

P2-2018-4

С. И. Синеговский \*, М. Н. Сороковиков \*\*

«ПРЯМЫЕ» АТМОСФЕРНЫЕ НЕЙТРИНО  
В МОДЕЛИ КВАРК-ГЛЮОННЫХ СТРУН

Направлено в «European Physical Journal C»

---

\* E-mail: [sinegovsky@jinr.ru](mailto:sinegovsky@jinr.ru)

\*\* E-mail: [waleralincoln@mail.ru](mailto:waleralincoln@mail.ru)

Синеговский С. И., Сороковиков М. Н.

P2-2018-4

«Прямые» атмосферные нейтрино в модели кварк-глюонных струн

Выполнен расчет потока прямых атмосферных нейтрино в интервале значений энергии  $1-10^5$  ТэВ, генерируемых в распадах очарованных частиц. Сечения рождения очарованных  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c$ -барионов в  $pA$ - и  $\pi A$ -соударениях рассчитаны в феноменологической модели кварк-глюонных струн, значения свободных параметров которой уточнены на основе данных измерений в экспериментах на Большом адронном коллайдере. Рассчитанный поток прямых атмосферных нейтрино не противоречит ограничению, установленному в эксперименте IceCube. Приведено сопоставление с результатами расчетов авторов, использующих другие модели рождения чарма.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2018

Sinegovsky S. I., Sorokovikov M. N.

P2-2018-4

Prompt Atmospheric Neutrinos in the Quark-Gluon String Model

We calculate the prompt atmospheric neutrino flux in the energy range  $1-10^5$  TeV arising from decays of the charmed particles. Cross sections of the  $D$ -mesons and  $\Lambda_c$ -baryons production in  $pA$ - and  $\pi A$ -collisions are calculated in the framework of the phenomenological quark-gluon string model, free parameters of which were improved using measurement data of the LHC experiments. Predicted prompt neutrino flux is compatible with the constraint obtained in IceCube experiment. Also we compare our calculation with other predictions obtained for different charm production models.

The investigation has been performed at the Dzheleпов Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2018

## ВВЕДЕНИЕ

Нейтрино высоких энергий от распадов мезонов и барионов, рождающихся при взаимодействии космических лучей с атмосферой Земли, образуют неустранимый фон в задаче детектирования нейтрино от удаленных астрофизических источников. Расчет энергетического спектра и зенитно-углового распределения атмосферных нейтрино как фона стал особенно актуален в связи с регистрацией в эксперименте IceCube нескольких десятков событий от астрофизических нейтрино с энергиями  $\sim 30$  ТэВ–2 ПэВ [1]. Потoki атмосферных электронных и мюонных нейтрино включают две компоненты, различающиеся энергетическим спектром и зенитно-угловым распределением. Анизотропная компонента генерируется в распадах пионов и каонов и имеет более мягкий спектр (с показателем  $\sim \gamma + 1$ ) — это «обычные» (conventional) или  $(\pi, K)$ -нейтрино. Квазиизотропная жесткая компонента (спектральный индекс  $\sim \gamma$ ) генерируется при высоких энергиях в распадах короткоживущих тяжелых очарованных мезонов и барионов ( $D, \Lambda_c$ ). Эту компоненту называют «прямыми» или «быстрыми» (prompt) нейтрино, которые, как ожидалось, внесут заметный вклад в регистрируемые события при энергии выше  $\sim 100$ –500 ТэВ. И хотя с созданием гигантских детекторов нейтринных телескопов NT200+ [2], IceCube [1], ANTARES [3] достигнут значительный прогресс в экспериментальных исследованиях атмосферных нейтрино, спектр прямых нейтрино (как и прямых мюонов) до сих пор не измерен, и нельзя исключить, что часть событий, отнесенных к астрофизическим нейтрино в эксперименте IceCube, обусловлена именно нейтрино от очарованных частиц, рождающихся в атмосфере.

В данной работе рассчитан спектр прямых атмосферных нейтрино ( $\nu_\mu + \bar{\nu}_\mu$ ) с использованием сечений рождения очарованных частиц, вычисленных в модели кварк-глюонных струн (МКГС). Значения свободных параметров МКГС уточнены на основе сравнения нового расчета сечений рождения чарма с данными экспериментов [4–7]. Спектр прямых атмосферных нейтрино при энергии до 100 ПэВ рассчитан в рамках простой модели адронного каскада [8–10], в которую были включены дифференциальные и полные сечения

рождения  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c$ -гиперонов в  $pA$ - и  $\pi A$ -соударениях, рассчитанные в МКГС с новыми параметрами (отличными от тех, что использовались в расчете [9, 10]). Полученная оценка потока прямых атмосферных нейтрино сопоставлена с результатами других расчетов, выполненных с использованием дипольной модели (DM) [11], КХД-модели [12] и модели SIBYLL 2.3rc1 [13], а также с ограничением, установленным в эксперименте IceCube.

## 1. РОЖДЕНИЕ ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ В МКГС

МКГС представляет собой непertурбативный подход, разработанный для описания мягких адронных процессов. Модель основана на теории Редже и топологическом  $1/N$ -разложении амплитуд (разложении по степени сложности диаграмм), где  $N$  — число ароматов кварков или число цветов (см. [14–18] и ссылки в них). МКГС, имеющая небольшое число параметров, успешно применяется для описания процессов рождения нуклонов и мезонов в адрон-ядерных столкновениях в широком диапазоне энергий [14–20].

Неупругие процессы в МКГС определяются обменом реджеонами (планарные диаграммы в топологическом разложении) и померонами (цилиндрические диаграммы). При высоких энергиях вклад цилиндрических диаграмм доминирует (интерсепт померона больше единицы), в то время как вклад планарных диаграмм убывает как  $\sim 1/\sqrt{s}$ . Для расчета инклюзивных сечений рождения очарованных адронов необходимо знать функции распределения кварков соударяющихся частиц и функции фрагментации кварков и дикварков. Инклюзивные сечения рождения очарованных адронов определяются сверткой функций распределения валентных и морских кварков и дикварков соударяющихся частиц с функциями фрагментации кварка (дикварка) в очарованный адрон. Как первые, так и вторые выражаются через интерсепты  $\alpha_R(0)$  траекторий Редже (в линейном приближении  $\alpha_R(t) \simeq \alpha_R(0) + \alpha'_R t$ ), включая  $\alpha_\psi$ -траекторию, на которой расположены связанные состояния  $c\bar{c}$ -кварков. Полный набор распределений и функций фрагментации можно найти в работах [15–19].

Для нуклонной мишени инклюзивное сечение рождения адрона  $h$  ( $h = D^+, D^-, D^0, \bar{D}^0, \Lambda_c^+$ ) записывается в следующем виде [18]:

$$x_R \frac{d\sigma}{dx} = \int E \frac{d^3\sigma}{d^3p} d^2p_\perp = \sum_{n=0}^{\infty} \sigma_n(s) \varphi_n^h(s, x), \quad (1)$$

где  $x = 2p_{\parallel}/\sqrt{s}$  — фейнмановская переменная,  $p_{\parallel}$  — продольный импульс рожденного адрона,  $\sqrt{s}$  — полная энергия двух сталкивающихся адронов в с.ц.м.;  $\sigma_n(s)$  — сечение образования  $2n$  кварк-глюонных струн, распадающихся на адроны (отвечает диаграммам с  $n$  разрезанными померонами

и произвольным числом внешних померонов, участвующих в упругом перерасеянии);  $\varphi_n^h(s, x)$  — распределение адронов в ливне;  $x_R = \sqrt{x_\perp^2 + x^2}$ ,  $x_\perp = 2m_\perp/\sqrt{s}$ ,  $m_\perp = \sqrt{\langle p_\perp^2 \rangle + m_h^2}$  («поперечная» масса),  $\langle p_\perp^2 \rangle$  и  $m_h$  — средний квадрат поперечного импульса и масса адрона  $h$ . Слагаемое с  $n = 0$  в (1) отвечает за упругое рассеяние и дифракционную диссоциацию:  $\sigma_0(s) = \sigma_{el} + \sigma_{DD}$ . Сечения  $\sigma_0(s) = \sigma_P[f(z/2) - f(z)]$  и  $\sigma_n(s)$  ( $n \geq 1$ ) рассчитаны в работе [21]:

$$f(z) = \frac{1}{z} \int_0^z \frac{1 - e^{-y}}{y} dy, \quad \sigma_n(s) = \frac{\sigma_P}{nz} \left[ 1 - e^{-z} \sum_{k=0}^{n-1} \frac{z^k}{k!} \right], \quad (2)$$

$$\sigma_P = 8\pi\gamma_P(s/s_0)^\Delta, \quad z = \frac{2C\gamma_P(s/s_0)^\Delta}{R^2 + \alpha'_P \ln(s/s_0)}.$$

Здесь  $\sigma_P$  — вклад померона в полное сечение;  $z$  — параметр, определяющий относительный вклад перерасеяний;  $\Delta = \alpha_P(0) - 1$  (надкритический интерсепт);  $\alpha'_P \equiv \alpha'_P(t=0)$  — наклон померонной траектории;  $\gamma_P$ ,  $R^2$  — характеристики вычета померона; параметр  $C = 1 + \sigma_{DD}/\sigma_{el}$  учитывает дифракционную диссоциацию;  $s_0 = 1$  ГэВ<sup>2</sup>. Значения этих параметров находят из экспериментальных данных по полным сечениям взаимодействия и дифференциальным сечениям упругого  $pp$ - и  $p\bar{p}$ -рассеяния при высоких энергиях [17, 20]:

$$\Delta = 0,14, \quad \alpha'_P = 0,21 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad \gamma_P^{pp} = 1,77 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad \gamma_P^{\pi p} = 1,07 \text{ ГэВ}^{-2},$$

$$R_{pp}^2 = 3,18 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad R_{\pi p}^2 = 2,48 \text{ ГэВ}^{-2}, \quad C_{pp} = 1,5, \quad C_{\pi p} = 1,65.$$

В случае рождения  $D$ -мезонов в  $pp$ -взаимодействии функции  $\varphi_n^h(s, x)$  имеют следующий вид [15]:

$$\begin{aligned} \varphi_n^D(s, x) = a^D \left\{ F_{qv}^{D(n)}(x_+) F_{qq}^{D(n)}(x_-) + \right. \\ \left. + F_{qv}^{D(n)}(x_-) F_{qq}^{D(n)}(x_+) + 2(n-1) F_{qsea}^{D(n)}(x_+) F_{qsea}^{D(n)}(x_-) \right\}. \quad (3a) \end{aligned}$$

Аналогично для  $\pi^-p$ -взаимодействия [22]:

$$\begin{aligned} \varphi_n^D(s, x) = a^D \left\{ F_{\bar{q}v}^{D(n)}(x_+) F_{qv}^{D(n)}(x_-) + \right. \\ \left. + F_{qv}^{D(n)}(x_+) F_{\bar{q}q}^{D(n)}(x_-) + 2(n-1) F_{qsea}^{D(n)}(x_+) F_{qsea}^{D(n)}(x_-) \right\}, \quad (3b) \end{aligned}$$

где  $x_{\pm} = (\sqrt{x_{\perp}^2 + x^2} \pm x)/2$ . Функции  $F_{q\bar{v}}^{D(n)}(x)$ ,  $F_{\bar{q}v}^{D(n)}(x)$ ,  $F_{qq}^{D(n)}(x)$  и  $F_{q\text{sea}}^{D(n)}(x)$ , учитывающие вклады валентных кварков (антикварков), дикварков и морских кварков, выражаются через свертки кварковых распределений с функциями фрагментации. Например, для  $pp$ -соударений [18]:

$$F_{q\bar{v}}^{D(n)}(x) = \frac{2}{3} \int_x^1 f_p^{u\bar{v}(n)}(x_1) G_u^D(x/x_1) dx_1 + \frac{1}{3} \int_x^1 f_p^{d\bar{v}(n)}(x_1) G_d^D(x/x_1) dx_1, \quad (4a)$$

$$F_{qq}^{D(n)}(x) = \frac{2}{3} \int_x^1 f_p^{ud(n)}(x_1) G_{ud}^D(x/x_1) dx_1 + \frac{1}{3} \int_x^1 f_p^{uu(n)}(x_1) G_{uu}^D(x/x_1) dx_1. \quad (4б)$$

Аналогично для  $\pi^-p$ -соударений [18]:

$$F_{q\bar{v}}^{D(n)}(x) = \int_x^1 f_{\pi}^{d\bar{v}(n)}(x_1) G_d^D(x/x_1) dx_1,$$

$$F_{\bar{q}v}^{D(n)}(x) = \int_x^1 f_{\pi}^{\bar{u}v(n)}(x_1) G_{\bar{u}}^D(x/x_1) dx_1,$$

где  $f_p^j(x)$ ,  $f_{\pi}^j(x)$  — функции распределения кварков, антикварков и дикварков в сталкивающихся адронах,  $j = q, \bar{q}, qq$ ;  $G_j^D(x/x_1)$  — функции фрагментации. При  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow 1$  эти функции определяются реджевскими асимптотиками, а для промежуточных значений  $x$  используют интерполяцию [15–17]. В частности,

$$f_p^{u\bar{v}(n)}(x) = C_{u\bar{v}}^{(n)} x^{-\alpha_R(0)} (1-x)^{\alpha_R(0)-2\alpha_N(0)+n-1}, \quad (5a)$$

$$G_d^{D-}(x/x_1) = G_{\bar{u}}^{D^0}(x/x_1) = (1-x/x_1)^{-\alpha_{\psi}(0)+\lambda} [1 + a_1(x/x_1)^2], \quad (5б)$$

где  $\alpha_R(0) = 0,5$ ,  $\alpha_N(0) = -0,5$ ,  $\lambda = 2\langle p_{\perp}^2 \rangle \alpha'_R = 0,5$ , а коэффициент  $C_{u\bar{v}}^{(n)}$  определяется нормировочным условием  $\int_0^1 f_p^{u\bar{v}(n)}(x) dx = 1$ . Подробную информацию о функциях  $\varphi_n^h(s, x)$ ,  $f_p^j(x)$  и  $G_j^h(x/x_1)$  можно найти в работах [15–18].

В случае рождения  $\Lambda_c^+$ -бариона в  $pp$ -взаимодействии функция распределения  $\varphi_n^h(s, x)$  записывается в следующем виде [23]:

$$\begin{aligned} \varphi_n^{\Lambda_c}(s, x) = & a_1^{\Lambda_c} \left\{ F_{1qq}^{(n)}(x_+) + F_{1qq}^{(n)}(x_-) \right\} + a_0^{\Lambda_c} \left\{ F_q^{(n)}(x_+) F_{0qq}^{(n)}(x_-) + \right. \\ & \left. + F_q^{(n)}(x_-) F_{0qq}^{(n)}(x_+) + 2(n-1) F_{q\text{sea}}^{(n)}(x_+) F_{q\text{sea}}^{(n)}(x_-) \right\}. \quad (6) \end{aligned}$$

Очарованный барион  $\Lambda_c^+$  имеет более жесткий спектр в области  $x > 0,1$  по сравнению с очарованными мезонами. Поскольку  $\Lambda_c^+$ -барион содержит три кварка, то процесс фрагментации очарованного бариона отличается от фрагментации  $D$ -мезонов. Дикварковые функции фрагментации разделяют на две части, описывающие разные кинематические области:  $F_{0qq}^{(n)}(x)$  (центральная область) и  $F_{1qq}^{(n)}(x)$  (область фрагментации).

Функции распределения (3) очарованных частиц содержат параметры, которые не могут быть вычислены в рамках модели кварк-глюонных струн, и их значения находят из сравнения с экспериментальными данными. На сечения рождения  $D$ -мезонов заметно влияет интерсепт  $\alpha_\psi(0)$  малоизученной  $c\bar{c}$ -траектории. Теории возмущений квантовой хромодинамики (КХД) отвечает нелинейная траектория с  $\alpha_\psi(0) = 0$ . Если редже-траектория  $\alpha_\psi(t)$  линейна (как траектории для легких адронов), то ее интерсепт  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  и  $x$ -распределения очарованных частиц оказываются менее жесткими по сравнению с вариантом  $\alpha_\psi(0) = 0$ . Данные о рождении очарованных частиц, полученные в последние годы, указывают на предпочтительность значения  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ , учитывающего эффекты за рамками теории возмущений КХД [20].

Коэффициент  $a_1$  обеспечивает единое описание кинематических областей  $x \rightarrow 0$  и  $x \rightarrow 1$  в случае лидирующей фрагментации, т. е. при участии валентного кварка. В настоящее время нет ясных аргументов в пользу того или иного выбора значения  $a_1$ , и разные авторы приводят числа, среди которых можно выделить два крайних:  $a_1 = 2$  [19] и  $a_1 = 30$  [15]. Новые измерения полных сечений рождения очарованных мезонов при высоких энергиях в экспериментах ALICE [4–6] и ATLAS [7] дают возможность проверить предсказания МКГС для этих значений параметра  $a_1$ . Параметр  $a^h$  в (3) характеризует плотность числа очарованных частиц в центральной области инклюзивных спектров и очевидным образом влияет на величину сечений (1). Для  $D$ - и  $\Lambda_c$ -частиц из работы [15] взяты следующие значения этого параметра:  $a^D = 1,5 \cdot 10^{-3}$ ,  $a_1^{\Lambda_c} = 0,12$ ,  $a_0^{\Lambda_c} = 7 \cdot 10^{-4}$ .

Результаты расчета сечений рождения  $D$ -мезонов в  $pp$ -соударениях в сравнении с экспериментальными данными представлены на рис. 1–3. Полное сечение рождения  $D/\bar{D}$ -мезонов в  $pp$ -соударениях как функция энергии в с. ц. м. рассчитано в МКГС для четырех наборов значений свободных параметров:

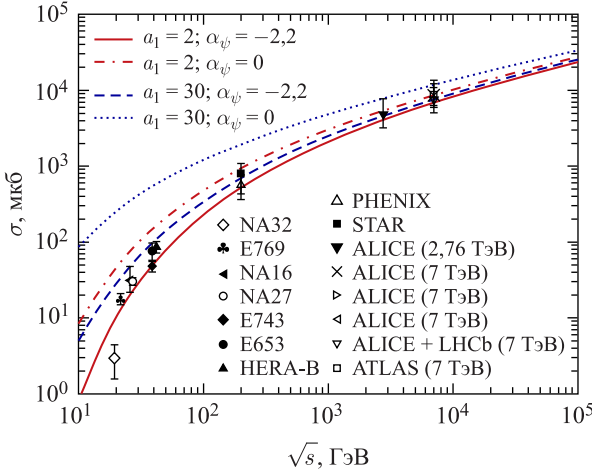


Рис. 1. Полное сечение рождения  $D/\bar{D}$ -мезонов в  $pp$ -взаимодействии: расчет в МКГС с  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  для  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая); расчет в МКГС с  $\alpha_\psi(0) = 0$  для  $a_1 = 2$  (штрихпунктирная линия) и  $a_1 = 30$  (пунктирная). Эксперимент:  $\diamond$  — [24];  $\clubsuit$  — [25];  $\blacktriangleleft$  — [26];  $\circ$  — [27];  $\blacklozenge$  — [28];  $\bullet$  — [29];  $\blacktriangle$  — [30];  $\triangle$  — [31];  $\blacksquare$  — [32];  $\blacktriangledown$ ,  $\times$  — [4];  $\triangleright$  — [5];  $\triangleleft$ ,  $\nabla$  — [6];  $\square$  — [7]

$\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 2$  (сплошная линия);  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  (штриховая линия);  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 2$  (штрихпунктирная линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 30$  (пунктирная линия). Здесь же приведены экспериментальные данные для широкого диапазона энергий [24–32], включая данные экспериментов на LHC [4–7].

Расчет с параметрами  $\alpha_\psi(0) = 0$  и  $a_1 = 30$  не согласуется с данными при энергии  $\sqrt{s} < 100$  ГэВ (пунктирная линия), тогда как сечения, рассчитанные для  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ , неплохо описывают данные экспериментов и при сравнительно небольших значениях энергии. При этих значениях энергии сечения с интерсептом  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ , рассчитанные для крайних значений параметра  $a_1 = 2$  и  $a_1 = 30$ , различаются в 2–6 раз. С ростом энергии зависимость от  $a_1$  уменьшается, и в области высоких энергий ( $\sqrt{s} > 1$  ТэВ) влияние этого параметра на полное сечение несущественно.

На рис. 2 показаны дифференциальные сечения рождения любого  $D$ -мезона при значениях энергии (в л.с.) 400 и 800 ГэВ, рассчитанные для  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 2$  (красная сплошная линия);  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  (синяя сплошная линия);  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 2$  (красная штриховая линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 30$  (синяя штриховая линия); символами обозначены данные экспериментов NA27 [27] и E743 [28].



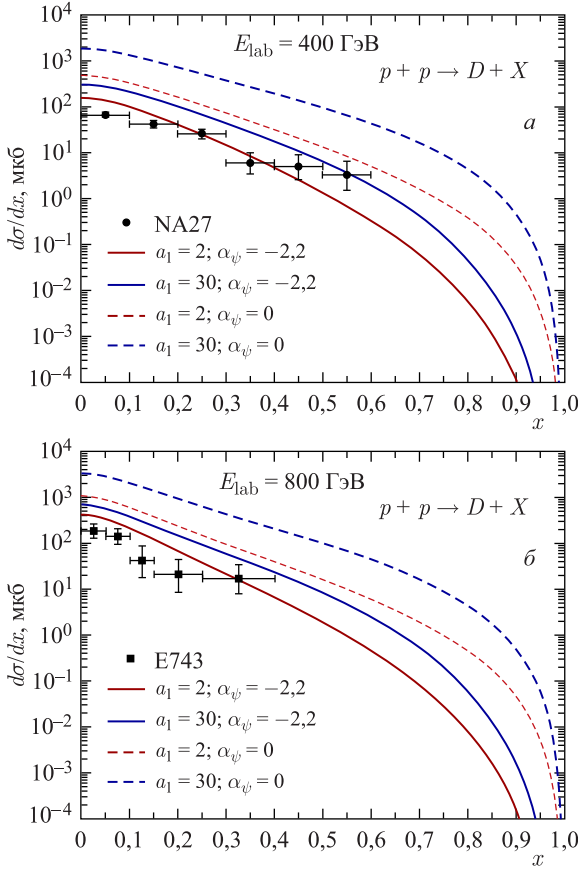


Рис. 2. Дифференциальное сечение рождения любого из  $D$ -мезонов ( $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$ ) в  $pp$ -соударениях при  $E_{\text{lab}} = 400$  ГэВ (а) и 800 ГэВ (б): расчет для  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  (сплошная линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$  (штриховая). Эксперимент: а) ● — [27]; б) ■ — [28]

Как видно из рис. 1 и 2, расчет полного и дифференциального сечений рождения  $D$ -мезонов лучше описывает экспериментальные данные при выборе значения интерсепта  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ . На рис. 3 представлено сравнение эксперимента ( $pp$ -соударения, 400 ГэВ) [27] с расчетом дифференциальных сечений рождения мезонов каждого типа —  $D^+$ ,  $D^-$ ,  $D^0$ ,  $\bar{D}^0$ , выполненным с  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  для двух значений параметра  $a_1$ :  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая). Сечения рождения  $D^{+-}$  и  $D^0$ -мезонов практически не зависят от параметра  $a_1$ , в то время как сечения  $D^-$  и  $\bar{D}^0$  для  $a_1 = 2$  оказываются в  $\sim 2$ –10 раз ниже по сравнению с вариантом  $a_1 = 30$  и заметно

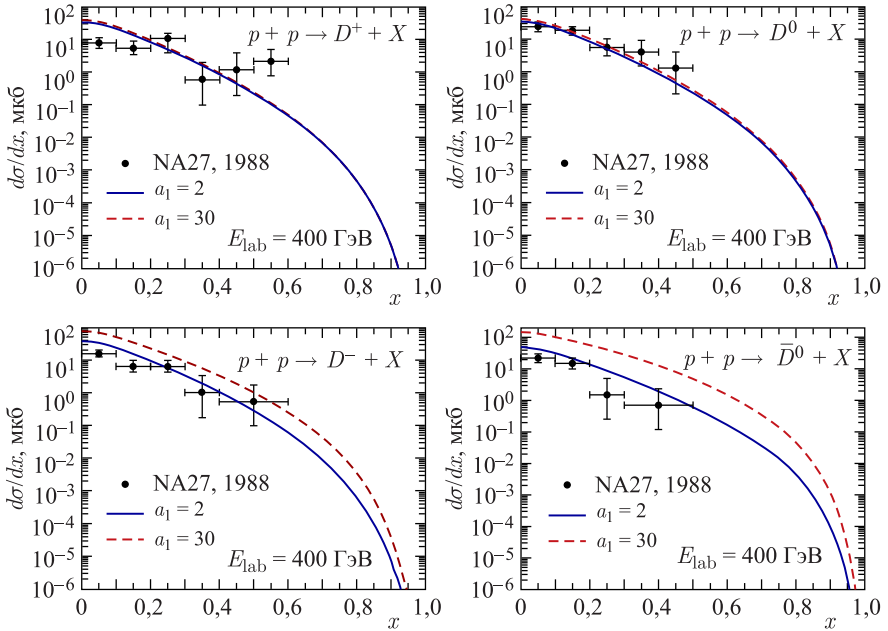


Рис. 3. Дифференциальное сечение рождения  $D$ -мезона определенного типа в  $pp$ -взаимодействии при  $E_{\text{lab}} = 400$  ГэВ: расчет с параметром  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  для  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая). Эксперимент: ● — [27]

лучше согласуются с данными измерений. В  $pp$ -соударениях рождение мезонов  $D^-$  и  $\bar{D}^0$  является более вероятным, так как в их состав входят валентные кварки сталкивающихся протонов. Это лидирующая или разрешенная фрагментация (в  $x$ -распределении доминирует вклад лидирующих функций фрагментации), и  $x$ -распределение для мезонов  $D^-$  и  $\bar{D}^0$  является более жестким по сравнению с  $D^+$ - и  $D^0$ -мезонами. Заметна зависимость от параметра  $a_1$  и в суммарном дифференциальном сечении (см. рис. 2).

Сравнение расчета сечений рождения очарованных мезонов в  $\pi^-p$ -соударениях с экспериментальными данными показано на рис. 4–7 (расчеты выполнены для  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ). Дифференциальные сечения  $D/\bar{D}$ -мезонов рассчитаны при энергии  $E_{\text{lab}} = 360$  ГэВ (сплошная линия на рис. 4 отвечает значению  $a_1 = 2$ , штриховая —  $a_1 = 30$ ), измерения (символы) — эксперименты WA92 [33] (350 ГэВ) и NA27 [34] (360 ГэВ).

На рис. 5 показаны данные расчета и измерений (WA92) дифференциальных сечений рождения каждого типа  $D$ -мезонов. Из рис. 4–6 видна та же зависимость от параметра  $a_1$ , что и в случае рождения  $D$ -мезонов в  $pp$ -соударениях (см. рис. 2, 3):  $x$ -распределения лидирующих частиц более

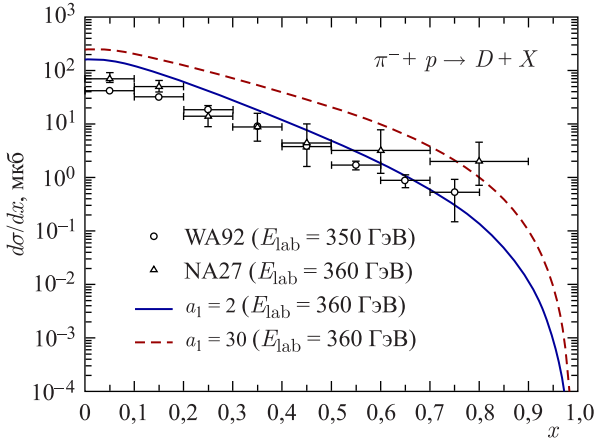


Рис. 4. Дифференциальное сечение рождения  $D/\bar{D}$ -мезонов в  $\pi^-p$ -взаимодействии при энергии 360 ГэВ: расчет для  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая). Эксперимент:  $\circ$  — [33] (350 ГэВ);  $\Delta$  — [34] (360 ГэВ)

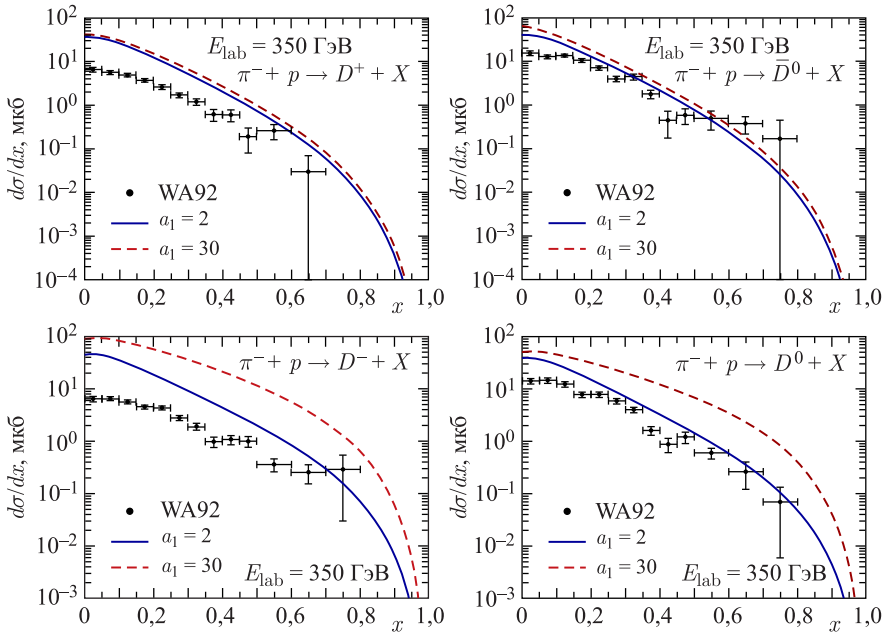


Рис. 5. Дифференциальное сечение рождения каждого типа  $D$ -мезонов в  $\pi^-p$ -соударениях при энергии 350 ГэВ: расчет для  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая). Эксперимент:  $\bullet$  — [33]

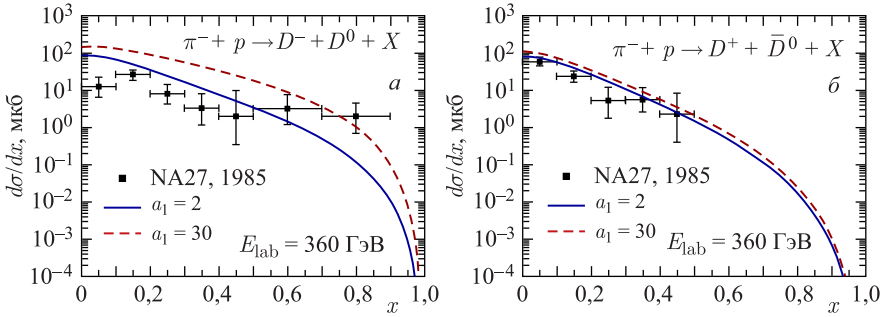


Рис. 6. Дифференциальное сечение рождения «лидирующих»  $D^-/D^0$ -мезонов (а) и «нелидирующих»  $D^+/\bar{D}^0$ -мезонов (б) в  $\pi p$ -соударениях при  $E_{\text{lab}} = 360$  ГэВ: расчет для  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая). Эксперимент: ■ — [34]

чувствительны к значению  $a_1$ . Отличие лишь в том, что для  $\pi p$ -взаимодействия лидирующими оказываются  $D^-$  и  $D^0$ -мезоны, а не  $D^-$  и  $\bar{D}^0$ , что отвечает иному кварковому составу сталкивающихся частиц.

Расчет лидирующих и нелидирующих дифференциальных сечений рождения очарованных мезонов в  $\pi p$ -соударениях при энергии 360 ГэВ (л. с.) показан на рис. 6 (сплошная линия — расчет для  $a_1 = 2$ , штриховая — расчет для  $a_1 = 30$ ). Здесь же приведены данные эксперимента [34]. Дифференциальное сечение рождения нейтральных  $D^0/\bar{D}^0$ -мезонов в  $\pi p$ -соударениях при лабораторной энергии  $E_{\text{lab}} = 500$  ГэВ, рассчитанное для значений  $a_1 = 2$  (сплошная линия на рис. 7) и  $a_1 = 30$  (штриховая линия), показано в сравнении с данными эксперимента E791 [35].

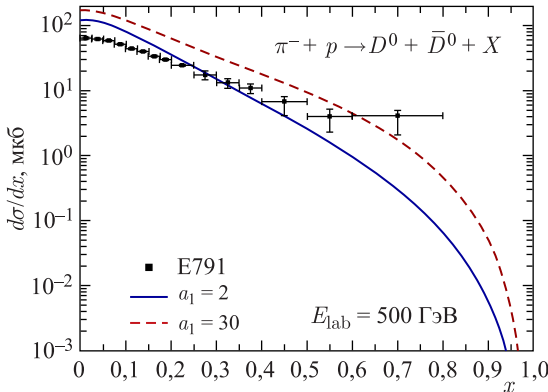


Рис. 7. Дифференциальное сечение рождения  $D^0/\bar{D}^0$ -мезонов в  $\pi p$ -взаимодействии при энергии  $E_{\text{lab}} = 500$  ГэВ: расчет для  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая). Эксперимент: ■ — [35]

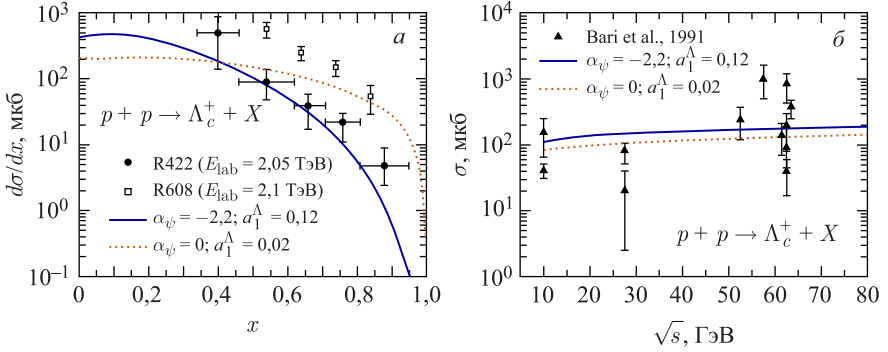


Рис. 8. Дифференциальное (а) и полное (б) сечения рождения  $\Lambda_c^+$ -бариона в  $pp$ -соударениях: расчет для  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1^\Lambda = 0,12$  (сплошная линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1^\Lambda = 0,02$  (пунктирная). Эксперимент: ● — [36]; □ — [37]; ▲ — [36]

Результаты расчета сечений рождения  $\Lambda_c^+$ -гиперона в  $pp$ -соударениях и сравнение их с экспериментальными данными представлены на рис. 8. Дифференциальное сечение рождения рассчитано при энергии  $\sqrt{s} = 62$  ГэВ с параметрами  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1^\Lambda = 0,12$  (сплошная линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1^\Lambda = 0,02$  (пунктирная линия), данные экспериментов получены при значениях энергии  $\sqrt{s} = 62$  ГэВ [36] и 63 ГэВ [37]. На рис. 8, б показано полное сечение рождения  $\Lambda_c^+$ -гиперона в  $pp$ -взаимодействии как функция энергии в с.ц.м., экспериментальные данные взяты из работы [36], расчет выполнен для значений  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1^\Lambda = 0,12$  (сплошная линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1^\Lambda = 0,02$  (пунктирная линия). Обращает на себя внимание заметное различие (при близких значениях энергии) данных двух экспериментов по дифференциальным сечениям рождения  $\Lambda_c^+$ -частиц (рис. 8, а). Расчет с параметром  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  формально не противоречит данным более позднего эксперимента [36]. Большой разброс экспериментальных данных по полному сечению (рис. 8, б) не позволяет сделать однозначный выбор интерсепта  $\alpha_\psi(0)$ .

При описании экспериментальных данных по рождению  $D$ -мезонов в центральной области (в интервале быстрот 2,0–4,5) сталкиваемся с ожидаемыми трудностями, поскольку в рассматриваемой версии модели кварк-глюонных струн рассчитаны усредненные по поперечному импульсу инклюзивные спектры рождения очарованных частиц, а имеющиеся экспериментальные данные получены для широкого диапазона значений поперечного импульса ( $p_\perp \leq 8$  ГэВ/с) и области малых значений  $x$ , для которой МКГС не приспособлена. Тем не менее вариант расчета с параметрами  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  неплохо описывает экспериментальные данные по рождению мезонов  $D^0/\bar{D}^0$  при значениях энергии 5 и 7 ТэВ (рис. 9, 10).

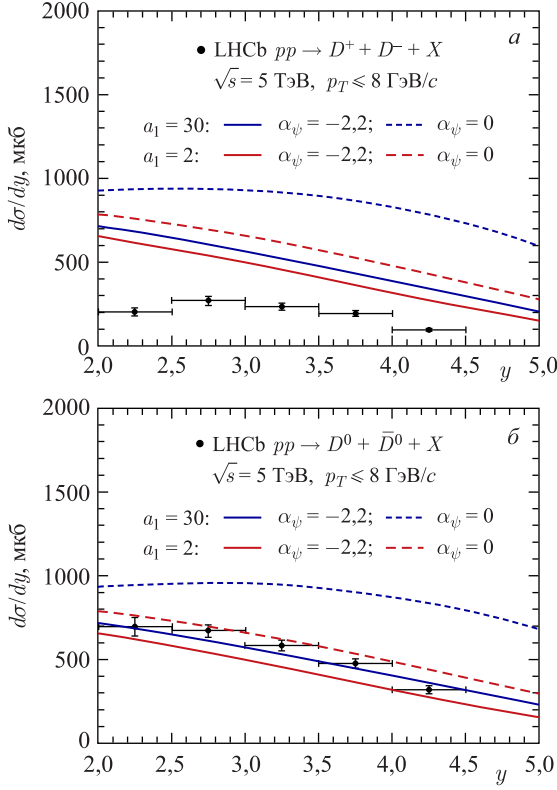


Рис. 9. Дифференциальные сечения рождения  $D^+/D^-$ -мезонов (а) и  $D^0/\bar{D}^0$ -мезонов (б) в  $pp$ -соударениях при энергии в с.п.м.  $\sqrt{s} = 5$  ТэВ: расчет для  $\alpha_{\psi}(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 2$  (красная сплошная линия);  $\alpha_{\psi}(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  (синяя сплошная линия);  $\alpha_{\psi}(0) = 0$ ,  $a_1 = 2$  (красная штриховая линия) и  $\alpha_{\psi}(0) = 0$ ,  $a_1 = 30$  (синяя штриховая линия). Эксперимент: ● — [38]

На рис. 9–11 показан расчет дифференциальных сечений рождения очарованных мезонов в  $pp$ -соударениях как функций быстроты  $y$  в сравнении с данными измерений в эксперименте LHCb, полученными при значениях энергии  $\sqrt{s} = 5$  ТэВ [38], 7 ТэВ [39] и 13 ТэВ [40] в интервале быстрот 2–4,5, который соответствует интервалу фейнмановской переменной  $x \sim 10^{-3} - 10^{-2}$ .

Расчет данной работы выполнен для следующих значений параметров МКГС:  $\alpha_{\psi}(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 2$  (красная сплошная линия);  $\alpha_{\psi}(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  (синяя сплошная линия);  $\alpha_{\psi}(0) = 0$ ,  $a_1 = 2$  (красная штриховая линия) и  $\alpha_{\psi}(0) = 0$ ,  $a_1 = 30$  (синяя штриховая линия). Измеренные в эксперименте сечения рождения нейтральных  $D^0/\bar{D}^0$ - и заряженных  $D^+/D^-$ -

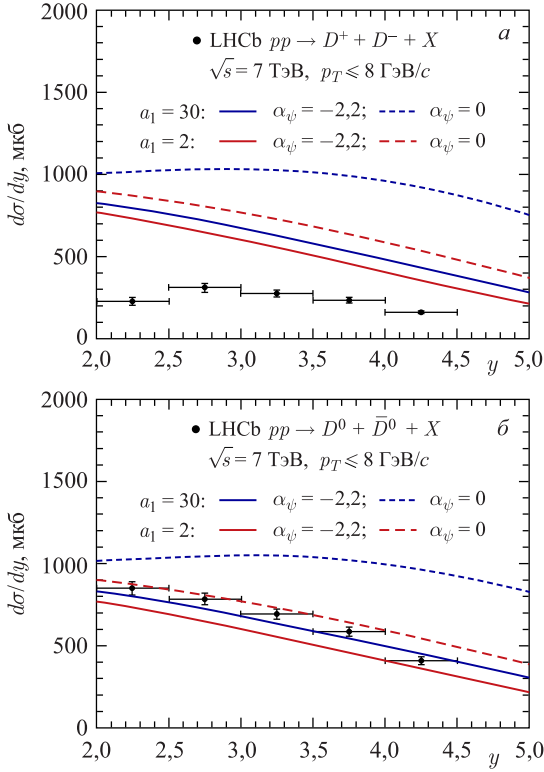


Рис. 10. Дифференциальные сечения рождения  $D^+/D^-$ -мезонов (а) и  $D^0/\bar{D}^0$ -мезонов (б) в  $pp$ -соударениях при энергии в с.п.м.  $\sqrt{s} = 7$  ТэВ: расчет для  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 2$  (красная сплошная линия);  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  (синяя сплошная линия);  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 2$  (красная штриховая линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 30$  (синяя штриховая линия). Эксперимент: ● — [39]

мезонов отличаются в несколько раз (при фиксированной энергии), в то время как МКГС предсказывает примерно одинаковые значения  $d\sigma/dy$ . Таким образом, модель лучше описывает сечения рождения  $D^0/\bar{D}^0$ -мезонов (при значениях энергии 5 ТэВ и 7 ТэВ), чем  $D^+/D^-$ -мезонов.

Следует отметить, что в силу кинематически доминирующего вклада периферических процессов в развитие адронного каскада, индуцированного космическими лучами (КЛ) в атмосфере, малые значения фейнмановской переменной  $x$  ( $\sim 10^{-4} - 10^{-3}$ ) дают незначительный вклад в интегралы, определяющие потоки атмосферных мюонов и нейтрино (область малых значений  $x$  подавлена стоящим под интегралом фактором  $x^\gamma$ , где  $\gamma$  — спектральный индекс протонов КЛ).

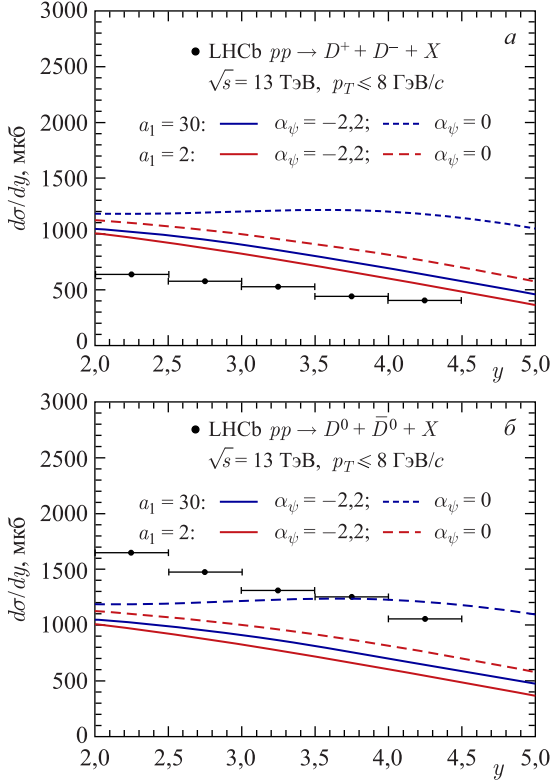


Рис. 11. Дифференциальные сечения рождения  $D^+/D^-$ -мезонов (а) и  $D^0/\bar{D}^0$ -мезонов (б) в  $pp$ -соударениях при энергии в с.ц.м.  $\sqrt{s} = 13$  ТэВ: расчет для  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 2$  (красная сплошная линия);  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  (синяя сплошная линия);  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 2$  (красная штриховая линия) и  $\alpha_\psi(0) = 0$ ,  $a_1 = 30$  (синяя штриховая линия). Эксперимент: ● — [40]

## 2. СРАВНЕНИЕ МКГС С ДРУГИМИ МОДЕЛЯМИ РОЖДЕНИЯ ЧАРМА

Прежде чем приступить к расчету потоков атмосферных нейтрино, интересно и полезно сопоставить полные и дифференциальные сечения рождения очарованных частиц, рассчитанные в рамках различных моделей. На рис. 12 показано полное сечение рождения  $D$ -мезонов в  $pp$ -соударениях, рассчитанное в трех моделях: МКГС (сплошная и штриховая линии), пертурбативная КХД-модель (NLO pQCD) [12] (линия с символами) и SIBYLL 2.3rc1 [41] (пунктирная линия). Предсказания МКГС (для  $a_1 = 2$ ) и КХД-модели практически совпадают в широком интервале значений энергии, за исключением



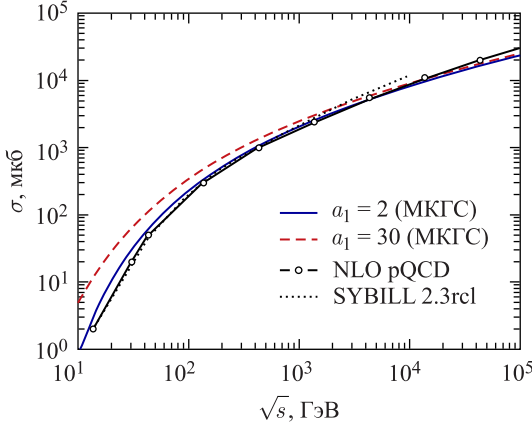


Рис. 12. Сравнение результатов расчета полного сечения рождения  $D/\bar{D}$ -мезонов в  $pp$ -взаимодействии трех моделей: МКГС для  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая), КХД-модель (NLO pQCD) [12] (линия с символами), модель SYBILL 2.3rc1 [41] (пунктирная)

области  $\sqrt{s} < 10^2$  ГэВ (расчет для  $a_1 = 30$  дает большие значения сечения при  $\sqrt{s} < 10^3$  ГэВ). Результат расчета в модели SYBILL 2.3rc1 близок к расчету в МКГС с параметром  $a_1 = 2$  при значениях энергии  $\sqrt{s} < 3 \cdot 10^3$  ГэВ.

Сравнение расчетов дифференциальных сечений рождения очарованных мезонов в  $pp$ -соударениях для двух значений энергии протона в ЛС ( $10^6$  и  $10^9$  ГэВ) показано на рис. 13: сплошные и штриховые линии — МКГС, штрихпунктирная линия — КХД-модель, линия с символами — дипольная модель (DM) [11]. Расчет КХД-модели близок к результатам данной работы, полученным с параметрами  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 2$  ( $10^6$  ГэВ) и  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ,  $a_1 = 30$  ( $10^9$  ГэВ). Результат для  $a_1 = 2$  лежит ниже расчета дипольной модели почти при всех значениях  $x$ . Заметно более высокие сечения дипольной модели по сравнению с МКГС и КХД-моделью приведут к более интенсивному потоку прямых атмосферных нейтрино.

Для расчета потока атмосферных нейтрино необходимо знать сечения рождения очарованных частиц в столкновениях адронов с ядрами. Пересчет сечений на ядерную мишень с массовым числом  $A$  выполняется по формуле  $d\sigma_{pA}/dx = A^\alpha d\sigma_{pp}/dx$  (для воздуха примем  $A = 14,5$ ). Согласно [15] степень  $\alpha$  должна зависеть от  $x$ :  $\alpha \approx 1$  при  $x \rightarrow 0$  и монотонно убывает с ростом  $x$  ( $\alpha \approx 0,5$  при  $x \rightarrow 1$ ). Для сравнения с результатом работы [9], где расчет выполнен для постоянного значения  $\alpha = 0,72$  (что приводит, по мнению авторов, к ошибке потока нейтрино не более 15%), в данной работе используется это же значение.

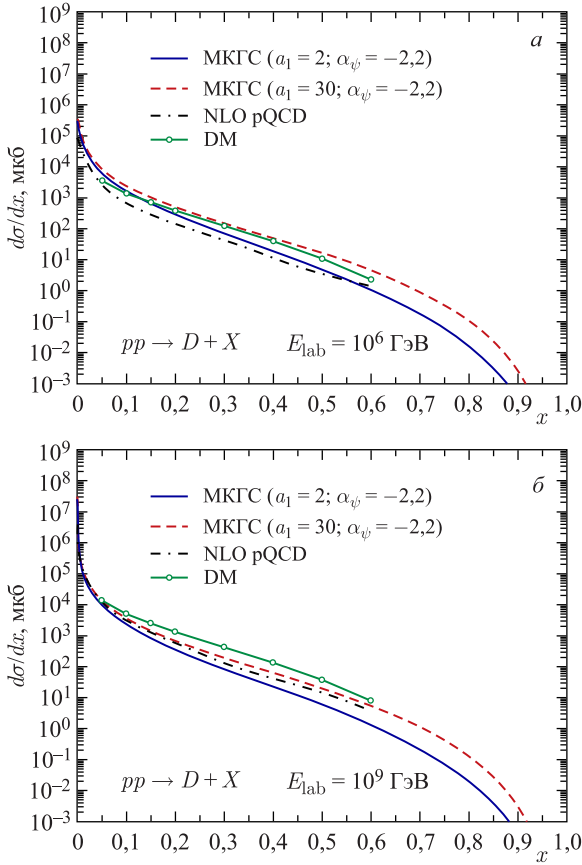


Рис. 13. Дифференциальные сечения рождения  $D/\bar{D}$ -мезонов в  $pp$ -соударениях при энергии налетающего протона  $10^6$  ГэВ (а) и  $10^9$  ГэВ (б): расчет МКГС для  $a_1 = 2$  (сплошная линия),  $a_1 = 30$  (штриховая), КХД-модели (NLO pQCD) [12] (штрихпунктирная), дипольной модели (DM) [11] (линия с символами)

### 3. РАСЧЕТ ПОТОКОВ АТМОСФЕРНЫХ НЕЙТРИНО

В данной работе расчет потоков прямых атмосферных нейтрино выполнен для модели кварк-глюонных струн в рамках метода [8, 9] с использованием параметризаций спектра и элементного состава космических лучей Никольского, Стаменова, Ушева (НСУ) [42] и Ерлыкина, Крутиковой, Шабельского (ЕКШ) [43]. Спектр НСУ выбран для сравнения нашего расчета с результатами [9, 10], полученными также в рамках МКГС, но с другим набором параметров. Спектр НСУ в значительной мере устарел, спектр же ЕКШ,

имеющий спектральный индекс до излома 2,7 и 3,1 после него и неплохо согласующийся (по крайней мере, до 2 ПэВ) с современной параметризацией спектра космических лучей H3a [44], выбран нами для сравнения расчета с результатами расчетов в модели SIBYLL 2.3rc1 [13] и КХД-модели (BE-JKRSS) [12], полученными с другим спектром космических лучей (H3a).

Кроме того, для сравнения с результатом расчета потока прямых нейтрино, выполненного в дипольной модели рождения чарма [11], используется параметризация спектра Thunman, Ingelman, Gondolo (TIG) [45]. Спектр TIG — упрощенная параметризация (без детального состава КЛ), учитывающая колено спектра (broken power law approximation):

$$\phi_N(E) [\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{ГэВ}^{-1}] = \begin{cases} 1,7 (E/\text{ГэВ})^{-2,7}, & E < 5 \cdot 10^6 \text{ ГэВ} \\ 174 (E/\text{ГэВ})^{-3,0}, & E > 5 \cdot 10^6 \text{ ГэВ}. \end{cases}$$

Расчет [11] был выбран в качестве базового при обработке данных и получении ограничения на поток прямых атмосферных нейтрино в эксперименте IceCube.

Нуклон-ядерные взаимодействия дают основной вклад в рождение очарованных частиц, реакции  $\pi^\pm A \rightarrow (D, \Lambda_c) + X$  вносят не более 5–10 % потока прямых нейтрино в интервале значений энергии  $10^4$ – $10^8$  ГэВ. Вкладом каон-ядерных взаимодействий можно пренебречь, поскольку поток каонов в атмосфере на порядок ниже потока пионов. На рис. 14 показаны относительные вклады  $NA$ - и  $\pi A$ -взаимодействий в потоки прямых нейтрино вблизи вертикали, рассчитанные со спектром НСУ для двух значений параметра модели кварк-глюонных струн:  $a_1 = 2$  (сплошная линия) и  $a_1 = 30$  (штриховая). Отдельно вклады  $D$ -мезонов и  $\Lambda_c^+$ -барионов показаны на рис. 15.

Результаты расчета вертикального потока прямых атмосферных нейтрино (масштабированного множителем  $E_\nu^2$ ) показаны на рис. 16: закрашенной по-

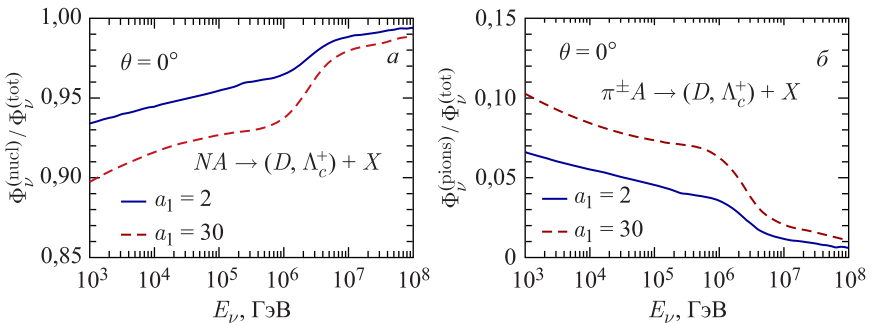


Рис. 14. Относительные вклады нуклон-ядерного (а) и пион-ядерного (б) взаимодействий в потоки прямых мюонных нейтрино вблизи вертикали, рассчитанные со спектром НСУ для  $a_1 = 2$  (сплошная линия),  $a_1 = 30$  (штриховая)

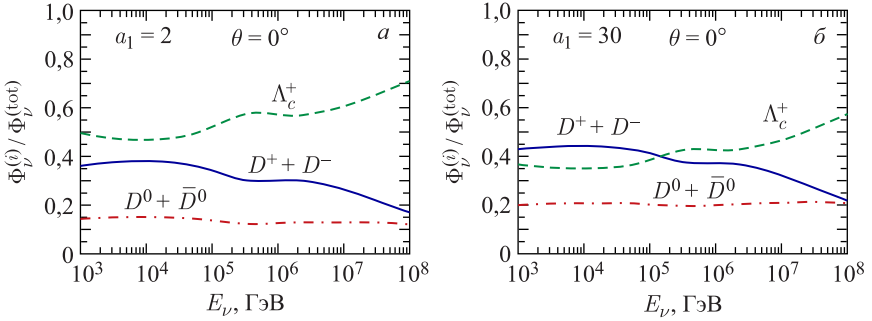


Рис. 15. Относительные вклады отдельных источников в потоки прямых мюонных нейтрино вблизи вертикали, рассчитанные со спектром НСУ для двух значений параметра МКГС —  $a_1 = 2$  (а) и  $a_1 = 30$  (б): вклад  $\Lambda_c^+$ -барииона (штриховая линия); вклад заряженных  $D$ -мезонов (сплошная); вклад нейтральных  $D$ -мезонов (штрихпунктирная)

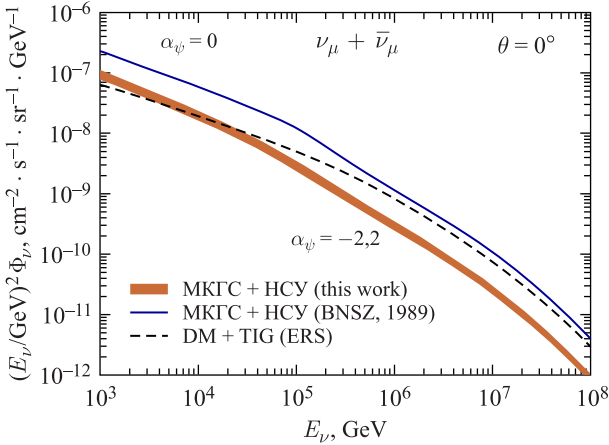


Рис. 16. Вертикальные потоки прямых атмосферных нейтрино. Расчет в МКГС со спектром космических лучей НСУ: закрашенная полоса — расчет данной работы ( $\alpha_\psi(0) = -2,2$ ), сплошная линия — прежний расчет ( $\alpha_\psi(0) = 0$ ) [9, 10]; расчет со спектром космических лучей TIG в дипольной модели ERS [11] — штриховая

лосой представлен расчет данной работы для МКГС с интерсептом  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  и значениями  $a_1 = 2$  и  $a_1 = 30$  (нижняя и верхняя границы полосы), выполненный со спектром космических лучей НСУ. Сплошной линией показан расчет [9, 10], выполненный в рамках такой же схемы (МКГС + НСУ), но для значения  $\alpha_\psi(0) = 0$ . Ширина полосы отражает неопределенность расчета, вносимую параметром  $a_1$ : его крайние значения изменяют поток прямых нейтрино на 20–40%. Однако более существенное влияние на поток нейтрино

оказывает интересит реджевской  $c\bar{c}$ -траектории: расчет с  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  приводит к заметному понижению потока (фактор 2–5) по сравнению с результатом [9], полученным с  $\alpha_\psi(0) = 0$ . На рис. 16 показан также результат дипольной модели [11] (штриховая линия), которая используется в качестве эталонной в эксперименте IceCube. Расчет [9], выполненный для модели МКГС ( $\alpha_\psi(0) = 0$ ) + НСУ, рассматривается экспериментаторами IceCube [46] как слишком оптимистичный: при значениях энергии  $E_\nu \geq 10^6$  ГэВ он превышает результат [11] на  $\sim 30\%$ , однако часть этого превышения связана с различием используемых спектров космических лучей.

Влияние модели рождения чарма на поток прямых нейтрино отчетливо видно на рис. 17, где показаны результаты расчета потоков нейтрино для одного и того же спектра космических лучей TIG. При  $E_\nu > 200$  ТэВ расчет МКГС практически совпадает с результатом, полученным в теории возмущений КХД (BEJKRSS) [12]. В важной области энергии  $E_\nu > 1$  ПэВ, где доминирует вклад в поток атмосферных нейтрино от распада очарованных частиц, наш расчет оказывается существенно ниже расчета дипольной модели ERS [11]. Отметим, что дипольная модель использовалась в качестве базовой при обработке данных в эксперименте IceCube, хотя сечения этой модели не были сопоставлены с данными экспериментов, а поток прямых нейтрино с ее использованием был рассчитан с упрощенной версией спектра космических лучей TIG.

На рис. 18 показан поток прямых нейтрино, рассчитанный в данной работе со спектром ЕКШ (закрашенная полоса), в сравнении с результа-

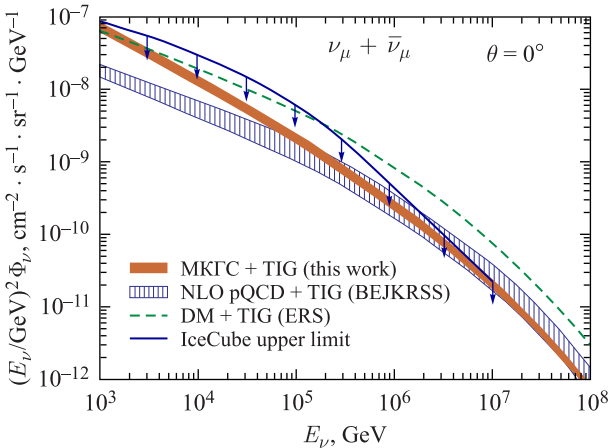


Рис. 17. Поток прямых атмосферных нейтрино вблизи вертикали, рассчитанный со спектром космических лучей TIG: закрашенная полоса — расчет данной работы; заштрихованная область — КХД-модель (BEJKRSS) [12]; штриховая линия — дипольная модель ERS [11]; сплошная — ограничение IceCube [1]

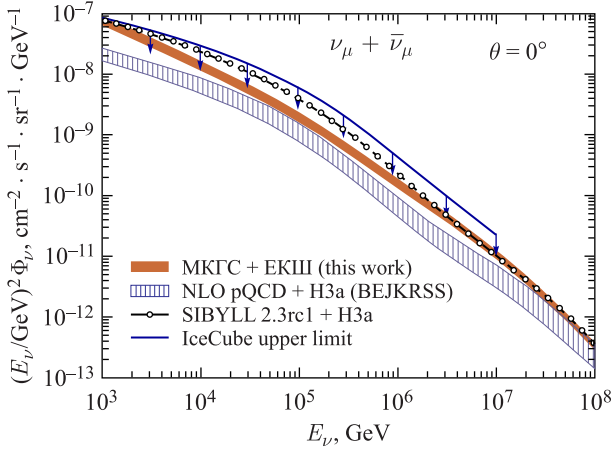


Рис. 18. Поток прямых атмосферных нейтрино вблизи вертикали: закрашенная полоса — расчет в МКГС со спектром космических лучей ЕКШ; заштрихованная область — КХД-модель (BEJKRSS) [12], линия с символами — модель SIBYLL 2.3rc1 [13], сплошная — ограничение IceCube [1]

тами расчетов в модели SIBYLL 2.3rc1 [13] (линия с символами) и модели BEJKRSS (заштрихованная область), полученными для спектра космических лучей H3a [44]. В интервале энергий 1–10 ПэВ спектр прямых нейтрино, рассчитанный для модели BEJKRSS + H3a, оказывается чуть ниже расчета данной работы для спектра ЕКШ. Это различие обусловлено в основном тем, что спектр ПКЛ в модели H3a в этой области энергии раза в полтора ниже спектра ЕКШ. С ростом энергии эти отличия уменьшаются, и верхняя граница расчета КХД-модели после 10 ПэВ очень близка к нашему результату, полученному в МКГС с новыми значениями параметров:  $a_1 = 2$  и  $\alpha_\psi(0) = -2,2$ . Полученная в рамках МКГС новая оценка потока прямых атмосферных нейтрино в интервале энергий 1 ТэВ – 10 ПэВ не противоречит ограничению, установленному в эксперименте IceCube [1].

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Данные о рождении очарованных мезонов при высоких энергиях, полученные в экспериментах ALICE, ATLAS и др., позволили уточнить значения свободных параметров  $a_1$  и  $\alpha_\psi(0)$  модели кварк-глюонных струн и выполнить новый расчет сечений рождения очарованных частиц в  $pA$ - и  $\pi A$ -соударениях. Дифференциальные сечения рождения чарма при высоких энергиях чувствительны (в отличие от полного сечения) к изменению параметра  $a_1$ , что при-

водит к изменению потока прямых нейтрино на 20–40% для крайних значений параметра  $a_1$ . Однако более существенное влияние на потоки нейтрино оказывает интерсепт реджевской  $c\bar{c}$ -траектории  $\alpha_\psi(0)$ : новый расчет с  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  приводит к существенному понижению потока нейтрино по сравнению с результатом прежнего расчета для МКГС [9], который был выполнен с интерсептом  $\alpha_\psi(0) = 0$ .

При использовании одного и того же спектра космических лучей (ТГС) поток прямых мюонных нейтрино с энергиями  $E_\nu > 100$  ТэВ, рассчитанный в рамках МКГС, практически совпадает с результатом расчета для КХД-модели [12]. Близок новый расчет потока прямых атмосферных нейтрино для модели МКГС и к результату расчета с использованием модели SIBYLL 2.3rc1 [13]. Однако спектр космических лучей в последнем расчете (Н3а [44]) ниже спектра ЕКШ [43], поэтому при использовании спектра Н3а в комбинации с моделью кварк-глюонных струн ожидается менее интенсивный поток прямых нейтрино, чем для SIBYLL 2.3rc1.

В области энергий  $E_\nu > 10^6$  ГэВ, где доминируют атмосферные нейтрино от распада очарованных частиц, расчет с использованием модели кварк-глюонных струн с новыми значениями параметров  $a_1 = 2-30$  и  $\alpha_\psi(0) = -2,2$  дает заметно более низкий поток прямых нейтрино по сравнению с дипольной моделью [11], которая используется в качестве базовой при обработке данных в эксперименте IceCube. Полученная в рамках МКГС оценка потока прямых атмосферных нейтрино в интервале энергий 1 ТэВ – 10 ПэВ не противоречит ограничению, установленному в эксперименте IceCube [1].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Aartsen M. G. et al. (*IceCube Collab.*) // *Astrophys. J.* 2016. V. 833. P. 3; arXiv:1607.08006;  
*Kopper C. et al. (IceCube Collab.) // Proc. of Science, The 35th International Cosmic Ray Conf., July 10–20, 2017, Bexco, Busan, Korea, PoS (ICRC 2017).* P. 981; arXiv:1710.01191.
2. Avrorin A. D. et al. (*Baikal Collab.*) // *Phys. Part. Nucl.* 2015. V. 46. P. 211.
3. Adrian-Martinez S. et al. // *Eur. Phys. J. C.* 2013. V. 73. P. 2606.
4. Abelev B. et al. (*ALICE Collab.*) // *JHEP.* 2012. V. 7. P. 191; arXiv:1205.4007.
5. Adam J. et al. (*ALICE Collab.*) // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94. P. 054908.
6. Acharya S. et al. (*ALICE Collab.*) // *Eur. Phys. J. C.* 2017. V. 77. P. 550.
7. Aad G. et al. (*ATLAS Collab.*) // *Nucl. Phys. B.* 2016. V. 907. P. 717; arXiv:1512.02913.
8. Валл А. Н., Наумов В. А., Синеговский С. И. // *ЯФ.* 1986. Т. 44. С. 1240.
9. Bugaev E. V. et al. // *Nuovo Cim. C.* 1989. V. 12. P. 41.

10. Naumov V. A., Sinegovskaya T. S., Sinegovsky S. I. // Nuovo Cim. A. 1998. V. 111. P. 129.
11. Enberg R., Reno M. H., Sarcevic I. // Phys. Rev. D. 2008. V. 78. P. 043005.
12. Bhattacharya A. et al. // JHEP. 2016. V. 11. P. 167.
13. Fedynitch A. et al. // EPJ Web Conf. 2015. V. 99. P. 08001; arXiv:1503.00544.
14. Кайдалов А. Б., Тер-Мартirosян К. А. // ЯФ. 1984. Т. 40. С. 211.
15. Кайдалов А. Б., Пискунова О. И. // ЯФ. 1986. Т. 43. С. 1545.
16. Kaidalov A. B., Piskunova O. I. // Z. Phys. C. 1986. V. 30. P. 145.
17. Шабельский Ю. М. // ЯФ. 1986. Т. 44. С. 186.
18. Лыкасов Г. И., Аракелян Г. Г., Сергеенко М. Н. // ЭЧАЯ. 1999. Т. 30, вып. 4. С. 817.
19. Аракелян Г. Г. // ЯФ. 1998. Т. 61. С. 1682; arXiv:hep-ph/9711276.
20. Кайдалов А. Б. // УФН. 2003. Т. 173, № 11. С. 1153.
21. Ter-Martirosyan K. A. // Phys. Lett. B. 1973. V. 44. P. 377.
22. Kaidalov A. B., Poghosyan M. G. arXiv:0910.1558v1[hep-ph].
23. Piskunova O. I. // Phys. At. Nucl. 2003. V. 66. P. 307.
24. Barlag S. et al. (ACCMOR Collab./NA32) // Z. Phys. C. 1988. V. 39. P. 451.
25. Alves G. A. et al. (Fermilab E769 Collab.) // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. P. 2388.
26. Aguilar-Benitez M. et al. (LEBC-EHS Collab./NA16) // Phys. Lett. B. 1984. V. 135. P. 237.
27. Aguilar-Benitez M. et al. (LEBC-EHS Collab./NA27) // Z. Phys. C. 1988. V. 40. P. 321.
28. Ammar R. et al. (LEBC-MPS Collab./E743) // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. P. 2185.
29. Kodama K. et al. (Fermilab E653 Collab.) // Phys. Lett. B. 1991. V. 263. P. 573.
30. Zoccoli A. et al. (HERA-B Collab.) // Eur. Phys. J. C. 2005. V. 43. P. 179.
31. Adare A. et al. (PHENIX Collab.) // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. P. 252002.
32. Adamczyk L. et al. (STAR Collab.) // Phys. Rev. D. 2012. V. 86. P. 072013.
33. Adamovich M. et al. (Beatrice Collab./WA92) // Nucl. Phys. B. 1997. V. 495. P. 3.
34. Aguilar-Benitez M. et al. (NA27 LEBC-EHS Collab.) // Phys. Lett. B. 1985. V. 161. P. 400.
35. Aitala E. M. et al. (E791 Collab.) // Phys. Lett. B. 1999. V. 462. P. 225.
36. Bari G. et al. // Nuovo Cim. A. 1991. V. 104. P. 571.
37. Chauvat P. et al. (R608 Collab.) // Phys. Lett. B. 1987. V. 199. P. 304.
38. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2017. V. 6. P. 147.
39. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // Nucl. Phys. B. 2013. V. 871. P. 1.
40. Aaij R. et al. (LHCb Collab.) // JHEP. 2016. V. 3. P. 159.



41. *Riehn F. et al.* // EPJ Web Conf. 2015. V.99. P. 12001; arXiv:1502.06353;  
*Riehn F. et al.* // Proc. of Science, The 34th International Cosmic Ray Conf., July 30 – August 6, 2015, Hague, Netherlands, PoS (ICRC 2015). P. 558; arXiv:1510.00568;  
*Engel R. et al.* // EPJ Web Conf. 2017. V. 145. P. 08001;  
*Riehn F. et al.* // Proc. of Science, The 35th International Cosmic Ray Conf., July 10–20, 2017, Bexco, Busan, Korea, PoS (ICRC 2017). P. 301; arXiv:1709.07227.
42. *Никольский С. И., Стаменов Й. Н., Ушев С. З.* // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 18.
43. *Ерлыкин А. Д., Крутикова Н. П., Шабельский Ю. М.* // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 1075.
44. *Gaisser T. K.* // Astropart. Phys. 2012. V. 35. P. 801.
45. *Thunman M., Ingelman G., Gondolo P.* // Astropart. Phys. 1996. V. 5. P. 309.
46. *Aartsen M. G. et al. (IceCube Collab.)* // Phys. Rev. D. 2014. V. 89. P. 062007.

Получено 14 февраля 2018 г.

Редактор *Е. В. Григорьева*

Подписано в печать 19.06.2018.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,62. Уч.-изд. л. 1,82. Тираж 275 экз. Заказ № 59419.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)