

УДК 539.1.073

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРИНО-ЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ НА СПЕКТРОМЕТРЕ СКИФ ПРИ ЭНЕРГИЯХ $E_\nu = 3 - 30$ ГэВ

Е. М. Гущин<sup>1</sup>, В. А. Рябов, С. В. Сомов<sup>1</sup>

*Представлены результаты исследования инклюзивных нейтрино-ядерных реакций при  $E_\nu < 30$  ГэВ на нейтринном спектрометре СКИФ. Получены значения интегралов структурных функций нуклона и определены вклады кварков, антикварков и глюонов в импульс нуклона.*

Основная часть полученных на сегодняшний день экспериментальных данных по инклюзивному рассеянию нейтрино на ядрах относится к области высоких энергий нейтрино  $E_\nu > 30$  ГэВ и, соответственно, к области больших значений квадрата переданного импульса от лептонной вершины к адронной системе  $Q^2$ . Эти экспериментальные результаты хорошо описываются в рамках КХД.

Однако в области сравнительно низких энергий нейтрино  $E_\nu < 30$  ГэВ методы теории возмущений КХД становятся неприменимыми ввиду возрастания эффективного заряда  $\alpha_s(Q^2)$  с уменьшением  $Q^2$  и асимптотическим характером ряда в разложении по константе сильного взаимодействия  $\alpha_s(Q^2)$ . Поэтому в области  $Q^2 \leq 1$  ГэВ приходится пользоваться полуфеноменологическими схемами для описания глубоконеупругих процессов рассеяния. В основном используется кварк-партонная модель [1, 2] и ее модификации [3] с зависящими от  $Q^2$  функциями распределения, которые описывают структурные функции нуклона в виде эволюционных уравнений Липатова – Алтарелли – Паризи [4].

Важной особенностью лептон-нуклонного рассеяния является также то, что экспериментально исследуется не кварк-глюонная структура, а связанное адронное состояние,

<sup>1</sup>Московский государственный инженерно-физический институт.

поле которого формируется в течение длительного времени и описывается большими значениями эффективного заряда  $\alpha_s(Q^2)$ . В этом случае даже при больших  $Q^2$ , когда можно пользоваться теорией возмущений, массой нуклона  $M$  пренебрегать нельзя ввиду сингулярности  $M \rightarrow 0$  в массовых логарифмах  $\ln(Q^2/M^2)$ , что в конечном итоге приводит к нарушению бьеркеновского скейлинга.

В настоящей работе анализируются данные, полученные в эксперименте E-128 на спектрометре СКИФ при энергии нейтринного пучка ускорителя ИФВЭ  $E_\nu = 3 - 30$  ГэВ. Эксперимент поставлен по гибридной методике: в качестве вершинного детектора-мишени используется ядерная фотоэмульсия, а в качестве целеуказующего и спектрометрического детектора – стримерная камера в магнитном поле в сочетании с мюонным идентификатором [5].

Для исследования инклюзивных характеристик в нейтрино-ядерных взаимодействиях на спектрометре СКИФ было отобрано 670 событий взаимодействия нейтрино в заряженном токе:

$$\nu A \rightarrow \mu^- X, \quad (1)$$

где  $X$  – конечное адронное состояние. Для уменьшения вклада фоновых процессов в исследуемую выборку мы требовали дополнительно выполнения следующих критериев отбора по импульсу мюона и энергии нейтрино:  $P_\mu > 0,5$  ГэВ/с,  $E_\nu > 3,0$  ГэВ. Ограничение на импульс мюона позволяет удалить фоновые нейтринные взаимодействия, протекающие по каналу нейтрального тока, а ограничение на энергию нейтрино исключает нейтронный фон.

Для кинематического описания процесса (1) достаточно использовать любые три кинематические переменные из следующего набора лоренц-инвариантов: восстановленная энергия нейтрино

$$E_\nu = E_\nu^{vis} + \Delta\nu = E_\mu + \nu^{vis} + \Delta\nu, \quad (2)$$

энергия, переданная адронам

$$\nu = P_N q / M = P_N (P_\nu - P_\mu) / M, \quad (3)$$

квадрат переданного импульса от лептонной вершины к адронной системе

$$Q^2 = -q^2 = -(P_\nu - P_\mu)^2, \quad (4)$$

квадрат инвариантной энергии взаимодействия

$$S = (P_N + P_\nu)^2, \quad (5)$$

квадрат инвариантной массы адронной системы

$$W^2 = [P_N + (P_\nu - P_\mu)]^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2, \quad (6)$$

безразмерные скейлинговые переменные Бьеркена

$$x = Q^2/2M\nu = Q^2/2P_N(P_\nu - P_\mu), \quad (7)$$

$$y = \nu/E_\nu = P_N(P_\nu - P_\mu)/ME_\nu. \quad (8)$$

В выражениях (2) – (8) введены следующие обозначения:  $E_\nu^{vis}$  – суммарная энергия всех зарегистрированных частиц,  $\nu^{vis}$  – суммарная энергия зарегистрированных адронов,  $\Delta\nu$  – поправка на незарегистрированную энергию,  $E_\mu$  – энергия мюона,  $P_\nu$ ,  $P_\mu$ ,  $P_N$  – импульсы нейтрино, мюона и нуклона соответственно.

Энергия адронов определялась как сумма энергий всех реконструируемых в событии адронов с учетом поправок на энергию незарегистрированных нейтральных и низкоэнергетических частиц, внутриядерные потери энергии, а также условия проведения эксперимента. При определении поправок на недетектируемую энергию использовались результаты работы [6]. Поправки на энергию, затраченную на возбуждение ядра, вводились из анализа суммарной энергии "испарительных" частиц, экспериментально измеренной в событиях, найденных в фотоэмульсии. Также вводилась поправка на неполный угол перекрытия целеуказующим трековым детектором кинематически допустимой области вылета вторичных частиц. Суммарное значение поправок составило 20% от энергии зарегистрированных адронов.

На рис. 1 представлено распределение отобранных нейтринных взаимодействий по  $Q^2$ . Наблюдается хорошее соответствие экспериментальных и расчетных данных. Из этого распределения следует, что большая часть экспериментальных данных лежит в интервале  $Q^2 = 0,2 - 2,0 \text{ ГэВ}$ , где кварк-партоновая модель непосредственно неприменима. Если источником нарушения скейлинга в области малых  $Q^2$  является ненулевая масса мишени, то восстановить отклонение от масштабной инвариантности можно, преобразовав скейлинговую переменную  $x$ , которая не учитывает, что масса нуклона больше нуля, в переменную  $x' = x/(1 + M^2x^2/Q^2)$ .

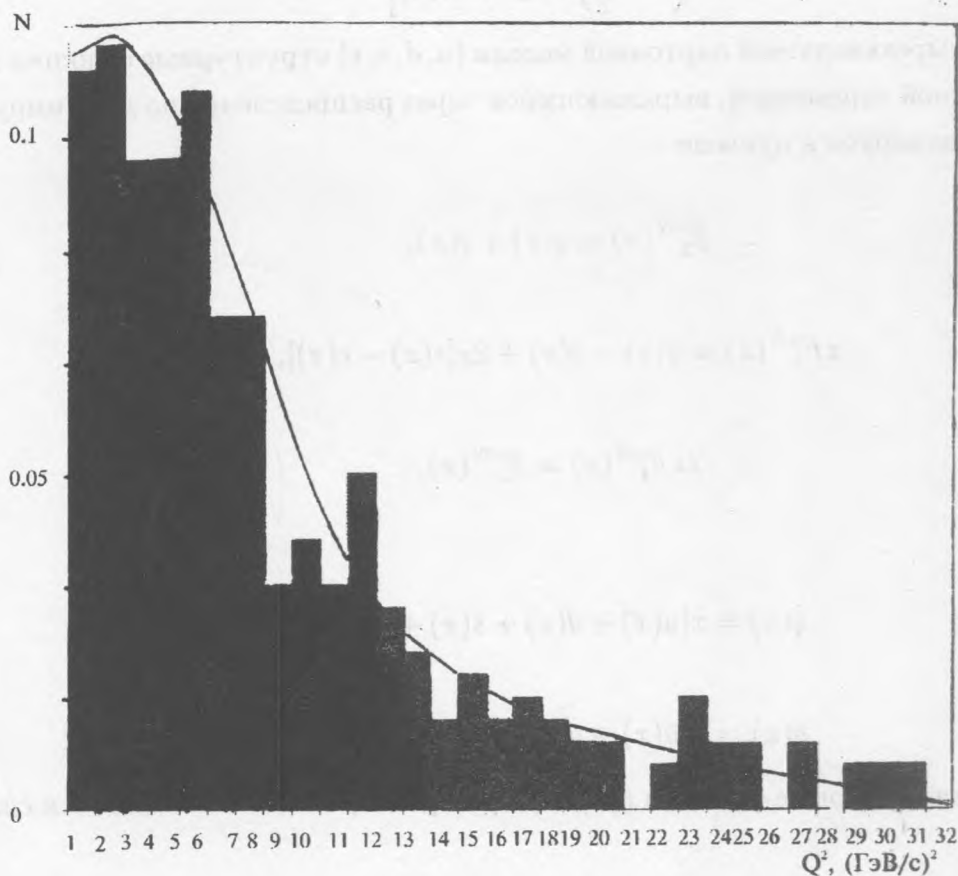


Рис. 1. Нормированное распределение нейтринных взаимодействий в процессах заряженного тока по  $Q^2$ . Кривые здесь и на других рисунках соответствуют расчету методом Монте-Карло.

Инклюзивное дифференциальное сечение рассеяния нейтрино на нуклоне выражается через три структурные функции нуклона, которые в общем случае являются функциями двух переменных  $x$  и  $Q^2$  (или  $\nu$ ):

$$\frac{d^2\sigma_{cc}^{\nu N}}{dx dy} = \frac{C_F^2 M E_\nu}{\pi} \left[ \frac{y^2}{2} 2x F_1^{\nu N}(x, Q^2) + \left( 1 - y - \frac{Mxy}{2E_\nu} \right) F_2^{\nu N}(x, Q^2) + \right.$$

$$+y \left(1 - \frac{y}{2}\right) x F_3^{\nu N}(x, Q^2) \Big]. \quad (9)$$

В рамках четырехкварковой партонной модели ( $u, d, s, c$ ) структурные функции зависят только от одной переменной, выражающейся через распределения по доле импульса  $x$  кварков и антикварков в нуклоне

$$F_2^{\nu N}(x) = q(x) + \bar{q}(x), \quad (10)$$

$$x F_3^{\nu N}(x) = q(x) - \bar{q}(x) + 2x[s(x) - c(x)], \quad (11)$$

$$2x F_1^{\nu N}(x) = F_2^{\nu N}(x), \quad (12)$$

где:

$$q(x) = x[u(x) + d(x) + s(x) + c(x)], \quad (13)$$

$$\bar{q}(x) = x[\bar{u}(x) + \bar{d}(x) + \bar{s}(x) + \bar{c}(x)]. \quad (14)$$

Интегрируя структурные функции (10) и (11) в пренебрежении вкладами  $s$  и  $c$  кварков, получим:

$$B = \int (q - \bar{q}) dx / \int (q + \bar{q}) dx = \int x F_3^{\nu N}(x) dx / \int F_2^{\nu N}(x) dx, \quad (15)$$

$$a = (1 - B)/2 = \int \bar{q} dx / \int (q + \bar{q}) dx, \quad (16)$$

$$R = 1 - \int 2x F_1(x) dx / \int F_2(x) dx. \quad (17)$$

В кварк-партонной модели из соотношения Каллана - Гросса (12) следует, что параметр  $R = 0$ ; параметр  $B$  характеризует относительный вклад в сечение валентных кварков, а параметр  $a$  - относительный вклад антикварков.

Соотношения (10) - (14) позволяют записать дифференциальное сечение (9) в пренебрежении членом  $Mxy/2E$  в виде:

$$\frac{d^2 \sigma_{cc}^{\nu N}}{dx dy} = \frac{C_F^2 M E_\nu}{\pi} [q(x) + \bar{q}(x)(1 - y^2)]. \quad (18)$$

Независимо интегрируя (18) по переменным  $y$  и  $x$  в пределах от 0 до 1, получим дифференциальные сечения рассеяния нейтрино на нуклоне:

$$\frac{d\sigma_{cc}^{\nu N}}{dx} = \frac{C_F^2 M E_\nu}{\pi} [q(x) + \frac{1}{3}\bar{q}(x)], \quad (19)$$

$$\frac{d\sigma_{cc}^{\nu N}}{dy} = \frac{C_F^2 M E_\nu}{\pi} \int F_2^{\nu N}(x) dx \left[ \frac{1+B}{2} + \frac{1-B}{2}(1-y^2) \right]. \quad (20)$$

Аппроксимация выражения (20) соотношением

$$\frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma_{cc}^{\nu N}}{dy} = A[(1-a) + a(1-y)^2], \quad (21)$$

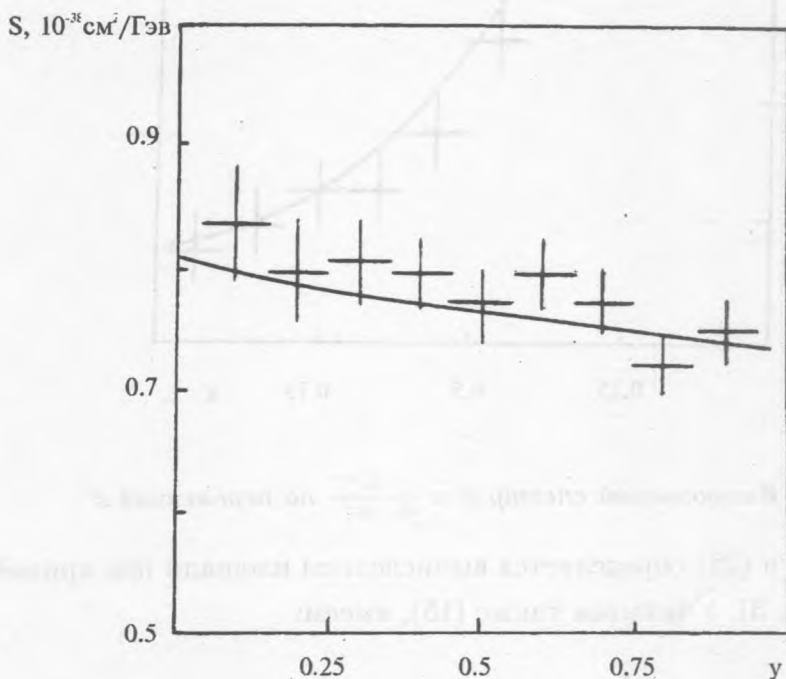


Рис. 2. Инклюзивный спектр  $s = \frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma_{cc}^{\nu N}}{dy}$  по переменной  $y$ .

как видно из рис. 2, хорошо описывает полученные нами экспериментальные результаты. Расчет по (21) приводит к следующим значениям параметров (15), (16):

$$a = 0,06 \pm 0,02,$$

$$B = 0,88 \pm 0,04.$$

Тогда из (15), (16) следует:

$$\int \left( q + \frac{1}{3} \bar{q} \right) dx = 0,96 \int F_2(x) dx. \quad (22)$$

$s', 10^{-18} \text{ см}^2/\text{ГэВ}$

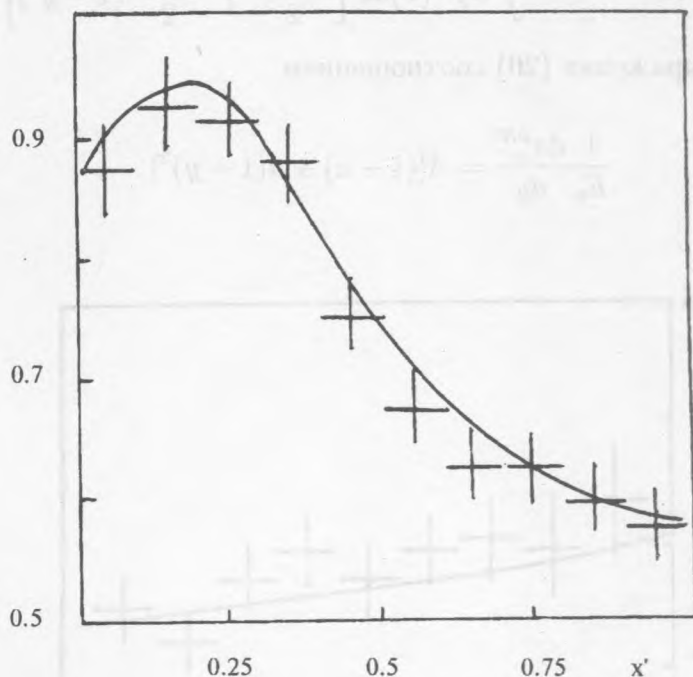


Рис. 3. Инклюзивный спектр  $s' = \frac{1}{E_\nu} \frac{d\sigma_{cc}^{\nu N}}{dx'}$  по переменной  $x'$ .

Интеграл в левой части (22) определяется вычислением площади под кривой в распределении  $d\sigma_{cc}^{\nu N}/dx'$  (рис. 3). Учитывая также (15), имеем:

$$\int F_2(x) dx = 0,52 \pm 0,1, \quad (23)$$

$$\int x F_3(x) dx = 0,42 \pm 0,1. \quad (24)$$

Выражение (23) в рамках кварк-партонной модели определяет долю импульса нуклона, переносимую в сумме кварками и антикварками, а выражение (24) – долю импульса нуклона, переносимую валентными кварками. Отличие (23) от единицы свидетельствует, что оставшуюся часть импульса нуклона ( $\sim 50\%$ ) переносят глюоны.

Работа выполнена при поддержке Фонда Сороса.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bjorken J. D., Paschos E. A. Phys. Rev., **185**, 1975 (1969).
- [2] Feynman R. P. Phys. Rev. Lett., **2-3**, 1415 (1969).
- [3] Burasa A. J. Rev. Mod. Phys., **52**, 199 (1980).
- [4] Altarelli C., Parisi C. Nucl. Phys., **B126**, 298 (1976).
- [5] Алешин Ю. А. и др. ПТЭ, N 5, 23 (1994).
- [6] Баранов В. И. и др. ЯФ, **39**, 1425 (1984).

Поступила в редакцию 25 мая 1995 г.