

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ
ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ИЗУЧЕНИЕ ФРАГМЕНТАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА УГЛЕРОДА
В НЕУПРУГИХ СОУДАРЕНИЯХ С ЯДРАМИ ПРОПАНА И ТАНТАЛА

© 1996 г. В. В. Белага, А. И. Бондаренко¹⁾, Т. Канарек, Д. А. Каршиев¹⁾, Е. Н. Кладницкая, А. А. Кузнецов, Р. Тогоо, Г. П. Тонеева, Г. М. Чернов, Б. С. Юлдашев¹⁾

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 15.06.95 г.;
после доработки 13.03.96 г.

Представлены и обсуждены новые экспериментальные данные по относительным выходам, импульсным и корреляционным характеристикам различных спектаторных фрагментов ядра ^{12}C при первичном импульсе 4.2А ГэВ/с после его соударения с ядрами пропана (C_3H_8) и тантала. Исследованы зависимости сечений образования и распределений по поперечным импульсам спектаторных протонов, дейтронов и тритонов от массового числа ядра-мишени и прицельного параметра ядро-ядерного взаимодействия. Показано, что некоторые из этих зависимостей исчезают или ослабевают при переходе к системе покоя фрагментирующего остаточного ядра. Это означает, что они обусловлены его распадом “на лету”.

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе представляются новые экспериментальные данные по характеристикам фрагментации ^{12}C при первичном импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон в двухметровой пропановой пузырьковой камере ЛВЭ ОИЯИ. К настоящему времени завершено создание нового банка данных по неупругим взаимодействиям ядер ^{12}C с рабочим веществом камеры (пропан C_3H_8), в несколько раз превышающего по статистике материал, ранее использованный во многих работах Международного сотрудничества по обработке данных по ядро-ядерным взаимодействиям с помощью указанной камеры. В ряде экспериментов в рабочем объеме камеры помещались три танталовые пластины толщиной 1 мм, позволявшие отбирать и изучать взаимодействия с достаточно тяжелой мишенью (^{181}Ta). Статистика событий этого типа также значительно увеличена по сравнению с ранее доступным экспериментальным материалом. Сравнительный анализ характеристик фрагментации релятивистского ядра-снаряда на мишени существенно разного атомного веса позволит получить дополнительную информацию о механизме изучаемого процесса. Напомним, наконец, что знание фрагментационных характеристик релятивистских ядер необходимо также при решении многих задач ядерной физики, астрофизики, радиационной физики и техники.

¹⁾ Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Ташкент.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЙ МАТЕРИАЛ

Методики проведения экспериментов и обработки फिल्मовой информации, полученной с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, были подробно описаны в многочисленных работах, посвященных изучению различных аспектов неупругих соударений различных ядер-снарядов (от p до ^{12}C) с веществом камеры и ядрами Та (см., например, [1–3]).

В настоящей работе нас будут интересовать лишь “непроявившиеся” с мишенью (спектаторные) фрагменты ядра-снаряда ^{12}C , сосредоточенные в узком пространственном конусе вокруг направления движения первичного ядра. В эксперименте легко идентифицировались релятивистские спектаторные фрагменты с зарядом $z \geq 2$, на большинстве треков которых были выполнены импульсные измерения. Измерения импульсов были проведены также практически на всех треках однозарядных релятивистских частиц, что позволило выделить однозарядные спектаторные фрагменты (протоны, дейтроны, тритоны) на фоне “рожденных” релятивистских частиц (см. ниже).

Статистика неупругих взаимодействий первичных ядер углерода при $p_0 = 4.2$ ГэВ/с на нуклон, анализируемая в данной работе, составляет 39465 событий на пропане (C_3H_8) и 2420 – на ядре ^{181}Ta .

На рис. 1 приведены распределения по обратным величинам ($1/p$) импульсов, измеренных на треках однозарядных релятивистских частиц с $\theta \leq 5^\circ$ в соударениях $\text{C}-\text{C}_3\text{H}_8$ и $\text{C}-\text{Ta}$. Хорошо

видны максимумы при значениях $1/p_0$ и $1/2p_0$, соответствующих спектаторным протонам и дейтронам; к сожалению, точность импульсных измерений в камере при $p > 10$ ГэВ/с была недостаточной для столь же уверенного отделения дейтронов от тритонов, а также фрагментов-протонов от провзаимодействовавших однозарядных частиц. Тем не менее средние множественности спектаторных фрагментов p, d, t достаточно надежно определяются фитированием распределений рис. 1 суммой трех гауссовых распределений с фиксированными центрами при ожидаемых для них значениях обратных импульсов. Процедура фитирования была вполне аналогична использованной в работах [4, 5] для фрагментации ядер ^{12}C и ^{22}Ne ; для уменьшения влияния “нефрагментов” она выполнялась в области $(1/p) < (1/p_0)$. Указанное фитирование (свободными параметрами являлись дисперсии распределений по $1/p$ для протонов, дейтронов и тритонов и их доли среди однозарядных релятивистских частиц в конусе $\theta \leq 5^\circ$) позволило определить следующие “граничные” значения, которыми разумно пользоваться при изучении импульсных и корреляционных характеристик однозарядных фрагментов: последние считались протонами при импульсе $3.2 < p < 5.8$ ГэВ/с, дейтронами – при $5.8 < p < 10.5$ ГэВ/с и, наконец, тритонами – при $p > 10.5$ ГэВ/с. Каждое из приведенных граничных значений определялось требованием строгого равенства числа фрагментов рассматриваемого типа “вне” выбранного интервала импульсов числу других однозарядных частиц “внутри” его. Таким образом, средние множественности $\langle n_p \rangle, \langle n_d \rangle$ и $\langle n_t \rangle$ (см. ниже) определялись строго в рамках использованной при фитировании модели. Оцененные при этом доли “нефрагментов” и дейтронов среди протонов, протонов и тритонов среди дейтронов и, наконец, дейтронов среди тритонов, отобранных по указанным критериям, не превышают 10–25% для рассмотренных ниже групп и подгрупп соударений. Возможные систематические погрешности в средних значениях $\langle n_p \rangle, \langle n_d \rangle$ и $\langle n_t \rangle$ были оценены при помощи моделирования и составили для тех же групп и подгрупп событий величину 1–4%, т.е. примерно на порядок меньше доли “примесных” частиц.

3. МНОЖЕСТВЕННОСТИ ФРАГМЕНТАЦИИ

Определенные описанным выше способом средние множественности фрагментов с $z = 1$ (p, d, t) и $z \geq 2$ в неупругих С– C_3H_8 - и С–Та-соударениях, а также в подгруппах событий с числом многозарядных ($z \geq 2$) фрагментов $N_f = 0, 1$ и ≥ 2 представлены в табл. 1. Указанные в этой таблице погрешности – чисто статистические. Мы сравнили также некоторые из полученных нами средних

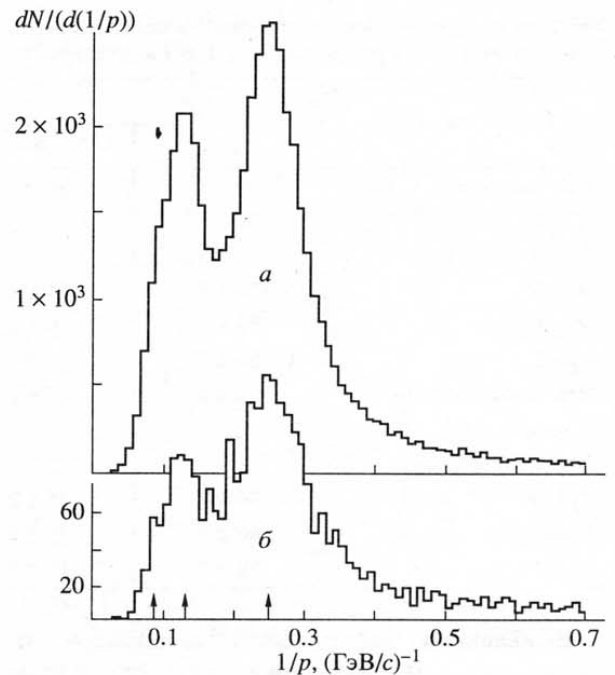


Рис. 1. Распределения по $1/p$ для релятивистских однозарядных частиц с $\theta \leq 5^\circ$ в соударениях с C_3H_8 (а) и Та (б). Стрелки – значения $1/3p_0, 1/2p_0, 1/p_0$.

множественностей фрагментации с аналогичными значениями для соударений ядра ^{12}C при $p_0 = 4.5$ ГэВ/с на нуклон с “легкими” (H, C, N, O) и “тяжелыми” (Br, Ag) ядрами фотозумльсии из работы [6]. Из данных таблицы следует:

1. С увеличением массы ядра-мишени средние множественности всех фрагментов уменьшаются, и это уменьшение тем сильнее, чем тяжелее фрагмент. Так, при переходе от C_3H_8 к Та средняя множественность спектаторных протонов $\langle n_p \rangle$ уменьшается приблизительно в 1.1 раза, в то время как $\langle n_f \rangle$ – в 1.7 раз. В частности, уменьшается при этом и доля тяжелых изотопов водорода среди однозарядных фрагментов.

2. При увеличении прицельного параметра ядро-ядерного соударения (качественной характеристикой величины среднего прицельного параметра является число спектаторных многозарядных фрагментов N_f : при $N_f = 0$ средний параметр удара сравнительно мал, при $N_f \geq 2$ доминируют крайне периферические соударения) на легкой мишени (C_3H_8) средние множественности фрагментации также уменьшаются, что сопровождается перераспределением доли p, d, t среди фрагментов с $z = 1$ в пользу легких изотопов.

Однако в соударениях с тяжелой мишенью оба эти обстоятельства выражены гораздо слабее (или вовсе отсутствуют).

Таблица 1. Средние множественности спектаторных протонов, дейтронов, тритонов и фрагментов с $z \geq 2$ при фрагментации ядра углерода на C_3H_8 и Ta (указаны только статистические погрешности)

Группа событий	Средняя множественность ($\times 100$)				
	p	d	t	$f'(z=1)$	$f(z \geq 2)$
Все события C– C_3H_8 (C–H, C, N, O [6])	66 ± 1	33 ± 1	7.6 ± 0.2	106 ± 1 (106 ± 4)	105 ± 1 (125 ± 5)
В том числе при:					
$N_f = 0$	123 ± 1	74 ± 1	18 ± 2	215 ± 2	–
$N_f = 1$	54 ± 1	26 ± 1	5.8 ± 0.2	86 ± 1	100
$N_f \geq 2$	50 ± 1	19 ± 1	3.8 ± 0.2	73 ± 1	207 ± 2
Все события C–Ta (C–AgBr [6])	59 ± 2	25 ± 1	5.6 ± 0.5	89 ± 2 (83 ± 3)	60 ± 2 (62 ± 3)
В том числе при:					
$N_f = 0$	56 ± 2	25 ± 2	6.0 ± 0.7	87 ± 2	–
$N_f = 1$	66 ± 3	26 ± 2	5.1 ± 0.8	97 ± 3	100
$N_f \geq 2$	52 ± 4	18 ± 3	5.2 ± 1.3	75 ± 5	207 ± 8

Выявленные эмпирические закономерности свидетельствуют о большой роли геометрического фактора при формировании конечного состояния спектаторных фрагментов в релятивистских ядро-ядерных соударениях. Отметим, что относительная роль так называемых центральных и периферических каналов взаимодействия существенно зависит от массовых чисел сталкивающихся ядер.

Другой часто используемой характеристикой среднего прицельного параметра ядро-ядерного взаимодействия является суммарный заряд (или масса) спектаторной части ядра-снаряда. В нашем эксперименте заряд фрагментов с $z \geq 2$ не измерялся. Таким образом, мы могли определить лишь нижний предел суммарного заряда в инди-

видуальном событии (за исключением случаев с тремя фрагментами с $z = 2$ в конечном состоянии):

$$Q_{min} = 2N_f + N_{p,d,t}$$

Значение $Q_{min} = Q = 0$ соответствует малым прицельным параметрам соударения, в то же время значения $Q_{min} = 5-6$ свойственны крайне периферическим каналам.

В табл. 2 приведены значения долей протонов, дейтронов и тритонов среди фрагментов с $z = 1$ в соударениях C– C_3H_8 и C–Ta при разных Q_{min} , а на рис. 2 представлена аналогичная, но более детальная информация для взаимодействий C– C_3H_8 . Видно, что с увеличением прицельного параметра соударения (Q_{min}) доля протонов среди фрагментов с $z = 1$ в соударениях с пропаном возрастает, в то время как доли “сложных” однозарядных фрагментов уменьшаются. Что касается соударений с более тяжелой мишенью (C–Ta), то описанные зависимости от Q_{min} в пределах ошибок измерений исчезают. Мы не склонны считать наблюдающуюся на рис. 2 “особенность” при $Q_{min} = 3$ значимой, так как возможные систематические погрешности в подгруппах с фиксированным Q не меньше приведенных статистических (см. также конец разд. 2).

В ряде работ, посвященных фрагментации релятивистских ядер-снарядов, обсуждался так называемый принцип факторизации сечений, одно из проявлений которого состоит в независимости композиции (состава) фрагментов от массового числа ядра-партнера (в нашем случае – мишени). Этот принцип был установлен в ранних “электронных” экспериментах в Беркли [7–9], в которых измерялись в сущности дифференциальные выходы фрагментов “под 0°”. Однако в экспериментах по

Таблица 2. Доли p, d, t среди фрагментов с $z = 1$ в C_3H_8 - и C–Ta-соударениях (%) (указаны только статистические погрешности)

Q_{min}	Мишень	Доля, %		
		p	d	t
1, 2	C_3H_8	55.4 ± 1.0	36.3 ± 0.8	8.3 ± 0.4
	Ta	65.0 ± 3.0	26.9 ± 2.0	8.1 ± 1.1
3, 4	C_3H_8	62.4 ± 0.5	30.4 ± 0.4	7.2 ± 0.2
	Ta	66.3 ± 2.6	28.5 ± 1.7	5.1 ± 0.7
5, 6	C_3H_8	65.5 ± 0.7	28.2 ± 0.6	6.2 ± 0.3
	Ta	67.8 ± 3.7	26.5 ± 2.3	5.7 ± 1.1
Все события	C_3H_8	61.8 ± 0.4	31.0 ± 0.3	7.2 ± 0.1
	Ta	66.1 ± 1.7	27.6 ± 1.2	6.2 ± 0.6

фрагментации, выполненных в условиях 4π-геометрии (в основном фотоэмульсионных, см., например, [5, 10]), полные сечения фрагментации оказались зависящими от массы ядра-мишени.

Совокупность наших данных по множественностям фрагментации углерода на C₃H₈ и Та (рис. 2, табл. 1, 2) хорошо согласуется с выводом большинства работ последних 10–15 лет, посвященных изучению фрагментации ядер в условиях 4π-геометрии, о том, что ядро-партнер отнюдь не является простым “свидетелем” мультифрагментации ядра-снаряда. Таким образом, принцип факторизации сечений есть не более чем грубое приближение, выполняющееся для дифференциальных сечений “под 0°”, но заметно нарушающееся для полных сечений фрагментации, измеряемых в экспериментах с 4π-геометрией.

4. РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ ФРАГМЕНТОВ

Поперечные импульсы (p_T) продуктов фрагментации релятивистских ядер-снарядов – основной источник информации о динамике данного процесса, так как продольные импульсы могут быть измерены с достаточной точностью лишь в некоторых электронных экспериментах и условия для этого тем хуже, чем выше первичная энергия ядро-ядерного взаимодействия.

Примеры p_T -распределений фрагментов ядра углерода в л. с. представлены на рис. 3. Простейшей теоретической формой этих распределений является распределение Рэлея:

$$f(p_T^2)dp_T^2 = \exp(-p_T^2/2\sigma^2)dp_T^2, \quad (1)$$

соответствующее нормальным парциальным распределениям $n(0, \sigma)$ по каждой из компонент 3-импульса фрагмента. Распределение (1) следует также из статистической теории быстрой фрагментации [11]; в масштабе рис. 3 ему соответствуют прямые линии. Как видно из рисунка, функция (1) не описывает представленные на нем эмпирические p_T -спектры; это обстоятельство имеет место для любых фрагментов и во всех рассмотренных в настоящей работе группах и подгруппах событий.

В табл. 3 приведены средние значения p_T для различных спекторных фрагментов ядра ¹²C во всех C–C₃H₈- и C–Та-соударениях и в подгруппах событий с числом многозарядных фрагментов $N_f = 0, 1$ и ≥ 2 , служащим, как говорилось выше, статистической мерой среднего прицельного параметра соударения. Значения p_T для однозарядных фрагментов вычислялись непосредственно, используя измеренные импульсы протонов, дейтронов и тритонов. Для α-частиц мы можем, к сожалению, привести лишь нижние пределы p_T , так как из-за отсутствия информации о зарядах фраг-

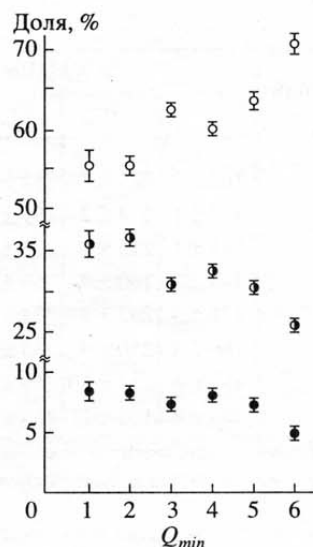


Рис. 2. Зависимости долей протонов (○), дейтронов (○●) и тритонов (●) от Q_{min} в C–C₃H₈-соударениях.

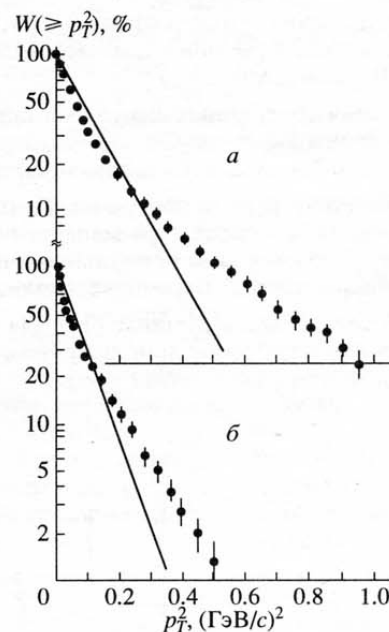


Рис. 3. Примеры интегральных распределений по p_T^2 : а – для тритонов из C–C₃H₈-событий, б – для дейтронов из C–Та-соударений. Прямые – распределения Рэлея при $\sigma = \sigma_{exp}$.

ментов с $z \geq 2$ и из-за больших погрешностей в импульсных измерениях на следах фрагментов мы вычислили p_T для этих фрагментов по формуле $p_T = 4p_0 \sin \theta$ (т.е. предположили, что все фраг-

Таблица 3

Тип соударений	$\langle p_T \rangle$, МэВ/с			$f(z \geq 2)^*$
	p	d	t	
Все события С-С ₃ Н ₈	162 ± 1	221 ± 1	282 ± 4	240 ± 1
С ₃ Н ₈ ; $N_f = 0$	173 ± 1	234 ± 2	294 ± 5	–
С ₃ Н ₈ ; $N_f = 1$	161 ± 1	215 ± 2	276 ± 5	239 ± 1
С ₃ Н ₈ ; $N_f \geq 2$	143 ± 2	196 ± 4	259 ± 11	241 ± 1
Все события С-Та	171 ± 3	232 ± 7	334 ± 20	269 ± 6
Та; $N_f = 0$	186 ± 4	250 ± 9	385 ± 28	–
Та; $N_f = 1$	159 ± 4	213 ± 10	269 ± 28	277 ± 8
Та; $N_f \geq 2$	143 ± 8	196 ± 21	256 ± 49	259 ± 8

Примечание. Указаны лишь статистические погрешности.

* Цифры этого столбца означают нижний предел соответствующего $\langle p_T \rangle$.

менты с $z \geq 2$ суть α -частицы), что дает заниженные значения p_T для фрагментов с $z \geq 2$.

Из данных табл. 3 следует:

1. Средние поперечные импульсы фрагментов слабо возрастают с увеличением массового числа ядра-партнера (мишени).

2. Значения поперечных импульсов зависят от среднего прицельного параметра соударения – при увеличении последнего $\langle p_T \rangle$ уменьшаются.

3. Увеличение средних поперечных импульсов с ростом массового числа ядра-мишени обусловлено событиями с малыми прицельными параметрами (“центральными” взаимодействиями).

4. Относительные величины $\langle p_T \rangle$ для протонов, дейтронов и тритонов приблизительно согласу-

ются с ожидаемыми в соответствии с параболическим законом [11]

$$\sigma^2 = \sigma_0^2 m_f (A_C - m_f) / (A_C - 1), \quad (2)$$

где $A_C = 12$ – массовое число фрагментирующего ядра, m_f – масса однозарядного фрагмента, σ_0^2 и σ^2 – средние квадраты поперечных импульсов для нуклонного фрагмента и фрагмента с массой m_f , измеряемой в единицах массы нуклона.

Другой статистической характеристикой среднего прицельного параметра ядро-ядерного соударения является величина Q_{min} , измеряемая в условиях нашего эксперимента. На рис. 4 представлен пример зависимости среднеквадратического поперечного импульса протонов, дейтронов и тритонов из С-С₃Н₈- и С-Та-взаимодействий от величины Q_{min} . Видно, что среднеквадратические значения $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ уменьшаются с увеличением прицельного параметра столкновения, при этом различие между $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ из событий С-С₃Н₈ и С-Та обусловлено, как уже отмечалось выше, случаями с малыми Q_{min} – “центральными” соударениями.

Таким образом, мы снова сталкиваемся с тем, что ядро-партнер не является простым “свидетелем” процесса фрагментации остаточного ядра, как это предполагается в некоторых простейших (“геометрических”) схемах ядро-ядерного соударения.

В ряде работ (см., например, [12, 13]) было показано, что фрагментация остаточных релятивистских ядер происходит “на лету”. При этом средние импульсные характеристики фрагментов, измеренные в л. с., оказываются искаженными (завышенными) вследствие наложения на их “истинные” значения, определяемые в системе покоя фрагментирующей системы, “переносного” импульса самой системы, приобретаемого ею в неупругом взаимодействии. В частности, поперечные импульсы фрагментов в л. с. завышены из-за наличия поперечного импульса у фрагментирующего остаточного ядра как целого (так называемый эффект bounce off).

Наличие поперечного движения ядра легко устанавливается при рассмотрении корреляций между азимутальными углами продуктов его фрагментации. На рис. 5 представлено, как пример, распределение по парному азимутальному углу $\epsilon_{ij} = \arccos(\mathbf{p}_{Ti}\mathbf{p}_{Tj}/p_{Ti}p_{Tj}) = \arccos(\varphi_i - \varphi_j)$ между векторами поперечных импульсов i -го и j -го фрагментов ядра-снаряда из одного события соударения С-С₃Н₈ (φ – азимутальный угол).

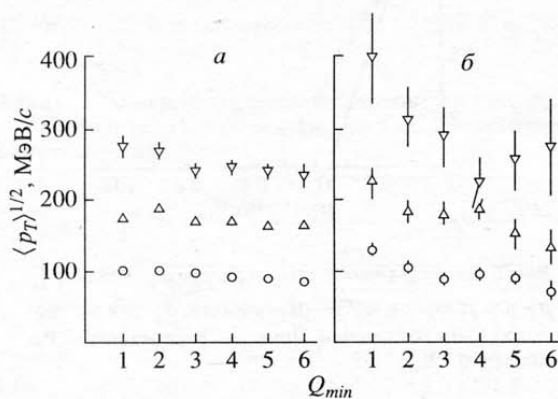


Рис. 4. Зависимости $\langle p_T^2 \rangle^{1/2}$ от Q_{min} для протонов (○), дейтронов (△) и тритонов (▽) из С-С₃Н₈- (а) и С-Та-соударений (б).

Коэффициент азимутальной асимметрии распределения $dN/d\varepsilon_{ij}$, определяемый как

$$\left(\int_0^{\pi/2} (dN/d\varepsilon) d\varepsilon - \int_{\pi/2}^{\pi} (dN/d\varepsilon) d\varepsilon \right) / \int_0^{\pi} (dN/d\varepsilon) d\varepsilon,$$

равен 0.050 ± 0.004 и 0.063 ± 0.019 для соударений C-C₃H₈ и C-Ta соответственно (по заряженным фрагментам), тогда как закон сохранения энергии-импульса при распаде требует отрицательной величины этого коэффициента (см. кривую на рис. 5). Таким образом, и в нашем эксперименте наблюдается азимутальная асимметрия вылета фрагментов в поперечной плоскости реакции, свидетельствующая о ненулевом поперечном импульсе фрагментирующих остаточных ядер.

Переход в систему покоя фрагментирующего ядра в инклюзивном эксперименте – проблема весьма деликатная. Для его осуществления предложено два способа: 1) использование реалистической модели фрагментации для моделирования процесса и последующей количественной оценки искажений, вносимых в измеряемые импульсные и корреляционные характеристики распадом “на лету”, и 2) использование вместо системы покоя фрагментирующего ядра системы с “симметрией по заряженным (наблюдаемым) фрагментам”, т.е. системы, для которой $\sum_i \mathbf{p}_{Ti}^* = 0$ (суммирование по заряженным фрагментам). Первая из этих возможностей была ранее реализована в ряде эмульсионных работ по фрагментации (см., например, [12, 13]), вторая была апробирована в [14].

В нашем эксперименте применение каждой из этих возможностей наталкивается на дополнительную трудность, связанную с неидентификацией фрагментов с $z \geq 2$. Поэтому в настоящей работе ограничимся использованием простейшей из них: для оценок “истинных” импульсных характеристик однозарядных фрагментов (протонов, дейтронов, тритонов) мы вместо системы покоя фрагментирующего остаточного ядра используем систему, в которой суммарный поперечный импульс заряженных фрагментов равен нулю [14] при предположении, что все фрагменты с $z \geq 2$ суть α -частицы. Отметим, что используемая ниже процедура носит внемоделный характер.

В каждом из событий с числом спектаторных заряженных фрагментов ядра-снаряда ≥ 2 мы осуществляли перевод поперечных импульсов фрагментов в систему координат, в которой $\sum_i \mathbf{p}_{Ti}^* = 0$ (S-система), предполагая, что все фрагменты с $z \geq 2$ – α -частицы. Обозначив через \mathbf{p}_T^* поперечные импульсы фрагментов в этой системе, мы

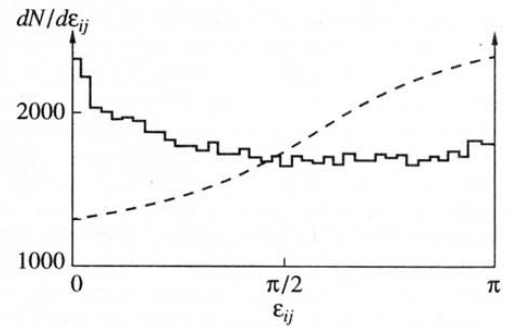


Рис. 5. Распределение $dN/d\varepsilon_{ij}$ для заряженных фрагментов из C₃H₈-соударений. Кривая – расчет по фазовому объему при реалистических предположениях о множественностях заряженных и нейтральных фрагментов от ¹²C [4].

свели сведения о средних значениях их абсолютных величин в табл. 4.

Сопоставление данных табл. 3 и 4 позволяет сделать следующие заключения:

а) при переходе от л. с. к S-системе средние $\langle p_T^* \rangle$ для всех типов однозарядных фрагментов (p, d, t) из соударений с разными ядрами-мишенями (C₃H₈ и Ta) уравниваются;

б) при переходе от л. с. к S-системе также исчезают (или сильно ослабевают) зависимости $\langle p_T^* \rangle$ от прицельного параметра соударения. Таким образом, эти зависимости имеют, по-видимому, “кинематическую” природу – они в значительной степени обусловлены различием в величине “переносного” движения для остаточных ядер различных масс.

Если эти результаты подтвердятся при более аккуратном переходе к системе покоя фрагментирующих остаточных ядер и учете возможных промежуточных нестабильных образований при мультифрагментации, они будут означать замечательную универсальность “истинных” характеристик

Таблица 4

Тип соударений	$\langle p_T^* \rangle$, МэВ/c		
	p	d	t
Все события C-C ₃ H ₈	143 ± 1	180 ± 1	214 ± 3
C ₃ H ₈ ; $N_f = 0$	145 ± 1	179 ± 2	207 ± 4
C ₃ H ₈ ; $N_f = 1$	144 ± 1	182 ± 2	220 ± 4
C ₃ H ₈ ; $N_f \geq 2$	133 ± 1	174 ± 3	212 ± 9
Все события C-Ta	140 ± 2	184 ± 5	190 ± 13
Ta; $N_f = 0$	141 ± 4	178 ± 7	184 ± 18
Ta; $N_f = 1$	141 ± 4	192 ± 9	185 ± 21
Ta; $N_f \geq 2$	134 ± 7	177 ± 18	222 ± 39

Примечание. Указаны лишь статистические погрешности.

процесса фрагментации (в частности, “температуры” распада), т.е. их независимость от размера остаточного ядра и условий его “образования” в неупругом столкновении при релятивистских энергиях. Отметим, что для однозарядных фрагментов такая универсальность, наступающая при переходе к системе покоя фрагментирующей системы, устанавливается, по-видимому, впервые. Ранее похожая картина была наблюдаема для спектаторных α -частиц – продуктов распада релятивистских ядер-снарядов [15]. Однако нужно отметить, что все эти результаты нуждаются в дополнительном подтверждении; очевидный интерес представляет изучение динамики фрагментации более тяжелых релятивистских ядер-снарядов.

Более детальное рассмотрение импульсных и корреляционных характеристик продуктов фрагментации релятивистского ядра ^{12}C в столкновениях с пропаном и танталом мы надеемся провести в дальнейшем.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Результаты настоящей работы могут быть кратко сформулированы следующим образом.

1. Измерены относительные выходы протонов, дейтронов, тритонов и фрагментов с $z \geq 2$ – продуктов фрагментации ядра ^{12}C при 4.2 ГэВ/с на ядрах пропана (C_3H_8) и тантала с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ. Состав фрагментов зависит от массового числа ядра-мишени: с увеличением A_T множественности фрагментации уменьшаются тем сильнее, чем больше масса фрагмента. Изменение композиции фрагментов происходит также при изменении прицельного параметра ядро-ядерного соударения.

2. Исследованы зависимости поперечных импульсов спектаторных протонов, дейтронов и тритонов от массового числа ядра-мишени и прицельного параметра столкновения в л. с. и в системе с нулевым полным поперечным импульсом

заряженных фрагментов, близкой к системе покоя фрагментирующего ядра.

3. Показано, что ряд эмпирических свойств импульсных распределений и их зависимостей от A_T и прицельного параметра, наблюдаемых в инклюзивных экспериментах по фрагментации в л. с., в значительной степени обусловлены “переносными” эффектами, связанными с распадом фрагментирующей системы “на лету”.

Авторы благодарны всем участникам Международного сотрудничества по обработке फिल्मовой информации с двухметровой пропановой пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ за большую работу по набору экспериментального материала по ядро-ядерным взаимодействиям при 4.2А ГэВ/с, использованного в настоящем исследовании.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абдурахманов Е.О. и др. // ЯФ. 1978. Т. 28. С. 1304.
2. Ахабабян Н. и др. Препринт ОИЯИ Р1-12114. Дубна, 1979.
3. Ахабабян Н. и др. Препринт ОИЯИ Р1-12424. Дубна, 1979.
4. Бондаренко Р.А. и др. // ЯФ. 1983. Т. 38. С. 1483.
5. Андреева Н.П. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 157.
6. Бондаренко Р.А. Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Ташкент, 1983.
7. Heckman H.H. et al. // Science. 1971. V. 171. P. 1130.
8. Lindstrom P.J. et al. Report LBL-3650. Berkeley, 1975.
9. Greiner D.E. et al. // Phys. Rev. Lett. 1975. V. 35. P. 152.
10. Бондаренко А.И. и др. // Изв. АН УзССР. Сер. физ.-мат. наук. 1979. № 2. С. 79.
11. Goldhaber A.S. // Phys. Lett. 1974. V. B53. P. 306.
12. Бенгус Л.Е. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 38. С. 353.
13. Chernov G.M. et al. // Nucl. Phys. 1984. V. A412. P. 534.
14. Бондаренко А.И. и др. // ПТЭ. 1992. № 2. С. 57.
15. Абдуразанова У.А. и др. // ЯФ. 1988. Т. 47. С. 1299.