

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



С 3438
Б-732

30/11-75

1 - 8715

2374/2-75

В.И.Богатин, Е.Л.Григорьев, О.В.Ложкин,
Ю.П.Яковлев

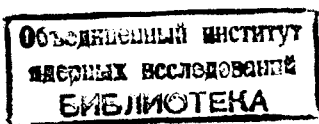
СИСТЕМАТИКА СЕЧЕНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ
В РАМКАХ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ
И ИЗОБАРИЧЕСКИЕ МУЛЬТИПЛЕТЫ

1975

1 - 8715

В.И.Богатин,¹ Е.Л.Григорьев, О.В.Ложкин,¹
Ю.П.Яковлев²

СИСТЕМАТИКА СЕЧЕНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ
В РАМКАХ БЫСТРЫХ ПРОЦЕССОВ
И ИЗОБАРИЧЕСКИЕ МУЛЬТИПЛЕТЫ



¹ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград.

² Ленинградский государственный университет
им. А.А.Жданова.

1. Введение

При изучении явления фрагментации, играющего большую роль в неупругом взаимодействии частиц высокой энергии с ядрами, особый интерес представляет систематизация его характеристик с целью выявления достаточно общих закономерностей.

В работе /1/ была сделана попытка создать вариант систематики полных сечений фрагментации на основе представлений о возбуждении в ядре падающей быстрой частицей неравновесных состояний, распадающихся на два тела - фрагмент m_2 и остаточное ядро m_1 . Существенным моментом в этой работе явилось то, что предложенные модели процесса образования фрагмента и его взаимодействия с остаточным ядром явились лишь основой для подбора формулы, определяющей зависимость сечения фрагментации от энергии падающей частицы и свойств ядра-мишени и фрагмента. Полученная сравнительно простая полуэмпирическая зависимость от параметров ядра-мишени и фрагмента /формула /9/ в работе /1/ / полных сечений образования вторичных частиц при неупругих нуклон-ядерных взаимодействиях в области высоких энергий позволила обобщить обширный экспериментальный материал. В этой работе было показано, что при соответствующем определении двух параметров в формуле /9/ оказывается возможным описать целый ряд экспериментальных фактов: зависимость полных сечений образования фрагментов от энергии падающих протонов, соотношения вероятностей образования зеркальных изобар в ядерных расщеплениях и так называемые изотопные эффекты /2,3/.

В то же время расчеты по предложенной формуле отношений сечений образования любых изобарных продуктов в предположении равенства для них нормирующего множителя $f / \text{фр} /$ приводят к большим расхождениям с экспериментом /вплоть до нескольких порядков/, что относится за счет сильных изменений функции $f / \text{фр} /$, и можно думать, что недостатки формулы аппроксимации связаны со структурой основного члена, дающего изоспиновое расщепление сечений. Кроме того, использованная в работе /1/ формула не позволяла учесть в явном виде вклад возбужденных состояний фрагментов, который мог быть существен. Все это сделало необходимым дальнейшее усовершенствование формулы аппроксимации сечений фрагментации.

В данной работе с помощью того же метода "производящей" модели, который был применен в работе /1/, делается попытка создать более универсальный вариант систематики, связывающей сечения испускания любых нуклидов в пределах данного массового числа m_2 и притом в любых состояниях возбуждения. Ряд следствий такого подхода к проблеме подвергается экспериментальной проверке.

Исходными для выбора формулы, аппроксимирующей сечения фрагментации, явились результаты работ /4-10/, в которых была показана невозможность сведения фрагментации к процессам равновесного статистического распада сильновозбужденных ядер. В отличие от /1/ в данной работе используется предположение о том, что фрагментация представляет собой процесс, протекающий на стадии, далекой от равновесия: $\tau_{\text{фр}} \ll \tau_{\text{рел}}$.

Рассмотрение изотопных эффектов в явлении фрагментации /1-3/ уже привело нас к выводу о существовании экспоненциальной зависимости сечений образования фрагментов от третьей проекции изоспина фрагмента t_3 и, в соответствии с изоспиновой инвариантностью сильных взаимодействий, от изоспина ядра T_3 .

Здесь мы хотим обратить внимание еще на одну особенность в отношениях сечений образования фрагментов из двух изотопов ядер-мишеней. Как показывает анализ экспериментальных данных, полученных в работах /2,3/ ,

отношение сечений образования любого фрагмента из легкого и тяжелого изотопа ядра-мишени подчиняется определенной комбинаторике: это отношение для данного фрагмента может быть представлено как произведение аналогичных отношений для более легких фрагментов при

$$\text{условии } t_3 = \sum_i t_{3i}, \quad m_2 = \sum_i m_{2i}$$

$$\frac{\sigma_{\ell}(m_2, t_3)}{\sigma_h(m_2, t_3)} = \prod_i \frac{\sigma_{\ell}(m_{2i}, t_{3i})}{\sigma_h(m_{2i}, t_{3i})} \quad /1/$$

В табл. 1 приведены отношения сечений образования ^3He , ^4He , ^6He , ^6Li , ^7Li , ^8Li , ^7Be из двух изотопов ядер-мишеней полученные непосредственно в эксперименте /3,3/ и вычисленные по формуле /1/ на основании измеренных отношений для изотопов водорода и гелия. Общее качественное соответствие между экспериментальными и расчетными величинами показывает, что формально любой сложный фрагмент может рассматриваться как сумма более простых частиц.

Это обстоятельство позволяет предположить возможность выделения в систематике сечений семейства частиц с данной величиной m_2 /независимо от всех прочих их характеристик/.

2. Выбор формулы для аппроксимации сечений фрагментации

Для получения более общего, чем в работе /1/, выражения для сечений фрагментации примем гипотезу процесса быстрого образования фрагментов /по сравнению с временем релаксации ядра/ как отправную точку для построения "эквивалентной модели". При этом будем предполагать, что в результате неупругого взаимодействия в ядре появляется энергичный кластер или возникает локальное возбуждение с квантовыми числами будущего фрагмента /изоспин t , t_3 , энергия возбуждения ϵ_i^{ex} , спин состояния S_i , радиус эквивалентного распределения

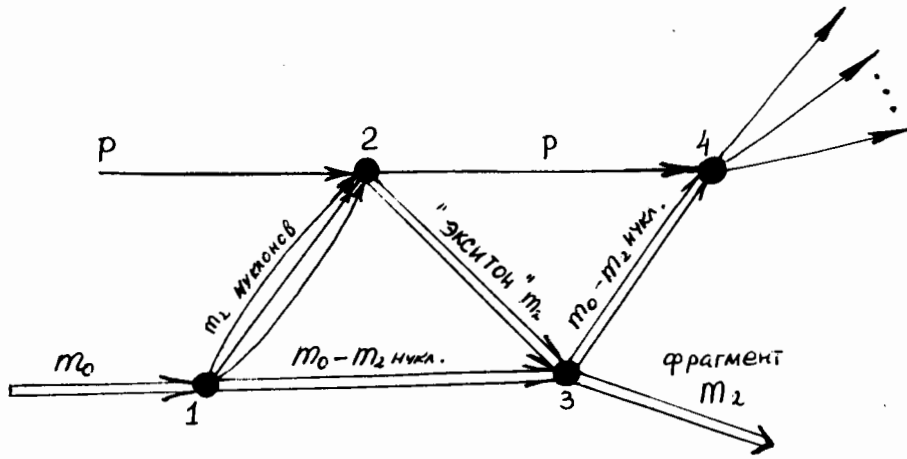


Рис. 1. Схема, поясняющая механизм образования фрагментов.

$R_2 = r_2 m_2^{1/3}$, масса m_2 , импульс \vec{p} /. Сказанное можно представить весьма приближенно диаграммой, изображенной на рис. 1, в которой процессы, происходящие в вершинах "1" и "2", считаются функциями только E и m_2 , ниже рассматривается лишь взаимодействие в вершине "3".

Предположим, что передача по ядру многонуклонного состояния m_2 определяется его взаимодействием с остаточной плотностью вещества и изоспина в ядре, т.е., что взаимодействие в изоскалярной части $\hat{\rho}$ зависит от $\rho_2(r) [\rho_0(r) - \rho_2(r)]$, а в изовекторной - от $[\rho_0(r) \hat{T}_0 - \rho_2(r) \hat{t}] \hat{t} \rho_2(r)$,

где $\rho_i(r)$ - плотность потенциала; индекс "0" относится к ядру-мишени, индекс "2" - к фрагменту. Для простоты примем относительно $\rho_i(r)$ те же условия, что и в /1/. Тогда для коэффициента η^+ - добавочного множителя к $\sigma_c(E)$ - в обычной теории двухчастичного распада, по аналогии с /1/, можно получить следующую запись:

$$\eta^+ = \exp \left\{ \frac{m_0 (R_0 + R_2) m_2}{R_0^3 \left(1 + \frac{R_2^3}{R_0^3} \right)} \left[\alpha(E) \left(1 - \frac{R_0^3 m_2}{R_2^3 m_0} \right) + \frac{\beta(E)}{m_0 \cdot m_2} \left[\hat{T}_0 \cdot \hat{t} - \frac{R_0^3}{R_2^3} t(t+1) \right] \right\}, \quad /2/$$

где R_0, R_2 - радиусы потенциала ядра-мишени и фрагмента; m_0, m_2 - массовые числа ядра-мишени и фрагмента; $\alpha(E), \beta(E)$ - параметры, подлежащие определению.

Интеграл по объему многонуклонного состояния m_2 с радиусом R_2 , взятый во внутренней части ядра и затем вдоль его радиуса, не может быть выражен в аналитическом виде. Поэтому для наших целей его можно оценить

приближенно как $\frac{R_2^3 (R_0 + R_2)}{1 + (R_2^3/R_0^3)}$. Множитель η^+ должен

описать изоспиновое расщепление сечения, не учитываемое фазовыми объемами. Для отношения фазовых объемов конечного и начального состояний кроме обычного мно-

жителя $m_2 (2S_i + 1) \exp \left\{ - \frac{Q + \epsilon_i^{ex} + B}{\theta} \right\}$, аппроксимирующего неравно-

весность процесса завышенным значением θ , введен дополнительный множитель $C(m_2)$, определяющий в матричном элементе семейство процессов с возбуждением m_2 нуклонов при отсутствии расщепления по спину и изоспину.

Таким образом, для полных сечений образования фрагментов имеет место выражение:

$$\sigma(m_2, t_i, t_3, \epsilon_i^{ex}, S_i) = \sigma(\Phi) \approx \sigma_{in} m_2 C(m_2) (2S_i + 1) \times$$

$$\times \exp \left\{ - \frac{Q + \epsilon_i^{ex} + B}{\theta} \right\} \cdot \exp \left\{ \frac{m_0 \cdot m_2 (R_0 + R_2)}{R_0^3 + R_2^3} \left[\alpha(E) \left(1 - \frac{R_0^3 m_2}{R_2^3 m_0} \right) + \frac{\beta(E)}{m_0 \cdot m_2} \left[\hat{T}_0 \cdot \hat{t} - \frac{R_0^3}{R_2^3} t(t+1) \right] \right\}$$

$$+ \beta(E) \frac{1}{m_0 \cdot m_2} \left(\hat{T}_0 \cdot \hat{t}_i - \frac{R_0^3}{R^3} t_i (t_i + 1) \right) \Big| \Big| ;$$

/3/

$$\sigma_{in} \approx 0,6 \pi R_0^2 .$$

Относительно физического смысла коэффициента $C(m_2)$ можно сделать следующее замечание. При выводе формулы /3/ использовался тот факт, что падающая частица возбуждает m_2 -частичное состояние. Поскольку при этом может возбудиться n_2 нейтронов и $m_2 - n_2$ протонов, то полное число таких сочетаний будет равно

$$\sum_{n_2=0}^{m_2} C_{m_2}^{n_2} = 2^{m_2} .$$

Это позволяет ввести в начальное состояние суммирование по 2^{m_2} равнозначным состояниям, что приводит к зависимости $C(m_2) \approx 2^{-m_2}$. Для некоторых значений m_2 и малых E / возможно отклонение от равновероятного распределения по состояниям, т.е. вес одного состояния станет пропорциональным не 2^{-m_2} , а увеличится. Для $m_2 \leq 13$, действительно, выполняется приближенное соотношение $C(m_2) \approx 2^{-m_2}$ хотя в случае $m_2 = 1$ и $m_2 = 3$ и 4 имеют место отклонения от зависимости $C(m_2) \approx 2^{-m_2}$, возможно, ввиду вклада в сечение образования нуклонов и легких частиц испарительного механизма. Кроме того, для фрагментов, представляющих собой α -частичные ядра, возможно увеличение $C(m_2)$ за счет выделенности α -частичных конфигураций в начальном состоянии /см. рис. 2/. Можно думать, что отклонения нормировочного параметра для фрагментов ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и " α -частичных" ядер от зависимости $C(m_2) \approx 2^{-m_2}$ могут оказаться связанными с α -частичными ширинами для ядра-мишени.

Для подбора параметров $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ величина барьера определялась по формуле $V = \frac{Z_2(Z_0 - Z_2)}{R_0 + R_2}$ МэВ /коэффициент понижения барьера принимался равным 0,7¹¹/.

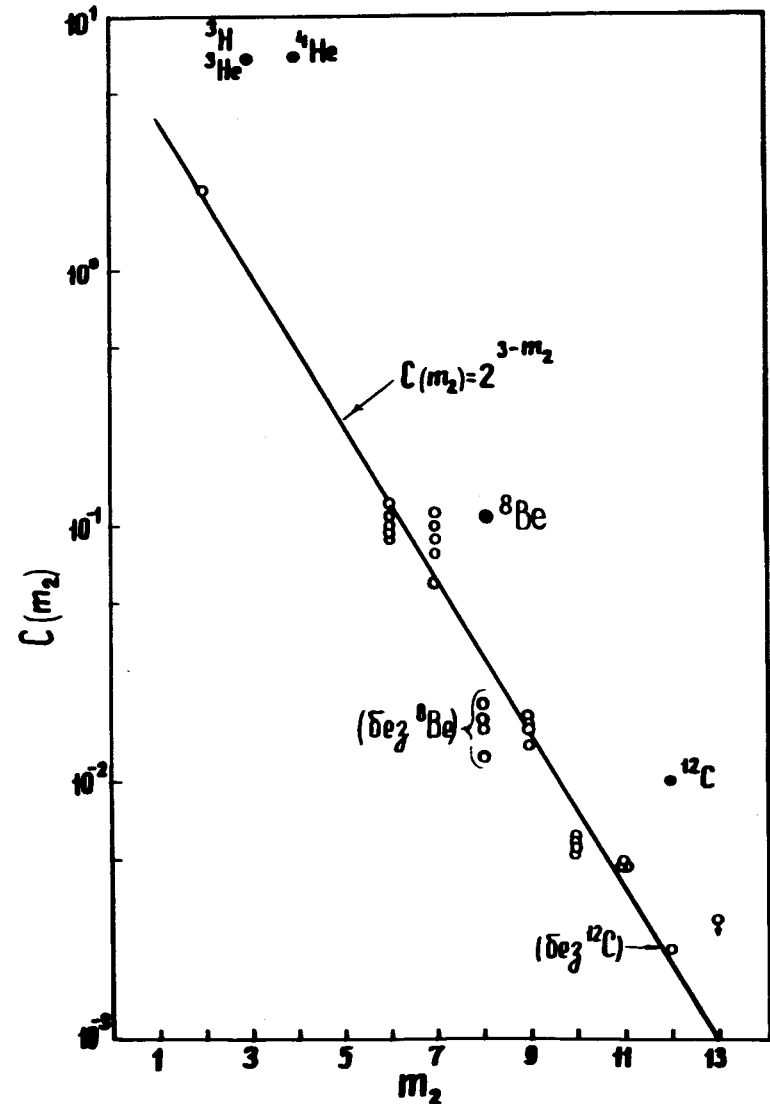


Рис. 2. Зависимость функции $C(m_2)$ от m_2 . Точки соответствуют значениям $C(m_2)$, вычисленным по формуле /3/ при использовании экспериментальных данных работ /14, 15/ по сечениям образования фрагментов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^8\text{He}$, ${}^8\text{Li}$, ${}^8\text{B}$, ${}^9\text{Li}$, ${}^9\text{Be}$, ${}^{10}\text{Be}$, ${}^{10}\text{B}$, ${}^{10}\text{C}$, ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{11}\text{Be}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{11}\text{C}$, ${}^{12}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$.

Для величин R_i /или $r_i = \frac{R_i}{m_i^{1/3}}$ /используются экспериментально измеренные значения /см., напр., /12/ /.
 Определение параметров $\alpha(E)$ и $\beta(E)$ производилось в "высокоэнергетическом" для протонов E -приближении /1/ по данным о сечениях фрагментации, приведенным в работе /11/, что дало следующие значения для параметров:

$$\alpha(E) = - \frac{0,070 \pm 0,008}{E}, (E, \text{ГэВ}) ; \beta(E) = +2,0 \pm 0,2.$$

/При суммировании по всем ядерно-стабильным состояниям фрагмента/.

Для полного сечения образования определенного фрагмента с учетом всех нуклоностабильных состояний можно записать выражение, учитывающее, кроме того, возможность образования данного фрагмента при распаде более тяжелых фрагментов m_{2j} :

$$\begin{aligned} \sigma(\text{Фр}) = & \sigma_{\text{ин}} \{m_2 C(m_2) \exp\{-\frac{Q+B}{\theta}\} \exp\{m_2 \frac{R_0 + R_2}{R_0^3 + R_2^3} \times \\ & \times [\frac{\alpha(E)}{R_2^3} (R_2^3 m_0 - R_0^3 m_2)]\} \times \sum_i (2S_i + 1) \exp\{-\epsilon_i^{\text{ex}}/\theta\} \times \\ & \times \exp\{\frac{R_0 + R_2}{R_0^3 + R_2^3} \beta(E) [\hat{T}_0 \cdot \hat{t}_i - \frac{R_0}{R_2^3} t_i(t_i + 1)]\} + \sum_i m_{2j} C(m_{2j}) \times \\ & \times \exp\{-\frac{Q_j + B_j}{\theta}\} \exp\{m_{2j} \frac{R_0 + R_{2j}}{R_0^3 + R_{2j}^3} \alpha(E) (R_{2j}^3 m_0 - R_0^3 m_{2j})\} \times \\ & \times \gamma_{j \rightarrow 2}^K \sum_K (2S_j^K + 1) \exp\{-\frac{\epsilon_{Kj}^{\text{ex}}}{\theta}\} \exp\{\frac{R_0 + R_{2j}}{R_0^3 + R_{2j}^3} \beta(E) [\hat{T}_0 \cdot \hat{t}_{3K} - \\ & - \frac{R_0}{R_{2j}^3} t_K(t_K + 1)]\}, \end{aligned} \quad /4/$$

где индекс i относится к состояниям наблюдаемого фрагмента, j - к фрагменту, распадающемуся на наблюдаемый фрагмент, K - к уровням m_{2j} , распадающимся на наблюдаемый фрагмент с весом $\gamma_{j \rightarrow 2}^K$.

Однако, учитывая, что сечение $\sigma(m_{2j})$ значительно меньше сечений $\sigma(m_2)$ при $m_{2j} > m_2$, как первое приближение можно принять, что генетической связью между m_2 и m_{2j} следует пренебречь, т.е. положить $\gamma_{j \rightarrow 2}^K = 0$, сохранив лишь суммирование по нуклоноустойчивым состояниям $\{i\}$.

Сравнение формулы /3/ с экспериментальными зависимостями сечений фрагментации от энергии первичных протонов позволяет выявить следующий факт. Как следует из формулы /3/, для всех фрагментов с массой m_2 при приблизительном равенстве для них радиусов R_2 форма функции возбуждения при $E_p \geq 1 \text{ ГэВ}$ должна быть одинакова. В табл. 2 представлены экспериментально измеренные величины отношений сечений образования изобар для нескольких, достаточно отличающихся друг от друга энергий E . Можно видеть, что указанное свойство функции возбуждения действительно имеет место, т.к. отношения сечений сохраняются постоянными /единственное исключение составляет случай отношения сечений $\sigma(^7\text{Li})/\sigma(^7\text{Be})$ для урана, что может быть связано с ошибками измерений/.

Таким образом, для всех состояний внутри данного изобарического мультиплета m_2 можно принять постоянное значение R_2 , т.е. считать $R_2 = R_2(m_2)$, и пренебречь зависимостью от других параметров фрагмента, что, естественно, может привести к некоторым неточностям*.

В связи с этим мы считаем, что мультиплет $\{m_2\}$ задается значениями $C(m_2)$, m_2 , R_2 , а частицы внутри мультиплета характеризуются величинами

$$t_3, S_i, \epsilon_i^{\text{ex}}, t_i.$$

*Следует отметить, что для нуклидов, нестабильных по отношению к нуклонному распаду, можно ожидать увеличения R_2 .

Таблица 1

Комбинаторные соотношения сечений фрагментации для изотопных пар ядер-мишеней

фрагмент	"Составитель- мне" фраг- мента	отношения сечений			
		$^{10}\text{B} / ^{11}\text{B}$ $\sigma/\sigma_{\text{ядр. экв.}}$	$^{58}\text{Ni} / ^{61}\text{Ni}$ $\sigma/\sigma_{\text{ядр. экв.}}$	$^{112}\text{Sn} / ^{124}\text{Sn}$ $\sigma/\sigma_{\text{ядр. экв.}}$	$\frac{\sigma_{\text{ф.}}}{\sigma_{\text{я.}}}$
^3He	$^1\text{H} + ^2\text{H}$	$1,15 \pm 0,02$	$1,52 \pm 0,05$	$1,41 \pm 0,03$	1,97
^4He	$^1\text{H} + ^3\text{H}$ $^2\text{H} + ^2\text{H}$	$1,03$ $1,07 \pm 0,014$	$1,35$ $1,15 \pm 0,02$	$1,32 \pm 0,04$	1,2 1,04
^6He	$^3\text{H} + ^3\text{H}$	0,7	0,50	0,25	0,38
^6Li	$^1\text{H} + ^2\text{H} + ^3\text{H}$ $^2\text{H} + ^4\text{He}$ $^3\text{H} + ^3\text{He}$	-	$1,55$ $1,31$ $1,01$	$1,03 \pm 0,04$	1,22 1,34 0,88
^7Li	$^1\text{H} + ^3\text{H} + ^3\text{H}$ $^2\text{H} + ^2\text{H} + ^3\text{H}$ $^3\text{H} + ^4\text{He}$	-	$0,89$ $0,86$ $0,76$	$0,53 \pm 0,04$	0,74 0,64 0,82
^8Li	$^2\text{H} + ^3\text{H} + ^3\text{H}$ $^2\text{H} + ^6\text{He}$	-	$0,5$ $0,57$	$0,29 \pm 0,05$	0,39 0,26
^7Be	$^2\text{H} + ^2\text{H} + ^3\text{He}$ $^1\text{H} + ^3\text{H} + ^3\text{He}$ $^1\text{H} + ^6\text{Li}$ $^3\text{He} + ^4\text{He}$	-	$1,98$ $2,06$ $2,7$ $1,75$		1,47 1,69 1,98 1,86

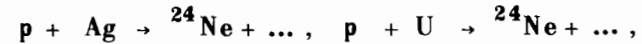
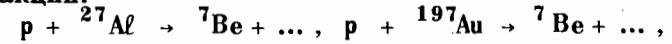
Таблица 2

Отношения сечений образования изобар при различных энергиях

Изобары	Ядро-мишень	энергия протонов, ГэВ	Отношение сечений	Ссылка
$\frac{^6\text{Li}}{^6\text{He}}$	Ag	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{3,2}{2,9}$	/13/ /14/
	U	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{0,56}{0,04}$	/13/ /15/
$\frac{^7\text{Li}}{^7\text{Be}}$	Ag	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{4,5}{4,0}$	/13/ /15/
	U	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{25,0}{9,0}$	/13/ /15/
$\frac{^{10}\text{Be}}{^{10}\text{B}}$	Ag	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{4,5}{3,4}$	/13/ /14/
	U	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{0,15 \pm 0,07}{0,07}$	/13/ /15/
$\frac{^{12}\text{Be}}{^{12}\text{B}}$	Ag	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{5,6}{6,2}$	/14/
	U	$\frac{1,0}{3,5}$	$\frac{1,25}{1,6}$	/15/
$\frac{^{24}\text{Ne}}{^{24}\text{Ne}}$	Ag	$\frac{1,0}{2,0}$ $\frac{2,0}{3,0}$	$\frac{15,0}{15,5}$ $\frac{13,0}{13,0}$	/14/
	U	$\frac{1,0}{2,0}$ $\frac{2,0}{3,0}$	$\frac{3,45 \pm 2,8}{3,8}$ $\frac{2,7}{2,7}$	/15/

3. Сравнение с экспериментом

Для сравнения вычислений по формуле /4/ /при $\gamma_{i=0}^{\text{K}}=0$ / с экспериментом мы провели расчет функций возбуждения реакций:



а также расчет соотношений между сечениями образования некоторых легких и тяжелых фрагментов при различных

энергиях протонов. Соответствующие результаты представлены на рис. 3 и в табл. 3; из них следует, что имеет место удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных зависимостей. Часть расчетов в табл. 3 сделана при двух значениях γ_2 ; они показывают степень чувствительности указанных отношений к вариации радиуса r_2 .

В табл. 4 представлены отношения сечений образования ряда изобарных продуктов. Результаты этой таблицы демонстрируют удовлетворительное совпадение расчета с экспериментом, что свидетельствует о правильности допущения возможности введения универсального множителя $C(m_2)$, выделяющего семейства фрагментов с данным значением m_2 - изобарические мультиплеты. На рис. 4 показано распределение сечений в пределах изобарических мультиплетов с $m_2 = 10$ и 11. Из него следует, что расчетные и экспериментальные значения сечений совпадают. Хорошее описание экспериментальных данных формулой /4/, в частности, означает, что, во-первых, эту формулу

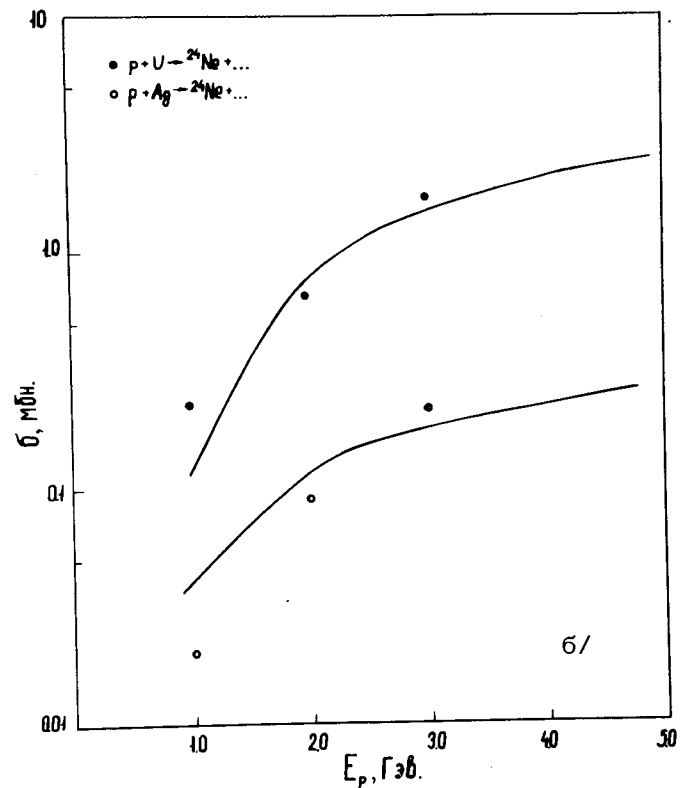
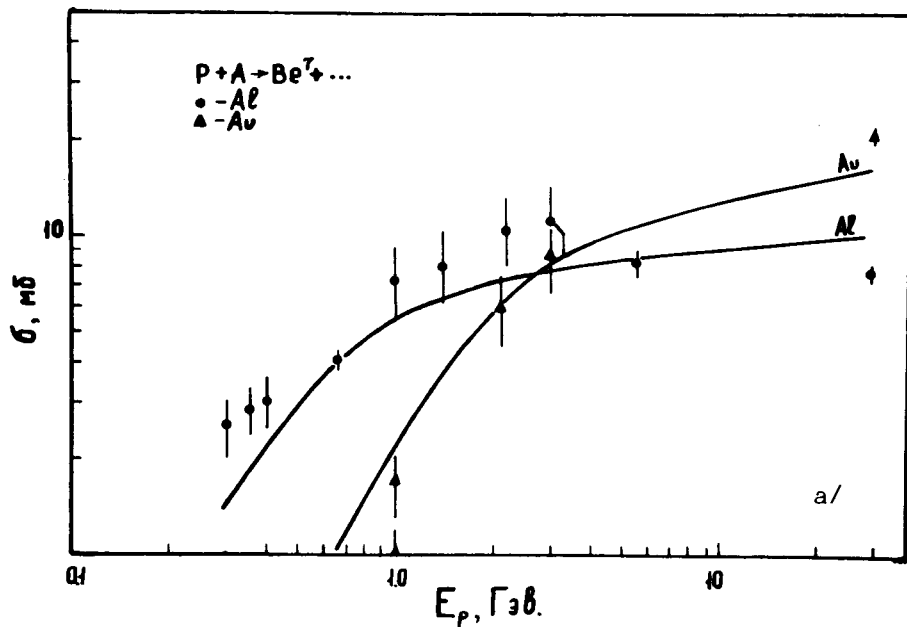


Рис. 3. Зависимости сечений образования 7Be /а/ и ${}^{24}Ne$ /б/ от энергии протонов E . Экспериментальные значения сечений взяты из работ /11, 14, 15/. Сплошные линии соответствуют вычислениям по формуле /3/.

можно использовать для приближенной оценки сечений образования некоторых "экзотических" ядерных систем, и, во-вторых, что необходимость учета возбужденных состояний фрагментов показывает, что можно попытаться обнаружить распадающиеся фрагменты - "нуклидные струи", т.е. коррелированные по углу потока частиц, происхождение которых с разных позиций обсуждалось в /20, 21/.

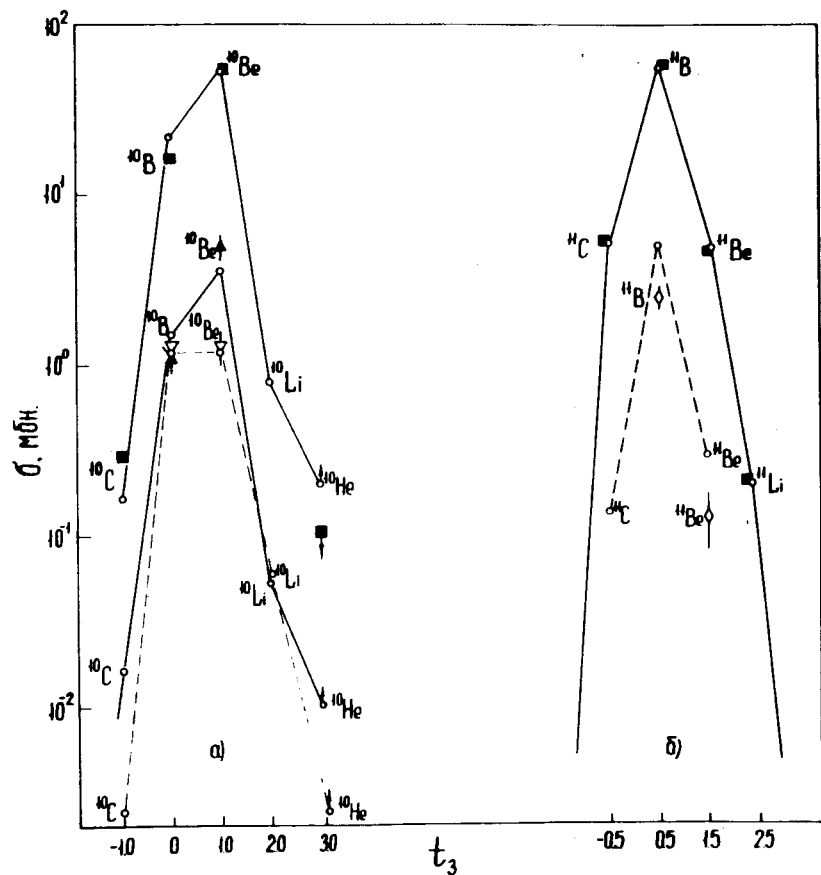


Рис. 4. Зависимость сечений образования фрагментов в пределах мультиплетов: а/ $m_2=10$, б/ $m_2=11$. Экспериментальные значения сечений обозначены: а/ \blacksquare - U, $E = 5,5$ ГэВ^{/15/}; \blacktriangle - U, $E = 1,0$ ГэВ^{/11/}; ∇ - Ag, $E = 1,0$ ГэВ^{/11/}; б/ \blacksquare - U, $E = 5,5$ ГэВ^{/15/}; \diamond - Ag, $E = 1,0$ ГэВ^{/11/}. Расчетные значения сечений отмечены светлыми кружками и соединены для наглядности линиями.

Таблица 3

Отношения сечений образования фрагментов $\sigma(\epsilon_1)/\sigma(\epsilon_2)$ при двух значениях энергии E_1 и E_2 первичных протонов

Фрагмент	Ядро-мишень	Энергия протонов ГэВ		Эксперимент		Расчет	
		E_1	E_2	$\sigma(\epsilon_1)/\sigma(\epsilon_2)$	ссылка	$\sigma(\epsilon_1)/\sigma(\epsilon_2)$	τ_{t_2} , фм
⁶ He	Cu	0,94	1,84	0,50	/16/	0,45	1,98
	Ag			0,57		0,57	
⁹ Li	Cu	1,0	2,8	0,27	/17/	0,54	1,4
	Ag			0,21		0,49	
	U			0,20		0,42	
⁷ Be	Cu	1,0	2,8	0,27	/17/	0,44	1,5
	Ag			0,21		0,39	
	U			0,20		0,32	
¹⁰ Be	V	3,0	29,0	$0,69 \pm 0,10$	/18/	0,88	1,5
	Co	11,5	300,0	$0,85 \pm 0,12$	/19/	0,91	1,8
¹⁰ B	U	1,0	5,5	11,0	/13,15/	3,4	1,4
	U	1,0	5,5	14,5	/13,15/	11,6	1,8
¹³ N	V	3,0	29,0	$0,62 \pm 0,10$	/18/	0,85	1,4
	U	1,0	2,9	0,20	/15/	0,32	1,4
¹⁷ N	Cu	1,0	2,8	0,23	/17/	0,23	1,4
	Ag			0,16		0,18	
	U			0,17		0,17	
¹⁶ C	Cu	1,0	2,8	0,21	/17/	0,33	1,4
	Ag			0,16		0,26	
	U			0,17		0,19	
²⁰ Ne	Ag	3,0	29,0	0,43	/14/	0,47	1,4
	U			0,26	/15/	0,39	
²² Ne	Ag	3,0	29,0	0,44	/14/	0,40	1,4
	U			0,26	/15/	0,35	

Таблица 4.

Отношения сечений образования некоторых изобарных ядер
(расчет выполнен в предположении постоянства $C(m_2)$
для всего семейства изобар и с учетом известных нуклонно-
стабильных состояний фрагментов)

Изобар- ная па- ра	Ядро- мишень	Энергия пучка протонов ГэВ	Расчет по фор- муле (4)	Экспери- мент	Ссылка	Значение r_2 , см
$^8\text{C}/^8\text{C}$	$^{\text{Fe}}$ $^{\text{Pb}}$	0,6 0,6	1,7 6,9	1,65 5,0	/1/	1,4
$^6\text{He}/^6\text{Li}$	$^{\text{Ag}}$ $^{\text{Au}}$	1,0 5,5 1,0	0,38 0,38 0,7	0,32 0,1 0,35 1,03	/13/ /14/ /13/	1,98
$^7\text{Li}/^7\text{Li}$	$^{\text{Ag}}$ $^{\text{Au}}$ $^{\text{U}}$	1,0 5,5 1,0 5,5	4,9 4,9 11,0 11,0	4,5 3,9 1,4 24,7 1,1 2,6 9,3	1,1 0,6 /13/ /14/ /13/ /13/ /15/	1,8
$^8\text{He}/^8\text{Li}$	$^{\text{U}}$	5,5	0,075	0,085	/15/	1,8
$^9\text{Li}/^9\text{Be}$	$^{\text{Ag}}$ $^{\text{Au}}$ $^{\text{U}}$	1,0 5,5 1,0 5,5	0,08 0,08 0,49 0,46 0,46	0,13 0,17 0,26 0,37 0,31	/13/ /14/ /13/ /13/ /15/	1,8
$^{10}\text{Be}/^{10}\text{B}$	$^{\text{Ag}}$ $^{\text{U}}$	1,0 5,5	1,0 2,2 2,5	1,0 4,5 3,4	/13/ /13/ /15/	1,8
$^{11}\text{C}/^{11}\text{C}$	$^{\text{U}}$	4,8	0,3	0,4	/15/	1,4

Возможность получения отношения сечений образова-
ния любых изобар по формулам /3/ и /4/ позволяет по
известным сечениям оценивать сечения образования ядер-
продуктов, находящихся на границе нуклонной стабильнос-
ти. Основным препятствием для проведения таких оценок
является отсутствие точных сведений о радиусах, массах
и спинах искомых ядер. Мы провели ряд оценок для сече-
ний образования таких экзотических ядер как ^8C , ^{10}He ,
 ^{11}He , ^{14}Be в реакциях $p + U$ при энергии 5,5 ГэВ, для кото-
рых известны сечения образования соответствующих изобар-
ных продуктов /14,15/. Эти сечения оказались следующими:

$$\sigma(^8\text{C}) = 0,00005 \text{ mb} (r_2 = 1,8); \sigma(^{10}\text{He}) \geq 0,15 \text{ mb}, (r_2 = 1,8);$$

$$\sigma(^{11}\text{He}) \geq 0,001 \text{ mb} (r_2 = 1,4); \sigma(^{14}\text{Be}) = 0,017 \text{ mb}, (r_2 = 1,4).$$

Сечение образования ^{14}Be в реакции $p+U$ было опреде-
лено недавно в работе /22/, в которой была доказана ста-
бильность ^{14}Be по отношению к нуклонному распаду. Се-
чение образования ^{14}Be оказалось равным 0,010 мб, что
совпадает с приведенной выше оценкой.

Сравнение вычисленного сечения образования ^{10}He с
полученным в работе /15/ верхним пределом сечения
образования частиц в данной области масс позволяет,
по-видимому, говорить о ядерной нестабильности ядра
 ^{10}He , что совпадает с выводом, сделанным в работе /23/.

Необходимо отметить, что возможность оценивать
по формуле /3/ сечения образования практически любых
экзотических ядер позволяет использовать ее в иссле-
дованиях ядер вблизи границы нуклонной стабильности.

Заключение

Развитие систематики сечений фрагментации на ос-
нове представлений о быстрых процессах образования
фрагментов и сопоставление предсказаний данной систе-
матики с экспериментом позволяют сделать следующие
выводы.

На наш взгляд, наиболее существенным является то
обстоятельство, что полные сечения фрагментации уда-
ется систематизировать, выявляя четкие мультиплеты
фрагментов, определяемые значением массового числа
 m_2 , в пределах которых расщепление сечений осущест-
вляется как за счет фазообъемного множителя, так и бла-
годаря изоспин-инвариантному взаимодействию. Важным
является также и то, что в пределах точности современ-
ного эксперимента не возникает необходимости во введе-
нии какой-либо разницы между нейтронным и протонным
радиусами ядер-мишеней, и то, что в расчетах исполь-
зуются реальные характеристики исходных и образуемых
ядер.

Однако такое свойство ядер, как ассоциирование нуклонов, по-видимому, проявляется в отклонениях от зависимости $C(m) \approx 2^{m^2}$, которые обнаруживаются для фрагментов, представляющих собой "а-частичные ядра".

Что касается предсказаний появления скоррелированных по углу частиц в расщеплениях /"нуклидных струй"/, то образование таких корреляций есть необходимое следствие предлагаемого подхода к систематизации сечений фрагментации. Этот механизм коррелирования должен быть признан альтернативой предложенному в работе^{/22/} механизму квантовых интерференций. Сама по себе систематика /4/ не позволяет делать оценки сечений образования ядер, о характеристиках которых ничего не известно. Фактически речь может идти об оценке сечения для систем, заданных определенным модельным способом. Поэтому совпадение или резкое несовпадение с экспериментом скорее всего может означать правильность или ошибочность модели изучаемого нуклида. Вместе с тем, некоторые граничные оценки могут быть сделаны, если речь идет, например, о минимальном значении сечения образования ядра, для которого спин основного состояния и детали спектра устойчивых к нуклонному распаду состояний неизвестны.

Разумеется, в настоящее время еще рано говорить о том, что результаты данной работы доказывают преобладание предложенного механизма явления фрагментации и коррелирования. Речь идет пока об установлении некоторых общих закономерностей этих явлений, что будет полезно не только в приложениях ядерной физики высоких энергий к смежным областям науки, но и для понимания природы изучаемых процессов.

Эти закономерности позволяют выявить одну аналогию с физикой элементарных частиц, а именно: группировку сечений в изобарические мультиплеты, связанную со свойствами симметрии сильных взаимодействий. Аналогия может быть расширена на случай более высоких симметрий и более сложных мультиплетов с целью включения в рассмотрение гиперонов и гиперядер.

Что касается вопроса о времени развития процесса фрагментации $\tau_{фр}$, существенного для вывода формулы

/3/, то, на наш взгляд, в ближайшие годы можно осуществить реальное сопоставление этой величины с временем релаксации возбужденного ядра $\tau_{рел}$, используя для этой цели поляризованные ядра, например, ^{152}Sm или ^{154}Sm . В этом случае сопоставление данных, получаемых от поляризованной и деполаризованной мишеней, может дать ответ на вопрос о соотношении времен $\tau_{фр}$ и $\tau_{рел}$.

Независимо от решения этого вопроса наиболее общие свойства сечений требуют для своего объяснения лишь предположения об изоспиновой структуре взаимодействия и знания свойств самих фрагментов. Нам представляется поэтому интересным распространить исследование фрагментации на область "корреляций" с целью проверки основных положений систематики для случая нестабильных систем.

Авторы выражают глубокую признательность Н.А.Перфилову за внимание и поддержку данной работы, М.И.Подгорецкому, Г.И.Копылову, В.К.Лукьянову и В.Д.Тонееву - за ее обсуждение.

Литература

1. В.И.Богатин, Е.Л.Григорьев, В.Ф.Литвин, О.В.Ложкин, Ю.П.Яковлев, Ю.В.Кангрополь. Сообщение ОИЯИ, 1-8393, Дубна, 1974.
2. В.И.Богатин, В.К.Бондарев, В.Ф.Литвин, О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов, Ю.П.Яковлев, В.П.Бочин. ЯФ, 19, 32 /1974/.
3. В.В.Авдейчиков, В.И.Богатин, Е.Л.Григорьев, О.В.Ложкин. Сообщение ОИЯИ, 1-7894, Дубна, 1974.
4. В.В.Авдейчиков, Е.Л.Григорьев, О.В.Ложкин, Ю.П.Яковлев. Препринт ОИЯИ, Р-2093, Дубна, 1965.
5. О.В.Ложкин, Ю.П.Яковлев. Изв. АН СССР, сер.физ., 31, 315 /1967/.
6. V.P.Crespo, J.M.Alexander, E.K.Hyde. Phys. Rev., 131, 1765 /1963/.
7. Е.Л.Григорьев, О.В.Ложкин, В.М.Мальцев, Ю.П.Яковлев. ЯФ, 6, 696 /1967/.

8. Е.Л.Григорьев, О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов, Ю.П.Яковлев. *Suppl.J.Phys.Japan*, 24, 709 /1968/.
9. П.А.Горичев, О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов, Ю.П.Яковлев. *ЖЭТФ*, 41, 327 /1961/.
10. В.В.Авдейчиков, В.И.Богатин, О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов, Ю.П.Яковлев. *Изв. АН СССР*, 28, 1573 /1964/.
11. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. "Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами". М., Атомиздат, 1972.
12. М.Престон. "Физика ядра". М., "Мир", 1964.
13. Е.Н.Вольнин, А.А.Воробьев, В.Г.Грачев, Д.М.Селиверстов, Э.М.Спириденков, *Препринт ЛИЯФ-101*, Ленинград, 1974.
14. Е.К.Худе, G.W.Butler, А.М.Poskanzer. *Phys.Rev.*, 4C, 1759 /1971/.
15. А.М.Poskanzer, G.W.Butler, Е.К.Худе. *Phys.Rev.*, 3C, 882 /1971/.
16. I.Dostrowsky, Z.Frankel, J.Hudis. *Phys.Rev.*, 123, 1452 /1961/.
17. I.Dostrowsky et al. *Phys.Rev.*, 139B, 1513 /1965/.
18. L.Husian, S.Katcoff. *Phys.Rev.*, 7C, 2452 /1973/.
19. S.Katcoff et al. *Phys.Rev.Lett.*, 30, 1221 /1973/.
20. С.А.Азимов, Р.Каримова, О.В.Ложкин. *ЯФ*, 7, 332 /1968/.
21. М.И.Подгорецкий, Д.И.Копылов. *Препринт ОИЯИ*, Р4-5927, Дубна, 1971.
22. J.D.Bowman, А.М.Poskanzer, R.G.Korteling, G.W.Butler. *Phys.Rev.*, 9C (3), 836 /1974/.
23. А.Г.Артукх, V.V.Audeichikov, G.F.Gridnev, V.L.Mikhcheev, V.V.Volkov, S.Wilczynski. *JINR*, E7-5492, Dubna, 1970.

Рукопись поступила в издательский отдел
20 марта 1975 года.