_\nu)}{\lambda(E_\nu)}. \quad (11)$$

Решение уравнения переноса для потока нейтрино учитывает как исчезновение нейтрино за счет заряженного тока, так и эффект регенерации от нейтрального тока.

4.2. Непрозрачность Земли. Иллюстрация решения \mathcal{Z} -факторным методом приведена на рис. 9. Здесь показано отношение потока нейтрино $F_\nu(X(\theta), E_\nu)$ после прохождения вещества Земли к потоку $F_\nu^0(X(\theta), E_\nu)$ на поверхности Земли. Это отношение можно считать приближением к вероятности прохождения нейтрино. Темно-синяя область на рис. 9 отвечает ситуации, когда Земля становится практически непрозрачной для нейтрино.

Для вычисления графика (9) использовалась следующая модель спектра нейтрино:

$$F_\nu^0(E) = K \left(\frac{E_0}{E} \right)^{\gamma+1} (1 + E_0/E)^{-\alpha}, \quad (12)$$

с параметрами $\gamma = 1$ и $\alpha = 0,5$.

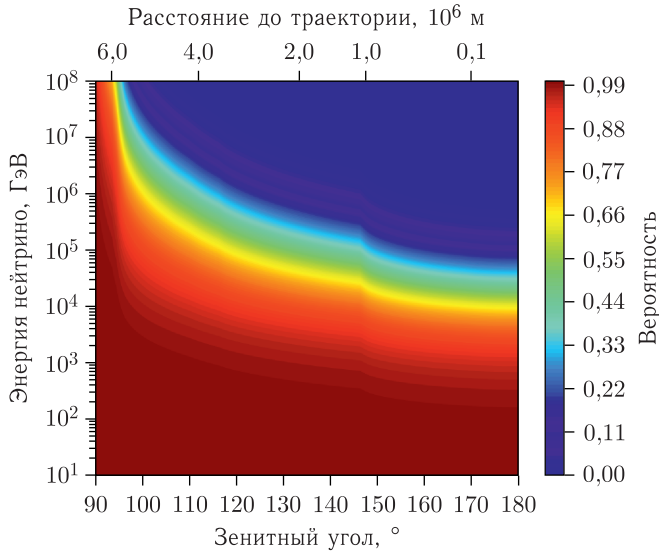


Рис. 9 (цветной в электронной версии). Вероятность прохождения нейтрино сквозь Землю в зависимости от энергии и зенитного угла, измеряющегося относительно детектора

5. ПРОГРАММНЫЙ ПАКЕТ NuPropagator

5.1. Структура программы. NuPropagator [39] — модуль для моделирования распространения потоков нейтрино через вещество, в частности сквозь Землю, с учетом взаимодействий с обменом W - и Z -бозонами. NuPropagator реализован на языке Python3 и распространяется через платформу PyPI, обеспечивая простую установку и интеграцию в существующие симуляционные цепочки.

Структура NuPropagator представлена на рис. 10, на котором приведены соответствующие вспомогательные модули.

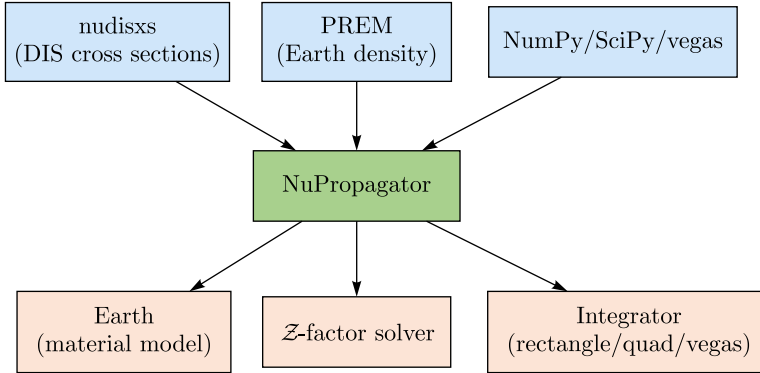


Рис. 10. Структура программного пакета NuPropagator и его взаимосвязи

В расчетах используются сечения взаимодействия нейтрино с нуклонами, предоставляемые пакетом nudisxs, описанными в разд. 1, 2, модель плотности Земли PREM (прил. В) и Z -факторный метод, коротко изложенный в разд. 4. Изотопный состав вещества задается в модуле Earth. Численное определение глубины зависит от нескольких методов: квадратуры из пакета SciPy.quad, Монте-Карло vegas. NuPropagator учитывает как поглощение, так и регенерацию потоков за счет взаимодействий нейтрино с обменом Z -бозоном.

NuPropagator может использоваться как самостоятельный инструмент или как часть общего фреймворка, например, NTSim [40], разработанного для нейтринного телескопа Baikal-GVD. Он взаимодействует с генераторами событий, моделями детектора и другими компонентами цепочки симуляции, обеспечивая единое моделирование распространения нейтрино от источника до регистрации.

5.2. Валидация NuPropagator. Валидация NuPropagator выполнена сравнением с результатами пакета nuFATE [41], также решающим задачу транспорта нейтрино через Землю. Рассмотрим поток мюонных нейтрино, достигающих условную точку наблюдения, расположенную на глубине 1 км от поверхности. Изучим потоки как функцию энергии нейтрино и угла прихода. Для простоты зададим на поверхности Земли энергетический спектр нейтрино в виде $F_0(E) \propto E^{-2}$.

Потоки, вычисленные с помощью NuPropagator и nuFATE, обозначим как $F_\nu^{(1)}$ и $F_\nu^{(2)}$ соответственно. Для количественной оценки различий введена асимметрия

$$\delta_{\text{asym}} = 2 \frac{F_\nu^{(1)}(X(\theta), E_\nu) - F_\nu^{(2)}(X(\theta), E_\nu)}{F_\nu^{(1)}(X(\theta), E_\nu) + F_\nu^{(2)}(X(\theta), E_\nu)}. \quad (13)$$

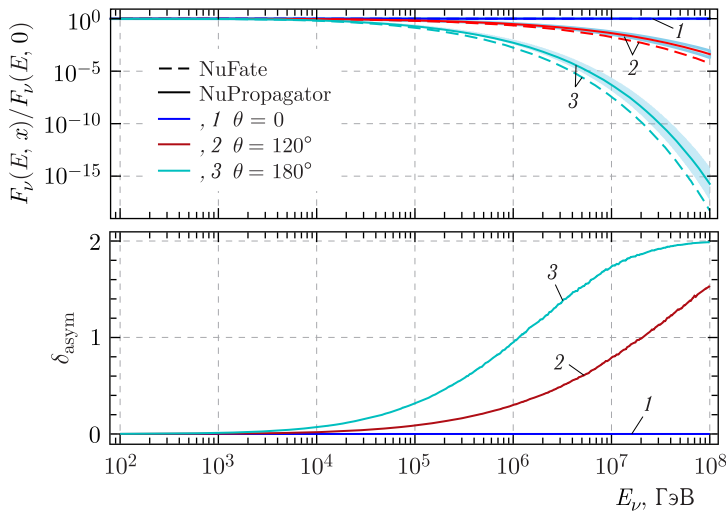


Рис. 11. Сравнение потоков нейтрино, рассчитанных с помощью NuPropagator (сплошные кривые) и nuFATE (штриховые), при различных зенитных углах

Как видно из рис. 11, оба расчета дают близкие результаты при энергиях $E_\nu \lesssim 10^6$ ГэВ, которые согласуются в рамках неопределенности вычисления сечения глубоконеупругого рассеяния нейтрино на нуклоне.

6. НЕЙТРИННАЯ ТОМОГРАФИЯ ЗЕМЛИ

В этом разделе рассматривается возможность уточнения распределения плотности Земли с помощью нейтрино сверхвысоких энергий. В настоящее время сведения о внутренней структуре и плотности Земли получены главным образом из сейсмологических наблюдений, в частности в рамках модели PREM (Preliminary Reference Earth Model) [42].

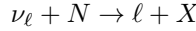
Идея использовать нейтринные осцилляции при энергиях порядка нескольких ГэВ для реконструкции плотности Земли активно обсуждается в контексте современных нейтринных детекторов, таких как DUNE, ORCA и PINGU [43,44]. Однако такой подход сталкивается с серьезными экспериментальными трудностями: требуется 1) высокая точность реконструкции энергии, 2) направления приходящих нейтрино, 3) большая масса детектора, 4) эффективное подавление фоновых событий. Все эти требования довольно сложно удовлетворить практически для ГэВ-х энергий нейтрино.

Альтернативный метод основан на эффекте поглощения нейтрино сверхвысоких энергий ($E_\nu \gtrsim 10$ ТэВ) при прохождении через Землю [45,46]. Поскольку сечение взаимодействия нейтрино растет с энергией, поток таких частиц существенно ослабляется, особенно для траекторий, проходящих через ядро. Однако чувствительность этого метода, основанного только на поглощении (заряженный ток), ограничена быстрым спадом числа наблюдаемых событий при росте энергии нейтрино.

В настоящей работе показано, что учет *регенерации потока* за счет взаимодействий по нейтральному току существенно повышает чувствительность томографи-

ческого метода. Нейтральные токи возвращают часть потока нейтрино на меньшие энергии, обеспечивая статистически значимое число событий даже при $E_\nu \gtrsim 1$ ПэВ. Таким образом, регенерация делает нейтринную томографию Земли практически осуществимой с использованием будущих крупномасштабных детекторов, таких как IceCube-Gen2 и KM3NeT.

6.1. Важность регенерации. При прохождении нейтрино сквозь Землю поток ослабляется вследствие взаимодействий по заряженному и нейтральному току. Заряженный ток (CC) отвечает за поглощение нейтрино: каждая реакция

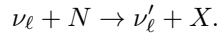


полностью удаляет нейтрино из пучка, и поток убывает экспоненциально:

$$F_\nu(X(\theta_d), E_\nu) \propto e^{-N_A \sigma_{CC}(E) X(\theta_d)}, \quad X(\theta_d) = \int \rho(\ell) d\ell.$$

Это создает базовую чувствительность к плотности Земли, однако число событий при этом быстро уменьшается с ростом энергии, и общая эффективность метода, основанного только на заряженном токе, остается невысокой.

Нейтральный ток (NC), напротив, не уничтожает нейтрино, а лишь понижает его энергию:



Благодаря этому часть потока, потерянная на высоких энергиях, регенерируется на меньших энергиях, что приводит к заметному росту числа событий в детекторе.

Учет регенерации нейтрино по нейтральному току существенно повышает чувствительность нейтринной томографии Земли: без него поток нейтрино экспоненциально затухает, тогда как включение этого эффекта позволяет сохранять измеримый сигнал даже при $E_\nu \gtrsim 1$ ПэВ. Хотя влияние нейтрального тока на спектр нейтрино отмечалось и ранее, в настоящей работе этот эффект впервые детально рассмотрен с точки зрения его вклада в чувствительность методов томографии.

На рис. 12 показано, что вклад нейтрального тока становится доминирующим для нейтрино, проходящих через ядро Земли.

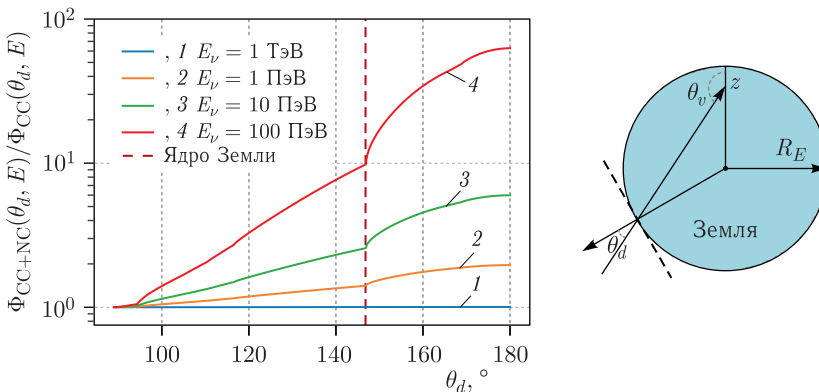


Рис. 12. Влияние нейтрального тока на поток нейтрино в детекторе в зависимости от угла прихода θ_d и энергии E_ν . Учет нейтрального тока существенно увеличивает число регенерированных нейтрино, особенно для траекторий, проходящих через ядро Земли

Таким образом, измеряя энергетические спектры нейтрино, прошедших через Землю, можно реконструировать распределение плотности вещества вдоль их траекторий — вплоть до ядра планеты.

6.2. Статистический анализ. Для количественной оценки чувствительности нейтринной томографии рассмотрим две гипотезы:

- H_0 — стандартная модель плотности Земли, соответствующая модели PREM [42];

- H_1 — альтернативные модели, описывающие возможные отклонения от PREM.

В качестве альтернативных гипотез рассматриваются три варианта распределения плотности: 1) модель с усредненным ядром, 2) модель с линейным градиентом плотности в ядре, 3) модель с усредненными мантией и ядром.

Гипотезы 2 и 3 рассматриваются в прил. Г.

Сравнение гипотез проводится по статистике χ^2 , определяемой как

$$\Delta\chi^2 = 2 \sum_{i,j} \left[N_{ij}^{(0)} - N_{ij}^{(1)} + N_{ij}^{(1)} \ln \left(\frac{N_{ij}^{(1)}}{N_{ij}^{(0)}} \right) \right], \quad (14)$$

где $N_{ij}^{(k)}$ — ожидаемое число событий в интервале по энергии и углу для гипотезы H_k . Такое определение эквивалентно логарифму отношения правдоподобий (LLR) в предположении пуассоновской статистики и используется, например, в анализах коллабораций IceCube и ANTARES.

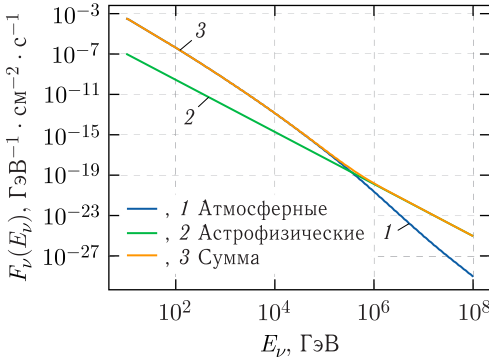


Рис. 13. Атмосферные и астрофизические нейтринные потоки для мюонного флейвора

Для оценки статистической мощности метода рассчитывались полные числа событий в нейтринном телескопе объемом 1 км^3 и плотностью воды за один год наблюдений при разных моделях плотности. На основе значений $\Delta\chi^2$ проверяется гипотеза H_0 : большие значения статистики указывают на отличие рассматриваемой модели H_1 от PREM.

В качестве астрофизического нейтринного потока использована оценка коллаборации IceCube [47] для диффузного потока:

$$F(E_\nu)_{\text{астро}} = \phi_{\text{астро}} \left(\frac{E_\nu}{100 \text{ ТэВ}} \right)^{-\gamma} C_0, \quad (15)$$

$$C_0 = 3 \cdot 10^{-18} \text{ ГэВ}^{-1} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ст}^{-1},$$

$$\phi_{\text{астро}} = 1,68_{-0,22}^{+0,19}, \quad \gamma = 2,58_{-0,09}^{0,10}.$$

Поток атмосферных нейтрино, также для одного флейвора, учтен согласно результатам расчетов [48] (рис. 13). Все результаты приведены с учетом только мюонного флейвора ($\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$). Учет остальных флейворов повысит чувствительность метода нейтринной томографии, что выходит за рамки настоящей работы.

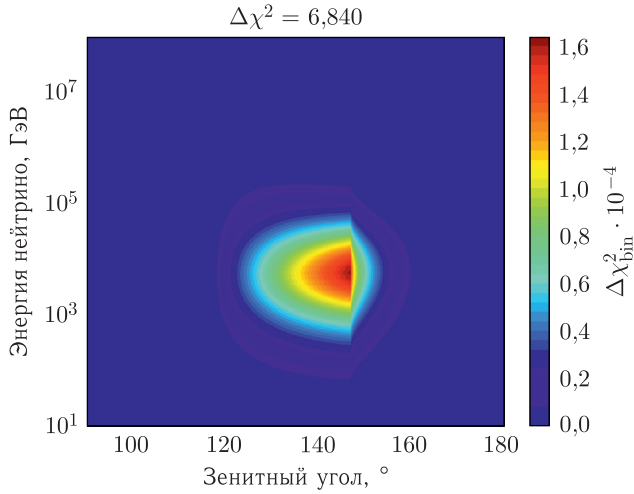


Рис. 14. Распределение статистики $\Delta\chi^2$, полученной при сравнении чисел нейтринных событий для гипотез H_0 (модель PREM) и H_1 (усредненное ядро и мантия)

6.3. Усредненные ядро и мантия. В качестве альтернативной гипотезы H_1 используется модель с постоянной плотностью $\rho = 8,853 \text{ г/см}^3$ в области внутреннего ядра, внешнего ядра и мантии (до радиуса 5600 км). В остальной части модель совпадает с PREM. Для данной пары гипотез (H_0 , H_1) получено значение $\Delta\chi^2 = 6,84$, что соответствует статистической значимости $2,62\sigma$ при одном числе степеней свободы.

Из анализа распределения $\Delta\chi^2$ на рис. 14 следует, что наибольшая чувствительность нейтринной томографии приходится на диапазон энергий

$$E_\nu \sim 10^2 - 10^6 \text{ ГэВ},$$

где сечения взаимодействий уже достаточно велики для заметного ослабления потока, но интенсивность еще не слишком мала. Максимум чувствительности наблюдается около $E_\nu \sim 10^4 \text{ ГэВ}$. Зависимость по углу прихода нейтрино определяется характером альтернативной модели: при изменении плотности в мантии максимум по углу смещается к меньшим значениям θ_d , что отражает различие в эффективных толщинах вещества вдоль траекторий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе представлены два открытых программных инструмента — *nudisxs* и *NuPropagator*, предназначенные для моделирования взаимодействий и распространения нейтрино высоких энергий. Первый пакет обеспечивает точное вычисление сечений глубоконеупругого рассеяния на основе современных партонных распределений, второй реализует \mathcal{Z} -факторный метод, позволяющий учитывать регенерацию нейтрино при прохождении через вещество. Оба инструмента ориентированы на применение в нейтринной астрофизике и моделировании детекторов типа IceCube, KM3NeT и Baikal-GVD.

Проведен анализ достоверности партонной модели в диапазоне энергий до $E_\nu \sim 10^9$ ГэВ. Показано, что основная неопределенность связана с отсутствием экспериментальных данных в области малых $x \lesssim 10^{-6}$, однако вклад этой области в полное сечение не превышает нескольких процентов. Сравнение различных наборов партонных распределений (CT10nlo, CT18ZNNLO, nCTEQ15, TUJU19_nlo) демонстрирует согласие на уровне $\sim 5\%$, что подтверждает надежность предсказаний в пределах современных феноменологических моделей. Таким образом, расчеты нейтринных сечений вплоть до 100-ПэВ энергий можно считать устойчивыми и применимыми для задач астрофизики и нейтринной томографии.

Показано, что учет регенерации, обусловленной взаимодействиями по нейтральному току, существенно усиливает чувствительность метода нейтринной томографии Земли. Без этого эффекта поток нейтрино экспоненциально затухает, тогда как включение регенерации сохраняет измеримый сигнал даже при энергиях $E_\nu \gtrsim 1$ ПэВ. Регенерация повышает статистическую значимость наблюдений и открывает возможность реконструкции плотностного профиля ядра по энергетическим спектрам проходящих нейтрино.

Полученные результаты демонстрируют, что крупномасштабные нейтринные телескопы нового поколения (IceCube-Gen2, KM3NeT, Baikal-GVD) смогут использовать потоки астрофизических нейтрино не только как инструмент астрономических наблюдений, но и как физический зонд внутренней структуры Земли. Дальнейшее развитие представленных подходов создает основу для объединенного анализа данных различных нейтринных обсерваторий, уточнения модели плотности и химического состава земного ядра, а также проверки фундаментальных свойств нейтрино при экстремальных энергиях.

Благодарности. Мы выражаем признательность В. А. Наумову и К. С. Кузьмину за предоставленные материалы и разрешение использовать рис. 4 в настоящей работе, а также И. А. Белолоптикову за полезные обсуждения. С. И. Завьялов выражает благодарность Фонду развития теоретической физики и математики «БАЗИС» за поддержку исследования в рамках гранта № 24-2-10-28-1.

Приложение А СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРИНО

П.А.1. Структурные функции и кинематические формулы. Для случая неполяризованного лептона ненулевыми оказываются следующие функции A_i :

$$\begin{aligned}
 A_1(x, y, E) &= y(xy + a), \\
 A_2(x, y, E) &= 1 - y - \frac{xyM_N}{2E} - \left(\frac{m_l}{2E}\right)^2, \\
 A_3(x, y, E) &= y\left(x\left(1 - \frac{y}{2}\right) - \frac{a}{2}\right), \\
 A_4(x, y, E) &= a(xy + a), \\
 A_5(x, y, E) &= -a,
 \end{aligned} \tag{16}$$

где $a = m_l^2/(2M_N E)$, а m_l — масса лептона.

В партонной аппроксимации структурные функции выражаются через функции распределения кварков и антикварков:

$$\begin{aligned} F_1(x) &= \frac{1}{2} \sum_i e_i^2 [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \\ F_2(x) &= \sum_i e_i^2 x [q_i(x) + \bar{q}_i(x)], \\ F_3(x) &= \sum_i e_i^2 [q_i(x) - \bar{q}_i(x)], \end{aligned} \quad (17)$$

где e_i — заряд i -го кварка в единицах заряда электрона.

Допустимый диапазон квадрата полной массы адронной системы задается интервалом $W^2 \in [W_{\text{cut}}^2, W_+^2]$, где W_{cut} — нижний кинематический порог, а $W_+ = \sqrt{s} - m_l$. При этом пороговая энергия нейтрино равна

$$E_\nu^{\text{th}} = \frac{(W_{\text{cut}} + m_l)^2 - M_N^2}{2M_N}. \quad (18)$$

Допустимая область для переменной Бьёркена x ограничивается значениями

$$x^-(W_{\text{cut}}) \leq x \leq x^+(W_{\text{cut}}), \quad (19)$$

где

$$x^\pm(W_{\text{cut}}) = \frac{a \pm \sqrt{b}}{2c}, \quad (20)$$

а параметры a , b , c выражаются через

$$\begin{aligned} a(W_{\text{cut}}) &= 1 - \frac{[W_{\text{cut}}^2 - M_N^2 - m_l^2][(W_{\text{cut}}^2 - M_N^2)E_\nu + m_l^2 M_N]}{2M_N^2 (W_{\text{cut}}^2 - M_N^2) E_\nu^2}, \\ b(W_{\text{cut}}) &= \left[1 - \frac{(W_{\text{cut}} - m_l)^2 - M_N^2}{2M_N E_\nu} \right] \left[1 - \frac{(W_{\text{cut}} + m_l)^2 - M_N^2}{2M_N E_\nu} \right], \\ c(W_{\text{cut}}) &= 1 + \frac{(W_{\text{cut}}^2 - M_N^2 - m_l^2)^2}{4E_\nu^2 (W_{\text{cut}}^2 - M_N^2)}. \end{aligned} \quad (21)$$

После выбора x переменная y выбирается из диапазона

$$y^{\min}(E_\nu, W_{\text{cut}}) \leq y \leq y^+(E_\nu), \quad (22)$$

где

$$\begin{aligned} y^{\min}(E_\nu, W_{\text{cut}}) &= \max(y^-(E_\nu), y^{\text{cut}}(E_\nu, W_{\text{cut}})), \\ y^{\text{cut}}(E_\nu, W_{\text{cut}}) &= \frac{W_{\text{cut}}^2 - M_N^2}{2M_N(1-x)E_\nu}, \end{aligned} \quad (23)$$

и

$$y^\pm = \left[1 - \frac{m_l^2}{2E_\nu^2} \left(1 + \frac{E_\nu}{M_N x} \right) \pm \sqrt{\left(1 - \frac{m_l^2}{2M_N x E_\nu} \right)^2 - \frac{m_l^2}{E_\nu^2}} \right] \left[2 + \frac{M_N x}{E_\nu} \right]^{-1}. \quad (24)$$

П.А.2. Сечение взаимодействия $\bar{\nu}_e e$. Сечение взаимодействия нейтрино с электроном на три порядка меньше, чем с нуклоном, поэтому из взаимодействий с электроном в нашей работе учитывается только резонанс Глэшоу ($\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow W^+$). Дифференциальные сечения, используемые в расчетах, приведены по работе [49].

Сечение реакции $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e$:

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_e e)}{dy} = \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} \left[\frac{R_e^2}{(1 + 2m_e E_\nu y / M_Z^2)^2} \right] + \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} \left[\left| \frac{L_e}{1 + 2m_e E_\nu y / M_Z^2} + \frac{2}{1 - 2m_e E_\nu / M_W^2 + i\Gamma_W / M_W} \right|^2 (1 - y)^2 \right]. \quad (25)$$

Сечение реакции $\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu$:

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu)}{dy} = \frac{G_F^2 m_e E_\nu}{2\pi} \frac{4(1 - y)^2 [1 - (\mu^2 - m_e^2) / (2m_e E_\nu)]^2}{(1 - 2m_e E_\nu / M_W^2)^2 + \Gamma_W^2 / M_W^2}. \quad (26)$$

Сечение реакции $\bar{\nu}_e e \rightarrow$ адроны:

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \text{адроны})}{dy} = \frac{d\sigma(\bar{\nu}_e e \rightarrow \bar{\nu}_\mu \mu)}{dy} \frac{\Gamma(W \rightarrow \text{адроны})}{\Gamma(W \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu)}, \quad (27)$$

где $\Gamma(W \rightarrow \text{адроны})$ и $\Gamma(W \rightarrow \mu \bar{\nu}_\mu)$ – ширины распадов W -бозона на адроны и $\mu \bar{\nu}_\mu$.

Приложение Б

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПРИМЕРЫ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ $d^2\sigma/(dx dQ^2)$

Для полноты картины на рис. 15 и 16 приведены примеры дважды дифференциальных нормированных сечений $\frac{1}{\sigma(E_\nu)} \frac{d^2\sigma(E_\nu, x, Q^2)}{dx dQ^2}$ для энергий нейтрино $E_\nu = 1$ ТэВ

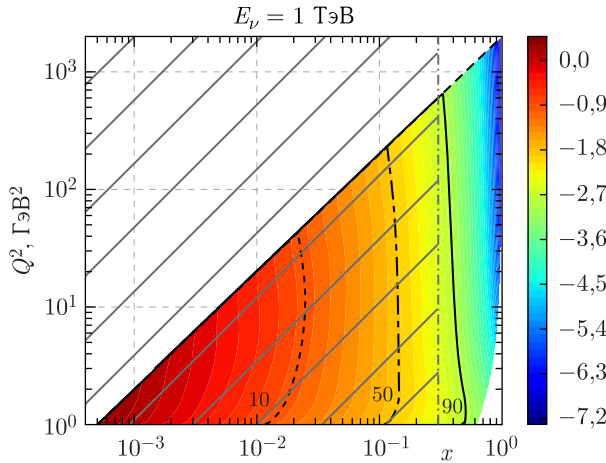


Рис. 15. Кумулятивное нормированное сечение $F_\sigma(x, Q^2)$ в зависимости от переменных Бьёркена x и Q^2 при энергии нейтрино $E_\nu = 1$ ТэВ. Использованы партонные распределения CT10plo

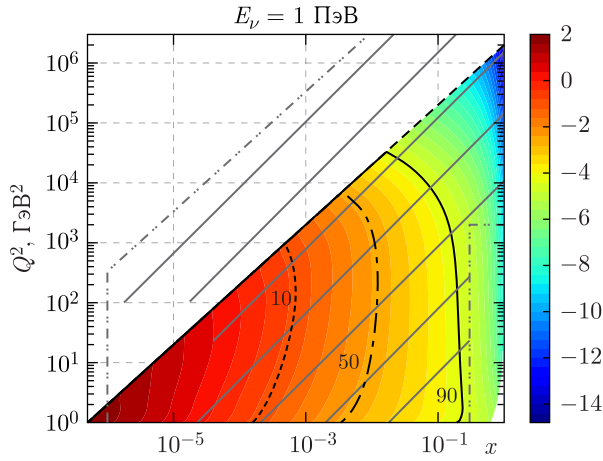


Рис. 16. Кумулятивное нормированное сечение $F_\sigma(x, Q^2)$ в зависимости от переменных Бьёркена x и Q^2 при энергии нейтрино $E_\nu = 1$ ПэВ. Используются партонные распределения CT10nlo

и 1 ПэВ. Рассмотренные распределения иллюстрируют, как с ростом энергии нейтрино максимум функции постепенно смещается в область меньших значений переменной Бьёркена x , что отражает возрастающее значение вклада малых x в полное сечение.

Сравнение рисунков показывает, что при увеличении энергии нейтрино до ПэВ-го уровня область значимых вкладов смещается в диапазон $x \lesssim 10^{-5}$, подтверждая выводы разд. 3 о растущем влиянии малых x на формирование полного сечения.

Приложение В МОДЕЛЬ ПЛОТНОСТИ ЗЕМЛИ

В качестве модели плотности используется модель PREM [42], которая предполагает сферическую симметрию и описывает плотность, давление и другие параметры как функции радиуса. Плотность в модели представлена на рис. 17.

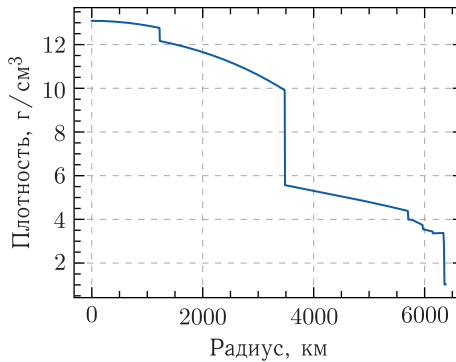


Рис. 17. Плотность вещества Земли в модели PREM

Приложение Г

ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЕ ПРИМЕРЫ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ НЕЙТРИННОЙ ТОМОГРАФИИ К ПРОФИЛЮ ПЛОТНОСТИ ЗЕМЛИ

В дополнение к сценарию, рассмотренному в основном тексте, проанализируем еще два варианта распределения плотности, отличающихся от стандартной модели PREM. Для каждого случая вычислены значения статистики $\Delta\chi^2$, характеризующие степень различия с моделью PREM при предположении нейтринного телескопа объемом 1 км^3 и времени наблюдения один год.

П.Г.1. Усредненное ядро. В качестве альтернативной гипотезы H_1 рассмотрим модель, в которой плотность вещества принимается постоянной и равной $\rho = 11,87 \text{ г/см}^3$ во всей области внутреннего и внешнего ядра, тогда как мантия описывается стандартной моделью PREM. Для пары гипотез (H_0, H_1) получено $\Delta\chi^2 = 0,114$, что соответствует статистической значимости $0,34\sigma$ (рис. 18). Если увеличить время наблюдения до 25 лет либо использовать нейтринный телескоп существенно большего объема (например, 30 км^3), ожидаемая значимость возрастает до $\sim 2\sigma$.

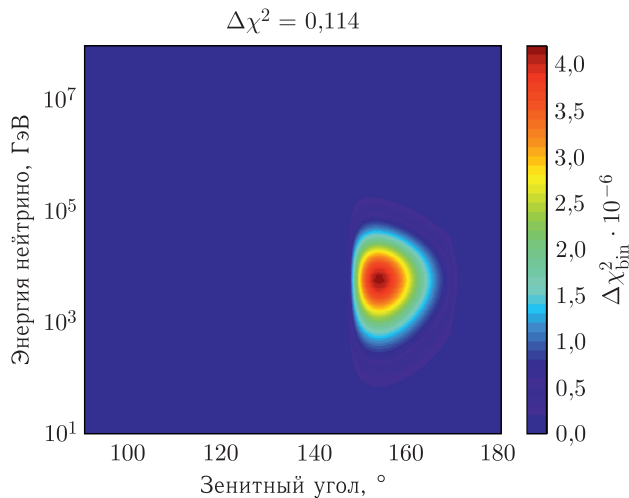


Рис. 18. Распределение статистики $\Delta\chi^2$, полученное при сравнении числа нейтринных событий для гипотез H_0 (модель PREM) и H_1 (усредненное ядро)

П.Г.2. Линейное ядро. В следующем сценарии в качестве альтернативной гипотезы используется модель, в которой плотность в области внутреннего и внешнего ядра аппроксимируется линейной функцией радиуса. Вне ядра распределение плотности совпадает с моделью PREM. Для этой пары гипотез (H_0, H_1) получено $\Delta\chi^2 = 0,601$, что соответствует статистической значимости $0,76\sigma$ (рис. 19). При увеличении времени наблюдения до 10 лет ожидаемая значимость достигает $\sim 2,5\sigma$.

Полученные результаты демонстрируют, что даже при относительно простых отклонениях от модели PREM метод нейтринной томографии сохраняет чувствительность к изменениям профиля плотности ядра, которая растет с увеличением статистики и объема детектора.

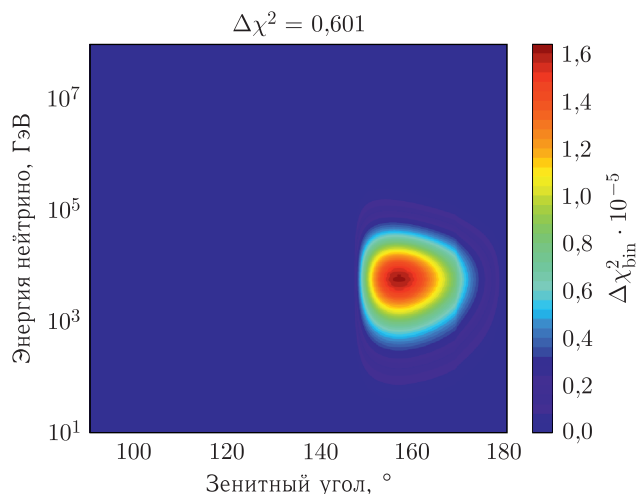


Рис. 19. Распределение статистики $\Delta\chi^2$ для гипотез H_0 (модель PREM) и H_1 (линейное ядро)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *The Pierre Auger Collab.* Anisotropy and Chemical Composition of Ultra-High Energy Cosmic Rays Using Arrival Directions Measured by the Pierre Auger Observatory // *Astrophys. J.* 2020. V. 894, No. 2. P. 100.
2. *The Pierre Auger Collab.* Features of the Energy Spectrum of Cosmic Rays above $2.5 \cdot 10^{18}$ eV Using the Pierre Auger Observatory // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. P. 121106.
3. *Kotera K., Olinto A. V.* The Astrophysics of Ultrahigh Energy Cosmic Rays // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 2011. V. 49. P. 119–153.
4. *Kimura S. S., Murase K., Mészáros P.* Ultrahigh Energy Cosmic Rays from Neutron Star Mergers // *Astrophys. J. Lett.* 2017. V. 851, No. 2. P. L23.
5. *Greisen K.* End to the Cosmic-Ray Spectrum? // *Phys. Rev. Lett.* 1966. V. 16. P. 748–750; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.16.748>.
6. *Abdalla H. et al. (H.E.S.S. Collab.).* Revealing X-Ray and Gamma Ray Temporal and Spectral Similarities in the GRB 190829A Afterglow // *Science.* 2021. V. 372, No. 6546. P. 1081–1085; <https://www.science.org/doi/pdf/10.1126/science.abe8560>.
7. *Abdalla H. et al. (H.E.S.S., MAGIC Collabs.).* H.E.S.S. and MAGIC Observations of a Sudden Cessation of a Very-High-Energy γ -Ray Flare in PKS 1510-089 in May 2016 // *Astron. Astrophys.* 2021. V. 648. P. A23; <https://doi.org/10.1051/0004-6361/202038949>.
8. *Elshoukrafy A. Sh. M. et al. (TAIGA Collab.).* Hybrid Method for Study Multi TeV Gamma Rays in the TAIGA Astrophysical Complex: Methodics and Results // *Proc. 38th Intern. Cosmic Ray Conf. (ICRC2023).* PoS. 2023. V. 444. P. 685.
9. *Cao Z. et al. (LHAASO Collab.).* Ultrahigh-Energy Photons up to 1.4 PeV from Twelve γ -Ray Galactic Sources // *Nature.* 2021. V. 594. P. 33–36.
10. *Zhao L. et al. (LHAASO Collab.).* Galactic Diffuse γ Rays Meet the PeV Frontier // *Astron. Astrophys.* 2023. V. 672. P. A95.
11. *Abbott B. P. et al. (LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.).* Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger // *Phys. Rev. Lett.* 2016. V. 116. P. 061102; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.116.061102>.

12. *Abbott B. P. et al.* Gravitational Waves and Gamma Rays from a Binary Neutron Star Merger: GW170817 and GRB 170817A // *Astrophys. J. Lett.* 2017. V. 848, No. 2. P. L13.
13. *Fan Y. et al.* Resolving the Stellar-Collapse and Hierarchical-Merger Origins of the Coalescing Black Holes // *Phys. Rev. Lett.* 2024. V. 135. 051401.
14. *Isaacson R. A.* Gravitational Radiation in the Limit of High Frequency: I. The Linear Approximation and Geometrical Optics // *Phys. Rev.* 1968. V. 166, No. 5. P. 1263–1271.
15. *LIGO Scientific Collab., Virgo Collab.* GW170817: Implications for the Stochastic Gravitational-Wave Background from Compact Binary Coalescences // *Phys. Rev. Lett.* 2018. V. 120, No. 9. P. 091101.
16. *Aartsen M. G. et al. (IceCube Collab.)*. The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems // *J. Instrum.* 2017. V. 12. P. P03012.
17. *Allakhverdyan V. A. et al. (Baikal-GVD Collab.)*. The Baikal-GVD Neutrino Telescope: Search for High-Energy Cascades. arXiv:2108.01894 [astro-ph.HE]. 2021.
18. *Adrián-Martínez S. et al. (KM3NeT Collab.)*. Letter of Intent for KM3NeT 2.0 // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 2016. V. 43, No. 8. P. 084001.
19. *Aartsen M. G. et al. (IceCube-Gen2 Collab.)*. IceCube-Gen2: The Window to the Extreme Universe. arXiv:2008.04323. 2020.
20. *Huang T. Q. et al.* Proposal for the Huge Underwater High-Energy Neutrino Telescope (HUNT) // *Proc. 38th Intern. Cosmic Ray Conf. (ICRC2023)*. PoS. 2023. V. 444. P. 1080.
21. *Agostini M. et al.* The Pacific Ocean Neutrino Experiment. arXiv:2005.09493. 2020.
22. *Троицкий С. В.* Происхождение астрофизических нейтрино высоких энергий: новые результаты и перспективы // *УФН.* 2024. Т. 194, № 4. С. 371–383; <https://ufn.ru/ru/articles/2024/4/e/>.
23. *Koehne J. H., Frantzen K., Schmitz M., Fuchs T., Rhode W., Chirkin D., Becker Tjus J.* PROPOSAL: A Tool for Propagation of Charged Leptons // *Comput. Phys. Commun.* 2013. V. 184. P. 2070–2090.
24. *Argüelles C. A., Salvado J., Weaver C. N.* nuSQuIDS: A Toolbox for Neutrino Propagation // *Comput. Phys. Commun.* 2022. V. 277. P. 108346; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0010465522000649>.
25. *Buckley A., Ferrando J., Lloyd S., Nordström K., Page B., Rüfenacht M., Schönherr M., Watt G.* LHAPDF6: Parton Density Access in the LHC Precision Era // *Eur. Phys. J. C.* 2015. V. 75, No. 3; <http://dx.doi.org/10.1140/epjc/s10052-015-3318-8>.
26. *Naumov V. A., Perrone L.* Neutrino Propagation through Matter // *Astropart. Phys.* 1999. V. 10. P. 239–252; arXiv:hep-ph/9804301.
27. *Allakhverdyan V. A., Naumov D. V., Zavyalov S. I.* NuDISxs: A Python Package for Neutrino–Nucleon Cross-Section Calculations. 2022. <https://pypi.org/project/nudisxs>.
28. *Aartsen M. G. et al. (IceCube Collab.)*. Characteristics of the Diffuse Astrophysical Electron and Tau Neutrino Flux with Six Years of IceCube High Energy Cascade Data // *Phys. Rev. Lett.* 2020. V. 125. P. 121104; <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.125.121104>.
29. *Harris C. R. et al.* Array Programming with NumPy // *Nature.* 2020. V. 585. P. 357–362.
30. *Virtanen P. et al.* SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python // *Nature Methods.* 2020. V. 17. P. 261–272; <https://doi.org/10.1038/s41592-019-0686-2>.
31. *Lepage G. P.* Adaptive Multidimensional Integration: VEGAS Enhanced // *J. Comput. Phys.* 2021. V. 439. No. 110386.
32. *Kuzmin K. S., Lyubushkin V. V., Naumov V. A.* Fine-Tuning Parameters to Describe the Total Charged-Current Neutrino–Nucleon Cross Section // *Phys. At. Nucl.* 2006. V. 69, No. 11. P. 1857–1871.
33. *Kuzmin K. S., Lyubushkin V. V., Naumov V. A.* How to Sum Contributions into the Total Charged-Current Neutrino–Nucleon Cross Section. arXiv:hep-ph/0511308. 2005.

34. *Kuzmin K. S., Lyubushkin V. V., Naumov V. A.* Axial Masses in Quasielastic Neutrino Scattering and Single-Pion Neutrinoproduction on Nucleons and Nuclei. arXiv:hep-ph/0606184. 2006.
35. *Navas S. et al. (Particle Data Group Collab.)*. Review of Particle Physics // *Phys. Rev. D*. 2024. V. 110, No. 3. P. 030001.
36. *Schienbein I., Yu J. Y., Kovařík K., Keppel C., Morfin J.G., Olness F.I., Owens J.F.* Parton Distribution Function Nuclear Corrections for Charged Lepton and Neutrino Deep Inelastic Scattering Processes // *Phys. Rev. D*. 2009. V. 80. P. 094004; <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.80.094004>.
37. *Lai H.L., Guzzi M., Huston J., Li Z., Nadolsky P.M., Pumplin J., Yuan C.P.* New Parton Distributions for Collider Physics // *Phys. Rev. D*. 2010. V. 82, No. 7; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074024>.
38. *Naumov V.A., Perrone L.* Neutrino Propagation through Matter // *Astropart. Phys.* 1999. V. 10. P. 239–252.
39. *Allakhverdyan V.A., Naumov D. V.* NuPropagator: A Python Package Neutrino Generator for Neutrino Telescopes. <https://pypi.org/project/nupropagator>. 2022.
40. *Naumov D., Zavyalov S., Sheshukov A., Zubchenko D., Lisitsin M., Malyshkin Y.* NTSim: Neutrino Telescope Simulation Framework (v0.2.0). Zenodo Software Release; <https://doi.org/10.5281/zenodo.17340192>. 2025.
41. *Vincent A. C., Argüelles C. A., Kheirandish A.* High-Energy Neutrino Attenuation in the Earth and Its Associated Uncertainties // *J. Cosmol. Astropart. Phys.* 2017. V. 2017, No. 11. P. 012–012; <http://dx.doi.org/10.1088/1475-7516/2017/11/012>.
42. *Dziewonski A. M., Anderson D. L.* Preliminary Reference Earth Model // *Phys. Earth Planet. Inter.* 1981. V. 25, No. 4. P. 297–356.
43. *Winter W.* Neutrino Tomography: Learning about the Earth’s Interior Using the Oscillations of Atmospheric Neutrinos // *Earth Moon Planets*. 2013. V. 112. P. 89–97.
44. *Akhmedov E. K., Maltoni M.* Earth Matter Effects at Very Long Baselines and the Neutrino Mass Hierarchy // *Phys. Rev. D*. 2008. V. 77. P. 093006; hep-ph/0612285.
45. *Gandhi R., Quigg C., Reno M. H., Sarcevic I.* Neutrino Interactions at Ultrahigh Energies // *Phys. Rev. D*. 1998. V. 58. P. 093009; hep-ph/9807264.
46. *France R., Bustamante M., Winter W.* Earth Tomography with High-Energy Astrophysical Neutrinos // *Phys. Rev. D*. 2019. V. 99. P. 123020; 1901.04215.
47. *Abbasi R. et al.* Characterization of the Astrophysical Diffuse Neutrino Flux Using Starting Track Events in IceCube // *Phys. Rev. D*. 2024. V. 110, No. 2; <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.110.022001>.
48. *Sinegovskaya T., Morozova A., Sinegovsky S.* High-Energy Neutrino Fluxes and Flavor Ratio in the Earth’s Atmosphere // *Phys. Rev. D*. 2015. V. 91. P. 063011.
49. *Gandhi R., Quigg C., Hall Reno M., Sarcevic I.* Ultrahigh-Energy Neutrino Interactions // *Astropart. Phys.* 1996. V. 5, No. 2. P. 81–110; <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0927650596000084>.

Получено 26 октября 2025 г.