

90-560



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
Дубна

P1-90-560

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР КИСЛОРОДА
ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ С ВОДОРОДОМ
ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3,1 А ГэВ/с

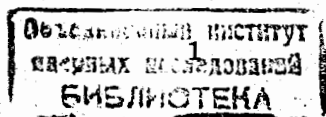
1990

Исследование процессов фрагментации ядер вызывает в последние годы возрастающий интерес¹¹/. Он обусловлен, главным образом, поиском экспериментально наблюдаемых проявлений фазовых переходов в горячей ядерной материи, возможное существование которых широко обсуждается в рамках различных теоретических подходов. Предполагается, что одним из проявлений фазового перехода типа жидкость — газ в ядерном веществе может быть процесс мультифрагментации, когда высоковозбужденное ядро, образованное в результате соударения, "взрывается" с испусканием большого числа фрагментов¹²/.

За последнее время разработано большое число различных моделей мультифрагментации, однако вопрос о механизме этого процесса продолжает оставаться открытым. В значительной степени это связано с характером существующей экспериментальной информации, которая включает в основном инклюзивные характеристики фрагментов; данных об эксклюзивных каналах мультифрагментации, чувствительных к механизмам процесса, чрезвычайно мало и они не систематизированы.

В данной работе представлены экспериментальные данные о фрагментации ядер кислорода в ¹⁶Ор-взаимодействиях при 3,1 А ГэВ/с. Хотя число нуклонов в ядре кислорода недостаточно велико, чтобы рассчитывать на проявление фазового перехода, мы надеемся, что детальное исследование множественного образования фрагментов на легком ядре позволит надежно установить механизм реакции. Особенностью данного эксперимента¹³/, выполненного на однометровой водородной пузырьковой камере ОИЯИ, является высокая точность импульсных измерений, позволяющая проводить идентификацию зарядов и масс фрагментов и получить сведения о характеристиках каналов фрагментации ядер кислорода. Статистика эксперимента составляет 17448 событий, зарегистрированных в рабочей области камеры. Для целей настоящей работы было смоделировано более 22000 событий.

Экспериментальные данные сопоставляются с предсказаниями каскадно-фрагментационно-испарительной модели (КФИМ) протон-ядерных реакций при средних энергиях¹⁴/. Основное различие между КФИМ и стандартной версией каскадно-испарительной модели, учитывающей трейлинг-эффект¹⁵/, состоит во включении стадии мультифрагментного развала. Общая схема расчета неупругого протон-ядерного взаимодействия выглядит следующим образом.



1. Моделируется внутриядерный каскад, инициированный налетающим протоном. Определяются характеристики всех быстрых нуклонов и пионов, покинувших ядро-мишень, а также характеристики ядра-остатка (E_0, A_0, Z_0, P_0);

2. Моделируется развал горячего ядра-остатка с заданными значениями E_0, A_0, Z_0, P_0 (испарение или мультифрагментация). Учитывается влияние переносного импульса P_0 на кинематические характеристики продуктов распада.

3. Моделируется девозбуждение каждого из образовавшихся фрагментов.

В каждом разыгранном событии протон-ядерного взаимодействия выполняются законы сохранения энергии-импульса, заряда и числа нуклонов. При этом характерное время протекания быстрой стадии внутриядерного каскада сравнимо с временем пролета налетающей частицы через ядро: $\tau_{cas} \sim 10^{-22}$ с. Дальнейшая эволюция образовавшегося ядра-остатка зависит от величины его энергии возбуждения. При сравнительно невысокой энергии возбуждения ($E_0 \leq 2$ МэВ/нуклон) ядро-остаток последовательно испускает (испаряет) частицы. Характерное время девозбуждения компаунд-ядра на несколько порядков превышает время внутриядерного каскада. При высокой энергии возбуждения, сравнимой с полной энергией связи ядра, ядро-остаток испытывает быстрый по сравнению с испарением взрывной развал на много частей (мультифрагментацию). Время формирования фрагментов при этом в несколько раз больше ($\tau_{for} \sim 10^{-21}$ с) времени быстрой стадии τ_{cas} протон-ядерного взаимодействия. При расчетах стадии мультифрагментного развала используется статистическая модель мультифрагментации (СММ), развитая в работах^{1,2}. В этой модели считается, что вероятность канала распада пропорциональна его статистическому весу. Предполагается, что в каждом канале устанавливается термодинамическое равновесие, т.е. энергия равномерно распределяется по внутренним и внешним степеням свободы фрагментов. Это, в свою очередь, позволило ввести понятие температуры канала и использовать термодинамические соотношения. Был предложен простой рецепт вычисления этих соотношений, опирающийся на жидкокапельное описание, обобщенное на случай конечных температур.

В КФИМ имеются два варьируемых параметра, определяющие долю энергии, передаваемую на внутренние степени свободы фрагментов и свободный объем, доступный их трансляционному движению. Реализованная в виде монте-карловской программы КФИМ позволила успешно описать значительный объем экспериментальной информации о процессах фрагментации ядер.

Обсуждаемые экспериментальные данные приведены в таблице и на рис.1,2 в сравнении с результатами расчетов по КФИМ (статистические ошибки сравнимы с размерами кружков на рисунках).

В таблице представлены средние множественности различных типов заряженных частиц, образованных в ^{16}O -соударениях при 3,1 А ГэВ/с; здесь n_{i+} означает множественность положительно заряженных частиц

с зарядом i , $\langle n_{i+} \rangle = \sum_{i=2}^8 \langle n_{i+} \rangle$, $\langle \pi^- \rangle$ — множественность "вновь" рожденных отрицательных частиц (π^- -мезонов) и $\langle n_{ch} \rangle = \langle \pi^- \rangle + \langle n_{i+} \rangle$. Нормировка сделана на общее число неупругих событий. Видно, что при рассматриваемых энергиях средняя множественность отрицательных пионов мала, основной вклад в множественность заряженных частиц дают положительно заряженные продукты фрагментации ядра кислорода, среди которых велико число однозарядных частиц. Что касается многозарядных ($i \geq 2$) фрагментов, их множественность имеет характерную i -зависимость — она максимальна для двухзарядных частиц,

Таблица. Средние множественности заряженных частиц, образованных в ^{16}O -взаимодействиях при 3,1 А ГэВ/с

	Эксперимент	КФИМ
$\langle \pi^- \rangle$	0,296 ± 0,004	0,314 ± 0,003
$\langle n_{1+} \rangle$	3,493 ± 0,015	3,366 ± 0,013
$\langle n_{2+} \rangle$	0,616 ± 0,007	0,523 ± 0,005
$\langle n_{3+} \rangle$	0,103 ± 0,003	0,112 ± 0,002
$\langle n_{4+} \rangle$	0,052 ± 0,002	0,106 ± 0,002
$\langle n_{5+} \rangle$	0,066 ± 0,002	0,123 ± 0,002
$\langle n_{6+} \rangle$	0,151 ± 0,003	0,210 ± 0,003
$\langle n_{+} = \sum_{i=1}^8 n_{i+} \rangle$	4,916 ± 0,016	4,751 ± 0,013
$\langle n_{fr} = \sum_{i=2}^8 n_{i+} \rangle$	1,423 ± 0,005	1,385 ± 0,005
$\langle n_{ch} \rangle$	5,214 ± 0,018	5,065 ± 0,014

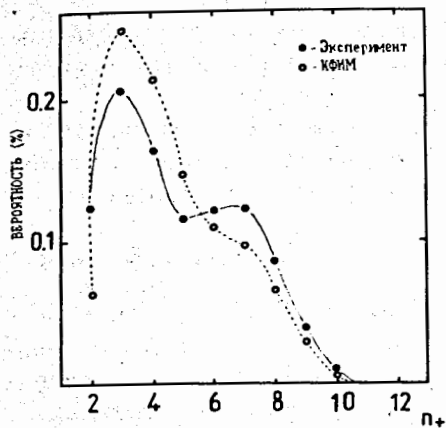


Рис.1. Распределение по множественности положительно заряженных частиц n_+ , образовавшихся в ^{16}O -взаимодействиях при 3,1 А ГэВ/с (кривые приведены для наглядности).

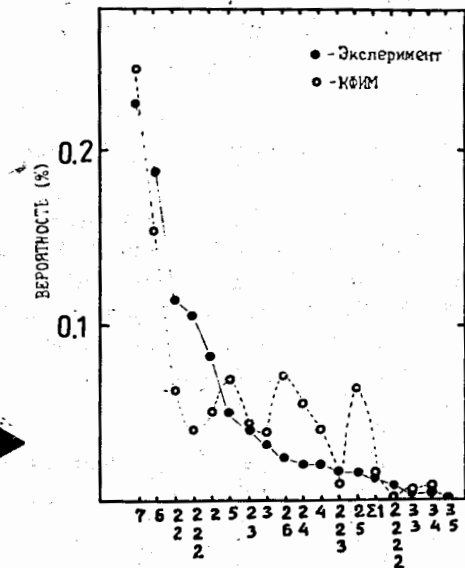


Рис.2. Топологии фрагментов из ^{16}O -взаимодействий (кривые приведены для наглядности). $\Sigma 1$ означает события, в которых все вторичные частицы однозарядные.

затем падает с i до минимума при $i \cong Z/2 = 4$ и далее возрастает вплоть до максимально возможных значений зарядов фрагментов. КФМ недооценивает среднюю множественность двухзарядных частиц и существенно переоценивает множественность фрагментов с $i \geq 4$, в то же время модель описывает качественно особенности данных.

На рис.1 представлено распределение по множественности положительно заряженных частиц. В эксперименте оно имеет два максимума. Анализ показывает, что в первый из них ($n_+ = 3$) значительный вклад дают периферические ^{16}O -соударения, в которых мало число рожденных отрицательных пионов (либо они вовсе отсутствуют) и в конечном состоянии реакции имеется более или менее тяжелый фрагмент. Что касается второго максимума ($n_+ = 7$), сюда дают вклад как периферические, так и "центральные" ^{16}O -соударения. Во втором случае, наряду с небольшим числом рожденных частиц, в конечном состоянии реакции остаточное ядро испытывает мультифрагментный развал. В модели второй максимум в n_+ -распределении отсутствует, и вероятность появления в конечном состоянии реакции тяжелого фрагмента значительно выше, чем в эксперименте.

Наконец, на рис.2 представлены вероятности осуществления различных каналов фрагментации или, как иногда говорят, топологий фрагментов в конечном состоянии ^{16}O -взаимодействий при 3,1 А ГэВ/с. Эти данные наиболее полно характеризуют изучаемую реакцию. В эксперименте в $(34 \pm 1)\%$ случаев в конечном состоянии ^{16}O -взаимодействий наблюдается два или более фрагментов с зарядами $i \geq 2$ (с суммарным зарядом фрагментов $Z \geq 4$), что очень близко к теоретическому значению $(36 \pm 1)\%$ (в расчете за образование таких фрагментов, в основном, ответствен механизм фермиевского развала). Однако топологии фрагментов в этих случаях в модели и в эксперименте существенно различаются. Так, в эксперименте вероятность наблюдения двух или трех двухзарядных частиц в конечном состоянии вдвое больше, чем предсказывается моделью, а вероятность наблюдения четырех двухзарядных частиц почти на порядок больше теоретического значения. В то же время вероятность того, что в конечном состоянии реакции частица с зарядом 2 сопровождается более тяжелым фрагментом, в модели в 2-3 раза больше, чем на опыте. В модели, в отличие от эксперимента, вероятность осуществления конечного состояния возрастает с увеличением массы сопровождающего двухзарядную частицу фрагмента.

Таким образом, представленные нами данные показывают, что в ^{16}O -взаимодействиях при 3,1 А ГэВ/с со значительной вероятностью наблюдается мультифрагментный развал ядер кислорода. Сравнение данных с предсказаниями КФМ показывает, что в эксперименте множественное образование двухзарядных частиц происходит значительно чаще. Мы полагаем, что в значительной мере это расхождение связано с особенностью структуры ядра кислорода. В частности, хорошо известно, что в легких ядрах важную роль играет кластеризация нуклонов в α -частицы. С этой точки зрения увеличение вероятности каналов фрагментации с образованием нескольких α -частиц представляется вполне естественным, и, по-видимому, при расчете ^{16}O -взаимодействий необходимо учитывать эту особенность на всех стадиях процесса.

ЛИТЕРАТУРА

- Hufner J. — Phys. Rev., 1985, 125, p.129;
Lynch W.G. — Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 1987, 37, p.493;
Тонеев В.Д. и др. — ЭЧАЯ, 1986, т.17, p.1093.
- Bondorf J.P. et al. — Nucl. Phys., 1985, A443, p.321; 1985, A444, p.460;
1986, A448, p.753;
Ботвина А.С., Ильинов А.С., Мишустин И.И. — ЯФ, 1985, с.1127;
препринт ИЯИ АН СССР, П-0490, М., 1986.
Botvina A.S., Ijginov A.S., Mishustin I.N. — Nucl. Phys., 1987, A475, p.663.

3. Глаголев В.В. и др. — Препринт ОИЯИ Р1-89-218, Дубна, 1989.
4. Botvina A.S., Iljinov A.S., Mishystin I.N. — Nucl. Phys., 1990, A507, p.649.
5. Барашенков В.С. и др. — УФН, 1973, 109, с.191.

Рукопись поступила в издательский отдел
17 декабря 1990 года.