

КВАЗИУПРУГОЕ $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$ -РАССЕЯНИЕ НЕЙТРИНО ПРИ ЭНЕРГИЯХ 2 — 20 ГЭВ НА КАМЕРЕ СКАТ

*В.В.Макеев, А.Г.Мячков, А.Ю.Поляруш,
А.А.Соколов, Д.С.Баранов, А.А.Иванов,
В.И.Конюшко, В.М.Кораблев, В.А.Коротков,
Е.П.Кузнецов, А.П.Бугорский, В.И.Курбаков,
В.И.Кочетков, Ю.М.Свиридов*

При энергиях мюонного нейтрино 2 — 20 ГэВ измерено сечение и дифференциальное распределение dN/dq^2 реакции $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$. Получено значение параметра $M_A = 0,90 \pm 0,08$ (из зависимости сечения квазиупругой реакции от энергии нейтрино) и $M_A = 0,86 \pm 0,18$ (из анализа распределения dN/dq^2).

Данные по квазиупругому рассеянию нейтрино

$$\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- p \quad (1)$$

получены на камере СКАТ, заполненной бромистым фреоном (CF_3Br). Камера экспонировалась в широкополосном пучке нейтрино на ускорителе ИФВЭ. Полный сброс на мишень нейтринного канала в эксперименте составил величину $1,44 \cdot 10^{17}$ протонов. Всего (на 80.000 фотографий) в камере было зарегистрировано 1560 нейтринных СС-событий. В качестве кандидата на квазиупругую реакцию отбирались события вида

$$\nu_\mu + A \rightarrow \mu^- + p + n_s + l n_s + A', \quad (2)$$

где: A, A' — начальное и конечное ядро; p — быстрый протон ($T_{\text{кин}} \geq 30$ МэВ); p_s, n_s — медленные протоны и нейтроны ($T_{\text{кин}} < 30$ МэВ); $m = 0, 1$; $n, l = 0, 1, 2, \dots$

Кандидатом на μ^- -мезон считалась отрицательная невзаимодействующая в видимом объеме камеры частица. Останавливающиеся положительно заряженные частицы однозначно идентифицировались как π^+ -мезоны, либо как протоны. Взаимодействующие или уходящие из видимого объема камеры положительно заряженные частицы, считались протонами.

На исследуемые события накладывались следующие ограничения.

1. Видимая энергия события должна быть $E_{\text{vis}} \geq 3$ ГэВ (для исключения нейтронного фона).
 2. Суммарный продольный импульс видимых продуктов реакции $P_{\text{vis}} \geq 0,6$ ГэВ/с.
 3. Квадрат эффективной массы адронной компоненты $w^2 = M^2 + 2M(E_\nu - E_\mu) - q^2$ должен находиться в пределах $0,2 < w^2 < 1,5$ (ГэВ)² (M — масса нуклона, E_ν, E_μ — энергия нейтрино и мюона, q^2 — квадрат переданного 4-импульса).
 4. На данном кадре должно быть только одно событие.
- С учетом этих ограничений для анализа было отобрано 121 событие — кандидат в реакцию (1).

Основными источниками фона для исследуемой реакции являются следующие процессы. а) Процесс $\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^{-} p \pi^0$. Для оценки фона от этой реакции были отобраны события вида $\gamma A \rightarrow \mu^{-} p \gamma(\gamma)$, удовлетворяющие критериям 1 — 4. Анализ этих событий позволил оценить данный фон равным $1 \pm 0,15$ события. б) Реакция $\nu_{\mu} n \rightarrow \mu^{-} n \pi^{+}$ (нейтрон не зарегистрирован, π^{+} -мезон вышел без взаимодействия из видимого объема камеры). Оценка этого фона на основе экспериментальных данных дает величину: 3 ± 1 события. в) Взаимодействие типа $\nu_{\mu} n \rightarrow \nu_{\mu} p \pi^{-}$ и $n \pi \rightarrow \rightarrow n p \pi^{-}$ в случае, если π^{-} -мезон вышел из видимого объема камеры без взаимодействия. Величина этого фона равна 1 ± 1 события.

Учет возможных потерь квазиупругой реакции.

1. Наибольшие потери событий в исследуемой реакции обусловлены, как и в других экспериментах, выполненных на сложных мишенях, ядерными эффектами. Расчеты методом Монте-Карло показывают, что в 29,5% случаев квазиупругого рассеяния протоны перерассеиваются в ядре. В результате наблюдается событие не соответствующее топологии квазиупругого процесса.

2. Иключение событий с двумя взаимодействиями на кадре дает поправку, равную 11,2%.

3. Эффективность однократного просмотра реакций с топологией (2) составляет 85%, двухкратного — 98%. Общая величина поправки равна 8 событиям.

4! Потери одиночных μ^{-} -мезонов составили 5 событий.

Учет всех перечисленных факторов позволяет оценить число кандидатов в реакцию (1), равным 198 ± 14 (систематическая ошибка Монте-Карло расчетов составляет 10% от данного числа событий).

Дифференциальное сечение реакции (1) в рамках $V-A$ -теории слабых взаимодействий записывается в виде [1]:

$$\frac{d\sigma}{dq^2} = \frac{G^2 \cos^2 \theta_C M^2}{8\pi E_{\nu}^2} \left\{ A(q^2) - \frac{s-u}{M^2} B(q^2) + \left(\frac{s-u}{M} \right)^2 C(q^2) \right\}, \quad (3)$$

где M — масса нуклона; G — константа слабого взаимодействия; θ_C — угол Кабиббо; $s-u = 4E_{\nu}M - q^2 - m_{\mu}^2$.

$$A(q^2) = \frac{q^2 + m_{\mu}^2}{4M^2} \left\{ F_{\nu}^2 \left(\frac{q^2}{M^2} - 4 \right) + F_M^2 \left(1 - \frac{q^2}{M^2} \right) \frac{q^2}{M^2} + 4F_A F_M \frac{q^2}{M^2} + F_A \left(4 + \frac{q^2}{M^2} \right) - \frac{m_A^2}{M^2} \left\{ (F_{\nu} + F_A)^2 + F_A^2 \right\} \right\};$$

$$B(q^2) = q^2 (F_{\nu} + F_A) F_A / M^2;$$

$$C(q^2) = \frac{1}{4} (F_{\nu}^2 + q^2 F_M^2 / 4M^2 + F_A^2);$$

F_V и F_A — векторный и аксиально-векторный формфакторы нуклона; F_M — индуцированный виртуальным сильным взаимодействием формфактор слабого магнетизма. Вкладом псевдоскалярного формфактора пренебрегают. Обычно формфакторы F_V , F_A и F_M параметризуются дипольной формой:

$$F_i = F_i(0)/(1 + q^2/M_i^2)^2. \quad (4)$$

При этом $F_V(0) = 1$; $F_M(0) = 3,71$; $F_A(0) = 1,26$ [2].

Предполагаем, что значения величин M_V и M_M измеренные в электронных экспериментах, равны 0,84.

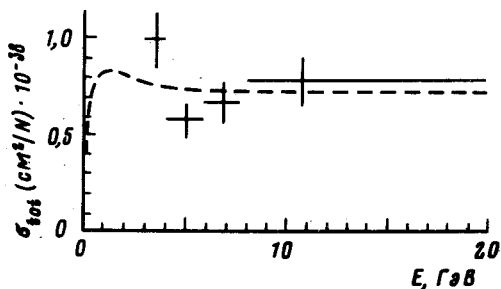


Рис. 1. Поперечное сечение для реакции $\nu_{\mu} n \rightarrow \mu \bar{p}$, как функция энергии нейтрино. Кривая соответствует $M_A = 0,90$

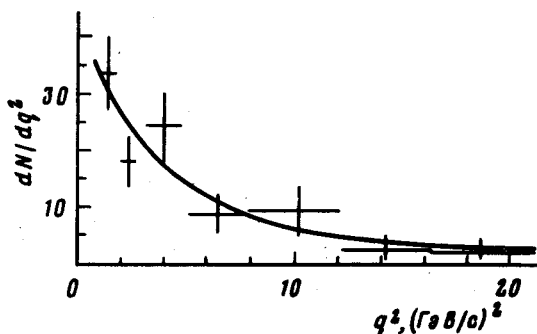


Рис. 2. Дифференциальное распределение dN/dq^2 , проинтегрированное по энергетическому спектру нейтрино. Теоретическая кривая соответствует $M_A = 0,86$

При сделанных предположениях величина M_A может быть получена из зависимости полного сечения процесса (1) от энергии (рис. 1) и из дифференциального распределения dN/dq^2 (рис. 2). Фитирование этих распределений соответствующими зависимостями из (3) позволяет получить следующие значения M_A (ошибки статистические):

$$M_A = 0,90 \pm 0,08,$$

$$M_A = 0,86 \pm 0,18.$$

Эти результаты хорошо согласуются с предсказаниями $V - A$ -теории и результатами экспериментов, выполненных на пузырьковых камерах при других энергиях [3 — 7].

В заключение авторы выражают признательность Л.Д.Соловьеву, Н.Е.Тюрину, С.П.Денисову за поддержку нейтринных исследований на

камере СКАТ и приносят свою благодарность коллективам камеры СКАТ, отделов ускорителя, вывода, пучков, математики и вычислительной техники и фотолаборатории за помощь в проведении эксперимента.

Институт физики
высоких энергий

Поступила в редакцию
27 августа 1981 г.

Литература

- [1] *Llewellyn Smith. C.H.* Phys. Reports, C3, 1972, 261.
 - [2] *Nagels M.M. et al.* Nucl. Phys., B109, 1976, 1.
 - [3] *Derrik M. et al.* Topical Conference on Neutrino Physics at Accelerators, Oxford, 1978, p. 58.
 - [4] *Chops A.M. et al.* Topical Conference on Neutrino Physics at Accelerators, Oxford, 1978, p. 62.
 - [5] *Budagov Yu. et al.* Lett. Nuovo Cim., 2, 1969, 689.
 - [6] *Bonetti S. et al.* Nuovo Cim., A, 38, 1977, 260.
 - [7] *Pohl M. et al.* Lett. Nuovo Cim., 26, 1979, 332.
-