

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ МЮОНОВ И ТАУ-ЛЕПТОНОВ В НЕУПРУГОМ РАССЕЙНИИ НА ЯДРАХ

К.С. Лохтин, С.И. Синеговский

ENERGY LOSS OF MUONS AND TAUS IN INELASTIC SCATTERING ON NUCLEI

K.S. Lokhtin, S.I. Sinegovsky

В гибридной модели [1, 2] рассчитаны потери мюонов и тау-лептонов на неупругое рассеяние на ядрах в воде и грунте. Модель включает мягкие и полужесткие фотопроцессы, а также жесткое рассеяние с обменом γ -квантом и Z^0 -бозоном. В расчете учтены ядерные эффекты – затенение и антизатенение нуклонов, EMC-эффект и ферми-движение нуклонов в ядре. Обсуждается различие рассеяния частицы и античастицы, обусловленное примесью слабого нейтрального тока. Получены приближенные формулы для коэффициентов энергетических потерь мюонов и тау-лептонов в воде и грунте в широком интервале энергий 10^3 – 10^9 ГэВ.

The hybrid model [1, 2] was used to describe the energy loss of very high-energy taus and muons in matter due to inelastic scattering on nuclei. The model involves soft and semihard photonuclear interactions as well as hard scattering through the γ -quanta and Z^0 -boson exchange. For the lepton scattering off nuclei all important nuclear effects, the shadowing, anti-shadowing, EMC and the nucleon binding, were taken into account. The difference in inelastic scattering of the oppositely charged leptons that might originate from the weak neutral current processes is considered. Approximating formulas for the muon and tau energy loss portion by the inelastic scattering on nuclei in water are given for wide energy range 10^3 – 10^9 GeV.

Введение

При прохождении мюонов космических лучей (КЛ) через вещество наряду с электромагнитными процессами – ионизацией, тормозным излучением и рождением электрон-позитронных пар – необходимо учитывать также неупругое рассеяние мюонов на ядрах. Роль неупругого рассеяния в образовании каскадных ливней в плотном веществе и его влияние на формирование спектра мюонов все еще не исследованы детально. Энергетические потери тау-лептонов представляют интерес в связи с задачами нейтринной астрофизики: атмосферные, галактические и внегалактические мюонные нейтрино высоких энергий могут превращаться в тау-нейтрино, которые, взаимодействуя с веществом Земли, рождают тау-лептоны; эффективность регистрации последних в значительной степени определяется именно неупругим рассеянием на ядрах.

В работах [1, 2] была предложена гибридная (двух- и трехкомпонентная) модель взаимодействия заряженных лептонов высоких энергий с ядрами вещества. Расчет дифференциальных сечений рассеяния электронов и позитронов на протоне был проверен сравнением с данными экспериментов (H1, ZEUS) на коллайдере HERA. В данной работе на основе двухкомпонентной модели (2К) [1] выполнен расчет энергетических потерь мюонов и тау-лептонов очень высоких энергий, проходящих через воду и грунт. Исследуется различие неупругого рассеяния противоположно заряженных лептонов, обусловленное вкладом слабого нейтрального тока.

Неупругое рассеяние лептонов на ядре

Гибридная 2К-модель неупругого рассеяния лептонов на ядре [1] включает фотоядерное взаимодействие при малых и промежуточных виртуальностях, $0 < Q^2 < 5$ ГэВ², и глубоко неупругое рассеяние при больших Q^2 . В области $0 < Q^2 < 5$ ГэВ² для электромагнитной структурной функции нуклона $F_2(x, Q^2)$ использовалась реджевская параметризация [3, 4], сечение рассеяния имеет вид:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{yQ^4} \left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2}{2(1+R)} \left(1 - \frac{2m_l^2}{Q^2} \right) \left(1 + \frac{Q^2}{E^2 y^2} \right) \right] F_2(x, Q^2), \quad (1)$$

где $x = Q^2/2MEy$, $y = 1 - E'/E$ (E, E' – начальная и конечная энергии лептона); отношение $R = \sigma_L/\sigma_T$ взято из эксперимента [5].

В области глубоко неупругого рассеяния сечение рассеяния неполяризованного лептона на неполяризованном нуклоне можно записать в виде [6]:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dy} = \frac{4\pi\alpha^2}{yQ^4} \left\{ \left[1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2}{2} \left(1 - \frac{2m_l^2}{Q^2} \right) \right] \times \times F_2^{NC}(x, Q^2) \pm \left(\frac{y^2}{2} - y \right) x F_3^{NC}(x, Q^2) \right\}, \quad (2)$$

где $R = Q^2/(Ey)^2 = 4M^2 x^2/Q^2$, что отвечает соотношению Калана–Гросса, $F_2 = 2xF_1$; знаки \pm отвечают l^\pm ($l = \mu, \tau$). В формуле (2) используются обозначения:

$$F_2^{NC}(x, Q^2) = F_2^\gamma - g_V^e \eta_{\gamma Z} F_2^{\gamma Z} + (g_V^{e^2} + g_A^{e^2}) \eta_{\gamma Z}^2 F_2^Z, \\ F_3^{NC}(x, Q^2) = -g_A^e \eta_{\gamma Z} F_3^{\gamma Z} + 2g_V^e g_A^e \eta_{\gamma Z}^2 F_3^Z, \quad (3)$$

$$\eta_{\gamma Z} = \left(\frac{G_F M_Z^2}{2\sqrt{2}\pi\alpha} \right) \left(\frac{Q^2}{M_Z^2 + Q^2} \right),$$

$$g_V^e = -\frac{1}{2} + 2\sin^2(\theta_w), \quad g_A^e = -\frac{1}{2}, \quad (4)$$

где G_F – константа Ферми, M_Z – масса, Z^0 – бозона, θ_w – угол слабого смешивания. Структурные функции F_2^Z и F_3^Z представляют вклад слабого нейтрального тока, а $F_2^{\gamma Z}$ и $F_3^{\gamma Z}$ учитывают интерференцию электромагнитного и слабого нейтрального

тока. Структурные функции протона F_2^γ , $F_2^{\gamma Z}$, F_2^Z , $F_3^{\gamma Z}$ и F_3^Z определены как

$$\begin{aligned} [F_2^\gamma, F_2^{\gamma Z}, F_2^Z] &= x \sum_q [e_q^2, 2e_q g_V^q, g_V^{q^2} + g_A^{q^2}] (q + \bar{q}), \\ [xF_3^{\gamma Z}, xF_3^Z] &= x \sum_q [2e_q g_A^q, 2g_V^q g_A^q] (q - \bar{q}), \end{aligned} \quad (5)$$

где $g_V^q = \pm \frac{1}{2} - 2e_q \sin^2 \theta_W$, $g_A^q = \pm \frac{1}{2}$ – векторная и аксиальная константы связи кварков. Знак + (–) соответствует кваркам u, c, t (d, s, b). В области $Q^2 > 6$ ГэВ² электрослабые структурные функции нуклона были рассчитаны с использованием наборов партонных функций STEQ6 [7] и MRST2002 [8]. Для учета ядерных эффектов – затенения нуклонов, антиэкранирования, ЕМС и ферми-движения – использована параметризация, предложенная в работах [9, 10] (подробности см. в [11, 12]).

Некоторые результаты

Спектры энергетических потерь лептонов при прохождении через вещество с атомным весом A представляют интеграл по Q^2 от (дважды) дифференциального сечения:

$$\begin{aligned} N_0 y \frac{d\sigma^{lA}}{dy} &= N_0 y \int_{Q_{\min}^2}^{Q_{\max}^2} dQ^2 \frac{d^2\sigma^{lA}}{dQ^2 dy}, \\ y &= \frac{E - E'}{E} = \frac{\nu}{E}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $N_0 = N_A / A$. Энергетические потери в лептон-ядерном взаимодействии определены как

$$b_n^{(l)}(E) = -\frac{1}{E} \frac{dE}{dh} = N_0 \int_{y_{\min}}^{y_{\max}} y \frac{d^2\sigma^{lA}}{dy} dy. \quad (7)$$

Рисунок 1 иллюстрирует зарядовую зависимость вклада нейтрального тока $\left(\frac{d\sigma^{\gamma+Z}}{dy} / \frac{d\sigma^\gamma}{dy} - 1 \right)$ в неупругое рассеяние τ^\pm на протоне при энергии $E=10^6$ ГэВ, $Q^2 > 10^4$ ГэВ².

На рис. 2 показан вклад нейтрального тока в рассеяние τ^\pm -лептона на ядрах стандартного грунта ($A=22$) при тех же E и Q^2 . Эффект от обмена Z^0 -бозоном ясно виден только при очень больших Q^2 .

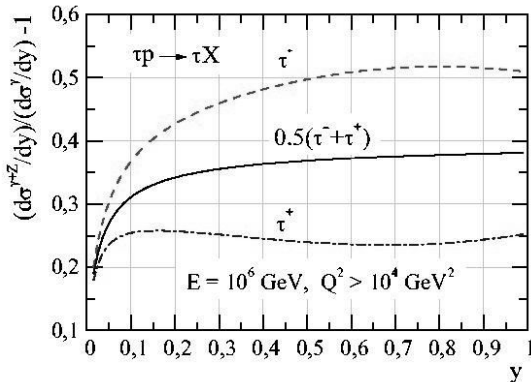


Рис. 1. Вклад нейтрального тока в сечение неупругого рассеяния $\tau^\pm p$ при $E = 10^6$ ГэВ, $Q^2 > 10^4$ ГэВ².

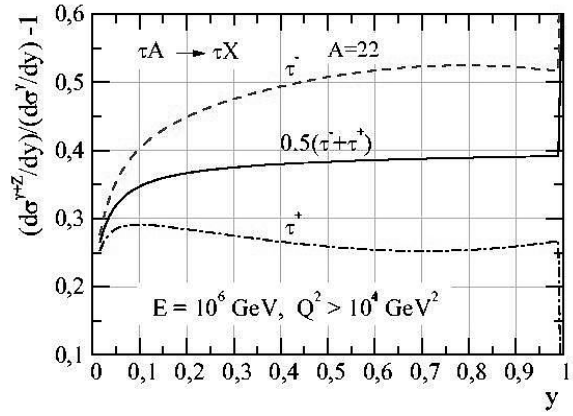


Рис. 2. Вклад нейтрального тока в сечение неупругого рассеяния $\tau^\pm A$, где $A=22$ при $E=10^6$ ГэВ, $Q^2 > 10^4$ ГэВ².

На рис. 3 представлены энергетические потери $b_n(E)$ мюона и тау-лептона на неупругое рассеяние в воде, рассчитанные в 2К-модели (сплошные линии). Для сравнения штриховыми линиями нанесен расчет для обобщенной модели векторной доминантности [13].

Рисунок 4 показывает эффект нейтрального тока в энергетических потерях $(b_n^{\gamma+Z} / b_n^\gamma - 1)$ положительно и отрицательно заряженных мюонов и тау-лептонов (частиц и античастиц).

Очевидно, что для всех энергий вклад нейтрального тока в энергетические потери $b_n(E)$ оказывается слишком малым ($\sim 10^{-4}$), чтобы представлять практический интерес.

Результаты расчета коэффициентов энергетических потерь мюонов и тау-лептонов в воде в диапазоне энергий $E = 10^2 - 10^9$ ГэВ можно аппроксимировать формулой

$$\begin{aligned} b_n^{(l)}(E) &= (c_0 + c_1 \eta + c_2 \eta^2 + c_3 \eta^3 + c_4 \eta^4) 10^{-6} [\text{см}^2/\text{г}], \\ \eta &= \lg(E/1\text{ГэВ}), \end{aligned} \quad (8)$$

где $l = \mu, \tau$, коэффициенты c_i равны:

для μ : $c_0 = 1.06416$, $c_1 = -0.64629$, $c_2 = 0.20394$, $c_3 = -0.02465$, $c_4 = 0.0013$;

для τ : $c_0 = 0.35697$, $c_1 = -0.24437$, $c_2 = 0.07403$, $c_3 = -0.00940$, $c_4 = 0.00051$.

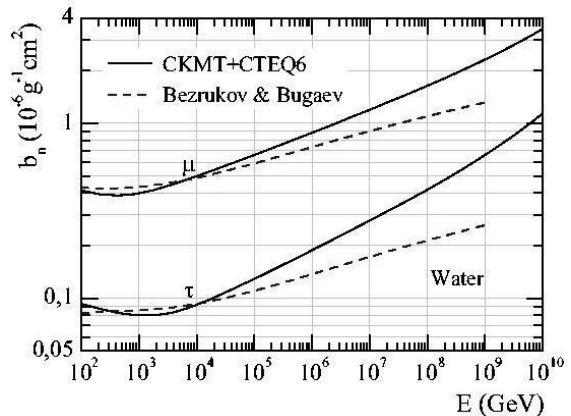


Рис. 3. Энергетические потери мюонов и тау-лептонов в неупругом рассеянии на ядрах в воде.

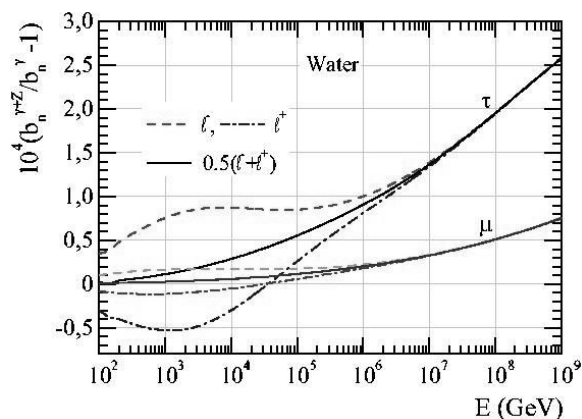


Рис. 4. Вклад нейтрального тока в энергетические потери l^\pm в неупругом рассеянии на ядрах в воде

Выводы

Результаты расчета энергетических потерь на неупругое рассеяние лептонов на ядрах, приведенные в недавних работах [1, 2, 11, 14, 15], в целом согласуются друг с другом при энергиях лептона по крайней мере до 10^9 ГэВ. Однако имеются и отличия предсказаний величины энергетических потерь мюонов в работах [1, 14] и в работе [15]. Возможными причинами являются различия в учете ядерных эффектов и процессов с большими переданными импульсами.

Вклад нейтрального тока (обмена Z^0 -бозоном) в энергетические потери мюонов и тау-лептонов оказывается пренебрежимо малым как в воде, так и в стандартном грунте при всех энергиях (вплоть до 10^{10} ГэВ). Хотя отношение сечений неупругого рассеяния τ^+ и τ^- заметно отличается от единицы при $Q^2 > 10^4$ ГэВ² (при относительно небольших энергиях), эффект для энергетических потерь ($\Delta b_n \sim 10^{-4} \cdot b_n$) оказывается слишком малым в контексте задач физики космических лучей сверхвысоких энергий.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ, грант ур.02.01.063 «Университеты России».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кузьмин К.С., Лохтин К.С., Синеговский С.И. Неупругое рассеяние заряженных лептонов на ядрах // Международная Байкальская научная школа по фундаментальной физике, 13–18 сент. 2004, Иркутск: Труды VII конференции молодых ученых «Взаимодействие полей и излучений с веществом». С. 220–222. Иркутск: ИСЗФ СО РАН, 2004.

2. Kuzmin K.S., Lokhtin K.S., Sinogovskiy S.I. Charged lepton-nucleus inelastic scattering at high energies // hep-ph/0412377.

3. Capella A., Kaidalov A., Merino C., Tran Thanh Van J. Structure functions and low x physics // Phys. Lett. B. 1994. V. 337. P. 358; hep-ph/9405338.

4. Kaidalov A.B., Merino C., Pertermann D. On the behavior of F_2 and its logarithmic slopes // Eur. Phys. J. C. 2001. V. 20. P. 301–311; hep-ph/0004237.

5. Abe K., Akagi T., Anthony P.L. et al. Measurements of $R = \sigma_L / \sigma_T$ for $0.03 < x < 0.1$ and Fit to World Data // Phys. Lett. B. 1999. V. 452. P. 194; hep-ex/9808028.

6. Eidelman S. et al. (Particle Data Group). Review of Particle Physics // Phys. Lett. B. 2004. V. 592. P. 1–1109.

7. Pumplin J. et al. New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD analyses // JHEP. 2002. V. 0207. P. 012; hep-ph/0201195.

8. Martin A.D., Roberts R.G., Stirling W.J., Thorne R.S. MRST2001: Partons and α_s from precise deep inelastic scattering and Tevatron jet data // Eur. Phys. J. C. 2002. V. 23. P. 73–87.

9. Smirnov G.I. On the universality of the x and a-dependence of the EMC effect and its relation to parton distributions in nuclei // Phys. Lett. B. 1995. V. 364. P. 87; hep-ph/9512204.

10. Smirnov G.I. Determination of the pattern of nuclear binding from the data on the lepton nucleus deep inelastic scattering // Eur. Phys. J. C. 1999. V. 10. P. 239; hep-ph/9512204.

11. Butkevich A.V., Mikheyev S.P. Cross section of the muon-nuclear inelastic interaction // ЖЭТФ. 2002. Т. 122, № 1. С. 17–32; hep-ph/0109060.

12. Arneodo M. Nuclear effects in structure functions // Phys. Rept. 1994. V. 240. P. 301.

13. Безруков Л.Б., Бугаев Э.В. Эффекты затенения нуклонов в фотон-ядерных взаимодействиях // Ядерная физика. 1981. Т. 33, № 5. С. 1195–1207.

14. Dutta S.I., Reno M.H., Sarcevic I., Seckel D. Propagation of muons and taus at high energies // Phys. Rev. D. 2001. V. 63. 094020.

15. Bugaev E. V., Shlepin Yu. V. Photonuclear interaction of high energy muons and tau-leptons // Phys. Rev. D. 2003. V. 67. 034027; hep-ph/0203096.

Иркутский государственный университет, физический факультет, Иркутск