

ИСТОЧНИКИ АТМОСФЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ НЕЙТРИНО

^{1,2}А.А. Кочанов, ²А.Д. Морозова, ³Т.С. Синеговская, ²С.И. Синеговский

SOURCES OF ATMOSPHERIC ELECTRON NEUTRINOS

^{1,2}A.A. Kochanov, ²A.D. Morozova, ³T.S. Sinegovskaya, ²S.I. Sinegovsky

В работе выполнен расчет парциальных вкладов в потоки атмосферных электронных нейтрино трехчастичных полуплептонных мод распада К-мезонов, генерируемых при взаимодействии космических лучей с земной атмосферой. Показано, что редкие распады короткоживущего нейтрального каона K_s^0 при энергиях выше 100 ТэВ дают более трети полного потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$. Учет реакции рождения К-мезонов пионами приводит к возрастанию потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$ на 5–7 % в интервале энергий 10^2 – 10^4 ГэВ.

We calculate fractional contributions to the electron neutrino flux of three-particle semileptonic decays of charged and neutral K mesons produced in the extensive air showers induced by cosmic-ray particles. It is shown that rare decays of short-lived neutral kaons K_s^0 contribute more than a third of the total $\nu_e + \bar{\nu}_e$ flux at the energies above 100 TeV. The account for kaons production in pion-nucleus collisions increases the $\nu_e + \bar{\nu}_e$ flux by 5–7 % in the energy range 10^2 – 10^4 GeV.

Введение

Нейтрино высоких энергий, регистрируемые на Земле, рождаются в следующих процессах:

1) заряженные частицы (протоны и ядра), ускоренные за счет диффузионного механизма ударными волнами в астрофизических источниках, взаимодействуют со сброшенной оболочкой (звездным ветром, остатком сверхновой и другим веществом) или интенсивными электромагнитными полями вблизи источника, генерируя мезоны в двух типах реакций $p + p \rightarrow \pi^\pm (K^\pm, K^0, \bar{K}^0, \dots) + X$, $p + \gamma \rightarrow \pi^\pm + X$; в

слабых распадах этих мезонов рождаются нейтрино;

2) космические лучи (частицы, покинувшие область ускорения), взаимодействуют с веществом и электромагнитными полями удаленных объектов, генерируют космогенные нейтрино;

3) взаимодействие космических лучей с атмосферой Земли – источник собственно атмосферных нейтрино.

Итак, атмосферные нейтрино возникают в распадах мезонов и барионов, рождающихся соударениях космических лучей с атмосферой Земли, образуя неустранимый фон в задаче детектирования нейтрино от астрофизических источников, расположенных в Галактике или за ее пределами. Проблема спектра атмосферных нейтрино стала особенно актуальной в связи с важным и долгожданным результатом, полученным в эксперименте IceCube на Южном Полусе: обработка данных за 2010–2013 гг. выявила 37 событий с энергиями 30 ТэВ–2 ПэВ от нейтрино внеатмосферного происхождения [Aartsen, 2013a, b; 2014].

В настоящем докладе представлен анализ основных источников атмосферных электронных нейтрино. Потоки ν_e примерно на порядок меньше потоков ν_μ , поэтому представляют сравнительно низкий фон для астрофизических нейтрино. Распады заряженных нейтральных каонов – важнейший источник электронных нейтрино и в то же время и фактор значительных неопределенностей расчета спектра $\nu_e (\bar{\nu}_e)$. Особый интерес представляет вклад полуплептонного трехчастичного распада нейтрального К-мезона. Расчет выполнен с использованием схемы, изложенной в работах атмосферных нейтрино, вы-

полненный в рамках подхода [Naumov, 2000, Kochanov, 2008; Кочанов, 2013] для моделей адрон-ядерных взаимодействий SIBYLL2.1 [Ahn, 2009], QGSJET-II-03 [Калмыков, 1993; Kalmykov, 1997; Калмыков, 1994; Ostapchenko, 2008] и модели Кимеля-Мохова [Кимель, 1974]. Показано, что редкие распады короткоживущего K_s^0 -мезона при энергиях выше 100 ТэВ дают более 30 % полного потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$.

Критическая энергия и зенитно-угловое распределение атмосферных нейтрино

Атмосферные нейтрино каждого из трех типов (флейворов) (ν_e , ν_μ , ν_τ) представляют смесь двух компонент, различающихся энергетическим спектром и зенитно-угловым распределением. Анизотропная компонента генерируется в распадах мюонов, пионов и каонов и имеет более мягкий спектр – это обычные или (π , K) – нейтрино. Вторая, высокоэнергетическая квазиизотропная компонента, имеющая более жесткий спектр, генерируется в распадах тяжелых очарованных мезонов и барионов с коротким временем жизни (D , Λ_c). Это «прямые» или «быстрые» нейтрино, которые должны дать заметный вклад при энергиях выше 400 ТэВ.

Анизотропия потоков (π , K) – нейтрино обусловлена конкурентностью процессов распада и ядерного взаимодействия мезонов в неоднородной атмосфере. Мезон, распространяющийся под большим зенитным углом, имеет большую вероятность распада до взаимодействия, поскольку значительная часть его пробега до распада приходится на слои атмосферы с низкой плотностью и малым ее градиентом. Таким образом, потоки атмосферных нейтрино вблизи горизонтали на порядок больше вертикальных потоков – эффект углового усиления. Эффект зависит от энергии: для малых лоренц-факторов пробег частицы до распада мал по сравнению с пробегом до неупругого взаимодействия частицы, поэтому мезон претерпевает распад под любым зенитным углом. Т. е. анизотропия потоков нейтрино мала для сравнительно невысоких энергий, а спектр нейтрино в этом случае близок к спектру космических лучей (показатель спектра протонов $\gamma \approx 2.7$).

Источники электронных нейтрино

Частица (f)	Мода распада	Относительная ширина распада, %	Время жизни, с	Критическая энергия $\varepsilon_f^{cr}(0^0) \simeq m_f c^2 H_0 / c \tau_f$
μ_{e3}^\pm	$e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu(\nu_\mu)$	100	$2.19 \cdot 10^{-6}$	1.03 ГэВ
$K^\pm (K_{e3}^\pm)$	$\pi^0 + e^\pm + \nu_e(\bar{\nu}_e)$	5.04	$1.24 \cdot 10^{-8}$	890 ГэВ
$K_L^0 (K_{Le3}^0)$	$\pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$	40.55	$5.12 \cdot 10^{-8}$	206 ГэВ
$K_S^0 (K_{Se3}^0)$	$\pi^\pm + e^\mp + \bar{\nu}_e(\nu_e)$	0.07	$0.9 \cdot 10^{-10}$	120 ТэВ

С ростом энергии спектральный индекс нейтрино растет и стремится к величине $\gamma+1$ при энергиях, много больших некоторого характерного масштаба – критической энергии для распада частицы $\varepsilon_K^{cr}(\theta) = m_K c H_0 / (\tau_K \cos \theta)$, где m_K, τ_K – масса и время жизни частицы K , θ – зенитный угол, $H_0=6.4$ км – параметр атмосферы. При $E = \varepsilon_K^{cr}(\theta)$ мезон является эффективным источником нейтрино, а для $E \gg \varepsilon_K^{cr}(\theta)$ пробег до распада велик по сравнению с пробегом до неупругого взаимодействия.

Основные каналы генерации атмосферных электронных нейтрино

Источниками электронных нейтрино являются трехчастичные распады мюонов и каонов – моды $\mu_{e3}^\pm, K_{Le3}^0, K_{e3}^\pm$ и K_{Se3}^0 . Важным источником электронных нейтрино до $E_\nu \leq 1$ ТэВ остается распад мюона, но уже при энергиях выше 100 ГэВ доминируют K_{Le3}^0 , а при 10 ТэВ вклад K_{e3}^\pm становится сопоставимым с ним.

Интересным источником нейтрино является распад короткоживущего нейтрального каона. В сильных взаимодействиях рождаются K^0, \bar{K}^0 – частицы с определенной странностью (странность сохраняется в сильных взаимодействиях), но не имеющие определенной массы и времени жизни. В слабых распадах странность не сохраняется, поэтому K^0 и \bar{K}^0 ведут себя как суперпозиции двух состояний K_L^0 и K_S^0 с определенным временем жизни (и массой), но с неопределенной странностью. То есть источниками нейтрино являются долгоживущий K_L^0 – мезон ($\tau(K_L^0) = 5.12 \times 10^{-8}$ с) и короткоживущий K_S^0 – мезон ($\tau(K_S^0) = 0.90 \times 10^{-10}$ с).

Эти характеристики приводят к высокой критической энергии для короткоживущей моды K_{Se3}^0 : $\varepsilon_{K_S^0}^{cr}(0^0) \approx 120$ ТэВ на вертикали (и выше 1 ПэВ для $\theta=90^\circ$ вблизи горизонтального направления) (см. таблицу). Таким образом, полулептонная мода K_{Se3}^0 распада K_S^0 , несмотря на малую ширину ($7 \cdot 10^{-4}$), является важным дополнительным источником электронных нейтрино при энергиях выше 100 ТэВ (рис. 1–3), который впервые был учтен в работах [Синеговская, 1999, Naumov, 2001] (см. также [Синеговская, 2015]).

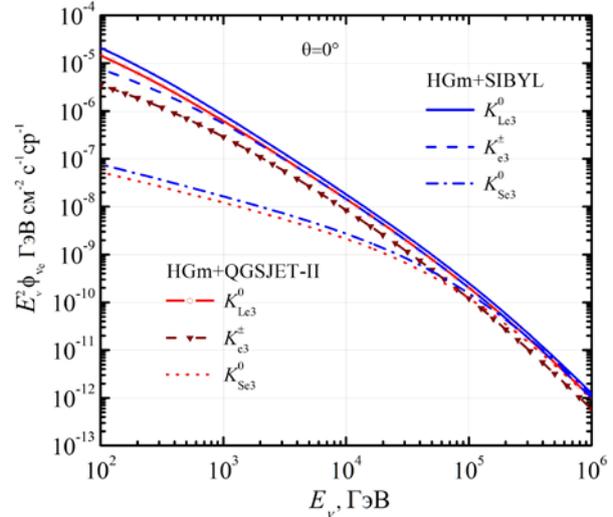


Рис. 1. Потоки $(\nu_e + \bar{\nu}_e)$ от распадов каонов вблизи вертикали, рассчитанные для спектра космических лучей Хилласа-Гайссера (HGm) и моделей адронных взаимодействий SIBYLL 2.1 и QGSJET-II-03.

Распады пионов и каонов дают основной вклад в общий поток атмосферных нейтрино до очень высоких энергий (~ 10 – 300 ТэВ). При энергиях в сотни ТэВ пробег до распада каонов становится настолько большим, что они успевают до распада потерять энергию или вовсе исчезнуть в столкновениях с ядрами в атмосфере. Таким образом, спектр источников нейтрино от распада частиц с большим временем жизни становится более мягким ($\phi_\nu \sim E_\nu^{-3.7}$), что отвечает насыщению соответствующего частичного вклада (например, K_{e3}^0), а у короткоживущих спектр все еще сохраняется жестким ($\phi_\nu \sim E_\nu^{-2.7}$), что приводит к относительному росту интенсивности этого источника (например, K_{e3}^\pm по отношению к K_{e3}^0) на некотором интервале энергий (это хорошо видно на рис. 2).

На рис. 1, 2 показаны отдельные вклады перечисленных выше распадов в суммарные потоки электронных нейтрино и антинейтрино для вертикального направления, рассчитанные для моделей SIBYLL 2.1, QGSJET-II-03 и KM со спектром космических лучей Хилласа-Гайссера (HGm) [Gaisser, 2012]. Вклад от распадов мюонов мал для вертикали, но сравним с потоками нейтрино от распадов каонов

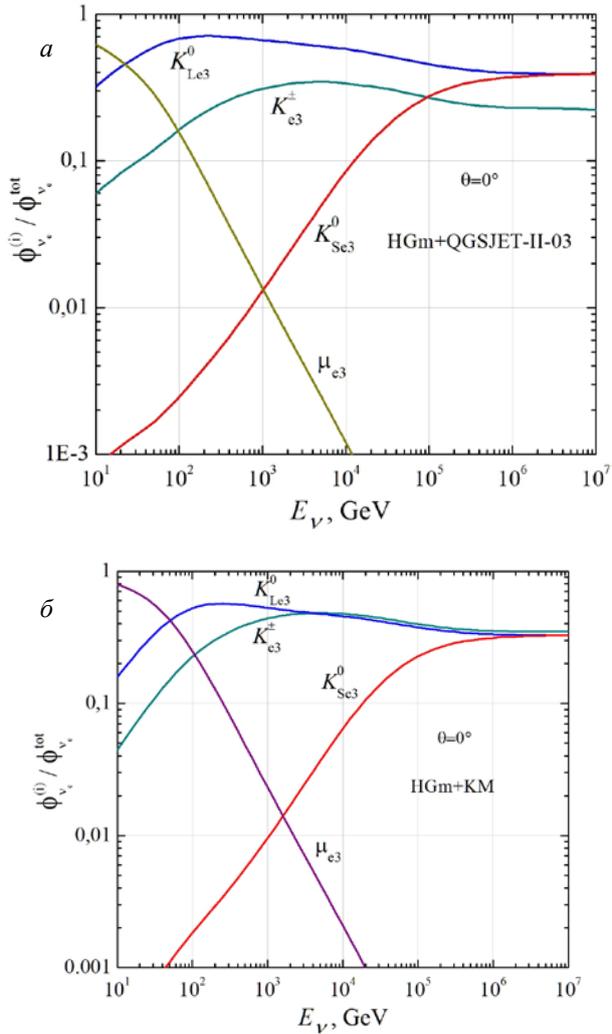


Рис. 2. Относительные вклады отдельных источников электронных нейтрино $\phi_{\nu_e}^{(i)} / \phi_{\nu_e}^{\text{tot}}$ вблизи вертикали, рассчитанные для спектра космических лучей Хилласа-Гайссера (HGm) и двух моделей адрон-ядерных взаимодействий – QGSJET-II-03 (a) и Кимеля-Мохова (б). Обратим внимание на различное поведение вклада от распадов K_{e3}^{\pm} в моделях QGSJET-II-03 и KM.

вплоть до 2 ТэВ для горизонтали. Вклады K_{e3}^{\pm} и K_{Le3}^0 довольно близки по величине, несмотря на 8-кратное различие относительной ширины распадов. Это различие нивелируется тем, что время жизни K_L^0 в 4.2 с лишним раза больше времени жизни K^{\pm} , однако различие может быть значительным, как в модели QGSJET-II-03 (рис. 2).

При энергиях ~ 100 ТэВ K_L^0 – распады уже вошли в режим насыщения, а потоки $\nu_e + \bar{\nu}_e$ от полуплеотонных распадов K_S^0 , имея спектральный индекс на единицу меньше (в силу высокой критической энергии), начинают сближаться по величине с потоками нейтрино от K_{Le3}^0 – распадов. При энергии 1 ПэВ эти потоки становятся практически равными. Особенно отчетливо «включение» и насыщение частичных вкладов с ростом энергии проявляется для

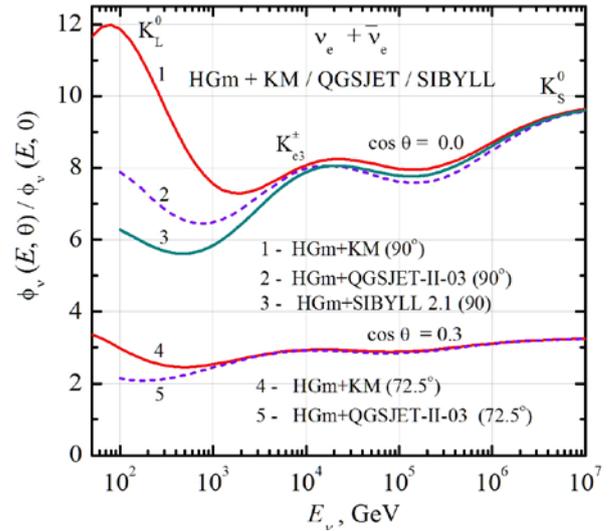


Рис. 3. Зенитно-угловое усиление спектра электронных нейтрино, отражающее последовательное «включение» каонных источников. Цифрами обозначены кривые, рассчитанные для модели спектра космических лучей HGm и адронных моделей – Кимеля-Мохова (1,4), QGSJET-II (2,5), SIBYLL (3).

больших зенитных углов. На рис. 3 показано отношение $\phi_{\nu_e}(E, \theta) / \phi_{\nu_e}(E, 0^\circ)$ (для значений зенитного угла 72° и 90°), характеризующее угловое усиление потоков нейтрино как функции энергии нейтрино. В зависимости от модели адронных взаимодействий вклад K_{Le3}^0 может достигать 30–40 % потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$ при $E_\nu > 1$ ПэВ. В существующих пакетах программ для моделирования ШАЛ этот процесс не учтен. Учет процесса рождения К-мезонов пионами $\pi + A \rightarrow K + X$, приводит к увеличению потока $\nu_e + \bar{\nu}_e$ на 5–7 % при энергиях 10^2 – 10^4 ГэВ.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, Договор 14.Б25.31.0010, задание 3.889.2014/К.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

Калмыков Н.Н., Остапченко С.С. Ядро-ядерное взаимодействие, ядерная фрагментация флуктуации широких атмосферных ливней // Ядерная физика. 1993. Т. 56, № 3. С. 105–119.

Кимель Л.Р., Мохов Н.В. Распределения частиц в диапазоне энергий 10^2 – 10^{12} эВ, инициированные в плотных средах высокоэнергетическими адронами // Известия вузов. Физика. 1974. Вып. 10. С. 17–23.

Кочанов А.А., Синеговская Т.С., Синеговский С.И. Мюоны космических лучей высокой энергии в атмосфере Земли // ЖЭТФ 2013. Т. 143, № 3. С. 459–475.

Наумов В.А. Синеговская Т.С. // Ядерная физика. 2000. Т. 63, № 11. С. 2020–2028.

Синеговская Т.С. Механизмы генерации атмосферных мюонов и нейтрино высоких энергий. Дис. ... к.ф.-м.н. Иркутск: ИГУ, 1999. 129 с.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). First observation of PeV-energy neutrinos with IceCube // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. P. 021103.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration) Evidence for high-energy extraterrestrial neutrinos at the IceCube detector // Science. 2013. V. 342. P. 1242856.

Aartsen M.G. et al. (IceCube Collaboration). Observation of high-energy astrophysical neutrinos in three years of IceCube data // *Phys. Rev. Lett.* 2014. V. 113. P. 101101.

Ahn Eun-Joo et al. Cosmic ray interaction event generator SIBYLL 2.1 // *Phys. Rev. D.* 2009. V. 80. P. 094003.

Gaisser T. Spectrum of cosmic-ray nucleons, kaon production, and the atmospheric muon charge ratio // *Astropart. Phys.* 2012. V. 24. P. 801–806.

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.

Naumov V.A. Atmospheric muons and neutrinos. Proc. 2nd Workshop on methodical aspects of underwater/underice neutrino telescopes. Ed. by R. Wischnewski (DESY, Hamburg, 2002); hep-ph/0201310v2.

Ostapchenko S. Hadronic interactions at cosmic ray energies // *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 2008. V. 175–176. P. 73–80.

Sinegovskaya T.S, Morozova A.D., Sinegovsky S.I. High-energy neutrinos fluxes and flavor ratio in the Earth's atmosphere // *Phys. Rev. D.* 2015. V. 91. P. 093011.

¹*Институт солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия*

²*Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия*

³*Иркутский государственный университет путей сообщения, Иркутск, Россия*