

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P1-86-721

Ц.Баатар*, И.А.Ивановская, Л.Сэрдамба*,
Д.Тувдендорж*, Р.Тогоо, Д.Цэрэн*, А.П.Чеплаков

ХАРАКТЕРИСТИКИ ВТОРИЧНЫХ ЧАСТИЦ,
ОБРАЗОВАННЫХ В π^- -С-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ
ПРИ 40 ГэВ/с, КАК ФУНКЦИИ МАССЫ МИШЕНИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

1986

Изучение процесса множественного рождения частиц в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях и больших передачах импульса вызывает большой интерес, так как в этих процессах, в отличие от адрон-нуклонных взаимодействий, вторичные частицы могут рождаться в столкновениях, в которых принимают участие несколько нуклонов ядра-мишени (много-нуклонные взаимодействия). Исследования характеристик вторичных частиц, образованных в много-нуклонных взаимодействиях, позволяет получить сведения о механизме множественного рождения на ядрах. В связи с этим особый интерес приобретает вопрос об экспериментальном выделении много-нуклонных взаимодействий. Одним из способов такого выделения является отбор событий по кинематике, запрещенной для взаимодействий адронов только с одним нуклоном ядра-мишени ^{1/}.

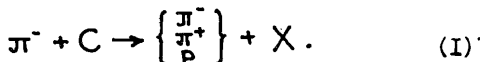
В работах ^{2,3/} проводилось экспериментальное исследование некоторых характеристик много-нуклонных взаимодействий мезонов с ядрами углерода при импульсе 40 ГэВ/с. Был предложен метод выделения много-нуклонных событий по величине суммарного электрического заряда всех вторичных частиц, за исключением идентифицированных протонов.

В настоящей работе для выделения много-нуклонных событий из ПС - взаимодействий при 40 ГэВ/с используется метод массы мишени ^{4/}. В зависимости от величины массы мишени исследуются средние множественности, импульсные и угловые характеристики вторичных П⁻-мезонов и протонов. Средние значения множественности вторичных пионов (П⁺-мезонов) и средние значения квадрата поперечного импульса вторичных П⁻-мезонов и протонов анализируются в зависимости от величины квадрата полной энергии в системе центра масс S_{п.с.}. Полученные результаты сравниваются с предсказанием квантовой хромодинамики ^{5,6,7/}.

Методика эксперимента

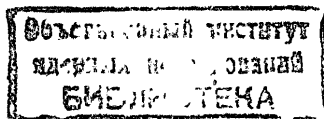
Экспериментальный материал был получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ДВЭ ОИИ, облученной пучком П⁻-мезонов с импульсом 40 ГэВ/с на серпуховском ускорителе.

В работе исследуются характеристики вторичных частиц, образованных в следующих реакциях:



Всего было зарегистрировано 32364 взаимодействия П⁻-мезонов с пропаном (C₃H₈) в рабочем объеме камеры. Из них с помощью обычных критериев отбора ПС - взаимодействий ^{8/} было выделено 8791 событие, которые представляют собой преимущественно соударения первичных П⁻-мезонов с двумя и более нуклонами ядра углерода.

Увеличить число выделенных ПС - взаимодействий и долю много-нуклонных соударений позволяет метод массы мишени.



Согласно закону сохранения энергии и импульса масса мишени M_t , эффективно участвующая в процессе столкновения, определяется следующей формулой (M_t в единицах массы протона):

$$M_t = \frac{\sum_{i=1}^n (E - P_{||})_i}{m_p} - \frac{(E_a - |P_a|)}{m_p}, \quad (2)$$

где E и $P_{||}$ - энергия и продольный импульс вторичной частицы, E_a и P_a - энергия и импульс налетающего пиона,

m_p - масса протона. Суммирование выполняется по всем вторичным частицам, включая нейтральные. При высоких энергиях выполняется условие $P_a^2 \gg m_a^2$, поэтому в формуле (2) можно пренебречь вкладом второго члена, который в нашем случае оставляет 0,002. Масса мишени становится таким образом аддитивной величиной. Для наблюдаемых в нашем эксперименте заряженных вторичных частиц

$$M_t^{ch} = \sum_{i=1}^n (E - P_{||})_i / m_p. \quad (3)$$

Поскольку мы не можем учитывать вклад нейтральных вторичных частиц, всегда выполняется условие

$$M_t^{ch} \leq M_t. \quad (4)$$

На рис. 1 представлено распределение зарегистрированных событий по массе мишени, рассчитанной по формуле (3) для заряженных частиц. При вычислении M_t^{ch} и в дальнейшем анализе не учитывались протоны с импульсом $P < 250$ МэВ/с (испарительные протоны).

Поскольку при соударении со свободным нуклоном всегда $M_t \leq I$, события с $M_t^{ch} > I$ следует отнести к ПС - взаимодействиям. Таким образом, использование дополнительного условия $M_t^{ch} > I$ позволяет увеличить число ПС - взаимодействий, выделенных по обычным критериям /8/, на 2257 событий. В результате общая статистика событий, использованных в данной работе, составила 11048 ПС - взаимодействий.

Следует отметить, что если бы мы могли учитывать вклад нейтральных частиц, то распределение по M_t сместилось бы в сторону увеличения M_t и соответственно увеличилась бы доля многонуклонных событий.

Средняя ошибка в измерении импульса вторичных частиц составляет $\sim 14\%$, а для частиц, останавливающихся в камере, около $(2+3)\%$.

В пропановой камере вторичные протоны и Π^+ - мезоны уверенно идентифицируются по ионизации и пробегу только в области импульсов до 700 МэВ/с. Поэтому среди Π^+ - мезонов имеется примесь неидентифицированных протонов с импульсами больше 700 МэВ/с, которая составляет $\sim 15\%$ /9/. Другие методические особенности эксперимента подробно изложены в работе /10/.

Множественность вторичных частиц

Зависимости средних множественностей от величины M_t^{ch} для Π^- -мезонов и идентифицированных протонов с импульсами $P > 250$ МэВ/с

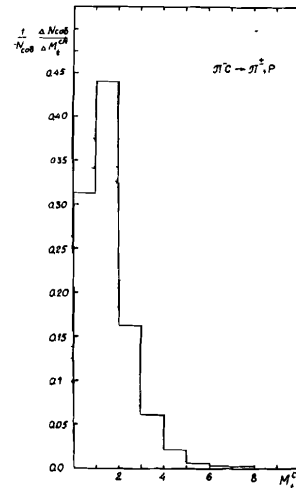


Рис. 1. Распределение событий по массе мишени M_t^{ch} .

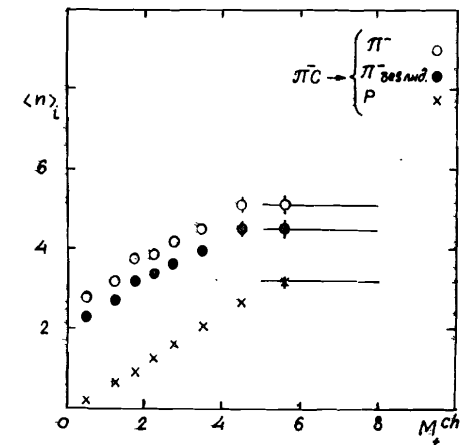


Рис. 2. Зависимость средней множественности вторичных частиц от величины массы мишени. \circ - Π^- -мезоны, \bullet - Π^- -мезоны без лидирующих частиц (" Π^+ -мезоны"), \times - протоны.

представлены на рис. 2. Предполагая, что средние множественности Π^+ -и Π^- - мезонов после исключения лидирующих частиц равны, можно оценить зависимость $\langle n_{\pi^+} \rangle$ от M_t^{ch} . С этой целью на рис. 2 также представлена средняя множественность Π^- -мезонов без лидирующих частиц (черные кружки). В качестве лидирующей частицы был взят самый энергичный в данном событии Π^- -мезон, для которого выполняется условие $p_{||}^* > 1,5$ ГэВ/с /11/, где $p_{||}^*$ - продольный импульс Π^- - мезона в системе центра масс. Из рис. 2 видно, что с увеличением массы мишени средняя множественность вторичных частиц всех типов растет. Рост средней множественности вторичных частиц в многонуклонных ПС - взаимодействиях при 40 ГэВ/с наблюдался и при выделении их по зарядовому критерию /2/.

На рис. 3 в качестве примера представлены распределения по множественности вторичных Π^- -мезонов для двух интервалов значений массы мишени: $M_t^{ch} < I$ и $4 < M_t^{ch} < 5$. Видно, что с ростом величины M_t^{ch} распределение по множественности существенно смещается в сторону увеличения n_{π^-} и становится более широким.

При исследовании процесса множественного рождения частиц весьма важно измерить квадрат четырехмерного импульса t , передаваемого

той или иной группе вторичных частиц. Эта релятивистски-инвариантная характеристика множественного процесса существенно зависит от его динамики, поэтому экспериментальное изучение характеристик вторичных частиц в зависимости от этой величины и сопоставления их с предсказаниями теоретических моделей позволяет получить ценную информацию о природе сильных взаимодействий.

Квадрат переданного четырехмерного импульса t от налетающей частицы к наблюдаемым вторичным частицам и квадрат полной энергии пион-протонного взаимодействия в системе центра масс $S_{\pi p}$ при высоких энергиях с точностью до массовых членов (m_{π}^2 и m_p^2) можно записать в следующем виде:

$$t = -(P_a - \sum_{i=1}^{n_{ch}} P_i)^2 \approx 2 E_a \sum_{i=1}^{n_{ch}} (E - P_{i1})_i - M_{eff}^2, \quad (5)$$

$$S_{\pi p} = (P_a + P_b)^2 = 2 m_p E_a, \quad (6)$$

где P_a и P_i - четырехмерные импульсы первичной и вторичных частиц, P_b - четырехмерный импульс мишени, M_{eff} - эффективная масса вторичных частиц ($M_{eff}^2 = (\sum_{i=1}^{n_{ch}} E_i)^2 - (\sum_{i=1}^{n_{ch}} \vec{P}_i)^2$). Из формул (3), (5), (6) вид-

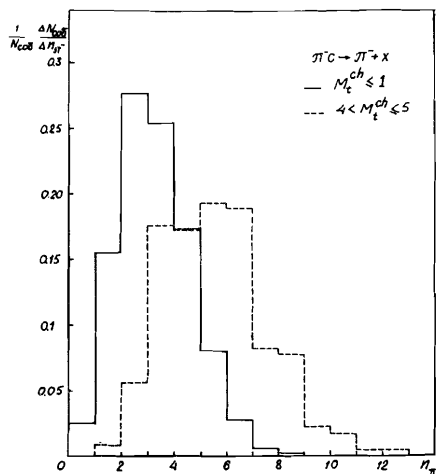


Рис. 3. Распределения по множественности отрицательных пионов для двух интервалов значений массы мишени: сплошная линия - для $M_t^{ch} < 1$, пунктирная - для $4 < M_t^{ch} < 5$.

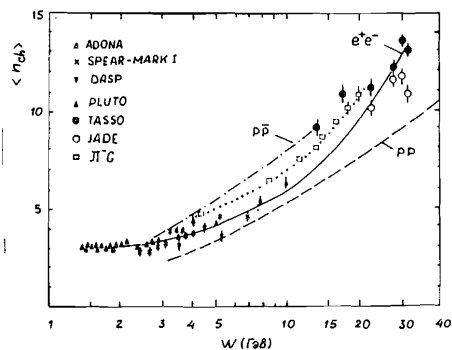


Рис. 4. Зависимость от полной энергии в системе центра масс $W = \sqrt{S}$ средней множественности вторичных пионов, образованных в ΠC -взаимодействиях (\square - эксперимент, пунктирная линия - аппроксимация формулой (II); в e^+e^- -аннигиляции $\times, \nabla, \blacktriangle, \Delta, \bullet, \circ$ - эксперимент, сплошная линия - аппроксимация формулой (I0) в $p\bar{p}$ - и pp -взаимодействиях (расчеты по КХД - штриховая и штрихпунктирная линии).

но, что величины M_t^{ch} , t и $S_{\pi p}$ связаны между собой следующим соотношением:

$$M_t^{ch} = \sum_{i=1}^{n_{ch}} (E - P_{i1})_i / m_p \approx (t + M_{eff}^2) / S_{\pi p}. \quad (7)$$

Согласно формуле (7) в случае адрон-ядерного взаимодействия, в частности для ΠC -взаимодействий, квадрат полной энергии в с.ц.м. ΠC можно определить следующим образом:

$$S_{\pi c} = M_t^{ch} \cdot S_{\pi p} \approx t + M_{eff}^2. \quad (8)$$

Отсюда следует, что величина $S_{\pi c}$ с точностью до квадрата эффективной массы вторичных частиц характеризует величину четырехмерного переданного импульса t и что многонуклонным событиям, для которых $M_t^{ch} > 1$, соответствуют существенно большие энергии в системе центра масс, чем ΠN -событиям.

На рис.4 приводится зависимость средней множественности вторичных заряженных пионов от полной энергии в системе центра масс для различных реакций. Данные по e^+e^- -аннигиляции взяты из работы /12/. С целью сравнения с данными по e^+e^- -аннигиляции средняя множественность вторичных заряженных частиц для ΠC -взаимодействий была определена без вторичных протонов. Полная энергия $W_{\pi c}$ была оценена по следующей формуле:

$$W_{\pi c} = \sqrt{S_{\pi c}} = \sqrt{2 m_p E_a M_t^{ch}}. \quad (9)$$

Наблюдаемый рост средней множественности вторичных пионов в ΠC -взаимодействиях с увеличением полной энергии $W_{\pi c}$ качественно согласуется с результатами экспериментов по e^+e^- -аннигиляции.

Квантовая хромодинамика /5/ также предсказывает рост средней множественности вторичных заряженных адронов с ростом энергии S (или передачей импульса t):

$$\langle n_{ch} \rangle = n_0 + a \cdot \exp \{ b \cdot \sqrt{\ln(S/\Lambda^2)} \}. \quad (10)$$

Аппроксимация e^+e^- -данных формулой (10) показана на рис.4 сплошной линией с параметрами $n_0 = 2,92 \pm 0,04$, $a = 0,0029 \pm 0,0005$ и

$b = 2,85 \pm 0,07 / 12$. Параметр обрезания квантовой хромодинамики Λ был выбран равным 0,5.

В соответствии с формулой (10) для описания данных по ΠC -взаимодействиям мы использовали формулу

$$\langle n_{\pi^\pm} \rangle = n_0 + a \cdot \exp \{ b \cdot \sqrt{\ln(S_{\pi c} / \Lambda^2)} \} \quad (11)$$

и получили следующие значения параметров:

$n_0 = 3,47 \pm 0,26$, $a = 0,00056 \pm 0,00054$, $b = 3,12 \pm 0,31$. При этом на основе существующих экспериментальных данных /13/ значение параметра Λ было выбрано равным 0,2. χ^2 на одну степень свободы получилась равной 0,75.

С целью сравнения на рис.4 приведены также предсказания квантовой хромодинамики для $p\bar{p}$ - и pp -взаимодействий /12/. Отметим, что экс-

периментальная зависимость $\langle n_{ch} \rangle = f(w)$, полученная с помощью описанной процедуры для ПС - взаимодействий, хорошо описывается формулой (II) и имеет примерно одинаковый характер с данными по e^+e^- -аннигиляции и с предсказанием квантовой хромодинамики для $\bar{p}p$ -и pp - взаимодействий. Однако следует отметить, что в нашем случае S_{TC} не является полной энергией из-за неучёта вклада нейтральных вторичных частиц.

Импульсные и угловые характеристики вторичных частиц как функции массы мишени

На рис.5-7 представлены зависимости импульсных и угловых характеристик П-мезонов и протонов от M_t^{ch} . Были исключены лидирующие П-мезоны для того, чтобы показать зависимость характеристик рожденных П-мезонов от величины M_t^{ch} . Также не учитывались медленные протоны с импульсом $p < 250$ МэВ/с.

Из рис.5а видно, что средние значения импульсов П-мезонов (светлые кружки) уменьшаются с ростом величины M_t^{ch} . В то же время средние значения импульсов кумулятивных П-мезонов (черные кружки) практически не зависят от величины массы мишени. Кумулятивными считались П-мезоны, для которых выполняется условие $n_k = \frac{E-p_z}{m_p} > 0,5 / I_4$. Величина n_k носит название порядок кумулятивности.

На рис.5б представлены подобные зависимости для всех кумулятивных протонов. Протоны считались кумулятивными, если они удовлетворяют условию $n_k > 1,1$. Видно, что средние значения импульсов всех вторичных и кумулятивных протонов практически не зависят от величины M_t^{ch} при $M_t^{ch} > 2$.

Из рис.6 а,б видно, что средние значения углов вылета всех вторичных П-мезонов и протонов растут с увеличением M_t^{ch} , а средние значения углов вылета кумулятивных частиц в пределах экспериментальных ошибок не зависят от величины массы мишени.

Из экспериментальных данных, представленных на рис.7а,б, видно, что с ростом величины M_t^{ch} средние значения быстрот вторичных П-мезонов уменьшаются, а протонов остаются постоянными при $M_t^{ch} > 1$. Средние значения быстрот кумулятивных частиц в обоих случаях не зависят от величины M_t^{ch} .

Таким образом, из экспериментальных данных, представленных на рис.5,6 и 7, можно сделать вывод, что средние значения импульсов углов вылета и быстрот вторичных кумулятивных мезонов и протонов, образованных в многонуклонных ПС-взаимодействиях при 40 ГэВ/с, не зависят от величины массы мишени.

$\langle P_t^2 \rangle$ как функция полной энергии в системе центра масс S_{π^-c}

На рис.8 представлены зависимости средних значений квадратов поперечных импульсов $\langle P_t^2 \rangle$ вторичных П-мезонов и протонов, образован-

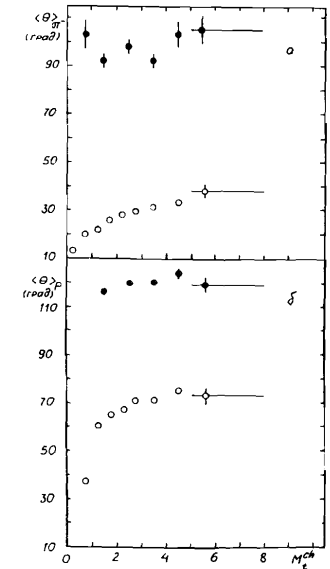
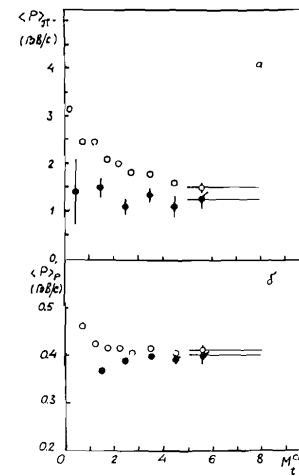


Рис. 5. Зависимость средних значений импульсов вторичных П-мезонов (а) и протонов (б) от величины массы мишени. о - все П-мезоны и протоны, ● - кумулятивные П-мезоны и протоны.

Рис. 6. Зависимость средних значений углов вылета вторичных частиц от величины M_t^{ch} . Обозначения, как на рис. 5.

ных в ПС - взаимодействиях при 40 ГэВ/с, от величины квадрата полной энергии в системе центра масс S_{π^-c} , вычисленной по формуле (8). Из рисунка видно, что с ростом величины S_{π^-c} как для П-мезонов, так и для протонов наблюдается рост средних значений квадратов поперечных импульсов, более сильный для П-мезонов и небольшой для протонов. Такое поведение средних значений квадратов поперечных импульсов находится в согласии с предсказанием квантовой хромодинамики.

Квантовая хромодинамика предсказывает следующую зависимость между величинами $\langle P_t^2 \rangle$ и Q^2 :

$$\langle P_t^2 \rangle \sim \alpha_s(Q^2) Q^2. \quad (I2)$$

Величину $\alpha_s(Q^2)$ называют бегущей константой связи сильного взаимодействия. Она определяется следующим образом:

$$\alpha_s(Q^2) = 4\pi / \left[\left(11 - \frac{2}{3} N_f \right) \ln \frac{Q^2}{\Lambda^2} \right], \quad (I3)$$

где N_f - число сортов кварков, участвующих во взаимодействии, Λ - параметр обрезания квантовой хромодинамики. Из формулы (I3)

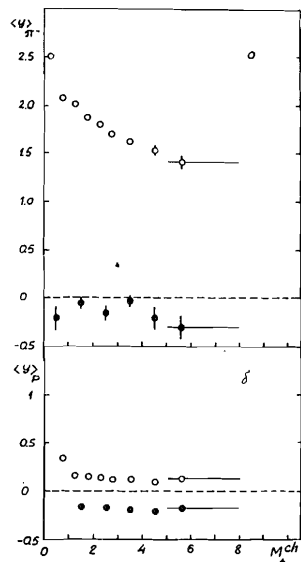


Рис. 7. Зависимость средних значений быстрот вторичных частиц от величины M_t^{ch} . Обозначения, как на рис. 5.

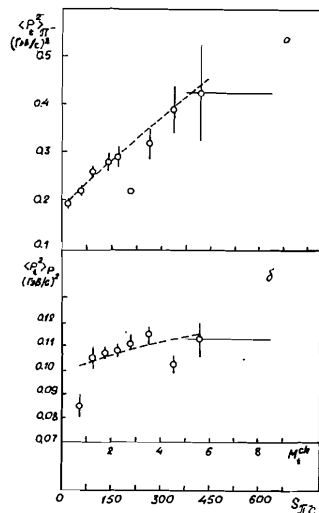


Рис. 8. Зависимость средних значений квадратов поперечных импульсов Π^- -мезонов (а) и протонов (б) от квадрата полной энергии в системе центра масс $S_{\pi C}$. Пунктирная линия - аппроксимация формулой (I4).

видно, что константа сильного взаимодействия уменьшается с увеличением передачи импульса (асимптотическая свобода).

Так как $Q^2 \equiv -t \sim S_{\pi C}$, экспериментальные данные, представленные на рис. 8, были фитированы следующей формулой:

$$\langle P_{\perp}^2 \rangle = A + B \cdot S_{\pi C} / \ln(S_{\pi C} / \Lambda^2). \quad (I4)$$

Параметр обрезания Λ был выбран равным 0,2.

В таблице приведены значения параметров A и B и значения χ^2 на одну степень свободы. Из рис. 8 видно, что экспериментальная зависимость хорошо описывается формулой (I4).

Таблица

Тип частиц	A (ГэВ/с) ²	B	χ^2
мезоны	$0,179 \pm 0,008$	$0,0057 \pm 0,0008$	0,18
протоны	$0,100 \pm 0,003$	$0,00035 \pm 0,00014$	1,16

Основные выводы

1. Анализ импульсных и угловых характеристик вторичных частиц показывает, что средние значения импульсов, углов вылета и быстрот вторичных частиц меняются в зависимости от величины M_t^{ch} , а аналогичные характеристики для кумулятивных частиц не зависят от величины массы мишени.

2. С увеличением передачи четырехмерного импульса растет средняя множественность вторичных пионов. Наблюдаемый рост средней множественности хорошо описывается экспоненциальной зависимостью, предсказываемой квантовой хромодинамикой.

3. С ростом квадрата полной энергии в с.ц.м. $S_{\pi C}$ наблюдается рост средних значений квадратов поперечных импульсов вторичных Π^- -мезонов и протонов, образованных в ΠC - взаимодействиях при 40 ГэВ/с. Такое поведение средних значений квадратов поперечных импульсов вторичных частиц хорошо аппроксимируется квантовохромодинамической формулой (I4).

Таким образом, проведенный в этой работе анализ, основанный на вычислении массы мишени, позволяет в рамках одного эксперимента исследовать зависимость различных характеристик вторичных частиц от полной энергии в системе центра масс и провести сравнение экспериментальных данных с предсказаниями квантовой хромодинамики без специальной выборки событий явно жесткого типа.

Авторы выражают глубокую благодарность за полезные обсуждения М.И. Соловьеву, В.Г. Гришину, А.В. Фремову, В.Л. Любошицу и Н. Ангелову.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Baldin A.M. Particles and Nuclei, 1977, 8, p.429; JINR, E1-80-174, Dubna, 1980.
- Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, PI-10324, Дубна, 1976; ИФ, 1977, 26, с.811.
- Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, PI-11401, Дубна, 1978.
- Биргер Н.Г., Смородин Ю.А. ЖЭТФ, 36, 1159/1959/; 37, 1355 /1959/.
- W.Furmanski, R.Petronzio and S.Pokorski. Nucl. Phys., B155 (1979), 253.
- B.R Webber. Physica Scripta, Vol.25, p.198, 1982.
- J.Cleymans et al. Phys. Lett., 89B (1980) 403.
- O.Balea et al. Phys. Lett., 39B (1972), 571.
- Ангелов Н.С. и др. ОИЯИ, PI-12049, Дубна, 1978.
- Абдурахманов А.У. и др. ОИЯИ, I-6967, Дубна, 1973.

11. Аношин А.И. и др. ЯФ, 27 (1978), 1001.
 12. R.Brandelik et al. Phys. Lett., 89B (1980), 418.
 13. I.Savin, Proc. of XXII Int. Conf. on High Energy Phys., v.2, p.251 (1984).
 14. Баатар Ц. и др. ОИИИ, PI-8I-5I6, Дубна, 1981.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.
D13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р. 50 к.
D2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р. 30 к.
D1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р. 50 к.
D17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р. 75 к.
D10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программированию и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983	3 р. 50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984 /2 тома/	13 р. 50 к.
D4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра, Алушта, 1985.	3 р. 75 к.
D11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.
D13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна 1985.	4 р. 80 к.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 ноября 1986 года.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Баатар Ц. и др.

P1-86-721

Характеристики вторичных частиц, образованных в π^-C -взаимодействиях при 40 ГэВ/с, как функции массы мишени

В данной работе характеристики вторичных частиц /импульсы, углы вылета, быстроты/, образованных в π^-C -взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/с, анализируются как функции массы мишени. Показано, что характеристики кумулятивных частиц не зависят от величины массы мишени. Средние множественности вторичных заряженных пионов и средние квадраты поперечных импульсов π^- -мезонов и протонов изучаются в зависимости от величины квадрата полной энергии в системе центра масс. Полученные экспериментальные зависимости хорошо согласуются с предсказаниями квантовой хромодинамики.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод Л.Н.Барабаш

Baatar Ts. et al.

P1-86-721

Characteristics of Secondary Particles Produced in π^-C -Interactions at 40 GeV/c as a Function of Target Mass

The characteristics of secondary particles produced in π^-C -interactions at 40 GeV/c (momenta, emission angles, rapidities) are analysed as a function of target mass. It is shown that for cumulative particles these characteristics do not depend on the target mass. The average multiplicity of secondary charged pions and the average transverse momenta squared of π^- -mesons and protons are studied depending on the total energy squared in the c.m.s. The experimental dependences are in good agreement with quantum chromodynamics predictions.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986