

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН**  
**НАУЧНО-ПРОИЗВОДСТВЕННОЕ ОБЪЕДИНЕНИЕ “ФИЗИКА-**  
**СОЛНЦЕ”**  
**ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**

На правах рукописи

УДК 539.172.12

**КУРБАНОВ АНВАР РАЗЗАКОВИЧ**

**ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОНУКЛОННЫХ СИСТЕМ И ЯДЕР**

**В  $^{16}\text{O}$ p-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 3.25 А ГэВ/с**

01.04.08 – физика атомного ядра и элементарных частиц. Ускорительная  
техника

**ДИССЕРТАЦИЯ**

доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам

**Научный руководитель:**

**Косим Олимов**  
**д.ф.-м.н., проф.**

**Ташкент– 2019**

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА I КРАТКИЙ ОБЗОР СОСТОЯНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР.....	17
§ 1.1 Фрагментация и мультифрагментация релятивистских ядер.....	18
§ 1.2 Кластерный распад ядер .....	20
§ 1.3 Результаты исследований кластерных структур легких ядер методом ядерной фотоэмульсии.....	23
§ 1.4 Экспериментальные данные по изучению фрагментации ядер кислорода .....	27
§ 1.5 Каскадно-фрагментационная испарительная модель .....	39
Выводы по главе .....	40
ГЛАВА II МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА .....	42
§ 2.1 Основные характеристики первичного пучка и 1 метровой водородной пузырьковой камеры (ВПК).....	43
§ 2.2 Просмотр стереоснимков с ВПК, отбор событий и измерения.....	44
...	
§ 2.3 Процедура разделения протонов и $\pi^+$ -мезонов.....	46
§ 2.4 Погрешности угловых и импульсных измерений.....	47
§ 2.5 Сечения $^{16}\text{O}p$ -взаимодействий.....	49
§ 2.6 Разделение фрагментов по массовому числу.....	50
ГЛАВА III ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОНУКЛОННЫХ СИСТЕМ И ЯДЕР С МАССОВЫМИ ЧИСЛАМИ 6–7 В $^{16}\text{O}p$ -ВЗАИМОДЕЙ- СТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3.25 А ГэВ/с.....	52
§ 3.1 Сечения образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер, сред-	

	ние множественности частиц, ассоциированных с их рождением.....	<b>52</b>
§3.1.1.	Сечения каналов развала ядер кислорода на фрагменты с массовыми числами $A \leq 7$ .....	<b>54</b>
§3.1.2	Средние множественности легких фрагментов с $A \leq 3$ и протонов отдачи ( $p_{\text{гес}}$ ), ассоциированных с образованием 6- и 7-нуклонных систем и ядер.....	<b>57</b>
§3.2	Корреляции в образовании 6- и 7-нуклоновых систем и ядер и заряженных пионов.....	<b>61</b>
§3.3	Сравнительный анализ характеристик каналов с образованием зеркальных ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$ .....	<b>70</b>
§3.3.1	Корреляции выхода зеркальных ядер ${}^7\text{Li}$ , ${}^7\text{Be}$ и двухзарядных фрагментов .....	<b>71</b>
§3.3.2	Корреляции выхода зеркальных ядер ${}^7\text{Li}$ , ${}^7\text{Be}$ и фрагментов с $A=1-4$ и заряженных пионов.....	<b>72</b>
§3.3.3.	Корреляции выхода зеркальных ядер ${}^7\text{Li}$ , ${}^7\text{Be}$ и заряженных пионов в событиях с сохранением протона отдачи.....	<b>78</b>
	Выводы по главе III.....	<b>80</b>
<b>ГЛАВА IV РАЗВАЛ ЯДРА КИСЛОРОДА НА ЛЕГКИЕ ФРАГМЕНТЫ С МАССОВЫМИ ЧИСЛАМИ <math>A \leq 4</math>.....</b>		<b>82</b>
§4.1	Средние множественности протонов-фрагментов, дейтронов, нейтронов и однозарядных частиц в реакциях с образованием зеркальных ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в каналах с различным числом $\alpha$ -частиц.....	<b>84</b>
§4.2	Средние множественности $\alpha$ -частиц, протонов-фрагментов, нейтронов и однозарядных частиц в реакциях с образованием зеркальных ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в зависимости от числа ассоциированных	<b>87</b>

дейтронов.....

§4.3	Совместное образование зеркальных ядер ( $^3\text{H}$ , $^3\text{He}$ ) и $^2\text{H}$ .....	<b>90</b>
§4.4	Сравнительный анализ образования многонуклонных систем и ядер с участием зеркальных ядер $^3\text{H}$ и $^3\text{He}$ .....	<b>91</b>
	Выводы по главе IV.....	<b>97</b>
	Заключение .....	<b>98</b>
	Список использованной литературы.....	<b>101</b>

## ВВЕДЕНИЕ

**Актуальность и востребованность темы диссертация.** В настоящее время экспериментальные исследования процессов множественной генерации частиц и фрагментации релятивистских ядер являются чрезвычайно важными для решения фундаментальных вопросов физики высоких энергий и релятивистской ядерной физики. Одним из важнейших источников информации о структуре ядер и ее влиянии на состав конечных продуктов реакций, а также роли зарядовообменных процессов при фрагментации ядер является исследование соударений релятивистских ядер с нуклонами и ядрами в полуинклюзивных и максимально приближенных к эксклюзивным реакциях (в условиях  $4\pi$ -геометрии, с полной идентификацией фрагментов и измерением их импульсов и углов вылета). Таким требованиям к экспериментальным данным наиболее полно соответствуют эксперименты, выполняемые с помощью пузырьковых камер, экспонируемых в сильных магнитных полях в пучках релятивистских ядер.

Несмотря на значительный объем экспериментального материала по множественному рождению частиц и фрагментации ядер, до сих пор не создана последовательная теория, которая могла бы количественно описать совокупность экспериментальных данных по адрон- и ядро-ядерным соударениям при высоких энергиях. Одной из причин этого является чрезвычайно высокая сложность актов адрон- и ядро-ядерных соударений, заключающейся в их многоступенчатом характере и недостаточность экспериментальных данных по полуинклюзивным и эксклюзивным каналам ядерных реакций, которые позволили бы провести корреляционные исследования между различными характеристиками фрагментов и частиц – продуктов реакции.

На сегодняшний день в исследовательских центрах по всему миру проводятся исследования процессов фрагментации релятивистских ядер и в частности, установлено выполнение гипотезы предельной фрагментации в

областях фрагментации снаряда и мишени, показано, что процесс фрагментации ядер имеет стохастический характер, была установлена независимость сечения выхода и формы распределений фрагментов промежуточных масс по заряду для ядра с определенным массовым числом от первичной энергии, обнаружен выход на плато сечения возбуждения легких фрагментов в области первичных энергий  $E_0 \approx 2-3$  ГэВ на нуклон (Физический институт Российской академии наук, Москва, Россия, Физико-технический институт академии наук Республики Узбекистан, Ташкент, Узбекистан). В рамках Сотрудничества «Беккерель» (ЛВЭ, ОИЯИ, Дубна, Россия) начиная с 2004 года ведутся интенсивные исследования кластерной структуры легких ядер с массовыми числами  $A = 3 - 14$  методом ядерной фотоэмульсии. Им в частности установлено, что в легких ядрах при малых уровнях их возбуждения могут проявляться не только  $\alpha$ -кластерные, но и  $\alpha+h$ ,  $\alpha+t$ ,  $\alpha+d$  и тому подобные кластерные структуры, которые в конечном итоге определяют состав и вероятности выхода конечных продуктов реакции.

На сегодняшний день в нашей стране уделяется большое внимание фундаментальным исследованиям по изучению процессов образования многочастичных систем и ядер в столкновениях релятивистских ядер кислорода с протонами. Для дальнейшего развития Республики Узбекистан, в стратегии действий<sup>1</sup> на период 2017–2021 гг. отражены меры по развитию науки, поддержке приоритетных направлений фундаментальных исследований, и внедрению результатов фундаментальных исследований. Изучение процессов образования шести- и семинуклонных систем и ядер, определение сечения выхода инклюзивных и полуинклюзивных реакций с образованием 6- и 7-нуклонных систем и ядер, сравнительный анализ выходных «зеркальных» каналов с образованием ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$ , а также других легких ядер – дейтронов и  $\alpha$ -частиц; получение информации о

---

<sup>1</sup> № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 7 февраля 2017 года

влиянии зарядообменных процессов на состав и выходы продуктов реакции, исследование корреляции выхода  $\alpha$ -частиц и дейтронов.

Данная научно-исследовательская работа соответствует задачам, утвержденным в государственных нормативных документах, Указах Президента Республики Узбекистан № УП-4512 «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» от 1 марта 2013 года, № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 7 февраля 2017 года, и Постановлении Президента № ПП-2789 «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности» от 18 февраля 2017 года.

**Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий республики.** Исследовательская работа выполнена в соответствии с приоритетными направлениями развития науки и технологий Республики Узбекистан - «Энергетика, энерго- и ресурсосбережение».

**Степень изученности проблемы.** К настоящему времени ведущими учеными мира, например, российскими учеными (Зарубин П.И., Русакова В., Пересадыко Н.Г., Артеменков Д.А. и др.), американскими учеными (Neckman H.H., Greiner D.E., Lindstrom P.J.) и другими учеными выполнен большой объем экспериментальных и теоретических исследований процессов множественной генерации частиц и фрагментации релятивистских ядер во взаимодействиях с адронами и ядрами, хотя некоторые важные проблемы остаются пока нерешёнными.

Например, российскими учеными интенсивно ведутся исследования кластерной структуры легких ядер в их периферических соударениях с ядрами фотоэмульсии. Но им не удалось определить сечения образования всех возможных изотопов, образующихся при фрагментации ядер и установить механизмы фрагментации ядер. Американские ученые проводили исследования образования различных изотопов легких ядер  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  в

соударениях с ядрами железа при высоких энергиях электронным методом под малыми углами вылета фрагментов. Ограниченность охвата угла вылета фрагментов не позволила им определить полные сечения выхода этих изотопов и более надежно установить механизмы их образования.

Кроме того, наиболее близкой к исследуемой проблеме являются результаты диссертационных работ узбекских ученых Олимова К., Базарова Э.Х. и Усарова А.А., в которых получены общие характеристики процесса фрагментации ядер кислорода во взаимодействиях с протонами при  $3.25 A$  ГэВ/с, в частности: изучены множественности одно- и многозарядных фрагментов; изучены корреляции в образовании однозарядных частиц и легких фрагментов; определены сечения топологических каналов развала ядер кислорода; определены количественные вклады нестабильных ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$ , а также возбужденного ядра  ${}^{12}\text{C}^*$  в сечение образования  $\alpha$ -частиц; определены сечения образования фрагментов с массовыми числами от  $A=1$  до  $A=16$ ; проведен сравнительный анализ образования легких зеркальных ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  и показано, что их образования происходит при близких кинематических условиях и в процессах их образования заряд протона-мишени не участвует. Другими словами, в этих диссертационных работах, в основном, были исследованы инклюзивные  ${}^{16}\text{O}p$ -реакции. Не исследованы полуинклюзивные каналы развала ядер кислорода на многонуклонные системы и ядра, не проводился сравнительный анализ характеристик каналов образования 6-ти и 7-нуклонных систем и ядер; не изучена роль зарядообменных процессов между протоном-мишенью и ядром кислорода в процессе его фрагментации на многонуклонные системы и ядра; Не изучены ассоциативные множественности легких фрагментов с  $A \leq 3$  в каналах развала ядер кислорода на многонуклонные системы и ядра.

**Связь диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация.** Диссертационное исследование выполнено в Физико-техническом институте НПО “Физика-Солнце” АН РУз в 2007-2016

годах в рамках плана научных исследований исследовательских проектов Ф2-Ф029 «Исследование структуры ядерной материи и коллективных эффектов во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях» (2007–2011 гг.); Ф2–Ф-0-42438 «Исследование многочастичных состояний во взаимодействиях адронов и ядер с ядрами при высоких энергиях» (2012–2016 гг.) и 04-10 «Совместное исследование процессов рождения заряженных пионов и образования протоно(нейтроно)избыточных ядер и систем в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с» (2011-2012 гг.).

**Целью исследования** является установление закономерностей образования многонуклонных систем и ядер с массовыми числами  $A \leq 7$ , влияния исходной структуры ядра кислорода и зарядообменных процессов на состав и выходы конечных продуктов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

В соответствии с поставленной целью в соударениях ядер кислорода с протонами при 3.25 А ГэВ/с необходимо было решить следующие **задачи**:

разработать и апробировать новый метод разделения протонов и положительно заряженных пионов, визуально не различимых в области импульсов 1.25 – 1.75 ГэВ/с, а также методику учета поправок на потерю различных типов частиц и фрагментов;

исследовать основные закономерности образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер;

изучить средние множественности и кинематические характеристики различных частиц (протонов отдачи, нейтронов-фрагментов и заряженных пионов) и фрагментов с  $A \leq 4$ , сопровождающих образование 6- и 7-нуклонных систем и ядер;

изучить особенности и механизмы образования легких зеркальных ядер  $^3\text{He}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  и их корреляции с образованием различного числа дейтронов и  $\alpha$ -частиц;

выполнить сравнительный анализ экспериментальных результатов и предсказаний каскадно-фрагментационной испарительной модели с целью выявления и установления роли  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода в процессах его фрагментации.

**Объектом исследования** являются процессы фрагментации, происходящие при столкновениях ядер кислорода с протонами при импульсе 3.25А ГэВ/с.

**Предметом исследования** являются многонуклонные системы и ядра, образующиеся во взаимодействиях ядер кислорода с протонами при 3.25 А ГэВ/с.

**Методы исследования.** Для решения поставленных задач по анализу образования многонуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с использован инклюзивный и полуинклюзивный подход с применением математической статистики и методов Монте-Карловского моделирования.

**Научная новизна исследования** заключается в следующем:

впервые определены инклюзивные и полуинклюзивные сечения образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с;

установлено, что средние множественности сопровождающих частиц определяются в основном суммарным массовым числом и зарядом конечного многонуклонного состояния и не зависят от того, является ли оно единым ядром или составным состоянием двух или трех ядер с тем же суммарным массовым числом А;

выполнено систематическое сопоставление предсказаний каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) с экспериментом. Показано, что КФИМ недооценивает образования как 6-, так и 7-нуклонных систем и ядер. В КФИМ образование протоноизбыточных систем и ядер преобладает над сечением выхода нейтроноизбыточных;

на основе совпадения средних множественностей нуклонов (суммарная средняя множественность протонов- и нейтронов-фрагментов) и ядер

сопровождения с  $A = 2-4$  в полуинклюзивных реакциях с образованием зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ , а также средних значений кинематических характеристик этих ядер и частиц сопровождения сделан вывод о близости кинематических условий формирования этих зеркальных ядер и одинаковой степени дезинтеграции ядра-снаряда;

впервые установлена независимость средних множественностей протонов- и нейтронов-фрагментов от числа ассоциированных дейтронов, указывающая на то, что основным механизмом образования дейтронов в рассматриваемых каналах является разрушение  $\alpha$ -кластеров ядра кислорода.

**Практические результаты исследования заключаются в следующем:**

Получено указание на существенную роль  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода в формировании конечных многонуклонных ядер с  $A \leq 7$  и законов сохранения электрического и барионного зарядов;

подтверждено совпадение инклюзивных сечений образования зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ . Обнаружено, что различие в зарядах этих ядер, как и в случае образования 6- и 7-нуклонных систем, в основном компенсируется дополнительным образованием протонов. Заряд протона-мишени практически не передается ядрам сопровождения с массовыми числами  $A = 2-4$ ;

впервые определены средние множественности нейтронов-фрагментов в каналах с образованием 6- и 7-нуклонных систем и ядер и установлено, что они находятся в разумном согласии с множественностями протонов-фрагментов с учетом передачи заряда протона-мишени нейтронам фрагментирующего ядра и процессов неупругой перезарядки нуклонов.

**Достоверность результатов исследований** обосновывается достаточно большой ( $>10000$  событий) статистикой экспериментального материала, более точным определением заряда и идентификацией частиц и фрагментов по массе, а также измерением их импульсов и углов с высокой точностью;

применением общепринятых статистических методов обработки и анализа экспериментальных данных, а также использованием как инклюзивного, так и эксклюзивного подходов к интерпретации результатов; соответствием полученных экспериментальных данных с результатами других экспериментов и основными выводами теоретических работ по проблеме фрагментации ядер.

#### **Научная и практическая значимость результатов исследования.**

Полученные в диссертационной работе результаты дают обширный физический материал об особенностях и механизмах формирования многонуклонных систем и легких ядер, и способствует построению более реалистической картины фрагментации ядер с учетом их исходной структуры, которую необходимо учитывать в разработке новых теоретических подходов и моделей. Количественная информация и апробированные методы исследования образования многонуклонных систем и зеркальных ядер ( ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ ), а также способ получения информации о нейтронах-фрагментах могут найти широкое применение в других экспериментах по изучению процессов фрагментации ядер при высоких энергиях.

**Внедрение результатов исследования.** Полученные фундаментальные результаты по образованию и свойствам многонуклонных систем и зеркальных ядер могут быть использованы при уточнении современных теоретических подходов к описанию адрон-ядерных взаимодействий и планировании новых экспериментов в области релятивистской ядерной физики. Например, результаты полученные в ходе проведения обработки и анализа экспериментальных данных по сечениям образования зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ , 6- и 7-нуклонных систем и ядер в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с (исследование  $\alpha$ -кластерной структуры взаимодействующих ядер) использованы при выполнении научного Договора № 304 от 30 марта 2018 года на тему «Перспективные фундаментальные исследования по физике, астрофизике космических лучей на Тянь-Шаньской высокогорной научной станции» в Лаборатории физики космических лучей Физико-технического

института Министерства образования и науки Республики Казахстан (справка Физико-технического института Министерства образования и науки Республики Казахстан, 06.07.2018).

Результаты по инклюзивным и полуинклюзивным сечениям образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с были использованы при формировании пучков короткоживущих фрагментов для облучения ядерной фотоэмульсии в рамках программы «Беккерель» на Нуклотроне ЛФВЭ, а также данные по фрагментации используются как входные при генерации Монте Карло планируемых экспериментов на сооружаемом коллайдере НИКА (письмо ОИЯИ №010-43/472, 29.10.2018).

**Апробация результатов исследования.** Основные результаты диссертационной работы доложены и обсуждены на 5 международных и 5 республиканских научно-практических конференциях.

**Публикация результатов исследования.** По теме диссертации опубликовано 19 научных трудов, состоящих из 9 статей в журналах, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов диссертационных работ.

**Структура и объём диссертация.** Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованной литературы и приложения. Текст диссертации изложен на 115 страницах.

## ГЛАВА I. КРАТКИЙ ОБЗОР СОСТОЯНИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ ЯДЕР ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Современные эксперименты в области релятивистской ядерной физики в настоящее время являются одним из основных источников информации как об экстремальных состояниях ядерной материи (высокие и аномально высокие плотности и температуры), касающихся проблем образования и конденсации кварк-глюонной плазмы и пионного конденсата, так и о структуре атомного ядра. Коротко действие ядерных сил и многообразие их свойств не позволяют пока создать законченную теорию, подобную квантовой электродинамике для расчета свойств атомов, что, в свою очередь, делает актуальными исследования, касающиеся структуры ядер и динамики процессов фрагментации.

Следует отметить, что образование кварк-глюонной плазмы было открыто в 2005 году в экспериментах на Большом адронном коллайдере [1; С. 252302-1. 2; С. 30-39. 3; С. 072301-1. 4; С. 252303-1. 5; С.024906-1.] и в эксперименте RHIC Брукхейвенской национальной лаборатории (США) [6; С.1-27. 7; С. 184-283. 8; С. 28-101. 9; С. 102-183.]

Открытие в 1984 году нового явления, которое позднее было названо кластерным распадом, стимулировало значительное число работ, посвященных его теоретическому и экспериментальному исследованию. Этот новый вид радиоактивного распада, заключается в том, что атомные ядра, которые находятся в основных (невозбужденных) состояниях, самопроизвольно (спонтанно) испускают тяжелые составные частицы, такие, как нейтроноизбыточные ядра  $^{14}\text{C}$ ,  $^{24}\text{Ne}$ ,  $^{28}\text{Mg}$ ,  $^{32}\text{Si}$  [10; С.1-166.].

Данное направление исследований в релятивистской физике тяжелых ионов особенно интересно ташкентским физикам, занимающимся в течение ряда лет изучением структуры ядер в процессах их фрагментации, поскольку в ней существенную роль играют процессы индуцированного разрушения ядер, конечные продукты которого в значительной степени связаны с их структурой.

Этот интерес связан также с запуском в 2001 г. в Дубне Нуклотрона и получением на нем пучков легких ядер с  $A = 2-24$ , что открывает новые подходы к решению актуальных проблем структуры ядра.

Одной из таких проблем является изучение коллективных степеней свободы в возбужденных ядрах, в которых отдельные группы нуклонов ведут себя как составляющие кластеры. Указанная структурная особенность – кластеризация в возбужденных ядрах – особенно отчетливо проявляется в легких ядрах, где возможное число кластерных конфигураций относительно невелико. Естественными компонентами такой картины являются малонуклонные системы, не имеющие собственных возбужденных состояний. Прежде всего это  $\alpha$ -частицы, а также дейтроны, тритоны, ядра  ${}^3\text{He}$  (гелионы) и, кроме того, парные состояния протонов и нейтронов. Возможно, что изучение процессов фрагментации стабильных и радиоактивных ядер на кластерные фрагменты при релятивистских энергиях выявит новые особенности их возникновения и роль в процессах нуклеосинтеза.

В последнее десятилетие получили развитие концепции барионной материи, находящейся в холодной разреженной фазе с кластеризацией нуклонов в легчайшие ядра  ${}^4\text{He}$  ( $\alpha$ -частица),  ${}^3\text{He}$  (h, гелион),  ${}^2\text{H}$  (d, дейтрон) и  ${}^3\text{H}$  (t, тритон). Глубокие теоретические разработки, выполненные в этом направлении, дают мотивацию новым экспериментам по кластерной спектроскопии, ориентируя на изучение кластерных ансамблей  $\alpha$ , h, d и t как целостных квантовых систем.

В настоящем обзоре мы кратко обсудим отдельные аспекты теоретического и экспериментального изучения процессов фрагментации релятивистских ядер и кластеризации нуклонов.

### **§1.1. Фрагментация и мультифрагментация релятивистских ядер**

Под фрагментацией ядер понимается индуцированное внешними факторами разрушение ядер, приводящее к испусканию более легких изотопов и кластеров. Данное явление было открыто в 1948 году в фотоэмульсиях,

облученных космическими лучами, и первоначально определялось как испускание ядрами других, более легких ядер, под действием частиц высоких энергий. В настоящее время термин фрагментация употребляется в расширенном его понимании как испускание неких частей, «партонов», более сложной системой. Нуклоны, испускаемые ядрами при облучении их фотонами, адронами или лептонами в этом понимании также являются фрагментами [11; С.1-33. 12; С. 315-348. 13; С. 165-166.].

Возбужденные (“нагретые”) атомные ядра снимают свое возбуждение, излучая различные частицы (протоны, нейтроны,  $\gamma$ -кванты) или целые осколки (фрагменты). Этот процесс – фрагментация возбужденных ядер изучается физикой ядра в течение многих десятилетий, являясь, в сущности, основным источником информации о структуре ядер, волновых функциях различных его составляющих (нуклонов, кластеров и т.д.), уравнении состояния ядерного вещества и др. При числе фрагментов больше двух явление развала возбужденных ядер часто называют мультифрагментацией.

Систематические экспериментальные исследования фрагментации релятивистских ядер были начаты с запуском ускорителей ионов в начале 70-х годов прошлого века в крупных исследовательских центрах – Нуклотрона в Дубне (ОИЯИ) (дейтроны, альфа-частицы, углерод, неон и др.), а затем коллайдеров BNL (золото, уран), накопительных колец в ЦЕРНе (золото, свинец) и линейного ускорителя в Дармштадте (литий-11 и другие радиоактивные изотопы). Наиболее общим результатом этих исследований является установление того факта, что фрагментация ядер-мишеней, фрагментация ядер-снарядов, множественное рождение частиц и деление ядер, имеют общую природу. При этом характеристики процессов фрагментации не зависят от типа возбуждающей (первичной) частицы и имеют предельное поведение (ядерный скейлинг), т.е., например, среднее число медленных частиц, получающихся при расщеплении ядер в фотоэмульсии частицами высоких энергий, а также угловые и импульсные характеристики этих частиц не зависят ни от энергии, ни от массы

первичных частиц в интервале энергий первичных частиц от 1 до 200 ГэВ и их зарядов от 1 (протон) до 82 (свинец). Таким образом, считается установленным тот факт, что чем бы мы не возбудили ядро-мишень, в среднем, "энергия возбуждения" его остается постоянной.

Факт постоянства поперечных импульсов вторичных частиц—независимость от энергии и природы адронов хорошо известен в процессах множественного рождения частиц. С этим же явлением экспериментаторы столкнулись и при изучении фрагментации релятивистских ядер. Это может служить основанием для утверждения об общности этих процессов. При высоких энергиях проявление гипотезы предельной фрагментации наглядно видно в каждом акте фрагментации релятивистского ядра, сопровождающейся фрагментацией ядра-мишени в фотоэмульсии.

Детальное исследование явления фрагментации релятивистских ядер-снарядов в адрон- и ядро-ядерных соударениях имеет важные преимущества по сравнению с классическими экспериментами по расщеплению ядер-мишеней. В частности, при расщеплении ядер-мишеней фрагменты проходят очень малый путь и трудно определить характеристики фрагментов (углы, импульс), в то время как фрагменты релятивистского ядра-снаряда летят в узкий угловой конус фрагментации на достаточно большое расстояние, что облегчает измерения и идентификацию фрагментов. Причем возможно изучение ядерной структуры в условиях очень малых передач энергии-импульса. Знание же характеристик фрагментации релятивистских ядер необходимо для решения ряда задач ядерной астрофизики и физики космических лучей.

## **§1.2. Кластерный распад ядер**

Предположения о возможности существования нового вида радиоактивности с вылетом тяжелых составных частиц, промежуточных по массам между  $\alpha$ -частицами и осколками деления ядер, высказывались разными авторами, однако назвать их научными предсказаниями было нельзя из-за слишком

общих и неопределенных формулировок. Заслуга в открытии этого явления полностью принадлежит экспериментаторам.

Открытие нового явления вызвало споры о том, как его назвать – в названии должна была быть кратко выражена суть явления. В настоящее время предпочтение отдано термину "кластерный распад". Появление в названии слова "кластер" носит принципиальный характер. Нуклоны, входящие в состав ядер, обладают достаточно большой кинетической энергией, и, сталкиваясь между собой во время движения внутри ядра, они на очень короткие промежутки времени могут образовывать такие группы (флуктоны), которые по своим характеристикам похожи на отдельно существующие ядра такой же массы. Эти группы нуклонов называют кластерами. Невошедшие в состав кластера нуклоны в момент его образования также находятся в каком-то состоянии. В случае, когда кластеры определенного типа (например,  $\alpha$ -кластеры) могут существовать в ядре достаточно долго (по ядерным меркам), такой вид кластеризации ядер называют статической кластеризацией.

При статической кластеризации нуклоны кластера обособлены пространственно и выделяются из остальных какими-либо своими характеристиками, например, значениями энергии или импульса. В отличие от статической динамическая кластеризация не связана с каким-либо обособлением нуклонов. Динамическая кластеризация объясняет возможность наблюдения выхода кластеров определенного вида в некоторых ядерных реакциях.

Существование в ядрах некоторых уровней и их свойства можно объяснить на основе кластерной модели ядер. Эта модель (ее иногда также называют мультикластерной) исходит из существования в ядре достаточно устойчивых кластеров определенного типа.

Кластерная модель нашла достаточно широкое применение для описания уровней легких ядер. Известно [10; С. 1-166.], что низколежащие состояния легких ядер с четным числом протонов и нейтронов хорошо описываются этой моделью, что дает основание говорить, что эти состояния

имеют  $\alpha$ -кластерную структуру. Существование этих сил приводит к тому, что наиболее энергетически выгодными в ядрах оказываются такие состояния, в которых нуклоны объединяются в группы, состоящие из двух протонов и двух нейтронов, с суммарным значением спина, равным нулю, и с симметричной относительно перестановок нуклонов пространственной волновой функцией [10; С. 1-166.]. Такими же свойствами (хотя и не только ими) обладает и свободная  $\alpha$ -частица.

Для  $\alpha$ -распада и спонтанного деления тяжелых ядер на осколки близкой массы вероятность прохождения частиц сквозь потенциальные барьеры оказывается такой, что обеспечивает достаточное количество вылетевших фрагментов для их экспериментального наблюдения. Энергия распада, вероятность формирования кластера и проницаемость потенциального барьера являясь главными факторами, в совокупности определяют вероятность кластерного распада.

Теоретические и практические исследования основных особенностей деления однозначно приводят к заключению о сильной перестройке ядра в этом процессе.

В последние годы удалось построить [14; С. 537-542., 15; С. 50-61. 16; С. 80-85. 17; С.1981-1995.] теорию кластерного распада на основе развития теории  $\alpha$ -распада. Эта теория позволяет достаточно подробно исследовать это явление и сделать предсказания новых экспериментов. Однако, так как массы вылетающих составных частиц в разных вариантах кластерного распада различаются многократно, не все его детали можно понять основываясь только на аналогии с  $\alpha$ -распадом. Это явление более сложно, многообразно, чем  $\alpha$ -распад. Кластерный распад занимает промежуточное положение между  $\alpha$ -распадом и делением. С серьезными основаниями следует предположить, что близкая аналогия с  $\alpha$ -распадом для все более тяжелых кластеров будет заменяться аналогией с делением. Более того, можно сделать вывод, что открытие кластерного распада и изучение его

особенностей поставило вопрос о создании единой теории распада – деления ядер.

### **§1.3. Результаты исследований кластерных структур легких ядер методом ядерной фотоэмульсии**

Международным сотрудничеством BECQUEREL [18; С.1694-1698. 19; С.241-244. 20; С.92-95. 21; С.351-365.], образованным на базе ЛВЭ ОИЯИ, в 2002 г. была выдвинута программа облучений ядерной эмульсии, целью которой являлось получение картины периферической фрагментации для целого семейства легких ядер. Облучения ядерной эмульсии были проведены в пучках изотопов бериллия, бора, углерода и азота, в том числе радиоактивных, которые впервые сформировались на нуклотроне ОИЯИ.

В ядерной эмульсии, облученной ядрами  ${}^6\text{Li}$  с импульсом 4.5А ГэВ/с [22; С.1461-1467. 23; С137-145.] и  ${}^7\text{Li}$  с импульсом 3А ГэВ/с [24; С.1479-1485. 25; С83-88.] на синхрофазотроне ОИЯИ, при исследовании «белых» звезд обнаружено, что: основным каналом распада ядра  ${}^6\text{Li}$  является канал  ${}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + d$ , а для ядра  ${}^7\text{Li}$  является  ${}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + t$ . Таким образом, обнаружена показано, что ядро  ${}^6\text{Li}$  обладает  $\alpha + d$  структурой, а ядро ядра  ${}^7\text{Li}$  имеет  $\alpha + t$  структуру.

Анализ «белых звезд», образованных от диссоциации ядра  ${}^7\text{Be}$  показал [26; С.267-275. 27; С.1266-1272.], что в половине взаимодействий содержится по два фрагмента  $Z_{\text{fr}} = 2$ , столько же событий содержат по одному гелиевому и по два однозарядных фрагмента. Большая доля событий, представляющих собой диссоциацию ядер  ${}^7\text{Be}$  на два гелиевых фрагмента, указывает на высокую вероятность такого типа кластеризации в структуре ядра  ${}^7\text{Be}$ .

В работе [28; С.243-248.] измерено дифференциальное сечение взаимодействия ядер  ${}^7\text{Be}$  с протонами в области переданных импульсов до 0.5 ГэВ/с, при котором ядра  ${}^7\text{Be}$  распадаются на фрагменты  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  без образования других заряженных частиц. В области переданных импульсов до

100 МэВ/с, как и в случае диссоциации ядер  ${}^7\text{Li}$  на протонной мишени по каналу  ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ , наблюдается сильное подавление сечения. Полное сечение реакции оказалось равным  $10 \pm 4$  мбн.

Кроме того, существует большое число работ, посвященных дифракционной диссоциации релятивистских ядер. В частности, в работе [29; С.655-660.] была изучена дифракционная диссоциация релятивистских ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  на протонной мишени по каналам  ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + {}^4\text{He}$  в рамках кластерного варианта дифракционной теории Ахиезера-Глаубера-Ситенко с использованием двухтельной модели ядер  ${}^7\text{Li}$  ( ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ ) и  ${}^7\text{Be}$  ( ${}^3\text{He} + {}^4\text{He}$ ). Авторами были проведены вычисления дифференциальных сечений по переданному фрагментам импульсу  $Q$  при фрагментации релятивистских ядер  ${}^7\text{Li}$  ( $p = 3$  А ГэВ/с) и  ${}^7\text{Be}$  ( $p = 1.6$  А ГэВ/с) по каналам  ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + {}^4\text{He}$  на протонной мишени. Расчеты в импульсном приближении по взаимодействию внутриядерных кластеров с ядром-мишенью, проведенные авторами объясняют сильное подавление сечений реакций на протонах при  $Q$  менее 100 МэВ/с и выше 350 МэВ/с, а также наблюдаемые нерегулярности в сечении фрагментации  ${}^7\text{Li}$  на сложных ядрах фотоэмульсии. Для ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ , величины сечений, полученные в этой работе оказались близкими к экспериментальным, при использовании коэффициента двухтельной кластеризации  $\sim 0.7$ .

Существует довольно широкий круг работ, посвященных диссоциации релятивистских ядер  ${}^{12}\text{C}$ . Например, в работе [30; С.929-945.] в периферической диссоциации релятивистских ядер  ${}^{12}\text{C}$  изучено образование ансамблей троек  $\alpha$ -частиц, отвечающих за состояние Хойла (второе возбужденное состояние  $0_2^+$  ядра  ${}^{12}\text{C}$ ). Экспериментальный материал, использованный в этой работе, представлял собой слои ядерной эмульсии, облученные ядрами  ${}^{12}\text{C}$  с энергией от нескольких МэВ на нуклон до нескольких ГэВ на нуклон. В работе было показано, что тройной  $\alpha$ -распад, протекает через конфигурацию « ${}^3\text{Be}$ » как промежуточное ядро.

При исследовании фрагментации ядра  ${}^9\text{Be}$  на  $2\alpha + n$  получено, что порядка 72 % событий реализуются через промежуточные состояния  $0^+$  и  $2^+$  нестабильного ядра  ${}^8\text{Be}$  [31; С.1261-1266. 32; С.273-279. 33; С.1595-1599.], а остальная часть фрагментации осуществляется с образованием нестабильного ядра  ${}^5\text{He}$  совместно с  $\alpha$ -частицей или за счет распада ядра  ${}^8\text{Be}$  в высоко возбужденном состоянии, что приводит к большим углам разлета наблюдаемых  $\alpha$ -частиц в конечном состоянии.

В работе [34; С.1650021-1-12] была предложена феноменологическая модель Монте-Карло периферийных взаимодействий ядер  ${}^9\text{Be}$  с ядрами эмульсии при 1,2 А ГэВ с образованием возбужденного ядра  ${}^9\text{Be}^*$  и его последующего развала, либо прямого, либо путем образования промежуточного ядра  ${}^8\text{Be}$ , на две  $\alpha$ -частицы и нейтрон. Был проведен сравнительный анализ экспериментальных данных по угловым корреляциям и спектрам импульсов  $\alpha$ -частиц, образующихся в результате исследуемого развала, с расчетами по модели Монте-Карло. Предложенная авторами модель Монте-Карло вполне удовлетворительно описывает распределения  $\alpha$ -частиц по полному и поперечному импульсу, угловые распределения для углов между векторами полных импульсов (а также поперечных импульсов) двух  $\alpha$ -частиц, образующихся при развале ядра  ${}^9\text{Be}^*$ , наблюдаемом в эксперименте, а также распределение по разности между азимутальными углами векторов поперечного импульса двух  $\alpha$ -частиц в этих событиях развала. Авторами впервые были реконструированы распределения по полному и поперечному импульсу нейтронов, сопровождающих две  $\alpha$ -частицы при развале ядра  ${}^9\text{Be}^*$ , в периферийных взаимодействиях ядер  ${}^9\text{Be}$  с ядрами эмульсии с использованием Монте-Карло.

При исследовании диссоциации ядра  ${}^{10}\text{B}$  была установлена лидирующая роль кластеризации на основе дейтрона  $2\alpha + d$  [35; С.25-29 36; С.437-442.].

Эксперимент по фрагментации ядра  ${}^{11}\text{B}$  [37; С.329-334.] был нацелен на то, чтобы выявить относительную роль каналов с наиболее низкими

порогами отделения фрагментов:  ${}^7\text{Li} + \alpha$  (8.7 МэВ),  $2\alpha + t$  (11.2 МэВ) и  ${}^{10}\text{Be} + p$  (11.2 МэВ). Ядерная эмульсия была облучена на нуклотроне ОИЯИ в пучке ядер  ${}^{11}\text{B}$  с импульсом 2.75 А ГэВ/с. При анализе состава продуктов распада ядер  ${}^{11}\text{B}$  в канале диссоциации получено указание на преобладание  $2\alpha + t$  канала среди остальных.

В исследовании диссоциации релятивистского ядра  ${}^{14}\text{N}$  [38; С.1271-1275. 39; С.50-56.] установлено лидирование канала развала на  $3\alpha + d$  и ее соответствие области  $3\alpha$ -кластерных возбуждений ядра  ${}^{12}\text{C}$  при вкладе основного состояния ядра  ${}^8\text{Be}$  не менее 20%.

В работе [40; С. 1281-1285.] изучена диссоциация релятивистских ядер  ${}^{12}\text{N}$  с импульсом 2 А ГэВ/с при наиболее периферических взаимодействиях в ядерной эмульсии. Представлена картина зарядовой топологии образующихся ансамблей релятивистских фрагментов и особенности их угловых распределений. Кроме того, были идентифицированы распады ядра  ${}^8\text{Be}$  из первого возбужденного состояния  $2+$  по углам разлета в области  $15 \times 10^{-3} < \Theta_{2\alpha} < 45 \times 10^{-3}$  рад [31; С.1261-1265. 32; С.273-279. 41; С.259-261. 42; С.993-998.]. Вклад ядер  ${}^8\text{Be}$  оценивается на уровне  $(4 \pm 2)\%$ . Для соседних ядер  ${}^{10}\text{C}$  [32; С.273-279. 41; С.259-261. 42; С.993-998.],  ${}^{10}\text{B}$  [36; С.437-442.] и  ${}^{14}\text{N}$  [38; С.1271-1275.] он составлял порядка 20%.

В работах [41; С. 259-261. 42; С.993-998. 43; С.1224-1229. 44; С. 2166–2171. 45; С. 43–46. 46; С.33–36. 47; С.43–47. 48; С.250-256.] исследованы особенности структуры радиоактивного ядра  ${}^{10}\text{C}$  в процессах его когерентной диссоциации при энергии 1.2 ГэВ на нуклон. Авторами было установлено, что число событий в канале диссоциации с двумя ядрами гелия и двумя ядрами водорода составляло 82% от общего числа найденных событий когерентной диссоциации ядра  ${}^{10}\text{C}$ . Лидирование этого канала соответствует представлениям о структуре изотопа  ${}^{10}\text{C}$  и подтверждает правильность формирования пучка. Среди изотопов He и H, в канале  ${}^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ , в основном, присутствовали изотопы  ${}^4\text{He}$  и  ${}^1\text{H}$ , что подтверждалось методом идентификации по многократному кулоновскому рассеянию. Из 184 событий

когерентной диссоциации ядер  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  авторы провели измерения полярных и азимутальных углов вылета фрагментов, а также относительных пространственных углов разлета фрагментов. Ими также было установлено, что в распределении по инвариантной массе приблизительно 60 событий в канале с двумя альфа-частицами и двумя протонами соответствовали каскадному распаду ядра  $^9\text{B}$  через ядро  $^8\text{Be}$ . Таким образом, ими было показано, в структуре ядра  $^{10}\text{C}$  с вероятностью не менее чем  $(30 \pm 4) \%$  проявляется нестабильное ядро  $^9\text{B}$ , а нестабильное ядро  $^8\text{Be}$  проявляет себя только как компонента  $^9\text{B}$ . Этот вывод также подтверждался распределением по полному поперечному импульсу ядер  $^9\text{B}$ , которое в основной части описывается распределением Релея с параметром  $(92 \pm 15)$  МэВ/с, который соответствует статистической модели.

Таким образом, можно заключить, что в легких ядрах в зависимости от того, что они являются четно-четными, нечетно-четными (четно-нечетными) или нечетно-нечетными, при малых уровнях их возбуждения могут проявляться не только  $\alpha$ -кластерные, но и  $\alpha+h$ ,  $\alpha+t$ ,  $\alpha+d$  и тому подобные кластерные структуры, которые в конечном итоге определяют состав и вероятности выхода конечных продуктов реакции.

#### **§1.4. Экспериментальные данные по изучению фрагментации ядер кислорода**

Исследования процессов фрагментации ядер кислорода в условиях  $4\pi$ -геометрии во взаимодействиях с протонами при  $3.25\text{A}$  ГэВ/с в 1 м пузырьковой камере были начаты еще в 1989 г. и накоплен достаточно большой экспериментальный материал.

В работе [49; С.413-417.] были исследованы множественности различных типов заряженных частиц и фрагментов в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25\text{ A}$  ГэВ/с и были получены следующие, на наш взгляд, важные результаты.

1. Показано, что основной вклад в множественность дают процессы фрагментации начального ядра кислорода, вклад же рожденных пионов оказываются маленьким. Распределение по множественности отрицательных частиц оказывается уже распределения Пуассона. Распределение по множественности положительных заряженных частиц имеет двугорбый характер.

2. Проведено детальное исследование корреляций между множественностями частиц различного вида. Установлено, что на характер корреляций множественности сильное влияние оказывают законы сохранения электрического и барионных зарядов.

3. Определены топологии и сечения (вероятности) осуществления различных каналов фрагментации ядра кислорода. Показано, что в процессах мультифрагментного развала кислорода особую роль играют каналы с образованием ядер гелия.

4. Проведено детальное сопоставление полученных данных с предсказаниями каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ). Показано, что в целом процесс образования фрагментов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях качественно объясняется с помощью использованных в модели механизмов, включающих: а) взаимодействие отдельных нуклонов ядра-снаряда с протоном, с учетом последующего перераспределения продуктов этих взаимодействий, и б) распада на фрагменты образовавшегося термализованного возбужденного ядра. Имеющиеся расхождения подчеркивают необходимость учета в КФИМ кластерной структуры легких ядер, приводящей, в частности, к увеличению их вероятности распада на несколько  $\alpha$ -частиц.

В [50; С.497-505.] установлен изотопный состав фрагментов. В [51; С.21-25.] измерены сечения топологических каналов образования заряженных частиц.

В работах [52; С.2025-2032. 53; С.286-289.] наиболее детально исследовано образование протонов-фрагментов. В частности, получено и

апробировано общее аналитическое описание распределений по множественности протонов в  $\pi^-$ -C-соударениях при 40 ГэВ/с,  $p^{20}\text{Ne}$ -столкновениях при 300 ГэВ/с и  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с с помощью феноменологической модели, предполагающей совместную реализацию испарительного механизма, механизма ферми-развала возбужденного ядра-остатка и Глауберовского механизма прямого выбивания протонов в процессе каскадирования. Определены вклады этих механизмов образования протонов. Для протонов, образованных в  $p^{20}\text{Ne}$ -столкновениях при 300 ГэВ/с и  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с доля испарительного механизма составила  $(27 \pm 1)\%$ , механизма ферми-развала возбужденного ядра-остатка -  $(32 \pm 1)\%$  и механизма прямого выбивания протонов -  $(41 \pm 1)\%$ . Установлена независимость этих долей от энергии и массового числа фрагментирующего легкого ядра и их чувствительность к типу налетающей частицы (пион или протон), т.е. к числу их конституентных кварков. Следует отметить, что эти доли оказались совпадающими со значениями, определенными на основе анализа инвариантной структурной функции протонов в  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с [54; С.736-740.].

В исследовании структурной функции протонов для  $^{16}\text{O}$ -взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с,  $p^{12}\text{C}$ -соударений при 9.9 ГэВ/с,  $\pi^{-12}\text{C}$ -взаимодействий при 40 ГэВ/с и  $p^{20}\text{Ne}$ -соударений при 300 ГэВ/с было показано, что механизм образования быстрых протонов с  $p > 0.25$  ГэВ/с, особенно летящих вперед, имеет универсальный характер, т.е. не зависит от первичной энергии, сорта налетающей частицы и типа легкого фрагментирующего ядра, а также от степени возбуждения фрагментирующихся ядер [54; С.736-742. 55; С.216-222.].

В работах [56; С.1451-1457. 57; С.27-31. 58; С.87-90.] выполнено исследование инклюзивного образования дейтронов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Интересным результатом оказалось то, что в их импульсном спектре в системе покоя ядра кислорода в области  $0.40 < p < 0.55$  ГэВ/с обнаружена особенность (т.е. нерегулярность или другими словами

небольшое «плечо»), которая может быть связана с механизмом слияния каскадных нуклонов, распадами сравнительно быстрых легких фрагментов, а также с прямым квазиупругим выбиванием их из ядра кислорода протоном.

В работах [59; С.451-456. 60; С.85-89. 61; С85-90. 62; С.12-19. 63; С.1868-1875. 64; С.23-27.] выполнено систематическое изучение образования легких зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в соударениях ядер кислорода с протонами при импульсе 3.25 А ГэВ/с. Определены инклюзивные сечения образования ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в инклюзивной  ${}^{16}\text{O}$ -реакции и в различных топологических каналах развала ядер кислорода. Установлено совпадение инклюзивных сечений образования этих ядер, подтверждающих выполнение динамической изотопической инвариантности в процессе формирования ядер с  $A = 3$ . Показано, что модель слияния (коалесценции) успешно описывает энергетический спектр легких фрагментов –  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в области кинетических энергий  $T > 75$  МэВ. На основе анализа угловых спектров этих фрагментов получено указание на наличие углового момента у фрагментирующего ядра остатка. Так же было установлено, что в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с образование зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  происходит при близких физических условиях. Показано, что в этих процессах зарядообменные процессы в системе « ${}^{16}\text{O}+p$ » не оказывают заметного влияния на формирование зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ . Установлено отсутствие связей между механизмами образования пионов и легких ядер-фрагментов, указывающее на временную протяженность акта фрагментации и рождение пионов на самой ранней стадии этого процесса.

В работах [65; С. 990-996. 66; С.2005-2011. 67; С.905-912. 68; С.2297-2298. 69; С.94-98. 70; С.708-713. 71; С.2207-2211. 72; С.23-28. 73; С.170-171.] исследовано образование ядер гелия-4 и определены вклады нестабильных ядер  ${}^5\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Be}$ ,  ${}^9\text{B}$  и возбужденного ядра  ${}^{12}\text{C}^*$  в инклюзивное сечение образования  $\alpha$ -частиц. В частности, установлено что в процессах мультифрагментации ядра кислорода особую роль играют каналы образования  $\alpha$ -частиц, значительная часть которых рождается в распадах

ядра  ${}^8\text{Be}$  в основном и в первом возбужденном состояниях. Сечение рождения нестабильных ядер  ${}^5\text{Li}$  оказалось равным  $\sigma({}^5\text{Li}_3) = 8.4 \pm 0.5$  мбн [74; С.35-39.]. В работе [75; С.316-321.] было показано, что сечения образования группы легких зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с в пределах статистических погрешностей совпадают, что дает основание предполагать, что сечения образования зеркальных ядер  ${}^5\text{He}$  и  ${}^5\text{Li}$  также будут одинаковыми.

В работе [71; С.2207-2211.] определен вклад возбужденных ядер  ${}^{12}\text{C}^*$  в сечение образования трех  $\alpha$ -частиц в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с которое оказалось равным  $\sigma({}^{12}\text{C}^*) = (9.8 \pm 0.9)$  мбн, что составляет около 30% сечения этого канала, а оставшаяся часть сечения канала реализуется через прямой ферми-развал или квазиупругое выбивание одного  $\alpha$ -кластера из слабо связанного ядра-остатка, содержащего три  $\alpha$ -частицы.

В работе [68; С.2297-2304.] были определены вклады нестабильных ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{B}$  в каналы образования 3-х и 4-х  $\alpha$ -частиц в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с, которые оказались равными  $W({}^8\text{Be}) = 22.0 \pm 1.1\%$  и  $W({}^9\text{B}) = 19.0 \pm 1.0\%$ . Определены сечения выходов этих нестабильных ядер в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с:  $\sigma({}^8\text{Be}) = 7.63 \pm 0.37$  мбн и  $\sigma({}^9\text{B}) = 5.70 \pm 0.29$  мбн.

В работе [76; С.1650060-1-13] был проведен анализ каналов распада ядер кислорода на фрагменты с зарядами один и семь во взаимодействиях с протонами при 3.25 А GeV/с. Ими было показано, что среди однозарядных частиц и фрагментов ядер кислорода, протоны фрагменты и протоны отдачи имеют максимальную множественность, обусловленную критерием отбора событий в топологии (7) и периферическим характером анализируемых событий. Средние множественности протонов фрагментов и протона отдачи в топологии (7) оказались близкими друг к другу. По их мнению, это связано с тем, что основная часть событий в топологии (7) реализуется через квазиупругие столкновения протона-мишени с одним из протонов ядра

кислорода (pp-соударении). Средняя множественность отрицательных пионов оказалась в три раза меньше, чем для положительных пионов. Авторы полагают, это, скорее всего, связано с тем, что в событиях с тремя заряженными частицами в конечном состоянии (которые составляют  $(83 \pm 2)\%$  от общего числа событий топологии (7)) образование  $\pi^-$  не наблюдается из-за закона сохранения электрического заряда. При помощи моделирования методом Монте-Карло эксклюзивной реакции в конечном состоянии, которой наблюдается ядро азота-15, протон-фрагмент и протон отдачи, было замечено, что основная доля протонов-фрагментов образуются в результате квазиупругого выбивания одного из протонов-снаряда протоном-мишени, в то время как остальные протоны образуются в результате механизма «испарения» возбужденного (как целого) ядра кислорода. Оценочная величина поперечного сечения дифракционного развала ядра  $^{16}\text{O}$  кислорода на ядро  $^{15}\text{N}$  и протон-фрагмент оказалась  $1,9 \pm 0,3$  мб.

Кроме того, в работе [76; С.1650060-1-13] был проведен анализ дифракционного развала ядра кислорода на ядрах  $^{14}\text{N}$  и  $^2\text{H}$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при  $3.25\text{АГэВ/с}$  значение поперечного сечения которого оказалось  $0,8 \pm 0,2$  мб. Поперечное сечение канала дифракционного развала ядра кислорода  $^{16}\text{O}$  на ядра  $^{14}\text{N}$  и  $^2\text{H}$  оказались примерно в 2,5 раза меньше соответствующих поперечных сечений дифракционного развала ядра  $^{16}\text{O}$  на ядра  $^{15}\text{N}$  и протон-фрагмент. Подобная разница в сечениях этих двух каналов дифракционного развала ядра кислорода, скорее всего, обусловлена большим значением пороговой энергии (20.7 МэВ) канала ( $^{14}\text{N} + ^2\text{H}$ ) по сравнению с таковой (12.1 МэВ) канала ( $^{15}\text{N} + \text{p}$ ).

В работе [77; С. 1650060 -1-13] проведено исследование корреляции между образованием заряженных пионов и образованием легких ядер при столкновениях ядер кислорода с протонами при  $3,25 \text{ А ГэВ / с}$ . Авторами получено, что механизмы образования легких фрагментов с  $A = 2-4$  и процессы генерация заряженных пионов не зависят друг от друга.

В работах [78; С.174-179. 79; С.27-30.] получены сечения образования стабильных и нестабильных изотопов с  $Z=1-8$  в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25 \text{ A}$  ГэВ/с. Показано, что сечения образования зеркальных ядер с массовыми числами, различающимися на  $\Delta A=\pm 1$  от основного массового числа, определяемого как  $A=2Z$ , в пределах статистических погрешностей совпадают. Установлено также, что в пределах статистических погрешностей совпадают сечения выходов нестабильного изотопа  $^9\text{V}$  и зеркального ему стабильного изотопа  $^9\text{Be}$ . Этот результат не является тривиальным. В самом деле, из-за изотопической инвариантности сильного взаимодействия не должно было бы наблюдаться такого совпадения, поскольку исходная система ( $p+^{16}\text{O}$ ) не является изоскалярной.

В работе [80; С.1350057-1-12.] были изучены вклады возбужденных ядер  $^6\text{Li}^*$  и  $^7\text{Li}^*$  в каналы образования легких двух-ядерных систем  $^4\text{He}+^2\text{H}$  и  $^4\text{He}+^3\text{H}$ , а также возбужденных ядер  $^9\text{V}^*$  и  $^{10}\text{V}^*$  в каналы образования легких двух-ядерных систем  $^6\text{Li}+^4\text{He}$  и трех-ядерных систем  $^4\text{He}+^4\text{He}+^1\text{H}$  в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25 \text{ A}$  ГэВ/с. Вклады возбужденных ядер  $^6\text{Li}^*$  и  $^7\text{Li}^*$  в сечение выхода двух-ядерных систем  $^4\text{He}+^2\text{H}$  и  $^4\text{He}+^3\text{H}$  соответственно составляют  $7.4\pm 0.6$  мбн и  $4.0\pm 0.6$  мбн, а вклады возбужденных ядер  $^9\text{V}^*$  и  $^{10}\text{V}^*$  в каналы образования легких двух-ядерных систем  $^6\text{Li}+^4\text{He}$  и трех-ядерных систем  $^4\text{He}+^4\text{He}+^1\text{H}$ , оказались равными  $6.0\pm 0.5$  мбн и  $1.7\pm 0.3$  мбн, соответственно. Таким образом, с учетом схемы распадов этих возбужденных ядер можно получить, что их суммарный вклад в сечение образования  $\alpha$ -частиц составляет  $25.1\pm 1.1$  мбн.

На основе анализа инклюзивных сечений образования легких фрагментов в топологических каналах развала ядер кислорода показано, что наибольшим инклюзивным сечением образования в ряду многозарядных фрагментов обладают  $\alpha$ -частицы, а  $\alpha$ -кластерное состояние ядерной материи играет важную роль в структуре атомных ядер и в формировании конечных продуктов в ядерных реакциях.

В работах [63; С.1868-1870. 81; С.2-11.] приводятся результаты сравнительного анализа инклюзивного образования ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ . В этих работах для установления общей картины образования ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  были проанализированы их импульсные и угловые спектры. Там было показано, что импульсные спектры ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  имеют характерную асимметричную форму одной моды без каких-либо нерегулярностей, а также значительные протяженные “хвосты”, не объяснимые с точки зрения каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) и успешно интерпретируемые в работе [82; С.3-12.] в рамках модели коалесценции [83; С.306-308]. В той же работе показано, что в пределах статистических погрешностей оба спектра совпадают друг с другом и средние значения импульсов ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  составляют  $0.344 \pm 0.009$  и  $0.332 \pm 0.010$  ГэВ/с, соответственно. Наблюдалось, что в пределах . Из совпадений импульсных и угловых спектров вытекает и совпадение распределений этих ядер по поперечному импульсу.

Таким образом, в работах [63; С.1868-1870. 81; С.2-11.], основываясь на совпадении средних множественностей, импульсных и угловых характеристик зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  авторы пришли к заключению, что эти ядра формируются при очень близких физических условиях и при этом разница в энергиях связи этих ядер не оказывает заметного влияния на характеристики их образования.

В работах [84; с.9-15. 85; с.51-56. 86; С.264-268. 87; С.25-29] Исследованы различные характеристики легких фрагментов –  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  при различных степенях возбуждения ядра кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с и установлено, что: значения средних полных и поперечных импульсов легких ядер ( ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ), а также их углов вылета не зависят от степени возбуждения фрагментирующего ядра кислорода, что связано с постоянством долей вкладов различных механизмов их образования.

В работе [88; С.1450086-1-8.] изучены множественности и различные кинематические характеристики ядер  ${}^4\text{He}$  при различных уровнях

возбуждения ядра кислорода во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с и установлено, что зависимость средней множественности ядер  ${}^4\text{He}$  от степени возбуждения фрагментирующего ядра носит немонотонный характер, указывая на ее сложную зависимость от суммарного заряда многозарядных фрагментов (от степени возбуждения). Наблюдается отклонение от линейности зависимости  $\langle n({}^4\text{He}) \rangle$  от числа 2-х зарядных фрагментов, связанное с ростом вероятности сохранения  $\alpha$ -частицы с уменьшением степени возбуждения ядра кислорода. Зависимости от степени возбуждения фрагментирующего ядра кислорода значений средних полных и поперечных импульсов, а также углов вылета ядер  ${}^4\text{He}$  имеют качественно подобный характер. Наименьшее значение среднего поперечного импульса, а также угла вылета  $\alpha$ -частиц наблюдается в канале образования 3-х двухзарядных фрагментов.

В работе [89; С.377-444.] исследованы корреляции между механизмами образования заряженных пионов и легких ядер в  ${}^{16}\text{O}$ -столкновениях при 3.25 А ГэВ/с. На основе анализа различных кинематических характеристик заряженных пионов в каналах с образованием и без образования легких фрагментов –  ${}^1\text{H}$ ,  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  авторами работы [89; С.377-444.] установлена независимость механизмов образования первых и последних.

Работа [90; С. 1650023-1 – 1650023-11.] посвящена исследованию различных характеристик каналов развала ядра кислорода на 2-х и 6-зарядные фрагменты. Определены вклады механизмов прямого выбивания одного из  $\alpha$ -частиц ядра кислорода протоном-мишенью и прямого дифракционного развала при фрагментации ядра кислорода на  $\alpha$ -частицу и ядро  ${}^{12}\text{C}$  в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Сечение квазиупругого выбивания протоном-мишенью одного из  $\alpha$ -кластеров в реакции развала  ${}^{16}\text{O} \rightarrow \alpha + {}^{12}\text{C}$  оказалось равным  $1.12 \pm 0.12$  мбн, тогда как сечение прямого дифракционного развала ядра кислорода на  $\alpha$ -частицу и ядро  ${}^{12}\text{C}$  составляет  $3.01 \pm 0.36$  мбн.

В работе [91; С.17500066-1-5.] определены парциальные коэффициенты

неупругости нейтральных и заряженных пионов, фрагментов, а также полный коэффициент неупругости в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Установлено, что средние значения парциальных коэффициентов неупругости пионов в адрон-ядерных соударениях имеют переходной характер: при промежуточных энергиях ( $\approx 100$  ГэВ) наблюдается рост, связанный с открытием новых каналов образования пионов через мезонные резонансы, с выходом на плато, а при сверхвысоких энергиях они не зависят от первичной энергии;

среди фрагментов ядра кислорода протоны и нейтроны имеют наибольшее значение парциального коэффициента неупругости, что связано в основном, с механизмом прямого выбивания их налетающей частицей;

доля расходуемой исходной кинетической энергии на образование всех фрагментов ядра кислорода составляет около  $0.20 \pm 0.01$ , а на рождение заряженных и нейтральных пионов –  $0.26 \pm 0.01$ ;

экспериментальные данные воспроизводятся в рамках стандартных представлений многократных рассеяний адрон-ядерных взаимодействий.

В работе [92; С.1750033-2-12.] исследованы корреляции в образовании заряженных пионов и легких ядер –  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с и установлено, что механизмы образования легких фрагментов с  $A = 2-4$  и процессы генерации заряженных пионов не зависят друг от друга. Наблюдаемые корреляции между множественностями легких ядер  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}+^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  и наличием/отсутствием в событии заряженного пиона обусловлены большей/меньшей передачей энергии-импульса фрагментирующему ядру.

Результаты изучения спектров инвариантных сечений и импульсного распределения кумулятивных дейтронов, а также корреляции в выходе кумулятивных дейтронов и сопутствующих частиц и фрагментов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон с целью выявления особенностей кумулятивных событий и получения информации о механизмах образования кумулятивных ядер  $^2\text{H}$  приведены в [93; С.452-455.].

В результате сравнительного анализа различных характеристик частиц и фрагментов в кумулятивных событиях с образованием кумулятивного дейтрона и в некумулятивных событиях с образованием, по крайней мере, одного некумулятивного дейтрона обнаружены существенные отличия кумулятивных и некумулятивных событий. Оценки вклада процессов поглощения медленных пионов  $\alpha$ -кластерами в ядрах в образование кумулятивных дейтронов на основе сравнения средних множественностей частиц и фрагментов в кумулятивных и некумулятивных событиях находятся в хорошем согласии со значением вклада, полученным из импульсного распределения кумулятивных дейтронов.

В работе [94; С.601-606] содержатся результаты исследования образования кумулятивных трехнуклонных ядер ( $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ) в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон. Проведен сравнительный анализ различных характеристик частиц и фрагментов в кумулятивных событиях с образованием кумулятивного ядра с  $A=3$  и в некумулятивных событиях без образования кумулятивных трехнуклонных ядер. Результаты сравнения обнаружили существенные отличия кумулятивных и некумулятивных событий. В частности, средняя множественность всех ядер с  $A=3$  в событиях с образованием кумулятивного ядра с  $A=3$  оказалась заметно выше таковой в некумулятивных событиях.

В работе [95; С.77-84.] изучено образование кумулятивных ядер  $^4\text{He}$  в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон. Анализирован спектр инвариантных сечений по кинетической энергии ядер  $^4\text{He}$ , вылетающих в заднюю полусферу в системе покоя ядра кислорода, а также представлены новые результаты по корреляциям выхода кумулятивных ядер  $^4\text{He}$ , заряженных частиц и фрагментов. Определены экспериментальные инвариантные сечения  $f(T) = Ed^3\sigma/d^3p$  образования ядер  $^4\text{He}$ , вылетающих в заднюю полусферу, в системе покоя ядра кислорода в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон. Получено хорошее описание спектра инвариантного сечения ядер  $^4\text{He}$  суммой двух экспоненциальных функций с

двумя параметрами наклона, соответствующими спектаторным и кумулятивным ядрам  ${}^4\text{He}$ . Впервые в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон определен параметр наклона (или температура)  $T_0$  инвариантных сечений образования кумулятивных ядер  ${}^4\text{He}$  в кумулятивной области ( $T > 17$  МэВ), который оказался равным  $12.2 \pm 0.5$  МэВ.

В одной из недавно опубликованных работ [96; C.064903-1-5] была проанализирована экспериментальная одномерная корреляционная функция  $S(q)$  идентичных частиц – дейтронов и  $\alpha$ -частиц, испускаемых в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3,25 А ГэВ/с. Пик функции наблюдался в области  $q < 25$  МэВ/с в экспериментальном спектре  $S(q)$  для пар  $\alpha$ -частиц, которые не могли быть описаны теоретической моделью, которая предполагала одновременное возбуждение и распад источников идентичных частиц, координаты которых распределены по гауссовой функции. На основе анализа спектра инвариантных масс пар  $\alpha$ -частиц, авторы пришли к выводу, что пик экспериментального  $S(q)$  спектра в области  $q < 25$  МэВ/с был обусловлен распадами нестабильных ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{B}$ , образуемых при разных уровнях возбуждения фрагментирующего ядра  ${}^{16}\text{O}$  и, следовательно, при разных кинетических энергий этих нестабильных ядер.

Результат, полученный авторами не противоречит популярному предположению других авторов о существовании  $\alpha$ -конденсатного состояния в ядре  ${}^{16}\text{O}$ , поскольку, существует вероятность того, что сами нестабильные ядра  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{B}$  возможно могут образоваться в результате распада  $\alpha$ -конденсатного состояния кислородного ядра если такое состояние существует. Размеры источников излучения идентичных дейтронов и  $\alpha$ -частиц определенные при помощи аппроксимации их экспериментальных одномерных корреляционных функций  $S(q)$  в областях  $q > 0$  MeV/c и  $q > 25$  MeV/c, соответственно, оказались совпадающими в пределах погрешности для дейтронов и  $\alpha$ -частиц, образующихся в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3,25 А ГэВ/с, ( $2,4 \pm 0,7$  фм) и ( $2,3 \pm 0,1$  фм), соответственно.

Размер источника испускания дейтронов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3,25 А ГэВ/с, полученные в работе [96; С.064903-1-5] совпадали в пределах статистических погрешностей с результатами работы [97; С.2477-2488.], полученные в эксперименте WA98 для дейтронов, испускаемых в Pb + Pb столкновениях при 158 ГэВ в области фрагментации мишени, в предположении, что размер области испускания для дейтронов, образованных в релятивистских адрон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях не зависят от падающей энергии и массового числа фрагментирующего ядра.

### **§1.5. Каскадно-фрагментационная испарительная модель**

К настоящему времени разработан ряд различных по аксиоматике теоретических подходов и моделей, претендующих на описание процессов фрагментации. Однако, несмотря на их достаточно большое количество, ни одна из них не в состоянии полностью описать экспериментальные данные и, тем более, предсказать физические характеристики (форма спектров, энергия возбуждения, угловые моменты, радиальный поток и т.д.) горячих ядер, образованных в адрон- и ядро-ядерных столкновениях при высоких энергиях.

Сопоставление имеющихся теоретических моделей процессов фрагментации и возможности их применения к объяснению экспериментальных данных, полученных из взаимодействий кислорода  $^{16}\text{O}$  с протоном при 3.25 А ГэВ/с, привело нас к выводу, что наиболее соответствующей физике процессов фрагментации является каскадно-фрагментационная испарительная модель (КФИМ) [82; С.1-8.]. КФИМ описывает многие черты экспериментальных данных, учитывает законы сохранения энергии-импульса, барионного и электрического зарядов, т.е. может быть инструментом для анализа экспериментальных данных.

В КФИМ считается, что фрагментирующее ядро является идеальным Ферми-газом нуклонов, а соударение адрона с ядром рассматривается как трехстадийный процесс. В начале, падающий протон вызывает каскад

последовательных NN- и  $\pi$ N-взаимодействий внутри ядра (внутриядерный каскад). Образовавшиеся при этом быстрые частицы покидают ядро, а медленные захватываются; образуется ядро-остаток. После процесса внутриядерного каскада в ядре устанавливается статистическое равновесие, и вероятность каждого канала пропорциональна объёму занимаемого фазового пространства. Экспериментальные значения масс и спинов составляющих его частиц использованы при расчёте вероятности канала развала. Далее, если энергия возбуждения достаточно велика, происходит мультифрагментный развал термализованного ядро-остатка. Однако вследствие повышенной устойчивости лёгких ядер к такому развалу механизм мультифрагментации должен проявляться слабо. Третья стадия, стадия снятия возбуждения горячих фрагментов, может протекать как через испарительный механизм, так и через Ферми-развал. При этом, в модели учтён вторичный развал нестабильных фрагментов по следующим каналам:  ${}^5\text{He} \rightarrow \alpha + n$ ,  ${}^5\text{Li} \rightarrow \alpha + p$ ,  ${}^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha$ ,  ${}^9\text{Be} \rightarrow n + \alpha + \alpha$ .

Распад ядра на частицы происходит изотропно в системе центра инерции, и кинетическая энергия всех частиц складывается из их энергии в момент развала и дополнительного кулоновского расталкивания. Поскольку при моделировании рассматривается полный фазовый объём, то в его результате имеются данные о компонентах импульса, массах и зарядах отдельных частиц.

Отметим, что КФИМ достаточно успешно описывает отдельные характеристики процесса фрагментации ядра кислорода, а также определенный объём экспериментальных данных, полученных из процессов фрагментации средних и тяжёлых ядер.

В рамках этой модели было сгенерировано 22 200  ${}^{16}\text{O}p$ -взаимодействий при 3.25 А ГэВ/с. При сравнении с экспериментальными данными расчетные события обрабатывались в точном соответствии с критериями эксперимента.

## Выводы по главе I

В заключение приведем основные выводы из анализа сложившейся экспериментальной и теоретической ситуации в области фрагментации релятивистских ядер.

1. На основе анализа экспериментальных данных по фрагментации и теории КХД аргументированно доказана общность процессов множественной генерации частиц и фрагментации ядер.

2. При энергиях 2–3 ГэВ на нуклон наступает режим предельной фрагментации ядер («ядерный скейлинг»), заключающийся в независимости характеристик процесса от типа налетающей частицы ( $\gamma$ -квант, нуклон, пион или ядро).

3. Обнаружены и исследованы процессы кластерного распада легких и промежуточных ядер, указывающие на их динамическую структуру.

4. Появился ряд модельных подходов, систематизирующих новые явления по фрагментации и кластеризации ядер.

5. В  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с исследованы особенности процессов кластеризации с участием легких ( $A=3$ ) зеркальных ядер и установлена близость кинематических условий их формирования.

6. Определены инклюзивные сечения выхода всех ядер-фрагментов ядра кислорода и установлено, что сечения образования зеркальных ядер с массовыми числами, различающимися на  $\Delta A = \pm 1$  от основного массового числа, определяемого как  $A=2Z$ , в пределах статистических погрешностей совпадают.

7. Установлена независимость вкладов основных трех механизмов (испарительного, ферми-развала, а также прямого выбивания протонов) образования протонов от энергии и массового числа фрагментирующего легкого ядра и их чувствительность к типу налетающей частицы (пион или протон), т.е. к числу их конститuentных кварков. Показано, что механизм образования быстрых протонов с  $p > 0.25$  ГэВ/с, особенно летящих вперед, имеет универсальный характер, т.е. не зависит от первичной энергии, сорта

налетающей частицы и типа легкого фрагментирующего ядра, а также от степени возбуждения фрагментирующих ядер.

Таким образом, можно заключить, что образование многонуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с, влияние исходной структуры фрагментирующего ядра на вероятность и состав конечных продуктов реакции, а также роли зарядообменных процессов при фрагментации релятивистских ядер до нас ни кем не исследованы и не анализированы.

## ГЛАВА II. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Представленные в настоящей диссертационной работе физические результаты основываются на анализе экспериментальных данных по кислород-протонным взаимодействиям при 3.25 ГэВ/с на нуклон, которые были получены с помощью 1 м водородной пузырьковой камеры (ВПК) в рамках сотрудничества с Лабораторией высоких энергий (ЛВЭ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ). ВПК ЛВЭ ОИЯИ экспонировалась в пучке релятивистских ядер кислорода на Дубненском синхрофазотроне.

Методика пузырьковых камер при изучении множественной генерации частиц и процессов фрагментации ядер в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях имеет ряд достоинств, а именно, возможность разделения частиц и фрагментов (ядра-снаряда) по зарядам, что невозможно в экспериментах с фотоэмульсиями без магнитного поля, с хорошей точностью определения их импульса в условиях близких к  $4\pi$ -геометрии. Основными недостатками пузырьковых камер являются, во-первых, их низкое быстродействие и длительный процесс обработки стереоснимков; во-вторых, невозможность регистрации медленных фрагментов ядра-мишени из-за малости длины их пробега в рабочем объеме камеры ( $L \leq 0.2-0.3$  см.).

Известными достоинствами ВПК является высокая точность импульсных и угловых измерений, наблюдаемость акта взаимодействия, хорошее пространственное разрешение, соответствующее  $4\pi$ -геометрии, надежная идентификация фрагментов по ионизации и импульсам, а также, в силу уникальности эксперимента с налетающим ядром, возможность регистрации мало энергичных в системе покоя ядра кислорода заряженных частиц, включая испарительные. Эксперименты в водородной камере дают дополнительное преимущество поскольку, в отличие от других экспериментов, рабочая жидкость (мишень) является однородной по химическому составу и не вносит неопределенностей, связанных, как,

например, в фотоэмульсии со статистическим разделением вкладов ядер-мишеней на компоненты с определенным массовым числом.

Экспериментальный материал основан на анализе 11029  $^{16}\text{O}$ -событий, измеренных в значительной степени в Лаборатории множественных процессов Физико-технического института НПО “Физика-Солнце”. Все экспериментальные процедуры (реконструкция геометрических и импульсных характеристик, получение суммарной ленты событий DST) были выполнены в Лаборатории множественных процессов (ныне Лаборатория физики высоких энергий). Выполнен дополнительный методический просмотр, устранены отдельные погрешности в идентификации вторичных частиц, проводились перемеры на отдельных треках частиц и фрагментов для более точного определения их кинематических характеристик, введены дополнительные поправки на точность измерения пространственных и азимутальных углов. Таким образом, можно считать, что настоящий экспериментальный материал является уникальным, а характеристики взаимодействий—наиболее достоверными.

В данной главе приводятся основные характеристики ВПК, особенности эксперимента и обработки событий, а также общие характеристики анализируемого экспериментального материала.

## **§2.1. Основные характеристики первичного пучка и 1-м водородной пузырьковой камеры**

Однометровая водородная пузырьковая камера [98; С.1-10. 99; С.1-8.] (ВПК) облучалась на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ пучком ядер кислорода при импульсе 3.25 А ГэВ/с. Во время облучения камера находилась в магнитном поле со средней напряженностью  $H \approx 18.5$  кГаусс. Направление магнитного поля обычно выбирается так, чтобы оно было ортогонально направлению первичного пучка. Практически это требование выполняется приблизительно и к тому же в силу различных причин напряженность магнитного поля несколько меняется в течение времени экспозиции. В связи

с этим перед каждым облучением (заливки водорода в ВПК), проводилось измерение значений трех компонентов напряженности  $H_x$ ,  $H_y$ ,  $H_z$ . Данные аппроксимировались полиномом Лежандра 7-го порядка и использовались при геометрической реконструкции и кинематическом анализе треков вторичных частиц и фрагментов. Плотность рабочей жидкости (водорода) составляла  $\rho=(0.0584\pm 0.0001)$  г/см<sup>3</sup>.

Первичный пучок релятивистских ионов, полученный на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон (3.25 А ГэВ/с), представляет собой смесь ядер <sup>16</sup>O(85%) и <sup>12</sup>C, <sup>14</sup>N(15%) [100; С.192-196.]. Кроме того, в рабочую зону камеры могут попасть изотопы азота или кислорода, образовавшиеся при взаимодействии первичного пучка с веществом стенки канала вывода или ограждения ВПК. Такие частицы при визуальном отборе могут быть спутаны с пучковой частицей из-за близости ионизации и линейной плотности  $\delta$  -электронов на треке. Поскольку ионизация пропорциональна квадрату заряда иона  $Z$ , то уже в ходе просмотра пленок можно разделить треки <sup>16</sup>O и <sup>14</sup>N, отношение плотностей зерен на пленках для которых различается в 1.3 раза (64/49).

Рабочий объем ВПК фотографировался посредством четырех фотокамер, оптические оси которых параллельны друг к другу и ортогональны границе раздела сред стекло-водород. Базисы фотографирования составляют 500 мм по поперечному и 310 мм по продольному направлению по отношению к ВПК. Фотографируемый объем ВПК равнялся 960x360x295 мм<sup>3</sup>

## **§2.2. Просмотр стереоснимков с ВПК, отбор событий и измерения**

Стереографии просматривались на проекционных столах с увеличением порядка 10 не менее трех раз. Применили метод двукратного просмотра треков “по следу” и контрольного сравнения результатов первых двух просмотров. Это позволяет выявить все особенности регистрируемых актов взаимодействия кислорода в ВПК. Эффективность двойного просмотра для

звезд с числом вторичных заряженных частиц  $n_{ch} \geq 3$  оказалась близкой к 100%, а для двухлучевых составляла порядка 90%. В отборе первичных ионов кислорода ( $^{16}\text{O}$ ) использовалось равенство суммарных электрических зарядов начального и конечного состояния. Известно, суммарный электрический заряд начального состояния равен сумме зарядов ионов  $^{16}\text{O}(8)$  и протонов водорода-мишени (1), то и сумма зарядов фрагментов должна равняться 9. В другом случае первичный ион не идентифицировался как  $^{16}\text{O}$  и исключался из дальнейшей обработки. Хорошо этот отбор срабатывал для событий без многозарядных ( $Z_f > 3$ ) фрагментов или при регистрации их вторичного взаимодействия. В общем случае в зарядовые распределения фрагментов вводились соответствующие поправки [100; С.192-196.]. Из этого следует, что, для каждого события определялись заряд  $Z_f$  и полное число фрагментов  $n_f$ , полная множественность вторичных заряженных частиц, множественность отрицательно заряженных частиц, множественность однозарядных положительно заряженных частиц, число  $V_0$  (вилок нейтральных частиц), число Далитц-пар ( $e^+e^-$ -пар).

Измерения событий выполнялись на просмотрно-измерительном комплексе, включающем полуавтоматические установки ПИК, работавшие в режиме “online” с вычислительной машиной IBMPC [101; С.256-262. 102; С.5-9.]. Комплекс программ математической обработки измерений включал: модифицированную программу геометрической реконструкции [103; С.6-12.], программы сшивки геометрических расчетов с данными просмотра, тестовых методических распределений, выявления ошибок измерений, перемеров, сервисные программы, программы получения DST (Лента суммарных результатов) и др. Из использования программного обеспечения, специфика кислород-протонного эксперимента и соответствующая необходимость улучшения комплекса программ обусловили ряд нововведений и корректировки стандартного обеспечения, применяемого при обработке फिल्मовой информации в ЛВЭ ОИЯИ [104; С.193.]. Разработаны тестовая “TEST” и редактирующая программы “RED”, позволяющие в 95% случаев

идентифицировать (распутывать) треки различных частиц и фрагментов, измеренные на всех 3-х проекциях, сократить на 60–70% объем методического просмотра и, таким образом, улучшить качество экспериментального материала [105; С.2-9].

В настоящее время весь экспериментальный материал переформатирован и находится на жестких дисках персональных компьютеров(РС).

Разделялись протоны (преимущественно протонов отдачи) и  $\pi^+$ -мезоны проводилась в области импульсов  $P < 1.25$  ГэВ/с. В этой области можно визуально (не проводя дополнительных ионизационных измерений) отличить протоны от  $\pi^+$ -мезонов. Это обусловлено различием их ионизационной способности: для  $\pi^+$ -мезонов (а также для  $\pi^-$ -мезонов) уже при импульсах  $\sim 200$  МэВ/с ионизация становится минимальной, а для протонов такой режим наступает только при импульсах  $\sim 1200$  МэВ/с. Все отрицательно заряженные частицы, если они не идентифицированы как электроны, относились к  $\pi^-$ -мезонам, поскольку при энергиях настоящего эксперимента сечение рождения протон-антипротонных пар, странных частиц и гиперонов пренебрежимо мало. Треки электронов достаточно надежно идентифицируются до импульсов  $\sim 200$  МэВ/с. Останавливающиеся медленные пионы идентифицировались по характерным особенностям треков:  $\pi^+$ -мезоны имеют определенную цепочку распада, а треки  $\pi^-$ -мезонов оканчиваются “звездой”.

Импульсы частиц и фрагментов преимущественно определялись по кривизне трека, если длина проекции следа превышала 4 см. Для коротких треков ( $L < 4$  см) определялись углы вылета частиц. Обычно измерения координат проводят до точки выхода частицы из камеры, остановки или вторичного взаимодействия. Если на треке нет особенностей (излома, вторичной звезды, резкого изменения кривизны) и частица останавливалась в ВПК, то ее импульс определялся по длине пробега.

### §2.3. Процедура разделения протонов и $\pi^+$ -мезонов

Поскольку в ВПК, как указывалось выше в п.п.2.3, протоны и  $\pi^+$ -мезоны визуально эффективно идентифицируются в области импульсов  $p < 1.25$  ГэВ/с, при работе с данным экспериментальным материалом возникает область импульсов  $1.25 < p < 1.75$  ГэВ/с с неразделенными  $p/\pi^+$ , которые выпадают из анализа. В настоящей работе впервые выполнено разделение протонов и  $\pi^+$ -мезонов и учтен вклад протонов из упомянутой области импульсов. Мы предположили тождественность механизмов образования быстрых отрицательно и положительно заряженных пионов, так как исходное число протонов и нейтронов ядра кислорода одинаково. Средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов в области  $1.25 < p < 1.75$  ГэВ/с составила  $0.030 \pm 0.001$ . В этой же импульсной области множественность неразделенных однозарядных положительных частиц (протон или  $\pi^+$ -мезон) оказалась равной  $0.19 \pm 0.01$ . После вычета из последней величины средней множественности быстрых  $\pi^-$ -мезонов множественность протонов в этой области составила  $0.16 \pm 0.02$ . Далее, при наличии в данном событии неразделенной однозарядной положительной частицы в зависимости от того, имеется ли в нем однозначно идентифицированный протон отдачи или нет, неразделенная частица с определенным весом ( $W = 0.16/0.19 = 0.84$ ) была отнесена к протону (от снаряда) или протону отдачи. Таким образом, в экспериментальных данных средние множественности протонов и протонов отдачи приведены с учетом полученной величины вклада протонов в области  $1.25 < p < 1.75$  ГэВ/с. Другие методические особенности эксперимента приведены в наших ранних работах [64; С.23-27., 78; С.174-179.].

### §2.4. Погрешности угловых и импульсных измерений

В любой экспериментальной методике измерения в ВПК имеют инструментальные, методические и статистические погрешности. Методические измерения для калибровки оптической системы показали, что

в настоящем эксперименте абсолютные ошибки восстановления пространственных координат треков составляют  $\Delta_x=0.08$  мм,  $\Delta_y=0.21$  мм,  $\Delta_z=0.51$  мм. Эти погрешности здесь являются систематическими и корректировка на них введена в программу геометрической реконструкции событий.

Ошибки, связанные со спецификой обработки фильмовой информации, складываются из-за микроскопических неоднородностей в распределении зерен по треку и их размерами, флуктуациями при многократном рассеянии заряженных частиц при прохождении рабочего объема камеры, неоднородностью отклоняющего магнитного поля по объему камеры и т.д. Здесь ошибки носят статистический характер и определяют точность измерений.

Кроме того, качество измерений определяется доступной длиной проекции измеряемого трека, импульсом частицы и в значительной степени зарядом частицы, поскольку на точности измерения сказываются толщина трека и, соответственно, выбор измеряемой по нему координаты. Это обстоятельство особо учитывалось при измерении многозарядных фрагментов. Отбор треков с длиной более 40 см в рабочем объеме камеры около 96 см позволял надежно идентифицировать заряд фрагментов, а также измерять импульсы с точностью около 3.5%. Отметим, что достигнутая таким образом точность измерений примерно в 3 раза превышает точность измерения аналогичных характеристик в 2 метровой пропановой пузырьковой камере. Сводка погрешностей угловых и импульсных измерений треков в настоящем эксперименте представлена в таблице 2.1.

#### **Таблица 2.1.**

**Статистические погрешности угловых ( $\alpha$  и  $\beta$ ) и импульсных (P) измерений фрагментов и рожденных частиц в  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с.**

Тип частицы и фрагмента	$\left\langle \frac{\Delta P}{P} \right\rangle, \%$	$\langle \Delta \beta \rangle, \text{мрад}$	$\langle \Delta \alpha \rangle, \text{мрад}$
p	4.56±0.01	5.74±0.01	7.00±0.20
$\pi^-$	2.62±0.07	4.04±0.12	5.25±0.50
$\pi^+$	2.68±0.06	4.32±0.09	5.94±0.13
$z_f = 1$	2.48±0.01	0.60±0.01	1.57±0.02
$z_f \geq 2$	3.34±0.01	0.56±0.01	1.50±0.02

## §2.5. Сечения $^{16}\text{O}$ -взаимодействий

В результате просмотра в рабочей зоне камеры, составляющей 44 см, найдено 17448  $^{16}\text{O}$ -взаимодействий на 39847 пучковых частиц. Когда плотности жидкого водорода  $\rho = 0.0584 \pm 0.0001$  г/см<sup>3</sup>, полное наблюдаемое сечение составило  $\sigma_{\text{tot}} = 375 \pm 9$  мбн. Оно требует уточнения и поправок из-за незарегистрированных событий. В первую очередь—это упругие события, характеризующиеся малыми углами отклонения вторичного трека. Для оценки числа потерянных двухлучевых событий было проанализировано распределение по переданному протону-мишени 4-импульсу. Экстраполируя распределение  $d\sigma/dt$  в область  $|t| = 0$  и учитывая, что доля упругих рассеяний составляет  $\sim 1/2$  общего числа двухлучевых событий, можно получить нижнее значение сечения потерь —  $20 \pm 2$  мбн [106; С.648-655.] и, соответственно, полное сечение  $^{16}\text{O}$ -взаимодействий  $\sigma_{\text{tot}} = 395 \pm 10$  мбн. Когда учтены всех поправок и корректировок на потери событий при просмотре, неизмеримостью коротких, летящих в бок протонов отдачи и доли упругих рассеяний среди двухлучевых событий неупругое сечение  $^{16}\text{O}$ -взаимодействий оказалось равным  $\sigma_{\text{in}} = 334 \pm 6$  мбн [105; С.2-9.]. Интересно сравнить полученное значение с мировыми данными, в частности, с популярной аппроксимацией мировых данных по неупругим сечениям адрон-ядерных взаимодействий [107; С.854-858.]:

$$\sigma_{\text{in}}(A, T) = 47.29 A^{1/3} (A^{1/3} + 0.039 X - 0.0009 X^2) \quad (2.1)$$

где  $X = \sigma_o(T) - 33$ , параметр разложения  $\sigma_{in}(A, T)$  в ряд по степеням  $X$ ;  $A$  – массовое число ядра-мишени,  $T$  – энергия налетающей частицы,  $\sigma_o(T)$  – близкая к полному сечению нуклон-нуклонного или пион-нуклонного взаимодействия, подлежащая определению из близких по энергии первичной частицы экспериментов. В соответствии с [108; С.427-435.] мы взяли  $\sigma_o(T) = 42.22$  и получили неупругое сечение  $^{16}\text{O}$ -взаимодействий равным  $\sigma_{in} = 332 \pm 8$  мбн, прекрасно согласующееся с нашими данными.

## §2.6. Разделение фрагментов по массовому числу

В разделении конечных фрагментов по массовому числу использовано то обстоятельство, что по условиям эксперимента средний импульс фрагмента пропорционален его массе. Отметим, что при анализе энергетических спектров протонов для обеспечения четкого разделения фрагментов по массе нами рассматривались только события, в которых измеренная длина треков быстрых однозарядных частиц в рабочем объеме камеры превышала 35 см.

В таком отборе средняя погрешность в измерении импульса составила менее 3 % для  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$  и 5 % для  $^3\text{H}$ . В соответствии с работами [82; С.3-8., 64; С.23-27., 78; С.174-179.] нами приняты следующие границы импульсных спектров, позволяющие надежно идентифицировать фрагменты по заряду и массе:

- **однозарядные фрагменты** с  $p = 4.75 - 7.75$  ГэВ/с относились к  $^2\text{H}$  и с  $p > 7.75$  ГэВ/с – к  $^3\text{H}$ ; все положительные однозарядные частицы в интервале импульсов  $1.75 < p < 4.75$  ГэВ/с были отнесены к протонам. В области импульсов  $1.25 - 1.75$  ГэВ/с протоны и  $\pi^+$ -мезоны разделялись статистически по указанной в п.п.2.4. Когда протоны отбираются таким образом примесью  $\pi^+$ -мезонов можно пренебречь, так как образование  $\pi^+$ -мезонов с  $p > 1.75$  ГэВ/с кинематически невозможно.

- **двухзарядные фрагменты** с  $p < 10.75$  ГэВ/с относились к  ${}^3\text{He}$ , а с  $p > 10.75$  ГэВ/с – к  ${}^4\text{He}$ . При такой идентификации фрагментов (с  $L > 30$  см) примесь близких по массе изотопов не превышает 4–5%.

- **трехзарядные фрагменты** с импульсами  $p < 21.25$  ГэВ/с относились к ядрам  ${}^6\text{Li}$ , с  $21.25 < p < 24.5$  ГэВ/с – к  ${}^7\text{Li}$ , а с  $p \geq 24.5$  ГэВ/с – к  ${}^8\text{Li}$ .

**четырёхзарядные фрагменты** с импульсами  $p < 25.75$  ГэВ/с относились к ядрам  ${}^7\text{Be}$ , так как стабильное ядро  ${}^8\text{Be}$  отсутствует среди изотопов ядра бериллия, начало импульсного спектра которого могло бы перекрываться с “хвостом” импульсного спектра ядра  ${}^7\text{Be}$ , а с  $25.75 < p < 30.75$  ГэВ/с – к  ${}^9\text{Be}$  и с  $p > 30.75$  ГэВ/с – к  ${}^{10}\text{Be}$ .

В таблице 2.2 приведены изотопный состав и инклюзивные сечения образования легких стабильных изотопов с зарядом  $Z \leq 4$ , выход которых наблюдается в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.

**Таблица 2.2**

**Изотопный состав и инклюзивные сечения образования фрагментов с зарядами  $Z_{\text{fr}} = 1-4$  в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с**

Заряд фрагмента	Тип фрагмента	Вероятность образования	Инклюзивные сечения, мбн
$Z_{\text{fr}}=1$	${}^1\text{H}$	$0.751 \pm 0.006$	$509.0 \pm 5.7$
	${}^2\text{H}$	$0.172 \pm 0.006$	$116.9 \pm 1.3$
	${}^3\text{H}$	$0.077 \pm 0.006$	$41.8 \pm 0.4$
$Z_{\text{fr}}=2$	${}^3\text{He}$	$0.198 \pm 0.009$	$40.7 \pm 1.9$
	${}^4\text{He}$	$0.797 \pm 0.009$	$164.0 \pm 1.9$
	${}^6\text{He}$	$< 0.005 \pm 0.009$	$1.03 \pm 0.23$
$Z_{\text{fr}}=3$	${}^6\text{Li}$	$0.551 \pm 0.022$	$19.0 \pm 0.8$
	${}^7\text{Li}$	$0.324 \pm 0.022$	$10.6 \pm 0.8$
	${}^8\text{Li}$	$0.125 \pm 0.022$	$4.80 \pm 0.76$
$Z_{\text{fr}}=4$	${}^7\text{Be}$	$0.566 \pm 0.030$	$10.3 \pm 0.5$
	${}^9\text{Be}$	$0.383 \pm 0.030$	$6.15 \pm 0.52$
	${}^{10}\text{Be}$	$0.051 \pm 0.030$	$0.89 \pm 0.52$

Для многозарядных фрагментов с зарядами  $Z_{\text{fr}} \geq 5$  ограничение на длину их треков не вводилось, так как для таких фрагментов не производилась идентификация по массе. При определении средних

множественностей одно- и двухзарядных фрагментов были учтены потери этих фрагментов на расстоянии  $L \leq 30$  см за счет взаимодействия их с рабочей жидкостью камеры.

Отметим, что все многозарядные фрагменты ядра снаряда однозначно идентифицировались по значению заряда. Это позволяет в дальнейшем изучать процесс фрагментации по отдельным топологическим каналам.

Настоящий экспериментальный материал является базой для выполнения развернутого физического анализа механизмов образования фрагментов. По мере выполнения промежуточных расчетов, моделирования отдельных характеристик и оценок мы будем возвращаться к количественным показателям, приведенным в данной главе.

## **ГЛАВА III. ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОНУКЛОННЫХ СИСТЕМ И ЯДЕР С МАССОВЫМИ ЧИСЛАМИ 6–7 В $^{16}\text{O}p$ -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 3.25 А ГэВ/с**

Интерес к исследованию процессов образования многонуклонных фрагментов во взаимодействиях частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях обусловлен возможностью изучения механизмов их формирования, роли структуры исходных фрагментирующих ядер и промежуточных многонуклонных состояний. Сравнительный анализ образования зеркальных ядер и многонуклонных зеркальных систем, особенно в реакциях с изоскалярными ядрами, одним из которых является кислород-16, позволяет получить более детальную информацию о роли зарядообменных процессов и их влияния на состав и выход конечных продуктов реакции.

В настоящей главе представлены основные результаты по образованию 6- и 7-нуклонных систем и ядер, их сечениям выхода и средним множественностям ассоциированных с образованием частиц и ядер с  $A \leq 4$  [111; С.1-5. 114; С.432-437]. Здесь же представлены и результаты сравнительного анализа экспериментальных данных с предсказаниями КФИМ [82; С.3-8.]. Здесь также приводятся результаты по сравнительному анализу характеристик полуинклюзивных каналов с образованием зеркальных ядер  $^7\text{Be}$  и  $^7\text{Li}$  и сопутствующих ядер с  $A=2-4$  [112; С.286-289. 115; С. 34-37. 116; С.28-29.].

### **§3.1. Сечения образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер и средние множественности частиц, ассоциированных с их рождением**

В настоящем разделе представлены результаты анализа характеристик событий, содержащих шесть или семь нуклонов в системе многонуклонных фрагментов, образованных в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при импульсе 3.25 А ГэВ/с, т.е. полуинклюзивных реакций типа [111; С.1-5. 114; С.432-437]





с образованием 6-нуклонных систем и ядер и



с образованием 7-нуклонных систем и ядер. Здесь  $x$  означает альтернативно одно- или двухзарядный фрагмент с  $A\leq 3$ , протон отдачи или пион. Таким образом нами другие возможные каналы образования рассматриваемых систем с рождением ядер сопровождения с массовыми числами  $A\geq 4$  не исследовались. Целью данного исследования является определение сечений приведенных выше полуинклюзивных реакций, выявление роли  $\alpha$ -кластерной структуры фрагментирующего ядра кислорода, а также особенностей выполнения законов сохранения барионного и электрического зарядов.

Анализируемые многонуклонные системы в реакциях (3.1–3.12) содержат в конечном состоянии одно, два или три многонуклонных ядра с суммарным зарядом фиксированной системы  $Q=2\div 4$ .

Для выявления роли зарядообменных процессов и влияния исходной ( $\alpha$ -кластерной) структуры ядра  $\text{O}^{16}$  на выходы и состав конечных продуктов реакции мы выполнили сравнения экспериментальных данных с предсказаниями каскадно-фрагментационной испарительной модели (КФИМ) [82; С.3-8.]. Как было указано в гл. I, в КФИМ для взаимодействий легких ядер с нуклонами основным механизмом образования фрагментов (за

исключением нуклонов) является статистический развал возбужденного термализованного остаточного ядра (ферми-развал) после завершения внутриядерного каскада. Напомним, что в КФИМ ядро рассматривается как идеальный ферми-газ нуклонов и соответственно не учитывается экспериментально наблюдаемая  $\alpha$ -кластерная структура легких ядер. Для таких легких ядер, как  $^{16}\text{O}$ , модель не учитывает испарительный механизм образования фрагментов, включая нуклоны. Таким образом, для  $^{16}\text{O}$ -соударений в рамках КФИМ основным механизмом образования многонуклонных фрагментов является фермиевский развал.

### **§3.1.1. Сечения выхода каналов развала ядер кислорода на фрагменты с массовыми числами $A \leq 7$**

Настоящий подраздел посвящен анализу сечений выхода каналов развала ядер кислорода на многонуклонные системы и ядер с массовыми числами  $A \leq 7$ . Для выявления роли  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода экспериментальные результаты сравниваются с предсказаниями КФИМ, как было указано выше, в ней не учитываются структурные особенности фрагментирующих ядер.

Сечения выхода 6- и 7-нуклонных систем, рассчитанных по КФИМ, оказались равными  $29.98 \pm 0.67$  мбн и  $34.27 \pm 0.72$  мбн, тогда как их экспериментальные значения соответственно равны  $42.18 \pm 1.34$  мбн и  $39.55 \pm 1.30$  мбн. Эти различия в сечениях указывают на недооценку в КФИМ образования как 6-, так и 7-нуклонных систем относительно экспериментальных данных. Отметим также то, что в КФИМ образование 7-нуклонной системы является, по-видимому, более вероятным по сравнению с 6-нуклонной, тогда как на эксперименте, наоборот, более вероятно образование 6-нуклонной системы.

В таблице 3.1 и 3.2 приведены суммарный заряд ( $Q$ ) и сечения выхода ( $\sigma_y$ ) соответственно для реакций (3.1–3.6) с образованием 6-нуклонных

систем и ядер, а также для реакций (3.7–3.12) с образованием 7-нуклонных систем и ядер в сравнении с предсказаниями КФИМ.

**Таблица 3.1.**

**Суммарный заряд (Q) и сечения выхода ( $\sigma_y$ ) реакций (3.1–3.6)**

Тип системы	Порядковый номер реакции	Суммарный заряд, Q	Сечения реакции $\sigma_y$ , мбн	
			Эксп.	КФИМ
${}^6\text{Li}$	1	3	$3.67 \pm 0.36$	$7.00 \pm 0.33$
${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$	2	3	$23.83 \pm 1.03$	$12.22 \pm 0.44$
${}^3\text{He} + {}^3\text{H}$	3	3	$5.55 \pm 0.48$	$2.93 \pm 0.21$
${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$	4	4	$3.67 \pm 0.39$	$4.11 \pm 0.25$
${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$	5	2	$2.64 \pm 0.36$	$2.53 \pm 0.20$
${}^2\text{H} + {}^2\text{H} + {}^2\text{H}$	6	3	$2.81 \pm 0.37$	$1.20 \pm 0.13$

**Таблица 3.2**

**Суммарный заряд (Q) и сечения выхода ( $\sigma_y$ ) реакций (3.7–3.12)**

Тип системы	Порядковый номер реакции	Суммарный заряд, Q	Сечения реакции $\sigma_y$ , мбн	
			Эксп.	КФИМ
${}^7\text{Li}$	7	3	$2.72 \pm 0.31$	$6.36 \pm 0.31$
${}^7\text{Be}$	8	4	$3.43 \pm 0.39$	$10.65 \pm 0.41$
${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$	9	4	$13.77 \pm 0.26$	$7.88 \pm 0.35$
${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$	10	3	$13.22 \pm 0.75$	$6.26 \pm 0.31$
${}^3\text{He} + {}^2\text{H} + {}^2\text{H}$	11	4	$3.21 \pm 0.37$	$1.69 \pm 0.16$
${}^3\text{H} + {}^2\text{H} + {}^2\text{H}$	12	3	$3.21 \pm 0.40$	$1.43 \pm 0.15$

Из табл. 3.1 и 3.2 видно, что максимальные сечения как 6-, так и 7-нуклонных систем наблюдаются в реакциях с образованием ядер  ${}^4\text{He}$ . Так, для 6-нуклонной системы сечение выхода альфа-частицы на эксперименте составляет  $23.83 \pm 1.03$  мбн, а для 7-нуклонной –  $26.99 \pm 1.15$  мбн. соответствующие величины, рассчитанные по КФИМ, составляют  $12.22 \pm 0.44$  мбн и  $14.14 \pm 0.49$  мбн, т.е. в среднем в 1.93 раза меньше, чем на эксперименте.

Это обстоятельство, на наш взгляд, свидетельствуют о проявлении  $\alpha$ -кластерной структуры фрагментирующего ядра кислорода, не учитываемой в КФИМ. Действительно, основное расхождение в сечениях выхода 6-ти нуклонных систем в эксперименте и КФИМ наблюдается именно в канале с выходом  $\alpha$ -частиц, а суммарное сечение выхода остальных реакций, составляя  $18.87 \pm 0.85$  мбн в эксперименте и  $17.77 \pm 0.65$  мбн в КФИМ практически совпадают друг с другом.

Отметим, что совпадение экспериментальных и расчетных сечений образования 6-нуклонных систем имеет место только для идентичных вторичных ядер ( ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ ) и ( ${}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ ). Интересно сопоставить сечения выхода системы  ${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$  и ядер  ${}^6\text{Li}$ . На эксперименте это отношение составляет 6.5, тогда как в модели оно соответственно равно 1.7. Если предположить, что образование ядер  ${}^6\text{Li}$  происходит за счет слияния ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^2\text{H}$ , тогда в рамках модели коалесценции такое подавление можно объяснить такими факторами, как необходимость малости относительных импульсов и пространственная близость ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^2\text{H}$ . Аналогичные соображения можно привести относительно соотношений сечений выхода ядер  ${}^7\text{Li}$  и системы  ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ , а также ядер  ${}^7\text{Be}$  и системы  ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$ . Как видно из табл. 3.2, в эксперименте как и для 6-ти нуклонных систем максимальное значение сечений выхода достигается в каналах с образованием ядер  ${}^4\text{He}$ , что свидетельствует о доминировании  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода. В то же время в КФИМ максимальное сечение выхода имеет канал с образованием ядра  ${}^7\text{Be}$ . Кроме того в модели наблюдается различие в сечениях выхода систем  ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ , причем первая система имеет сечение выхода в 1.3 раза больше, чем последняя. Это, по-видимому, связано с тем, что в модели в формировании легких зеркальных ядер участвует заряд протона-мишени, приводя к увеличению сечения выхода протоноизбыточных ядер, по сравнению с нейтроноизбыточными.

Интересно отметить совпадение в пределах статистических погрешностей экспериментальных сечений каналов без образования  $\alpha$ -частиц

в реакциях с 7-нуклонными состояниями, тогда как в расчетах по КФИМ совпадают сечения образования состояний только с одинаковым зарядом  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ , а также сечения выхода трехчастичных систем  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} + {}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} + {}^3\text{H}$  с разными зарядами. Последний результат, по-видимому, вытекает из-за не учёта  $\alpha$ -кластерной структуры ядра в рассматриваемой модели. Отметим совпадение экспериментальных сечений выхода 6-нуклонных систем –  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ , а также 7-нуклонных систем –  ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$ , отличающихся суммарным зарядом, что в последнем случае, по-видимому, связано с идентичностью механизмов формирования легких зеркальных ядер с  $A=3$  [63; С.1868-1875]. Необходимость учета  $\alpha$ -кластерной структуры легких фрагментирующих ядер следует также из существенного превышения в КФИМ сечений выхода ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  по сравнению с экспериментом.

### **§3.1.2. Средние множественности легких фрагментов с $A \leq 3$ и протонов отдачи ( $p_{\text{rec}}$ ), ассоциированных с образованием 6- и 7-нуклонных систем и ядер**

Экспериментальные и рассчитанные по КФИМ средние множественности легких фрагментов с  $A \leq 3$  и протонов отдачи ( $p_{\text{rec}}$ ), сопутствующих образованию 6- или 7-нуклонной системы и суммарный заряд ( $Q$ ) многонуклонной конфигурации приведены в табл. 3.3 (для 6-нуклонной системы) и табл. 3.4 (для 7-нуклонной системы).

**Таблица 3.3**

**Средние множественности легких фрагментов и протонов-отдачи, сопутствующих образованию 6-нуклонной системы и суммарный заряд ( $Q$ ) многонуклонной конфигурации**

Тип системы	Q	Источн ик данных	Частицы сопровождения				
			${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	$p_{\text{rec}}$
${}^6\text{Li}$	3	Эксп.	$3.42 \pm 0.12$	$0.74 \pm 0.08$	$0.28 \pm 0.05$	$0.32 \pm 0.05$	$0.49 \pm 0.05$
		КФИМ	$3.38 \pm 0.06$	$0.74 \pm 0.03$	$0.31 \pm 0.03$	$0.44 \pm 0.03$	$0.50 \pm 0.03$
${}^4\text{He} + {}^2\text{H}$	3	Эксп.	$3.02 \pm 0.05$	$0.83 \pm 0.03$	$0.34 \pm 0.02$	$0.32 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.02$

		КФИМ	3.53±0.05	0.47±0.02	0.21±0.01	0.27±0.01	0.52±0.02
${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$	3	Эксп.	3.36±0.10	0.63±0.05	0.30±0.04	0.39±0.05	0.51±0.04
		КФИМ	3.62±0.10	0.54±0.04	0.23±0.03	0.32±0.03	0.49±0.04
${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$	4	Эксп.	2.50±0.13	0.71±0.08	0.32±0.04	0.31±0.04	0.48±0.04
		КФИМ	3.22±0.09	0.49±0.03	0.13±0.02	0.36±0.03	0.48±0.03
${}^3\text{H}+{}^3\text{H}$	2	Эксп.	3.84±0.18	0.85±0.10	0.23±0.05	0.36±0.05	0.60±0.05
		КФИМ	4.12±0.10	0.66±0.05	0.27±0.03	0.15±0.03	0.56±0.04
${}^2\text{H}+{}^2\text{H}+{}^2\text{H}$		Эксп.	3.69±0.14	0.67±0.07	0.32±0.05	0.23±0.05	0.49±0.05
		КФИМ	3.98±0.15	0.31±0.05	0.33±0.05	0.25±0.05	0.41±0.06

Анализ средних множественностей частиц сопровождения показал, что наибольшая множественность протонов для 6-нуклонной системы наблюдается в канале с максимальным разрушением исходной структуры –  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} + {}^2\text{H}$  и в канале с минимальным суммарным зарядом  $Q = 2 - {}^3\text{H} + {}^3\text{H}$ , а для 7-нуклонной системы –  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} + {}^3\text{H}$ . Для 6-нуклонных систем –  ${}^3\text{He} + {}^3\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  – средние множественности протонов отличаются на 0.9, указывая на компенсацию разности зарядов этих систем дополнительным образованием протонов, так как средние множественности других частиц сопровождения близки друг к другу. Для 7-нуклонных систем с одинаковым суммарным зарядом  $Q = 4 - {}^7\text{Be}$ ,  ${}^4\text{He} + {}^3\text{He}$  и  ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} + {}^3\text{He}$  – средние множественности протонов в пределах статистических погрешностей также совпадают. Для первых двух каналов в пределах статистических погрешностей совпадают также множественности  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ .

**Таблица 3.4**

**Средние множественности легких фрагментов и протонов-отдачи, сопутствующих образованию 7-нуклонной системы и суммарный заряд (Q) многонуклонной конфигурации**

Тип системы	Q	Источники данных	Частицы сопровождения				
			${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	$p_{\text{rec}}$
${}^7\text{Li}$	3	Эксп.	3.34±0.14	0.77±0.09	0.27±0.05	0.28±0.05	0.58±0.05
		КФИМ	3.30±0.06	0.69±0.04	0.35±0.03	0.30±0.03	0.53±0.02
${}^7\text{Be}$	4	Эксп.	2.76±0.14	0.71±0.07	0.28±0.05	0.33±0.05	0.53±0.05
		КФИМ	2.80±0.04	0.60±0.03	0.19±0.02	0.48±0.02	0.48±0.02
${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$	4	Эксп.	2.71±0.06	0.68±0.04	0.27±0.02	0.37±0.03	0.51±0.02

		КФИМ	3.33±0.05	0.45±0.02	0.15±0.02	0.34±0.02	0.45±0.02
${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$	3	Эксп.	3.32±0.07	0.76±0.04	0.30±0.02	0.30±0.02	0.57±0.02
		КФИМ	3.80±0.05	0.45±0.03	0.26±0.03	0.20±0.02	0.53±0.02
${}^3\text{He}+{}^2\text{H}+{}^2\text{H}$	4	Эксп.	2.76±0.15	0.44±0.06	0.23±0.05	0.37±0.05	0.42±0.05
		КФИМ	3.54±0.08	0.31±0.05	0.16±0.03	0.37±0.04	0.42±0.03
${}^3\text{H}+{}^2\text{H}+{}^2\text{H}$	3	Эксп.	3.69±0.13	0.58±0.07	0.25±0.04	0.24±0.05	0.51±0.05
		КФИМ	3.90±0.08	0.40±0.04	0.39±0.04	0.17±0.03	0.52±0.03

Интересно отметить, что в КФИМ аналогичных эффектов не наблюдается. Для 7-нуклонных систем с одинаковым суммарным зарядом  $Q=3-{}^7\text{Li}$ ,  ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$  – в пределах статистических погрешностей совпадают средние множественности всех частиц сопровождения. Интересно также отметить совпадение экспериментальных средних множественностей частиц сопровождения при образовании ядер  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ , т.е. лишний нейтрон в последнем не влияет на величину средней множественности.

Сравнение экспериментальных средних множественностей образования ядер  ${}^2\text{H}$  с расчетом по КФИМ показывает, что они систематически превышают модельные как для 6-нуклонных, так и 7-нуклонных систем, указывая на возможный канал образования дейтронов от распада  $\alpha$ -кластеров исходного ядра. Аналогичное сопоставление для случая образования ядер  ${}^3\text{H}$  показало, что превышение экспериментальных значений над расчетными значениями имеет место для систем  ${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$ , а также  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$  и  ${}^2\text{H}+{}^2\text{H}+{}^3\text{He}$ . Существенное отличие экспериментальных средних множественностей ядер  ${}^3\text{He}$  от расчетных наблюдается в каналах с образованием  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}+{}^3\text{H}$ .

На наш взгляд, различие в средних множественностях протонов-фрагментов и протонов отдачи на эксперименте и рассчитанных по КФИМ отражает степень развития каскадных процессов в ядре. В эксперименте средняя множественность протонов составляет  $3.15\pm 0.04$  для 6-нуклонных систем и  $3.05\pm 0.04$  для 7-нуклонных. Аналогичные величины, рассчитанные по КФИМ, составляют  $3.52\pm 0.03$  и  $3.31\pm 0.03$ , что в среднем на 10% больше, чем в эксперименте. Это обстоятельство указывает на большую вероятность

перерасеяния протона-мишени на внутриядерных нуклонах в КФИМ, чем в эксперименте. Средняя множественность протонов отдачи составляет в эксперименте  $0.52 \pm 0.02$  для 6-нуклонных систем и  $0.53 \pm 0.02$  для 7-нуклонных. Рассчитанные по КФИМ соответствующие величины составляют  $0.50 \pm 0.01$  и  $0.49 \pm 0.01$ , что в пределах статистических погрешностей совпадает с экспериментальными значениями.

Интересно исследовать средний заряд многонуклонных систем, поскольку таким образом можно изучить особенности зарядообменных процессов между ними и протоном-мишенью. Средние электрические заряды 6-нуклонных систем, полученные в эксперименте ( $3.03 \pm 0.03$ ), и рассчитанные по КФИМ ( $3.06 \pm 0.02$ ), совпадают и указывают на подавленность передачи заряда многонуклонной системе от протона-отдачи [109; С. 6-9.]. Заряды 7-нуклонных систем, полученные в эксперименте ( $3.51 \pm 0.03$ ), и рассчитанные по КФИМ ( $3.59 \pm 0.02$ ), также очень близки друг к другу. Разность средних электрических зарядов 6- и 7-нуклонных систем составляет в эксперименте  $0.48 \pm 0.04$ , что совпадает с расчетной разностью  $0.53 \pm 0.03$ , что близко к наиболее вероятному значению 0.5, вытекающему из равенства числа протонов и нейтронов исходного ядра кислорода.

Краткие выводы о формировании конечных многонуклонных систем и ядер с массовыми числами  $A=6-7$  могут быть сформулированы следующим образом. Полученные данные в целом указывают на существенную роль  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода  $^{16}\text{O}$  и законов сохранения электрического и барионного зарядов в формировании конечных многонуклонных ядер с  $A \leq 7$ . Сечения каналов 6- и 7-нуклонных систем с образованием  $\alpha$ -частиц существенно превышают сечения каналов без их образования. Различие в зарядах исходной многонуклонной системы в основном компенсируется дополнительным образованием протонов. Характеристики сопровождающих частиц определяются в основном суммарным массовым числом и зарядом конечного многонуклонного

состояния и не зависят от того, является ли оно единым ядром или суммой состояний двух или трех ядер с тем же суммарным массовым числом  $A$ .

### **§3.2. Корреляции в образовании 6- и 7-нуклоновых систем и ядер и заряженных пионов**

В настоящем разделе представлены результаты изучения образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер с выходом заряженных пионов в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25 A$  ГэВ/с. Установлено, что корреляция выхода зеркальных ядер  $^3\text{H}$  ( $^3\text{He}$ ) с образованиям  $\pi^-$  ( $\pi^+$ ) – мезонов обусловлены перезарядкой протона(нейтрона) ядра кислорода при их выбивании в основном из  $\alpha$ -кластера.

Исследование процессов образования многонуклонных фрагментов во взаимодействиях частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях представляет интерес из-за возможности изучения как механизмов их формирования, так и роли структуры исходных фрагментирующих ядер и промежуточных многонуклонных состояний. Так, в последние годы Сотрудничеством BECQUEREL [27; С.1266-1272. 80; С.145-147.] интенсивно ведутся исследования периферической фрагментации легких ядер с целью установления их кластерной структуры и роли кластерных ансамблей  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^2\text{H}$ . В тоже время, представляет значительный интерес изучение и непериферических взаимодействий релятивистских ядер с нуклонами и ядрами в условиях полной идентификации заряженных частиц и фрагментов.

Данная часть исследования является продолжением цикла исследований образования 6- и 7- систем и ядер в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25 A$  ГэВ/с [114; С.432-437. 111; С.1-5. 112; С.286-289.] и посвящена поиску и установлению возможной связи между множественной генерацией пионов и процессом фрагментации. Для этого был проведен сравнительный анализ средних множественностей различных фрагментов с  $A \leq 3$  в полуинклюзивных реакциях (3.1-3.6) с участием 6-нуклонных систем и ядер с образованием или без образования заряженных пионов.

В таблице 3.5 приведены числа событий, заряд, ассоциативные множественности протонов и нейтронов–фрагментов, протонов-отдачи и среднее число заряженных пионов в реакциях (3.1)-(3.6) с образованием не менее одного  $\pi^\pm$ -мезона. Её данные показывают существенное превышение полуинклюзивного сечения канала с выходом ядра  ${}^4\text{He}$  по сравнению с другими, указывающее на доминирование  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода. Числа событий в остальных полуинклюзивных каналах (за исключением канала с образованием  $({}^3\text{He} + {}^3\text{He})$ -системы) в пределах статистических погрешностей оказались одинаковыми. Из таблицы 3.5 также видно, что в пределах статистических погрешностей средние множественности заряженных пионов не зависят от типа многонуклонной системы и составляют в среднем  $1.62 \pm 0.03$ . Средний заряд рассматриваемых б-нуклонных систем оказался равным половине числа нуклонов в системе и составил  $3.02 \pm 0.02$ . Очевидно, что множественности протонов и нейтронов–фрагментов определяются зарядом многонуклонной системы и числом ее фрагментов. Так, например, максимальное значение множественности протонов-фрагментов ( $3.85 \pm 0.19$ ) наблюдается для системы  $({}^3\text{H}+{}^3\text{H})$  с зарядом  $Q=2$ , а минимальное ( $2.56 \pm 0.15$ )- для системы  $({}^3\text{He}+{}^3\text{He})$  с зарядом  $Q=4$ . Поведение же множественности нейтронов–фрагментов носит обратный характер, т.е. минимальное значение достигается при  $Q=2$  и максимальное – при  $Q=4$  (см. табл.3.5).

**Таблица 3.5**

Число событий ( $N_{\text{соб}}$ ), заряд  $Q$ , ассоциативные множественности протонов–фрагментов ( $n({}^3\text{H})$ ), нейтронов–фрагментов ( $n(n)$ ), протонов-отдачи ( $n(p_{\text{rec}})$ ) и среднее число заряженных пионов ( $n(\pi^\pm)$ ) в реакциях (3.1)-(3.6) с образованием не менее одного  $\pi^\pm$ - мезона.

Тип системы	$N_{\text{соб}}$	$Q$	$(n({}^3\text{H}))$	$(n(n))$	$(n(\pi^\pm))$	$(n(p_{\text{rec}}))$
${}^6\text{Li}$	57	3	$3.36 \pm 0.16$	$3.40 \pm 0.20$	$1.56 \pm 0.11$	$0.53 \pm 0.02$
${}^4\text{He}+{}^2\text{H}$	336	3	$3.21 \pm 0.06$	$2.91 \pm 0.06$	$1.67 \pm 0.04$	$0.55 \pm 0.06$

${}^3\text{He}+{}^3\text{H}$	88	3	$3.51\pm 0.11$	$3.18\pm 0.12$	$1.64\pm 0.08$	$0.49\pm 0.04$
${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$	33	4	$2.56\pm 0.15$	$3.98\pm 0.19$	$1.58\pm 0.11$	$0.54\pm 0.06$
${}^3\text{H}+{}^3\text{H}$	40	2	$3.85\pm 0.19$	$2.90\pm 0.19$	$1.48\pm 0.10$	$0.61\pm 0.06$
${}^2\text{H}+{}^2\text{H}+{}^2\text{H}$	49	3	$3.71\pm 0.13$	$3.15\pm 0.13$	$1.59\pm 0.10$	$0.56\pm 0.05$
Суммарные данные	623	$3.02\pm 0.02$	$3.30\pm 0.05$	$3.01\pm 0.05$	$1.62\pm 0.03$	$0.56\pm 0.02$

Из таблицы 3.5 также видно, что в пределах статистических погрешностей средние множественности протонов-отдачи практически не зависят от типа многонуклонной системы и составляют в среднем  $0.55\pm 0.02$ . Сравнительно небольшое отличие значения этой величины от ожидаемой вероятности сохранения протона-мишени (0.63) связано с нашим отбором событий, в которых имеется не менее одного заряженного пиона. Она обусловлена как передачей заряда протона-мишени одному из нейтронов ядра снаряда, так и его неупругой перезарядкой  $p=n+\pi^+$ , вероятность осуществления которой в инклюзивной  ${}^{16}\text{O}p$ -реакции составляет  $0.18\pm 0.01$ [110; С.427-432.].

Из таблицы 3.6 видно, что число событий с рождением пионов в реакциях (3.1)-(3.6) в 2.26 раза больше числа событий без их образования. Средние множественности фрагментов с  $A\leq 3$  практически совпали для обоих классов рассматриваемых событий. Множественность протонов-фрагментов в группе с  $n(\pi^+)\geq 1$  на 0.29 больше, чем нейтронов-фрагментов. В группе же без образования заряженных пионов эта разность возрастает до  $0.52\pm 0.08$ , что указывает на передачу заряда протон-мишени нейтронам ядра-снаряда ( $pn\rightarrow np$ ).

**Таблица 3.6**

Число событий, ассоциативные множественности фрагментов сопровождения и протонов-отдачи в группах с образованием и без образования заряженных пионов

Число пионов	$N_{\text{соб}}$	Частица сопровождения					
		${}^1\text{H}$	$n_{\text{fr}}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	$p_{\text{rec}}$

$n_{\pi^\pm}$							
$n(\pi^\pm) \geq 1$	623	$3.30 \pm 0.05$	$3.01 \pm 0.05$	$0.83 \pm 0.05$	$0.34 \pm 0.02$	$0.34 \pm 0.02$	$0.55 \pm 0.02$
$n(\pi^\pm) = 0$	276	$3.36 \pm 0.06$	$2.84 \pm 0.06$	$0.80 \pm 0.04$	$0.36 \pm 0.03$	$0.37 \pm 0.03$	$0.67 \pm 0.03$
$n(\pi^-) \geq 1$	367	$3.89 \pm 0.06$	$2.50 \pm 0.06$	$0.75 \pm 0.04$	$0.31 \pm 0.02$	$0.41 \pm 0.02$	$0.57 \pm 0.02$
$n(\pi^+) \geq 1$	455	$3.00 \pm 0.05$	$3.42 \pm 0.05$	$0.84 \pm 0.03$	$0.35 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.02$	$0.51 \pm 0.02$

Как и ожидалось, из-за совпадения средних множественностей фрагментов сопровождения с  $A=2-3$  в пределах статистических погрешностей оказались близкими и средние множественности нуклонов-фрагментов в обеих группах, составляющих  $6.31 \pm 0.07$  и  $6.20 \pm 0.08$ , соответственно.

Близость множественностей частиц сопровождения-фрагментов с  $A=2-3$  указывает на участие заряда протона-мишени в их формировании. Рождение пионов приводит лишь к различию множественностей протонов-, нейтронов-фрагментов и протонов-отдачи, не влияя на множественность дейтронов, трития и  $^3\text{He}$ , т.е. оно обусловлено зарядообменными процессами между протоном-мишенью и нейтронами ядра-снаряда, а также процессами неупругой перезарядки протона-мишени или нуклонов ядра-снаряда. В частности, средняя множественность протонов отдачи в группе с рождением заряженных пионов в 1.22 раза меньше, чем в группе без их образования. Таким образом, можно заключить, что анализ множественностей дейтронов, трития и  $^3\text{He}$  без разделения событий по группам с рождением  $\pi^+$  или  $\pi^-$ -мезонов не позволяет установить связи между их генерацией и процессом фрагментации.

В связи с этим, был рассмотрен средние множественности частиц сопровождения и легких фрагментов отдельно в группах событий с образованием или  $\pi^+$ , или  $\pi^-$ -мезонов.

Как видно из таблицы 3.6, наибольшая из множественностей протонов-фрагментов наблюдается в группе с  $n(\pi^-) \geq 1$ , множественность же нейтронов-фрагментов в этой группе минимальна, что связано с повышенной вероятностью образования  $\pi^-$ -мезонов от процесса перезарядки  $n \rightarrow p + \pi^-$ ,

приводящей одновременно к увеличению числа протонов и уменьшению числа нейтронов. По этой причине разность между средними множественностями протонов- и нейтронов-фрагментов в этой группе максимальна. Для группы с  $n(\pi^+) \geq 1$  наблюдается обратное соотношение множественностей нуклонов-фрагментов.

Как указывалось выше, ввиду малости первичной энергии основная часть  $\pi^-$ -мезонов образуется за счет неупругой перезарядки нейтронов ядра кислорода. В образование же  $\pi^+$ -мезонов дают вклад процессы неупругой перезарядки как протонов ядра-снаряда, так и протонов-мишени. Наблюдаемое в эксперименте различие в числах событий с  $n(\pi^+) \geq 1$  и  $n(\pi^-) \geq 1$  (см. табл. 3.6) обусловлено именно дополнительным вкладом процесса неупругой перезарядки протона-мишени ( $p \rightarrow n + \pi^+$ ). По этой причине нельзя утверждать, что все события с образованием  $\pi^+$ -мезонов связаны с взаимодействием протона-мишени с протонами ядра. На вклад этого дополнительного источника образования  $\pi^+$ -мезонов также указывает 12%-ное превышение средней множественности протонов-отдачи в группе событий с  $n(\pi^-) \geq 1$  над группой с  $n(\pi^+) \geq 1$ . Дополнительное число событий в группе с  $n(\pi^+) \geq 1$ , образовавшихся в процессе перезарядке протонов-мишени ( $p \rightarrow n + \pi^+$ ), приводит также к уменьшению абсолютной разности средних множественностей ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в этой группе. Из табл. 3.6 видно, тем не менее, что средние множественности ядер  ${}^3\text{H}({}^3\text{He})$  с образованием  $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов в пределах статистических погрешностей совпадают друг с другом. Также видно, что средние множественности ядер  ${}^3\text{H}({}^3\text{He})$  коррелированы с образованием  $\pi^+(\pi^-)$ -мезонов. Отметим, что если не учитывать  $\alpha$ -кластерную структуру ядра кислорода, то отношение вероятностей выходов ядер  ${}^3\text{He}$  для случаев выбивания одного нейтрона и протона из ядра кислорода определяется простой комбинаторикой нуклонов в остаточном ядре и равно  $(C_2^8 * C_1^7) / (C_2^7 * C_1^8) = 1.17$  [110; С.27-31]. В нашем эксперименте (см. табл.3.6) это отношение равно  $1.46 \pm 0.03$ , что указывает на образование их

значительной части за счет выбивания одного из нейтронов  $\alpha$ -кластера ядра кислорода.

Из-за совпадения в пределах статистических погрешностей средних чисел связанных нуклонов в фрагментах с  $A=2-3$  в группах с  $n(\pi^-) \geq 1$  ( $3.66 \pm 0.05$ ) и  $n(\pi^+) \geq 1$  ( $3.57 \pm 0.04$ ) вытекает равенство средних множественностей нуклонов-фрагментов, которые оказались равными  $6.39 \pm 0.07$  и  $6.42 \pm 0.06$ , соответственно.

Из-за равенства числа протонов и нейтронов в дейтроне средние множественности ядер  ${}^2\text{H}$  во всех рассматриваемых группах оказались одинаковыми (см. табл.3.6) т.е. протоноизбыточность или нейтроноизбыточность ядра-остатка одинаково влияет на вероятность образования дейтронов. Это также указывает на различие механизмов формирования дейтронов и трехнуклонных зеркальных ядер. Первый из них связан в значительной степени с разрушением  $\alpha$ -кластеров ядра кислорода [113; С. 35-37] и распадами возбужденных ядер-остатков типа  ${}^6\text{Li}^*$ ,  ${}^{10}\text{B}^*$  и  ${}^{14}\text{N}^*$ , тогда как второй определяется в основном выбиванием одного из нуклонов  $\alpha$ -кластера.

В совокупности полученные результаты можно рассматривать как указание на коррелированность процессов образования пионов и зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25A$  ГэВ/с. Эти корреляции, однако, не могут служить доказательством связи механизмов образования пионов и зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ , а обусловлены лишь типом взаимодействия протона-мишени с протоном или нейтроном ядра-снаряда. Зависимость средних множественностей протонов-, нейтронов-фрагментов и протонов-отдачи от наличия заряженных пионов в событии обусловлена механизмом их образования. Несмотря на то, что выход зеркальных протоноизбыточных или нейтроноизбыточных ядер коррелирован с зарядом пиона в реакции, среднее число связанных нуклонов во фрагментах сопровождения с  $A=2-3$  от него не зависит. Средние множественности заряженных пионов также не зависят от типа рассмотренных многонуклонных систем и ядер.

Также было проведено изучение образования зеркальных 7-нуклонных систем и ядер в реакциях (3.7-3.12) Известно, что изучение образования многонуклонных зеркальных систем и ядер в непериферических взаимодействиях частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях позволяет получить информацию о влиянии структуры исходных фрагментирующих ядер и промежуточных многонуклонных состояний, а также зарядообменных процессов между снарядом и мишенью на состав и выход конечных продуктов реакции.

Анализ реакций (3.7-3.12) с образованием не менее одного  $\pi^\pm$ -мезона показал, что полуинклюзивные сечения каналов с выходом зеркальных ядер ( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) и систем ( ${}^4\text{He}+{}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}+{}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}+{}^2\text{H}+{}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}+{}^2\text{H}+{}^2\text{H}$ ) попарно совпадают. При этом доминирующими являются каналы с выходом  $\alpha$ -частиц. Число заряженных пионов, составляя в среднем  $1.57 \pm 0.03$ , оказалось не зависящим от типа реакции.

Данный раздел посвящён установлению возможной связи процессов множественной генерации пионов с образованием многонуклонных систем и ядер в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25 \text{ A ГэВ/с}$ . Для этого был проведён сравнительный анализ средних множественностей различных фрагментов с  $A \leq 3$  в полуинклюзивных реакциях (3.7-3.12) с участием зеркальных 7-нуклонных систем и ядер с образованием или без образования заряженных пионов.

В табл.3.7 приведены средние множественности частиц сопровождения и числа событий для объединенных по типам многонуклонных систем (3.7)-(3.12) для событий с образованием и без образования заряженных пионов.

**Таблица 3.7**

**Число событий, средние множественности частиц сопровождения и протонов-отдач  $n_{\text{rec}}$  в группах с образованием и без образования заряженных пионов**

Число пионов $n_{\pi^\pm}$	$n(\pi^\pm) \geq 1$	$n(\pi^\pm) = 0$	$n(\pi^-) \geq 1$	$n(\pi^+) \geq 1$
$N_{\text{соб}}$	629	292	376	458

Частицы сопровождения	$^1\text{H}$	$3.09 \pm 0.05$	$3.08 \pm 0.10$	$3.55 \pm 0.06$	$2.79 \pm 0.05$
	n	$2.84 \pm 0.05$	$2.76 \pm 0.10$	$2.42 \pm 0.06$	$3.26 \pm 0.05$
	$^2\text{H}$	$0.66 \pm 0.03$	$0.70 \pm 0.04$	$0.70 \pm 0.03$	$0.63 \pm 0.03$
	$^3\text{H}$	$0.29 \pm 0.02$	$0.31 \pm 0.03$	$0.27 \pm 0.02$	$0.31 \pm 0.02$
	$^3\text{He}$	$0.30 \pm 0.02$	$0.32 \pm 0.03$	$0.32 \pm 0.02$	$0.27 \pm 0.02$
	$p_{\text{rec}}$	$0.56 \pm 0.02$	$0.66 \pm 0.03$	$0.63 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.02$

Видно, что число событий с рождением пионов в реакциях (3.7-3.12) в 2.15 раза больше числа событий без их образования. Средние множественности фрагментов с  $A \leq 3$  находятся в хорошем согласии для обоих классов рассматриваемых событий. Рождение пионов приводит лишь к различию множественностей протонов отдачи, т.е. оно обусловлено зарядообменными процессами между протоном-мишенью и нейтронами ядра-снаряда, а также процессами неупругой перезарядки протона-мишени или нуклонов ядра-снаряда. В частности, средние множественности протонов-отдачи в группе с рождением заряженных пионов в 1.18 раза меньше, чем в группе без их образования.

Наибольшая множественность протонов-фрагментов наблюдается в группе с  $n(\pi^-) \geq 1$ , множественность же нейтронов-фрагментов в этой группе – минимальна, что связано с повышенной вероятностью образования  $\pi^-$ -мезонов от процесса перезарядки  $n \rightarrow p + \pi^-$ , приводящей одновременно к увеличению числа протонов и уменьшению числа нейтронов. По этой причине разность между средними множественностями протонов- и нейтронов-фрагментов в этой группе максимальна.

Для группы с  $n(\pi^-) \geq 1$  наблюдается обратное соотношение множественность нуклонов-фрагментов, множественность протонов-фрагментов в первой группе на  $0.25 \pm 0.07$  больше, чем нейтронов фрагментов. В группе же без образования заряженных пионов эта разность составила  $0.32 \pm 0.14$ , что практически совпадает с разностью для первой группы. Как и ожидалось, из-за совпадения средних множественностей фрагментов сопровождения с  $A=2-3$  в пределах статистических погрешностей оказались одинаковыми и средних множественности нуклонов-фрагментов в обеих группах, составляющих  $5.93 \pm 0.07$  и  $5.84 \pm 0.14$ , соответственно.

Близость множественностей частиц сопровождения–фрагментов с  $A=2-3$  указывает на неучастие заряда протона-мишени в их формировании. Перейдем к более детальному анализу зависимостей средних множественностей частиц сопровождения от заряда ассоциированного пиона.

Число событий с образованием не менее одного  $\pi^+$ -мезона на 22% превышает число событий с образованием не менее одного  $\pi^-$ -мезона, что связано с дополнительным вкладом процесса перезарядки протона-мишени. На вклад этого дополнительного источника образования  $\pi^+$ -мезонов также указывает 19%-ное превышение средней множественности протонов-отдачи в группе событий с  $n(\pi^-) \geq 1$  над группой с  $n(\pi^+) \geq 1$ . Из таблицы видно, что средние множественности ядер  ${}^3\text{H}({}^3\text{He})$  с образованием  $\pi^-(\pi^+)$ -мезонов в пределах статистических погрешностей совпадают друг с другом. Кроме того, видно, что средние множественности ядер  ${}^3\text{H}({}^3\text{He})$  слабо коррелированы с образованием  $\pi^-(\pi^+)$ -мезонов.

Из-за близости средних чисел связанных нуклонов в фрагментах с  $A=2-3$  в группах  $n(\pi^-) \geq 1$  ( $3.29 \pm 0.06$ ) и  $n(\pi^+) \geq 1$  ( $3.00 \pm 0.05$ ) вытекает совпадение в пределах статистических погрешностей средних множественностей нуклонов-фрагментов, которые оказались равными  $5.97 \pm 0.09$  и  $6.05 \pm 0.07$ , соответственно.

Из-за совпадения числа протонов и нейтронов в дейтроне средние множественности ядер  ${}^2\text{H}$  во всех рассматриваемых группах в пределах статистических погрешностей оказались одинаковыми (см. табл.3.7) т.е. протоноизбыточность или нейтроноизбыточность ядра-остатка одинаково влияет на вероятность образования дейтронов. Это также указывает на отличие механизмов формирования дейтронов и трехнуклонных зеркальных ядер. Первый из них связан, в значительной степени, с разрушением  $\alpha$ -кластеров ядра кислорода и распадами возбужденных ядер остатков типа  ${}^8\text{Li}^*$ ,  ${}^{10}\text{B}^*$  и  ${}^{14}\text{N}^*$ , тогда как второй определяется, в основном, выбиванием одного из нуклонов  $\alpha$ -кластера.

В совокупности полученные результаты можно рассматривать как указание на слабую коррелированность процессов образования пионов и зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25 \text{ A}$  ГэВ/с. Эти корреляции, однако, не могут служить, доказательством связи механизмов образования пионов и зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ , а являются лишь индикаторам взаимодействия протона-мишени с протоном или нейтроном ядра-снаряда. Зависимость средних множественностей протонов- и нейтронов фрагментов и протонов-отдачи от наличия заряженных пионов в событии обусловлена механизмом их образования. Несмотря на то, что выход протоноизбыточных или нейтроноизбыточных ядер коррелирован с зарядом пиона в реакции, среднее число связанных нуклонов во фрагментах сопровождения с  $A=2-3$  от него не зависит. Средние множественности заряженных пионов также не зависят от типа рассмотренных многонуклонных систем.

### **§3.3. Сравнительный анализ характеристик каналов с образованием зеркальных ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Li}$**

Изучение различных характеристик фрагментов и частиц, образованных в нуклон-ядерных взаимодействиях и сопутствующих формированию зеркальных ядер важно для поиска и обнаружения проявления коллективных свойств ядерной материи и получения информации о механизмах образования конечных продуктов. Влияние законов сохранения барионного и электрического заряда на процессы образования зеркальных ядер во взаимодействиях частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях может быть изучено в реакциях с одновременным анализом частиц сопровождения, включающих в себя все возможные фрагменты ядра и заряженные пионы. Совместное рассмотрение процессов образования пар зеркальных ядер позволяет также исследовать особенности зарядообменных процессов в реакциях на изоскалярных ядрах.

В данном разделе представлены различные характеристики каналов с выходом зеркальных ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}$  в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25A$  ГэВ/с, т.е. рассмотрены инклюзивные реакции [112; С.286-289. 115; С.34-37. 116; С.28-29]:



В качестве  $x$  могут быть фрагменты ядер кислорода с зарядами  $z \leq 5$  и массовыми числами  $A \leq 9$ , протон отдачи, или пион. Для выявления роли зарядообменных процессов и законов сохранения электрического и барионного зарядов в процессах образования зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  нами был проведен сравнительный анализ характеристик фрагментов и частиц сопровождения инклюзивных реакций (3.13) и (3.14).

Числа событий с выходом зеркальных ядер  $N({}^7\text{Li})=155$  (реакция 3.13) и  $N({}^7\text{Be})=157$  (реакция 3.14) оказались очень близкими. Отметим, что совместное образование изотопов ядер лития и бериллия обнаружено всего в 16 событиях, причем, только в одном из них наблюдается одновременный выход зеркальных ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}$ .

Анализируемые события в инклюзивных реакциях (3.13) и (3.14) содержат в конечном состоянии одно, два или три многонуклонных ядра. Как показал анализ экспериментальных данных, образование рассматриваемых нами зеркальных ядер происходит в следующих 8 топологических каналах: (3), (23), (33), (223), (34), (4), (24), (224) (в скобках указаны заряды многозарядных фрагментов ( $Z \geq 2$ ) в событии). Отсутствуют топологии (44), (233) и (35), в которых потенциально могли бы образоваться рассматриваемые зеркальные ядра.

Для сравнительного анализа характеристик частиц и фрагментов, сопутствующих выходу зеркальных ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}$ , рассматривались события, в которых образуется один трех- или четырехзарядный фрагмент с массовым числом  $A = 7$ , т.е. топологии (3), (32) и (322), а также (4), (42) и (422).

Топологии с выходом рассматриваемых зеркальных ядер мы далее будем именовать зеркальными топологическими каналами.

### §3.3.1. Корреляции выхода зеркальных ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ и двухзарядных фрагментов

В табл.3.8 приведены распределения по множественности двухзарядных фрагментов в каналах с выходом зеркальных ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}$ , а также полное число соответствующих событий. Из табл.3.7 видно, что наряду с близостью сечений выхода этих зеркальных ядер, наблюдается также совпадение в пределах статистических погрешностей числа событий в полуинклюзивных реакциях с выходом фрагментов с зарядом  $Z = 2$ .

Из табл. 3.8 видно, что наибольшее число событий с образованием ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  наблюдается в каналах с выходом одного двухзарядного фрагмента, а минимальное – в каналах с числом двухзарядных фрагментов равным 2. Это вытекает из относительно небольшого числа нуклонов в ядре кислорода, а также действия законов сохранения барионного заряда.

**Таблица 3.8**

**Числа событий по каналам с выходом ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  при разной множественности ассоциированных ядер гелия.**

Каналы выхода	Число фрагментов с зарядом $Z = 2$			Все
	0	1	2	
${}^7\text{Li}$	54	81	20	155
${}^7\text{Be}$	56	79	22	157

### §3.3.2. Корреляции выхода зеркальных ядер ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{Be}$ и фрагментов с $A = 1 - 4$ и заряженных пионов

Значения средних множественностей заряженных частиц и фрагментов,

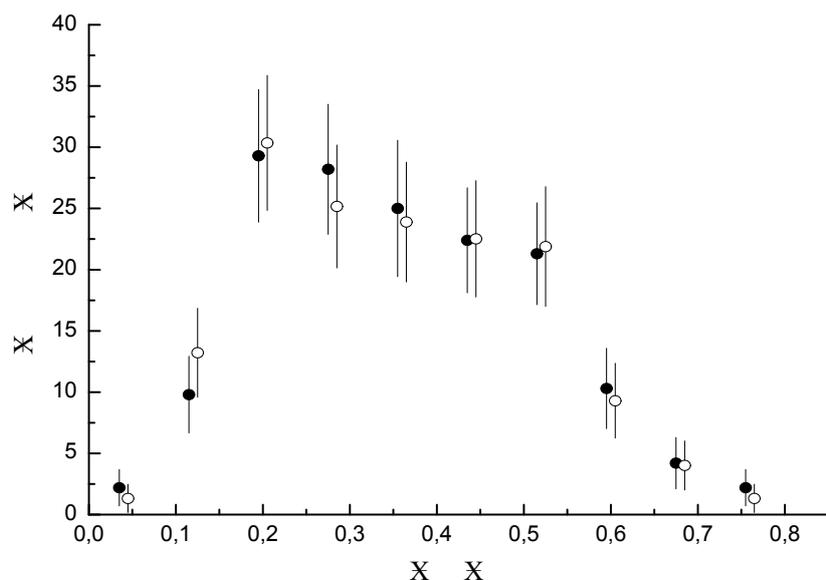
а также суммарная множественность фрагментов ядра, сопутствующих выходу ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  представлены в табл.3.9.

**Таблица 3.9**

**Средние множественности частиц и фрагментов в каналах с выходом ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$**

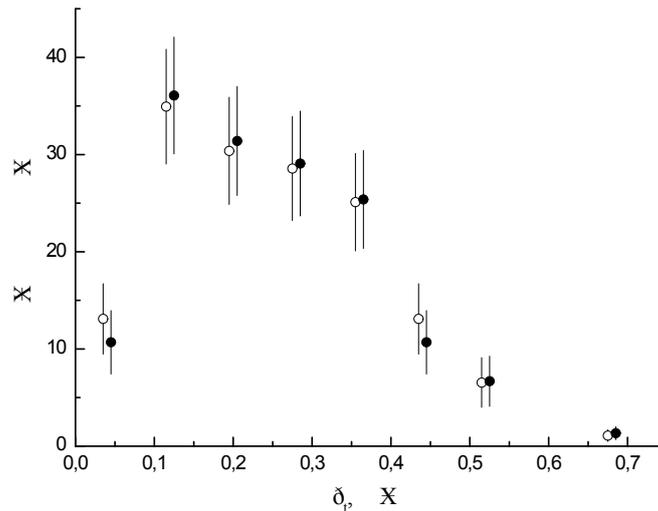
Тип частицы или ядер	${}^7\text{Li}$	${}^7\text{Be}$
Все фрагменты	$4.45 \pm 0.10$	$3.81 \pm 0.11$
Протон-отдачи	$0.59 \pm 0.05$	$0.55 \pm 0.04$
${}^1\text{H}$	$3.00 \pm 0.11$	$2.29 \pm 0.12$
${}^2\text{H}$	$0.52 \pm 0.05$	$0.53 \pm 0.05$
${}^3\text{H}$	$0.17 \pm 0.03$	$0.20 \pm 0.03$
${}^3\text{He}$	$0.13 \pm 0.03$	$0.18 \pm 0.03$
${}^4\text{He}$	$0.63 \pm 0.05$	$0.61 \pm 0.05$
$\pi^-$	$0.33 \pm 0.04$	$0.44 \pm 0.05$
$\pi^+$	$0.64 \pm 0.05$	$0.42 \pm 0.05$

Как видно из табл. 3.9, средние множественности фрагментов сопровождения с  $A = 2-4$  совпадают в пределах статистических погрешностей для обоих каналов образования 7-нуклонных зеркальных ядер. Кроме того, распределения по множественности двухзарядных фрагментов, как было указано выше, и их средние значения ( $0.75 \pm 0.05$  и  $0.74 \pm 0.05$ , соответственно для  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ ) также совпадают для обоих зеркальных ядер. Отметим также совпадение в пределах статистических погрешностей средних множественностей протонов отдачи в каналах с образованием ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ . Эти обстоятельства свидетельствуют о близости физических условий формирования ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  и указывают на одинаковую степень дезинтеграции ядра-снаряда. Этот факт, с другой стороны, приводит к выводу о том, что формирование этих зеркальных ядер происходит при близких энергиях возбуждения фрагментирующего ядра.



**Рис. 3.1. Импульсные распределения ядер  ${}^7\text{Li}$  (○) и  ${}^7\text{Be}$ (●) в системе покоя ядра кислорода.**

Дополнительным аргументом в пользу этого утверждения является совпадение в пределах статистических погрешностей для обоих каналов средних значений переданного 4-импульса ядру кислорода, составляющих  $0.69 \pm 0.04$  и  $0.74 \pm 0.04$  (ГэВ/с) соответственно для реакции (3.13) и (3.14). Следует отметить, что средние абсолютные значения переданного ядру-кислороду 4-импульса вычислены для событий реакций (3.13) и (3.14), в которых однозначно регистрировались протоны-отдачи. В пределах статистических погрешностей совпадают распределения зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  по полному импульсу (см. рис. 3.1) в системе покоя ядра кислорода, составляя, в среднем  $350 \pm 13$  МэВ/с и  $354 \pm 13$  МэВ/с, соответственно.



**Рис. 3.2. Распределения зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  ( $\circ$ ) и  ${}^7\text{Be}$  ( $\bullet$ ) по поперечному импульсу.**

К тому же распределения (см. рис. 3.2) и средние значения поперечных импульсов рассматриваемых зеркальных ядер оказались совпадающими в пределах статистических погрешностей и составили  $251 \pm 11$  МэВ/с и  $253 \pm 11$  МэВ/с соответственно для  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ . Из совпадения распределений по полному и поперечному импульсам этих зеркальных ядер следует практическая одинаковость средних значений их углов вылета, которые в лабораторной системе оказались равными  $0.63 \pm 0.03^\circ$  и  $0.64 \pm 0.03^\circ$  соответственно для ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ . Интересно отметить также, что в каналах с выходом ядер  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^7\text{Li}$  наблюдается совпадение кинетических энергий протонов ( $139.4 \pm 9.4$  и  $140.0 \pm 8.5$  МэВ), дейтронов ( $45.0 \pm 5.4$  и  $38.2 \pm 4.6$  МэВ) и ядер трития и гелия-3 ( $34.0 \pm 6.3$  и  $32.6 \pm 7.7$  МэВ) в системе покоя ядра кислорода соответственно.

Из табл.3.9 видно также, что разность средних множественностей фрагментов в каналах с выходом ядер  ${}^7\text{Li}$  и с выходом  ${}^7\text{Be}$  равна  $\Delta n_f = 0.64 \pm 0.15$ . Также видно, что средние множественности ядер  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^4\text{He}$  в зеркальных каналах в пределах однократных статистических погрешностей совпадают. Это означает, что разность  $\Delta n_f$  в пределах статистических погрешностей должна совпадать с разностью средних множественностей протонов-фрагментов  $\Delta n_p$ . Как видно из табл.3.9 она равна  $0.71 \pm 0.15$ , что

близко к величине  $\Delta n_f$ . Для определения средних множественностей нейтронов мы учли экспериментально наблюдаемые вклады образования ядер  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^8\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^9\text{Be}$ . На основании закона сохранения барионного заряда средние множественности нейтронов составили  $1.64 \pm 0.09$  и  $2.41 \pm 0.11$  соответственно для каналов с выходом ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ . Таким образом, можно заключить, что разница в зарядах рассматриваемых зеркальных ядер в основном компенсируется дополнительным образованием протонов-фрагментов в каналах с выходом ядер  ${}^7\text{Li}$ .

Отличие разности средних множественностей протонов-фрагментов для реакций (3.13) и (3.14) от единицы обусловлено зарядовой асимметрией первого соударения протона-мишени с протоном или нейтроном ядра-снаряда. В случае реакции (3.13), преимущественно представляющей  $pp$ -соударения, уменьшение количества протонов-фрагментов происходит как за счет процесса неупругой перезарядки  $p \rightarrow n\pi^+$ , так и за счет образования и последующего распада изобары  $\Delta^+ \rightarrow n\pi^+$ . В случае же реакции (3.14), в основном реализующей  $np$ -соударения, происходит увеличение числа протонов-фрагментов также двумя путями. Во-первых, реализуется зарядообменный процесс  $np \rightarrow pn$ . Согласно работе [106; С.648-655.] в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с его вероятность составляет  $0.18 \pm 0.01$ . Второй канал увеличения множественности протонов-фрагментов связан с образованием и последующим распадом изобары  $\Delta^0 \rightarrow p\pi^-$ . Таким образом, можно заключить, что отличие от единицы разности средних множественностей протонов-фрагментов в реакциях (3.13) и (3.14) обусловлено совместным действием этих факторов. Очевидно, что подобные рассуждения применимы к обсуждению разности средних множественностей нейтронов-фрагментов для реакций (3.14) и (3.13). Полное число нуклонов в каналах с образованием ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  в пределах статистических погрешностей совпадает, составляя соответственно  $4.64 \pm 0.14$  и  $4.70 \pm 0.15$ .

В пользу этого свидетельствует также различие в средних множественностях  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов, ассоциированных с образованием

зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ , указывающее на преимущественное образование нейтроноизбыточного ядра  ${}^7\text{Li}$  при взаимодействии протона-мишени с протоном или протоноизбыточного ядра  ${}^7\text{Be}$  при взаимодействии протона-мишени с нейтроном налетающего ядра кислорода.

Совпадение средних множественностей многонуклонных фрагментов ( $A \geq 2$ ) в событиях с выходом зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  означает, что в формировании таких ядер не участвуют нуклоны, выбитые из одного из двух  $\alpha$ -кластеров, из которых могли бы образоваться рассматриваемые зеркальные ядра с массовыми числами  $A = 7$ . В противном случае, множественность фрагментов  ${}^3\text{H}$  в канале с выходом  ${}^7\text{Be}$  была бы больше, чем в канале с выходом  ${}^7\text{Li}$ , а множественность фрагментов  ${}^3\text{He}$  в канале с выходом  ${}^7\text{Li}$  была бы больше, чем в канале с выходом  ${}^7\text{Be}$ . Отметим также, что избыток множественности нейтронов или протонов одинаково отражается на множественности изоскалярных ядер  ${}^2\text{H}$  и  ${}^4\text{He}$ .

Конечно, процесс разрушения исходного ядра не является единственным способом формирования ядер с  $A = 2-4$ , так как они могут быть образованы и за счет слияния каскадных нуклонов или малонуклонных ассоциаций. Однако механизм коалесценции оказывается существенно подавленным (особенно для ядер  ${}^4\text{He}$ ) в связи с маловероятностью нахождения нуклонов или малонуклонных ассоциаций на небольших ( $R \sim 1$  Фм) расстояниях друг от друга и с малыми относительными импульсами. Действительно, расчеты вероятностей образования малонуклонных ядер по модели коалесценции дают следующие значения для сравнительных выходов ядер:  ${}^2\text{H} - 11.3\%$ ,  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He} - 7.5\%$ , а для  ${}^4\text{He} - 1.8\%$ .

При рассмотрении топологий (42) и (32) (в скобках указаны заряды многозарядных фрагментов ( $Z \geq 2$ ) в событии) было получено, что доля легких фрагментов  ${}^3\text{He}$  в канале с  ${}^7\text{Be}$  несколько превышает таковую в канале с  ${}^7\text{Li}$  и соответственно составляет  $0.26 \pm 0.05$  и  $0.14 \pm 0.04$ . Качественно этот эффект можно интерпретировать следующим образом. Если после завершения первичного каскадного процесса в остаточном возбужденном

ядре протонов больше, чем нейтронов, то и в составе многозарядных фрагментов протонов будет больше. Различие средних множественностей  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов в зеркальных каналах, обусловленное участием в процессах перезарядки протонов и нейтронов, особенно явно проявляется в топологиях с выходом двух фрагментов с  $Z=2$ .

В табл.3.10 представлены значения  $\langle n_{\pi^-} \rangle$  и  $\langle n_{\pi^+} \rangle$  в зеркальных топологиях.

**Таблица 3.10**

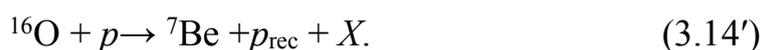
Средние множественности заряженных пионов в зеркальных топологиях (422) и (322).

Тип частицы	Топология	
	422	322
$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$0.45 \pm 0.12$	$0.10 \pm 0.03$
$\langle n_{\pi^+} \rangle$	$0.27 \pm 0.09$	$0.58 \pm 0.15$

В случае, когда взаимодействие протона-мишени произошло с нейтроном ядра кислорода, который выбивается из исходного ядра, в оставшемся промежуточном возбужденном ядре нейтронов будет меньше и тогда при его делении на многонуклонные фрагменты вероятность формирования ядра  ${}^7\text{Be}$  будет намного больше, чем ядра  ${}^7\text{Li}$ . Наоборот, когда взаимодействие протона-мишени произошло с протоном ядра кислорода, в оставшемся промежуточном возбужденном ядре нейтронов будет больше и тогда при его делении на многонуклонные фрагменты вероятность формирования ядра  ${}^7\text{Li}$  будет намного больше, чем ядра  ${}^7\text{Be}$ . Так как множественность отрицательных пионов связана с перезарядкой нейтрона, то в канале образования зеркального ядра  ${}^7\text{Be}$  средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов будет больше, чем в канале  ${}^7\text{Li}$ . Наоборот, множественность положительных пионов связана с перезарядкой протона, то в канале образования зеркального ядра  ${}^7\text{Li}$  средняя множественность  $\pi^+$ -мезонов будет больше, чем в канале  ${}^7\text{Be}$ . Эти особенности хорошо видны из табл.3.10.

### 3.3.3. Корреляции выхода зеркальных ядер ${}^7\text{Li}$ , ${}^7\text{Be}$ и заряженных пионов в событиях с сохранением протона отдачи

Интересно отметить превышение средней множественности  $\pi^+$ -мезонов на величину  $0.22 \pm 0.07$  (см. табл. 3.9) в канале с выходом ядра  ${}^7\text{Li}$  в сравнении с каналом образования ядра  ${}^7\text{Be}$ . Это подтверждает то обстоятельство, что формирование нейтроноизбыточного зеркального ядра  ${}^7\text{Li}$  происходит преимущественно при взаимодействии протона-мишени с протоном ядра кислорода. Превышение средней множественности  $\pi^-$ -мезонов в канале с выходом ядра  ${}^7\text{Be}$  по сравнению с каналом выхода  ${}^7\text{Li}$  также указывает на то, что образование первого из них преимущественно происходит в результате взаимодействия протона-мишени с нейтроном ядра кислорода. Совпадение в пределах статистических погрешностей средних множественностей  $\langle n_{\pi^+} \rangle$  и  $\langle n_{\pi^-} \rangle$  в канале с образованием  ${}^7\text{Be}$ , по-видимому, обусловлено дополнительным вкладом положительно заряженных пионов от перезарядки протона-мишени в нейтрон и  $\pi^+$ -мезон. Для проверки этого предположения мы рассмотрели средние множественности заряженных пионов в событиях с идентифицированным протоном-мишенью (см. табл. 3.11), т.е. в полуинклюзивных реакциях:



**Таблица 3.11**

**Средние множественности заряженных пионов в реакциях (3.13') и (3.14')**

Реакция	Тип частицы		
	$\pi^+$	$\pi^-$	$\pi^+\pi^-$
(3.13')	$0.41 \pm 0.06$	$0.31 \pm 0.05$	$0.72 \pm 0.07$
(3.14')	$0.34 \pm 0.05$	$0.44 \pm 0.06$	$0.78 \pm 0.07$

Как видно из табл. 3.11 в реакции (3.13') средняя множественность  $\pi^+$ -мезонов на величину  $0.10 \pm 0.07$  больше, чем средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов, а в реакции (3.14'), наоборот, средняя множественность  $\pi^-$ -мезонов на такую же величину ( $0.10 \pm 0.07$ ) больше, чем средняя множественность  $\pi^+$ -

мезонов. Из табл. 3.11 также видно, что в пределах статистических погрешностей совпадают суммарные средние множественности заряженных пионов для реакций (3.13') и (3.14'). Из табл. 3.9 и 3.11 видно, что в пределах статистических погрешностей средняя множественность отрицательных пионов в соответствующих реакциях ((3.13), (3.13') и (3.14), (3.14')) не зависит от того, имеется ли в событии протон отдачи или нет. Это указывает на то, что зарядообменные процессы между протоном-мишенью и снарядом не играют никакой роли в образовании отрицательных пионов. В связи с тем, что ядро  $^{16}\text{O}$  содержит одинаковое количество протонов и нейтронов, суммарная средняя множественность  $\pi^+$ -мезонов по реакциям (3.13') и (3.14') должна совпадать с суммарной средней множественностью  $\pi^-$ -мезонов по этим же реакциям. Как видно из табл. 3.11 эти множественности практически совпадают друг с другом ( $0.75 \pm 0.07$ ), что также указывает на корректность нашей процедуры идентификации быстрых  $\pi^+$ -мезонов.

Приведем основные выводы исследования процесса образования зеркальных ядер  $^7\text{Li}$  и  $^7\text{Be}$ . Установлено совпадение инклюзивных сечений образования этих зеркальных ядер. Совпадение средних множественностей нуклонов (суммарная средняя множественность протонов и нейтронов) и ядер сопровождения с  $A = 2-4$  в реакциях (3.13) и (3.14), а также средних кинетических энергий ядер  $^7\text{Li}$  и  $^7\text{Be}$  позволяет сделать вывод о близости физических условий формирования этих зеркальных ядер и одинаковой степени дезинтеграции ядра-снаряда. Данные указывают на существенную роль в формировании этих ядер и частиц сопровождения законов сохранения электрического и барионного зарядов. Средние множественности нейтрон-фрагментов находятся в разумном согласии с множественностями протон-фрагментов с учетом передачи заряда протона-мишени нейтронам фрагментирующего ядра. Различие в зарядах ядер  $^7\text{Li}$  и  $^7\text{Be}$  в основном компенсируется дополнительным образованием протонов. Заряд протона-мишени практически не передается ядрам сопровождения с массовыми числами  $A = 2-4$ .

### Выводы по III главе

Основные выводы настоящей главы может быть кратко сформулированы следующим образом.

1. Определены инклюзивные и полуинклюзивные сечения образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Установлено влияние  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода и законов сохранения электрического и барионного зарядов на формирование конечных многонуклонных ядер с массовыми числами  $A \leq 7$ .

2. Средние множественности частиц и ядерных фрагментов, сопровождающих образование 6- и 7-нуклонных систем и ядер не зависят от того, является ли оно единым ядром или составным состоянием двух или трех ядер с тем же суммарным массовым числом А.

3. Показано, что КФИМ недооценивает сечения образования как 6-, так и 7-нуклонных систем и ядер. В КФИМ образование протоноизбыточных систем и ядер преобладает над сечением выхода нейтроноизбыточных, что обусловлено участием заряда протона-мишени в процессах формирования многонуклонных систем и ядер.

4. Обнаружено совпадение инклюзивных сечений образования зеркальных ядер  $^7\text{Li}$  и  $^7\text{Be}$ . Зарядообменные процессы между протоном-мишенью и ядром кислорода не влияют на характеристики ядер сопровождения с массовыми числами  $A = 2-4$ . Средние множественности нейтронов-фрагментов находятся в разумном согласии с множественностями протонов-фрагментов с учетом передачи заряда протона-мишени нейтронам фрагментирующего ядра и процессов неупругой перезарядки нуклонов.

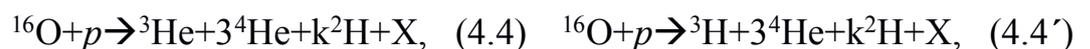
5. Хотя выход протоноизбыточных или нейтроноизбыточных ядер коррелирован с зарядом пиона в реакции, однако среднее число связанных нуклонов во фрагментах сопровождения с  $A=2-3$  от него не зависит. Средние множественности заряженных пионов также не зависят от типа рассмотренных многонуклонных систем.

## ГЛАВА IV РАЗВАЛ ЯДРА КИСЛОРОДА НА ЛЕГКИЕ ФРАГМЕНТЫ С МАССОВЫМИ ЧИСЛАМИ $A \leq 4$

Изучение процессов фрагментации релятивистских ядер во взаимодействиях с адронами и ядрами позволяет получить информацию о возможных механизмах адрон-ядерных соударений. В частности, изучение характеристик двух- и трехнуклонных фрагментов ( $A = 2-3$ ), особенно в эксклюзивных или полуинклюзивных каналах, может дать сведения о механизмах их формирования и роли структуры исходного ядра. Кроме того совместное рассмотрение процессов образования пар зеркальных ядер позволяет исследовать особенности зарядообменных процессов в реакциях на ядрах с одинаковым числом протонов и нейтронов.

В настоящей главе представлены результаты по изучению взаимозависимости выходов зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ , дейтронов, а также альфа-частиц в топологиях конечных состояний (1), (2), (22), (222) и (2222), где цифры в скобках означают заряд многозарядного фрагмента, а их число – количество указанных фрагментов. Топология (1) означает события без многозарядных ( $z \geq 2$ ) фрагментов в конечном состоянии реакции.

В работе [63; С.451-456. 68; С.23.] были приведены результаты исследования инклюзивного образования легких зеркальных ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при  $3.25 A$  ГэВ/с. В данной главе мы рассмотрели образование этих же ядер в полуинклюзивных реакциях:



т.е. изучено образование легких зеркальных ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  в зависимости от числа ассоциированных  $\alpha$ -частиц и дейтронов. Число дейтронов  $k$  в соответствии с законами сохранения барионного и электрического зарядов может изменяться от 0 до 7 (однако в эксперименте наблюдаются события с

образованием до 4-х дейтронов), а в качестве X могут быть протоны- и нейтроны-фрагменты ядра кислорода, а также протон отдачи или пионы. Таким образом, в число сопровождающих образование зеркальных ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  частиц не входят многозарядные фрагменты с  $z > 2$  и  $A > 4$ , т.е. реакции (4.1) и (4.1') относятся к практически полному развалу ядра кислорода. Из приведенного выше перечня реакций видно, что попарно сравниваются характеристики каналов (4.1) и (4.1'), (4.2) и (4.2') и т.д., в которых количество нуклонов в многонуклонных фрагментах одинаково, однако их суммарный электрический заряд отличается на единицу.

Суммарное число событий в рассматриваемых реакциях (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') оказалось равным 730. Полное число событий в реакциях (4.1–4.4) с образованием ядра  ${}^3\text{He}$  оказалось равным 364, что практически совпадает с числом событий в реакциях (4.1'–4.4') с рождением ядра  ${}^3\text{H}$  – 366. Согласно изотопической инвариантности сильных взаимодействий такое совпадение можно было бы ожидать в случае, если бы в реакциях (4.1'–4.4') в качестве мишени вместо протона был бы нейтрон. По этой причине полученный результат является нетривиальным и указывает на независимость способа реализации реакций (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') от типа (заряда) нуклона возбуждающего ядро кислорода. Это было бы возможно в случае, когда протон-мишень не передает заряд ядру или многонуклонным фрагментам. Действительно, как было показано в работе [109; С. 6-9.], в более чем 99% случаев нейтрон, перезарядившийся в протон в реакции  $np \rightarrow pn$ , вылетает из ядра кислорода как однонуклонный фрагмент.

С другой стороны, совпадение полных чисел событий в реакциях (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') можно интерпретировать, исходя из  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода. В самом деле, поскольку сечения  $pp$ - и  $pn$ -взаимодействий при анализируемой энергии совпадают, то должны совпадать и вероятности образования ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  в результате выбивания протоном-мишенью нейтрона или протона  $\alpha$ -кластера.

#### §4.1. Средние множественности протонов-фрагментов, дейтронов, нейтронов и однозарядных частиц в реакциях с образованием зеркальных ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в каналах с различным числом $\alpha$ -частиц

В табл. 4.1 приведены средние суммарные заряды ( $Q$ ) фрагментов снаряда и средние множественности протонов-фрагментов  $\langle n_p \rangle$ , дейтронов  $\langle n_d \rangle$ , нейтронов  $\langle n_n \rangle$  в реакциях (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') при произвольном числе участвующих дейтронов.

**Таблица 4.1**

**Число событий ( $N_{\text{cob}}$ ), суммарный заряд ( $Q$ ) фрагментов снаряда и средние множественности протонов-фрагментов  $\langle n_p \rangle$ , дейтронов  $\langle n_d \rangle$ , нейтронов  $\langle n_n \rangle$  в каналах с выходом одного из зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в зависимости от числа ассоциированных  $\alpha$ -частиц ( $n_\alpha$ )**

$n_\alpha$	Реакция	$N_{\text{cob}}$	$Q$	Средняя множественность фрагментов		
				$\langle n_p \rangle$	$\langle n_d \rangle$	$\langle n_n \rangle$
0	4.1	64	$8.48 \pm 0.24$	$4.65 \pm 0.17$	$1.83 \pm 0.17$	$4.69 \pm 0.24$
1	4.2	151	$8.57 \pm 0.14$	$3.47 \pm 0.11$	$1.10 \pm 0.08$	$3.33 \pm 0.15$
2	4.3	132	$8.23 \pm 0.09$	$1.81 \pm 0.08$	$0.42 \pm 0.04$	$2.35 \pm 0.12$
3	4.4	17	$8.30 \pm 0.11$	$0.30 \pm 0.11$	0	$0.70 \pm 0.14$
0	4.1'	60	$7.97 \pm 0.21$	$5.16 \pm 0.15$	$1.81 \pm 0.13$	$4.22 \pm 0.21$
1	4.2'	153	$7.97 \pm 0.12$	$3.87 \pm 0.09$	$1.10 \pm 0.07$	$2.93 \pm 0.13$
2	4.3'	132	$7.94 \pm 0.09$	$2.49 \pm 0.07$	$0.45 \pm 0.05$	$1.61 \pm 0.10$
3	4.4'	21	$7.84 \pm 0.15$	$0.84 \pm 0.15$	0	$0.16 \pm 0.21$

Как видно из табл.4.1, в пределах статистических погрешностей числа событий в реакциях (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') с различным числом ассоциированных альфа-частиц  $n_\alpha$  попарно совпадают. Таким образом, во взаимодействиях протонов с ядрами кислорода наблюдается совпадение сечений выхода легких зеркальных ядер ( ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ) в каналах с различным числом ядер  ${}^4\text{He}$ . Из-за сохранения барионного заряда такое совпадение, по-видимому, обусловлено тем, что из-за равного количества нейтронов и протонов в ядре  ${}^4\text{He}$ , его образование одинаково сказывается на вероятностях выходов зеркальных ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$ .

Усредненные по реакциям (4.1–4.4) средние суммарные заряды фрагментов снаряда составляют  $8.42 \pm 0.05$ , а по реакциям (4.1'–4.4') –  $7.95 \pm 0.05$ . Это соотношение между зарядами в каналах с образованием зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  сохраняется и при рассмотрении каналов с различным числом сопровождающих  $\alpha$ -частиц – из табл.4.1 видно, что суммарные заряды фрагментов снаряда в реакциях (4.1–4.4) систематически выше зарядов в реакциях (4.1'–4.4'), указывая на преимущественную реализацию первых на нейтроне снаряда, а последних – на протоне ядра кислорода. На это также указывает систематическое превышение средней множественности  $\pi^+$ -мезонов ( $\pi^-$ -мезонов) (см. табл. 4.2) в реакциях с образованием ядер  ${}^3\text{H}$  ( ${}^3\text{He}$ ) над множественностью в реакциях с образованием ядер  ${}^3\text{He}$  ( ${}^3\text{H}$ ), связанное, по-видимому, с процессами неупругой перезарядки протона  $p \rightarrow n\pi^+$  (нейтрона  $n \rightarrow p\pi^-$ ). Из-за действия законов сохранения электрического и барионного зарядов в реакциях (4.1'–4.4') суммарные средние множественности дейтронов и протонов-фрагментов должны быть на единицу больше, чем в реакциях (4.1–4.4), в случае отсутствия различных зарядообменных процессов ( $p \rightarrow n\pi^+$ ,  $n \rightarrow p\pi^-$  и  $np \rightarrow pn$ ). В то же время, как видно из табл. 4.1, средние множественности дейтронов в рассматриваемых реакциях в пределах статистических погрешностей попарно совпадают. Усредненные по реакциям (4.1–4.4) средние множественности дейтронов составляют  $0.93 \pm 0.04$ , а по реакциям (4.1'–4.4') –  $0.92 \pm 0.04$ . Совпадение средних множественностей дейтронов в реакциях (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') можно интерпретировать следующим образом. Так как вероятность образования дейтрона пропорциональна числу протон-нейтронных пар, то протон-избыточность или нейтрон-избыточность сопутствующего ядра одинаково влияют на выход дейтронов. Убывание  $\langle n_d \rangle$  с числом ассоциированных  $\alpha$ -частиц обусловлено законом сохранения барионного заряда. Выход дейтронов в реакциях (4.4) и (4.4') не наблюдается. Это указывает на очень низкую вероятность реализации процесса подхвата протоном-мишенью нейтрона ядра кислорода в реакции (4.4) при

рассматриваемой нами энергии соударения. В реакции (4.4') образования дейтрона не происходит из-за отсутствия свободного нейтрона, т.к. все 8-нейтронов исходного ядра кислорода связаны в многонуклонных фрагментах.

**Таблица 4.2**

**Средние множественности протонов отдачи  $\langle n(p_{отд}) \rangle$ ,  $\pi^-$ -мезонов  $\langle n(\pi^-) \rangle$  и  $\pi^+$ -мезонов  $\langle n(\pi^+) \rangle$  в каналах с выходом одного из зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в зависимости от числа ассоциированных  $\alpha$ -частиц ( $n_\alpha$ ).**

$n_\alpha$	Реакция	Средняя множественность частиц		
		$\langle n(p_{отд}) \rangle$	$\langle n(\pi^-) \rangle$	$\langle n(\pi^+) \rangle$
0	4.1	0.45±0.05	0.48±0.07	0.59±0.08
1	4.2	0.52±0.04	0.63±0.05	0.56±0.05
2	4.3	0.64±0.04	0.49±0.05	0.54±0.05
3	4.4	0.72±0.12	0.24±0.10	0.24±0.10
0	4.1'	0.51±0.05	0.33±0.06	0.79±0.06
1	4.2'	0.58±0.04	0.37±0.04	0.70±0.06
2	4.3'	0.73±0.04	0.24±0.03	0.45±0.05
3	4.4'	0.78±0.15	0.27±0.09	0.61±0.12

Упомянутое совпадение средних множественностей дейтронов в рассматриваемых реакциях приводит к различным соотношениям значений средних множественностей протонов-фрагментов и нейтронов-фрагментов. Действительно, величина  $\langle n_p \rangle$  в реакциях (4.1'–4.4') с выходом нейтрон-избыточного ядра  ${}^3\text{H}$  систематически больше средних множественностей в реакциях (4.1–4.4) с образованием протон-избыточного ядра  ${}^3\text{He}$ . Однако разница этих множественностей меньше единицы, что указывает на заметный вклад вышеупомянутых зарядообменных процессов в образование протонов-фрагментов. Это находит зеркальное отражение в средних множественностях нейтронов-фрагментов  $\langle n_n \rangle$  с тем различием, что из-за зарядообменного процесса между протоном-мишенью и нейтроном ядра кислорода ( $np \rightarrow pn$ ) величина  $\langle n_n \rangle$  в реакциях (4.1–4.4) систематически меньше  $\langle n_p \rangle$  в реакциях (4.1'–4.4') как и в реакциях (4.1'–4.4') и (4.1–4.4).

В реакциях (4.1'–4.4') средняя множественность протонов отдачи  $\langle n(p_{отд}) \rangle$  больше, чем в реакциях (4.1–4.4), составляя соответственно  $0.63 \pm 0.02$  и  $0.56 \pm 0.02$ . Такое различие также обусловлено зарядообменным процессом между протоном-мишенью и нейтроном ядра кислорода ( $np \rightarrow pn$ ).

Эти обстоятельства в совокупности подтверждают высказанное выше предположение о том, что образование ядер  ${}^3\text{He}$  ( ${}^3\text{H}$ ) преимущественно происходит за счет выбивания одного нейтрона (протона)  $\alpha$ -кластера ядра кислорода.

Величины средней множественности протонов отдачи  $\langle n(p_{отд}) \rangle$  достигают своих предельных значений в реакциях (4.4) и (4.4'), соответствующих наиболее периферическим взаимодействиям, и минимальных значений в каналах с более сильным разрушением ядра кислорода в реакциях (4.1) и (4.1'). Иначе говоря, в первом случае происходит однократное соударение ядра кислорода с протоном-мишенью, а во втором случае – многократное.

Средние множественности нуклонов-фрагментов в событиях с образованием ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  в пределах статистических погрешностей совпадают, составляя, соответственно,  $6.00 \pm 0.06$  и  $5.93 \pm 0.06$ . Этот факт является следствием попарного совпадения количества событий и средних множественностей дейтронов в рассматриваемых реакциях (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') (см.табл. 4.1).

#### **§4.2. Средние множественности $\alpha$ -частиц, протонов-фрагментов, нейтронов и однозарядных частиц в реакциях с образованием зеркальных ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ в зависимости от числа ассоциированных дейтронов**

Интересно проверить, имеет ли место попарное совпадение относительных выходов зеркальных ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$  в рассматриваемых реакциях с разным числом дейтронов. Для анализа этой возможности в табл.

4.3 приведена зависимость числа событий в этих каналах от числа дейтронов, ассоциированных с выходом ядер  ${}^3\text{He}$  и  ${}^3\text{H}$ .

Как видно из этих данных, в пределах статистических погрешностей для реакций (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') при всех фиксированных значениях множественностей дейтронов числа событий попарно совпадают, т.е. полуинклюзивные парциальные сечения выхода рассматриваемых зеркальных ядер одинаковы. Очевидно также, что попарно совпадают и суммарные числа событий в рассматриваемых реакциях.

**Таблица 4.3**

**Число событий в реакциях (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') в зависимости от числа ассоциированных дейтронов ( $n_d$ ).**

Число дейтронов, $n_d$	Число событий в реакциях									
	4.1	4.1'	4.2	4.2'	4.3	4.3'	4.4	4.4'	4.1–4.4	4.1'–4.4'
0	7	7	47	44	86	83	17	21	157	155
1	22	20	62	64	43	45	0	0	127	129
2	20	21	34	39	3	4	0	0	57	64
$\geq 3$	15	12	8	6	0	0	0	0	23	18

Представляет интерес провести сравнительный анализ характеристик по суммарным ансамблям реакций (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') при фиксированных числах дейтронов. В табл. 4.4 представлены данные о средних множественностях протонов-, нейтронов-фрагментов и заряженных пионов в зависимости от числа сопутствующих дейтронов в суммарных ансамблях реакций (4.1–4.4) и (4.1'–4.4') в статистически обеспеченных каналах.

Для наглядности и установления характера зависимости средней множественности  $\alpha$ -частиц от числа дейтронов на рис. 4.1 приведены данные по зависимости средней множественности  $\alpha$ -частиц от числа дейтронов. Сплошными линиями на рис. 4.1 показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных в виде:

$$\langle n_\alpha \rangle = a + b \cdot n_d$$

со значениями параметров:  $a = 1.69 \pm 0.03$ ,  $b = -0.51 \pm 0.03$  для реакций (4.1–4.4) и  $a = 1.74 \pm 0.04$ ,  $b = -0.52 \pm 0.03$  для реакций (4.1'–4.4').

Таким образом, значения параметра наклона  $b$  в пределах статистических погрешностей совпадают для рассматриваемых реакций и оно очень близко к  $-0.5$ . Как видно из табл. 4.4 и рис. 4.1 средние множественности  $\alpha$ -частиц, попарно совпадая в суммарных ансамблях реакций (4.1–4.4) и (4.1'–4.4'), уменьшаются в среднем на  $0.5$  – отношения чисел нуклонов в дейтроне и  $\alpha$ -кластере – при увеличении числа дейтронов на единицу.

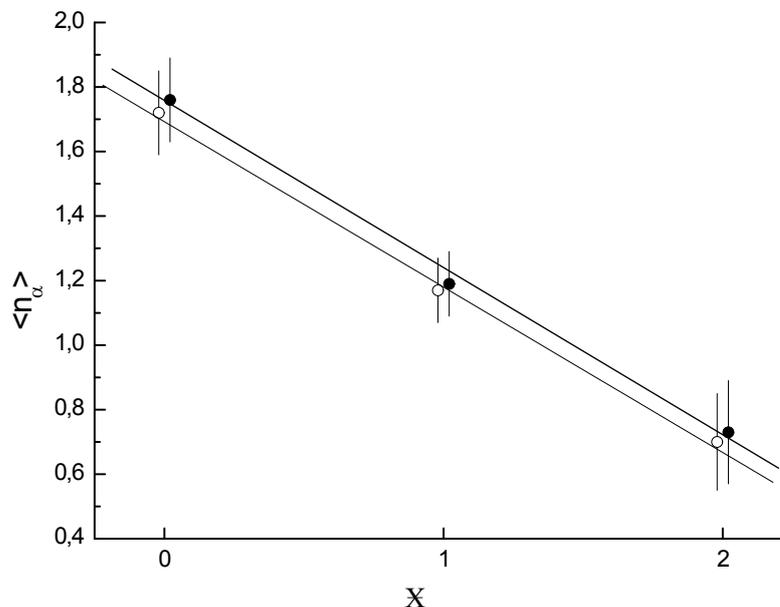
**Таблица 4.4**

**Средние множественности  $\alpha$ -частиц ( $\langle n_\alpha \rangle$ ), протонов- ( $\langle n_p \rangle$ ) и нейтронов-фрагментов ( $\langle n_n \rangle$ ),  $\pi^-$ -мезонов ( $\langle n(\pi^-) \rangle$ ) и  $\pi^+$ -мезонов ( $\langle n(\pi^+) \rangle$ ) в каналах с выходом одного из зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в зависимости от числа ассоциированных дейтронов ( $n_d$ ) в суммарных ансамблях реакций (4.1–4.4) и (4.1'–4.4')**

Число дейтронов, $n_d$	Средняя множественность				
	$\langle n_\alpha \rangle$	$\langle n_p \rangle$	$\langle n_n \rangle$	$\langle n(\pi^-) \rangle$	$\langle n(\pi^+) \rangle$
Реакции (4.1–4.4)					
0	1.72±0.13	2.84±0.14	3.29±0.20	0.57±0.04	0.58±0.05
1	1.17±0.10	2.96±0.10	3.38±0.14	0.52±0.05	0.50±0.04
2	0.70±0.15	3.14±0.17	3.05±0.23	0.20±0.09	0.21±0.10
Реакции (4.1'–4.4')					
0	1.76±0.13	3.32±0.14	2.64±0.20	0.29±0.05	0.58±0.05
1	1.19±0.10	3.50±0.11	2.72±0.15	0.31±0.04	0.59±0.05
2	0.73±0.17	3.53±0.19	2.54±0.27	0.18±0.10	0.40±0.10

Средние множественности протонов- и нейтронов фрагментов в обеих группах реакций в пределах статистических погрешностей не зависят от числа ассоциированных дейтронов, причиной чего, по-видимому, является линейное уменьшение средних множественностей  $\alpha$ -частиц с числом дейтронов. Существование линейной зависимости среднего числа  $\alpha$ -частиц от числа дейтронов указывает, по-видимому, на то, что значительная часть дейтронов образуется в результате разрушения  $\alpha$ -кластеров ядра кислорода. Действительно, как было показано в [106; С.648-655.], вклад механизма

слияния протонов и нейтронов в инклюзивное сечение образования дейтронов составляет  $18.0 \pm 0.01\%$ .



**Рис. 4.1. Зависимость среднего числа  $\alpha$ -частиц от числа дейтронов в реакциях (4.1–4.4) (○) и (4.1'–4.4') (●).**

Таким образом, характер зависимости средней множественности  $\alpha$ -частиц от числа дейтронов в совокупности с независимостью средней множественности нуклонов от них можно рассматривать как аргумент в пользу того, что  $\alpha$ -кластерная структура ядра  $^{16}\text{O}$  проявляет себя при высоких энергиях.

Средние множественности  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов в суммарных ансамблях реакций (4.1–4.4) попарно совпадают, что дополнительно указывает на преимущественное взаимодействие протона-мишени с нейтроном ядра, в котором ожидается зарядовая симметрия образования  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ - мезонов в процессах перезарядки протона и нейтрона. В реакциях же (4.1'–4.4') средние множественности  $\pi^-$ - и  $\pi^+$ -мезонов различаются почти вдвое, что свидетельствует о преимущественной реализации перезарядки протонов мишени и снаряда.

### §4.3. Совместное образование зеркальных ядер ( $^3\text{H}$ , $^3\text{He}$ ) и $^2\text{H}$

Анализ совместного образования трех фрагментов –  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  показал, что числа событий в каналах без образования  $\alpha$ -частицы, т.е. в топологии (2), в пределах статистических погрешностей совпали с числом событий в канале (22), т.е. с образованием одной  $\alpha$ -частицы, и оказались равными 26 и 30, соответственно. Хотя экспериментально обнаружено 19 событий в канале  ${}^{16}\text{O}p \rightarrow {}^2\text{H} + {}^3\text{He} + {}^3\text{H} + X$ , событий со слиянием протона и нейтрона в дейтрон не наблюдается, т.е. канал развала ядра кислорода  ${}^{16}\text{O}^* \rightarrow {}^2\text{H} + {}^3\text{He} + {}^3\text{H} + {}^2\text{H}$  реализуется с малой вероятностью при  $\alpha$ -кластерной структуре ядра  ${}^{16}\text{O}$ . В выше приведенной реакции  $X$  означает одну из физически возможных трехнуклонных систем  $(p + n) + p_{om\delta}$ ,  $(p + p) + n_{om\delta}$ , или  $(p + p + \pi^-) + p_{om\delta}$ ,  $(p + p + \pi^-) + (n_{om\delta} + \pi^+)$ ,  $(n + \pi^+ + n) + p_{om\delta}$ ,  $(n + \pi^+ + n) + (n_{om\delta} + \pi^+)$ ,  $(n + \pi^+ + p + \pi^-) + p_{om\delta}$ ,  $(p + n) + (n_{om\delta} + \pi^+)$  и  $(n + \pi^+ + p + \pi^-) + (n_{om\delta} + \pi^+)$ . Здесь в отдельные скобки взяты продукты распада ядра-снаряда и мишени. Мы не рассматриваем процессы с образованием нейтральных пионов, так как их образование никак не влияет на зарядовый состав рассматриваемых нами трехнуклонных систем. Формально в большинстве перечисленных конечных трехнуклонных систем имеются  $pn$ -пары, на основе которых потенциально мог бы сформироваться дейтрон. Однако этого не происходит либо из-за сильного различия импульсов этих нуклонов, либо из-за их образования в разных по времени актах многократного перерасеяния протона-мишени на нуклонах ядра кислорода или в результате взаимодействия выбитого в первом соударении нуклона с одним из нуклонов исходного ядра. Таким образом, предполагая, что ядра  ${}^3\text{H}$  ( ${}^3\text{He}$ ) образуются за счет выбивания протона (нейтрона) из  $\alpha$ -кластера, которые далее могут слиться в дейтрон, факт отсутствия в конечном состоянии дейтронов можно считать аргументом, указывающим на то, что дейтрон не формируется из протона и нейтрона двух разных  $\alpha$ -кластеров, на базе которых образовались ядра  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ .

#### **§4.5. Сравнительный анализ образования многонуклонных систем и ядер с участием зеркальных ядер ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$**

Сравнительный анализ образования многонуклонных систем и ядер с участием зеркальных ядер в непериферических взаимодействиях частиц и ядер с ядрами при высоких энергиях позволяет получить информацию о влиянии структуры исходных фрагментирующих ядер и промежуточных многонуклонных состояний, а также зарядообменных процессов между снарядом и мишенью на состав и выход конечных продуктов реакции.

Ранее в работе [111; С.1-5] было исследовано образование 6- и 7-нуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при  $3.25 \text{ A ГэВ}/c$  и была установлена доминирующая роль  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода в формировании многонуклонных систем и ядер с массовыми числами  $A \leq 7$ . Один из интересных результатов этой работы – обнаружение попарного совпадения сечений каналов с выходом зеркальных ядер ( $^3\text{He}$ ,  $^3\text{H}$  и  $^7\text{Be}$ ,  $^7\text{Li}$ ) и многонуклонных зеркальных систем ( $^4\text{He} + ^3\text{He}$ ,  $^4\text{He} + ^3\text{H}$ ,  $^3\text{He} + ^2\text{H} + ^2\text{H}$ ,  $^3\text{H} + ^2\text{H} + ^2\text{H}$ ).

Был выполнен сравнительный анализ средних множественностей различных типов частиц и ядер с массовыми числами  $A \leq 4$ , ассоциированных с выходом одного зеркального ядра  $^3\text{He}$  или  $^3\text{H}$  при различных множественностях  $\alpha$ -частиц в реакции.

Также был проведен сравнительный анализ средних множественностей различных типов частиц и фрагментов с  $A \leq 4$ , в полуинклюзивных реакциях с участием одного из зеркальных ядер  $^3\text{He}$  или  $^3\text{H}$  в зависимости от числа  $\alpha$ -частиц в событии:



Здесь  $X$  означает однозарядный фрагмент с  $A \leq 2$ , протон-отдачи или пион, т.е. другие возможные каналы с образованием фрагментов сопровождения с массовыми числами  $A \geq 2$  не рассматривались. Принятое обозначение  $k$  имеет смысл числа  $\alpha$ - частиц, ассоциированных с рождением одного из зеркальных ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$ , и принимает значения 0-3.

В отличие от [117; С.349-353.], где изучались равновеликие по числу нуклонов системы, в данном разделе рассмотрены реакции (4.5) и (4.6) с образованием одного зеркального трехнуклонного ядра при различных числах  $\alpha$ -частиц. Суммарное число событий по реакциям (4.5) и (4.6) оказалось практически совпадающим и равным соответственно 362 и 352. Согласно изотопической инвариантности сильных взаимодействий, такое совпадение можно было бы ожидать в случае, если в реакциях (4.5) в качестве мишени вместо протона был бы нейтрон. По этой причине полученный результат нетривиальный и указывает на независимость способа реализации анализируемых реакций от типа (заряда) нуклона, возбуждающего ядро кислорода. Это возможно в случае, когда протон-мишень не передает заряд ядру или многонуклонным фрагментам. Действительно, как показано, в более чем 99% случаев нейтрон, перезарядившийся в протон в реакции  $p \rightarrow p$ , вылетает из ядра кислорода как однонуклонный фрагмент.

Были изучены средние множественности однозарядных (p,d) ядер, протонов-отдачи и заряженных пионов, ассоциированных с образованием зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  (табл. 4.5), при различных числах  $\alpha$ -частиц (зарядах системы). Выходные каналы реакций (4.5) и (4.6) можно рассматривать как зеркальные. В табл. 4.5 приведены попарно характеристики фиксированных по числу (заряду) нуклонов многонуклонных систем с различным числом  $\alpha$ -частиц с одним из зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  или  ${}^3\text{He}$ .

**Таблица 4.5**

**Заряд фиксированной системы и средние множественности протонов – дейтронов-фрагментов, протонов отдачи, а также заряженных пионов, ассоциированных с образованием легких зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25А ГэВ/с**

Тип системы	$N_{\text{собр}}$	$Z_e$ систем	p	d	$p_{\text{rec}}$	$\pi^+$	$\pi^-$
${}^3\text{H}$	60	1	$5.14 \pm 0.17$	$1.80 \pm 0.13$	$0.57 \pm 0.06$	$0.82 \pm 0.10$	$0.33 \pm 0.06$
${}^3\text{He}$	62	2	$4.63 \pm 0.17$	$1.81 \pm 0.13$	$0.42 \pm 0.06$	$0.62 \pm 0.09$	$0.48 \pm 0.07$

${}^3\text{H}+{}^4\text{He}$	160	3	$3.87\pm 0.10$	$1.20\pm 0.07$	$0.56\pm 0.04$	$0.74\pm 0.06$	$0.37\pm 0.04$
${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$	152	4	$3.41\pm 0.10$	$1.14\pm 0.07$	$0.51\pm 0.04$	$0.56\pm 0.05$	$0.62\pm 0.05$
${}^3\text{H}+2{}^4\text{He}$	120	5	$2.60\pm 0.08$	$0.48\pm 0.05$	$0.67\pm 0.04$	$0.49\pm 0.05$	$0.24\pm 0.04$
${}^3\text{He}+2{}^4\text{He}$	121	6	$1.85\pm 0.08$	$0.44\pm 0.05$	$0.64\pm 0.04$	$0.57\pm 0.05$	$0.50\pm 0.05$
${}^3\text{H}+3{}^4\text{He}$	22	7	$0.88\pm 0.13$	0	$0.73\pm 0.09$	$0.66\pm 0.12$	$0.27\pm 0.09$
${}^3\text{He}+3{}^4\text{He}$	17	8	$0.24\pm 0.10$	0	$0.59\pm 0.12$	$0.35\pm 0.11$	$0.18\pm 0.09$

Наблюдается попарное совпадение числа событий (вероятности) в реакциях (4.5) и (4.6) с выходом различного числа  $\alpha$ -частиц. Отсюда следует, что вероятность реализации каналов с образованием различного числа  $\alpha$ -частиц определяется только числом нуклонов многонуклонной системы и не зависит от типа зеркального ядра.

Как видно из табл. 4.5, что и ожидалось из-за закона сохранения барионного числа и электрического заряда, с ростом числа нуклонов(заряда) фиксированной системы средние множественности протонов-, дейтронов-фрагментов уменьшаются.

Средние множественности протонов-отдачи в каналах с образованием зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  больше, чем в каналах с рождением зеркального ядра  ${}^3\text{He}$ . Это, видимо, связано с типом первичного соударения протона-мишени с нуклонами ядра кислорода – с протоном или нейтроном. Как показано в [114; С. 432-437.], образование зеркального ядра  ${}^3\text{H}$  в  $\approx 70\%$  случаев происходит за счет взаимодействия протона-мишени с протоном ядра кислорода, тогда как рождение зеркального ядра  ${}^3\text{He}$  – за счет взаимодействия с нейтроном. В последнем случае появляется дополнительный канал передачи заряда протона-мишени нейтрону ядра кислорода ( $np \rightarrow pn$ ). Практически для всех фиксированных систем средние множественности  $\pi^+$ -мезонов превышают таковые для  $\pi^-$ -мезонов, что связано с дополнительным вкладом протона-мишени в их образование.

Как установлено (см. табл.4.6) средние множественности дейтронов и  $\alpha$ -частиц системы в пределах статистических погрешностей попарно совпадает для реакциях (4.5) и (4.6), т.е. вероятность образования этих ядер не зависит от типа зеркального ядра ( ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ). Из-за равенства числа

протонов и нейтронов в этих ядрах протоно- и нейтроноизбыточность остаточного ядра одинаково сказывается на вероятности их образования.

Наблюдаемые различия в средних множественностях остальных рассматриваемых протонов фрагментов и других частиц связаны с особенностями зарядообменных процессов между протоном-мишенью и нуклонами ядра кислорода [119; С.1-5.]. Как указывалось, основная часть протоно(нейтроно)-избыточного ядра  ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$  происходит за счет взаимодействия протона-мишени с нейтроном (протоном) ядра кислорода.

**Таблица 4.6**

**Средние множественности различных типов частиц и ядер, ассоциированных с образованием легких зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.**

Тип частицы	Тип триггера	
	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$
${}^1\text{H}$	$3.41 \pm 0.07$	$2.92 \pm 0.08$
${}^2\text{H}$	$0.92 \pm 0.05$	$0.89 \pm 0.04$
${}^4\text{He}$	$1.35 \pm 0.04$	$1.31 \pm 0.04$
$p_{\text{rec}}$	$0.61 \pm 0.02$	$0.54 \pm 0.02$
$\pi^+$	$0.67 \pm 0.03$	$0.56 \pm 0.03$
$\pi^-$	$0.31 \pm 0.02$	$0.53 \pm 0.03$

Таким образом, реакции (4.5) происходят преимущественно во взаимодействиях протона-мишени с протоном ядра кислорода, в то время как реакции (4.6) – за счет взаимодействия протона-мишени с нейтроном снаряда. Наблюдаемые корреляции выхода заряженных пионов и типа зеркальных ядер также обусловлены асимметрией первичного акта соударения протона-мишени с нуклонами ядра кислорода.

Интересной характеристикой изучаемых реакций с образованием одного зеркального ядра  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  является среднее значение полного заряда всех барионов, участвующих в рассматриваемых реакциях. Оно оказалось равным  $8.64 \pm 0.09$  и  $8.97 \pm 0.09$ , соответственно, для реакций (4.5) и (4.6). Видно, что для реакции (4.6) процессы неупругой перезарядки нуклонов  $p \rightarrow n + \pi^+$ ,  $n \rightarrow p + \pi^-$ ,  $pn \rightarrow pn$ , происходят практически с одинаковой

вероятностью, в то время как в реакции (4.5) преобладает процесс  $p \rightarrow n + \pi^+$  над процессом  $n \rightarrow p + \pi^-$ . Разница в зарядах изучаемых реакций компенсируется за счет разности множественности  $\pi^+$ - и  $\pi^-$ -мезонов, которая составляет  $0.36 \pm 0.04$  для реакции (4.17) и  $0.03 \pm 0.04$  для реакции (4.6). Таким образом, уносимый заряженными пионами заряд в реакции (4.5) на  $0.33 \pm 0.04$  больше, чем в реакции (4.6).

Так как средние множественности дейтронов, как и  $\alpha$ -частиц, оказались независимыми от типа зеркального ядра, то интересно исследовать, имеет ли место такая закономерность при наличии в рассматриваемых каналах хотя бы одного дейтрона. В табл.4.7 приведено число событий с образованием хотя бы одного дейтрона при различной множественности ядер  ${}^4\text{He}$  в реакциях (4.5) и (4.6).

Как установлено, также наблюдается попарное совпадение числа событий в реакциях (4.5) и (4.6) с выходом различного числа  $\alpha$ -частиц и не менее одного дейтрона. В случае образования трех  $\alpha$ -частиц для обоих типов реакций не наблюдается образования дейтрона. В случае образования трех  $\alpha$ -частиц и ядра  ${}^3\text{He}$  (реакция (4.6)) можно ожидать рождения одного дейтрона, при реализации реакции подхвата нейтроном снаряда протона-мишени. Однако, из-за большой разницы в их импульсах, видимо, такая реакция не происходит.

**Таблица 4.7**

**Число событий, в зависимости от множественности ядер  ${}^4\text{He}$  в реакциях (4.17) и (4.18) с образованием не менее одного дейтрона.**

Тип системы	${}^3\text{H}$	${}^3\text{H}+{}^4\text{He}$	${}^3\text{H}+2{}^4\text{He}$	${}^3\text{H}+3{}^4\text{He}$
Число событий	53	124	54	0
Тип системы	${}^3\text{He}$	${}^3\text{He}+{}^4\text{He}$	${}^3\text{He}+2{}^4\text{He}$	${}^3\text{He}+3{}^4\text{He}$
Число событий	55	119	52	0

Таким образом, можно, полагать, что множественности  $\alpha$ -частиц и дейтронов при развале ядра кислорода на многонуклонные системы с

образованием одного из зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  не зависят от типа зеркального ядра, а вероятности таких реакций определяются количеством нуклонов в системе. Независимость вероятности образования многонуклонных систем от типа зеркального ядра связана с тем обстоятельством, что в образовании многонуклонных ядер заряд протона-мишени не участвует.

### Выводы по IV главе

В заключение данной главы приведем основные выводы по результатам анализа характеристик полуинклюзивных реакций с образованием легких зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  в ассоциации с выходом различного числа  $\alpha$ -частиц и дейтронов в  ${}^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25 \text{ A ГэВ}/c$ .

1. Во взаимодействиях протонов с ядрами кислорода установлено попарное совпадение чисел событий с образованием легких зеркальных ядер ( ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ) в каналах с различным числом ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^2\text{H}$ .

2. Установлена независимость средних множественностей протонов- и нейтронов-фрагментов от числа ассоциированных дейтронов, указывающая на то, что значительная часть дейтронов в рассматриваемых каналах образуется за счет разрушения  $\alpha$ -кластеров ядра кислорода.

3. На основе анализа каналов совместного образования фрагментов  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  получено указание на то, что дейтрон не формируется из протона и нейтрона двух разных  $\alpha$ -кластеров, на базе которых образовались эти ядра.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведем основные выводы по результатам исследования образования многонуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с:

1. Впервые определены инклюзивные и полуинклюзивные сечения образования 6- и 7-нуклонных систем и ядер. Получено указание на существенную роль  $\alpha$ -кластерной структуры ядра кислорода в формировании конечных многонуклонных ядер с  $A \leq 7$  и законов сохранения электрического и барионного зарядов, что подтверждается рядом фактов, в числе которых существенное превышение сечений каналов 6- и 7-нуклонных систем с образованием  $\alpha$ -частиц над сечениями каналов без их образования.

2. Характеристики частиц, сопровождающих образование 6- и 7-нуклонных систем и ядер, определяются в основном суммарным массовым числом и зарядом конечного многонуклонного состояния и не зависят от того, является ли оно возбужденным ядром или составным состоянием двух или трех ядер с тем же суммарным массовым числом  $A$ .

3. Выполнено систематическое сопоставление экспериментальных данных с предсказаниями КФИМ и показано, что модель недооценивает сечения образования как 6-, так и 7-нуклонных систем и ядер. В КФИМ образование протоноизбыточных систем и ядер преобладает над сечением выхода нейтроноизбыточных, что обусловлено участием заряда протона-мишени в процессах формирования многонуклонных систем и ядер.

4. Инклюзивные сечения образования зеркальных ядер  $^7\text{Li}$  и  $^7\text{Be}$  в  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон совпадают. При этом различие в зарядах этих ядер, как и в случае образования 6- и 7-нуклонных систем, в основном компенсируется дополнительным образованием протонов. Заряд протона-мишени практически не передается ядрам сопровождения с массовыми числами  $A = 2-4$ . Средние множественности нейтронно-фрагментов находятся в разумном согласии с множественностями протонно-

фрагментов с учетом передачи заряда протона-мишени нейтронам фрагментирующего ядра и процессов неупругой перезарядки нуклонов.

5. Совпадение средних множественностей нуклонов (суммарная средняя множественность протонов- и нейтронов-фрагментов) и ядер сопровождения с  $A = 2-4$  в каналах образования зеркальных ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$ , а также средних значений кинематических характеристик этих ядер позволяет сделать вывод о близости физических условий формирования этих зеркальных ядер и одинаковой степени дезинтеграции ядра-снаряда.

6. Хотя выход протоноизбыточных или нейтроноизбыточных ядер коррелирован с зарядом пиона в реакции, однако среднее число связанных нуклонов во фрагментах сопровождения с  $A=2-3$  от него не зависит. Средние множественности заряженных пионов также не зависят от типа рассмотренных многонуклонных систем.

7. Во взаимодействиях протонов с ядрами кислорода в каналах с различным числом ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^2\text{H}$  установлено попарное совпадение чисел событий (полуинклюзивных сечений) с образованием легких зеркальных ядер ( ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ ).

8. В каналах с образованием различного числа ядер  ${}^4\text{He}$  и  ${}^2\text{H}$  установлена независимость средних множественностей протонов- и нейтронов-фрагментов от числа ассоциированных дейтронов, указывающая на то, что значительная часть дейтронов в рассматриваемых каналах образуется за счет разрушения  $\alpha$ -кластеров ядра кислорода.

9. На основе анализа каналов совместного образования фрагментов  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$  получено указание на то, что дейтрон не формируется из протона и нейтрона двух разных  $\alpha$ -кластеров, на базе которых образовались эти ядра.

10. Показано, что образование зеркальных ядер  ${}^3\text{He}({}^3\text{H})$  и  ${}^7\text{Be}({}^7\text{Li})$  преимущественно происходит за счет выбивания одного нейтрона (протона)  $\alpha$ -кластера ядра кислорода.

В заключение, мне приятно выразить искреннюю благодарность моему научному руководителю доктору физико-математических наук, профессору Олимову К. за постановку задачи, многочисленные и полезные обсуждения и за эффективное руководство процессом подготовки диссертации.

Считаю своим приятным долгом поблагодарить доктора физико-математических наук, профессора кафедры общей физики Джизакского Госпединститута им. А.Кадыри Р.Н. Бекмирзаева за поддержку и развитие научного направления по релятивистской ядерной физике, и содействие в открытии отдела аспирантуры при ДжГПИ, постоянный интерес к выполнению настоящей диссертационной работы.

Выражаю глубокую благодарность профессору, д.ф.-м.н. Лутпуллаеву С.Л., профессору Юлдашеву А.А. и к.ф.-м.н. В.И. Петрову за консультации и за помощь при выполнении настоящей диссертационной работы, а также за постоянное внимание и поддержку.

Я рад выразить свою искреннюю благодарность сотрудникам Лаборатории физики высоких энергий ФТИ НПО «Физика-Солнце» АН РУз Фазылову М., Тулягановой М., Алимовой М., Олимову Х.К. за помощь в наборе и обработке экспериментального материала.

## СПИСОК ОПУБЛИКОВАННЫХ РАБОТ

### I часть

1. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Олимов Х.К., Петров В.И., Юлдашев А.А., Глаголев В.В., Шеркулов У.Д. Образование многонуклонных систем и ядер с массовыми числами 6 и 7 в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон// Ядерная Физика\_72 \_2009\_№4\_Москва\_636-639С. (№1 импакт фактор ИФ=0.407)

2. Олимов К., Глаголев В.В., Лутпуллаев С.Л., Курбанов А., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Образование зеркальных ядер  $^7\text{Li}$  и  $^7\text{Be}$  в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика\_74\_2011\_№2 \_Москва\_286-289С. (№1 импакт фактор ИФ=0.407) (Olimov K., Glagolov V.V., Lutpullaev S.L., Kurbanov A., Olimov A.K., Petrov V.I. and Yuldashev A.A.. Production of mirror nuclei  $^7\text{Li}$  and  $^7\text{Be}$  in  $^{16}\text{O}p$  interactions at a momentum of 3.25 GeV/c per nucleon// Physics of atomic nuclei\_2011\_Vol 74\_ №2\_ 268-271p.)

3. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Гулямов К.Г., Курбанов А., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Образование фрагментов с массовыми числами  $A \leq 4$  во взаимодействиях ядер кислорода с протонами при импульсе 3.25 А ГэВ/с//Журнал-“ДАН РУз”\_2011г\_№1\_Ташкент\_35-37С(01.00.00. №7)

4. Олимов К., Глаголев В. В., Гуламов К. Г., Курбанов А., Лутпуллаев С. Л., Олимов А.К., Петров В. И., Юлдашев А.А.. Развал ядра кислорода на легкие фрагменты с массовыми числами  $A \leq 4$  в  $^{16}\text{O}p$ - взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с//Ядерная физика\_75\_2012\_№4\_ Москва\_432–437С.(№1 импакт фактор ИФ=0.407)

5. Олимов К., Гуламов К. Г., Курбанов А., Лутпуллаев С. Л., Петров В.И., Юлдашев А.А.. Корреляция выхода легких зеркальных ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$  и дейтронов в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе 3.25 А ГэВ/с//Журнал “ДАН РУз”,\_2012\_№1\_ Ташкент\_34-37С(01.00.00. №7).

6. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С. Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. акад. АН РУз. Юлдашев Б.С. Образование зеркальных семинуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}p$ - соударениях при 3.25 А ГэВ/с//Журнал “ДАН РУз”\_2013\_ №6\_ Ташкент\_28-29С(01.00.00. №7).

7. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С. Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. акад. АН РУз. Юлдашев Б.С. Образование шестинуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. Ядерная физика 77\_2014\_ №3\_ Москва\_ С.349-353 (№1 импакт фактор ИФ=0.407); ( Olimov K., Glagolov V.V., Gulamov K.G., Kurbanov A., Lutpullaev S.L., Olimov A.K., Petrov V.I. and Yuldashev A.A. Formation of six-nucleon systems and nuclei in  $^{16}\text{O}p$  collisions at a momentum of 3.25 GeV/c per nucleon, Physics of atomic nuclei 2014\_Vol 77\_ №3\_ 325-329p.)

8. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А., акад. АН РУз. Юлдашев Б.С. Сравнительный анализ образование многонуклонных систем и ядер с участием зеркальных ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$  в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с//Журнал “ДАН РУз”\_2014\_ №3\_ Ташкент\_34-37С (01.00.00. №7)

9. Юлдашев Б.С., Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Каршиев Д.А., Курбонов А.Р., Тожимаматов Ш.Д., Дусмурадов Э.Э., Турдиев Б.Р., Асланов Б.А., Т.Б.Файзиев Процессы образования ядер  $^7\text{Be}$  и системы  $(\alpha+^3\text{He})$  в каналах с выходом  $\alpha$ -частиц в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с //Узбекский физический журнал\_Ташкент\_2018\_ № 5\_ 120-123С (01.00.00.№5)

## II часть

10. Олимов Х.К., Саттаров А., Курбанов А. «Кореляционные эффекты в образовании стабильных изотопов с числом нуклонов 2-7 в  $^{16}\text{O}p$ -взаимодействиях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон»// «Табиий фанларнинг долзарб муаммолари» республика ёш олимлар илмий амалий анжумани материаллари тўплами\_2008 й\_Самарқанд\_б.92-93.

11. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Курбанов А., Олимов А.К., Петров В. И., Юлдашев А.А. «Развал ядер  $^{16}\text{O}$  с импульсом 3.25 А ГэВ/с во взаимо-

действиях с протонами на легкие фрагменты с  $A=3$  и  $4$ »// в трудах конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики», посвященной 80-летию академика М.С. Саидова\_24-25 ноября 2010\_г Ташкент\_ с.35-36.

12. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Юлдашев А.А. Образование многонуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25\text{A}$  ГэВ/с//The VIII International Conference\_2012\_г Ташкент\_p.31-33.

13. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Юлдашев А.А. Корреляция выхода легких зеркальных ядер  $^3\text{He}$  и  $^3\text{H}$  и дейтронов в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при импульсе  $3.25\text{ A}$  ГэВ/с//The VIII International Conference\_2012\_p.33-35.

14. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Юлдашев А.А. Average multiplicities of fragments with  $A\leq 3$ , associated with formation of 6- and 7-nucleon systems and nuclei in  $^{16}\text{O}p$ -collisions at  $3.25\text{ A}$  GeV/c//International Conference, “Nuclear science and its application”\_2012\_ Samarkand, Uzbekistan\_p.118-120.

15. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Юлдашев А.А. Cross-sections of semi-inclusive channels with formation of 6- and 7-nucleon systems and nuclei in  $^{16}\text{O}p$ -reactions at  $3.25\text{ A}$  GeV/c//International Conference, “Nuclear science and its application”\_2012\_ Samarkand, Uzbekistan\_p.128-129.

16. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Юлдашев А.А. Correlations of yield of  $\alpha$ -particles, deuterons and light fragments with mass numbers  $A\leq 4$  in  $^{16}\text{O}p$ -reactions at  $3.25\text{ A}$  GeV/c//International Conference, “Nuclear science and its application”\_2012\_ Samarkand, Uzbekistan\_p.140-141.

17. Олимов К., Курбанов А., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Образование шестинуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}p$ -соударениях при  $3.25\text{ A}$  ГэВ/с//9-я международная конференция Ядерная и радиационная физика\_2013\_ Алматы\_Казахстан\_143-145С.

18. Олимов К., Курбанов А., Петров В. И., Юлдашев А.А. Образование шестинуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}p$ - соударениях при  $3.25\text{ A}$  ГэВ/с//В

трудах международная конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» посвященной 70-летию ФТИ НПО «Физика- Солнце»\_2013\_Тошкент\_20-22.

19. Курбанов А., Петров В. И., Юлдашев А.А. Образование семинуклонных систем и ядер в  $^{16}\text{O}p$ - соударениях при 3.25 А ГэВ/с//В трудах международная конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» посвященной 70-летию ФТИ НПО «Физика- Солнце»\_2013\_Тошкент\_22-23.

20 Олимов К., Петров В. И., Юлдашев А.А. Сравнительный анализ каналов инклюзивного образования ядер дейтрона и трития в  $^{16}\text{O}p$ - соударениях при 3.25А ГэВ/с// В трудах международная конференции «Фундаментальные и прикладные вопросы физики» посвященной 100-летию Академика С.А. Азимова, \_2014\_Ташкент\_18С.

21. Olimov K., Kurbanov A.R., Shukurov A.Kh. Charged pions and light fragments production in  $^{16}\text{O}p$ -collisions at 3.25 А GeV/c//New Trends of Development Fundamental and Applied Physics: Problems, Achievements and Prospects \_November 10-11\_2016\_Ташкент\_p. 61-62.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. ALICE Collaboration (Aamodt K. *et al.*) Elliptic Flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV // Phys. Rev. Lett. – American Physical Society (USA), 2010. – Vol. 105. – id.252302. – p. 252302-1.
2. ALICE Collaboration (Aamodt K. *et al.*) Suppression of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Central Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{nn}}=2.76$  TeV // Phys. Lett. B. – Elsevier (Holland), 2011. – Vol. 696. – pp. 30-39.
3. ALICE Collaboration (Abelev B. *et al.*) J/Ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{nn}}=2.76$  TeV // Phys. Rev. Lett. – American Physical Society (USA), 2012. – Vol. 109. – id.072301. p. 072301-1.
4. ATLAS Collaboration (Aad G. *et al.*) Observation of a Centrality-Dependent Dijet Asymmetry in Lead-Lead Collisions at  $\sqrt{s_{nn}}=2.77$  TeV with the ATLAS Detector at the LHC // Phys. Rev. Lett. – American Physical Society (USA), 2010. – Vol. 105. – id.252303. – p. 252303-1.
5. CMS Collaboration (Chatrchyan S. *et al.*) Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at nucleon-nucleon center-of-mass energy = 2.76 TeV // Phys. Rev. C. – American Physical Society (USA), 2011. – Vol. 84. – id.024906. – p. 024906-1.
6. BRAHMS Collaboration (Arsene I. *et al.*) Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? The Perspective from the BRAHMS experiment // Nucl. Phys. A. – Elsevier (Holland), 2005. – Vol. 757. – pp. 1-27.
7. PHENIX Collaboration (Adcox K. *et al.*) Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus-nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration // Nucl. Phys. A. – Elsevier (Holland), 2005. – Vol. 757. – pp. 184-283.

8. Back B., Backer M., Ballintijn M., Barton D., Becker B. The PHOBOS perspective on discoveries at RHIC // Nucl. Phys. A. – Elsevier (Holland), 2005. – Vol. 757. – pp. 28-101.
9. STAR Collaboration (Adams J. *et al.*) Experimental and theoretical challenges in the search for quark gluon plasma: The STAR Collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions // Nucl. Phys. A. – Elsevier (Holland), 2005. – Vol. 757. – pp. 102-183.].
10. Чувильский Ю.М. Кластерная радиоактивность.// М.: Изд-во МГУ, 1997. 166 с.
11. Лепехин Ф.Г. Фрагментация релятивистских ядер.// Препринт ПИЯФ-1885, Гатчина, 1993, с. 33.
12. Лепехин Ф.Г. Партонная картина фрагментации релятивистских ядер.// Материалы XXXI Зимней школы ПИЯФ, Репино, 1997, с 315-348.
13. Лепехин Ф.Г. Множественное рождение частиц в адрон-ядерных взаимодействиях и фрагментация релятивистских ядер в ядерных фотоэмульсиях// диссертация на соискание степени доктора ф.м.н. 2000, с. 172. Part 1, Gatchina с.165-166.
14. Замятнин Ю.С., Михеев В. Л., Третьякова С.П. и др. Кластерная радиоактивность – достижения и перспективы: Эксперимент и теория // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1990.Т. 21, вып. 2. С. 537-542.
15. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. Оптические потенциалы составных частиц и классификация распадов с испусканием тяжелых кластеров // Ядерная Физика. – Москва 1990. Т. 51, вып. 1. С. 50-61.
16. Кадменский С.Г., Кургалин С.Д., Фурман В.И., Чувильский Ю.М. Полуэмпирический метод анализа относительных вероятностей спонтанной эмиссии тяжелых кластеров // Ядерная Физика. – Москва 1993. Т. 56, вып. 8. С. 80-85.
17. Замятнин Ю.С., Кадменский С.Г., Кургалин С.Д. и др. Где искать новые примеры кластерного распада? // Ядерная Физика. – Москва 1994. Т. 57,

вып. 11. С. 1981-1995.

18. Bradnova V. et al. Beryllium (Boron) Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation// Ядерная физика. – Москва, 2006. – т.66, №3. – С.1694-1698.
19. Bradnova V. et al. Nuclear Clustering Quest in Relativistic Multifragmentation//Few-Body Systems.–Springer (Austria), 2008. – vol.14. – pp. 241-244
20. Bradnova V. et al. Nuclear Clustering in Processes of Relativistic Multifragmentation // Nuclear Physics A.–Esevier (North-Holland), 2008. – vol. 734. – pp. E92-E95.
21. Bradnova V. et al. Studies of Light Nucleus Clustering in Relativistic Multifragmentation Processes// Acta Physica Slovaca. – Slovenska Akademia Vied (Slovakia), 2009. vol. 54, N 4. pp. 351-365,
22. Адамович М.И. и др. Взаимодействие релятивистских ядер  ${}^6\text{Li}$  с ядрами эмульсии// Ядерная физика. Москва, 1999. т. 62. №2 С. 1461–1467.
23. Lepekhin F.G. et al. Yields and transverse moments of the  ${}^6\text{Li}$  fragments in the emulsion at 4.5 GeV/c per nucleon// European Physical Journal A. – Springer (Italy), 2008. vol.1. p. 137-145.
24. Adamovich M.I. et al. Dissociation of relativistic  ${}^7\text{Li}$  in photoemulsion and structure of  ${}^7\text{Li}$  nucleus// Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics. – Institute of Physics and IOP Publishing Limited (United Kingdom), 2004. –vol. 30. – pp. 1479-1485.
25. Пересадько Н.Г., Фетисов В.Н. и др. Роль ядерного и электромагнитного взаимодействий в когерентной диссоциации релятивистского ядра  ${}^7\text{Li}$  по каналу  ${}^3\text{H} + {}^4\text{He}$ // Письма в Журнал экспериментальной и теоретической физики. – Москва, 2008. – т. 88. – С. 83-88.
26. Rukoyatkin P.A. et al. Secondary Nuclear Fragment Beams for Investigations of Relativistic Fragmentation of Light Radioactive Nuclei

- using Nuclear Photoemulsion at Nuclotron// European Physical Journal ST. – Springer (Italy), 2008. – vol. 162. – pp.267–275.
27. Пересадько Н.Г. и др. Каналы фрагментации релятивистских ядер  ${}^7\text{Be}$  в периферических взаимодействиях// Ядерная физика. – Москва, 2007. т.70, №7. С.1266-1272.
  28. Пересадько Н. Г., Александров Ю. А., Герасимов С.Г., Дронов В.А., Ларионова В.Г., Писецкая А. В., Тамм Е.И., Фетисов В.Н., Харламов С.П., Шестеркина Л.Н. Фрагментация релятивистских ядер  ${}^7\text{Be}$  по каналу  ${}^3\text{H}+{}^4\text{He}$  на протонной мишени»// Ядерная физика, 2015, том 74, № 3, с. 243-248
  29. Фетисов В. Н. Дифракционная диссоциация релятивистских ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  на протонной мишени по каналам  ${}^3\text{H}({}^3\text{He}) + {}^4\text{He}$ // Ядерная физика, 2015, том 78, № 7, с. 655-660.
  30. Артеменков Д.А., Зайцев А.А., Зарубин П.И. «Поиск состояния Хойла в диссоциации релятивистских ядер  ${}^{12}\text{C}$ »// Физика элементарных частиц и атомного ядра, 2018, Т.49 Вып 4, С.929-945.
  31. Артеменков Д.А. и др. Особенности фрагментации  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$  в ядерной эмульсии при энергии 1.2А ГэВ// Ядерная физика. – Москва, 2007. т.70, №7. С. 1261–1266.
  32. Artemenkov D.A. et.al. Detailed Study of Relativistic  ${}^9\text{Be} \rightarrow 2\text{He}$  Fragmentation in Peripheral Collisions in a Nuclear Track Emulsion// Few-Body Systems. – Springer (Austria), 2008. – pp. 273-279.
  33. Artemenkov D.A. et.al. Fragmentation of Relativistic Nuclei in Peripheral Interactions in Nuclear Track Emulsion// Nuclear Physics. – Moscow, 2008. vol. 71. pp.1595-1599.
  34. Olimov Khusniddin K., Olimov Kosim, Lugovoi V.V., Zarubin P.I., Lutpullaev S.L., Olimov Alisher K., Navotny V. Sh. , Abdurakhmanov U.U., D.A. Artemenkov, Zarubina I. G., Rusakova V.V., Arif Atif and Imran Khan. Phenomenological analysis of breakup of  ${}^9\text{Be}$  nuclei into two  $\alpha$ -particles and

neutron in peripheral interactions with emulsion nuclei// International Journal of Modern Physics E 2016, Vol. 25, No. 3 1650021 (12 pages)

35. Лепехин Ф.Г. Выход фрагментов ядра  $^{10}\text{B}$ // Письма в ЭЧАЯ. – Дубна: ОИЯИ, 2008. №3. С.25– 29.
36. Лепехин Ф.Г. Образование и роль ядер  $\text{Be}$  при фрагментации легких ядер// Физика элементарных частиц и атомного ядра. – Дубна: ОИЯИ, 2009. №36. С.437-442.
37. Карабова М. и др. Периферическая фрагментация релятивистских ядер  $^{11}\text{B}$  в ядерной эмульсии// Ядерная физика. – Москва, 2009. т.72, №2. – С.329-334.
38. Щедрина Т.В. и др. Периферические взаимодействия релятивистских ядер  $^{14}\text{N}$  с ядрами эмульсии// Ядерная физика. – Москва, 2007. т.70. №7 С.1271-1275.
39. Shchedrina T.V., Zarubin P.I. Clustering Features of  $^{14}\text{N}$  in Relativistic Multifragmentation Process// Nuclear Physics and atomic energy. – Kiev, 2009. vol.10. pp. 50-56.
40. Каттабеков Р.Р., Маматкулов К.З., Аликулов С. С. и др. Когерентная диссоциация релятивистских ядер  $^{12}\text{N}$ . //Ядерная физика, 2013, том 76, № 10, С. 1281–1285.
41. D. A. Artemenkov, K. Z. Mamatkulov et al. Dissociation of relativistic  $^{10}\text{C}$  nuclei in nuclear track emulsion.//Few-Body Systems 2011, Vol. 50, Issue 1–4, pp 259–261; arXiv: 1105.2374 [nucl-ex].
42. D. A. Artemenkov, K. Z. Mamatkulov et al. Clustering in relativistic dissociation of  $^9\text{Be}$ ,  $^9\text{C}$ ,  $^{10}\text{C}$  and  $^{12}\text{N}$  nuclei.//International Journal of Modern Physics E. 2011, Vol. 20, №. 4, pp 993–998; arXiv: 1106.1748 [nucl-ex].
43. К. З. Маматкулов и др. Диссоциация ядер  $^{10}\text{C}$  с энергией 1.2 А ГэВ в ядерной фотографической эмульсии// Ядерная физика, 2013, т. 76, № 10, с.1286–1291. [Phys. At. Nucl. 2013, Vol. 76, No. 10, pp. 1224–1229]; arXiv: 1309.4241 [nucl-ex].

44. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др. Облучение ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер  $^{12}\text{N}$ ,  $^{10}\text{C}$  и  $^7\text{Be}$ .// Ядерная физика 2010, т. 73, № 12, с. 2166–2171. [Phys. At. Nucl 2010. Vol. 73, 2110]; arXiv: 1104.5320 [nucl-ex].
45. К. З. Маматкулов и др. Кластеризация в диссоциации релятивистских ядер  $^{10}\text{C}$ .// Доклады Академии наук Республики Узбекистан 2013. № 1, с.43–46.
46. С. С. Аликулов, К. З. Маматкулов и др. Диссоциация релятивистских ядер  $^{10}\text{C}$  в ядерной фотоэмульсии в  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{C} + n$ .// Доклады Академии наук Республики Узбекистан 2013. № 3, С. 33–36.
47. К. З. Маматкулов и др. Диссоциация релятивистских ядер  $^{10}\text{C}$  в ядерной фотоэмульсии.// Доклады Академии наук Республики Узбекистан 2011. № 5, с. 43–47.
48. R.Sh. Stanoeva, K.Z. Mamatkulov et al. «Clustering in relativistic dissociation of  $^9\text{C}$ ,  $^{10}\text{C}$  and  $^{12}\text{N}$  nuclei.//Nuclear theory. Heron Press, Sofia 2010. Vol. 29, pp. 250–256.]
49. Botvino A.S., Wislicki W. et. al. Multiplicity of charged particles in inelastic interactions of oxygen nuclei with hydrogen at 3.1 A GeV/c// Z. Phys.1993, v345A, p.413-417.
50. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Хамидов Х.Ш., Юлдашев А.А. Изотопный состав фрагментов, образованных в  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при высоких энергиях// Письма в ЖЭТФ. –Москва, 1993. -№ 58. –С. 497-505.
51. Абдуллаева К.Н., Азимова М., Гуламов К.Г., Олимов К. Измерение топологических сечений образования фрагментов в  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при релятивистских энергиях// ДАН РУз. –Ташкент, 1996. - № 5, С.21-25.
52. Олимов К., Базаров Э.Х, Гуламов К.Г., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И. О возможности описания распределения множественности протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях в рамках

- трехстадийной модели взаимодействия// Ядерная Физика. – Москва, 2008. т.71. №1. С. 201-203; Олимов К., Гуламов К.Г., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов Х.К., Петров В.И. О распределении множественности протонов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика. – Москва, 2007. Т.70 №11. –С.2025-2027.
53. Базаров Э.Х. О вкладах различных механизмов образования протонов в адрон-ядерных соударениях при высоких энергиях// Узбекский физический журнал. – Ташкент. 2008. - №9. –с. 286-289.
54. Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Липин В.Д., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Хамидов Х.Ш., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Образование протонов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика. –Москва, 2004. Т.67 №4. –с.736-740.
55. Базаров Э.Х., Исматов Е.И., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Юлдашев Б.С. Исследование образования протонов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Украинский Физический Журнал. – Киев, 2004. т.49, №2. С.216-222.
56. Базаров Э.Х., Глаголев В.В. и др. Инклюзивное рождение дейтронов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика. – Москва, 2005. Т.68.№1. –с. 1451-1457.
57. Базаров Э.Х., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Хамидов Х.Ш., Юлдашев А.А., акад. Юлдашев Б.С.. Образование дейтронов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// ДАН РУз. – Ташкент, 2004. -№3. –с. 27-31.
58. Базаров Э.Х. Корреляции в рождении дейтронов и вторичных фрагментов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2004. -№6. –с. 87-90.
59. Глаголев В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов А. К., Олимов К., Усаров А.А., Базаров Э.Х., Петров В.И., Юлдашев Б.С. Образование зеркальных ядер  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика. – Москва, 2007. Т.70. №3. С. 451-456.

60. Олимов К., Базаров Э.Х., Глаголев В.В. и др. Изучение инклюзивного образования ядер  ${}^3\text{He}$  в  ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2006. № 5. С. 85-89.
61. Олимов К., Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И. Усаров А.А., Юлдашев Б.С. Изучение инклюзивного образования ядер  ${}^3\text{He}_2$  в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский Физический Журнал. – Ташкент, 2005. -т.7 №2. –с.85-90.
62. Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И. и др. Образование ядер трития в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский Физический Журнал. – Ташкент, 2007. -№9. –с. 12-19.
63. Олимов К., Гуламов К. Г., Лутпуллаев С. Л. и др., К вопросу о корреляциях в рождении заряженных пионов и зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$  и  ${}^3\text{He}$ // ЯФ. 2007. Т.70. №10, с.1868-1870
64. Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Петров В.И. и др. Инклюзивное рождение ядер трития в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// ДАН РУз. – Ташкент, 2007. - №4. –с. 23-27.
65. Белов М.А., Гуламов К.Г., Луговой В.В. и др. Сравнительный анализ каналов образования трех  $\alpha$ -частиц и ядер  ${}^{12}\text{C}$  в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика. – Москва, 2005. Т.65 №4. –с. 990-996.
66. Глаголев В.В., Гуламов К.Г. и др. Образование ядер гелия в кислород-протонных соударениях при релятивистских энергиях// Ядерная Физика. – Москва, 1995. Т58. №3. С. 2005-2011
67. Bazarov E.Kh., Lutpullaev S.L., Nasirov Sh.Z., Olimov K., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S., Fazylov M.I. Mechanisms of  $\alpha$  -Particles Production Channels in the  ${}^{16}\text{O}$ -Interactions at 3.25 А GeV/c// Ukr.Phys.Journ. –Kiev, 2003. -№48. –р. 905-912.
68. Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С., Хамидов Х.Ш.. Коллинеарность в каналах образования 3-х и 4-х  $\alpha$ -частиц в  ${}^{16}\text{O}$ -

- соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика. –Москва, 2004. Т.67-№12. –с.2297-2298.
69. Базаров Э.Х.. Образование ядер  ${}^4\text{He}$  в различных топологических каналах в  ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// Узбекский физический журнал. – Ташкент, 2007. - №2. –с. 94-98.
70. Bazarov E.Kh., Glagolev V.V., Gulamov K.G., Lugovoi V.V., Lutpullaev S.L., Olimov K., Yuldashev A.A., Yuldashev B.S. Phenomenological Analysis of the Channels of the Production of Three and Four Alpha Particles in  ${}^{16}\text{O}$  Collisions at 3.25 GeV/c per Nucleon.// Physics of Atomic Nuclei. – Moscow, 2004. – №4 (67). – P. 708-713.
71. Базаров Э.Х., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Луговой В.В., Лутпуллаев С.Л., Олимов К., Турумов Э., Юлдашев А.А., Юлдашев Б.С. Вклад возбужденных ядер  ${}^{12}\text{C}^*$  в канал образования 3-х  $\alpha$ -частиц в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. // Ядерная Физика. –Москва, 2004. Т.67-№12. –С. 2207-2211.
72. Базаров Э.Х. и др. О вкладе нестабильных ядер  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^9\text{B}$  в инклюзивное сечение образования  $\alpha$ -частиц в  ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.25 А ГэВ/с// ДАН РУз. – Ташкент, 2006. - №4-5. –с. 23-28.
73. Базаров Э.Х. и др. Об источниках образования  $\alpha$ -частиц в  ${}^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Ядерная Физика. –Москва, 2006. Т.69 №1. –с.170-171.
74. Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Липин В.Д. и др. Образование короткоживущего ядра литий-5 в  ${}^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при высоких энергиях// Узбекский Физический Журнал. – Ташкент, 2005. -№5. – с.35-39.
75. Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Кратенко М.Ю. и др. Выход зеркальных ядер  ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$  во взаимодействиях релятивистских ядер кислорода с протоном// Письма в ЖЭТФ. – Москва, 1994. -№59. –с.316-321.

76. Olimov Kosim, Olimov Khusniddin K., Lutpullaev Sagdulla L., Olimov Alisher K., Lugovoi Vladimir V., Navotny Vadim Sh. and Yuldashev Bekhzod S. Breakup of oxygen nucleus on isotopes of hydrogen and nitrogen nuclei in collisions with protons at 3.25 A GeV/c// International Journal of Modern Physics E 2016, Vol. 25, No. 8 1650060 (13 pages)
77. Olimov Kosim, Olimov Khusniddin K., Lutpullaev Sagdulla L., Iqbal Akhtar, Olimov Alisher K., Yuldashev Bekhzod S., and Gulamov K. G. Correlations between production of charged pions and formation of light nuclei in  $^{16}\text{O}$ p collisions at 3.25 A GeV/c// International Journal of Modern Physics E 2016, Vol. 25, No. 8 C.1650060 (13 pages)
78. Базаров Э.Х., Глаголев В.В. и др. О сечениях образования стабильных и нестабильных изотопов с зарядом от 1 до 8 в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// Письма в ЖЭТФ. – Москва, 2005. -№ 81. –с. 174-179.
79. Кратенко М.Ю., Лутпуллаев С.Л., Олимов К. и др. Инклюзивные сечения образования ядер  $^1\text{H}$ ,  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с// ДАН РУз. – Ташкент, 2007. -№6. –с.27-30.
80. Olimov Kh.K., Olimov K., Gulamov K.G., Lutpullaev S.L., Kurbanov A.R., Olimov A.K., Petrov V.I. and Yuldashev A.A., About cross-sections of yield of excited  $^6\text{Li}^*$ ,  $^7\text{Li}^*$ ,  $^9\text{B}^*$  and  $^{10}\text{B}^*$  nuclei and their contributions to formation of multinucleon systems involving  $^4\text{He}$  nuclei in  $^{16}\text{O}$ p collisions at 3.25 A GeV/c// International Journal of Modern Physics E . 2013. Vol. 22 №8 с.1350057-1, 1350057-12.
81. Усаров А.А, Олимов К., Лутпуллаев С.Л., Петров В.И., Юлдашев А.А., Турдалиев К.Т. Сравнительный анализ экспериментальных данных по образованию зеркальных ядер  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с и предсказаний каскадно-фрагментационной испарительной модели // Препринт ИЯФ АН РУз. – Ташкент, 2007. - P-2-680. – 11с.
82. Ботвина А.С., Голубева Е.С. и др., Статистическое моделирование развала легких ядер в адрон-ядерных реакциях // Препринт ИЯИ АН СССР П-0657 (Москва, 1990)-12с.

83. Богданов В.Г. и др. Наблюдение распада (деления) релятивистских ядер  $^{24}\text{Mg}$  и  $^{28}\text{Si}$  на два близких по заряду фрагмента//Письма в ЖЭТФ. - 1986. - Vol.44. - С.306-308.
84. Олимов Х.К., Лутпуллаев С.Л., Юлдашев А.А., Олимов А.К., Исматов Е.И.. О механизмах образования дейтронов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при импульсе 3.25 ГэВ/с на нуклон.// Украинский физический журнал. 2008, №53, С.9-15.
85. Олимов К., Глаголев В. В., Гуламов К. Г., Лутпуллаев С. Л., Олимов А.К., Петров В. И., Юлдашев А.А. Особенности образования дейтронов в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.//Ядерная физика 75, 2012, №1, С.51-56.
86. Олимов К., Глаголев В.В., Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Олимов Х.К., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А. Корреляционные эффекты в образовании ядер  $^3\text{He}$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с. //Ядерная физика, 2012, Т.75, №3, С. 264-268
87. Олимов К., Гуламов К.Г., Лутпуллаев С.Л., Олимов А.К., Петров В.И., Юлдашев А.А.. Корреляционные эффекты в образовании ядер  $^3\text{H}$  в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 А ГэВ/с.//ДАН РУз. – Ташкент 2012, №2, с.25–29,
88. Olimov Kosim, Lutpullaev Sagdulla, Olimov Khusniddin K., Olimov Alisher K., Petrov Vladimir I., Glagolev Viktor V., Yuldashev B. S.. Some peculiarities of formation of  $^4\text{He}$  nuclei in  $^{16}\text{O}$  collisions at 3.25A GeV/c//International Journal of Modern Physics E 2014, Vol.23, №12, 1450086-1–1450086-8 .
89. Ситенко А.Г. Взаимодействие дейтронов с ядрами// УФН Т 1959. LXVII вып. 3, С.377-444.
90. Olimov Kosim, Olimov Khusniddin K., Lutpullaev S. L., *et al.* Breakup of  $^{16}\text{O}$  nucleus onto C and He isotopes by protons at incident momentum of 3.25 A GeV/c.//International Journal of Modern Physics E 2016, Vol. 25, №3, 1650023, pages 1650023-1 – 1650023-11

91. Olimov Kosim, Gulamov K. G., Olimov Khusniddin K. et al. Partial and full inelasticity coefficients in  $^{16}\text{O}$  p -collisions at 3.25 A GeV/ c// Intern. Journ. of Modern Phys. E 2017, vol 26, p.17500066
92. Olimov Kosim, Olimov Khusniddin K., Lutpullaev Sagdulla L. et al. Correlations between production of charged pions and formation of light nuclei in  $^{16}\text{O}$ p collisions at 3.25 A GeV/c//Intern. Journ. of Modern Physics E 2017, vol.26, 1750033.
93. Olimov Kh. K.. Production of cumulative deuterons in collisions of oxygen nuclei with protons at a momentum of 3.25 GeV/c per nucleon. ”//Physics of Atomic Nuclei 2009, Vol. 72, №3, pp. 452-458
94. Olimov Kh. K., Cumulative production of three-nucleon nuclei in  $^{16}\text{O}$ p collisions at a momentum of 3.25 GeV/c per nucleon.//Physics of Atomic Nuclei 2009, Vol.72, №4, pp. 601-606 .
95. Olimov Kh. K. Formation of cumulative nuclei of  $^4\text{He}$  in  $^{16}\text{O}$ p collisions at a momentum of 3.25 GeV/c per nucleon.//Physics of Atomic Nuclei Vol.72, 2009, №1, pp. 77-84
96. Lednicky Richard, Lutpullaev Sagdulla L., Olimov Kosim, Olimov Khusniddin K., Olimov Alisher K., and Yuldashev Bekhzod S. Experimental measurement of sizes of emission sources for deuterons and  $\alpha$  particles in  $^{16}\text{O}$ p- collisions at 3.25A GeV/c.//Physical Review 2017, C 95, 064903(5pages)
97. Aggarwal M.M., Ahammed Z. et al. «Source radii at target rapidity from two-proton and two-deuteron correlations in central Pb+Pb collisions at 158 A GeV»// (WA98 Collaboration) 2007, arXiv:0709.2477 (11 pages)
98. Малы М., Авторское свидетельство СССР №158030 от 24.03.62 // Бюллетень ОИПОТЗ камеры, 1963-№20, с.27; В.Н. Алмазов и др. Оптические системы 100 метровой водородной пузырьковой камеры // Препринт ОИЯИ – Дубна, 1985, №P13-85-265, С.10

99. Вислицкий В., Гайтинов А. Ш. и др. Зарядовые распределения фрагментов в  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при импульсе 3.1 ГэВ/с // Препринт ОИЯИ – Дубна 1990, № P13-90-306, С.1-8
100. Абдуллаева К.Н., Батраев С.П., Юлдашев А.А.. Полуавтоматическая установка для измерения координат на снимках с трековых камер.// Взаимодействия частиц высокой энергии с нуклонами и ядрами. – Ташкент: ФАН. –1972. –С.192-196.
101. Каримов Р.Х., Липин В.Д., Юлдашев А.А. и др. Просмотрово-измерительный комплекс для обработки फिल्मовой информации с пузырьковых камер.//Множественные процессы при высоких энергиях. –Ташкент: ФАН. –1976. –С.256-262.
102. Балгансурэн Я., Буздавина Н.А., Эрдэнэделгэр Т. Высоко автоматизированная система математической обработки फिल्मовой информации на ЭВМ ЕС-1061 для исследования нуклон-ядерных взаимодействий.//Препринт ОИЯИ. –Дубна, 1989. -№10-89 – 40. –С.5-9.
103. Буздавина Н.А., Эрдэнэделгэр Т. Взаимодействие пользователей с СВМ ЕС ЭВМ в процессе обработки फिल्मовой информации. //Препринт ОИЯИ. –Дубна, 1991. -№10-91-81. –С.6-12.
104. Олимов К. Множественная генерация частиц в  $\pi^+C$  – соударениях при 4 и 40 ГэВ/с и фрагментация ядер кислорода во взаимодействиях с протоном при 3.25 А ГэВ/с. // Диссертация на соискание ученой степени доктора физико-математических наук. –Ташкент. –1997. -С.193.
105. Ботвина А.С., Буздавина А.С. Вислицкий В., Глаголев В.В. и др. Поперечное сечение  $^{16}\text{O}$ -взаимодействиях при 3.1 ГэВ/с и изотопный состав двухзарядных фрагментов. //Препринт ОИЯИ. –Дубна, 1992. – P1-92-45. –С.7.
106. Барашенков В.С., Ильинов и А.С., Соболевский Н.М., Тонеев В.Д.. Взаимодействие частиц и ядер высоких и сверхвысоких энергий с ядрами.// УФН, **109**, 91 (1973); Барашенков В.С., Тонеев В.Д.

Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. – М.: Атомиздат. –1972. –С.648-655.

107. Butler S. T., Pearson C. A., Deuterons from High-Energy Proton Bombardment of Matter//Phys. Rev. 1963, №129, p.836-851.; A. Schwarzschild and Č. Zupančič, Production of Tritons, Deuterons, Nucleons, and Mesons by 30-GeV Protons on Al, Be, and Fe Targets//Phys. Rev 1963, №129, p.854-858
108. Олимов Х.К., Экспериментальное исследование процессов перезарядки протона-мишени в  $^{16}\text{O}$ -соударениях при 3.25 ГэВ/с на нуклон// Ядерная физика 2008, Т.71 №3, , С.427-434.
109. Гуламов К. Г., Лутпуллаев С.Л., Олимов К.и др., Изучение  $^{16}\text{O}$ -взаимодействий при импульсе 3.25 А ГэВ/с в реакциях перезарядки протона-мишени // ДАН РУз 2001, №1, с.6-9.
110. Олимов К., Гуламов К. Г., Лутпуллаев С. Л. и др. К вопросу о корреляциях в рождении заряженных пионов и зеркальных ядер  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  // ДАН РУз. – Ташкент, 2007. Т.70 №6. С.27-30.