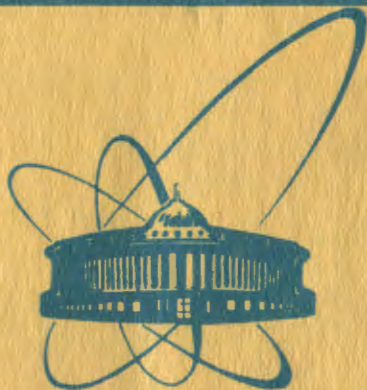


81-79



сообщения
Объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

2688 / 2-81

1/6-81
P1-81-79

Г.Н.Агакишиев, Н.Ахабабян, Ц.Баатар,
А.М.Балдин, Е.Бартке, Е.Богданович,
В.А.Вартанян, А.П.Гаспарян, Н.С.Григалашвили,
В.Г.Гришин, Г.Р.Гулканян, Л.Д.Диденко,
И.А.Ивановская, Т.Канарек, Р.А.Кватадзе,
Е.Н.Кладницкая, М.Ковальски, Д.К.Копылова,
В.Б.Любимов, Р.Р.Мехтиев, В.Ф.Никитина,
В.М.Попова, Л.Симич, М.И.Соловьев,
А.Н.Соломин, М.К.Сулейманов, Г.П.Тонеева,
А.П.Чеплаков, Л.М.Щеглова

СЕЧЕНИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
ВТОРИЧНЫХ МНОГОЗАРЯДНЫХ ФРАГМЕНТОВ
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА УГЛЕРОДА
С ПРОПАНОМ

1981

1. ВВЕДЕНИЕ

Процессы ядерной фрагментации при столкновении релятивистских ядер играют преобладающую роль. Основные закономерности и большая величина сечения фрагментации объясняются малостью параметра

$$\alpha = \frac{2|\epsilon| \cdot |m_I - m_1|}{m_I m_1}, \quad /1/$$

где m_I - масса фрагментирующего ядра; m_1 - масса фрагмента, а ϵ - энергия связи фрагмента 1 в налетающем ядре I. Угловые, энергетические и массовые распределения фрагментов описываются следующей простой формулой:

$$\frac{d\sigma}{db_{I1}} = \frac{F}{(\alpha + b_{I1})^2}, \quad /2/$$

где b_{I1} - релятивистски инвариантная величина:

$$b_{I1} = 2 \left[\frac{P_I \cdot P_1}{m_I \cdot m_1} - 1 \right]. \quad /3/$$

Здесь P_I и P_1 - четырехмерные импульсы фрагментирующего ядра I и фрагмента 1 соответственно; F - слабо зависящая функция от b_{I1} . В системе координат, где ядро I - релятивистское,

$$b_{I1} \approx \frac{|\vec{P}_I|^2}{m_I^2} \cdot \Theta^2, \quad /4/$$

Θ - угол между импульсами \vec{P}_I и \vec{P}_1 . Формулы /4/ и /2/ определяют угловое распределение фрагментов. Через быстроты b_{I1} выражается следующим образом:

$$b_{I1} \approx (y_I - y_1)^2. \quad /5/$$

Это означает согласно /2/, что в пространстве быстрот сечение имеет резкий максимум при $y_I = y_1$, то есть скорости фрагментов имеют практически одну и ту же величину, что создает хорошие условия для их регистрации и идентификации. Распределение фрагментов по массам определяется формулой /1/:

$$\alpha m_1^2 = 2\epsilon \frac{|m_I - m_1| m_1}{m_I}. \quad /6/$$

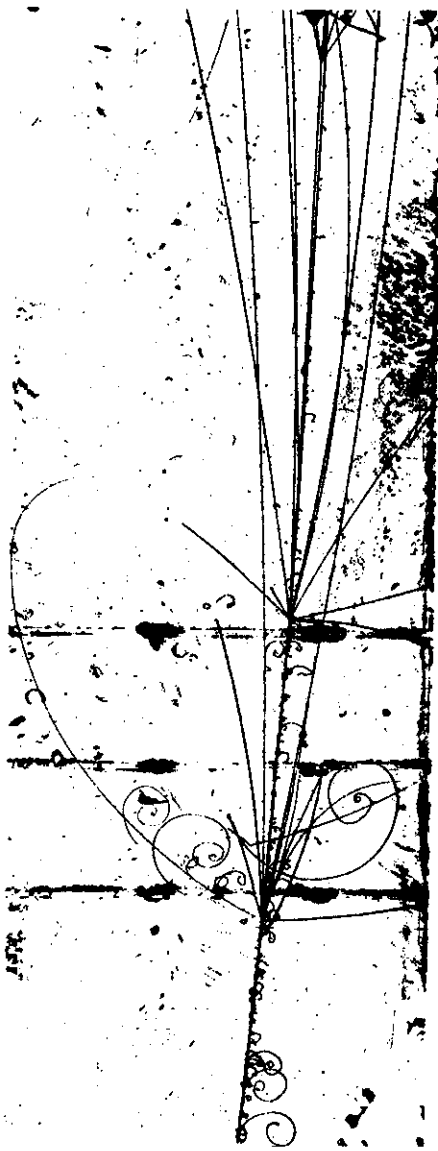


Рис. 1. Случай взаимодействия ядра углерода в пропане при импульсе на нуклон $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Зарегистрировано четыре последовательных взаимодействия.

Эта формула в обозначениях $m_1 = B$; $m_1 = F$ известна также под названием "параболический закон". Малость $\alpha / 10^{-2}$ / обуславливает, как видно из формулы /2/, усиление сечения фрагментации.

Зависимость сечения от энергии связи $\sigma_{\max} \sim \frac{1}{\alpha^2}$ обуслов-

ливает сильный разброс сечений фрагментации, поскольку энергии связи могут различаться в несколько раз. Эта зависимость показывает, что возникающие в результате реакции слабосвязанные фрагменты обладают сечением взаимодействия, много большими сечений взаимодействия ускоряемых ядер. Однако сечение образования слабосвязанных фрагментов, как следует из той же зависимости, значительно меньше сечения образования сильносвязанных фрагментов. Вариации сечений вторичных взаимодействий могут быть обусловлены и другими менее тривиальными признаками. Например, в этих взаимодействиях могут участвовать возбужденные метастабильные ядра, сечение взаимодействия которых может быть очень большим. В связи с изложенным измерение сечений взаимодействия вторичных фрагментов представляет определенный интерес.

Трековая методика в применении к физике релятивистских ядер позволяет не только изучить закономерности образования ядерных фрагментов, но и дает хорошие возможности для изучения вторичных взаимодействий фрагментов. В докладе^{/2/} приво-

дилься случаи взаимодействия релятивистских ядер углерода в 2-метровой пропановой пузырьковой камере ОИЯИ, где наблюдался ряд последовательных столкновений вторичных фрагментов пучкового углерода /рис.1/. Одну из продемонстрированных в ходе доклада^{/2/} фотографий использовал Фешбах Г.^{/3/} для иллюстрации взаимодействий релятивистских ядер.

В недавней экспериментальной работе^{/4/} было наблюдеено увеличение сечения взаимодействия вторичных стриппинговых фрагментов ядер-снарядов кислорода и железа в столкновениях с ядрами фотоэмульсии. Первичная кинетическая энергия на нуклон для кислорода была равна 2,1 ГэВ, а для железа - 1,88 ГэВ. Утверждается, что на первых нескольких сантиметрах от источника фрагментов сечение взаимодействия некоторых из них с зарядом $z_{\text{ф}} \geq 3$ заметно больше ожидаемого, которое легко оценить на основе экспериментальных данных по сечению взаимодействия первичных ядер от ускорителя с зарядом $2 \leq z \leq 26$. С увеличением расстояния от источника фрагментов их сечение уменьшается и становится нормальным.

2. МЕТОДИКА

Ранее нами были получены^{/5/} сечения взаимодействий протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода с пропаном (C_3H_8) при первичном импульсе на нуклон ядра-снаряда $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Сечения определялись с помощью снимков с 2-метровой пропановой камеры путем подсчета числа первичных треков и числа визуально наблюдаемых взаимодействий в эффективном объеме определенной длины.

Анализ^{/5/} топологии взаимодействий показал, что визуально наблюдаемые события в основном возникают из-за неупругих столкновений. Просмотр снимков проводился на столах с коэффициентом увеличения к натуральному размеру в зоне пучка $K = 0,63$. Для получения величин сечений взаимодействия вторичных многозарядных ($2 \leq z_{\text{ф}} \leq 6$) стриппинговых фрагментов использовались снимки углеродного облучения при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Стриппинговыми считались фрагменты с импульсами $P_{\text{лаб}} \geq 3$ ГэВ/с и углами $\theta_{\text{лаб}} \leq 4^\circ$. Эффективный объем для первичных звезд выбирался таким образом, чтобы минимальная потенциальная длина для взаимодействия фрагментов была равна 21 см в плоскости просмотрного стола*. Все вторичные фрагменты с $z_{\text{ф}} \geq 2$ просматривались от вершины первичной звезды на длине 21 см с целью поиска ви-

* В дальнейшем в тексте и рисунках длины даются в плоскости просмотрного стола без учета коэффициента $K = 0,63$.

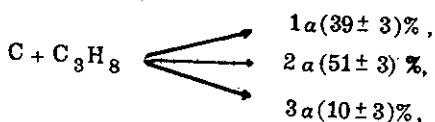
зуально наблюдаемого взаимодействия. Дальнейший методический и физический анализ основывается на статистике 3700 событий с образованием многозарядных фрагментов.

С методической точки зрения главной трудностью в такой постановке эксперимента является определение минимального расстояния от первого источника фрагментов до вторичного взаимодействия, необходимого для идентификации заряда отдельного фрагмента. При таком первичном импульсе все фрагменты находятся в узком угловом конусе. Поэтому вполне возможно наложение /слияние/ следов от разных фрагментов.

Два слившихся трека при просмотре воспринимаются как один, и вследствие этого сечение такого псевдофрагмента будет получаться больше обычного. Например, два слившихся трека α -частиц при идентификации по ионизационным потерям и другим методам будут восприняты как один фрагмент с зарядом $z_{\phi} = 3$. Нормальные сечения взаимодействия ядер с зарядами $z = 2, 3$ с пропаном равны ^{б/} $\sim 2,3$ и $3,0$ б соответственно. Однако два слившихся трека α -частиц дадут удвоенное сечение $\sim 4,6$ б. Таким образом, имеется реальная методическая причина для увеличения сечения многозарядных фрагментов.

Предположим, что нет причин для увеличения или уменьшения сечения α -частиц. Все α -частицы образуются в точке первичного столкновения, и при распаде какого-нибудь долгоживущего фрагмента на малых расстояниях образование α -частиц не происходит. В рамках такого предположения распределение по длине X от вершины первичной звезды до взаимодействия вторичной α -частицы должно подчиняться экспоненциальному закону с подъемом в области малых X . В случае отдельного трека заряд α -частицы уверенно идентифицируется по плотности ионизации. В нашей постановке эксперимента мы не отделяли ${}^3\text{He}$ от ${}^4\text{He}$. Нами было найдено 2892 α -частицы, из которых 825 провзаимодействовало на длине 21 см. На рис. 2 представлено распределение по величине X для альфа-фрагментов. Штриховая линия соответствует среднему числу событий на 1 см при $X \geq 10$ см. Отчетливо видна потеря α -частиц при малых значениях X . По нашей оценке, потеряно ~ 130 следов от α -частиц, которые в результате слияния с другими треками имитировали фрагменты большей зарядности.

Следует отметить, что вторичные спектаторные α -частицы часто образуются группами:



/7/

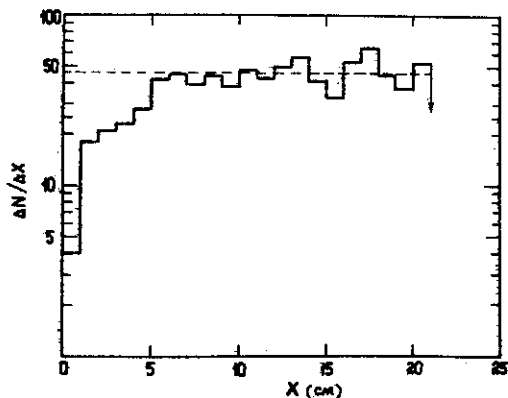
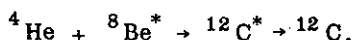
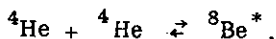


Рис. 2. Распределение по величине расстояния X от первичной звезды до вершины взаимодействия альфа-фрагментов.

т.е. в основном двухзарядные фрагменты рождаются парами и тройками. Этот факт имеет самостоятельный физический интерес. Общепринято считать, что в природе ядра углерода в свое время

образовались за счет реакций:



/8/

При взаимодействии, по-видимому, проявляется структура ядра углерода.

Кроме слияния треков от двух, трех α -частиц, возможно наличие треков от других многозарядных фрагментов. Нами найдено ~7% событий от числа первичных звезд с многозарядными фрагментами, где имелась пара фрагментов с зарядами 2 и 3, ~0,5% - с зарядами 3 и 3 и ~0,5% - с зарядами 2 и 4. К аналогичному эффекту может привести наличие звезд от однозарядных фрагментов и спектаторных нейтронов вблизи следа от многозарядного фрагмента. Из анализа топологии первичных звезд следует, что в нашей постановке эксперимента методика ограничивает возможности определения сечения взаимодействия вторичных фрагментов на расстоянии $X \leq 5$ см в плоскости просмотрового стола.

Следующей методической трудностью является идентификация заряда фрагментов. В пропановой камере ионизационные потери для фрагментов с $z_{\text{ф}} \geq 3$ настолько велики, что теряется возможность визуальной идентификации по плотности ионизации.

Ранее^{/8/} нами был прокалиброван метод идентификации заряда по плотности δ -электронов. Для этого использовались пучковые следы от протонов, дейтронов и ядер углерода при $P_0 = 4,2$ ГэВ/с. Подсчитывалось число δ -электронов, выходящих за пределы дорожки с шириной ± 3 мм от оси первичного трека на длине 30 см. Для оценки заряда фрагментов использовалась также следующая процедура. Производилась оценка суммарного заряда $\sum z_i$ в первичной звезде для всех стриппинговых фрагментов /включая одно-

зарядные/, сопровождающих идентифицируемый фрагмент. В результате вычитания суммы $\sum z_i$ из заряда ядра углерода z_c определялась верхняя оценка заряда z_{ϕ} . Далее, так как большая часть фрагментов с $z_{\phi} \geq 3$ взаимодействует в объеме камеры, то путем подсчета суммарного заряда спектаторных фрагментов в повторных взаимодействиях определялась нижняя оценка величины z_{ϕ} . Сочетание двух методов - по плотности δ -электронов и вторичным взаимодействиям - позволило проидентифицировать заряд фрагментов с $z_{\phi} \geq 3$ в ~88% случаев.

Оставшаяся часть фрагментов была разбита на группы: $3 \leq z_{\phi} < 4$; $4 \leq z_{\phi} \leq 5$; $5 \leq z_{\phi} \leq 6$, и фрагменты с неидентифицированным зарядом в широком интервале: $z_{\phi} \geq 3$. На рис.3 приведено распределение по числу δ -электронов на следах от неразделенных фрагментов. Из-за вторичных взаимодействий число δ -электронов подсчитывалось на разных длинах вторичных треков. Здесь даны числа δ -электронов; приведенные к одной и той же длине, равной 30 см. В верхней части рисунка представлены калибровочные кривые^{6/} Пуассона для зарядов фрагментов 3,4,5,6. Площади под кривыми нормированы на единицу. Из рис.3 видно, что нами в основном правильно оценен интервал изменения зарядов неразделенных фрагментов. В дальнейшем неидентифицированные фрагменты брались с весом, пропорциональным соотношению между од-

нозначно разделенными фрагментами.

В табл.1 приведено полное число наблюдаемых фрагментов N_0 с $2 \leq z_{\phi} \leq 6$ и число провзаимодействовавших N на длине 21 см от первичной звезды. На рис.4 представлена зависимость числа фрагментов от расстояния X ,

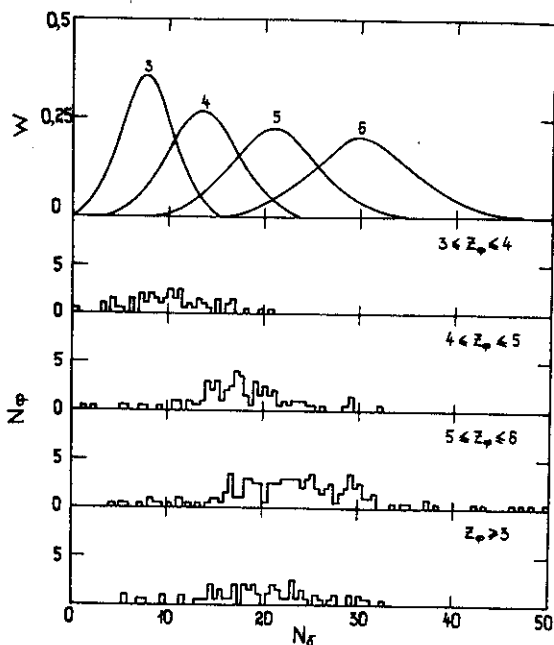


Рис.3. Распределение по числу δ -электронов на следах от неразделенных фрагментов. В верхней части рисунка даны калибровочные кривые для зарядов фрагментов 3,4,5,6.

Таблица 1

Полное число наблюдаемых фрагментов N_0 с зарядами $2 \leq z_{\phi} \leq 6$ и число провзаимодействовавших N на длине 21 см от первичной звезды

z_{ϕ}	2	3	4	5	6
N_0	2892	645	517	481	329
N	825	306	286	293	218

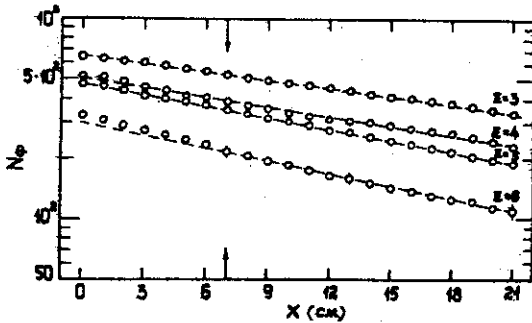


Рис. 4. Зависимость числа непрореагировавших фрагментов с зарядами $z_{\phi} \geq 3$ от расстояния X .

то есть скорость выбывания фрагментов из пучка от толщины мишени. Штриховые линии проведены через экспериментальные точки при $X \geq 10$ см. При малых

расстояниях X заметны некоторые отклонения от единой экспоненциальной зависимости для фрагментов с $z_{\phi} = 6$. Из методических соображений случаи взаимодействия на длине $X \leq 7$ см для определения сечений нами не использовались.

3. ВЕЛИЧИНЫ СЕЧЕНИЙ

Сечения определялись на основе формулы

$$N = N_0 (1 - e^{-n\sigma\Delta}), \quad /9/$$

где N - число фрагментов на расстоянии $X=7$ см; N_0 - число фрагментов, провзаимодействовавших на длинах $7 \leq X \leq 21$ см; n - число молекул пропана в 1 см^3 ; Δ - толщина мишени; σ - искомое сечение. В табл. 2 приведены в барнах величины сечения взаимодействия фрагментов с зарядами $2 \leq z_{\phi} \leq 6$.

Таблица 2

Величины сечений в барнах для фрагментов с зарядами $2 \leq z_{\phi} \leq 6$

z_{ϕ}	2	3	4	5	6
σ	$2,06 \pm 0,08$	$3,39 \pm 0,25$	$3,90 \pm 0,32$	$4,72 \pm 0,37$	$5,10 \pm 0,50$

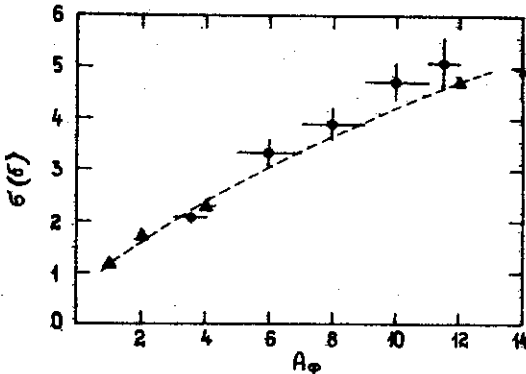


Рис. 5. Сечения взаимодействия в зависимости от атомного числа фрагментов A_{ϕ} /кружки/. Треугольниками показаны сечения взаимодействия ядер, полученных от ускорителя.

На рис. 5 даны сечения взаимодействия фрагментов в зависимости от атомного числа A_{ϕ} /кружки/. Треугольниками^{5/} показаны сечения взаимодействия с пропаном для пучковых протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода. Штриховая линия проведена через экспериментальные точки для ядер, полученных от ускорителя. Атомные числа фрагментов с $3 \leq z_{\phi} \leq 5$ брались равными удвоенному заряду. Для двухзарядных фрагментов точка поставлена между атомными числами $3 < A_{\phi} < 4$, а для фрагментов с $z_{\phi} = 6$ — между атомными числами $11 < A_{\phi} < 12$. При таких первичных энергиях вероятность подхвата нейтрона из ядра-мишени незначительна. Фрагменты с $3 \leq z_{\phi} \leq 5$ могут быть как нейтроноизбыточными, так и нейтронодефицитными. Поперечными линиями показан вероятный интервал изменения атомных чисел.

Из рис. 5 видно, что в пределах экспериментальных ошибок и методических неопределенностей сечения взаимодействия фрагментов с зарядами $2 \leq z_{\phi} \leq 6$ согласуются с ожидаемыми величинами.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, для случая столкновения ядра углерода с пропаном при импульсе на нуклон $P_0 = 4,2$ ГэВ/с не наблюдается заметного увеличения сечения взаимодействия спектаторных фрагментов на расстоянии ~ 10 см от источника фрагментов. Основной

методической трудностью в такой постановке эксперимента /с помощью трековой методики/ является эффект слияния соседних треков и наложение посторонних звезд.

Методика эксперимента ограничивала возможность измерения сечений взаимодействия вторичных фрагментов с временами возбуждения $\tau \leq 10^{-10}$ с. Поэтому наши экспериментальные данные не противоречат выводам работы^{4/}, где увеличение сечения отмечается в интервале времен $\tau \leq 10^{-11}$ с.

Поиск возбуждений релятивистских фрагментов может быть проведен другими способами. Например, если возбуждение снимается испусканием достаточно энергичных γ -квантов, то такое явление может быть зарегистрировано в пропановой камере.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность А.И.Голохвастову, М.И.Подгорецкому и С.А.Хорозову за ряд полезных обсуждений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, 222, 5, с.1064; Progr. in Part. and Nucl.Phys., 1980, 4, p.95.
2. Baldin A.M. Proc. of the VII Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Struct. Zürich, Switzerland, 1977.
3. Feshbach H. Proc. of the VII Int.Conf. on High Energy Phys. and Nucl.Struct. Zürich, Switzerland, 1977.
4. Friedlander E.M. et al. Phys.Rev.Lett., 1980, 45, p.1084.
5. Ахабабян Н. и др. ОИЯИ, 1-12114, Дубна, 1979.
6. Гаспарян А.П., Григалашвили Н.С. ОИЯИ, 1-11335, Дубна, 1979.

Рукопись поступила в издательский отдел
3 февраля 1981 года.