

сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

3494 / 82

2/viii-82

P2-82-323

+

С.М.Елисеев, Б.С.Юлдашев*

НЕЙТРИНО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
И ФОРМИРОВАНИЕ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ

*Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

1982

1. Проведенные в последние годы интенсивные исследования взаимодействий адронов с ядрами при высоких энергиях позволили выяснить ряд фундаментальных свойств процессов множественной генерации частиц. В частности, было установлено, что обычный внутриядерный каскад имеет место для сравнительно медленных $p \leq 10$ ГэВ/с/ рожденных частиц, т.е. при высоких энергиях доминируют процессы, для описания которых уже необходимо учитывать внутреннюю /кварк-партонную/ структуру частиц и динамику формирования адронов на расстояниях и за времена типично ядерных масштабов ~ 1 ферми/.

Этот факт, в свою очередь, привел к необходимости рассмотрения адрон-ядерных взаимодействий как суперпозиции нескольких механизмов рождения частиц на ядрах /включая и внутриядерный каскад/, вклад которых изменяется как с ростом первичной энергии, так и с массовым числом A ядра мишени. Однако при этом еще остается неясным, как изменяется вклад процессов перерассеяния при варьировании A и первичной энергии. Решение этой проблемы связывается, и весьма обоснованно, с изучением лептон-ядерных (ℓA) соударений, так как в этом случае вторичные адроны являются "рожденными" частицами, время формирования, τ_0 , которых можно определить, изучая A -зависимости характеристик вторичных адронов в ℓA -взаимодействиях.

Подобные эксперименты были проведены сравнительно недавно /1-7/, и удалось выяснить, что свойства адронов в νA - μA - и eA -взаимодействиях во многом аналогичны их свойствам в адрон-ядерных соударениях при эквивалентных энергиях. Этот результат может служить указанием на то, что в области рассмотренных энергий вклад внутриядерного перерассеяния вторичных энергий еще не мал и в основном именно внутриядерный каскад ответственен за избыточное рождение частиц на ядерной мишени по сравнению с нуклонной.

С целью проверки этого предположения в настоящей работе проведено сравнение экспериментальных данных по $\nu_{\mu} Ne$ -взаимодействиям с расчетами по каскадной модели, основные положения которой были описаны в работах /8,9/.

2. Экспериментальные данные по $\nu_{\mu} Ne$ -взаимодействиям, обобщаемые в настоящей работе, были получены с помощью 15-футовой пузырьковой камеры FNAL, облученной в широкополосном /1-3/ и квадруполь-триплетном /4/ пучках мюонных нейтрино и антинейт-

рино /эксперименты E172 и E546/ со средними энергиями нейтрино $\langle E_\nu \rangle \approx 40$ ГэВ и $\langle E_\nu \rangle \approx 90$ ГэВ соответственно.

Рассматривались только взаимодействия под действием заряженных токов, т.е. процессы типа



при значении полной инвариантной массы адронной системы $1 \leq W \leq 20$ ГэВ. Вторичные отрицательные частицы, не идентифицированные как μ^- или электроны, считались π^- -мезонами*. Протоны и π^+ -мезоны эффективно разделялись в экспериментах до импульсов ≈ 1 ГэВ/с**.

Так как наиболее полная экспериментальная информация имела для значений W от 3 до 6 ГэВ, то в настоящей работе мы ограничивались рассмотрением $\nu_\mu N_0$ -соударений в области $3 \leq W \leq 6$ ГэВ. При этом полное число проанализированных событий составило ≈ 2500 . Более полная экспериментальная информация может быть найдена в /2-5/.

3. Расчеты по каскадной модели были проведены в нескольких вариантах.

В первом, в соответствии с обычной каскадной моделью /8/, считалось, что вторичные адроны, образованные в первичном нейтрино-нуклонном соударении ($\nu_\mu N$), взаимодействуют на своем пути с внутриядерными нуклонами с сечением адрон-нуклонного взаимодействия при данной энергии σ_{hN}^T . Это соответствует предположению, что вторичные адроны в элементарном акте формируются мгновенно внутри ядра, вызывая в дальнейшем внутриядерный каскад.

Во втором варианте предполагалось, что сечение взаимодействия вторичных адронов с внутриядерными нуклонами изменяется по закону

$$\sigma_{hN}^* = \sigma_{hN}^T (1 - e^{-r/r_0}), \quad /2/$$

где σ_{hN}^T - полное сечение адрон-нуклонного взаимодействия при соответствующей энергии вторичного адрона, $r = \ell/\beta\gamma$, ℓ - расстояние, которое прошла частица со скоростью $\beta = v/c$ от точки

* Примесь K^- -мезонов среди отрицательно заряженных адронов в $\nu_\mu N_0$ -соударениях не превышает 3%.

** Примесь быстрых / $p \geq 1$ ГэВ/с/ протонов среди положительно заряженных релятивистских частиц в $\nu_\mu N_0$ -соударениях /2,10/ составляет /26±2/%, что совпадает с данными для $\pi^+ N_0$ -взаимодействий при эквивалентной энергии /11/.

ее образования, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $r_0 = \frac{1}{m_0}$, где m_0 - некоторая характерная масса, соответствующая "времени формирования" адронов в собственной системе покоя.

Введенное предположение /2/ по существу является следствием гипотезы, согласно которой /см., например, /12,13/ / вторичные адроны формируются не мгновенно, а в течение некоторого времени r_0 и только при $\ell \rightarrow \infty$ /или $\beta \rightarrow 0$ / приобретают возможность взаимодействовать с внутриядерными нуклонами при "нормальном" σ_{hN}^* . Например, в рамках кварковой модели параметр m_0 соответствует времени формирования адронов из кварков /14/.

В обоих вариантах расчетов по каскадной модели множественности, импульсные и угловые характеристики частиц в элементарном $\nu_\mu N$ -рассеянии разыгрывались в соответствии с данными для $\nu_\mu p$ - и $\nu_\mu d$ -взаимодействий, выделенных в $\nu_\mu (NeN_2)$ -соударениях /4/. Кроме этого, были использованы также результаты экспериментов по $\nu_\mu p$ - и $\bar{\nu}_\mu p$ -взаимодействиям, исследованным в водородных пузырьковых камерах /15,16/. При этом для получения данных в $\nu_\mu d$ -соударениях предполагалась справедливость зарядовой симметрии в $\nu_\mu p$ - и $\bar{\nu}_\mu p$ -соударениях.

Расчеты по каскадной модели с учетом предположения /2/ проводились при значениях $m_0 = \infty$; 0,94; 0,4 и 0,14 ГэВ. Для каждого варианта было смоделировано около 14 тысяч звезд методом Монте-Карло.

При моделировании процессов /1/ плотность ядра неона выбиралась в виде фермиевской, и при этом были учтены процессы поглощения медленных пионов двухнуклонными коррелированными системами, т.е. реакции типа $\pi(2N) \rightarrow N+N$. Рождением мезонных резонансов и изобар пренебрегали. Детальное описание методики моделирования будет изложено в другой работе.

4. Ниже будут обсуждены результаты сравнения расчетов по каскадной модели с экспериментальными данными.

На рис.1 приведены распределения по множественности

отрицательных частиц в $\nu_\mu N_0$ -взаимодействиях при $3 \leq W \leq 6$ ГэВ. Кривая - расчеты по каскадной модели с параметрами $m_0 = \infty$ и $m_0 = 0,4$ ГэВ в выражении /2/.

Рис.1. Распределение по множественности отрицательных частиц в $\nu_\mu N_0$ -взаимодействиях при $3 \leq W \leq 6$ ГэВ. Кривая - расчеты по каскадной модели с параметрами $m_0 = \infty$ и $m_0 = 0,4$ ГэВ в выражении /2/.

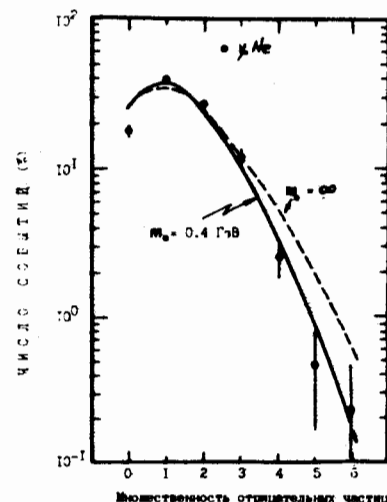


Таблица 1

Средние множественности вторичных частиц в ν_{μ} Ne -взаимодействиях при $3 \leq W \leq 6$ ГэВ /экспериментальные данные и расчеты по каскадной модели с разными значениями параметра m_0 в /2//

Величина	Эксп. [172, 174]		Эксп. Е546 [4]		Каскадная модель	
	$m_0 = \infty$	$m_0 = 0,94$	$m_0 = 0,94$	$m_0 = 0,4$	$m_0 = 0,14$ ГэВ	$m_0 = 0,14$ ГэВ
$\langle n_{-} \rangle$	$1,37 \pm 0,04$	$1,36 \pm 0,03$	$1,53 \pm 0,02$	$1,41 \pm 0,01$	$1,32 \pm 0,01$	$1,28 \pm 0,01$
$\langle n_{+} \rangle$	$3,98 \pm 0,11$	$4,20 \pm 0,06$	$4,06 \pm 0,04$	$3,76 \pm 0,03$	$3,55 \pm 0,03$	$3,45 \pm 0,03$
$\langle n_p \rangle^*$	-	$0,33 \pm 0,02$	$0,30 \pm 0,01$	$0,28 \pm 0,01$	$0,21 \pm 0,01$	$0,13 \pm 0,01$

* Для протонов с импульсами $0,35 \leq p \leq 0,80$ ГэВ/с.

π^{-} -мезонов в ν_{μ} Ne -взаимодействиях при $3 \leq W \leq 6$ ГэВ. Здесь же для сравнения показаны результаты расчетов по каскадной модели при $m_0 = \infty$ и при $m_0 = 0,4$ ГэВ. Как видно из рисунка, экспериментальное распределение существенно лучше описывается расчетами, основанными на предположении /2/ при $m_0 = 0,4$ ГэВ.

К такому же заключению можно прийти путем анализа данных таблицы, где сравниваются средние множественности π^{-} -мезонов, $\langle n_{-} \rangle$, релятивистских заряженных частиц, $\langle n_{\pm} \rangle$ /идентифицированные протоны исключены/, а также протонов с импульсами $0,35 \leq p \leq 0,80$ ГэВ/с, $\langle n_p \rangle$. Следует, тем не менее, отметить, что значение m_0 , при котором достигается наилучшее согласие с экспериментальными данными по средним множественностям, по-видимому, различно для частиц разного типа.

Спектры продольных быстрот π^{-} -мезонов в ν_{μ} Ne -взаимодействиях показаны на рис.2, где для сравнения приведены также расчеты по каскадной модели при $m_0 = \infty$; 0,94 и 0,4 ГэВ. Видно, что при $m_0 = \infty$ модель противоречит экспериментальным данным, тогда как расчеты при $m_0 = 0,4-0,94$ ГэВ лучше описывают спектр π^{-} -мезонов, хотя в области фрагментации заряженного тока ситуация выглядит не столь удовлетворительной. Это, вообще говоря, может быть связано и с чисто кинематическим эффектом, так как использованные при расчетах данные по ν_{μ} N -взаимодействиям брались в довольно широком диапазоне варьирования W /от 3 до 6 ГэВ/.

Перейдем к обсуждению характеристик вторичных протонов. На рис.3 представлены угловые распределения протонов с импульсами $0,35 \leq p \leq 0,80$ ГэВ/с в л.с.к. в ν_{μ} Ne -соударениях при $3 \leq W \leq 6$ ГэВ. Для сравнения на этом же рисунке приводятся аналогичные данные для ν_{μ} CF₃Br -взаимодействий в интервале энергий нейтрино /2-30/ ГэВ /17/, pNe-соударений при 300 ГэВ/с /18/ и π^{-} C-взаимодействий в интервале /4-40/ ГэВ/с /18/. Обращает на себя внимание тот факт, что угловые спектры протонов с примерно одинаковыми импульсами не зависят ни от типа налетающей частицы, ни от первичной энергии, и, по-видимому, также слабо изменяются с ростом A от 12 /для углерода/ до ≈ 35 /для CF₃Br/. Объяснение такой универсальности, скорее всего, можно получить в рамках моделей, учитывающих процессы перерассеяния частиц на внутриядерных нуклонах. Это, в частности, демонстрируется на рис.3, где показаны расчеты угловых спектров протонов с импульсами $0,35 \leq p \leq 0,8$ ГэВ/с по каскадной модели при значениях $m_0 = \infty$ /сплошная линия/ и $m_0 = 0,94$ ГэВ /штриховая гистограмма/. Следует отметить, что согласно проведенному нами анализу форма углового распределения протонов слабо чувствительна к значению задаваемого параметра m_0 . Это есть следствие того, что практически все протоны с указанными импульсами в модели являются продуктами

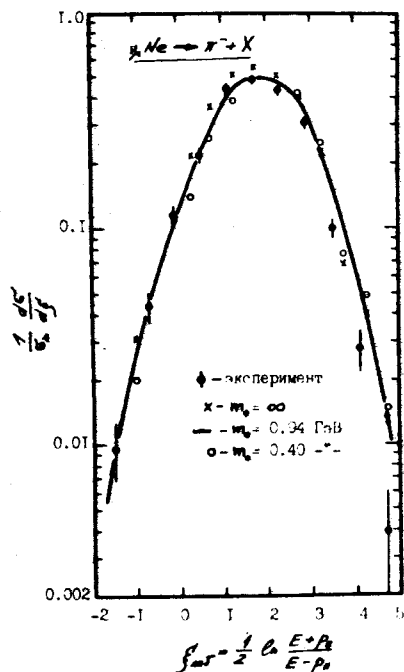


Рис.2. Сравнение спектра продольных быстрых π^- -мезонов в ν_μ Ne-взаимодействиях при $3 \leq W \leq 6$ ГэВ с расчетами по каскадной модели с различными значениями параметра m_0 в /2/.

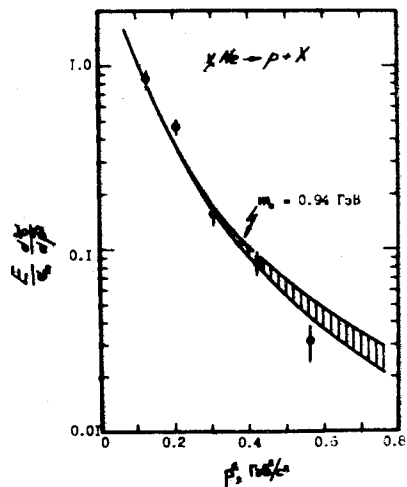


Рис.4. Инвариантные дифференциальные сечения протонов в зависимости от квадрата их импульсов в ν_μ Ne-взаимодействиях. Кривые - расчеты по каскадной модели при $m_0=0,94$ ГэВ. Заштрихованная область демонстрирует коридор статистических погрешностей при моделировании.

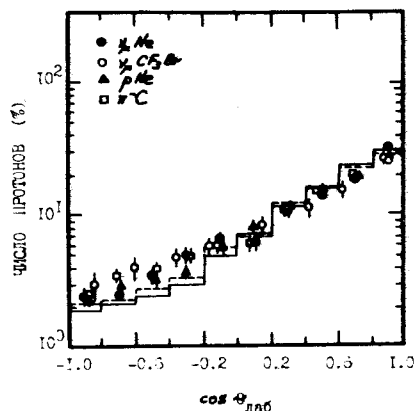


Рис.3. Угловые распределения протонов с импульсами $0,35 \leq p \leq 0,80$ ГэВ/с в ν_μ Ne-соударениях при $3 \leq W \leq 6$ ГэВ. Для сравнения показаны спектры протонов с приблизительно такими же импульсами в ν_μ CF₃Br-взаимодействиях при энергиях /2-30/ ГэВ /17/, а также в pNe- и π^- C-соударениях при энергиях 300 ГэВ и /4-40/ ГэВ соответственно /18/. Гистограммы соответствуют расчетам по каскадной модели с параметрами: $m_0 = \infty$ /сплошная линия/ и $m_0 = 0,94$ ГэВ /штриховая линия/.

выбивания внутриядерных нуклонов в процессах перерасеяния первичной /нейтрино рассеивается один раз!/ и вторичных частиц.

Инвариантные дифференциальные спектры протонов в ν_μ Ne-взаимодействиях представлены на рис.4. Здесь же для сравнения показаны результаты расчетов по каскадной модели при $m_0 = 0,94$ ГэВ. Заштрихованная область соответствует коридору статистических ошибок при моделировании. Как видно из сравнения расчетов с экспериментальными данными, модель достаточно хорошо описывает эксперимент. Отметим также, что расчеты по модели при $m_0 = \infty$ и $m_0 \leq 0,4$ ГэВ хуже описывают импульсные спектры протонов.

Таким образом, из приведенных предварительных результатов анализа видно, что основные характеристики вторичных частиц, образованных в неупругих ν_μ Ne-соударениях, удовлетворительно воспроизводятся расчетами по каскадной модели. При этом наилучшее согласие с экспериментальными данными получается в предположении, что сечение взаимодействия вторичных адронов с внутриядерными нуклонами изменяется по закону /2/ при $m_0 \sim 0,4-0,94$ ГэВ.

В заключение отметим, что значение параметра практически совпадает с оценками, полученными при анализе адрон-ядерных взаимодействий в рамках других модельных подходов /13,14/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Burnett T.H. et al. Neutrino-77, Изд-во "Наука", М., 1977, т.2, с. 132.
2. Burnett T.H. et al. Phys.Lett., 1978, 77B, p. 443.
3. Burnett T.H. et al. New Results in High Energy Physics - 1978, eds. Panvini R.S., Csorna S.E. AIP, New York, 1978, p. 363.
4. Wolin E., Yuldashev B.S. Univ. of Washington Preprint, Phy-78, Seattle, 1981.
5. Юлдашев Б.С. В кн.: Взаимодействия частиц с ядрами при высоких энергиях, изд-во "ФАН", Ташкент, 1981, с. 74.
6. Hand L. et al. Acta Phys.Pol., 1978, B9, p. 1087; Z.Phys., 1979, C1, p. 139.
7. Osborne L.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 40, p. 1624.
8. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия частиц высоких энергий и атомных ядер с ядрами, Атомиздат, М., 1977.
9. Гришин В.Г., Елисеев С.М., Иногамова Т.Я. Ядерная физика, 1976, 23, с. 191.

10. Burnett T.H. et al. Proc. of "Neutrino-79", Int.Conf., Bergen, Norway, 1979, vol. 2, p. 543; Univ. of Washington, Preprint VTL-Pub-60, Seattle, 1979.
11. Yeager W.M. et al. Phys.Rev., 1977, D16, p. 1294.
12. Канчели О.В. Письма в ЖЭТФ, 1973, 18, с. 469.
13. Николаев Н.Н. УФН, 1981, 134, с. 370.
14. Шабельский Ю.М. Мат. XII зимней школы ЛИЯФ, 1978, Л., с. 90.
15. Charman J.W. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, 36, p. 124.
16. Derrick M. et al. Phys.Rev., 1978, D17, p. 1.
17. Иванюков А.А. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 30, с. 390.
18. Азимов С.А. и др. ЯФ, 1981, 33, с. 1562.

Рукопись поступила в издательский отдел
5 мая 1982 года.

Елисеев С.М., Юлдашев Б.С. Нейтрино-ядерные взаимодействия и формирование вторичных частиц P2-82-323

Приводятся результаты анализа характеристик пионов и протонов, образованных во взаимодействиях нейтрино высоких энергий с ядрами неона. Расчет проводился методом Монте-Карло. Показано, что основные характеристики вторичных адронов удовлетворительно описываются каскадной моделью. При этом предполагалось, что сечения взаимодействия вторичных частиц с нуклонами ядра растут экспоненциально с коэффициентом в экспоненте, равным $-0,4-0,94$ ГэВ.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1982

Eliseev S.M., Yuldashev B.S. Neutrino-Nucleus Interactions and Secondary Formation P2-82-323

Results are presented for the analysis of characteristics of pions and protons produced in interactions of high-energy neutrinos with neon nuclei. The calculation was made by the Monte-Carlo method. It is shown that main characteristics of secondary hadrons are satisfactorily described by the cascade model. It has been assumed that cross sections of the interaction of secondaries with the nucleus nucleons grow exponentially, the exponential coefficient being equal to $-0.4-0.94$ GeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1982

Перевод О.С.Виноградовой.