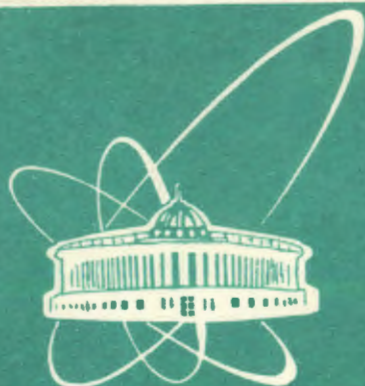


93-327



Объединенный
Институт
Ядерных
Исследований
Дубна

P1-93-327

ПОИСК МЮОННЫХ АНТИНЕЙТРИНО
ОТ РАСПАДА ОЧАРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
НА НЕЙТРИННОМ ДЕТЕКТОРЕ ИФВЭ — ОИЯИ
В ЭКСПЕРИМЕНТЕ
ПО ПОЛНОМУ ПОГЛОЩЕНИЮ В ЖЕЛЕЗЕ
ПРОТОННОГО ПУЧКА С ЭНЕРГИЕЙ 70 ГэВ*

Направлено в журнал «Ядерная физика»

*Работа выполнена при финансовой поддержке Российского
фонда фундаментальных исследований (93-02-3998)

1993

Введение

Исследование образования очарованных частиц в протон-ядерных взаимодействиях на ускорителе ИФВЭ (Серпухов) представляет особый интерес, поскольку позволяет изучать околопороговую область энергий ($\sqrt{s} \sim 11,45 \text{ ГэВ}$) рождения очарованных частиц, где теоретические оценки сечения ненадежны. Одним из широко используемых инклюзивных методов исследования рождения очарованных частиц является регистрация "прямых" нейтрино^{*}), т.е. нейтрино, образованных от распада очарованных частиц. Впервые этот метод поиска короткоживущих частиц был предложен Б.М.Понтекорво [1].

Результаты эксперимента по поиску "прямых" электронных нейтрино в нейтринном детекторе ИФВЭ-ОИЯИ были опубликованы ранее [2]. Регистрация событий с "прямыми" ν_e имеет то преимущество, что фон от обычных источников нейтрино (в основном от распада π - и K -мезонов) для ν_e на порядок ниже, в то время как потоки ν_e и ν_μ от распадов очарованных частиц, вследствие μ -е универсальности, должны быть одинаковы. Однако выделение в массивном детекторе ν_e -взаимодействий на уровне фона от взаимодействий ν_μ по каналам нейтрального тока представляет непростую задачу.

Взаимодействия ν_μ по каналам заряженного тока (CC), несмотря на худшее отношение сигнал/фон, имеют свои достоинства для получения независимой оценки сечения рождения очарованных частиц:

- высокая надежность выделения ν_μ -событий по наличию легко идентифицируемого мюона;
- возможность разделения ν_μ^- и $\bar{\nu}_\mu^-$ -взаимодействий по знаку заряда мюона. Следует отметить, что для $\bar{\nu}_\mu$ фон от обычных источников в несколько раз ниже, чем для ν_μ ;
- возможность регистрации мюонов, рожденных во взаимодействии-

^{*}) Здесь и далее термин "нейтрино" относится как к нейтрино, так и к антинейтрино, кроме тех случаев, когда тип нейтрино указан явно.

ях ν_μ как в детекторе, так и в однородном стальном мюонном фильтре (так называемые равновесные мюоны). Так как масса мюонного фильтра значительно превышает массу детектора, то последнее обстоятельство позволяет увеличить статистическую обеспеченность результатов и ограничиться рассмотрением высокоэнергетической части спектра мюонов ($p_\mu > 3$ ГэВ), в которой улучшается отношение сигнал/фон.

В настоящей работе представлены результаты анализа равновесных потоков μ^+ -мюонов, образованных в мюонном фильтре. В работе [3] нами была получена, в такой же постановке эксперимента, верхняя граница сечения образования очарованных частиц в pN -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ: $\sigma_{c\bar{c}}(N) \leq 3,5$ мкб/нуклон (90% С.Л.). Однако ввиду важности вопроса о возможном аномально большом сечении адронорождения чарма вблизи порога, указание на которое было получено сотрудничеством БИС-2 [4-6], в данной работе мы вновь проанализировали спектры равновесных мюонов с модифицированными критериями отбора и с использованием другой программы обработки данных [7]. Кроме того, для прямого сравнения с данными сотрудничества БИС-2, нами были использованы их результаты измерения сечения по каналу $p+C^{12} \rightarrow D+X$ [4,5], а не по каналу $p+C^{12} \rightarrow \Lambda^++X$ [6], который не содержит информации о парном рождении $D\bar{D}$ -мезонов, как это было сделано в работе [3].

Постановка эксперимента

Схема эксперимента показана на рис.1. Выведенный из ускорителя пучок протонов с энергией 70 ГэВ транспортировался системой магнитооптических элементов и фокусировался на мишень-поглотитель, расположенную непосредственно перед стальным мюонным фильтром. Специально были приняты меры, обеспечившие малые потери протонного пучка при транспортировке: согласно экспериментальным данным [8] уровень потерь не превышал 0,01% от полной интенсивности пучка,

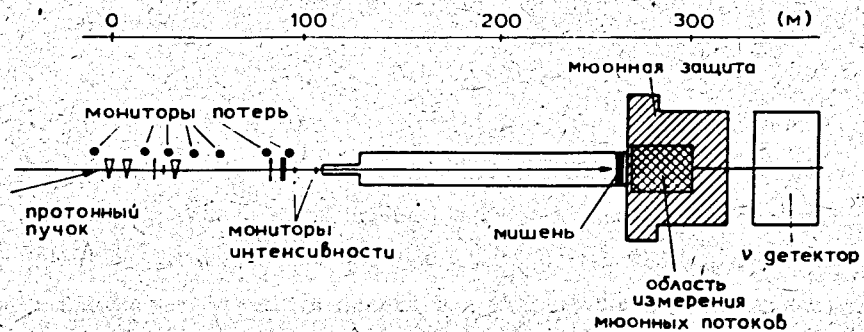


рис.1. Схема эксперимента с полным поглощением протонного пучка.

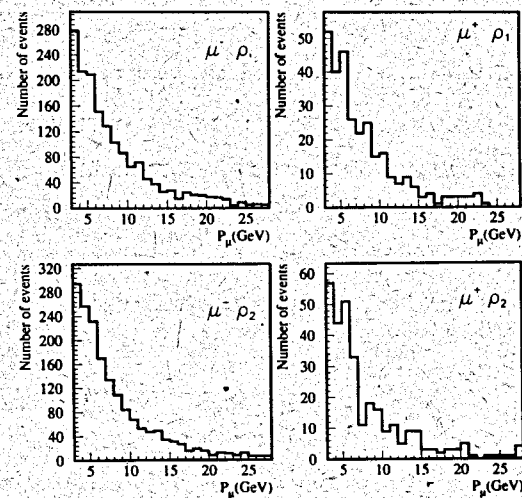


рис.2. Экспериментально зарегистрированные спектры равновесных мюонов.

что по оценкам давало фон не выше 3% от уровня фона от обычных источников нейтрино из мишени.

В эксперименте использовались две стальные мишени, конструктивно выполненные так, что их плотности отличались в два раза ($\rho_1 = \rho_{Fe}$ и $\rho_2 = \frac{1}{2} \rho_{Fe}$). Обе мишени имели поперечные размеры $70 \times 70 \text{ см}^2$ и полную толщину железа в направлении пучка 200 см. Первая мишень была выполнена в виде сплошного блока стали. Начальная часть второй мишени состояла из 100 стальных пластин толщиной 1 см с воздушными промежутками 1 см между ними и заканчивалась сплошным стальным блоком. При расстоянии от мишени-поглотителя до детектора, равном 65,5 м, такая конструкция обеспечивала практически идентичный телесный угол регистрации нейтрино для обеих мишеней (~ 40 мрад). В ходе эксперимента на мишень с плотностью ρ_1 было сброшено $1,11 \cdot 10^{18}$, а на мишень с плотностью $\rho_2 - 0,6 \cdot 10^{18}$ протонов.

Нейтринный детектор сотрудничества ИФБЭ-ОИЯИ располагался на расстоянии 3 м за мюонным фильтром. Структура и конструктивные особенности детектора подробно описаны в работе [2].

Обработка информации проводилась с помощью программы, описанной в работе [7], дополненной модулем восстановления импульса мюона. Определение величины импульса мюона проводилось на основе общепринятого метода наименьших квадратов, алгоритм которого приведен в работе [9]. Точность восстановления импульса мюона анализировалась на основе обработки событий, смоделированных программой CATAS [10]. При длине трека в намагниченном железе более 25 см ошибка определения величины импульса мюона не превышает 25%, а ошибка в определении знака мюона была менее 1%.

Выделение сигнала от прямых нейтрино

События с равновесными мюонами, которые образуются в реакциях СС-взаимодействий нейтрино в конечной части однородного

стального мюонного фильтра, отбирались по следующим критериям:

- 1) наличие мюона (т.е. частицы, проходящей не менее 2,5 ядерных длин), входящего в детектор через его передний торец, ограниченный окном $3 \times 3 \text{ м}^2$;
- 2) длина трека мюона в намагниченном железе более 25 см;
- 3) импульс мюона $p_\mu \geq 3 \text{ ГэВ/с}$.

Число зарегистрированных в детекторе равновесных μ^- и μ^+ , удовлетворяющих этим критериям, приведено в табл.1, а их импульсные распределения показаны на рис.2.

Оценка числа взаимодействий "прямых" нейтрино проводилась двумя различными методами.

а) Метод экстраполяции к бесконечной плотности мишени.

Данный метод выделения сигнала от "прямых" нейтрино основан на том, что с увеличением плотности мишени ρ нейтринный поток от обычных источников падает как $1/\rho$, в то время как нейтринный поток от распадов очарованных частиц остается постоянным. Таким образом, искомый сигнал можно найти линейной экстраполяцией к бесконечной плотности мишени. Если N_1 и N_2 - количество нейтринных взаимодействий, нормированное на одинаковый поток протонов для плотностей ρ_1 и ρ_2 соответственно, то количество взаимодействий с участием "прямых" нейтрино определяется формулой

$$N_0 = 2 \cdot N_1 - N_2 - \varepsilon \cdot (N_2 - N_1), \quad (1)$$

где ε - фактор, учитывающий неполное развитие адронного каскада в мишени с плотностью ρ_2 . Величина ε , определенная путем моделирования с помощью программы GEANT [11], составляет 0,05 для энергий нейтрино $5 \leq E_\nu \leq 20 \text{ ГэВ}$.

Рассчитанное указанным способом число мюонов от взаимодействий "прямых" нейтрино, нормированное на 10^{18} протонов, приведено в табл.1. Для расчетных значений чисел мюонов, кроме статистических ошибок, указаны систематические ошибки, учитывающие погрешность в

измерении интенсивности протонного пучка (1%) и неопределенность в относительной плотности мишеней (2%).

б) Метод вычитания фона

В отличие от предыдущего, этот метод требует знания потоков фоновых ν_μ , образующихся в распадах π - и K -мезонов. Число взаимодействий от "прямых" нейтрино получается вычитанием числа смоделированных взаимодействий фоновых нейтрино из экспериментально наблюдаемого полного числа событий.

Спектры фоновых потоков ν_μ вычислялись двумя способами:

- по экспериментально измеренным выходам π^\pm - и K^\pm -мезонов на ядерных мишенях при энергии протонов 67 ГэВ [12] с последующей коррекцией, учитывающей измерения распределений мюонных потоков в разрезах стального поглотителя [13];
- с помощью программы GEANT [11]. При моделировании учитывалось не только рождение мезонов от первого взаимодействия в мишени, но и от последующих каскадов.

Совпадение результатов расчетов с точностью 5% служит хорошим показателем надежности полученных спектров фоновых нейтрино.

Полученные первым способом спектры мюонных нейтрино использовались для моделирования ν_μ -взаимодействий в последних 16 м защиты*) с помощью программы CATAS [10]. При моделировании глубоко неупругих взаимодействий использовалась параметризация структурных функций Фейнмана-Филда [14] для инвариантной массы адронной системы $W \geq 2$ ГэВ. Для области $W < 2$ ГэВ моделировались квазиупругие взаимодействия и взаимодействия с образованием резонансных состояний по модели Рейна-Сегала [15].

Сравнение смоделированных импульсных распределений равновесных μ^+ и μ^- с экспериментально полученными спектрами мюонов для

*) Как показало моделирование, число мюонов, проходящих более 16 м железа мюонной защиты, пренебрежимо мало.

мишени с плотностью ρ_1 показано на рис. 3. В табл. 1 приведены числа взаимодействий "прямых" нейтрино, рассчитанные методом вычитания. Использовались данные лишь для ρ_1 , где нет неопределенности, связанной с учетом утечки каскадов и вычислением эффективной плотности мишени. Систематическая ошибка 10%, приведенная в табл. 1 для данного метода, обусловлена погрешностями в определении нейтринных спектров и в описании взаимодействия нейтрино с веществом.

Из данных табл. 1 видно, что статистически значимый сигнал от взаимодействия "прямых" мюонных нейтрино в эксперименте не обнаружен. Однако полученный результат может быть использован для оценки верхней границы сечения образования очарованных частиц.

Таблица 1.

	эксперимент		экстраполяция $\rho = \infty$	вычитание ρ_1
	ρ_1	ρ_2		
Число протонов	$0,6 \cdot 10^{18}$	$1,11 \cdot 10^{18}$	10^{18}	10^{18}
μ^-	1748 ± 42	1631 ± 40	$-47 \pm 105 \pm 61$	$72 \pm 36 \pm 140$
μ^+	314 ± 18	308 ± 18	$19 \pm 45 \pm 11$	$28 \pm 16 \pm 25$

Параметризация дифференциального сечения адронного рождения очарованных частиц

В настоящее время разными авторами применяются различные способы описания дифференциального сечения рождения очарованных частиц

Наиболее часто используется полуэмпирическая аппроксимация дифференциального сечения рождения очарованных частиц вида:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto (1 - |x_F|)^n \cdot \exp(-b \cdot p_{\perp}^m), \quad (2)$$

$$x_F = p_{\parallel}^* / p_{\max}^*$$

где E и p_{\perp} - энергия и поперечный импульс очарованной частицы, а

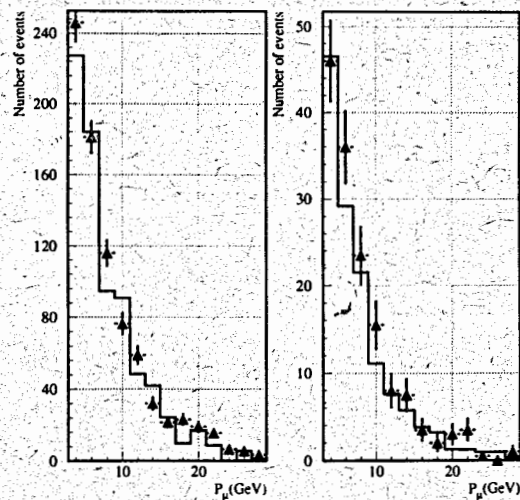


рис.3. Импульсные распределения а) μ^- и б) μ^+ , полученные моделированием (гистограмма) в сравнении с экспериментальными результатами (треугольники) для мишени с ρ_1 . Потоки мюонов нормированы на 10^{18} сброшенных на мишень протонов.

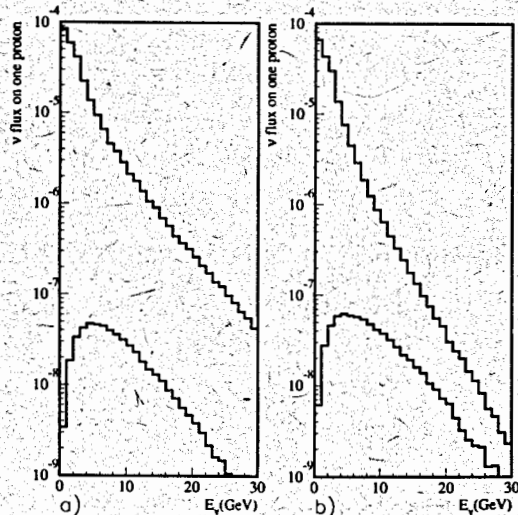


рис.4. Спектры а) нейтрино и б) антинейтрино от распада π и К мезонов в сравнении с спектрами "прямых" нейтрино рассчитанных по модели КХД [21].

p_{\parallel}^* - ее продольный импульс в с.цм. Величина m полагается равной 1 или 2; при $m = 1$ подгоночный параметр b равен 2-3, а при $m = 2$ значение $b \approx 1$. Параметр n зависит от типа как фрагментирующих, так и рождающихся частиц. При малых значениях поперечного импульса рожденных частиц ($|x_F| \rightarrow 1$) этот параметр можно оценить с помощью правил кваркового счета [16,17]. В случае образования очарованных частиц в NN-взаимодействиях $n = 1$ для Λ_c , $n = 5$ для D^+ и D^0 , $n = 3$ для \bar{D}^0 и $n = 4$ для D^- .

При описании дифференциального сечения рождения очарованных частиц при энергии ~ 70 ГэВ в работах [12,20,21] использовалась параметризация вида:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} \propto [(1-x_+)(1-x_-)]^n \cdot \exp(-2,5 \cdot p_{\perp}), \quad (3)$$

$$x_{\pm} = (E \pm p_{\parallel}^*)/\sqrt{s},$$

где E^* - энергия частицы в с.цм, а s - квадрат энергии столкновения в с.цм. Выражения (2) и (3) эквивалентны в том смысле, что при $|x_F| \rightarrow 1$ величина $(1-x_+)(1-x_-) \rightarrow (1-|x_F|)$. Значения показателя n и относительные выходы различных очарованных частиц, используемые в этой модели, приведены в табл.2 (см. работу [12]).

Таблица 2

Частица	Λ_c^+	D^+	D^0	D^-	\bar{D}^0
Выход	43%	18%	39%	28%	72%
n	1,5	6,5	6,5	3,5	3,5

Результаты и обсуждение

В изучаемой нами области энергий ($\sqrt{s} \sim 11$ ГэВ) предпочтительно использование переменных x_+ и x_- [17], поэтому при моделировании рождения очарованных частиц нами использовалась параметри-

зация (3). Далее моделировались их полупетонные распады с образованием мюонного нейтрино с помощью программы JETSET 7.2 [18], учитывающей моды распада на 3, 4 и 5 частиц. Полученные энергетические спектры "прямых" ν_μ в сравнении со спектрами фоновых ν_μ показаны на рис. 4. Все спектры приведены для углового интервала 0-40 мрад, определяемого аксептансом детектора. Моделирование взаимодействий "прямых" нейтрино осуществлялось с тем же предположением, что и для фоновых нейтрино. Рассчитанное таким образом ожидаемое число отрицательных мюонов от взаимодействий "прямых" нейтрино, нормированное на 10^{18} сброшенных на мишень протонов, составило 15.6, а число положительных мюонов от взаимодействий "прямых" антинейтрино составило 11.7. Сопоставление этих чисел с данными, приведенными в табл. 1, позволяет вычислить величину сечения образования очарованных частиц (см. табл. 3).

Как видно из данных табл. 3, величины сечений, полученные методами вычитания и экстраполяции, хорошо согласуются между собой.

Таблица 3

регистрируемый мюон	сечение (мкб/нуклон)	
	экстраполяция	вычитание
μ^-	$-3,0 \pm 6,7 \pm 3,9$	$4,6 \pm 2,3 \pm 8,9$
μ^+	$1,3 \pm 3,1 \pm 0,7$	$1,9 \pm 1,1 \pm 1,7$

Наиболее жесткий предел на величину сечения рождения очарованных частиц при энергии 70 ГэВ получается, если использовать результаты метода вычитания в случае регистрации μ^+ :

$$\sigma_{\bar{c}c}(N) \leq 4,7 \text{ мкб/нуклон} \quad (90\% \text{ C.L.}).$$

В табл. 4 приведены верхние границы полных сечений образования очарованных частиц в рN-взаимодействиях при энергии 70 ГэВ ($\sqrt{s} \sim 11,46$ ГэВ), полученные в протонном beam-dump эксперименте 1989г. на ускорителе ИФЭЭ.

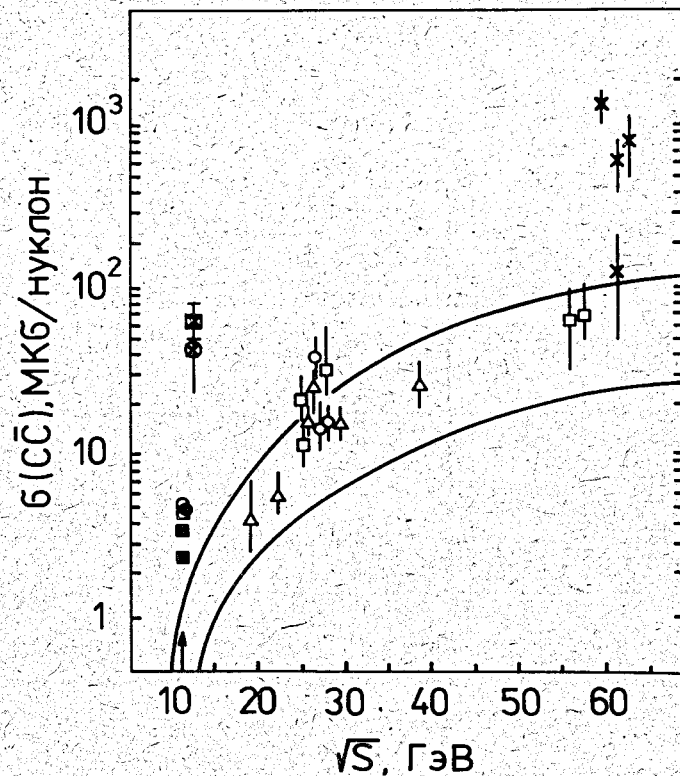


рис. 5. Экспериментальные данные и предсказание модели КХД [21] для полного сечения образования очарованных частиц в NN-взаимодействиях.

Ф - результаты, полученные на спектрометре БИС в пучке нейтронов со средней энергией 58 ГэВ [4].

Верхние границы полных сечений на 90% C.L., полученные в протонном beam-dump эксперименте при энергии протонов 70 ГэВ показаны точками:

o [19]; ● [20]; □ - настоящая работа; ▣ [3]; ■ [2].

Значения верхних границ сечения приведены также в таблице 4.

Таблица 4*)

N	Авторы	"Прямые" лептоны	Детектор	Верхняя граница сечения мкб/нуклон 90% С.Л.
1	С.Беликов и др. [19]	Одиночные μ	Ионизационные камеры в мюонной защите	5,1
2	В.Аммосов и др. [20]	$\nu_e + \bar{\nu}_e$	Пузырьковая камера "СКАТ"	4,8
3	Й.Бломлайн и др. [2]	$\nu_e + \bar{\nu}_e$	Нейтринный детектор	2,4
4	Н.Божко и др. [3]	$\bar{\nu}_\mu$	Нейтринный детектор	3,5
5	Настоящая работа	$\bar{\nu}_\mu$	Нейтринный детектор	4,7

Полученная нами оценка согласуется с результатами предыдущих работ [2,3,19,20]. Однако все эти результаты не удаётся согласовать с данными БИС-2 [4-6]. Экспериментальные данные для сечений образования очарованных частиц в NN-взаимодействиях в сравнении с расчетами по модели А.К.Лиходеда и С.Р.Слабоспицкого [21], в которой наряду с процессами фрагментации С-кварков учитывается подпроцесс рекомбинации образовавшихся С-кварков с валентными кварками из начального адрона, приведены на рис.5. Как видно из рисунка, полученный в данной работе верхний предел сечения образования очарованных частиц лежит намного ниже результатов эксперимента БИС-2 и не противоречит предсказаниям КХД.

Для более детального сравнения не только полных сечений, но и спектров равновесных мюонов с результатами коллаборации БИС-2

*) В работах 1,2,5 использовалась параметризация дифференциального сечения (3) с параметрами указанными в табл.2, а в работах 3,4 параметризация вида: $d^3\sigma/dx_F dp_1 \sim (1-|x_F|)^n \cdot \exp(-p_1^2)$, где $n=4$ для D и B-мезонов и $n=2,5$ для рождения Λ_c -бариона.

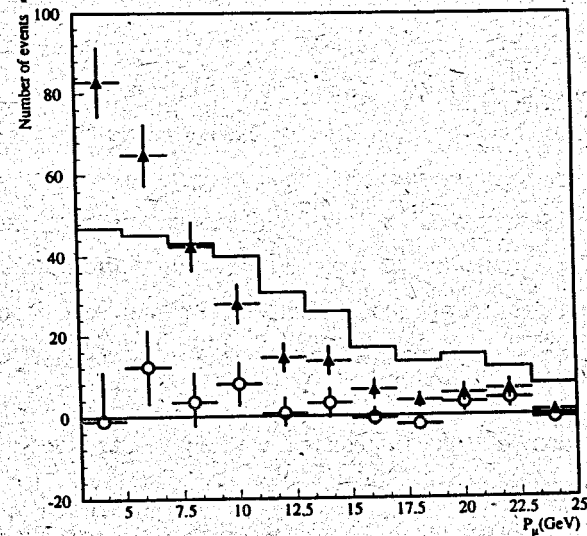


рис.6. Ожидаемый спектр равновесных μ^+ только от "прямых" антинейтрино, если использовать данные приводимые коллаборацией БИС-2 (сплошная линия). Треугольниками здесь показан экспериментальный спектр всех μ^+ , а кружками спектр μ^+ от "прямых" антинейтрино, полученный в настоящей работе.

было проведено моделирование процесса рождения D в условиях нашего эксперимента, но с параметрами, описывающими процесс образования очарованных частиц, приведёнными в работах [5,6] коллаборации БИС-2:

- дифференциальное сечение в области $x_p > 0,5$ описывается выражением $(1-x_p)^n \cdot \exp(-b \cdot p_1^2)$ с численными значениями b , n и m из работы [4]: для D^- $n=0,8 \pm 0,6$, $b=1,8_{-1,0}^{+1,3}$ и для D^0 $n=1,1 \pm 0,6$, $b=1,2_{-0,9}^{+1,1}$

- сечения образования D^- и D^0 в кинематической области $x_p > 0,5$ взяты из работ [5,6] соответственно и пересчитаны для Fe в предположении, что зависимость сечения от атомного веса ядер мишени (A) параметризуется в виде $\sigma_{CC}(A) \sim \sigma_{CC}(N) \cdot A^\alpha$, где $\alpha \approx 0,75$ [6].

Так как в работах [4,5] приведены сечения только для области $x_p > 0,5$, то для получения полного сечения в интервале $-1 < x_p < +1$ необходимо было экстраполировать сечение в область $x_p < 0,5$. В наших расчетах предполагалось, что в области $x_p < 0,5$ $\sigma_{CC} = 0$. Это грубое предположение заведомо дает нижнюю границу полного сечения и, соответственно, приводит к сильно заниженной оценке выхода равновесных мюонов от "прямых" антинейтрино.

В результате был получен ожидаемый спектр выходящих из защиты μ^+ (показан гистограммой на рис.6), источником которых мы должны были бы считать "прямые" антинейтрино, образующиеся в распадах очарованных частиц. На этом же рисунке указан экспериментально измеренный полный поток равновесных μ^+ , а также спектр μ^+ от "прямых" антинейтрино, полученный в нашей работе методом вычитания. Все спектры нормированы на 10^{18} сброшенных на мишень протонов. Как видно из сравнения, ожидаемое число μ^+ от "прямых" антинейтрино при использовании данных БИС-2, даже при грубых

предположениях, заведомо занижающих их выход, существенно превышает полученные нами оценки числа таких мюонов и практически соответствует полному потоку μ^+ , который мы экспериментально регистрируем и который образуется от взаимодействий в мюонной защите антинейтрино от распадов π - и K -мезонов.

Авторы благодарны А.К.Лиходеду и С.Р.Слабоспицкому за обсуждения моделей адронорождения очарованных частиц и сотрудникам Серпуховского научно-экспериментального отдела А.И.Григорьеву, А.И.Иваненко, Е.А.Ладигину, В.П.Обудовскому за техническую помощь при проведении сеансов на ускорителе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Понтекорво Б.М. ЖЭТФ, 69, 452, 1975; УФН, 104, 3, 1971.
2. Blumlein J. et al. Phys.Lett. B279, p.405, 1992.
ЯФ, т.55, стр.2092, 1992.
3. Божко Н.И. и др. Препринт ИФВЭ 92-110, Протвино, 1992.
4. Aleev A.N. et al. Z.Phys., C23, p.334, 1984.
5. Aleev A.N. et al. Z.Phys., C37, p.243, 1988.
6. Алеев А.Н. и др. Препринт ОИЯИ P1-90-595, 1990.
7. Денисов О.Ю. и др. Материалы XI Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ, стр.61, Дубна, 1990.
8. Афонин А.Г. и др. Препринт ИФВЭ 89-128, Серпухов, 1989.
9. Иванченко И.М., Мойсенз П.В., Рождественский А.М.
Материалы VIII Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ, стр.61, Дубна, 1988.
10. Vovenko A.S. et al. NIM, 212, p.155, 1983.
11. Brun R. et al. CERN DD/EE/84-1, 1987.
12. Божко Н.И. и др. ЯФ., 31, стр.1246, 1980.
13. Belikov S.V. et al. Preprint IHEP 90-180, Protvino, 1990.
14. Field R.D., Feinman R.P. Phys.Rev., D15, 2590, 1977.

15. Reyn D., Seghal L.M. Nucl.Phys., B223, 89, 1983.
16. Gunion J.F. Phys.Lett. B88, 150, 1979.
17. Kernan A., Van Dalen G. Phys.Rep. 106, 297, 1984.
18. Sjostrand I. Int.J. Mod. Phys., 43, p.751, 1988.
19. Беликов С.В. и др. Препринт ИФВЭ 89-167, Серпухов, 1989.
20. Аммосов В.В. и др. Препринт ИФВЭ 90-97, Протвино, 1990.
21. Лиходед А.К., Слабоспицкий С.Р. Материалы Рабочего совещания по программе экспериментальных исследований на УНК. Серпухов, 1988г. с.64.
ЯФ, т. 28, с.1315, 1978; ЯФ т.33, с.838, 1981;
ЯФ, т.38, с.727, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
2 сентября 1993 года.

Барабаш Л.С. и др.

P1-93-327

Поиск мюонных антинейтрино от распада очарованных частиц на нейтринном детекторе ИФВЭ — ОИЯИ в эксперименте по полному поглощению в железе протонного пучка с энергией 70 ГэВ

Экспериментальные данные по полному поглощению протонного пучка железом проанализированы с целью выделения сигнала от «прямых» мюонных антинейтрино. В нейтринном детекторе ИФВЭ — ОИЯИ регистрировались равновесные μ^+ - и μ^- -мюоны, рожденные во взаимодействиях антинейтрино и нейтрино в стальном мюонном фильтре, установленном перед детектором. Получен верхний предел сечения образования очарованных частиц в $p\text{Fe}$ -взаимодействиях при энергии 70 ГэВ: $\sigma_{cc}(N) \leq \leq 4,7$ мкб/нуклон на 90% С.Л. Результаты сравниваются с данными, полученными в других экспериментах. В околопороговой области не обнаружено аномально большого сечения образования чарма. Верхняя граница сечения рождения чарма не противоречит теоретическим расчетам, основанным на КХД.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1993

Перевод авторов

Barabash L.S. et al.

P1-93-327

Search for the Prompt Muon Antineutrino from Charm Particle Decays at the IHEP — JINR Neutrino Detector in 70 GeV Proton Beam-Dump Experiment

Data from the 70 GeV proton beam-dump experiment have been analysed with the aim of the detection of signal from the prompt muon antineutrino. The «equilibrium» μ^+ and μ^- muons, produced in the interactions of neutrinos and antineutrinos in muon iron filter, placed in front of the detector have been registered by the IHEP — JINR Neutrino detector. The upper limit for total cross section of charm particle production at 70 GeV pN -interactions has been obtained: $\sigma_{cc} < 4.7 \mu\text{b}/\text{nucl.}$ (90% C.L.). Results are compared with the data, received in other experiments. The anomaly high charm production cross section has not been observed near a threshold. The upper limit of the charm production cross section doesn't contradict to the theoretical calculations based on QCD.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1993