

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

1-94-28

БЕЛИКОВ  
Юрий Алексеевич

УДК 539.126+  
539.1.074

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ КОЛЛЕКТИВНЫХ  
ЭФФЕКТОВ В РЕАКЦИЯХ ПЕРЕЗАРЯДКИ  
( ${}^7\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) И ( ${}^3\text{H}$ ,  ${}^3\text{He}$ ) НА ЯДРАХ  
ПРИ 3 ГэВ/(с·НУКЛОН)

Специальность: 01.04.16 — физика атомного ядра  
и элементарных частиц

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1994



### 1.3 Апробация работы и публикации.

Результаты диссертации докладывались на семинарах Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований, на международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, сентябрь 1992 г.), на симпозиуме "Дельта-изобара в ядрах" (Токио, май 1993 г.) и опубликованы в работах [1-7].

### 1.4 Автор защищает следующие основные результаты.

1. Создана автоматизированная система контроля триггера стримерной камеры установки ГИВС, позволившей осуществлять непрерывный контроль за параметрами пучка, режимами работы детекторов и записывать экспериментальную информацию на магнитную ленту с целью последующего off-line анализа.
2. Измерены полные сечения реакций ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) и ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ) на H, C, Al, Cu и Pb. Обнаружена более сильная, чем для периферических процессов, A-зависимость этих сечений.
3. Получены топологические характеристики реакции ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ) на Mg и Ne. Обнаружены события с топологиями невозможными при перезарядке на квазисвободных нуклонах, причем группа событий с неквазисвободной топологией ( $0\pi, 1p$ ) оказывается одной из наиболее вероятных. Установлена корреляция средней передачи энергии и топологии событий перезарядки ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ), что указывает на некаскадный характер образования вторичных частиц.
4. Измерены и проанализированы кинематические характеристики вторичных частиц, сопровождающих перезарядку ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ). В событиях с топологиями ( $1\pi, 0p$ ) и ( $1\pi, 1p$ ) обнаружена примесь не  $\Delta$ -изобарных каналов. Для топологии ( $1\pi, 0p$ ) получена количественная оценка этой примеси.

## 2 Содержание диссертации.

### 2.1 Введение.

Во введении дается обзор состояния проблемы возбуждения  $\Delta$ -изобары в ядрах на момент написания диссертации, обосновывается необходимость эксклюзивного изучения реакций перезарядки релятивистских пучков и приводится краткое содержание работы.

### 2.2 Глава 1. Общее описание экспериментальной установки.

Эксперименты, описанные в диссертации, были выполнены на пучке синхрофазотрона ОИЯИ с помощью спектрометра ГИВС.

Весь комплекс аппаратуры можно разделить на три части: стримерная камера, триггер стримерной камеры и автоматизированная система контроля триггера стримерной камеры.

**Стримерная камера.** Основой спектрометра ГИВС является стримерная камера с чувствительным объемом  $2.0 \times 1.0 \times 0.6 \text{ м}^3$ , находящаяся в магнитном поле напряженностью 0.9 Тл и наполненная неоном при атмосферном давлении.

Стримерная камера обладает временем памяти порядка нескольких микросекунд. Это позволяет электронике триггера успеть принять решение о регистрации события прежде, чем исчезнет ионизация вдоль треков частиц. С другой стороны время памяти ограничивает допустимую интенсивность пучка величиной порядка  $4 \times 10^4$  частиц в цикл при длительности цикла  $\sim 300$  микросекунд.

Время зарядки высоковольтного генератора составляет несколько секунд. Поэтому регистрация события возможна только один раз за цикл вывода при паузе между циклами около 9 секунд.

Мишень из Mg ( $1.56 \text{ г/см}^2$ ) устанавливалась примерно в 60 см от входного окна камеры и, чтобы избежать высоковольтных пробоев, помещалась в специальный контейнер с майларовыми стенками, кото-

рый продувался азотом.

**Триггер стримерной камеры** — это система стоящих перед и после камеры сцинтилляционных счетчиков. На основании энерговыделений в этих счетчиках принималось решение о регистрации события [2].

Счетчик А, установленный перед входным окном камеры, настраивался на регистрацию пучковых ядер, а счетчики группы С, расположенные за камерой, — на регистрацию ядер с зарядом на единицу больше заряда первичных ядер. При совпадении в пределах разрешающего времени схем совпадений ( $\sim 10$  нс) импульсов со всех счетчиков, включенных в триггер, вырабатывался импульс запуска стримерной камеры.

Электронные эксперименты имели следующие отличия. Внутрикамерная мишень отодвигалась в сторону от пучка, а перед входным окном камеры устанавливались сменяемые мишени из  $C, CH, Al, Cu$  и  $Pb$ . Особенности экспериментов по измерению полных сечений перезарядки ( ${}^7Li, {}^7Be$ ) потребовали применения дополнительных детекторов группы В, расположенных между сменяемой мишенью и входным окном камеры.

Некоторые счетчики группы С использовались как анализирующие, т.е. выключались из цепи формирования триггерного импульса, и с них снималась только амплитудная информация.

Автоматизированная система контроля триггера стримерной камеры была построена на базе микро-ЭВМ Электроника-60, работающей на линии с ЭВМ ЕС-1055 [1]. Микро-ЭВМ использовалась для управления электронными модулями в стандарте КАМАК и как промежуточный буфер для хранения принятой в цикле ускорения информации. На ЭВМ ЕС-1055 осуществлялась экспресс-обработка полученных в цикле данных, анализировалось текущее состояние установки и велась запись на магнитную ленту. Благодаря такой двухмашинной организации удалось совместить с одной стороны удобство

управления блоками КАМАК (архитектура Электроники-60 ориентирована на задачи управления), с другой стороны удовлетворялась потребность в большом ( $\sim 500K$ ) объеме оперативной памяти (в основном для хранения двумерных распределений) и необходимость записи на стандартные сменные носители информации большой емкости (и то и другое обеспечивала ЕС-1055).

Автоматизированная система предназначалась для следующих целей:

- контроль интенсивности пучка;
- контроль эффективной временной растяжки пучка;
- контроль наводки пучка на мишень;
- контроль режимов работы счетчиков триггера;
- запись на магнитную ленту амплитудной, координатной и др. информации для последующего off-line анализа.

**Получение пучка трития и его характеристики.** Поскольку ускорение ядер трития сопряжено с серьезными техническими проблемами (третий сильно радиоактивен), мы использовали вторичный тритиевый пучок, формируемый из фрагментов гелия-4, ускоренного до 12 ГэВ/с. Пучок, выведенный из ускорителя, попадал на дополнительную мишень из полистирола (около  $4 \text{ г/см}^2$ ). Вся последующая часть канала (три поворотных магнита и семь дублетов линз) длиной около 100м настраивались на транспортировку пучка  ${}^3H$  с импульсом 9 ГэВ/с.

Проверка состава пучка показала, что примеси к тритию в пучке пренебрежимо малы.

Средний импульс ядер трития был равен  $9.10 \pm 0.06$  ГэВ/с, а полная ширина импульсного спектра на половине высоты — около 1 ГэВ/с (измерения проводились с помощью стримерной камеры).

### 2.3 Глава 2: Электронные эксперименты по измерению полных сечений реакций ( $^3\text{H}$ , $^3\text{He}$ ) и ( $^7\text{Li}$ , $^7\text{Be}$ ) и сечений изменения заряда $^7\text{Li}$ на $\text{H}$ , $\text{C}$ , $\text{Al}$ , $\text{Cu}$ и $\text{Pb}$ .

При измерении полных сечений реакции ( $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ) задача сводится к определению доли частиц с зарядом 2 за мишенью [4]. Сменные мишени устанавливались на входе в магнит СП-41. Четыре счетчика группы С размещались за магнитом приблизительно в 5 метрах от мишени. Сигналы с первого счетчика этой группы подавались через линейные ворота на анализатор  $\text{NTA} - 1024$ . Сигналы с трех остальных счетчиков С подавались на дискриминаторы, пороги которых выставлялись так, чтобы вероятность срабатывания счетчика от релятивистской однозарядной частицы была бы около 0.5. Команда (строб) на измерение амплитуды импульса со счетчика  $\text{C}_1$  подавалась при одновременном срабатывании счетчика А и счетчиков  $\text{C}_2$ ,  $\text{C}_3$  и  $\text{C}_4$ . Магнитное поле позволило пропустить первичный пучок и часть вторичных протонов мимо счетчиков группы С. Установка порогов формирователей подавляла регистрацию однозарядных частиц до величины  $\sim 0.5^3$ , с другой стороны даже при значительном дрейфе коэффициентов усиления ФЭУ эффективность регистрации частиц с зарядом 2 оставалась практически равной 100%.

Для каждого вещества ( $\text{CH}_2$ ,  $\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$  и  $\text{Pb}$ ) использовались мишени разной толщины. Для каждой толщины вычислялось сечение перезарядки и результаты усреднялись. Сечение перезарядки на водороде вычислялось по результатам экспозиций с мишенями из  $\text{C}$  и  $\text{CH}_2$ .

Сечения перезарядки вычислялись по формуле:

$$\sigma_{ce} = \frac{A}{tN_a} \frac{\tilde{W}_m - kW_\phi}{k\epsilon_p}$$

Величина  $W_\phi$  вычислялась по спектру в безмишенной экспозиции:  $W_\phi = \frac{N_\phi}{N_0}$ , где  $N_\phi$  - число отсчетов в двухзарядном пике в эксперименте без мишени, а  $N_0$  - полное число первичных ядер, прошедших через

счетчик А за время экспозиции.

Величина  $\tilde{W}_m$  извлекалась из спектра в экспозиции с мишенью  $\tilde{W}_m = \frac{\tilde{N}_2}{N_0}$ , где  $\tilde{N}_2$ ,  $\tilde{N}_0$  - число отсчетов в двухзарядном пике и во всем спектре соответственно.

Коэффициент ослабления пучка мишенью равен  $k = \exp(-\frac{tN_a}{A}\sigma_{in})$ . Здесь считалось, что сечения неупругого взаимодействия трития и гелия-3 примерно одинаковы и равны  $\sigma_{in}$ . Экспериментальные величины этих сечений были взяты из [12, 13].

Эффективность регистрации  $\epsilon_p$  равна произведению аппаратной эффективности  $\epsilon_{\text{app,вз}}$ , определяемой неупругими взаимодействиями в веществе счетчиков ( $\sim 10\text{см}$  пластика), в воздухе ( $\sim 5.5\text{м}$ ) и во входном и выходном окнах стримерной камеры ( $\sim 2\text{мм}$  плексигласа), и геометрической вероятности  $\epsilon_{\text{геом}}$  попадания перезаряженного ядра  $^3\text{He}$  в счетчики группы С. Зная  $\sigma_{in}$ , можно рассчитать  $\epsilon_{\text{app,вз}}$ . Величина  $\epsilon_{\text{геом}}$  рассчитывалась путем моделирования установки методом Монте-Карло. Окончательно величину  $\epsilon_p$  мы считали равной

$$\epsilon_p = \epsilon_{\text{app,вз}} \cdot \epsilon_{\text{геом}} = 0.84 \cdot 0.90 = 0.76 \pm 0.06$$

Для измерения полных сечений реакции ( $^7\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ) необходимо определять долю частиц с зарядом 4 за мишенью [3]. Как и в случае реакции ( $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ) в цепь формирования строба были включены несколько счетчиков (счетчики А,  $\text{B}_1 \div \text{B}_3$ ,  $\text{C}_1$  и  $\text{C}_5$ ).

Нижние пороги дискриминаторов стробирующих счетчиков групп В и С устанавливались так, чтобы каждый из них регистрировал ядро с зарядом 3 с вероятностью около 0.2. Это с одной стороны обеспечивало более высокое, чем в эксперименте ( $^3\text{He}$ ,  $^3\text{H}$ ), подавление регистрации первичных ядер (что вызвано более жесткими условиями разделения частиц по заряду), с другой стороны эффективность регистрации перезаряженных ядер  $^7\text{Be}$  оставалась близкой к 100%. Однако при такой довольно жесткой установке порогов колебания ре-

жимов работы счетчиков могут приводить к существенным изменениям эффективности регистрации бериллия-7. Необходимый контроль непрерывно осуществлялся с помощью автоматизированной системы контроля.

Особенностью установки для измерения сечений реакции ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) является также использование трех анализирующих счетчиков (счетчики  $C_2$ ,  $C_3$  и  $C_4$ ). С помощью автоматизированной системы контроля велась событийная запись на магнитную ленту энергодделений в этих счетчиках и во всех счетчиках, включенных в строб. Off-line анализ этих данных позволил улучшить разделение ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  по заряду.

Процедура получения сечений реакции ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) полностью аналогична описанной для случая перезарядки ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ). Для этих расчетов мы использовали измеренные нами сечения изменения заряда  ${}^7\text{Li}$ , считая их равными сечениям неупругого взаимодействия ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^7\text{Be}$  с ядрами.

Сечения изменения заряда  ${}^7\text{Li}$  вычислялись по формуле:

$$\sigma_{cc} = -\frac{A}{tN_A} \ln \frac{\tilde{N}_{3M} / \tilde{N}_0}{N_3 / N_0}$$

(здесь  $N_3$  и  $N_0$  — число отсчетов в трехзарядном пике и во всем спектре соответственно в экспозиции без мишени, а  $\tilde{N}_{3M}$  и  $\tilde{N}_0$  — те же числа в экспозиции с мишенью.)

Анализ сечений перезарядки ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) и ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ) показывает более быстрый рост их  $A$ -зависимости по сравнению с сечениями периферических процессов (см. рис. 1 и табл. 1, 2).  $A$ -зависимость сечений периферических процессов мы брали в виде  $\sigma_{per} \sim (A_p^{1/3} + A_t^{1/3} - b)\Delta b$  ( $b$  — параметр перекрытия, а  $\Delta b$  — определяет набор прицельных параметров, при которых во взаимодействии участвует только небольшая доля нуклонов.)

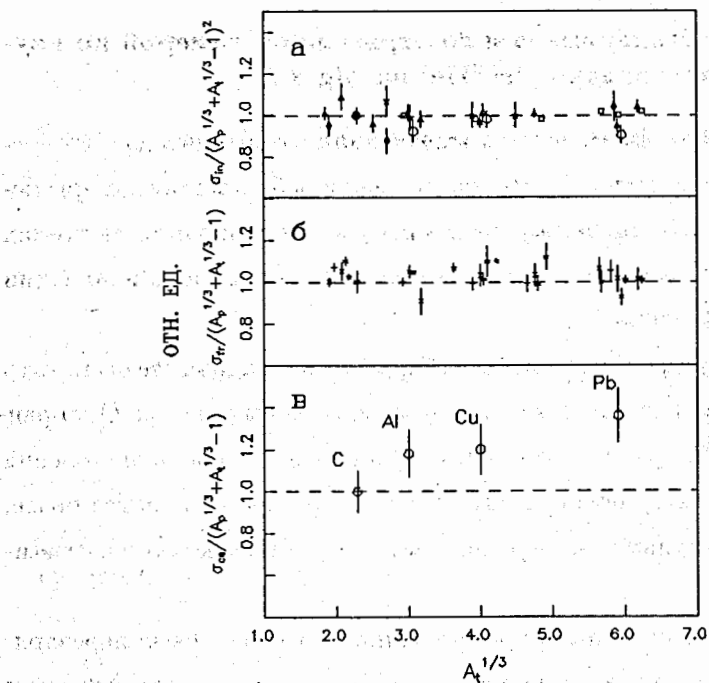


Рис. 1: Сечения неупругих взаимодействий (а), фрагментации (б) ядер и сечения перезарядки ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) (в).

Миш.	$\sigma_{cc}$ (мб)	$\sigma_{ce}$ (мб)
H	170±30	0.18±0.05
C	650±20	0.29±0.03
Al	900±50	0.42±0.04
Cu	1500±50	0.53±0.05
Pb	2700±100	0.84±0.08

Табл.1. Сечения изменения заряда  ${}^7\text{Li}$  и реакции ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ).

Миш.	$\sigma_{ce}$ (мб)	R1	R2
H	0.71 ± 0.06	0.36±0.02	—
C	1.96 ± 0.15	1.	1.
Al	2.55 ± 0.20	1.30±0.05	1.22
Cu	3.42 ± 0.27	1.75±0.10	1.53
Pb	4.88 ± 0.39	2.49±0.09	2.14

Табл.2. Сечения реакции ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ).

$$R1 \sim \frac{1}{\sigma_{ce(C)}} \sigma_{ce}(A_t)$$

$$R2 \sim \frac{1}{\sigma_{ce(C)}} (A_t^{1/3} + A_p^{1/3} - 0.54)$$

Согласно [8] процессы безмезонной разрядки  $\Delta$ -изобар  $\Delta N \rightarrow NN$  должны приводить к  $A$ -зависимости сечений перезарядки вида  $\sigma_{ce} \sim \alpha(A_t^{1/3} + A_p^{1/3} - b) + \beta A_t^{2/3}$ . Фит наших данных не протворечит этому теоретическому предсказанию.

## 2.4 Глава 3. Эксперименты со стримерной камерой по изучению перезарядки ( $^3\text{H}, ^3\text{He}$ ) на Mg и Ne.

При обработке फिल्मового материала отбирались для измерения случаи перезарядки ( $^3\text{H}, ^3\text{He}$ ) на мишени и рабочем газе камеры неоне. Критерием отбора была разница плотности ионизации на треках до и после предполагаемой точки перезарядки. Плотность ионизации оценивалась визуально.

При просмотре фотоматериала отбирались все кадры, где были хоть какие-то признаки изменения ионизации на пучковых треках. Отобранные события измерялись. Поскольку типичная точность измерения кривизны  $2\div 3\%$ , а кривизна треков гелия и трития отличается более, чем в 2 раза, результат измерения дает вполне надежную идентификацию события.

Мы отказались от попытки регистрации всех безлучевых перезарядок в неоне (т.е. случаев, когда нет заряженных частиц кроме трития и гелия). Анализ показал, что из-за неопределенности положения вершины и ряда методических проблем эффективность поиска таких событий может существенно отличаться от 100%.

Доля пестеринных перезарядок в мишени оценивается нами существенно меньшей 1% для событий, сопровождающихся испусканием хотя бы одной вторичной частицы (под вторичными частицами мы здесь будем понимать все наблюдаемые заряженные частицы кроме  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$ ), и около 1% для безлучевых случаев перезарядки.

В дальнейшем мы будем называть все положительно заряженные вторичные частицы протонами, а отрицательно заряженные —  $\pi^-$ -мезонами. Точная идентификация вторичных заряженных частиц по визуальной плотности ионизации в стримерной камере затруднительна. Однако, как показали специальные методические исследования, примеси других частиц (например, релятивистских электронов и позитронов) не превышают  $3\div 4\%$ .

В таблице 3 приведены топологические характеристики реакции ( $^3\text{H}, ^3\text{He}$ ), т.е. данные о числе отрицательных пионов ( $N_{\pi^-}$ ) и протонов ( $N_p$ ), сопровождающих процесс перезарядки на мишени (Mg) и газе камеры (Ne)[5].

$N_{\pi^-}$	$N_p$	Mg	Ne	Средний импульс $^3\text{He}$ (ГэВ/с)
0	0	765	5	$8.915 \pm 0.015$
1	0	653	32	$8.735 \pm 0.016$
0	1	224	23	$8.803 \pm 0.026$
1	1	138	10	$8.562 \pm 0.042$
0	2	41	10	$8.639 \pm 0.064$
1	2	17	12	—
1	3	3	4	—
0	3	9	2	—
2	0	4	1	—
2	1	6	—	—
2	2	1	—	—
1	3	—	4	—
1	4	—	3	—
0	4	—	1	—
всего :		1861	104	

Таблица 3: Распределение событий перезарядки ( $^3\text{H}, ^3\text{He}$ ) по топологиям и средний импульс  $^3\text{He}$  в событиях с наиболее вероятными топологиями.

При перезарядке на квазисвободных нуклонах ядра-мишени или ядра-снаряда возможны только топологии  $(0\pi, 0p)$ ,  $(1\pi, 0p)$  и  $(1\pi, 1p)$ . Набор же экспериментальных топологий оказывается богаче.

Неквазисвободная топология  $(0\pi, 1p)$  — одна из наиболее вероятных топологий. Источником этих протонов являются, как мы полагаем, процессы безмезонной разрядки  $\Delta^0 p \rightarrow n p$   $\Delta$ -побары, возбужденной в ядре-мишени.

Согласно нашим оценкам в группе с топологией  $(0\pi, 0p)$  есть примесь событий, необъяснимых распадами квазисвободных  $\Delta$ -побар по каналу  $\Delta^0 \rightarrow \pi\pi^0$ . По-видимому появление этих событий также обусловлено процессами безмезонной разрядки  $\Delta^0 n \rightarrow \pi n$  и  $\Delta^- p \rightarrow \pi n$ .



В пользу этого говорят и кинематические характеристики реакции ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ). Действительно, средняя передача энергии в событиях ( $0\pi, 0p$ ) (после учета квазиупругих перезарядок) оказывается близкой к величине полученной для событий с вылетом единственного протона и существенно меньше, чем для событий с топологией ( $1\pi, 0p$ ) (см. рис. 2 и табл. 3).

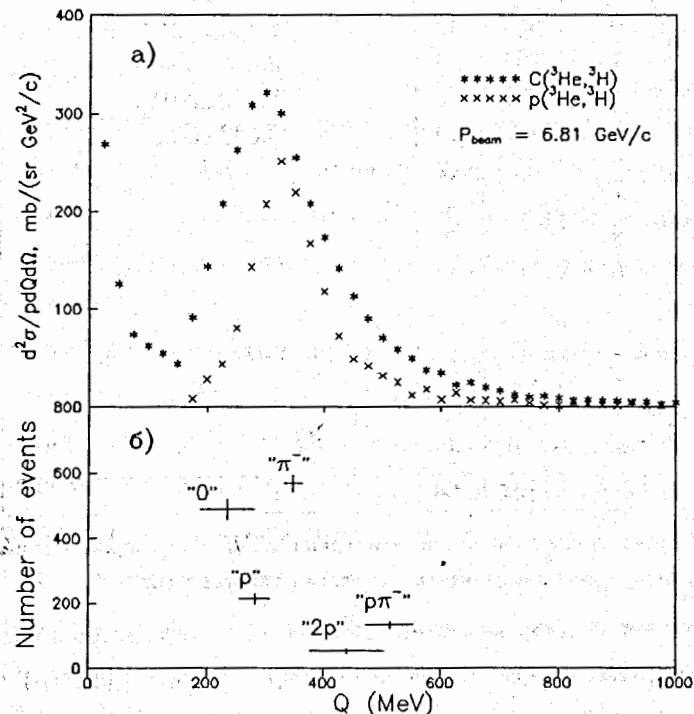


Рис. 2: (а) — данные из [9-11], (б) — корреляция топологии событий и передачи энергии  $Q = E_H - E_{He}$  при перезарядке ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ) на магнии.

Форма спектра и средняя энергия протонов в группе ( $0\pi, 1p$ ) ( $94 \pm 6 \text{ МэВ}$ ) свидетельствует об их неиспарительном происхождении. Средний же продольный импульс этих протонов приблизительно равен половине сброса импульса ядром-снарядом.

Из рисунка 3 видно, что события с топологией ( $0\pi, 0p$ ) и ( $0\pi, 1p$ )

(т.е. процессы безмезонной разрядки  $\Delta$ -изобары) являются одной из наиболее важных причин, приводящих к сдвигу и уширению  $\Delta$ -пика на ядрах. Вообще же рисунок 3 показывает, что вторичные частицы образуются в одном и том же взаимодействии вместе с перезарядкой, а не в результате каких-либо последующих процессов (типа каскада).

Рассмотрим теперь события с топологией ( $1\pi, 0p$ ). Для квазисвободного механизма перезарядки это самый вероятный канал реакции. Пусть родившаяся квазисвободная  $\Delta$ -изобара распалась на пион и нуклон. Тогда можно написать следующее соотношение между средними продольными импульсами этих нуклона и пиона и средними продольными импульсами гелия и трития

$$\overline{P}_{\Delta H} - \overline{P}_{\Delta He} > \overline{P}_N + \overline{P}_\pi \quad (1)$$

(т.к. суммарный средний продольный импульс всех остальных "не  $\Delta$ -изобарных" фрагментов мишени положителен [14, 15]).

Можно также показать, что для распада  $\Delta \rightarrow N\pi$  с точностью в несколько процентов выполняется приближенное равенство

$$\frac{\overline{P}_N}{\overline{P}_\pi} = \frac{\langle \frac{P_\Delta}{m_\Delta} E_N^* \rangle}{\langle \frac{P_\Delta}{m_\Delta} E_\pi^* \rangle} \approx \frac{E_N^*}{E_\pi^*} = 3.6 \quad (2)$$

Соотношения 1 и 2 дают верхнюю границу для среднего продольного импульса пионов (в случае, если все они образуются от распадов квазисвободных  $\Delta$ -изобар)  $\overline{P}_\pi \sim 85 \text{ МэВ}/c$ . Экспериментальное же значение среднего продольного импульса пионов равно  $230 \pm 10 \text{ МэВ}/c$ , и, чтобы сделать эту величину равной  $85 \text{ МэВ}/c$ , надо отбросить как минимум 30% событий с наиболее жесткими пионами.

События с топологией ( $1\pi, 1p$ ) характеризуются большей передачей энергии, но средний продольный импульс пионов ( $164 \pm 17 \text{ МэВ}/c$ ) меньше, чем в случае ( $1\pi, 0p$ ). Экспериментальное значение отношения средних продольных импульсов протона и пиона оказывается равным  $1.4 \pm 0.2$ . Это означает, что и в группе с топологией ( $1\pi, 1p$ ) также наблюдается значительная примесь не  $\Delta$ -резонансных состояний.



## 2.5 Заключение.

В заключении формулируются результаты и выводы диссертационной работы, которые состоят в следующем.

1. Нами впервые измерены с точностью  $\sim 10\%$  полные сечения реакций перезарядки ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ) и ( ${}^7\text{Li}, {}^7\text{Be}$ ) при высоких энергиях. Анализ  $A$ -зависимости этих сечений показывает более быстрый рост сечений по сравнению с ростом сечений периферических процессов. В работе [8] было показано, что процессы безмезонной разрядки  $\Delta$ -изобары в ядрах должны приводить к появлению в  $A$ -зависимости полных сечений перезарядки слагаемого пропорционального  $A_t^{2/3}$ . Фит наших данных не противоречит этому теоретическому предсказанию.
2. При исследовании реакции перезарядки ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ) на мишени из Mg, расположенной внутри чувствительного объема стримерной камеры, обнаружено, что примерно в 20% случаев наблюдаются события с топологией невозможной при перезарядке на квазисвободном нуклоне. При этом обнаружена корреляция топологии событий перезарядки и средней передачи энергии, что указывает на некаскадный характер образующихся при перезарядке вторичных частиц.
3. Обнаружены события с топологией  $(0\pi, 1p)$  невозможной при перезарядке на квазисвободном нуклоне и вносящей  $\sim 12\%$  вклад в сечение перезарядки ( ${}^3\text{H}, {}^3\text{He}$ ). Форма спектра этих протонов и их средняя энергия ( $94 \pm 6$  МэВ) свидетельствует об их неспарительном происхождении. Средний продольный импульс этих протонов приблизительно равен половине сброса импульса ядром-снарядом.
4. Установлено, что в событиях с топологией  $(0\pi, 0p)$  имеется существенная часть событий, не являющихся случаями квазипрутой

перезарядки и перезарядки с возбуждением квазисвободной нейтральной  $\Delta$ -изобары, распавшейся по каналу  $\Delta^0 \rightarrow n\pi^0$ . Средний импульс перезаряженного гелия-3 в событиях с топологией  $(0\pi, 0p)$  и  $(0\pi, 1p)$  оказывается близким, что указывает на аналогию между этими каналами перезарядки. Мы считаем, что события с этими топологиями являются случаями безмезонной разрядки  $\Delta$ -изобар, возбужденных в ядре-мишени по каналам  $\Delta^0 p \rightarrow np$  (для событий  $(0\pi, 1p)$ ) и  $\Delta^- p \rightarrow pn$ ,  $\Delta^0 n \rightarrow pn$  (для событий  $(0\pi, 0p)$ ).

5. Средний сброс импульса ядром-снарядом в событиях с топологиями  $(0\pi, 1p)$  и  $(0\pi, 0p)$  оказывается меньшим, чем в событиях с наиболее вероятной топологией  $(1\pi, 0p)$ . Это указывает на то, что процессы безмезонной разрядки  $\Delta$ -изобар, являющиеся примером коллективных эффектов, приводят к столь усиленно обсуждающимся сдвигу и уширению  $\Delta$ -пика на ядрах (см. рис. 2).
6. Нами установлено, что спектры пионов в событиях с квазисвободными топологиями  $(1\pi, 0p)$  и  $(1\pi, 1p)$  оказываются слишком жесткими, чтобы быть объясненными распадами  $\Delta$ -изобар. На основании проведенного кинематического анализа мы считаем, что не менее 30% пионов в группе  $(1\pi, 0p)$  имеют не  $\Delta$ -резонансную природу. В группе  $(1\pi, 1p)$  также имеется аналогичная примесь. Источником подобных жестких пионов могли бы быть, например, процессы когерентного рождения пионов на ядре-снаряде.

Итак, вся совокупность полученных нами данных ясно свидетельствует о существенной роли многонуклонных (коллективных) эффектов в реакциях перезарядки релятивистских ядер. Эти эффекты являются по крайней мере одной из важнейших причин, приводящих к уширению и сдвигу ядерного  $\Delta$ -пика по сравнению с  $\Delta$ -пиком, наблюдаемым при перезарядке на протонах.

## Литература

- [1] Базылев С.Н. и др., ОИЯИ, P10-90-533, Дубна, 1990.
- [2] Беликов Ю.А. и др., ОИЯИ, P1-91-209, Дубна, 1991.
- [3] Авраменко С.А. и др., ОИЯИ, P1-91-206, Дубна, 1991.
- [4] Авраменко С.А. и др., ОИЯИ, P1-91-239, Дубна, 1991.
- [5] Авраменко С.А. и др., ОИЯИ, P1-91-240, Дубна, 1991.
- [6] Avramenko S.A. et al., JINR Rapid Communications 3[54]-92, Dubna, 1992.
- [7] Авраменко С.А. и др., Письма в ЖЭТФ, 1992, т.55, вып.12, с.676.
- [8] Гареев Ф.А., Ратис Ю.Л., ОИЯИ, P2-89-805, E2-89-876, Дубна, 1989.
- [9] Аблеев В.Г. и др., Письма в ЖЭТФ, 1984, т.40, 35.
- [10] Аблеев В.Г. и др., ЯФ, 1987, т.46, с.549.
- [11] Аблеев В.Г. и др., ЯФ, 1988, т.48, с.27.
- [12] Tanihata I. et al, Phys.Lett., B160(1985)380.
- [13] Абдуллин С.К. и др., ЯФ, 1989,49,169.
- [14] Greiner D.E. et al, Phys.Rev.Lett., 35(1975)152.
- [15] Khan F. et al, Phys.Rev., C43(1991)1372.

Рукопись поступила в издательский отдел  
3 февраля 1994 года.