

РОЖДЕНИЕ ПИОНОВ И КАОНОВ ПРИ СТОЛКНОВЕНИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР С ЭНЕРГИЕЙ 3,65 ГэВ/НУКЛОН

А.Б. Курепин, В.С. Пантуев, С.Н. Филиппов

Измерены сечения рождения π^{\pm} и K^{\pm} -мезонов в диапазоне импульсов 0,5–1,1 ГэВ/с под углом 24° при столкновении ядер углерода с ядрами углерода и свинца. Проведено сравнение с аналогичными данными для столкновения релятивистских дейтронов с ядрами.

Число экспериментальных работ по рождению странных частиц при столкновении релятивистских ядер невелико (см. обзор ¹), причем заряженные каоны были измерены лишь при энергии 2,1 ГэВ/нуклон, т.е. ниже порога рождения K^{-} -мезонов в нуклон-нуклонном соударении. В настоящей работе впервые в одинаковых экспериментальных условиях измерены сечения рождения странных и нестранных, положительных и отрицательных мезонов при энергии выше порогов рождения в NN -соударении. Для поиска возможных различий в механизме образования мезонов при столкновении ядер с ядрами и нуклонов с ядрами проведено сравнение с данными по столкновению дейтронов с ядрами при одинаковой энергии на нуклон ², в предположении, что дейтрон можно рассматривать как два слабо связанных нуклона.

Измерения выполнены на установке "КАСПИЙ" Института ядерных исследований АН СССР ³, расположенной на выведенном пучке релятивистских ядер Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Устройство экспериментальной установки описано в работе ⁴. Магнитный канал установки использовался в качестве спектрометра вторичных частиц. Измерения проводились в интервале импульсов мезонов $0,5 \div 1,1$ ГэВ/с по время-пролетной методике с использованием черенковского счетчика из плексигласа, работающего в режиме полного внутреннего отражения. Угол рождения частиц составлял 24° . Интенсивность первичного пучка изменялась от 10^7 до 10^8 ядер/цикл. Толщина мишеней из

углерода и свинца равнялась 8 г и 12 г, соответственно. Мониторинг проводился по монитору, откалиброванному при пониженной интенсивности. Абсолютная точность измерения интенсивности первичного потока ядер составляет $15 \div 20\%$. При расчете абсолютных сечений были введены поправки на распад мезонов на базе 18 м, рассеяние на воздухе и веществе детекторов, а также на поглощение в мишени первичного и вторичного пучков. Примесь мюонов и электронов в пионном пике составляла менее 10% и не учитывалась.

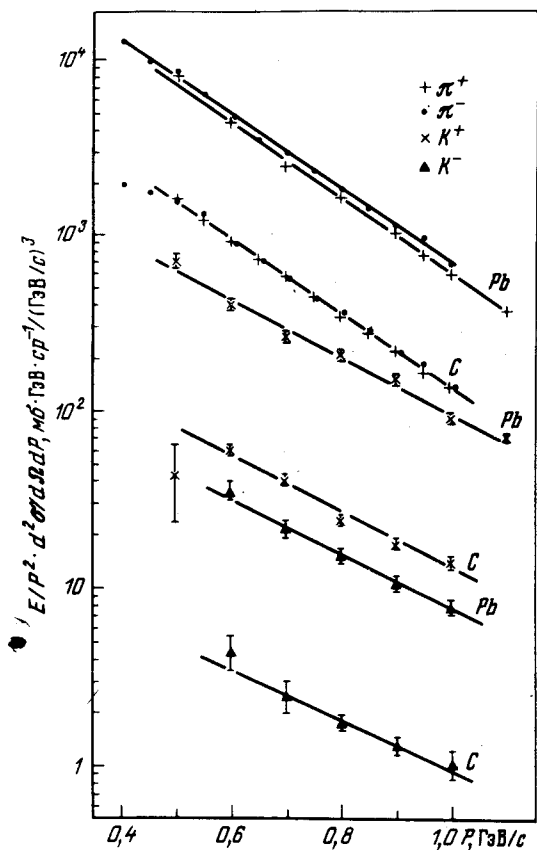


Рис. 1

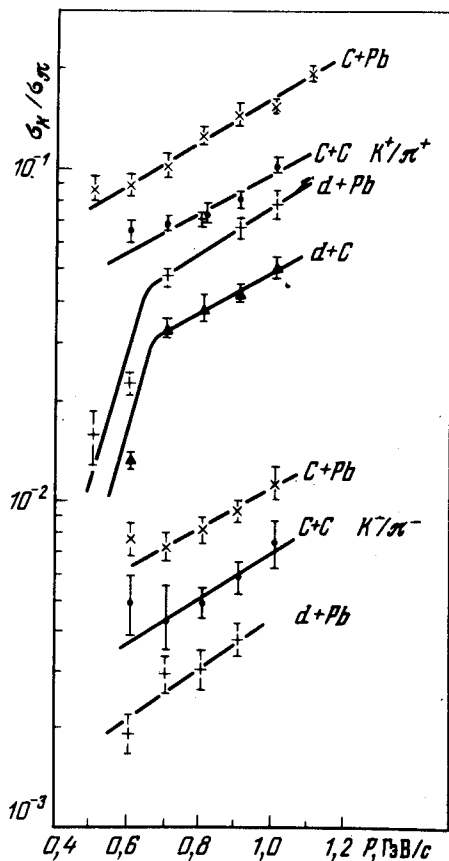


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость лоренц-инвариантных сечений рождения мезонов при столкновении ядер углерода с энергией 3,65 ГэВ/нуклон с ядрами от импульсов мезонов в лабораторной системе координат. Тип мезонов и материал мишени указаны на кривых. Угол рождения 24° . Кривые проведены по экспериментальным точкам

Рис. 2. Зависимость отношений сечений рождения K^+/π^+ - и K^-/π^- -мезонов от импульсов мезонов в лабораторной системе координат. Комбинации сталкивающихся ядер указаны около кривых, проведенных по экспериментальным точкам

На рис. 1 приведены спектры инвариантных сечений рождения мезонов в зависимости от лабораторного импульса. Все спектры имеют экспоненциальный характер. Для пионов параметр наклона равен 200 ± 4 МэВ/с, и одинаков для ядер мишени углерода и свинца и для положительных и отрицательных пионов, а также совпадает с аналогичной величиной для измерений на пучке дейтронов с энергией 3,65 ГэВ/нуклон². Наклоны спек-

ров K^\pm -мезонов совпадают для разных ядер мишени в пределах точности. Средний параметр наклона 270 ± 10 МэВ/с. Увеличение параметра наклонов спектров K^\pm -мезонов по сравнению с пионами может быть обусловлено малым значением сечения взаимодействия K^\pm -мезонов с нуклонами и следовательно большей чувствительностью формы их спектров к ранней стадии столкновения ⁵. Совпадение наклонов спектров K^+ и K^- -мезонов, несмотря на большое сечение взаимодействия K^- -мезонов с нуклонами, можно объяснить эффектом подавления многократного рассеяния за счет сильного поглощения K^- -мезонов. Независимость формы спектров пионов и каонов от массы ядра мишени в изученном интервале импульсов мезонов, по-видимому, свидетельствует о том, что механизм рождения мезонов определяется общими свойствами ядерной среды, а не индивидуальными особенностями сталкивающихся ядер.

Наглядно эффекты поглощения мезонов в ядерной среде можно проследить при рассмотрении отношений выходов разных мезонов. На рис. 2 приведены кривые отношения инвариантных сечений K^+/π^+ и K^-/π^- для реакций $C + C$, $C + Pb$, а также $d + C$, $d + Pb$. Наблюдаемый ход отношений с изменением массового числа мишени можно связать с различным поглощением образовавшихся мезонов при прохождении от точки рождения до вылета из ядра. Известно, что K^+ -мезоны являются наиболее проникающими частицами в ядерной материи. K^- -мезоны и пионы поглощаются сильнее. Наблюдаемое сечение σ можно выразить через сечение σ_0 при отсутствии поглощения, длину поглощения λ и эффективный путь в ядерном веществе L :

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-L/\lambda), \quad (1)$$

где $\lambda = (\rho \sigma_{hN}^{abs})^{-1}$, σ_{hN}^{abs} — сечение поглощения мезонов нуклонами, $\rho = 0,17$ Фм⁻³ — ядерная плотность. Как показано в работе ⁶ эффективный путь мезона в ядре приблизительно равен $L = 0,7(R_A + R_B)$, где R_A и R_B — радиусы сталкивающихся ядер, $R = 1,15 A^{1/3}$ Фм. Поскольку рассматривается прохождение мезона через ядерную систему, образовавшуюся при столкновении, оценки сечения поглощения следует делать при энергии мезона в системе центра масс сталкивающихся ядер. Меньшее значение этой энергии для каонов при столкновении с ядром углерода и большее при этом сечение K^-N поглощения приводит к практическому отсутствию A -зависимости отношения K^-/K^+ и подъему отношения K^-/π^- при больших A .

Сечения поглощения каонов на нуклонах были взяты из обзора ⁷. При этом учитывались реакции $K^-N \rightarrow \pi Y$ и производилось усреднение по протонам и нейтронам в ядре. Поглощением K^+ -мезонов в рассматриваемом диапазоне энергий можно пренебречь.

Длина поглощения пионов $\lambda = 5$ Фм была получена из соотношения для сечения поглощения пионов ядрами:

$$\sigma_{\pi N}^{abs} = \pi R^2 [1 - \exp(-d/\lambda)], \quad (2)$$

где $d = 4/3R$ — средний путь пионов, налетающих на ядро, при наилучшем согласии с экспериментальными данными для алюминия, меди и золота при энергиях 180–280 МэВ ⁸. Данные при больших энергиях отсутствуют, поэтому было использовано указанное значение длины поглощения, поскольку согласно расчетам ⁹, длина свободного пробега пионов при энергии выше Δ -резонанса меняется слабо. После введения поправок на поглощение отношения сечений рождения каонов и пионов в пределах точности измерений не зависят от массового числа ядра-мишени для данного типа ядра-снаряда. Отметим также, что в рассматриваемом подходе хорошо описываются изменение отношений множественности π^- -мезонов к числу участвующих в столкновении протонов, π^-/Z , для $Ne + NaF$ и $Ne + Pb$ при 2,1 ГэВ/нуклон в работе ¹⁰, а также K^+/π^+ и K^-/π^- для $p + Be$ и $p + Cu$ при 12,3 ГэВ/с ¹¹.

Эффекты поглощения, таким образом, объясняют различие зависимостей сечений рождения π^\pm и K^\pm -мезонов от массы ядра мишени. В параметризации $\sigma \sim A^\alpha$, где A — массовое число ядра мишени, параметры α для пучков d и C совпадают и равны $0,56 \pm 0,01$ для π^\pm и $0,71 \pm 0,01$ для K^\pm . После учета поглощения мезонов в ядрах общий для пионов и каонов параметр в зависимости $\sigma_0 \sim A^{\alpha_0}$, $\alpha_0 = 0,7 \pm 0,02$.

Наблюдается интересная зависимость сечений рождения мезонов от массы налетающего ядра, $\sigma \sim B^\beta$, где B — массовое число ядра-снаряда. Независимо от массы ядра-мишени параметр β составляет $0,69 \pm 0,02$ — для π^\pm -мезонов и $1,1 \pm 0,1$, доходя до 1,5 при малых импульсах, для K^\pm -мезонов. Иначе говоря, как видно из рис. 2, при переходе от пучка дейтронов к пучку ядер углерода сечение рождения K^\pm -мезонов растет существенно быстрее, более чем в два раза, чем сечение рождения пионов на одинаковых ядрах мишени. Сравнение с пересчетом среднего числа провзаимодействовавших нуклонов ядра-снаряда d , α , C из ¹² дает значение $\beta = 0,77 \pm 0,01$. Меньшая величина β для пионов, по-видимому, обусловлена их поглощением в ядрах. Рост дифференциальных сечений K^\pm -мезонов быстрее чем B^1 , может быть объяснен несколькими причинами. Из-за увеличения плотности в области взаимодействия могут проявляться эффекты рождения K^\pm на кластерах налетающего ядра или за счет каскадирования через промежуточные π , N , Δ . При рождении K^- -мезонов могут, кроме этого, быть существенны реакции $\pi^- + Y \rightarrow K^- + N$.

Таким образом, в эксперименте наблюдается увеличение сечения рождения странных частиц, K^\pm -мезонов, по сравнению с пионами, измеренными в условиях одного эксперимента, при переходе от ускоренных релятивистских дейтронов к ядрам углерода. Является ли обнаруженный эффект следствием кварковых явлений или обусловлен увеличением роли кластерных и вторичных эффектов при возрастании плотности ядерной материи в зоне сжатия, должны дать ответ новые более полные измерения и анализ дополнительных каналов рождения каонов.

Литература

1. Stock R. Phys. Rep., 1986, 135, 261.
2. Гаврилов Ю.К. и др. Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1, 2-84-599, 1984, Дубна, с. 227.
3. Голубев С.Л., Курепин А.Б. Труды Совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики, ОИЯИ, Д2-82-568, Дубна, 1982, с. 67.
4. Гаврилов Ю.К. и др. Препринт ИЯИ АН СССР, 1984, П-0359, Москва.
5. Nagamiya S. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1383.
6. Rundrup J. Phys. Lett., 1981, В99, 9.
7. Dover C.B., Walker G.E. Phys. Rep., 1982, 89, 1.
8. Nakai K. et al. Phys. Rev. Lett., 1980, 44, 1446.
9. Нестеров М.М., Тарасов Н.А. Ядерная физика, 1983, 37, 308.
10. Nagamiya S. et al. Phys. Rev., 1981, С24, 971.
11. Marner G.J. et al. Phys. Rev., 1969, 179, 1294.
12. Ангелов Н. и др. Препринт ОИЯИ, 1980, Р1-80-473.