

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

И Ф В Э 87-17
ОНФ FNAL-564

В.В.Аммосов², Р.Аммар⁹, А.Бакич¹⁰, В.И.Баранов²,
Т.Барнет¹¹, Ю.А.Батусов⁴, С.А.Бунятов⁴, Р.Вилкес¹¹,
В.Вильчинска⁶, Г.Вильчински⁶, Л.Войводик¹, Б.Войсек⁶,
В.Волтер⁶, П.А.Горичев³, Дж.Гресс⁹, Р.Дэвис⁹, О.К.Егоров³,
М.Иванова⁸, Н.Квак⁹, В.И.Клюхин², Э.Д.Колганова³,
Д.Копшадж⁹, О.М.Кузнецов⁴, В.И.Корешев², С.Крживджински¹¹,
Дж.Лорд¹¹, В.В.Люков⁴, И.В.Махлюева³, А.Ольшевски⁶,
П.В.Питухин², Л.Пик¹⁰, Е.А.Пожарова³, Р.Раймер⁹,
Р.Розенбладт¹¹, Г.Рубин⁵, В.И.Сиротенко², Е.А.Слободюк²,
В.Смарт¹, В.А.Смирнитский³, Р.Стамп⁹, В.И.Третьяк⁴,
Х.Чернев⁶, В.В.Шаманов³, В.Г.Шевченко³, А.Юрак⁶

ИЗУЧЕНИЕ ИНКЛЮЗИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ЗАРЯЖЕННЫХ АДРОНОВ
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ НЕЙТРИНО
С ЯДРАМИ ФОТОЭМУЛЬСИИ И НЕОНА

Направлено в ЯФ

-
- ¹ФНАЛ, Батавия, США
²ИФВЭ, Серпухов, СССР
³ИТЭФ, Москва, СССР
⁴ОИЯИ, Дубна, СССР
⁵ИИТ, Чикаго, США
⁶ИЯФ, Краков, ПНР
⁷ИЯИЯЭ, София, НРБ
⁸Пловдивский университет, НРБ
⁹Канзасский университет, Лоуренс, США
¹⁰Сиднейский университет, Австралия
¹¹Вашингтонский университет, Сиэтл, США

Аннотация

Аммосов В.В. и др. Изучение инклюзивных характеристик заряженных адронов во взаимодействиях нейтрино с ядрами фотоэмульсии и неона: Препринт ИФВЭ 87-17. FNAL-564. - Серпухов, 1987. - 9 с., 4 рис., 1 табл., библиогр.: 12.

Представлены результаты сравнительного анализа инклюзивных характеристик вторичных адронов во взаимодействиях нейтрино с ядрами фотоэмульсии и неона при энергиях 10-200 ГэВ. Показано, что совокупность данных по множественному образованию вторичных частиц удовлетворительно описывается в рамках модели партон-адронного каскада со средним квадратом поперечной массы партона $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$.

Abstract

Ammosov V.V. et al. Study of charged Hadrons Inclusive Characteristics in Neutrino Interactions with Photoemulsion and Neon Nuclei: IHEP Preprint 87-17. FNAL-564. - Serpukhov, 1987. - p. 9, figs. 4, table 1, refs.: 12.

Comparative analysis results of the secondary hadrons inclusive characteristics in neutrino interactions with photoemulsion and neon nuclei at the energies of 10-200 GeV are presented. It is shown that the whole complex of data on the multiplicity production of the secondary particles is satisfactorily described in the frames of the parton-hadron cascade with the mean square of the transverse parton mass $\mu^2 = 0.08 \text{ GeV}^2$.

ВВЕДЕНИЕ

Интерес к изучению взаимодействий частиц высоких энергий с ядрами обусловлен рядом фундаментальных идей, одна из которых заключается в возможности использовать ядро как пространственно-временной анализатор процесса множественного рождения адронов. К настоящему времени установлено, что только модели, основанные на мультипериферической картине сильных взаимодействий, позволяют описать с единой точки зрения основные черты столкновений частиц с ядрами^{/1/}. Характерной чертой таких моделей, в частности модели партон-адронного каскада (ПАК), является наличие длины формирования вторичных адронов^{/2/}. Взаимодействия нейтрино с ядрами дают возможность наиболее прямой проверки гипотезы о длине формирования адронов^{/3/}.

В настоящей работе приводятся данные сравнительного анализа инклюзивных характеристик вторичных адронов во взаимодействиях нейтрино с ядрами фотоэмульсии и неона. Важной чертой такого анализа явилась сопоставимость условий проведения экспериментов с разными мишенями. Полученные экспериментальные данные сравниваются с расчетом по модели ПАК^{/1/}.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ

Данные, на которых основываются результаты работы, получены при облучении 15-футовой пузырьковой камеры (ПК) ФНАЛ в нейтринном пучке с широким энергетическим спектром до 200 ГэВ. Фотоэмульсия была помещена в рабочий объем ПК, а сама камера использовалась для спектрометрии вторичных частиц и локализации зоны поиска взаимодействий в фотоэмульсии^{/4/}. Для исследования взаимодействий нейтрино с ядрами неона использовалась тяжелая неон-водородная смесь (64% атомов неона)^{/5/}.

Для анализа было отобрано 182 $\nu E\pi$ - и ~ 4000 νNe -взаимодействий, идущих по каналу заряженного тока, при обрезаниях $E_{\nu} > 10$ ГэВ и $P_{\mu} > 4$ ГэВ/с. Средние значения энергии нейтрино E_{ν} квадрата переданного адронам 4-импульса Q^2 инвариантной массы

адронов W^2 для отобранных событий равны соответственно: $\langle E_\nu \rangle = 50$ ГэВ; $\langle Q^2 \rangle = 10$ (ГэВ/с) 2 ; $\langle W \rangle = 5$ ГэВ. Детальное описание экспериментальных условий – критериев отбора событий, методики определения энергии нейтрино, процедуры поиска событий в ядерной фотоэмульсии, способов введения поправок на ненайденные взаимодействия – можно найти в работах^{/4,6/}.

В настоящей работе ядерные эффекты исследуются для s-частиц (релятивистские частицы) и для g-частиц (серые частицы по терминологии, принятой в фотоэмульсионных экспериментах). Серые частицы в основном являются протонами с импульсом $0,25 < P < 0,8$ ГэВ/с. Разделение s- и g-частиц в фотоэмульсии проводилось по ионизации, а в ПК – по их импульсу.

При анализе инклюзивных распределений, для которых требуется знание импульса и заряда частицы, использовались только s-частицы, вылетающие в конусе с углом раствора $2\alpha = 120^\circ$ по отношению к оси нейтринного пучка. Это обусловлено тем, что в фотоэмульсионном эксперименте при больших углах вылета частиц значительно падает эффективность их регистрации в ПК. При данном обрезании в ПК регистрируется 81% релятивистских частиц. На остальные частицы, вылетающие под заданным углом по отношению к оси нейтринного пучка, вводились нормировочные поправки.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЯ

Простейшее представление об участии ядра в образовании вторичных адронов во взаимодействии налетающей частицы с ядром основывается на модели простого внутриядерного каскада (ПВК), в которой вновь образовавшиеся адроны могут сразу же начать взаимодействовать с оставшимися нуклонами ядра^{/7/}. Установлено, что расчеты, выполненные в рамках такой модели, противоречат данным адрон-ядерных экспериментов^{/8/} при высоких энергиях.

В модели ПАК вторичный адрон не взаимодействует с другими нуклонами ядра до тех пор, пока не сформирует свое собственное поле (партонную флуктуацию, содержащую медленные партоны). За это время адрон с импульсом P пролетает расстояние $l = P/\mu^2$, называемое длиной формирования адрона, где средний квадрат поперечной массы партона $\mu^2 = m^2 + k_t^2$ (m – масса партона, k_t – внутренний поперечный импульс партона).

Используемые в настоящей работе расчетные зависимости по модели ПАК с величиной параметра $\mu^2 = 0,08$ ГэВ 2 и по модели ПВК получены с помощью программы генерации искусственных событий^{/9/}.

В таблице приведены экспериментальные средние множественности g-, s-частиц и отрицательно заряженных s-частиц. При расчете средних множественностей в фотоэмульсионном эксперименте

незарегистрированные в ПК s-частицы делились между положительно и отрицательно заряженными пропорционально числу зарегистрированных с данным знаком заряда. Как видно из таблицы, экспериментальные данные не описываются по модели ПВК и удовлетворительно согласуются (с точностью не хуже 10%) с расчетом по модели ПАК.

Таблица Средние множественности вторичных заряженных частиц

	νB			νNe		
	n_g	n_s	n_{s^-}	n_g	n_s	n_{s^-}
Эксп.	$0,82 \pm 0,02$	$4,70 \pm 0,02$	$1,62 \pm 0,04$	$1,71 \pm 0,16$	$5,43 \pm 0,21$	$2,03 \pm 0,20$
ПВК	1,68	6,03	2,41	3,95	7,30	3,15
ПАК*)	1,05	4,78	1,79	2,31	5,30	2,14

*) Расчет по модели ПАК выполнен для $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$.

При изучении инклюзивных распределений s-частиц наиболее отчетливое различие между взаимодействиями на ядрах с различным атомным весом проявляется при анализе распределений по скорости частиц $y = 1/2 \ln(E + p_{||}) / (E - p_{||})$. Здесь E - энергия частицы, $p_{||}$ - продольная компонента импульса частицы, направленная по q-вектору передачи импульса от лептонов адронному блоку, в лабораторной системе координат.

На рис. 1 представлено отношение распределений по скорости во взаимодействиях нейтрино с ядрами фотоэмульсии и неона $R(y) = (\frac{1}{N_{ev}} \frac{dn_s}{dy})_{Em} / (\frac{1}{N_{ev}} \frac{dn_s}{dy})_{Ne}$ для а) положительно заряженных, б) отрицательно заряженных s-частиц. Отношение $R(y)$ для положительно заряженных s-частиц хорошо описывается моделью ПАК в том числе и в области малых скоростей, где наиболее существенно влияние ядра. Для отрицательно заряженных s-частиц согласие с расчетом по модели ПАК менее удовлетворительно, но большие ошибки в экспериментальных данных не позволяют провести более детальный анализ этой зависимости.

На рис. 2 показано поведение первого и второго моментов y-распределений для отрицательно заряженных s-частиц в зависимости от числа g-частиц в вершине взаимодействия n_g . Как видно, экспериментальные данные хорошо согласуются с расчетами по модели ПАК. Как и следовало ожидать, среднее значение скорости убывает с ростом n_g , которое пропорционально количеству столкновений вторичных адронов с нуклонами внутри ядра. Поведение и

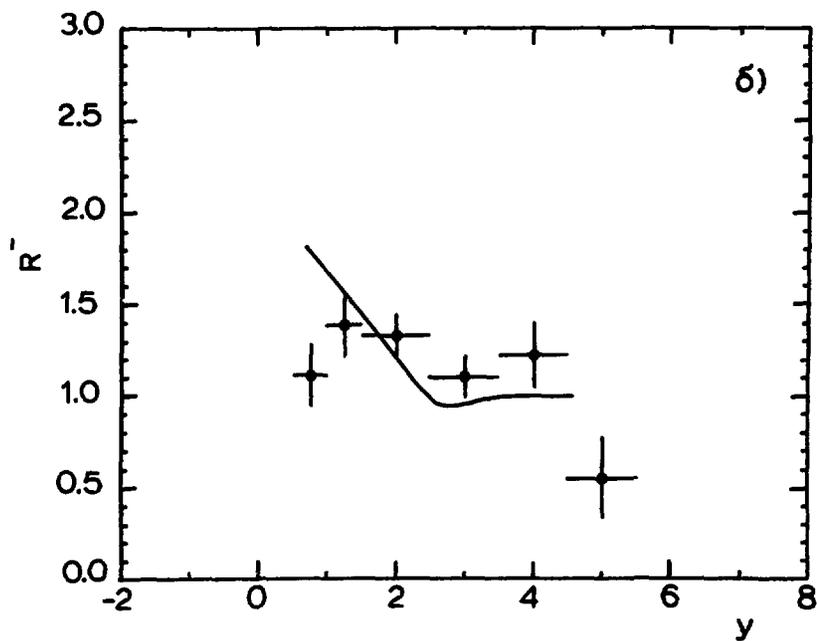
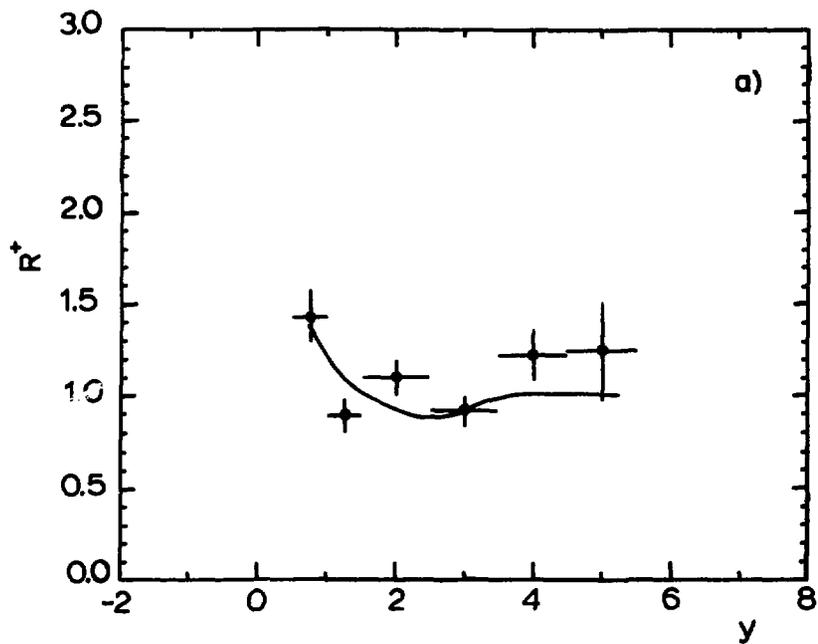


Рис. 1. Отношение распределений по y для а) положительно и б) отрицательно заряженных S -частиц, вылетающих в переднем конусе. Кривая — расчет по модели ПАК с $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$.

величина моментов слабо зависят от атомного веса ядра-мишени. Ширина распределения по быстроте в случае нейтринных взаимодействий, как и в адрон-ядерных взаимодействиях, не зависит от p_g , что противоречит моделям типа когерентной трубки/10/, в которых дисперсия растет с увеличением числа внутриядерных столкновений. Моменты распределения по быстроте для положительно заряженных S -частиц имеют те же закономерности, что и для отрицательно заряженных. Для зависимостей моментов распределений как отрицательно, так и положительно заряженных S -частиц наблюдается хорошее согласие с расчетами по модели ПАК.

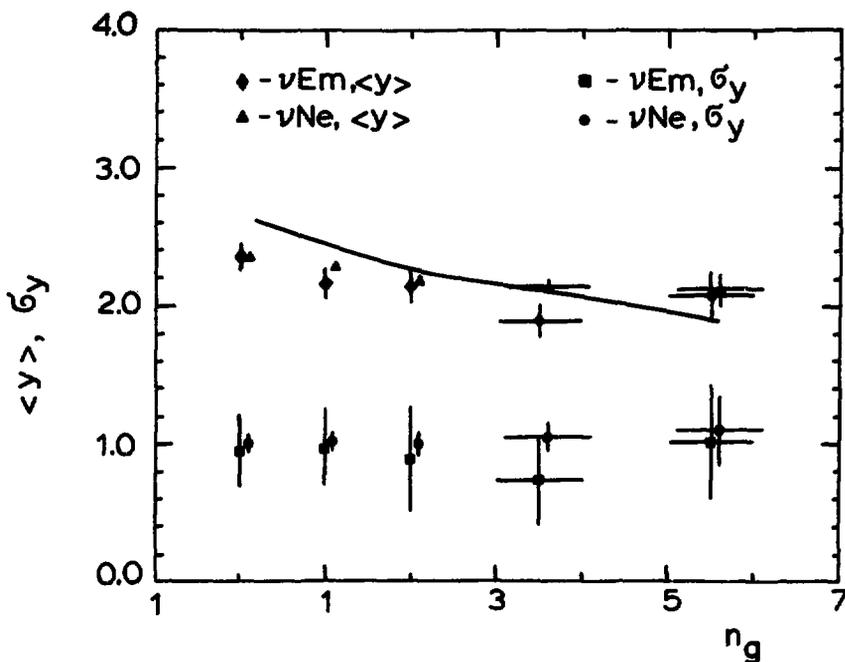


Рис. 2. Зависимость среднего значения быстроты $\langle y \rangle$ и ширины распределения по быстроте σ_y от числа g -частиц в событии для $\nu E\mu$ -, νNe -взаимодействий. Кривая - расчет по модели ПАК с $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$ для взаимодействий нейтрино в фотоэмульсии.

В модели ПАК с величиной поперечной массы партона $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$ величина среднего поперечного импульса вторичных адронов не увеличивается с ростом n_g в отличие от модели ПВК. Экспериментальные значения среднего поперечного импульса S -частиц для $\nu E\mu$ - и νNe -взаимодействий совпадают в пределах ошибок и не меняются с ростом n_g . Величина среднего поперечного импульса S -частиц во взаимодействиях нейтрино с ядрами фотоэмульсии

равна $\langle p_t \rangle = 0,35 \pm 0,02$ ГэВ/с и совпадает в пределах ошибки с расчетом по модели ПАК.

Поскольку g -частицы прямым образом связаны с количеством внутриядерных столкновений при взаимодействии, поэтому их распределения наиболее чувствительны к процессам, происходящим в ядре.

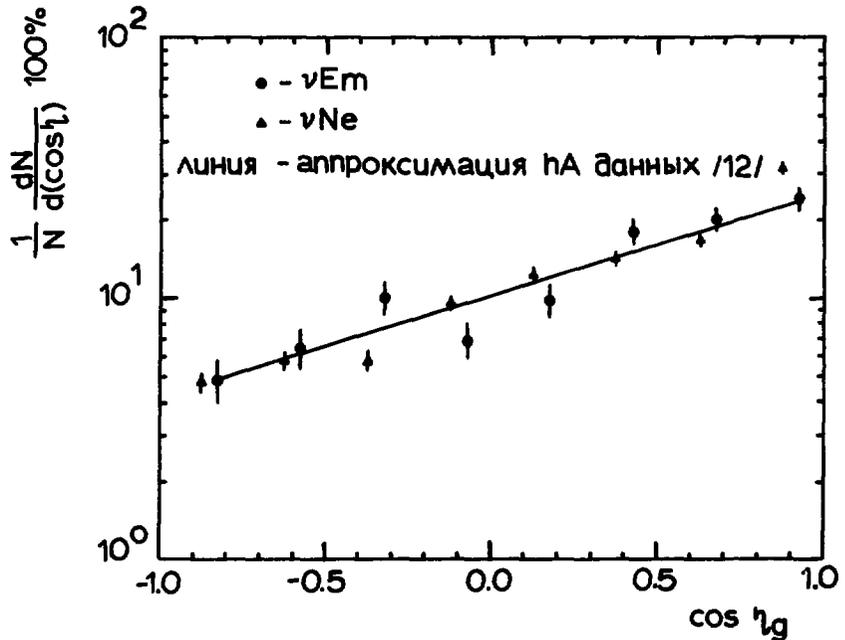


Рис. 3. Распределение по $\cos \theta$, углу вылета g -частицы относительно q -вектора. Прямая получена из аппроксимации данных адрон-ядерных экспериментов^{/11/}.

На рис. 3 представлено распределение для g -частиц по $\cos \theta$ (θ – угол вылета частицы относительно q -вектора), которое показывает, что g -частицы летят, главным образом, в переднюю полусферу по отношению к направлению q -вектора в лабораторной системе координат. Аппроксимируя наши фотоэмульсионные данные экспонентой $\sim \exp(A \times \cos \theta)$, получаем величину показателя $A = 0,91 \pm 0,08$, которая совпадает в пределах ошибки с величиной, полученной в результате аппроксимации адрон-ядерных данных $p\text{Ne}$ (импульс налетающей частицы 300 ГэВ/с), π^-C (40 ГэВ/с, 4 ГэВ/с)^{/11/}. На рисунке приведена прямая, полученная из аппроксимации адрон-ядерных данных. Наблюдаемый факт независимости

угловых распределений g -частиц от типа и энергии налетающей частицы, а также от веса ядра-мишени служит аргументом в пользу одинакового механизма происхождения g -частиц. Аппроксимация такого же углового распределения, полученного на искусственных событиях, дает величину показателя в экспоненте, равную $A = (1,31 \pm 0,03)$, которая не согласуется с экспериментом.

Модель ПАК удовлетворительно описывает корреляционную зависимость среднего числа g -частиц, испущенных назад от числа g -частиц, летящих вперед в лабораторной системе координат. На рис. 4 приведена такая зависимость совместно с кривыми, рассчитанными по модели ПАК, и данными ν Ne-эксперимента^{/11/}. Из совпадения экспериментальных данных в ν Ne-и p Ne-взаимодействиях следует, что данная корреляция не зависит от типа налетающей частицы и энергии взаимодействия.

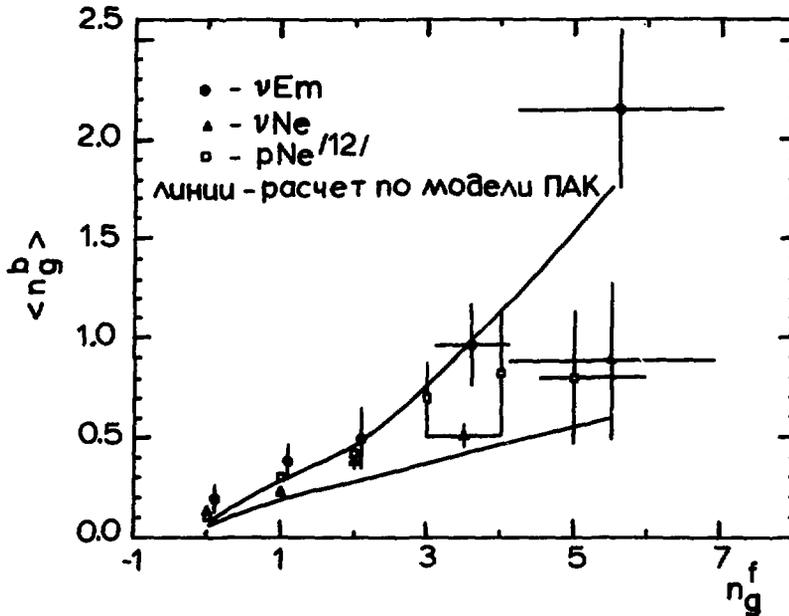


Рис. 4. Зависимость среднего числа g -частиц, испущенных назад $\langle n_g^b \rangle$ от числа g -частиц, летящих вперед n_g^f в лабораторной системе координат относительно q -вектора. Кривые - расчет по модели ПАК с $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$.

Величина параметра μ^2 , которую мы использовали при расчете по модели ПАК, согласуется с полученным ранее в работе^{/12/} ограничением на средний квадрат внутреннего поперечного импульса

партона $\langle k_t^2 \rangle < 0,1 \text{ ГэВ}^2$. Наш результат согласуется также с величиной $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$, полученной в нейтринном эксперименте на камере СКАТ с фреоновым заполнением^{/9/}.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение приводим основные результаты данной работы.

Модель внутриядерного каскада с мгновенным формированием вторичных адронов в ядре не описывает наши экспериментальные величины средних множественностей различных типов частиц.

Средние множественности и инклюзивные распределения s -частиц по быстрой и поперечному импульсу удовлетворительно описываются в рамках модели ПАК с длиной формирования для вторичных адронов, определяемой средней величиной поперечной массы партонов $\mu^2 = 0,08 \text{ ГэВ}^2$.

Угловые распределения g -частиц не зависят от типа налетающей частицы и веса ядра-мишени в широком интервале энергий, что свидетельствует в пользу одинакового механизма происхождения этих частиц.

Сильная корреляция между множественностями g -частиц, испущенных в переднюю и заднюю полусферы, хорошо описывается в рамках модели ПАК и по величине такая же, как в адрон-ядерных взаимодействиях.

Авторы выражают благодарность всем сотрудникам, участвовавшим в обработке экспериментальной информации. Мы также признательны А.А.Иваниллову за предоставленную возможность использовать его программу моделирования нейтринных взаимодействий с ядрами.

Литература

1. Николаев Н.Н. - ЭЧАЯ, 1981, т.12, с.162.
2. Канчели О.В. - Письма в ЖЭТФ, 1973, т.18, с.469.
3. Nikolaev N.N. - Zs. Phys., 1980, v.C5, p.291.
4. Smart W. et al. - Act. Phys. Pol., 1986, v.B17, p.41.
5. Baltay C. et al. - Phys. Rev. Lett., 1977, v.39, p.62.
6. Войводик Л. и др. - Препринт ИТЭФ, 1986, № 91, Москва.
7. Барашенков В.С., Тонеев В.Д. Взаимодействия высокоэнергичных частиц и атомных ядер с ядрами. - М.: Атомиздат, 1972.
8. Гуламов К.Г., Гуламов У.Г., Чернов Г.М. - ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.554.
9. Баранов Д.С. и др. - Препринт ИФВЭ 84-69, Серпухов, 1984.
10. Afek Y. et al. - Phys. Rev., 1977, v.D15, p.2622.

11. Аллабердин М.Л. и др. · Множественное образование частиц в адрон-нуклонных и адрон-ядерных взаимодействиях. - Ташкент, 1985, изд-во ФАН УзССР, с.62.
12. Аммосов В.В. и др. - Препринт ИФВЭ 84-179, Серпухов, 1984.

Рукопись поступила 15 декабря 1986 года.

В.В.Аммосов и др.

Изучение инклюзивных характеристик заряженных адронов во взаимодействиях нейтрино с ядрами фотоэмульсии и неона.

Редактор М.Л.Фоломешкина. Технический редактор Л.П.Тимкина.
Корректор Л.Ф.Васильева.

Подписано к печати 11.03.87. Т-09333. Формат 80x90/16.
Офсетная печать. Печ.л. 0,50. Уч.-изд.л. 0,62. Тираж 270.
Заказ 220. Индекс 3624. Цена 9 коп.

Институт физики высоких энергий, 142284, Серпухов Московской обл.

9 коп.

Индекс 3624.

ПРЕПРИНТ 87-17, ИФВЭ, 1987.
