

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

К 782

P1-87-239

КОРРЕЛЯЦИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ  
ПРИ ФРАГМЕНТАЦИИ  
РЕЛЯТИВИСТСКОГО ЯДРА НЕОНА-22  
С ИМПУЛЬСОМ  $P_0 = 90$  ГэВ/с  
И ДИНАМИКА ЭТОГО ПРОЦЕССА

Сотрудничество: Алма-Ата - Бухарест - Гатчина -  
Дубна - Душанбе - Ереван - Ростов-на-Дону -  
Кошице - Краков - Ленинград - Москва -  
Ташкент - Тбилиси - Улан-Батор

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1987

С.А.Краснов, К.Д.Толстов, Г.С.Шабратова  
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Н.П.Андреева, Э.В.Анзон, В.И.Бубнов, А.Ш.Гайтинов, Г.Ж.Елигбаева, Л.Е.Еременко,  
Г.С.Калячкина, Э.К.Каныгина, А.М.Сейтимбетов, И.Я.Часников  
Институт физики высоких энергий АН КазССР, Алма-Ата

М.Гицок, В.Топор, М.Хайдук  
Центральный институт физики, Бухарест

Ф.Г.Лепехин, Б.Б.Симонов  
Ленинградский институт ядерной физики АН СССР, Гатчина

В.А.Лескин  
Физико-технический институт АН ТаджССР, Душанбе

Д.А.Саломов  
Таджикский государственный университет, Душанбе

Р.А.Хошмухамедов  
Таджикский государственный медицинский институт, Душанбе

Ф.А.Аветян, В.М.Кришян, Н.А.Марутян, Л.Т.Саркисова, В.Ф.Саркисян  
Ереванский физический институт

А.В.Белоусов  
Азово-Черноморский институт механизации сельского хозяйства, Ростов-на-Дону

С.Вокал, М.Карабова, Э.Силеш, М.Тотова  
Университет Кошице, ЧССР

В.Вольтер, Б.Восек, Э.Гладыш, Р.Хольински  
Институт ядерной физики, Краков

В.А.Антончик, В.А.Бакаев, С.Д.Богданов, В.И.Остроумов  
Ленинградский политехнический институт

Б.Г.Богданов, В.А.Плющев, Э.И.Соловьева  
Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

М.И.Адамович, В.Г.Ларионова, Н.В.Масленникова, Г.И.Орлова, Н.А.Салманова,  
М.И.Третьякова, С.П.Харламов, М.М.Чернявский  
Физический институт АН СССР, Москва

У.А.Абдуразакова, А.Х.Бабаев, Е.С.Басова, Л.Н.Бенгус, А.И.Бондаренко,  
У.Г.Гулямов, Т.П.Трофимова, Р.У.Холматова, Г.М.Чернов  
Институт ядерной физики АН УзССР, Ташкент

А.Абдужамиллов, Ш.Абдужамиллов, С.А.Азимов, С.Гаджиева, К.Г.Гуламов, А.Жуманов,  
Н.С.Лукичева, Д.Мирходжаева, В.Ш.Навотный, В.И.Петров, Е.А.Раввина,  
Н.Ш.Саиджанов, Л.Н.Свечникова, Л.П.Чернова  
Физико-технический институт АН УзССР, Ташкент

Н.И.Костанашвили  
Тбилисский государственный университет

Л.Сэрдамба, Р.Тогоо, Д.Тувдendorж  
Институт физики и техники АН МНР, Улан-Батор

## I. ВВЕДЕНИЕ

Фрагментация остаточных ядер – важная составляющая сложного процесса адрон- и ядро-ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Принято считать, что измерения относительных сечений выхода различных осколков и их импульсных характеристик дают непосредственную информацию о вероятностях образования и волновых функциях соответствующих нуклонных ассоциаций внутри ядра. Для этого необходимо изучать явление фрагментации при минимально возможных передачах энергии-импульса ядру; наиболее выгодные условия для этого реализуются, как известно, при изучении фрагментации релятивистских ядер-снарядов, когда отсутствуют какие-либо пороговые эффекты при регистрации ее продуктов.

В настоящем сообщении изложены результаты исследования корреляций между продуктами фрагментации остаточного ядра неона-22 при импульсе  $P_0 = 4,1$  ГэВ/с на нуклон, испытавшего неупругое взаимодействие в ядерной эмульсии, и их значение для понимания динамики этого процесса. Эта работа – часть комплексного изучения неупругих  $^{22}\text{Ne}$  – ядерных соударений. Сведения о множественностях фрагментации и свойствах распределений поперечных импульсов фрагментов в лабораторной системе координат рассматривались нами в работе <sup>1/</sup>. В последнее время выяснилось (см., например <sup>2,3/</sup>), что измеренные в этой системе характеристики фрагментов сильно искажены поперечным движением фрагментирующего ядра и, возможно, наличием у него углового момента. Количественно установить и исследовать эти эффекты можно лишь изучая корреляционные явления между фрагментами, рожденными в индивидуальных актах развала ядер. Это наиболее удобно реализовать в экспериментах с трековыми приборами в условиях 4П – геометрии.

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Анализируемый в настоящей работе ансамбль  $^{22}\text{Ne}$  – ядерных соударений состоит из 4070 неупругих событий, отобранных и измеренных без какой-либо дискриминации из 9318 взаимодействий, найденных просмотром вдоль трека в эмульсионной стопке, облученной ионами неона-22 при импульсе  $\sim 90$  ГэВ/с на синхрофазотроне ЛВЭ ОИЯИ. Детали эксперимента и общие характеристики спектров фрагментов ядра неона-22 приведены в <sup>1/</sup>. Здесь мы ограничимся минимально необходимыми сведениями.

Отметим, что из-за некоторой неоднозначности в идентификации однозарядных (протоны, дейтоны, тритоны) фрагментов снаряда на фоне рожденных  $\gamma$ -частиц мы будем, как правило, ограничиваться фрагментами с  $z \geq 2$ , выделение которых в эмульсии при релятивистской энергии производится исключительно надежно <sup>1/</sup>. Заряды этих фрагментов изме-

рялись методом счета  $\delta$  - электронов и (или) числа разрывов с длиной, большей заданной, на значительном протяжении измеряемого трека  $\sim 1$  см, так что погрешность  $\Delta z$  была  $\leq 0,5$  единицы заряда.

При этом мы имели вполне надежные средние характеристики спектров протонов, дейтонов, тритонов благодаря выполненным (методом многократного кулоновского рассеяния со средней относительной погрешностью  $\langle \Delta(\rho\beta)/\rho\beta \rangle \approx 0,15$ ) импульсным измерениям на следах однозарядных релятивистских частиц с пространственным углом  $< 3^\circ$  (на части статистики - при  $\theta < 5^\circ$ ). Частицы, импульс которых не мог быть измерен или измерялся с недостаточной точностью, разделялись между спектаторными  $\rho, d, t$  и частицами-нефрагментами статистики (доля последних не превышала 20-25%).

Для всех заряженных частиц из  $^{22}\text{Ne}-\text{Em}$  соударений измерялись полярные ( $\theta$ ) и азимутальные ( $\varphi$ ) углы вылета; отметим, что эмульсия характеризуется среди трековых детекторов максимально высокой пространственной разрешающей способностью.

Для изучения зависимости используемых ниже при анализе величин от типа события (по массе ядра-мишени, с которым произошло взаимодействие, по прицельному параметру и т.д.) мы будем использовать такие характеристики события, как число медленных (сильноионизирующих) частиц в них,  $n_n$ , суммарный заряд спектаторных фрагментов снаряда  $Q$  и т.п., которые определялись в соответствии с традиционными критериями, используемыми в методе ядерных фотоэмульсий.

### 3. МОДЕЛЬ ФРАГМЕНТАЦИИ ДВИЖУЩЕГОСЯ ОСТАТОЧНОГО ЯДРА

В работах /2,3/ была обнаружена сильная асимметрия вылета продуктов фрагментации релятивистских ядер-снарядов ( $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ) в поперечной плоскости взаимодействия (азимутальная асимметрия), свидетельствующая о наличии у фрагментирующего остаточного ядра значительного поперечного импульса. Очевидно, поперечное движение распадающейся системы искажает (увеличивает) истинные (в системе покоя этой системы) импульсные и корреляционные характеристики фрагментов.

В этой связи возникает необходимость в модельном анализе этого процесса, корректно и количественно оценивающим величину поперечного импульса фрагментирующего ядра и его влияние на измеряемые в лабораторной системе импульсные и другие характеристики фрагментов. Здесь мы воспользуемся достаточно простой моделью фрагментации движущегося ядра. Вариант модели, примененный в настоящей работе, существенно точнее и корректнее использованного в упомянутых работах /2,3/.

В этой модели (моделирование событий производилось методом Монте-Карло):

1. Остаточное ядро-снаряд, состоящее из некоррелированных нуклонов, расщепляется на заряженные ( $\rho, d, t$ , фрагменты с  $z \geq 2$ ) и нейтральные (нейтроны) фрагменты в соответствии со статистической теорией быстрой фрагментации Фешбаха-Хуанга-Гольдхабер (ФХГ) /4,5/.

2. Число заряженных фрагментов в точности воспроизводит эмпирическое при каждом  $z$  и в любой группе событий: каждому реальному событию сопоставлялось одно и то же количество моделируемых. Число нейтронов в них  $n_n$  разыгрывалось для каждого события по биномиальному закону с максимальным значением, определяемым композицией заряженных фрагментов в данном событии с учетом сохранения числа нуклонов, и средним значением  $\langle n_n \rangle$ , определяемым из соотношения  $\langle n_n \rangle / n_n^{\text{max}} = \langle n_p \rangle / n_p^{\text{max}}$ , где  $n_p$  - число протонных фрагментов в событии, а  $n_p^{\text{max}} = z_{\text{Ne}} - Q + n_p$  (здесь  $Q = \sum n_i z_i$  суммарный заряд всех спектаторных фрагментов). Последнее обеспечивает выполнение очевидного равенства  $\langle n_n \rangle / \langle n_p \rangle = (A_{\text{Ne}} - z_{\text{Ne}}) / z_{\text{Ne}}$  в ансамбле моделируемых событий (здесь  $A_{\text{Ne}}$  и  $z_{\text{Ne}}$  - массовое число и заряд первичного ядра).

3. Поперечные импульсы фрагментов в системе покоя фрагментирующего ядра разыгрывались при предположении о нормальной форме  $N(0, \sigma)$  для каждой из поперечных компонент 3-импульса, т.е. по закону

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

(распределение Ралея) с дисперсией  $\sigma^2$  нормального закона  $N(0, \sigma)$  следующей параболическому /4,5/:

$$\sigma^2 = \sigma_N^2 \cdot 2z (A_{\text{Ne}} - 2z) / (A_{\text{Ne}} - 1), \quad \sigma_N = \sqrt{2/\pi} \cdot z \quad (2)$$

При этом значение среднего поперечного импульса  $\bar{z} = \langle p_T \rangle_N$  нуклонного фрагмента в системе покоя фрагментирующего ядра варьировалось ( $z$  - первый свободный параметр модели). Для разыгрывания использовалась модель цилиндрического фазового объема Ван-Хова /6/, обобщенная в работе /7/ на конечные состояния с произвольным набором частиц разной массы и разных  $\langle p_T \rangle$ .

4. Фрагментирующее ядро получало поперечный импульс  $\vec{q}_T \gg 0$ , абсолютное значение которого  $q_T$  предполагается также распределенным по закону (1) с дисперсией  $\sum^2 q_T$ ; напомним, что  $q_T$  - распределение в формуле (1) вытекает также из экспоненциального вида распределения по передаваемому рассматриваемому объекту 4-импульса  $t$ , в случае, если  $t \approx q_T^2$ . Величина  $\langle q_T \rangle = \sqrt{\pi/2} \sum$  служила вторым свободным параметром модели.

Скорость  $\beta_T = q_T / M$  движения фрагментирующего остаточного ядра с массой  $M$  в поперечной плоскости ( $M = m_N [2 \sum n_i z_i + 3 n_t + 2 n_d +$

$(n_p + n_o) ] )$  использовалась для перевода импульсных характеристик фрагментов и углов их вылета из системы покоя ядра в лабораторную систему координат.

Два параметра рассматриваемой модели  $\tau$  и  $\langle q_T \rangle$  в каждом случае находились эмпирически (из требования наилучшего описания экспериментальных данных); эти требования будут описаны ниже. Обработка смоделированных событий фрагментации проводилась идентично с реальными событиями.

#### 4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Для анализа корреляций между фрагментами в поперечной плоскости соударения мы будем использовать простейшие характеристики азимутальных корреляций.

а) Инклюзивное распределение по парному азимутальному углу

$$\varepsilon_{ij} = \arccos \left( \frac{\vec{P}_{T,i} \cdot \vec{P}_{T,j}}{P_{T,i} P_{T,j}} \right)$$

между векторами поперечных импульсов  $\vec{P}_{T,i}$  и  $\vec{P}_{T,j}$   $i$ -го и  $j$ -го фрагмента из одного события и его характеристики - коэффициенты асимметрии

$$A = (N_{\varepsilon < \pi/2} - N_{\varepsilon > \pi/2}) / N_{0 < \varepsilon \leq \pi} \quad (3)$$

и. коллинеарности

$$B = (N_{\varepsilon < \pi/4} + N_{\varepsilon > 3\pi/4} - N_{\pi/4 < \varepsilon < 3\pi/4}) / N_{0 < \varepsilon \leq \pi} \quad (4)$$

б) Распределения и средние значения коэффициентов азимутальной асимметрии и коллинеарности в индивидуальных актах соударения

$$\alpha_k = \sum_{l \neq j} \cos \varepsilon_{lj} / \sqrt{n_k(n_k-1)}, \quad \langle \alpha \rangle = \sum_{k=1}^N \alpha_k / N, \quad (5)$$

$$\beta_k = \sum_{l \neq j} \cos 2\varepsilon_{lj} / \sqrt{n_k(n_k-1)}, \quad \langle \beta \rangle = \sum_{k=1}^N \beta_k / N, \quad (6)$$

где  $n_k$  - множественность рассматриваемых заряженных фрагментов,  $N$  - число событий с  $n_k \geq 2$ ,  $k = 1, 2, \dots, N$ .

Как уже отмечалось, мы, как правило, будем ограничиваться рассмотрением фрагментов с  $z \geq 2$ , для которых процедуры идентификации и анализа являются надежными. Тогда требование  $n_k \geq 2$  сужает полный рассматриваемый ансамбль  $^{22}\text{Ne}$ -ядерных соударений до 2937 событий. Все выводы, которые будут нами при этом сделаны, не теряют своей общности, так как использование величин (3) - (6) при корректном количественном вычислении их модельных значений не требует информации о всех продуктах распада системы. Отметим, что все приво-

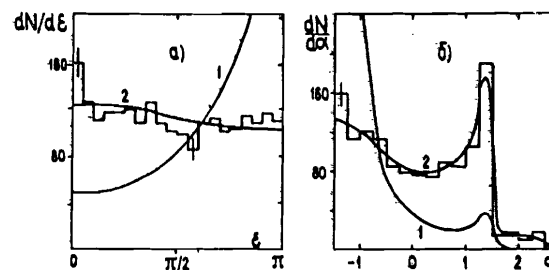
димые ниже результаты и выводы полностью сохраняют силу и при рассмотрении всех заряженных фрагментов, причем практически совпадают даже количественные характеристики.

Основные статистические свойства случайных величин (3) - (6) можно найти в [8].

На рис. 1 для примера приведены: а) инклюзивное  $\varepsilon$  - распределение для пар фрагментов с  $z \geq 2$  из полного ансамбля  $^{22}\text{Ne}$ -ядерных взаимодействий и б) распределение по коэффициенту азимутальной асимметрии  $\alpha$  (5) в индивидуальных событиях. Кривые (1) соответствуют ожидаемым распределениям по  $\varepsilon_{ij}$  и  $\alpha_k$  при отсутствии поперечного движения фрагментирующей системы ( $q_T = 0$ ) и любом конечном значении среднего поперечного импульса  $\langle \tau \rangle$  (т.е. они фактически внемоделльные, используется лишь предположение о наличии у фрагментов конечного состояния корреляционных связей, обусловленных сохранением энергии-импульса). Как видно из данных рис. 1, имеет место существенная азимутальная асимметрия вылета фрагментов.

Рис. 1. Распределения по  $\varepsilon_{ij}$

( $i, j$  - фрагменты с  $z \geq 2$ ) (а) и  $\alpha$  (формула (5)) (б) в  $^{22}\text{Ne}$ -ядерных соударениях. Кривые - модельный расчет при  $q_T = 0$  и любом  $\sigma_N$  (1) и  $q_T = 0,42$  ГэВ/с и  $\sigma_N = 65$  МэВ/с (2).



Для ее количественного описания мы провели расчеты по модели, рассмотренной в предыдущем разделе, при различных значениях параметров  $\tau$  и  $q_T$ . Для их определения достаточно иметь две независимые и надежно измеряемые экспериментальные величины - функции этих параметров. Мы выбрали в качестве этих величин:

- 1) среднее значение поперечного импульса  $\alpha$  - частиц  $\langle P_{T,\alpha} \rangle$  ( $\alpha$  - частицы составляют абсолютное большинство среди фрагментов с  $z \geq 2$ );
- 2) коэффициенты азимутальной асимметрии  $A$  (или  $\langle \alpha \rangle$ ) для фрагментов с  $z \geq 2$  как наиболее точные и безупречные в методологическом отношении. Величина  $A$  ( $\langle \alpha \rangle$ ) легко определяется по данным рис. 1; использование же величины  $\langle P_{T,\alpha} \rangle$  является, в действительности, весьма деликатной проблемой.

На рис. 2, опять-таки как пример, представлено одночастичное инклюзивное  $P_T$  - распределение релятивистских  $\alpha$  - частиц из  $^{22}\text{Ne}$  -ядерных соударений /1/. Кривая 1 на этом рисунке представляет собой распределение (1) при параметре  $\sigma = \sigma_{\text{exp}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \langle P_{T,\alpha} \rangle$   $\langle P_{T,\alpha} \rangle = 273$  МэВ/с. Хорошо видно, что распределение Ралея не описывает эмпирическое  $P_T$  - распределение  $\alpha$  - фрагментов из-за наличия у него хвоста больших  $P_T$ , хотя известно, что оно при движении источника приближенно сохраняет свою форму (см., например /9/). Означает ли это, что истинное  $P_T$ -распределение (в системе покоя фрагментирующего ядра) не описывается формой (1)?

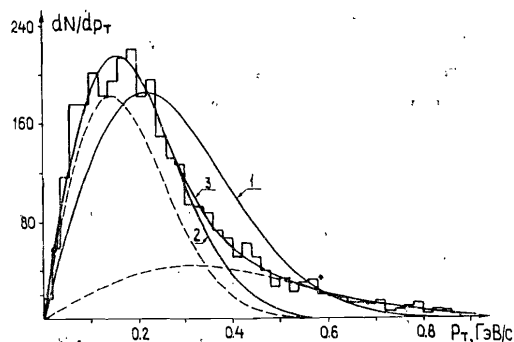


Рис. 2. Распределение по поперечному импульсу  $\alpha$ - частиц из  $^{22}\text{Ne}$ -Em соударений. Кривые - различные аппроксимации его (см. текст). Пунктир - вклады двух слагаемых распределений (7).

Ответ на этот вопрос можно получить, опираясь на один из результатов работы /1/. Он состоит в доказательстве независимости механизмов образования  $\alpha$  - частиц с большими ( $\approx 0,4$  ГэВ/с)  $P_T$  и остальных  $\alpha$  - частиц и фрагментов с  $Z > 2$ . Другими словами, гипотеза о едином источнике испускания  $\alpha$  - частиц оказывается противоречащей экспериментальным данным /1/. Это дает основание считать не только корректным, но и необходимым при переходе в систему покоя операторной части ядра-снаряда игнорировать хвост больших  $P_T$  распределения рис. 2 независимо от механизма его образования (гипотеза о двух источниках /9,10/; механизм кратных перерассеяний, вклад каскадного распада промежуточных короткоживущих осколков (например  $^9\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ ) и т.д.).

Кривые 2 и 3 на рис. 2 представляют собой два способа реализации этого тезиса. В первом из них искалась аппроксимация  $P_T$ -распределения  $\alpha$  - частиц единственным распределением типа (1), обеспечивающая хо-

рошее описание данных лишь в области пика распределения (при  $P_T \leq 0,4$  ГэВ/с); во втором, следуя авторам работ /9,10/, анализировавшим гипотезу о двух источниках испускания релятивистских  $\alpha$  - частиц из ядро-ядерных взаимодействий, мы использовали двухралеевскую форму:

$$f(P_T^2) \sim a \exp(-P_T^2/2\sigma_1^2) + (1-a) \exp(-P_T^2/2\sigma_2^2), \quad (7)$$

( $a$  - доля  $\alpha$  - частиц из первого, низкотемпературного источника). В обоих случаях удается получить хорошие аппроксимации  $P_T$ -спектров  $\alpha$  - частиц в лабораторной системе координат не только в полном ансамбле  $^{22}\text{Ne}$  -ядерных событий, но и в различных их подансамблях /1/.

В дальнейшем мы, опираясь на описанный анализ  $P_T$ -распределения  $\alpha$  - частиц, использовали три величины  $\langle P_{T,\alpha} \rangle$  (вместе с величинами  $A$  или  $\langle \alpha \rangle$  для фрагментов с  $Z \geq 2$ ) для определения параметров  $\tau$  и  $\varphi_T$  модели фрагментации:

1.  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_0 =$  среднему значению  $P_T$  для эмпирического распределения (рис. 2). Мы считаем полученные при этом результаты некорректными, однако полезными для грубой оценки максимально возможного "размаха" динамических величин, о которых будет идти речь ниже.

2.  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_1 = \sqrt{\pi/2} \sigma$ , где  $\sigma$  - параметр одноралеевской аппроксимации эмпирического  $P_T$ -распределения в области "пика" ( $P_T \leq 0,4$  ГэВ/с).

3.  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_2 = \sqrt{\pi/2} \sigma_1$ , где  $\sigma_1$  - параметр первого из двух слагаемых ( $\sigma_1 < \sigma_2$ ) распределения (7), аппроксимирующего  $P_T$ -спектр вплоть до  $P_T = 1,5$  ГэВ/с.

В таблицу I сведены все значения  $\langle P_{T,\alpha} \rangle$  (а также  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$ ), использованные для оценки параметров  $\tau$  и  $\varphi_T$  модели фрагментации при анализе полного ансамбля  $^{22}\text{Ne}$ -Em соударений и различных подгрупп событий. Значения  $\sigma$  и  $\sigma_{1,2}$  и их погрешности при аппроксимациях формами (1) и (7) находились методом максимального правдоподобия. Коэффициенты азимутальной асимметрии  $A$  и  $\langle \alpha \rangle$  практически не изменяются при исключении  $\alpha$  - частиц с большими  $P_T$ . Что касается  $\langle P_T \rangle$   $\alpha$  - частиц, они при этом исключении существенно уменьшаются (приблизительно в 1,5 раза в среднем).

Таблица I

Ансамбль	$\langle P_{T,\alpha} \rangle_i$ МэВ/с			A	$\langle \alpha \rangle$
	i=0	i=1	i=2		
$^{22}\text{Ne}-\text{Em}$	$273 \pm 5$	$197 \pm 2$	$181 \pm 1$	$0,06 \pm 0,02$	$0,07 \pm 0,03$
$n_{h=0,1}$	$217 \pm 5$	$176 \pm 4$	$159 \pm 6$	$-0,02 \pm 0,03$	$-0,06 \pm 0,05$
$n_{h=2+8}$	$264 \pm 6$	$198 \pm 5$	$178 \pm 8$	$0,09 \pm 0,03$	$0,11 \pm 0,04$
$n_{h>8}$	$347 \pm 13$	$224 \pm 12$	$219 \pm 9$	$0,20 \pm 0,05$	$0,25 \pm 0,07$
$Q_{=2+4}$	$383 \pm 21$	$242 \pm 12$	$205 \pm 21$	$0,18 \pm 0,15$	$0,21 \pm 0,16$
$Q_{=5,6}$	$298 \pm 10$	$226 \pm 6$	$203 \pm 11$	$0,19 \pm 0,06$	$0,19 \pm 0,07$
$Q_{=7,8}$	$266 \pm 7$	$203 \pm 6$	$184 \pm 3$	$0,12 \pm 0,04$	$0,17 \pm 0,05$
$Q_{=9,10}$	$215 \pm 5$	$175 \pm 4$	$163 \pm 6$	$-0,02 \pm 0,03$	$-0,05 \pm 0,04$
$Z_{\text{max}}^{M\alpha X} = 2$	$294 \pm 6$	$198 \pm 5$	$183 \pm 3$	$0,10 \pm 0,03$	$0,23 \pm 0,05$
$Z_{\text{max}}^{M\alpha X} = 3+5$	$260 \pm 11$	$202 \pm 7$	$184 \pm 12$	$0,09 \pm 0,04$	$0,08 \pm 0,06$
$Z_{\text{max}}^{M\alpha X} \gg 6$	$197 \pm 4$	$177 \pm 5$	$169 \pm 5$	$-0,07 \pm 0,04$	$-0,11 \pm 0,05$

Таблица 2

Ансамбль	$q_T$ , ГэВ/с			$\sigma_N$ , МэВ/с		
	0	1	2	0	1	2
$\text{Ne}-\text{Em}$	$0,52 \pm 0,02$	$0,42 \pm 0,01$	$0,38 \pm 0,01$	$85 \pm 2$	$65 \pm 1$	$60 \pm 1$
$n_{h=0,1}$	$0,50 \pm 0,04$	$0,38 \pm 0,04$	$0,34 \pm 0,05$	$78 \pm 4$	$65 \pm 2$	$59 \pm 3$
$n_{h=2+8}$	$0,51 \pm 0,04$	$0,41 \pm 0,03$	$0,37 \pm 0,04$	$85 \pm 4$	$68 \pm 2$	$61 \pm 4$
$n_{h>8}$	$0,60 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,05$	$0,47 \pm 0,03$	$86 \pm 5$	$62 \pm 3$	$61 \pm 2$
$Z_{\text{max}}^{M\alpha X} = 2$	$0,55 \pm 0,03$	$0,42 \pm 0,02$	$0,39 \pm 0,02$	$85 \pm 4$	$61 \pm 2$	$57 \pm 2$
$Z_{\text{max}}^{M\alpha X} = 3+5$	$0,56 \pm 0,05$	$0,46 \pm 0,05$	$0,43 \pm 0,08$	$83 \pm 6$	$71 \pm 3$	$65 \pm 6$
$Z_{\text{max}}^{M\alpha X} \gg 6$	$0,43 \pm 0,04$	$0,37 \pm 0,06$	$0,36 \pm 0,06$	$72 \pm 4$	$69 \pm 2$	$66 \pm 2$

Примечание: Столбцы с индексами 0, 1, 2 соответствуют использованию  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_0$ ,  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_1$  и  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_2$ .

Найденные таким образом параметры  $q_T$  и  $\sigma_N = \sqrt{\frac{2}{\pi}} z$  выписаны в таблице 2 для полного ансамбля  $^{22}\text{Ne}-\text{Em}$  соударений и некоторых подансамблей. Анализируя результаты расчетов в сравнении с эмпирическими характеристиками, можно сделать следующие заключения:

1. Модель фрагментации движущегося остаточного ядра хорошо описывает азимутальные корреляции между фрагментами. Для примера на рис. 1 представлены (кривые 2) результаты расчета соответствующих корреляционных характеристик (распределений) при  $q_T = 0,42$  ГэВ/с и  $\sigma_N = 65$  МэВ/с (вариант с однорэлеевской аппроксимацией). Хорошего описания можно добиться и при других аппроксимациях и во всех подгруппах соударений.

2. Модель фрагментации движущегося ядра неплохо описывает распределения поперечных импульсов в области пика не только для  $\alpha$ -частиц, но и для других фрагментов снаряда (рис. 3). Это описание, как видно из рисунка, достигается лишь в вариантах с параметрами модели, определенными при обрезании больших  $P_T$   $\alpha$ -частиц. Сказанное справедливо для всех рассмотренных подансамблей взаимодействий.

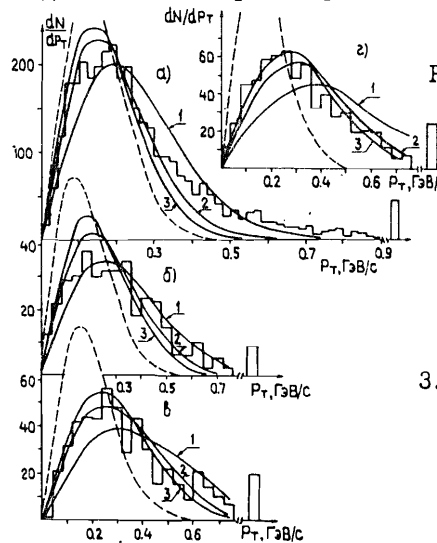


Рис. 3. Распределения по  $P_T$ -фрагментов с  $z = 2$  (а), 3, 4 (б), 5, 6 (в), 7, 8 (г). Кривые - модельный расчет при  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_0$  (1),  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_1$  (2),  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_2$  (3) и для случая  $q_T = 0$  (пунктир).

3. Один из наиболее важных выводов, следующих из сопоставления расчетных и эмпирических характеристик фрагментации неона-22, относится к вопросу о корректности статистической модели фрагментации /4, 5/. Как известно, первые эксперименты по фрагментации легких релятивистских ядер, выполненные в Беркли (см., например, /11/, приводили к результатам, находившимся в удовлетворительном согласии с этой моделью (нормальное распределение по компонентам 3-импульса фрагментов с любыми  $z$ , выполнение параболического закона и т.д.), хотя значения "распадной температуры"  $\sigma_N$  в них ( $\sigma_N \approx 90$  МэВ/с) были несколько меньше, чем в /5/ ( $\sigma_N \approx 110$  МэВ/с).

Дальнейшие эксперименты подтвердили, что модель ФХГ завышает значения  $\sigma_N$ ; были сделаны попытки уменьшить расчетные значения  $\sigma_N$ , учитывая корреляцию между импульсами нуклонов в ядре, что позволило на  $\sim 17\%$  уменьшить предсказания статистической модели для  $\sigma_N$  при фрагментации ядра  $^{40}\text{Ar}$  /12/.

Однако недавно появилась работа Мерфи /13/, в которой работа /5/ была подвергнута более существенной ревизии. Учитывая, что не только нуклоны в ядре должны представлять собой ферми-газ (основные предположения модели ФХГ), но и фрагменты, которые они образуют, Мерфи показал, что число комбинаций нуклонов, приводящих к формированию реальных фрагментов, намного меньше, чем в оригинальной версии модели /4,5/. Это обстоятельство сильно уменьшает дисперсию импульсного распределения; так, величина  $\sigma_N$ , согласно /13/, в области фрагментирующих ядер от  $^{12}\text{C}$  до  $^{40}\text{Ar}$  должна составлять  $\sim 55-65$  МэВ/с. В связи с тем, что теперь эмпирические значения  $\sigma_N$  стали существенно большими, чем расчетные, автор /13/ пришел к выводу о неадекватности статистической теории быстрой фрагментации и эксперимента.

Наши данные (табл.2) позволяют утверждать, что это заключение ошибочно; оно обусловлено неучетом поперечного движения фрагментирующего ядра, сильно искажающего импульсные характеристики фрагментов и, в частности, существенно увеличивающего измеряемые  $\sigma_N$ . Учет поперечного движения фрагментирующей системы вместе с исключением больших  $^*) P_T$  при переходе к ее системе покоя приводит, как это хорошо видно из данных табл. 2, к "неприлично" хорошему согласию с опытом статистической теории в варианте Фешбаха-Хуанга-Гольдхабер-Мерфи (ФХГМ) /4,5,13/. Впрочем, очевидно, что для более уверенного вывода об адекватности опыту модели ФХГМ желательнее провести анализ, подобный выполненному в настоящей работе, для ряда фрагментирующих ядер.

Зависимости параметров фрагментации - среднего поперечного импульса фрагментирующего ядра  $\langle q_T \rangle$  и его температуры  $\sigma_N$  от различных характеристик  $^{22}\text{Ne}$ -ядерного взаимодействия (числа сильноионизирующих частиц  $n_h$ , характеризующего среднюю массу ядра-мишени, с которым произошло соударение; заряда спектаторной части ядра-снаряда  $Q$ , определяющего (также в среднем) прицельный параметр соударения, и величины максимального заряда фрагмента снаряда  $z^{\text{max}}$ , дающего представление о степени дезинтеграции фрагментирующего ядра), представлены в табл.2 и на рис.4. Видно, что:

\*) В электронных экспериментах в Беркли большие  $P_T$  были подавлены "0°-геометрией" экспериментов (см., например /11/).

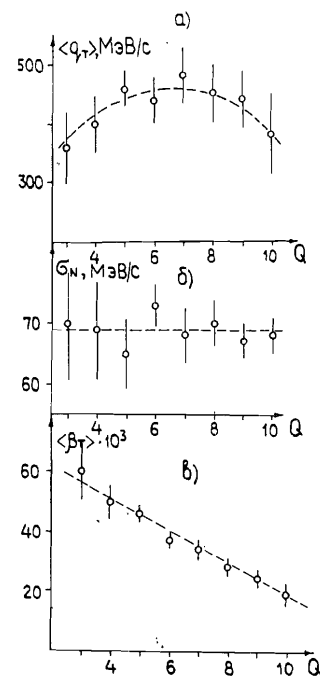


Рис. 4. Зависимости  $\langle q_T \rangle$  (а),  $\sigma_N$  (б) и  $\beta_T$  от  $Q$ .

1. Значение температуры  $\sigma_N$  фрагментирующего остаточного ядра замечательно устойчиво к характеристикам взаимодействия, в котором оно образовалось.  $\sigma_N$  в пределах ошибок его определения не зависит ни от массы ядра-мишени (табл.2), ни от прицельного параметра соударения (или от массы фрагментирующей системы)  $Q$  (рис.4б); нет также заметной зависимости от степени дезинтеграции фрагментирующего ядра. Отметим, что вывод не зависит от способа перехода в систему покоя ядра.

2. Значения полученного в соударении остаточным ядром-снарядом среднего поперечного импульса  $\langle q_T \rangle$  также довольно слабо зависят от характеристик взаимодействия. Из рис. 4а видно, что  $\langle q_T \rangle$  максимален при средних значениях  $Q$ , когда масса остаточного ядра - порядка половины массы ядра неона-22, и минимален

при  $M \rightarrow A_{\text{Ne}}$  или 0. Можно предположить, что значение  $\langle q_T \rangle$  пропорционально площади поверхности, разделяющей "холодную" (спектаторную) и "горячую" части участвующих в соударении ядер.

3. Зависимость скорости фрагментирующего ядра от его массы (т.е. от  $Q$ ) близка к линейной (рис. 4в): она максимальна при малых массах и минимальна при больших. Разумеется, что утверждение равносильно сделанному выше выводу о слабой  $Q$ -зависимости  $\langle q_T \rangle$ . И эти выводы не зависят от способа перехода в систему покоя остаточного ядра-снаряда.

Приведем в заключение количественные сведения о величинах искажений, вносимых в основные характеристики фрагментации поперечным движением фрагментирующего ядра и наличием "нестатистического" избытка больших  $P_T$  (см. также рис. 3). В таблице 3 приведено отношение эмпирических  $\langle P_T \rangle$  для фрагментов с разными  $z$  к расчетным в системе покоя (в варианте перехода к с.ц.м., использующего однорелевскую аппроксимацию). Видно, что значения для легких фрагментов в лабораторной системе координат значительно (в 1,5-2 раза) завышены указанными двумя факторами.

Таблица 3

Тип фрагмента	$\langle P_T \rangle_{\text{exp}}$	Тип фрагмента	$\langle P_T \rangle_{\text{exp}}$
	$\langle P_T \rangle_{\text{с.ц.м.}}$		$\langle P_T \rangle_{\text{с.ц.м.}}$
$\alpha$	$1,5 \pm 0,1$	$z = 5$	$1,7 \pm 0,1$
	$1,7 \pm 0,1$	$= 6$	$1,8 \pm 0,11$
	$1,8 \pm 0,1$	$= 7$	$1,8 \pm 0,1$
	$1,7 \pm 0,1$	$= 8$	$1,9 \pm 0,1$
	$1,6 \pm 0,1$	$= 9$	$2,0 \pm 0,1$
	$1,7 \pm 0,1$	$= 10$	$2,5 \pm 0,1$

При увеличении  $z$  отношения  $\langle P_T \rangle_{\text{exp}} / \langle P_T \rangle_{\text{с.ц.м.}}$  несколько увеличиваются.

Из сказанного следует, что зависимость  $\langle P_T(z) \rangle$  или  $\langle P_T(M) \rangle$  в лабораторной системе координат не дает, строго говоря, представления о степени соответствия данных параболическому закону (2). Если эта зависимость в лабораторной системе описывается параболой (см., например /11/), то в с.ц.м. движущегося распадающегося ядра она может от нее отклоняться (справедливо и обратное утверждение). Заметим также, что параболический закон нарушается и в варианте /13/ статистической теории /4,5/. Таким образом, этот вопрос нуждается в дополнительном исследовании.

Степень искажения  $\langle P_T \rangle$ , измеренного в лабораторной системе, зависит также от характеристик события.

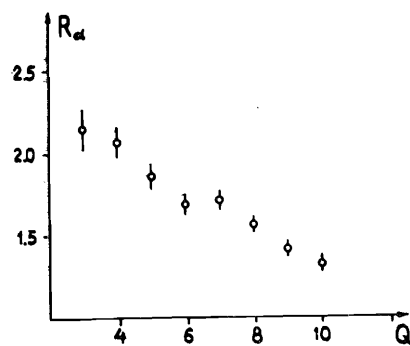


Рис. 5 Зависимость  $R_\alpha = \langle P_{T,\alpha} \rangle_{\text{exp}} / \langle P_{T,\alpha} \rangle_{\text{с.ц.м.}}$  от  $Q$ .

Для примера на рис.5 показана  $Q$  - зависимость завышения  $\langle P_T \rangle$  для  $\alpha$  - частиц,  $\langle P_{T,\alpha} \rangle_{\text{exp}} / \langle P_{T,\alpha} \rangle_{\text{с.ц.м.}}$ . Эта зависимость, конечно, связана с зависимостью скорости движения фрагментирующей системы (рис. 4в). Поражает очень большая величина завышения  $\langle P_T \rangle$  в событиях с малыми  $Q$  - центральными взаимодействиями.

Рассмотрим, наконец, данные по коллинеарности  $\epsilon$  - распределения по коэффициенту коллинеарности  $\beta$  для  $^{22}\text{Ne}$  - ядерных соударений

с фрагментами с  $z \geq 2$  в конечном состоянии. Модельные расчеты удовлетворительно описывают  $\beta$  - распределение (смотри рис.6).

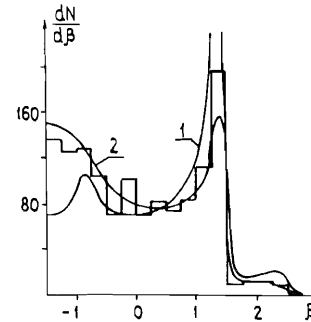


Рис. 6 Распределение по  $\beta$  (формула (6)) в  $^{22}\text{Ne}$  - ядерных соударениях. Кривые те же, что на рис. I

Значения  $B$  и  $\langle \beta \rangle$ , однако, превосходят расчетные (см. табл.4), хотя и невелики по абсолютной величине.

Таблица 4

Коэффициенты азимутальной коллинеарности в  $^{22}\text{Ne}$  - ядерных соударениях

Тип фрагмента	Величина	Экспериментальное значение	Расчет
$\alpha$ - частица	$B$	$0,08 \pm 0,03$	$0 \pm 0,001$
	$\langle \beta \rangle$	$0,16 \pm 0,04$	$0,01 \pm 0,01$
$z \geq 2$	$B$	$0,05 \pm 0,02$	$-0,004 \pm 0,006$
	$\langle \beta \rangle$	$0,08 \pm 0,03$	$-0,004 \pm 0,008$

Таким образом, наши данные не противоречат гипотезе о наличии у остаточного фрагментирующего ядра неона-22 углового момента, хотя эффект коллинеарности обеспечен лишь на уровне 2-4 стандартных отклонений (т.е. слабее, чем в /2,3/).

Так же, как и рис. I, рис. 6 иллюстрирует полную неадекватность эксперименту предположения об отсутствии поперечного движения фрагментирующего ядра.

### 5. ОСНОВНЫЕ ВЫВОДЫ

Перечислим в заключение основные результаты настоящего исследования.

I. Исследование корреляций в поперечной плоскости между продуктами фрагментации релятивистского остаточного ядра неона-22 доказывает, что оно в процессе соударения приобретает значительный поперечный импульс  $\langle q_T \rangle$  и, вероятно, некоторый угловой момент.



2. Модельным путем оценена величина  $\langle q_T \rangle$  и ее зависимость от массы ядра-мишени, массы фрагментирующего ядра и степени его дезинтеграции. В полном ансамбле  $^{22}\text{Ne}$  - ядерных соударений  $\langle q_T \rangle \cong 0,4 \text{ ГэВ/с}$ .

3. Модельным путем оценена "температура"  $\sigma_N$  фрагментирующей системы в ее системе покоя. Ее значение  $\sigma_N \cong 60-65 \text{ МэВ/с}$  замечательно устойчиво к изменению массы ядра-мишени, массы фрагментирующего ядра и степени его дезинтеграции. В единицах  $kT$  она составляет

$$kT = A(\sigma_N^2/m_N)/(A-1) \cong 4-5 \text{ МэВ}.$$

4. Значение  $\sigma_N$  хорошо соответствует статистической теории быстрой фрагментации ФХИМ /4,5,13/ в противоположность выводам /13/.

5. Поперечное движение фрагментирующего ядра сильно искажает измеряемые в лаб. системе импульсные характеристики фрагментов и величины, характеризующие фрагментацию, в частности, сильно увеличивает температуру  $\sigma_N$  (или  $kT$ ). Все найденные ранее без учета поперечного движения значения  $\sigma_N$  или  $kT$  следует считать некорректными (завышенными).

6. Показано, что для корректного определения характеристик фрагментации необходим количественный учет поперечного движения ядра и наличия дополнительных (к основному механизму его распада) механизмов рождения легких фрагментов с большими  $P_T$ , некоррелированных с основной частью фрагментов с относительно малыми  $P_T$ . Только при этом можно сопоставлять внутриядерные характеристики нуклонов и нуклонных ассоциаций (волновые функции) с наблюдаемыми на опыте характеристиками соответствующих фрагментов. За исключением эксклюзивных каналов фрагментации это может быть сделано лишь модельным путем, аналогичным выполненному в настоящей работе.

Авторы благодарны техническому персоналу лабораторий сотрудничества за помощь в проведении эксперимента, и сотрудникам ЛВЭ ОИЯИ, его обеспечившим.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Андреева Н.П. и др. ОИЯИ Р1-86-828, Дубна, 1986;
2. Бенгус Л.Е. и др. Письма в ЖЭТФ, 38, 1983, 353.
3. Chernov G.M. et al. Nucl. Phys., A412, 1984, 534
4. Feshbach H., Huang K. Phys. Lett, 1973, B47, 300.
5. Goldhaber A.S. Phys. Lett., B53, 1974, 306.
6. Van Hove L. Nucl. Phys., B9, 1969, 331; Kittel W, Van Hove L. Comp.Phys. Comm., 1, 1970, 425.

7. Бондаренко А.И. Препринт ИЯФ АН УзССР, 1986.

8. Азимов С.А., Чернов Г.М. Статистические методы в физике высоких энергий, Ташкент, ФАН, 1970.

9. Bhalla K.V. et al. Nucl. Phys., A367, 1981, 446

10. Aggarwal M.M. et al. Phys. Rev., C27, 1983, 640.

11. Greiner D.E. et al. Phys. Rev. Lett., 35, 1975, 152

12. Bertsch G. Phys. Rev. Lett., 46, 1981, 472.

13. Murphy M.J. Phys. Lett., 135B, 1984, N 1-3.

Рукопись поступила в издательский отдел  
13 апреля 1987 года.