

ВКЛАД "ПРЯМЫХ" НЕЙТРИНО В ФОРМИРОВАНИЕ НЕЙТРИННЫХ ПУЧКОВ УСКОРИТЕЛЕЙ

*Н.П.Зотов*¹⁾, *В.А.Салеев, В.А.Царев, В.А.Чечин,*

Получены формулы для потока равновесных мюонов от нейтрино, образованных в процессах рождения и последующего распада очарованных частиц. Показано, что при высоких энергиях первичных протонов и малых длинах распадных баз этот механизм дает больший вклад, чем механизм, связанный с рождением и распадом π - и K -мезонов.

Рассматривается механизм "прямого" образования нейтрино, обусловленный рождением и последующим распадом очарованных частиц. При энергиях современных ускорителей вклад этого механизма в формирование нейтринных пучков относительно невелик. Однако

¹⁾ Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

для ускорителей следующего поколения с $E_p \sim 3 \div 30$ ТэВ ситуация может быть иной. При этих энергиях распадные длины π - и K -мезонов становятся очень большими²⁾ и на относительно коротких распадных базах ($l \lesssim 1$ км) только очень малая доля π - и K -мезонов успевает распасться. Для очарованных частиц, имеющих на пять порядков более короткие времена жизни (и большие массы) подобное подавление еще не имеет места. Так, например, для Λ_c^+ с $\tau_{\Lambda_c^+} = 1,1 \cdot 10^{-13}$ с, $\langle E_{\Lambda_c^+} \rangle = 0,4 E_p$; $l_{\text{расп}}(\Lambda_c^+) = 5,8$ см ($E_p/10$ ТэВ). Таким образом малость сечения рождения очарованных частиц может скомпенсироваться отсутствием подавления, связанного с распадом. На это обстоятельство было указано Волковой и Зацепиным².

Вычисление спектра "прямых" нейтрино и потока равновесных мюонов, возникающих при прохождении этих нейтрино через вещество, будем проводить аналогично тому, как это было сделано в работах^{3, 4}, где учитывались распады π - и K -мезонов, используя те же приближения и обозначения.

Будем учитывать ассоциативное рождение Λ_c^+ и \bar{D}^* (с последующим быстрым распадом $\bar{D} \rightarrow \bar{D}^0$) и используем для сечения параметризацию в виде

$$E \frac{d\sigma}{d^3p} = \frac{\sigma}{\pi} (n+1) b x (1-x)^n \exp(-b p_T^2), \quad (1)$$

где $\sigma = \sigma(E_p)$ — полное сечение ассоциативного рождения. Заметим, что из (1) следует $\langle E \rangle \approx E_p / (n+2)$. Распадный спектр $\Lambda_c^+ \rightarrow \nu + X$ и $\bar{D}^0 \rightarrow \bar{\nu} + X$ выберем в виде⁵:

$$E_\nu \frac{dN}{d^3p_\nu} = C g(s),$$

$$g(s) = (m^2 - s)(s - m_x^2)^2 (2s^2 + s(m^2 + m_x^2) + 2m^2 m_x^2) / s^3, \quad (2)$$

$$s = m^2 - 2E_\nu (E - p \cos \theta_\nu).$$

Здесь $C = C(m_x/m)$ — нормировочная постоянная, m и m_x — масса очарованной частицы и системы X . Из (1) и (2) получим для потока N_μ мюонов через детектор радиуса R , расположенный на оси пучка на расстоянии L от ускорителя (см. формулу (4) работы³) выражение:

$$N_\mu = A(m_x/m, n) \frac{\sigma' (1 + 0,5 \beta) N_A w}{2\alpha m^2} \frac{\sigma}{\sigma_{\text{abs}}} E_p^4 \left(\frac{R}{L}\right)^2. \quad (3)$$

Здесь $\sigma'_\nu = 0,63 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ, $\beta_\nu = 0,13$; $\sigma'_\nu = 0,12 \cdot 10^{-38}$ см²/ГэВ, $\beta_\nu = 5,4$; $N_A = 6 \cdot 10^{23}$ Г⁻¹; $(2\alpha)^{-1} = 165$ Г/см²·ГэВ (для воды), $\sigma_{\text{abs}} = 32$ мб; w — вероятность лептонной моды распада, равная 0,045 для Λ_c^+ и 0,06 для \bar{D}^0 . При численных расчетах мы полагали для Λ_c^+ $n = 0,4$ ⁶, $b = 2,3$ ГэВ⁻² и для \bar{D}^0 $n = 1$, $b = 1$ ГэВ⁻²⁷. Выражение для величины $A(m_x/m, n)$ в связи с его громоздкостью мы здесь не приводим. Для интересующих нас случаев: 1) Λ_c^+ , $m_x = 1,1$ ГэВ и $A = 0,023$; 2) \bar{D}^0 , $m_x = 0,5$ ГэВ и $A = 0,013$. (При этом по логичным соображениям мы предполагали отсутствие фокусировки для очарованных частиц). Сечение $\sigma(E_p)$ брались равными 0,1; 0,4; 0,45; 0,47 и 0,5 мбн при $E_p = 1, 3, 10, 20, 30$ ТэВ соответственно. Спектр нейтрино от распадов Λ_c^+ и \bar{D}^0 имеет вид

$$\frac{dN}{dE_\nu} = B(\xi, n) \frac{\sigma}{\sigma_{\text{abs}}} \frac{w}{E_p E_\nu / (E_p \eta)} \int_0^1 (1-x)^n \frac{dx}{x} F(\xi, s_x). \quad (4)$$

²⁾ Так в работе¹, где рассмотрено использование нейтринных пучков мультитэвных ускорителей, обсуждаются распадные каналы для π - и K -мезонов длиной $l = 7,5$ км ($E_p/10$ ТэВ).

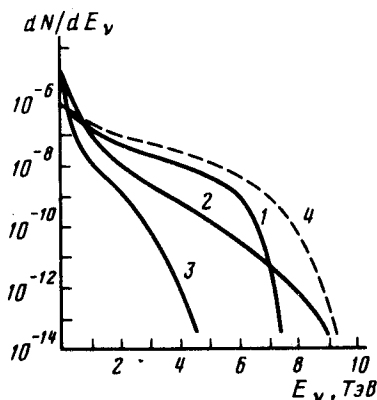


Рис. 1

Рис. 1. Вклады в спектр нейтрино от распадов: 1 — Λ_c^+ ; 2 — K^+ -мезонов, 3 — π^+ -мезона, 4 — антинейтрино от \bar{D}^0 на один взаимодействующий протон при $E_p = 10$ ТэВ и $l = 0,1$ км.

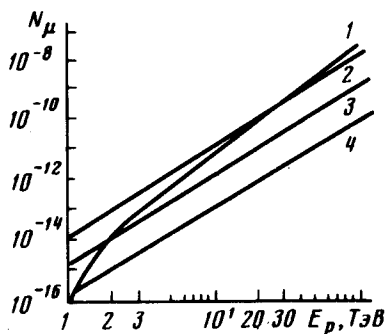


Рис. 2

Рис. 2. Вклады в равновесный поток мюонов в воде на один взаимодействующий протон при $L = 10^3$ км, $R = 20$ м: 1 — $(\Lambda_c^+ + \bar{D}^0)$; 2 — $(\pi + K)$ при $l = 1$ км; 3 — $(\pi + K)$ при $l = 0,1$ км; 4 — $(\pi + K)$ при $l = 0,01$ км

Здесь $\xi = m_x^2/m^2$, $\eta = 1 - \xi$, $s_x = 1 - E_\nu/(E_p x)$

$$F(\xi, s_x) = -\frac{2}{3}s_x^3 + \frac{1}{2}(1+3\xi)s_x^2 + (1-3)s_x + \xi^2(3+\xi)s_x^{-1} - \\ - \xi^3 s_x^{-2} + \xi^2(3-\xi)\ln(s_x/\xi) - \frac{5}{6}\xi^3 + \frac{3}{2}\xi^2 - 3\xi$$

и $B(\xi, n) = 2(n+1)/(1-8\xi+8\xi^3-\xi^4-12\xi^2\ln\xi)$.

Аналогично может быть вычислен и спектр нейтрино от π - и K -мезонов^{3, 4}.

Результаты вычислений вкладов в спектр нейтрино и антинейтрино для различных частиц показаны на рис. 1. Вклады в равновесный поток мюонов в воде от $\Lambda_c^+ + \bar{D}^0$ и $\pi + K$ (из работы⁴), показаны на рис. 2. Из рис. 2 видно, что $N_\mu(\Lambda_c^+ + \bar{D}^0) \gg N_\mu(\pi + K)$ для $l = 1$ км при $E_p = 30$ ТэВ, для $l = 0,1$ км при $E = 2,5$ ТэВ, а для $l = 0,01$ км при $E = 1$ ТэВ.

Основной практический вывод, который следует из полученных результатов, состоит в том, что при высоких энергиях, используя "прямые" нейтрино, можно пользоваться очень короткими распадными каналами, что радикально упрощает использование нейтринных пучков мультитэвных ускорителей для целей геологии¹, геодезии и т. п.

Авторы благодарны Е.Л.Фейнбергу за интерес к работе и полезные замечания.

Литература

1. De Rujula A. et al. Preprint HUTP-83/A019, 1983.
2. Волкова Л.В., Зацепин Г.Т. ЯФ, 1983, 37, 353; Труды II Всесоюзного съезда океанологов, Ялта, 1982.
3. Царев В.А., Чечин В.А. Препринт ФИАН №45, 1982.
4. Царев В.А., Чечин В.А. КСФ ФИАН, 1982, 8, 21.
5. Barger V., Phillips R.J.N. Phys. Rev., 1976, 14, 80.
6. Basile M. et al. Lett.Nuovo Cim., 1982, 30, 487.
7. Muller F. Preprint CERN-EP/83-67, 1983.