

ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЧАСТИЦ И ЯДЕР ПРОМЕЖУТОЧНЫХ И ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Ю. П. Яковлев

Ленинградское высшее инженерное морское училище им. С. О. Макарова,
Ленинград

Рассмотрено современное состояние вопроса о фрагментации ядер-мишеней частицами и ядрами промежуточных и высоких энергий.

The present status of study of target-nuclei fragmentation by intermediate and high-energy particles and nuclei is considered.

ВВЕДЕНИЕ

В последние 5—10 лет возрос интерес к явлению фрагментации. Причины для этого много. Во-первых, данные, относящиеся к фрагментации, стали широко привлекаться к решению многих задач космофизики и космохимии, что потребовало их существенного уточнения и расширения. Во-вторых, именно в реакциях фрагментации были обнаружены новые изотопы легких ядер [1—4] и проводятся поиски других необычных ядерных систем [5—6], в том числе гипотетических мультинейтронных ядер. В-третьих, после работ К. Тибо-Филипп [7] по изучению образования тяжелых фрагментов (ТФ) — изотопов натрия в расщеплениях ядер ^{92}Mo и ^{100}Mo протонами высоких энергий и работ ленинградских групп, обнаруживших «изотопные эффекты» для сечений и спектров легких медленных фрагментов (ЛМФ) — изотопов водорода, гелия, лития, бериллия, бора, углерода [8—10] и работы [11] по изучению изотопных эффектов для тяжелых фрагментов ^{17}N стало ясно, что наметились новые пути в исследовании самого процесса фрагментации.

Особый интерес проявляется к этому явлению благодаря развитию новых идей, касающихся физики адрон- и ядро-ядерных взаимодействий (в данном случае — применительно к процессу рождения быстрых фрагментов — БФ). Основные направления, которые развивались и продолжают развиваться в физике БФ — это модели «ядерных фейрболов» [12—14], модели флуктонов [15, 16], модели коалесценции [17, 18]. Определенные надежды на явление фрагментации возлагаются и в связи с поисками различных гидродинамических мод возбуждения ядер [19—21]. Эти идеи, весьма различные и по содержанию, и по перспективам, стимулировали большое число экспериментальных исследований (например, [22—38]), давших интерес-

ный материал, пока еще не получивший должного теоретического истолкования.

Развитие экспериментальных возможностей (в частности, связанное с использованием пучков релятивистских ядер на ускорителях в Дубне и Беркли) привело к быстрому росту числа публикаций, в которых так или иначе затрагиваются проблемы фрагментации.

За время, прошедшее с середины 70-х годов, ситуация в данной области физики заметно изменилась. Так, сейчас уже можно, анализируя имеющийся экспериментальный материал, попытаться искать ответ на вопрос о том, что же, собственно говоря, можно узнать нового, изучая фрагментацию.

Мы разделили весь материал на три части. Первая относится к данным по ЛМФ и модельным описаниям процесса их рождения, вторая — к ТФ (к ним мы отнесем ядра с массовыми числами $15 \leq A_f \leq 50$ при условии, что A_f существенно меньше массового числа A_0 ядра-мишени). Третья группа данных относится к быстрому фрагментам (легкие фрагменты с энергиями E более 10 МэВ/нуклон).

Мы не рассматриваем в деталях теоретические работы, посвященные фрагментации. Причин для этого достаточно. В частности, не так давно вышли обзорные статьи авторов соответствующих теоретических подходов к проблеме физики быстрых фрагментов:

А. М. Балдина [39] (см. также обзор В. С. Ставинского [26]), В. К. Лукьянова и А. И. Титова [15], В. И. Комарова [41], Л. Л. Франкфурта и М. И. Стрикмана [16, 40]. Поэтому в соответствующем разделе мы ограничимся лишь изложением физической сути моделей рождения БФ и сопоставлением основных результатов с экспериментом. Модели, не вошедшие в обзоры [15, 16, 26, 39—42], здесь рассмотрены детальней, что, конечно, не означает, что они кажутся нам более важными, даже в случае хорошего согласия с экспериментом. Просто и они независимо от достоинств и недостатков также входят в качестве составной части в картину современной ядерной физики высоких энергий и в какой-то мере характеризуют состояние изучения проблемы.

Что касается ЛМФ, мы ограничимся рассмотрением только моделей, связанных с предравновесным распадом ядер. Пока — это всего лишь феноменологические поисковые модели, но они позволяют избежать ряд трудностей, выявившихся при разработке моделей равновесного распада (см. [42, 43]). В этих моделях удалось получить конкретные результаты, которые интересно сравнить с экспериментом (например, [43—46]). Пока для модели предравновесной фрагментации (МПФ) не ставится вопрос об обосновании, так как разработка и более простых проблем ядерной кинетики еще не достигла современного уровня решения подобных задач в статистической физике (например, [47]).

Сейчас более актуальны задачи фактического построения моделей фрагментации, сравнения их с экспериментом, систематизация получающихся результатов и анализ расхождений с опытом.

Однако абсолютно ясно, что фрагментация — это процесс глубоконаравновесный [43, 48, 49], как-то связанный с ходом развития ядерного каскада и последующей релаксации ядра. Каковы эти связи, в каком соотношении характеристики фрагментации могут оказаться со свойствами бомбардирующих частиц, ядер-мишеней и фрагментов — это те вопросы, на которые мы и постараемся дать ответ.

1. ЛЕГКИЕ МЕДЛЕННЫЕ ФРАГМЕНТЫ

1.1. Функции возбуждения и зависимость сечений от массового числа бомбардирующего ядра A_1 . Проводившиеся в последние годы измерения сечений образования фрагментов при бомбардировке ядер частицами и ядрами различных энергий [50—62] позволили уточнить ход функций возбуждения. На рис. 1, 2 даны примеры этих функций для реакций образования некоторых ЛМФ на ядрах разного типа. Сечения фрагментации σ_f быстро возрастают в области $E_p = 2 \div 3$ ГэВ, после чего выходят на плато. Правда, для реакции $p + Al \rightarrow {}^7\text{Be}$ не исключено существование максимума функции возбуждения для E_p от 2 до 5 ГэВ.

Интересной особенностью функций возбуждения, как видно из рис. 1, является то, что для ЛМФ — изотопов одного элемента — имеет место примерно одинаковый ход сечений с ростом E_p . Из этого следует, что можно ожидать приближенное сохранение формы изотопных распределений фрагментов с ростом E_p . Это действительно так (рис. 3). Более того, оказывается, что форма изотопных распределений сохраняется даже при переходе от бомбардировки ядер протонами различных энергий к бомбардировке быстрыми ядрами. Вместе с тем как для различных ядер-мишеней A_0 , так и для различных зарядов фрагментов Z_f форма изотопных распределений различна. По-видимому, можно записать соотношение факторизации:

$$\sigma_f (A_1 + A_0 \rightarrow A_f) \approx F_1 (A_1, A_0) F_2 (A_0, A_f), \quad (1)$$

где F_1 зависит только от свойств ядра-мишени A_0 , массового числа A_1 (и энергии E_1) бомбардирующей частицы, а F_2 практически зависит только от свойств ядра-мишени и фрагмента. Соотношение (1) напоминает известное соотношение Хекмана и др. [63] для фрагментации релятивистских легких ядер на ядрах:

$$\sigma_f (A_1 + A_0 \rightarrow A_f) \approx f_1 (A_1, A_0) f_2 (p + A_0 \rightarrow A_f), \quad (2)$$

где f_1 — функция от аргументов, относящихся к ядрам A_1 и A_0 , а f_2 — сечение реакции $p + A_0 \rightarrow A_f$. Это сходство позволяет предположить, что соотношение (1) можно конкретизировать:

$$\sigma_f (A_1 + A_0 \rightarrow A_f, \Delta A) \approx \sigma_{\text{in}} \Delta A F (\Delta A) f (E_1, A_0, A_f), \quad (1')$$

где $\sigma_f (\dots, \Delta A)$ — сечение образования фрагмента в расщеплении с ΔA выбитыми из ядра нуклонами; σ_{in} — полное сечение неупругого взаимодействия ядра A_1 с ядром A_0 ; $F (\Delta A)$ — нормированное на единицу распределение расщеплений по ΔA ; $f (E_1, A_0, A_f)$ — функ-

ция своих аргументов, обладающая тем свойством, что она с ростом E_1 практически не меняет для данного Z_f изотопного распределения фрагментов (например, зависимость f от E_1 может определяться снижением кулоновского барьера при выбивании протонов). Из соотно-

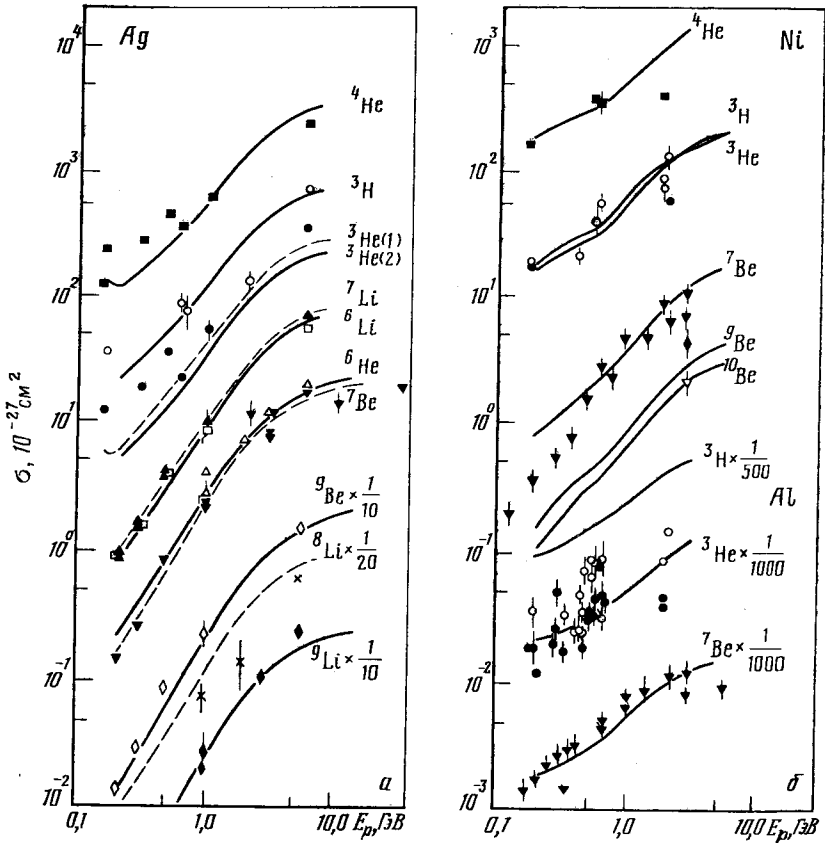


Рис. 1. Функции возбуждения реакции фрагментации на некоторых ядрах
 а — ^3He : 1 — $(r^2)^{1/2} = 2,1 \cdot 10^{-13} \text{ см}$; 2 — $(r^2)^{1/2} = 2,5 \cdot 10^{-13} \text{ см}$ (для ^4He *); ^6Li (\square); ^9He (Δ);
 б — Ni: ^3H (\circ); ^3He (\bullet); ^9Be (\blacklozenge); Al: ^3H (\circ); ^3He (\bullet). Экспериментальные данные взяты из
 [42, 43, 51, 57, 58, 78, 79, 81]

шения (1') следует, что для полного сечения фрагментации (суммированного по ΔA) должно быть:

$$\sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow A_f) \approx \sigma_{in} \langle \Delta A \rangle f(E_1, A_0, A_f). \quad (1'')$$

Если рассмотреть относительные выходы фрагментов под действием частиц A_1 , т. е. $Y_{A_1}^\alpha = \sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow A_f) / \sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow \alpha)$, то

можно ожидать в соответствии с (1''), что $Y_{A_1}^\alpha \approx f_1(E_1, A_0, A_f)/f(E_1, A_0, \alpha)$, т. е. $Y_{A_1}^\alpha(A_f)$ не зависит от A_1 . (На рис. 4 это предположение проверяется для ряда интересных случаев. Так, для частиц A_1 относительно малой энергии около 0,1 ГэВ нет неза-

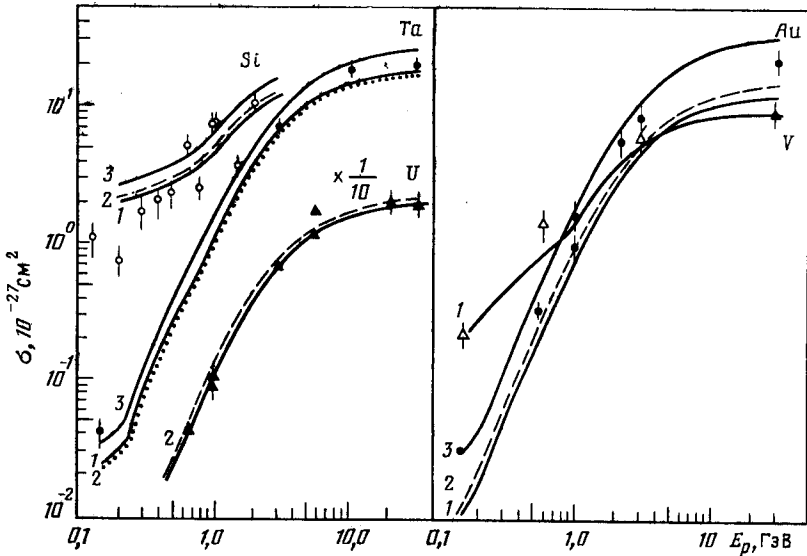


Рис. 2. Функции возбуждения реакций образования ${}^7\text{Be}$ на легких, средних и тяжелых ядрах:

1 — $g \sim A_0$; 2 — $g \sim A_0$, массы, кроме массы ${}^7\text{Be}$, рассчитаны по модели жидкой капли; 3 — $g \sim A_0^{2/3} \cdot 2 (\bar{J}_Z + \bar{J}_N + 1)$. Экспериментальные данные взяты из [8, 43, 50—53, 55, 59, 77—81]

висимости $Y_{A_1}^\alpha$ от A_1 (рис. 4, а). Для релятивистских частиц A_1 $Y_{A_1}^\alpha$ действительно практически не зависит от A_1 . Это демонстрирует и рис. 4, в, на котором даны изотопные отношения сечений $y = \sigma_f(A_f, {}^{112}\text{Sn})/\sigma_f(A_f, {}^{124}\text{Sn})$ при бомбардировке крайних стабильных изотопов олова релятивистскими протонами и α -частицами. Нетрудно видеть, что даже для довольно необычных по составу фрагментов ${}^{11}\text{Li}$ совпадение значений $y(p)$ и $y(\alpha)$ весьма хорошее.

Более прямая проверка соотношения (1'') была проведена в [64] на основе анализа данных по образованию ядер ${}^8, {}^9\text{Li}$ релятивистскими протонами и ядрами на ядрах фотоэмульсии AgBr. Действительно, допуская, что в области релятивистских энергий E_1 , где средние характеристики ядерного каскада приходят в насыщение, функция f тоже не зависит от E_1 , можно оценить роль первых двух сомножителей в (1''), считая, что $\langle \Delta A \rangle$ пропорционально $\langle n_g \rangle$ — среднему числу

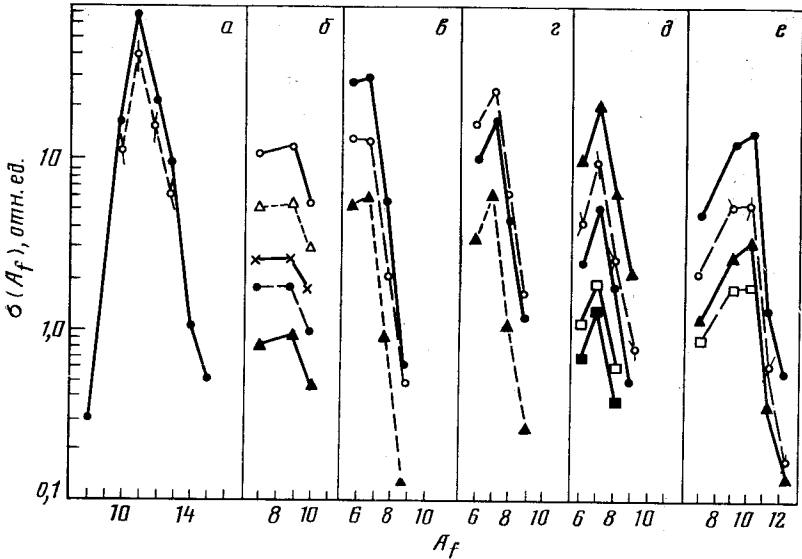


Рис. 3. Изотопные распределения легких фрагментов:

а — $p + U \rightarrow {}^j\text{Be}$: $\circ - E_p = 1,0 \text{ ГэВ}$; $\bullet - E_p = 5,5 \text{ ГэВ}$; б — $p + \text{Ag} \rightarrow {}^j\text{Be}$: $\bullet - E_p = 0,21 \text{ ГэВ}$; $\circ - E_p = 0,3 \text{ ГэВ}$; $\blacktriangle - E_p = 0,48 \text{ ГэВ}$; $\triangle - E_p = 1,0 \text{ ГэВ}$; $\times - E_p = 5,5 \text{ ГэВ}$; в — $A_1 + {}^{112}\text{Sn} \rightarrow {}^j\text{Li}$: $\bullet - E_p = 1,0 \text{ ГэВ}$; $\circ - E_p = 6,7 \text{ ГэВ}$; $\blacktriangle - E_\alpha = 15,3 \text{ ГэВ}$; г — $A_1 + {}^{124}\text{Sn} \rightarrow {}^j\text{Li}$ (обозначения те же, что и на рис. в); д — $A_1 + U \rightarrow {}^j\text{Li}$: $\circ - E_p = 1,0 \text{ ГэВ}$; $\bullet - E_p = 5,5 \text{ ГэВ}$; $\blacktriangle - E_\alpha = 8,4 \text{ ГэВ}$; $\blacksquare - E_{12C} = 25,2 \text{ ГэВ}$; $\square - E_{20N} = 42,0 \text{ ГэВ}$; е — $A_1 + U \rightarrow {}^j\text{Be}$. (Обозначения те же, что и на рис. в. Экспериментальные данные взяты из [28, 42, 53, 57, 58, 67, 72, 73])

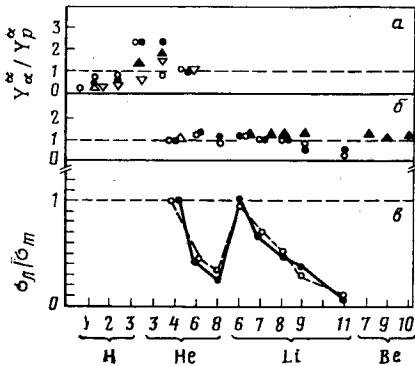


Рис. 4. Некоторые зависимости для относительных сечений рождения ЛМФ $Y_{A_1}^\alpha = \sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow A_f) / \sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow \alpha)$:

а — $E_p = 0,09 \text{ ГэВ}$, $E_\alpha = 0,14 \text{ ГэВ}$. Ядра-мишени: $\bullet - \text{Al}$, $\circ - \text{Ni}$, $\blacktriangle - \text{Zr}$, $\nabla - \text{Bi}$ [60, 61]; б — $Y_\alpha^\alpha / Y_p^\alpha$ при релятивистских значениях энергий E_1 . Ядра-мишени: $\bullet - {}^{112}\text{Sn}$, $\circ - {}^{124}\text{Sn}$ ($E_p = 6,7 \text{ ГэВ}$, $E_\alpha = 15,3 \text{ ГэВ}$ [72, 73]), $\blacktriangle - U$ ($E_p = 4,9 \text{ ГэВ}$, $E_\alpha = 8,4 \text{ ГэВ}$ [72, 74]); в — $\circ - Y_p^\alpha({}^{112}\text{Sn}) / Y_p^\alpha({}^{124}\text{Sn})$, $\bullet - Y_\alpha^\alpha({}^{112}\text{Sn}) / Y_\alpha^\alpha({}^{124}\text{Sn})$, $E_p = 6,7 \text{ ГэВ}$, $E_\alpha = 15,3 \text{ ГэВ}$ [72, 73]

«серых» лучей в расщеплении ядер AgBr :

$$\begin{aligned} \sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow A_f) &\approx \\ &\approx \sigma_{\text{in}}(A_1 + A_0) \langle n_g \rangle_{A_1 + A_0} f'(A_0, A_f). \end{aligned} \quad (3)$$

Опираясь на известные [43] данные по сечениям реакции $p + \text{AgBr} \rightarrow {}^{8,9}\text{Li}$, на аппроксимации сечений $\sigma_{\text{in}}(A_1 + A_0)$ [66] и на

Таблица 1. Характеристики расщеплений ядер AgBr различными релятивистскими ядрами [67]

A_1	$E_1, \frac{\text{ГэВ}}{\text{нуклон}}$	$\langle n_b \rangle$	$\langle n_g \rangle$	$\sigma_f (A_1 + \text{AgBr}_1 \rightarrow s, {}^9\text{Li})$	
				расчет	эксперимент
p	3,0	$6,2 \pm 0,4$	$3,4 \pm 0,2$	8	~ 8
d	4,0	$6,0 \pm 0,7$	$4,5 \pm 0,3$	15 ± 4	18 ± 4
α	3,5	$5,8 \pm 0,4$	$5,9 \pm 0,3$	21 ± 4	29 ± 6
${}^{12}\text{C}$	3,5	$6,2 \pm 0,4$	$8,0 \pm 0,3$	37 ± 8	32 ± 5

данные по $\langle n_g \rangle_{A_1 + \text{AgBr}}$, собранные в [67], можно оценить сечения $\sigma_f (A_1 + A_0 \rightarrow s, {}^9\text{Li})$ под действием релятивистских ядер (табл. 1). Согласие с экспериментом оказывается достаточно хорошим. Из той же таблицы следует, что при бомбардировке ядер ядрами не наблюдается корреляции между средним числом так называемых «черных» лучей в расщеплении $\langle n_b \rangle$ и сечениями фрагментации. Согласно Ла-Кутеру [66] в расщеплениях ядер AgBr имеет место пропорциональность $\langle n_b \rangle$ энергии возбуждения ядра U. Таким образом, не наблюдается явной корреляции σ_f с U. Однако при бомбардировке ядер протонами, как следует из результатов каскадных расчетов [43], имеет место приближенное соотношение $U \sim \Delta A$, т. е. $n_b \sim \Delta A$.

Если это так, то можно для реакций $p + \text{AgBr} \rightarrow A_f$, используя соотношение (1'), получить, что распределение расщеплений с фрагментами $F_f (n_b)$ по числу «испарительных» частиц n_b определяется формулой [67]:

$$F_f (n_b) \sim n_b F_0 (n_b), \tag{4}$$

где $F_0 (n_b)$ — распределение по n_b всех расщеплений.

На рис. 5 соотношение (4) сопоставляется с экспериментальными $F_f (n_b)$. Согласие и в этом случае неплохое, хотя экспериментальные распределения F_f смещены несколько вправо по сравнению с расчетными.

То, что имеет место приближенное выполнение соотношений (1'), (1''), позволяет сделать заключение относительно возможной природы процессов образования ЛМФ. По-видимому, если бы сечения фрагментации определялись энергией возбуждения или степенью разрушения ядра каскадом [не учитываемой только фактором $\Delta A F_0 (\Delta A)$], то было бы крайне странным сохранение формы изотопных распределений при изменении E_1 и A_1 (напомним, что сечения фрагментации

для изотопов-фрагментов при различных значениях A_1 и E_1 меняются в десятки и сотни раз!), так как для этого потребовалось бы очень точно скомпенсировать изменения энергии отделения фрагмента от ядра с измененным составом, рост энергии возбуждения и т. д.

В качестве рабочей гипотезы можно предположить, что процесс образования ЛМФ развивается за времена настолько короткие, что в ядре еще не успевают измениться состояния нуклонов, не затронутых каскадом, но и не настолько короткие, чтобы могло отразиться

различие во временном ходе каскадного процесса при разных значениях E_1 и A_1 , т. е. за времена большие, чем время развития каскада $t_K \approx 10^{-23}$ с:

$$t_K < t_f < t_0, \quad (5)$$

где t_0 — время перестройки состояний нуклонов ядра (например, в терминах экситонной модели предравновесных состояний [43] t_0^{-1} можно трактовать как вероятность переходов с изменением числа экситонов n на величину $\Delta n = 0$). Возможно, что большой разброс точек на рис. 4, а связан с тем, что первичные частицы с энергией $E_1 \approx 0,1$ ГэВ вносят относительно малую энергию возбуждения и настолько медленно

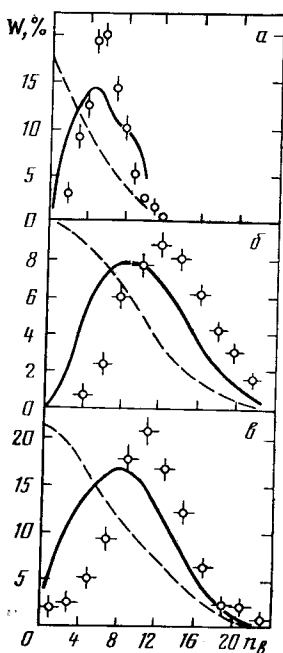


Рис. 5. Экспериментальные (точки) и расчетные (сплошная линия) распределения расщеплений ядер AgBr по числу черных лучей n_b :

а — $E_p = 0,66$ ГэВ; б — $E_p = 9$ ГэВ; в — $E_p = 250$ ГэВ. Пунктир — распределение по n_b расщеплений без фрагментов. Рисунок из [67]

«активируют» ядро из-за малой скорости развития каскада, что возникает чувствительность к ходу процесса активации ядра, естественно, различному для первичных протонов и α -частиц.

В завершение данного раздела приведем новые и весьма интересные данные, полученные в [68] при бомбардировке легких ядер фотонами тормозного спектра с $E_\gamma^{\text{макс}} = 4,5$ ГэВ. На рис. 6, а совместно приведены сечения рождения ${}^7\text{Be}$ при бомбардировке ядер ${}^{24,25,26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{39}\text{K}$ протонами с энергией 1,0 ГэВ и ${}^{25,26}\text{Mg}$, ${}^{27}\text{Al}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{31}\text{P}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$ фотонами с энергией $E_\gamma^{\text{макс}} = 4,5$ ГэВ. Общий вид кривых σ_f (${}^7\text{Be}$, A_0) в обоих случаях сходен, но детали различны. Было бы очень интересно продолжить исследование реакций фрагментации в фото- и электроядерных реакциях, так как в этом случае существенно меняются характеристики первичного акта взаимодействия бомбардирующей частицы с ядром-мишенью.

1.2. Зависимость характеристик фрагментации от свойств ядра-мишени и фрагмента. Накопленный экспериментальный материал позволяет проследить зависимость сечений образования ЛМФ от свойств как ядра-мишени, так и фрагментов. Уже рассмотрение функций возбуждения (см. рис. 1 и 2) дает возможность судить о том,

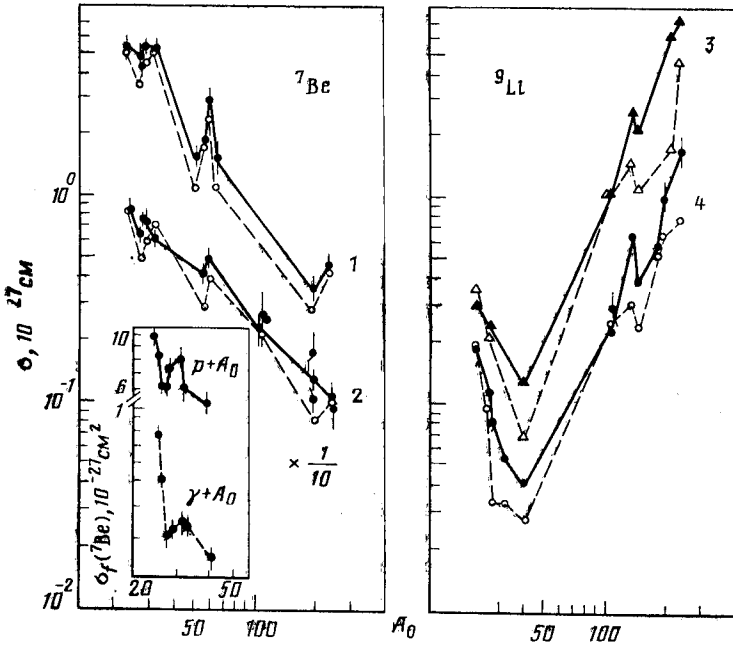


Рис. 6. Сечения образования фрагментов ${}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Li}$: темные значки — эксперимент, светлые — расчет при $g \sim A_0$:

1 — $E_p = 0,5 \pm 0,66$ ГэВ. Последовательность точек: Na, Al, Si, S, V, Fe, ${}^{58}\text{Ni}$, ${}^{64}\text{Ni}$, Au, U
 2 — $E_p = 1,0$ ГэВ. Последовательность точек: Na, Al, Si, S, Fe, Ni, Ag, Au, U; 3 — $E_p = 2,8$ ГэВ. Последовательность точек: Na, Al, Si, —, Ca, Ag, La, Pr, Pb, U; 4 — $E_p = 1,0$ ГэВ. Последовательность точек: Na, Al, Si, S, Ca, Ag, La, Pr, Ta, Au, U. Врезка: сечения при $E_p = 1,0$ ГэВ и $E_{\gamma}^{\text{max}} = 4,5$ ГэВ ($p + A_0$: 24 , 25 , ${}^{26}\text{Mg}$, Al, S, P, K; $\gamma + A_0$: 25 , ${}^{26}\text{Mg}$, Al, Si, S, Ca).

Экспериментальные данные взяты из [8—11, 42, 50, 51, 53, 56, 58]

как они зависят от этих свойств. Оказывается, что чем тяжелее ядро-мишень или чем больше Z_f , тем выше скорость роста сечений по мере увеличения E_p . Более того, чем выше Z_0 или Z_f , тем дольше сечения не выходят на плато. Эти особенности зависимости сечений от свойств ядра-мишени и фрагмента — «крупномасштабные». Имеющиеся данные, в частности относящиеся к бомбардировке ядер-мишеней из разделенных изотопов ряда элементов, выявляют и более интересные подробности. Например, имеет место различное поведение зависимости сечений от A_0 для нейтронно-избыточных и нейтронно-дефицитных ЛМФ. На рис. 6 приведены примеры таких зависимостей для фраг-

ментов ${}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Li}$ для ряда значений E_p . Характер A_0 -зависимости сечений для ${}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Li}$ совершенно разный, но в обоих случаях имеется «тонкая структура» A_0 -зависимости. Для близких по A_0 ядер-мишени выход ${}^7\text{Be}$ больше для изотопов с меньшим $N_0 - Z_0$, а для ${}^9\text{Li}$ — наоборот. Интересно, что эта зависимость от $N_0 - Z_0$ и $N_f - Z_f$ еще более резко проявляется для тех случаев, когда ${}^7\text{Be}$ или ${}^9\text{Li}$ являются остаточными ядрами. В [50, 69, 70] было показано, что в этом случае зависимость сечений от свойств ядра-мишени и фрагмента задается в основном «статистическими факторами», т. е.

$$\sigma(A_f) \sim \sigma_{\text{in}} \frac{\prod (2s_k + 1)}{2s_0 + 1} \exp \left[-\frac{1}{\tau} (Q_{f,k} + B_f) \right], \quad (6)$$

где s_k — спины продуктов кластерного развала ядра-мишени с выделением кластера A_f ; s_0 — спин ядра-мишени; $Q_{f,k}$ — энергия отделения кластера A_f в данном канале; B_f — кулоновский барьер в канале; τ — «температура».

По-видимому, и для тех случаев, когда ${}^7\text{Be}$ и ${}^9\text{Li}$ являются фрагментами, «статистические факторы» играют значительную роль. В дальнейшем на основе модельного подхода к проблеме будет показано, что это так, хотя зависимость сечений фрагментации от свойств ядра-мишени и фрагмента не исчерпывается только зависимостью от $\langle \Delta A \rangle$, Q_f , B_f , s_f — спина фрагмента.

В последние годы были исследованы изотопные отношения сечений образования ЛМФ для фрагментов с очень большими значениями изоспина T_f — ${}^8\text{He}$ и ${}^{11}\text{Li}$ [73]. Из рис. 7, а, на котором даны отношения нормированных на выходы α -частиц сечений образования ЛМФ — на ядрах ${}^{113}\text{Sn}$ и ${}^{124}\text{Sn}$, можно видеть, что для больших значений $T_{3,f} = \frac{1}{2} (N_f - Z_f)$ эти изотопные отношения довольно резко отклоняются вниз от обычной для малых значений $T_{3,f}$ экспоненциальной зависимости. Интересно и то, что с ростом E_p от 0,66 до 6,7 ГэВ несколько меняется наклон зависимости изотопных отношений от $T_{3,f}$.

1.3. Спектры ЛМФ. Наряду с исследованием зависимости сечений фрагментации от свойств ядра-мишени и фрагмента получены новые данные о спектрах фрагментов. Наибольший интерес представляют результаты изучения A_1 -зависимости спектров [72—74] и зависимости изотопных отношений сечений фрагментации для разных участков спектра [72]. Еще в экспериментах берклиевской группы [74] отмечалось, что при бомбардировке ядер релятивистскими α -частицами спектры ЛМФ оказываются шире, чем при бомбардировке протонами. Этот результат был подтвержден в ряде других работ, в частности в экспериментах с релятивистскими ионами ${}^{20}\text{Ne}$ [28], в которых спектры ЛМФ оказались еще более широкими, чем в экспериментах с α -частицами.

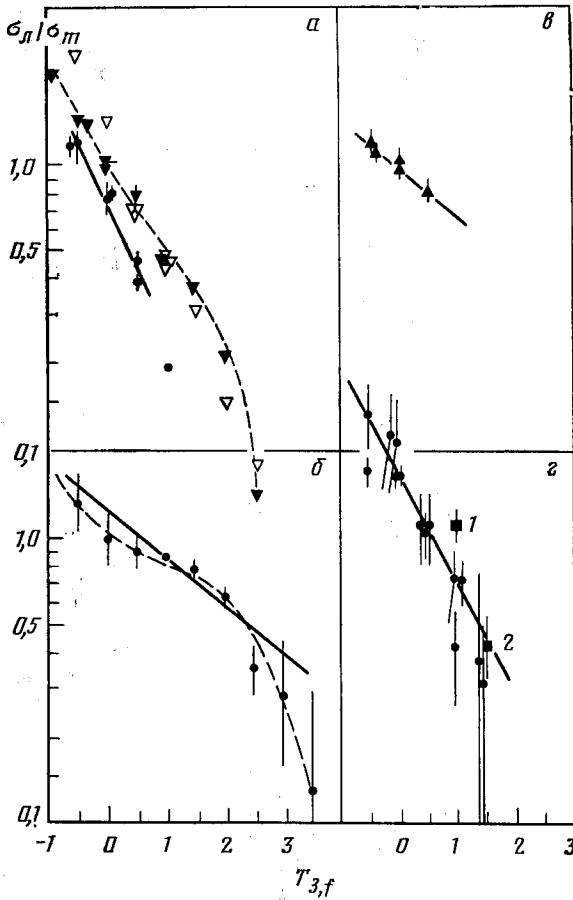


Рис. 7. Изотопные эффекты для сечений образования фрагментов:

a — ЛМФ A_0 — ^{112}Sn , ^{124}Sn . Сечения нормированы на выход α -частиц: \blacktriangledown — $E_p = 6,7$ ГэВ, эксперимент; \triangledown — $E_p = 6,7$ ГэВ, расчет в рамках ПМФ (см. разд. 1); \bullet — $E_p = 0,66$ ГэВ; *б* — реакция $p + ^{10}\text{B}$, $^{11}\text{B} \rightarrow ^j\text{N}$, ^kHe , $E_p = 0,66$ ГэВ; *в* — реакции $p + ^{92,101}\text{Mo} \rightarrow ^j\text{Na}$, $E_p = 25$ ГэВ; *г* — A_0 — $^{112, 124}\text{Sn}$, $E_p = 1,0$ ГэВ: \bullet — ЛМФ; 1 — ^{24}Na ; 2 — ^{12}N . Экспериментальные данные взяты из [8—11, 42, 67, 71]. Кривые проведены для наглядности

Расширение спектров ЛМФ изучалось [72] и при бомбардировке крайних изотопов олова ^{112}Sn и ^{124}Sn релятивистскими протонами и α -частицами (рис. 8). Особенность спектров ЛМФ в этих экспериментах состоит в том, что отношения дифференциальных сечений

$$\chi(E) = \frac{\partial^2 \sigma_f(A_1 + ^{112}\text{Sn} \rightarrow A_f)}{\partial E \partial \Omega} / \frac{\partial^2 \sigma_f(A_1 + ^{124}\text{Sn} \rightarrow A_f)}{\partial E \partial \Omega}$$

оказались независимыми ни от A_1 , ни от энергии фрагмента E . В том, что касается зависимости χ от E , этот вывод противоречит отмечавшемуся ранее [8, 42] стремлению $\chi(E)$ к 1 с ростом E при $E_p = = 0,66$ ГэВ. По-видимому, для релятивистских бомбардирующих

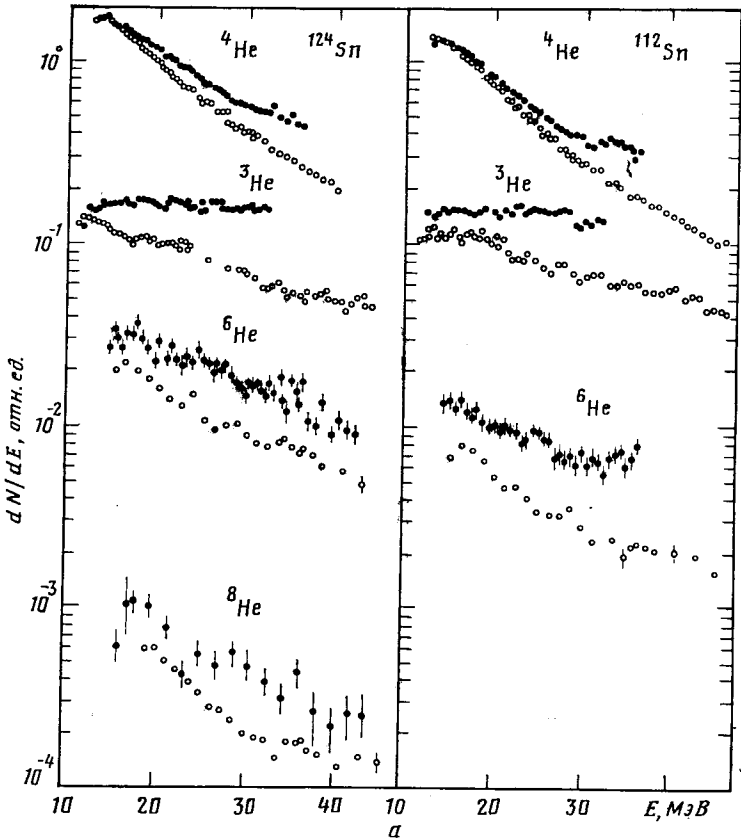


Рис. 8. Энергетические спектры ЛМФ во взаимодействиях протонов (○) и α -частиц наступает эффект безразличия формы спектра к A_0 изотопа-мишени.

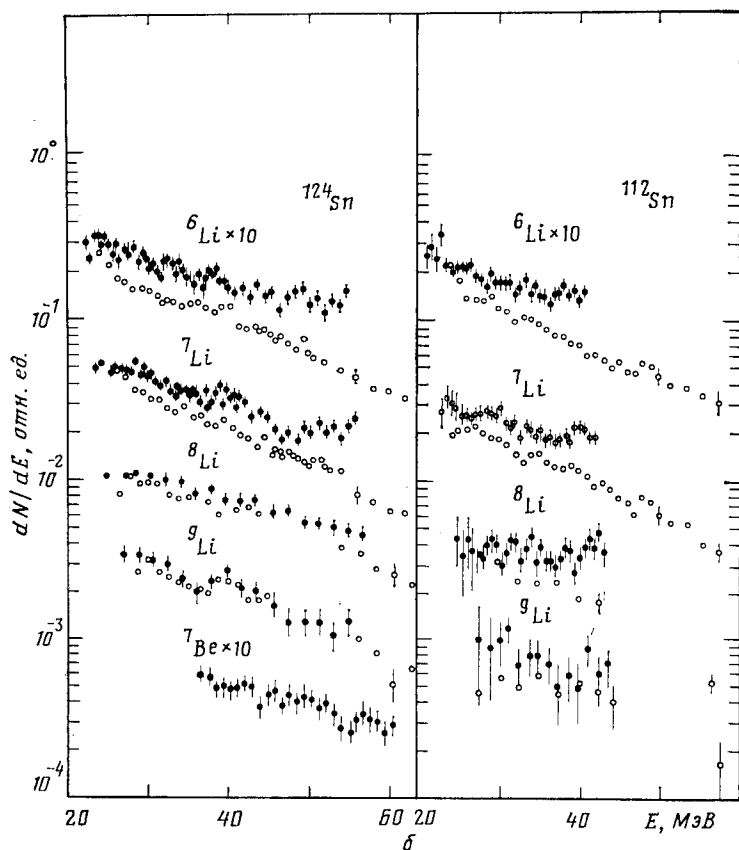
В работе [72] была предпринята попытка систематизировать изменения формы спектров ЛМФ при увеличении A_1 . На рис. 9 представлены отношения $R_{A_1,p}(E)$, определенные как

$$R_{A_1,p}(E) = \frac{\partial^2 \sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow A_f, E)}{\partial E \partial \Omega} / \frac{\partial^2 \sigma_f(p + A_0 \rightarrow A_f, E)}{\partial E \partial \Omega}. \quad (7)$$

Эти отношения хорошо аппроксимируются функцией

$$R_{A_1,p}(E) = \exp [q_{A_1,p} E / A_f], \quad (8)$$

где $q_{A_1,p}$ зависит от A_0 и A_1 . Например, при бомбардировке ядер урана $q_{\alpha,p} = 0,05 \text{ МэВ}^{-1}$, $q_{^{20}\text{Ne},p} = 0,13 \text{ МэВ}^{-1}$, а для ^{112}Sn и ^{124}Sn $q_{\alpha,p} = 0,10 \text{ МэВ}^{-1}$. Таким образом, изменение формы спектра фрагмента с ростом A_1 характеризуется множителем, зависящим от квад-



частиц (●) с ядрами олова $E_p = 6,7 \text{ ГэВ}$, $E_\alpha = 15,3 \text{ ГэВ}$ [72, 73]

рата скорости фрагмента (т. е. от E/A_f), но не от изоспина, A_f и т. п. Конечно, этот вывод весьма предварительный и желательно было бы более детально изучить зависимость формы спектра от A_f и $T_{3,f}$. В принципе, отличие $q_{A_1,p}$ от 0 ставит под сомнение значимость факторизации (1'), (1''), поскольку спектр фрагментов оказывается чувствительным и к A_0 , и к A_1 . Тогда наряду с часто используемой аппроксимацией

$$\frac{\partial^2 \sigma_f(p + A_0 \rightarrow A_f, E)}{\partial E \partial \Omega} \sim (E - B_f) \exp(-E/\tau)$$

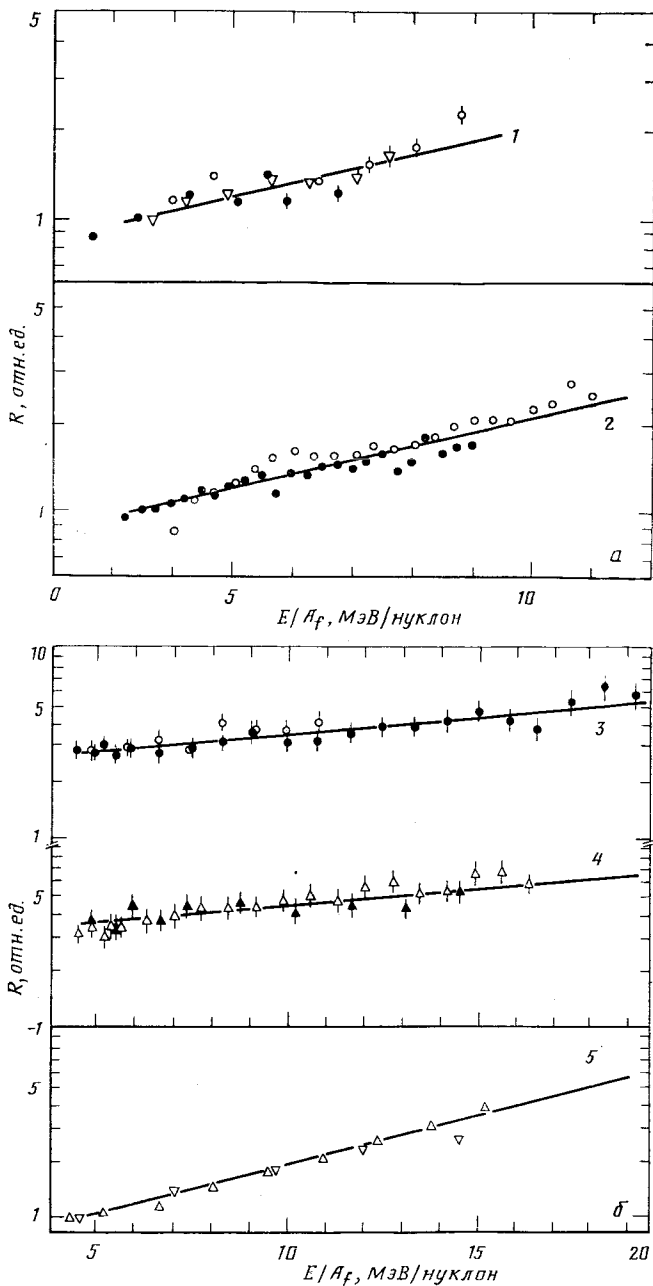


Рис. 9. Отношения $R(E)$ [72, 73]:

a — для реакции $A_0 - {}^{124}\text{Sn}$, $A_1 - {}^4\text{He}$, $E_\alpha = 15,3$ ГэВ, $E_p = 6,7$ ГэВ; b — реакция $A_1 + {}^4\text{He} \rightarrow A_f$, $A_1 - {}^4\text{He}$, ${}^{20}\text{Ne}$; 1 — $A_f - {}^6\text{He}$ — ● — ${}^6\text{Li}$ — ○; ${}^7\text{Li}$ — ▽; 2 — $A_f - {}^4\text{He}$ — ○; ${}^3\text{He}$ (○); 3 — для изотопов гелия: ● — ${}^3\text{He}$, ○ — ${}^4\text{He}$, $E_p = 5,5$ ГэВ; $E_\alpha = 8,4$ ГэВ; 4 — для изотопов лития и бериллия; Δ — ${}^7\text{Li}$, ▲ — ${}^7\text{Be}$, $E_p = 5,5$ ГэВ, $E_\alpha = 8,4$ ГэВ; 5 — ${}^4\text{He}$ и ${}^{20}\text{Ne}$, $E_p = 5,5$ ГэВ, $E_{{}^{20}\text{Ne}} = 42$ ГэВ

можно записать:

$$\frac{\partial^2 \sigma_f(A_1 + A_0 \rightarrow A_f, E)}{\partial E \partial \Omega} \sim (E - B_f) \exp(-E/\tau'),$$

где

$$\tau' \approx [\tau^{-1} - q_{A_1, p}/A_f]^{-1}.$$

Для небольших значений A_f различие в форме спектров может быть довольно значительным. Причины изменения формы спектров фрагментов при увеличении A_1 пока неясны. В работе [72] предполагалось, что этот эффект связан с «расширением экситонного газа», увлекающего с собой и фрагменты. Так это или не так, сейчас сказать трудно, поскольку характеристики расщеплений с фрагментами, инициированных релятивистскими ядрами, пока практически не изучены.

Одно из свойств спектров ЛМФ — это снижение наиболее вероятной энергии спектра $E_{н.в}$ с ростом E_p . Этот эффект хорошо виден для ядра урана (табл. 2). Из этой таблицы, в частности, следует, что

Таблица 2. Значения наиболее вероятной энергии $E_{н.в}$, МэВ; и эффективного кулоновского барьера B_f , МэВ, при бомбардировке ядер урана протонами с различной энергией [81]

Фрагмент	$E_p = 1,0$ ГэВ		$E_p = 5,5$ ГэВ	
	$E_{н.в}$	B_f	$E_{н.в}$	B_f
^4He	$22,4 \pm 0,2$	16,5	20	12,8
^6Li	$33,2 \pm 0,2$	21,9	29	18,2
^7Li	$33,2 \pm 0,2$	23,3	31	18,6
^{10}Be	$39,7 \pm 0,3$	30,3	33	19,7
^{11}B	$46,2 \pm 0,7$	35,1	39,0	23,5

снижение $E_{н.в}$ скоррелировано с уменьшением при возрастании E_p эффективного барьера B_f . В этом, собственно говоря, и состоит одна из основных причин того, что с ростом E_p сечения рождения фрагментов-изотопов одного элемента растут быстрее, чем $\langle \Delta A \rangle$ (если $\langle \Delta A \rangle$ оценивать по данным каскадных расчетов [43]), и притом одинаково быстро для всех изотопов-фрагментов, но тем быстрее, чем больше Z_0 ядра-мишени [см. соотношения (1'), (1'')].

1.4. Модельные систематизации данных по ЛМФ. Рассмотрим две систематизации, базирующиеся на допущении, что процесс взаимодействия частиц и ядер высоких энергий с ядрами развивается в три стадии: каскад — эволюция к равновесию — равновесная стадия. На всех этих стадиях возможна эмиссия частиц, в том числе и фрагментов. В рассматриваемых моделях фрагментации предполагается, что основной вклад в выход ЛМФ вносит вторая, предравновесная

стадия [44—46, 75]. При этом используются результаты каскадных расчетов, реализованных в соответствии с алгоритмом, приведенным в [43]. Это достаточно типичный алгоритм, дающий удовлетворительные результаты как для описания нуклонной и мезонной компонент продуктов реакций, так и для описания характеристик остаточных ядер и осколков деления (см., например, [43, 76]).

Что касается других попыток модельного описания процессов фрагментации (применительно к ЛМФ), то о них практически исчерпывающую информацию можно найти в монографиях [43, 77], обзоре [42] и работах [78—82].

Основная идея подхода, использованного в [44, 45], состоит в том, что на предравновесной стадии при образовании фрагментов учитываются не только переходы с изменением числа экситонов $\Delta n = 0, \pm 2$, но и переходы более высокой кратности, т. е. с $\Delta n = -A_f$, что позволяет записать следующее выражение для вероятности испускания фрагмента A_f :

$$W(A_f, p, h, U, E) dE = N(A_f \dots) \frac{\omega_f}{\omega_i} \lambda_f(E) dE, \quad (9)$$

где p — число возбужденных нуклонов; h — число экситонов-дырок ($p + h = n$); U — энергия возбуждения ядра; E — энергия фрагмента; $N(A_f)$ — вероятность формирования фрагмента; ω_f — плотность состояний ядра после испускания фрагмента, а ω_i — до испускания; $\lambda_f(E)$ — «скорость распада» [44]:

$$\lambda_f(E) = \frac{(2s_f + 1) M_f E \sigma_{\text{inv}}(E)}{\pi^2 \hbar^3 g}, \quad (10)$$

где s_f — спин фрагмента; M_f — его масса; $\sigma_{\text{inv}}(E)$ — сечение обратного поглощения фрагмента ядром; g — плотность одночастичных состояний ядра-мишени (для g принимается зависимость от характеристик ядра следующего вида [83]: $g \sim A_0 E_F^{-1} \sim A_0 r_0^{-2}$, где E_F — энергия Ферми, $r_0 = R_0 A_0^{1/3}$; R_0 — радиус ядра). Принято, что $\sigma_{\text{inv}}(E) \sim \pi R_0^2 (1 + R_f/R_0)^2$, где R_f — радиус ядра-фрагмента.

В работах [44, 45] фактор $N(A_f)$ оценивается в предположении, что фрагмент формируется за счет объединения A_f нуклонов экситонного газа. Это дает:

$$N(A_f) = \gamma(A_f) R(A_f, p) \omega(A_f, 0, Q_f + E), \quad (11)$$

где фактор $\gamma(A_f)$ задается интегралом перекрытия волновых функций нуклонной компоненты экситонного газа ψ_i с кластерной функцией ψ_f [44]:

$$\gamma(A_f) = \left| \int \psi_1 \dots \psi_{A_f} \psi_f^* d\mathbf{r}_1 \dots \dots d\mathbf{r}_{A_f} \right|^2 \approx A_f^3 \left(\frac{A_f}{A_0} \right)^{A_f - 1}. \quad (12)$$

Фактор $R(A_f, p)$ служит для коррекции нуклонного состава фрагмента, ω — вычисляемая в рамках эквидистантной модели плотность состояния A_f нуклонов, предназначенных для формирования фрагмента (с энергией $E + Q_f$, где Q_f — энергия отделения фрагмента от ядра). Сильной стороной данного подхода является то, что модель не содержит никаких параметров, кроме тех, которые обычно вводятся для описания нуклонной компоненты. Эволюция системы к равновесию описывается обычным способом в рамках экситонной модели [84] с учетом переходов и с $\Delta n = +2$ и с $\Delta n = -2, 0$. Добавив к предравновесному распаду еще и стадию равновесного испускания фрагментов, авторы работ [44, 45] получили вполне удачное описание спектров и сечений испускания $d, t, {}^3\text{He}$ из ряда легких, средних и тяжелых ядер при энергиях бомбардирующих частиц E_1 вплоть до 0,1 ГэВ (рис. 10). Сечения испускания ${}^4\text{He}$ оказались практически на порядок ниже экспериментальных. Интересно то, что вклад равновесной компоненты для фрагментов с $A_f = 2, 3$ пренебрежимо мал (табл. 3). Если считать, что испускание ${}^4\text{He}$ (в рамках рассматриваемой модели) на равновесной стадии описано хорошо, то и для этого фрагмента равновесная стадия дает вклад менее 10%. Таким образом, модель [44, 45] с очевидностью продемонстрировала, что:

Таблица 3. Расчетные сечения образования фрагментов при бомбардировке ядер протонами с энергией 0,062 ГэВ [44] (верхнее число — предравновесная компонента, нижнее — равновесная, сечения даны в единицах 10^{-27} см^2)

A_0	Фрагмент			
	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$
Al	$\frac{60,29}{1,32}$	$\frac{10,35}{0,085}$	$\frac{8,86}{0,21}$	$\frac{8,69}{12,8}$
${}^{54}\text{Fe}$	$\frac{58,5}{0,82}$	$\frac{8,71}{0,002}$	$\frac{15,4}{0,014}$	$\frac{8,54}{7,50}$
${}^{120}\text{Sn}$	$\frac{106,2}{0,44}$	$\frac{29,0}{0,32}$	$\frac{4,44}{0,0003}$	$\frac{9,14}{1,60}$
Au	$\frac{103,0}{0,035}$	$\frac{15,4}{0,011}$	$\frac{3,25}{8 \cdot 10^{-6}}$	$\frac{4,42}{0,37}$

1) каскадная модель вполне удовлетворительно описывает «входные» состояния фрагментирующего ядра;

2) вклад равновесной компоненты в сечении фрагментации невелик. Второе обстоятельство отвечает хорошо известным экспериментальным фактам (см., например, [42, 48, 49, 57, 58]).

То, что в модели [44, 45] не удалось хорошо описать данными по $A_f = 4$; не может служить серьезным основанием для ее критики,

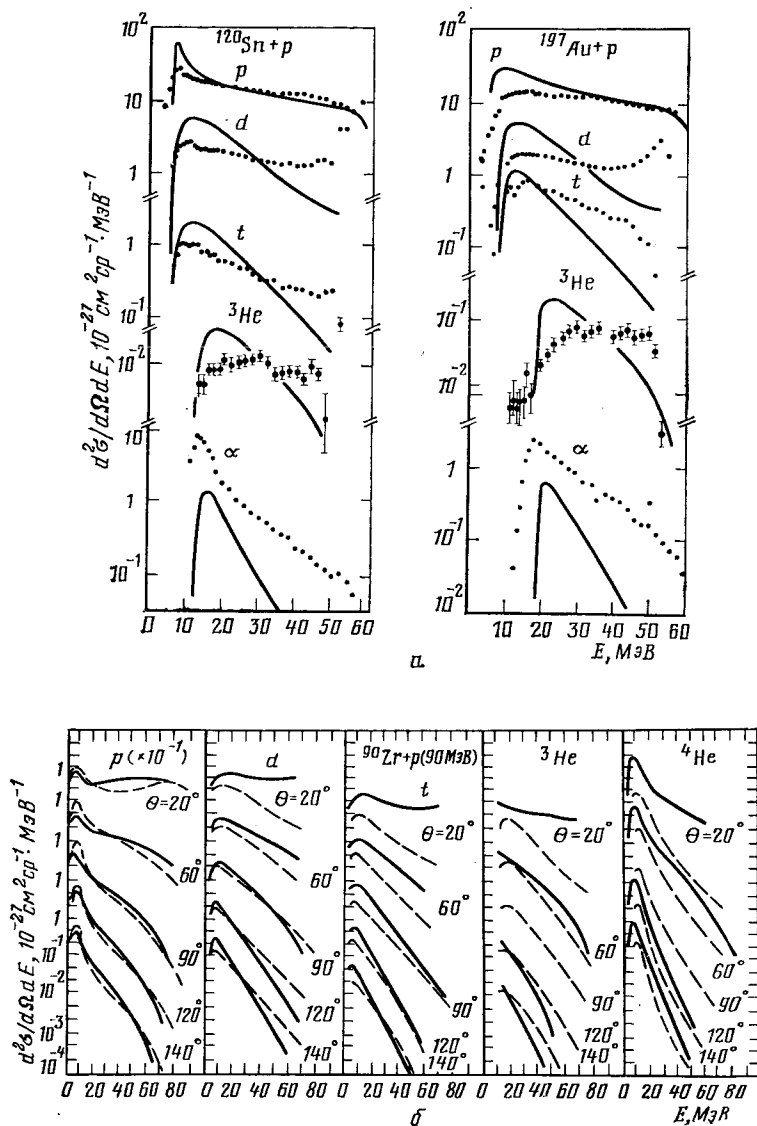


Рис. 10. Сравнение с экспериментом двойных дифференциальных сечений образования ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , ^4He , рассчитанных по ПМФ [44, 45]: а — $p + ^{120}\text{Sn} \rightarrow A_f$, $p + ^{197}\text{Au} \rightarrow A_f$, $E_p = 0,062 \text{ ГэВ}$; б — $p + ^{90}\text{Zr} \rightarrow A_f$, $E_p = 0,09 \text{ ГэВ}$. Точки и пунктир — эксперимент, сплошные линии — расчет. Экспериментальные данные — из [44, 60, 61].

так как, во-первых, от чрезвычайно упрощенной модели трудно требовать идеального согласия с экспериментом, и, во-вторых, основная ценность работ [44, 45] в том, что в них исходя из реалистических входных состояний описана эволюция с образованием фрагментов. В работах [46, 67, 75, 85] ПМФ сформулирована как развитие модели испарения. Для сечения образования фрагментов A_f в k -м возбужденном состоянии используется выражение

$$\frac{d\sigma_k(A_f, E, \tau_0)}{dE} = \sigma_{\text{in}} F(\Delta A, \tau_0) P(A_f, E, \tau_0), \quad (13)$$

где $F(\Delta A, \tau_0)$ — распределение взаимодействий по числу выбитых нуклонов ΔA и «температуре» τ_0 (используется канонический ансамбль); P — вероятность эмиссии фрагмента с энергией E :

$$P(A_f, E, \tau_0) = \frac{m_f E' (2s_k + 1)}{\pi^2 \hbar^3 v_{\text{отн}}} |M_f|^2 \omega_f, \quad (14')$$

где m_f — масса фрагмента; E' и $v_{\text{отн}}$ — его энергия и скорость относительного движения; s_k — спин k -го состояния фрагмента (энергия U_k , изоспин T_f, k); ω_f — плотность конечных состояний остаточного ядра. В обычное выражение $|M_f|^2 = v_{\text{отн}} \sigma_{\text{in}}(E')/\omega_f$ вводится относительная вероятность переходов в фрагментационные состояния:

$$D_f = P_f(\tau_0, A_f) f(\Delta A, n) \lambda_+^{-1}, \quad (14'')$$

где P_f — вероятность флуктуаций, приводящих к перестройке экситоном части ядерных нуклонов с образованием фрагментов (типа гетерофазного перехода второго рода [85]); λ_+ — вероятность в единицу времени «обычных» переходов с изменением числа «экситонов» n на $\Delta n = +2$; f — эффективность «экситонов» различного рода в формировании фрагментов. Конкуренцией эмиссии нуклонов пренебрегается, что для больших энергий возбуждения и особенно малых A_0 и A_f должно привести к заметному завышению сечений. Принимается, что $P_f \approx \exp(\Delta S_f)$, где ΔS_f — изменение энтропии при образовании одного фрагмента ($\Delta S_f = -\delta_f/\tau_n$, $\tau_n^{-1} = \partial S(n, U)/\partial U$ — «эффективная температура» n -экситонного состояния ядра, она для эквидистантного спектра равна U/n). Для δ_f предлагается следующая зависимость от свойств ядра-мишени и фрагмента:

$$\delta_f = \delta_f^{\text{is}} + \delta_f^{\text{iv}}, \quad (15)$$

где δ_f^j задаются простыми функционалами:

$$\delta_f^j = \int d^3r d^3r' \rho_f^j(\mathbf{r}) E^j(\mathbf{r} - \mathbf{r}') \rho_i^j(\mathbf{r}'); \quad (16)$$

$$\rho_f^j(\mathbf{r}) = \rho_0^j(\mathbf{r}) - \rho_f^i(\mathbf{r}); \quad (17)$$

$$\rho_f^{\text{is}}(\mathbf{r}) = \rho_f(\mathbf{r}), \quad \rho_0^{\text{is}}(\mathbf{r}) = \rho_0$$

— плотности вещества фрагмента и ядра-мишени (в модели жидкой капли значение $\rho_0 = 0,17 \cdot 10^{39}$ см⁻³ [90]);

$$\rho_f^{iv}(\mathbf{r}) = \frac{\hat{T}_f}{A_f} \rho_f(\mathbf{r}), \quad \rho_0^{iv}(\mathbf{r}) = \frac{\hat{T}_0}{A_0} \rho_0$$

— плотности изоспина с пренебрежением различиями в распределении протонов и нейтронов.

Для E^j предложено выражение

$$E^j(\mathbf{x}) = \varepsilon^j \delta(\mathbf{x}) / \rho_0. \quad (18)$$

Коэффициенты ε^j принимались равными параметрам массовой формулы в модели жидкой капли с указанным выше значением ρ_0 [90]:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon^{is} &= 15,68 (1 - 1,184 A_0^{-1/3}), \text{ МэВ}; \\ \varepsilon^{iv} &= -112,4 (1 - 1,184 A_0^{-1/3}), \text{ МэВ} \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Для δ_f^j это дает приближенно

$$\left. \begin{aligned} \delta_f^{is} &\approx 15,68 (1 - \langle \rho_f \rangle / \rho_0) (1 - 1,184 A_0^{-1/3}) A_f, \text{ МэВ}; \\ \delta_f^{iv} &\approx -\frac{112,4}{A_0} \left(\hat{T}_0 \hat{T}_{f,k} - \frac{\langle \rho_f \rangle}{\rho_0} \frac{T_{f,k} (T_{f,k} + 1) A_0}{A_f} \right) (1 - 1,184 A_0^{-1/3}), \text{ МэВ}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Здесь $\langle \rho_f \rangle = \frac{1}{A_f} \int d^3\mathbf{r} \rho^2(\mathbf{r})$; $T_{f,k}$ — изоспин фрагмента в k -м возбужденном состоянии (энергия U_k , спин s_k).

Кроме того, в данной модели принималось: 1) зародыши флуктуаций — это в основном достаточно долгоживущие [86—89] дефекты плотности ядра, возникающие в ходе каскада (их число равно ΔA). Это дает $f(\Delta A, n) \approx \Delta A / \bar{n}$, где \bar{n} — среднее число «экситонов» на данном этапе релаксации к равновесию; 2) λ_+ зависит от τ_n и плотности одночастичных состояний g так же, как вероятность распада квазичастиц в ферми-жидкости в низшем порядке: $\lambda_+ = a_7^{-1} \tau_n^2 g$. Для g принималось выражение, полученное для вырожденной ферми-системы [83], $g = a_A r_0^2 A_0$, МэВ⁻¹ (для r_0 , измеренного в 10^{-13} см, $a_A = 0,0195$). Более реалистичное выражение, учитывающее снятие вырождения остаточными взаимодействиями и ряд других эффектов, имеет сложную структуру [83]. В простейшем случае можно записать $g = a_j r_0^2 A_0^{2/3} 2 [\bar{J}_Z + \bar{J}_N + 1]$, где $2\bar{J}_Z + 1$ и $2\bar{J}_N + 1$ — усредненные мультипольности протонных и нейтронных состояний вблизи границы Ферми. Для некоторых ядер, в частности для Рь и близких к нему, поправки к $g \sim A_0$ велики.

Для полуколичественного анализа принималось, что $F(\Delta A, \tau_0) \approx \approx F_1(\Delta A) F_2(\tau_0)$. Распределения по ΔA и τ_0 взяты из данных каскадных расчетов [43], и по ним оценивались средние величины:

$\langle \Delta A^2 \rangle$, средняя энергия возбуждения фрагментирующих ядер $\langle U \rangle$ и т. п. Считалось, что в конце каскада и на стадии релаксации разброс значений τ_0 и τ_n описывается одинаково:

$$F_2(\tau) \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{(\tau-\bar{\tau})^2}{2\sigma^2}\right), \quad (21)$$

где $\bar{\tau}$ — «средняя температура» на данной стадии; σ^2 — средний квадрат ее «флуктуаций». Для приближенной оценки σ^2 выбрано соотношение $\sigma^2/(\bar{\tau})^2 \approx 1/(2\bar{n})$, учитывающее, что число «экситонов» изменяется на $+2$. В конкретных расчетах (21) заменяли ступенчатым распределением с шагом $0,5\sigma$ и высотой ступеньки, обеспечивающей ту же площадь, что и у участка гауссоиды на данном шаге. Слева от $\bar{\tau}$ бралось 3 ступеньки, справа 4. Учитывая, что δ_f для фрагментов порядка десятков и сотен мегаэлектрон-вольт, принимались, что $1/(2\bar{n})^{1/2} \approx 1/(2\bar{n}_0)^{1/2} \approx \sqrt{\bar{\tau}_0/\langle 2U \rangle_f}$, где $\bar{\tau}_0$ — средняя температура послекаскадного ядра. $\langle U \rangle_f$ оценивали, исходя из допущения, что $\langle U \rangle$ приближенно пропорционально $\langle \Delta A \rangle$ [43]. Среднее число выбитых в каскаде нуклонов в расщеплениях с фрагментами при f ($\Delta A, n$) $\sim \Delta A$ приближенно можно оценить как $\sum_{\Delta A} \Delta A^2 F_1(\Delta A) / \sum_{\Delta A} \Delta A F_1(\Delta A)$, что согласно данным [43] по $F_1(\Delta A)$ для ^{27}Al , ^{100}Ru , ^{238}U при $E_p < 5$ ГэВ равно примерно $1,5 \langle \Delta A \rangle$. Эксперимент [43] для средних чисел каскадных нуклонов $\langle n_g \rangle$ и средних чисел «испарившихся» частиц $\langle n_b \rangle$ дает $\langle n_g \rangle_f / \langle n_g \rangle \simeq 1,8 \div 1,5$, $\langle n_b \rangle_f / \langle n_b \rangle \simeq 1,8 \div 1,5$. Мы примем, что и $\langle U \rangle_f \approx 1,5 \langle U \rangle$. После замены $\omega_f/\omega_i \approx \exp[-(Q_f + u_h + E')/\tau_n]$, замены суммирования по n от n_0 («начального числа экситонов») до $n_{\text{равн}}$ интегрированием по $\beta = n/U$ [46]: $\sum_{\Delta n=+2}^{n_{\text{равн}}} \dots \rightarrow \frac{U}{2} \int_{\beta_0}^{\infty} d\beta \dots$, свертки с выбранным распределением разбросов τ , суммирования по ΔA имеем (в единицах $10^{-27} \text{ см}^2/\text{МэВ}$)

$$\frac{d\sigma_h(A_f, E)}{dE} \approx b \frac{m_N \sigma_{\text{In}} A_f (2s_h + 1) \langle \Delta A \rangle \sigma_{\text{In}}(E')}{2\pi^2 h^3 \lambda_+} \Sigma_{\text{fr}}, \quad (22)$$

если σ_{In} в 10^{-27} см^2 — энергия фрагментов, МэВ; b — подгоночный параметр, который должен быть близок к 1;

$$\Sigma_{\text{fr}} = \frac{1}{W^2} \sum_{j=-3}^{j=+4} P(j) [1 + 0,5\gamma(j) j] \exp[-\beta(j) W]; \quad (23')$$

$W = Q_f + u_h + \delta_f + E'$, $\beta_0 = 1/\tau_0$, $\gamma(j) = \beta(j) \sigma$, $\beta(j) = \beta_0 (1 + 0,5j\gamma)$, $\gamma = \beta_0 \sigma$, β_0 — параметр, подлежащий подбору, а $P(j)$ для j от -3 до $+4$ равны $-0,1837$; $-0,1163$; $-0,0829$; $0,0$;

0,0829; 0,1163; 0,0956; 0,0881. Для высоты барьера, МэВ, была получена оценка (в предположении, что число выбиваемых протонов $\Delta Z_0 = Z_0 \Delta A/A_0$):

$$B_f \approx \frac{Z_f(Z_0 - Z_f)}{R_0 + R_f} \left[1 - \frac{Z_0 \langle \Delta A_0 \rangle}{(Z_0 - Z_f) A_0} \right]. \quad (23'')$$

Полное сечение рождения фрагмента в состоянии k определяется интегрированием (22) по E . Энергия $E' = EA_f/\mu_f$, где $\mu_f = A_f \times (A_0 - \langle \Delta A \rangle_f - A_f)/(A_0 - \langle \Delta A \rangle_f)$. При определении сечения учитывалось образование фрагмента A_f при распаде более тяжелого A'_f в состояниях k' , распадающихся по каналу $A'_f \rightarrow A_f + X$. Считалось, что кинетическая энергия фрагмента A'_f в A'_f/A_f раз больше, чем энергия E фрагмента A_f . Энергия распада фрагмента A'_f не учитывалась. Исходя из данных В. Д. Тонеева [87] о средних значениях ΔA , U и числа каскадных столкновений в ядре ^{70}Ga , можно оценить τ_0 [42, 46]. Эта оценка дала $\tau_0 \approx 10 \div 11$ МэВ. Параметры τ_0 (A_0 , E_p) и b подбирались по данным о сечениях рождения ^7Be на ядрах Al , Ag , U с учетом этой оценки τ_0 и с использованием данных [43] по $\langle \Delta A \rangle$ и $\langle U \rangle$, что дало:

$$\tau_0^{-1} \equiv \beta_0 = 0,1 \left[1 + 0,06 \left(\frac{A_0 - 23}{A_0} \right)^2 \frac{1}{E_p} \right] (1 + \sqrt{5,8 \langle U \rangle}). \quad (24')$$

Для $\langle \Delta A \rangle$ и $\langle U \rangle$ были предложены аппроксимации:

$$\langle \Delta A \rangle = 4 \exp \left[\frac{R_0}{r_0^3} \left(0,45 - \frac{0,3}{E_p} + \frac{0,03}{E_p^2} \right) \right] \times \\ \times \left[7,5 \exp(-E_p/0,185) + \frac{E_p}{E_p + 0,5} + 0,15 \right] \exp[-6,237/(A_0 E_p)]; \quad (24'')$$

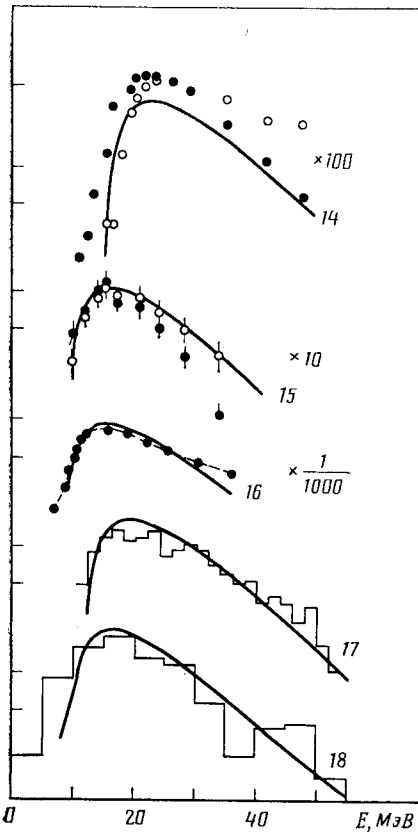
$$\langle U \rangle = 31 \langle \Delta A \rangle \left[1 + \frac{0,3}{(E_p - 2)^2 + 1} \right]^{-1} \times \\ \times \exp \left[-\frac{20,9}{E_p A_0} + \frac{20,3}{E_p (20 E_p + 1) \left(1 + \frac{A_0}{22,65} \right)^3} \right]. \quad (24''')$$

В формулах (24') — (24''') τ_0 и U даны в МэВ, E_p — в ГэВ. Они дают насыщение при больших E_p (имитируя «эффект траления» [43]). Считалось, что фрагментация идет быстро, пока ядро не успевает перестроиться. Это позволяет допустить, что Q_f близко к энергии отделения фрагмента от ядра-мишени. Массы ядер взяты из работы [90], данные для расчета $\langle \rho_f \rangle$, R_f , R_0 — из [91]. Для $A_f = 3$ принимались значения R_f и $\langle \rho_f \rangle$, такие же, как для ^3He . Для ^9Be имеются данные по распределению не только плотности заряда, но и вещества. Они и были использованы для $A_f = 9$. Считалось, что для данной изобары все R_f и $\langle \rho_f \rangle$ одинаковы и не зависят от u_h , но для $^4\text{He}^*$ — ^3He , ^3H использовались теоретические оценки радиуса [99], т. е. $\langle r^2 \rangle^{1/2} = 2,5 \cdot 10^{-13}$ см. Для $A_f = 5$ и $A_f = 8$ данных по $\rho_f(r)$ нет,

Таблица 4. Сечения образования некоторых фрагментов. Сравнение предсказаний ПМФ с экспериментом. Экспериментальные данные взяты из [9, 42, 55, 79—81], $g \sim A_0$, Q_f —точные

A_f	A_0	E_p , ГэВ	σ_f , 10^{-27} см ²	
			расчет	эксперимент
² H	Al	0,19	177	88
		0,60	255	169
	⁵⁸ Ni	0,66 *	196	122±4
	⁶⁴ Ni	0,66 *	160	107±3
	Ag	0,156	122	124±16
³ H	Si	0,6	25	36±4
	V	0,6	54	52±8
	⁵⁸ Ni	0,66 *	36	58,3±2,0
	⁶⁴ Ni	0,66 *	52	88,7±3,0
³ He	Si	0,6	30,0	42±5
	Ag	0,6	16	21
	Au	0,156	5,1	6,6
⁴ He	⁵⁸ Ni	0,66 *	345	353±4
	⁶⁴ Ni	0,66 *	293	302±4
	Au	1,0	513	1130±140
	U	1,0	722	1070±130
		5,5	5020	4400
⁸ He	U	5,5	2,3	4,2
	⁶ Li	U	1,0	6,2
		5,5	63,5	73
⁷ Li	U	1,0	13	22,8±3,6
		5,5	124	164
⁸ Li	U	5,5	41	49
¹¹ Li	U	5,5	0,19	0,2
⁸ B	U	5,5	0,2	0,3
¹⁰ B	Ni	3,0	4,6	5,6±1,2
	U	1,0	1,9	1,3±0,2
		5,5	15	16
¹⁷ B	U	4,8	0,015	0,005
¹³ N	U	0,94	0,053	0,024

* Сечение получено умножением $d\sigma/d\Omega$ ($\theta = 90^\circ$) на 4π.



спектров ЛМФ:

вая — расчет (нормировка произвольная); тир — эксперимент ($\theta = 90^\circ$); сплошная линия — расчет; 5 — p (0,66 ГэВ) + ($\theta = 90^\circ$), кривые — расчет (нормировка — p (0,66 ГэВ) + ${}^8\text{Ni} \rightarrow {}^8\text{Li}$. Обозначения ($\theta = 90^\circ$); пунктир — расчет в рамках + $\text{Ag} \rightarrow {}^8\text{Li}$. Обозначения те же, что и 11 — p (0,66 ГэВ) + $\text{Al} \rightarrow {}^8\text{Li}$. Обозначение + $\text{U} \rightarrow {}^4\text{He}$: сплошная линия — расчет, те же, что и для 12; 14 — p (1,0 ГэВ) + ния те же, что и для 12; 16 — p (5,5 ГэВ) + сплошная кривая — расчет (нормировка произвольная). Расчетные сечения получены [43, 48, 49, 57, 58, 80, 81, 95, 97, 98]

ные сечения заметно меньше экспериментальных. Это особенно хорошо видно на рис. 12, где представлены усредненные по A_f данные по отношениям экспериментальных и модельных сечений σ_e/σ_M и отношения величин $g \sim A_0^{2/3} 2 (\bar{J}_N + \bar{J}_Z + 1)$ и $g \sim A_0$. Видно, что имеется корреляция между отношениями сечений и плотностей уровней. Отклонения σ_e/σ_M от 1 меньше, если принять $g \sim A_0^{2/3} 2 \times$

Принимая $\sigma_{\text{inv}} = \pi (1 - B_f/E') (R_0 + R_f)^2$ (в единицах 10^{-26} см^2) и собирая числовые коэффициенты формулы (22), после выбора b при $g = 0,0195 r_0^2/A_0$, МэВ^{-1} (r_0 в единицах 10^{-13} см) получаем

$$\frac{d\sigma_h(A_f, E)}{dE} = 17,45 \sigma_{\text{in}} \langle \Delta A \rangle (2s_h + 1) A_0^{-1/3} (E' - B_f) A_f \Sigma_{\text{fr}}$$

(в единицах $10^{-27} \text{ см}^2/\text{МэВ}$, если $\sigma_{\text{in}} = \pi R_0^2$ дано в единицах 10^{-27} см^2 , а W, E и B_f даны в МэВ). Множитель 17,45 примерно в 2,5 раза больше, чем из формулы (22) (при $b = 1$). Отметим, что варианты модели, в которых эффективны либо все экситоны, либо только экситоны-дырки дали бы еще меньшее отклонение нормирующего множителя от теоретического, мало что меняют в остальном. Однако неточности оценки ϕ и другие неточности модели не позволяют судить о том, какой вариант модели лучше, и мы ограничимся рассмотренным здесь $f \approx \Delta A/\bar{n}$.

На рис. 1, 2, 6, 7, 11 и в табл. 4, 5 даны примеры сравнения расчета с экспериментом при $g \sim A_0$. Согласие с экспериментом хорошее, несмотря на очень большой диапазон сечений (примерно от 10^{-29} до примерно 10^{-24} см^2). Как и ожидалось, из-за пренебрежения эмиссией нуклонов и ряда других упрощений совпадение с экспериментом для больших E_p и малых A_0 и A_f хуже, а для ядер с $A_0 \approx 200$ расчет-

Таблица 5. Значения экспериментальных и расчетных сечений образования ${}^7\text{Be}$ [43, 50, 53] и их отношения для различных E_p . Учены неточности аппроксимации $\langle \Delta A \rangle$. Справа от химического символа ядра-мишени указаны число нейтронов (вверху) и число протонов (внизу)

A_0	$\sigma, 10^{-27} \text{ см}^2$				$\frac{\sigma_{\text{экс}}}{\sigma_{\text{рас}}}$	
	эксперимент		расчет			
	0,66 ГэВ	1,0 ГэВ	0,66 ГэВ	1,0 ГэВ	0,66 ГэВ	1,0 ГэВ
${}^{23}\text{Na}_{11}^{12}$	$5,2 \pm 0,6$	$7,0 \pm 0,8$	4,2	6,6	$1,24 \pm 0,14$	$1,06 \pm 0,12$
${}^{27}\text{Al}_{13}^{14}$	$4,8 \pm 0,5$	$6,2 \pm 0,6$	3,1	4,7	$1,5 \pm 0,17$	$1,31 \pm 0,13$
${}^{28}\text{Si}_{14}^{14}$	$5,8 \pm 0,6$	$7,5 \pm 0,8$	3,8	5,7	$1,5 \pm 0,16$	$1,30 \pm 0,14$
${}^{32}\text{S}_{16}^{16}$	$5,1 \pm 0,6$	$6,1 \pm 0,7$	4,6	6,9	$1,11 \pm 0,13$	$0,88 \pm 0,10$
${}^{58}\text{Ni}_{28}^{30}$	$2,89 \pm 0,3 *$	$4,9 \pm 0,6 *$	2,3	4,04	$1,26 \pm 0,13$	$1,21 \pm 0,15$
${}^{64}\text{Ni}_{28}^{36}$	$1,31 \pm 0,13$	—	0,83	—	$1,58 \pm 0,16$	—
${}^{108}\text{Ag}_{47}^{61}$	0,801 **	$2,6 \pm 0,7$ $2,2 \pm 0,4$	0,64	2,34	1,25	$1,03 \pm 0,2$
${}^{181}\text{Ta}_{73}^{108}$	—	$7,2 \pm 0,7 ***$	—	$6,8 ***$	—	$1,06 \pm 0,11 ***$
${}^{197}\text{Au}_{79}^{118}$	$0,35 \pm 0,05 ****$	$1,3 \pm 0,2$	0,24 ****	0,90	$1,45 \pm 0,20 ****$	$1,44 \pm 0,22$
${}^{208}\text{Pb}_{82}^{126}$	—	$6,2 \pm 0,6 ***$	—	$3,2 ***$	—	$1,94 \pm 0,20 ***$
${}^{238}\text{U}_{92}^{146}$	$0,45 \pm 0,06$	$0,92 \pm 0,21$ $1,12 \pm 0,10$	0,48	1,04	$0,94 \pm 0,13$	$0,98 \pm 0,12$

* Сечение получено умножением $d\sigma(\theta = 90^\circ)/d\Omega$ на 4π .

** $E_p = 0,48$ ГэВ.

*** $E_p = 3,0$ ГэВ.

**** $E_p = 0,55$ ГэВ.

$\times (\bar{J}_N + \bar{J}_Z + 1)$. Аналогичную корреляцию с σ_e/σ_M имеет и разница между экспериментальными значениями масс ядра-мишени и определяемыми по модели жидкой капли (величины Q_s). Таким образом, вариант с $g \sim A_0$ и с «выключенными» оболочечными эффектами для масс ядер (кроме массы фрагмента!) может неплохо описать эксперимент (см. рис. 2). К сожалению, имеющихся данных недостаточно для выбора варианта с «выключенными» оболочечными эффектами или варианта быстрого процесса, в котором оболочки проявляют себя и в значениях Q_f , и в значениях g .

Ниже мы покажем, что для описания характеристик реакции $p + {}^{112,124}\text{Sn} \rightarrow {}^{17}\text{N}$ лучше подходит вариант с «выключением» оболочек. Но для тяжелого фрагмента время формирования t_f может оказаться достаточно большим для такого «выключения».

Во всяком случае факт сохранения формы изотопных распределений ЛМФ при изменении E_1 и A_1 (см. рис. 3) можно рассматривать

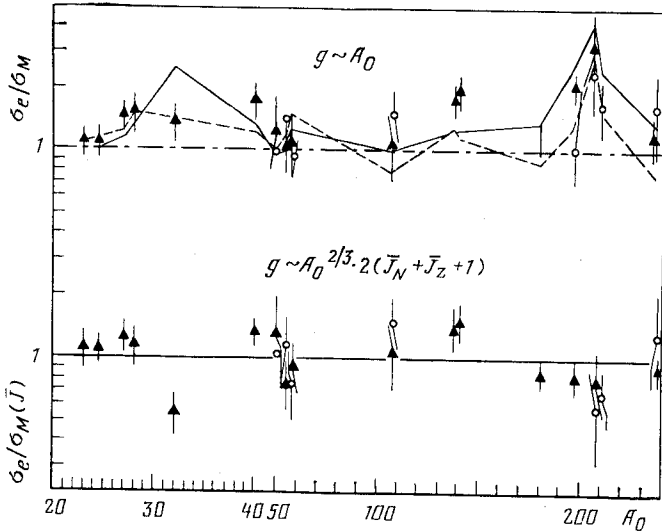


Рис. 12. Отношения экспериментальных σ_E и модельных σ_M сечений образования ЛМФ:

темные значки $A_f \geq 6$, светлые — $A_f = 3, 4$; сплошная кривая — отношение $2(\bar{J}_Z + \bar{J}_N + 1)/A_0^{1/3}$ (нормировано на 1 для Ag); пунктир — $\text{exr}(Q_s/10)$, где Q_s — разность точного значения массы ядра A_0 и жидкокапельного [90], МэВ. Последовательность точек: Na, Mg, Al, Si, S, Ca, V, Fe, Ni, Ag, La, Pr, Ta, Au, Pb, Bi, U. Экспериментальные данные взяты из [8—11, 42, 50—52, 56, 58]

как важное свидетельство в пользу большой (по сравнению со временем релаксации к равновесию) скорости формирования этих фрагментов. По-видимому, для ЛМФ время формирования по порядку величины близко к λ_+^{-1} , т. е. порядка 10^{-22} с.

Рассмотренные «модели» фрагментации ни в коей мере не претендуют на высокую точность или достаточно хорошую степень теоретической обоснованности. Это модели, пригодные для оценки возможных связей между характеристиками ядра-мишени, фрагмента, налетающей частицы, с одной стороны, и характеристиками фрагментации — с другой. Полученные связи позволяют привести большой объем информации в какую-то систему. Более того, они объединяют в одном подходе данные по ЛМФ с данными по мезонной и нуклонной компонентам продуктов расщепления. Однако во многом остаются неясными вопросы истинного физического содержания этих связей.

1.5. Некоторые вопросы, связанные с поиском необычных по нуклонному составу изотопов легких ядер. Использование реакций фрагментации в целях обнаружения и исследования необычных изотопов легких ядер уже дало существенные результаты [1—7]. Не вдаваясь в подробности причин, по которым эта задача представляет большой интерес для современной ядерной физики, отметим, что в настоящее время работы данного направления еще не завершены, и от них ожидают открытия новых нуклидов. В частности, довольно большие усилия затрачены и затрачиваются для обнаружения (или, наоборот, доказательства несуществования) нейтронных ядер (например, 8n [4, 5]) ^{10}He [6], ^{13}Li . Для интерпретации результатов экспериментов подобного рода важно иметь оценки верхней и нижней границ сечений образования исследуемых нуклидов. Иногда [6] с этой целью используют систематику отношений сечений образования нуклидов, отличающихся на 2 нейтрона, т. е. $\sigma_f(A_f + 2n)/\sigma_f(A_f)$.

Так, в работе [6] таким методом было показано, что нуклиды 8n и ^{10}He , если исходить из верхних границ значений экспериментальных сечений, по-видимому, не существуют, и сделано заключение о возможном существовании $^{13}\text{Li}_3$. Опираясь на то, что модель предравновесной фрагментации неплохо описывает характеристики рождения ЛМФ, можно оценить, насколько эмпирическая систематика отношений $\sigma_f(A_f + 2n)/\sigma_f(A_f)$ воспроизводится расчетом, и, таким образом, можно ли доверять экстраполяциям этих отношений.

Результаты представлены на рис. 13. Как видно, ответ на поставленный вопрос может быть положительным.

Можно решиться и на оценку самих сечений рождения необычных фрагментов. Естественно, что для этих оценок важно знать такие характеристики фрагментов, как R_f , $\langle\rho_f\rangle$, масса, спектроскопические данные. Для 8n имеются теоретические оценки необходимых для этого величин [101], и ими можно воспользоваться. Для ^{10}He и ^{13}Li подходящих данных нет. Имеет смысл варьировать, например, R_f и $\langle\rho_f\rangle$. Что касается спектроскопических данных, то для 8n , ^{10}He мы полагаем, что $S = 0$ и возбужденных нуклонностабильных состояний нет. Для ^{13}Li предположим, что $S = 1/2$. Для нуклидов с $A_f = 10$ и $A_f = 13$ по имеющимся данным для ^{10}B и ^{13}C [91] в предположении, что $\langle\rho_f\rangle \sim R_f^{-3}$, можно рассчитать возможные значения $\sigma_f(^{10}\text{He})/\sigma_f(^8\text{He})$ и $\sigma_f(^{13}\text{Li})/\sigma_f(^{11}\text{Li})$ для нескольких значений R_f (рис. 14). Для 8n расчет проводился для $E_p = 0,7$ ГэВ и ядра-мишени ^{238}U с вариацией в разумных пределах значений $\langle\rho_f\rangle$ и R_f (рис. 15).

Согласно [5] при $E_p = 0,7$ ГэВ верхняя граница сечения реакции $p + ^{238}\text{U} \rightarrow ^8n$ равна $2,3 \cdot 10^{-35}$ см², что существенно меньше значений, которые следуют из рис. 15. Таким образом, ядра 8n не существуют.

Что касается нуклидов ^{10}He и ^{13}Li , то из имеющихся оценок сечений пока не следует ни положительное, ни отрицательное утверждение об их существовании. Отсюда можно заключить, что решение вопроса о существовании ^{10}He и ^{13}Li требует эксперимента с фоновыми условиями на 1—2 порядка ниже того, что имело место в

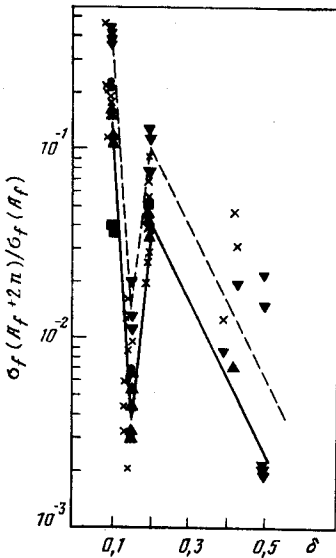


Рис. 13. Сопоставление отношений экспериментальных сечений $\sigma_f(A_f + 2n)/\sigma_f(A_f)$ с расчетными:

расчет: ● — ^{64}Ni ; ■ — ^{86}Ni ; ▲ — ^{108}Ag ; ▲ — ^{112}Sn ; ядра с большим нейтронным избытком ^{124}Sn , ^{238}U , ^{252}Th ; x — эксперимент. Экспериментальные данные из [6, 8—10, 42, 67, 77—81]

Рис. 15. Расчетная зависимость сечения образования фрагмента 8n от значений $\langle \rho_f \rangle$ и $\langle r^2 \rangle^{1/2}$. На оси абсцисс стрелкой обозначено вероятное значение $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ [101] для ядра 8n

предыдущих опыта. Отметим, что расчетные оценки отношений $\sigma_f(A_f + 2n)/\sigma_f(A_f)$ для этих нуклидов не слишком малы с точки зрения современных возможностей экспериментальной техники, используемой в исследованиях фрагментации [6].

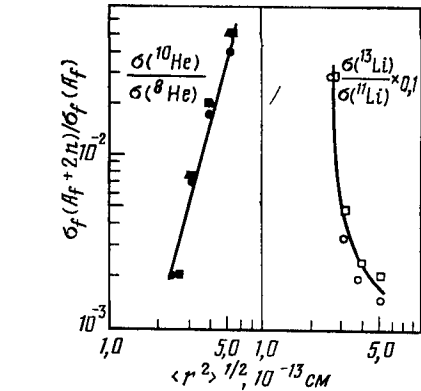
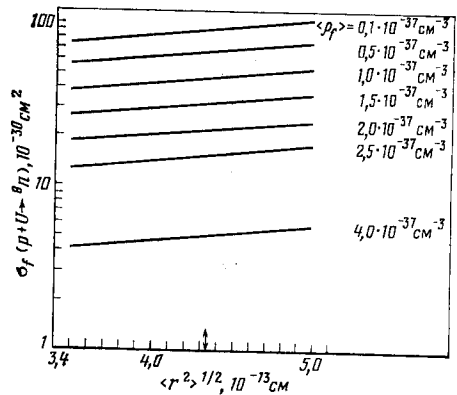


Рис. 14. Зависимость отношения расчетных сечений образования фрагментов ^{10}He и ^8He , ^{13}Li и ^{11}Li от $\langle r^2 \rangle^{1/2}$ в предположении, что $\langle \rho_f \rangle \sim \langle r^2 \rangle^{-3/2}$:

●, ○ — ^{124}Sn ; ■, □ — ^{238}U ; ▲ — ^{252}Th ; $E_p = 9 \text{ ГэВ}$



2. ТЯЖЕЛЫЕ ФРАГМЕНТЫ

Данные по характеристикам процессов рождения тяжелых фрагментов (ТФ), накопленные к настоящему времени, могут служить основой для попытки определить, в каком соотношении находятся механизмы образования ЛМФ и ТФ и деления ядер. Именно под этим углом зрения мы их и рассмотрим.

По причине полного отсутствия моделей рождения ТФ мы ограничимся лишь сопоставлением экспериментальных данных по ТФ, с одной стороны, и по ЛМФ и осколкам деления — с другой.

2.1. Функции возбуждения и изотопные распределения для ТФ. Если обратиться к рис. 16, на котором представлены функции воз-

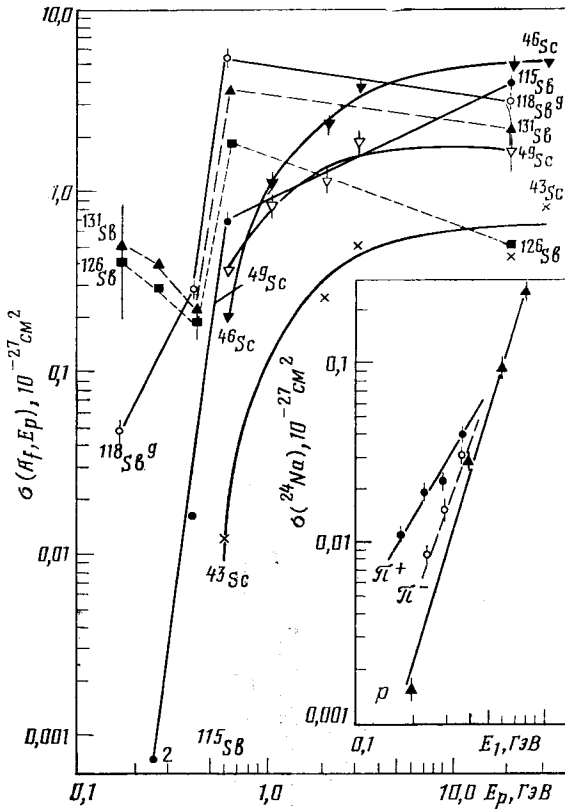


Рис. 16. Функции возбуждения для реакций:

$p + U - ^jSc$ (плавные кривые); $p + U - ^jSb$ (ломаные кривые). На врезке: функции возбуждения реакций π^\pm , $p + Au \rightarrow ^{24}Na$. Экспериментальные данные взяты из [102, 105]

буждения реакций рождения ТФ и типичных осколков деления, то можно обнаружить отличие этой характеристики от функций возбуждения реакций рождения ЛМФ, состоящее в том, что для тяжелых продуктов расщепления наблюдается зависимость от нейтронного избытка скорости изменения сечений при увеличении E_p .

Более ярко это отличие характеристик рождения ТФ и осколков деления от характеристик рождения ЛМФ видно в появлении энер-

гетической зависимости формы изотопных распределений для тяжелых продуктов (рис. 17). Интересно то, что изотопные распределения ТФ с ростом E_p становятся уже, а распределения осколков деления — шире. С точки зрения модели быстрой фрагментации изменение изотопных распределений не может быть понято, если считать, что

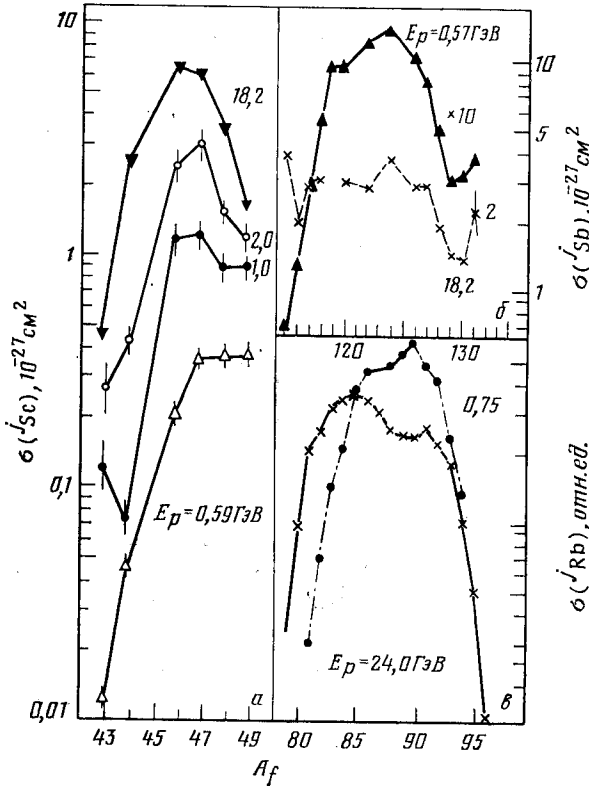


Рис. 17. Изотопные распределения для тяжелых продуктов расщепления урана: а — изотопы скандия; б — изотопы сурьмы; в — изотопы рубидия. Экспериментальные данные взяты из [102—108].

$t_f \ll t_n$. Во всяком случае для ТФ и осколков деления наблюдается явная зависимость сечений от «накачки» ядра энергией возбуждения, от степени разрушения ядра, не сводящаяся лишь к линейной зависимости от $\langle \Delta A \rangle$ и к зависимости высоты кулоновского барьера от числа выбитых протонов. Простейшее предположение состоит в том, что процесс формирования ТФ затянут во времени, и к моменту появления фрагмента за счет эмиссии нуклонов на предравновесной стадии и переходов с $\Delta n = 0$ изменяются относительный нейтронный избыток $(N - Z)/A$ ядра-мишени и энергия отделения Q_f . Естественно,

возможно и влияние развившихся коллективных мод возбуждения. Поэтому имеет смысл посмотреть, как для ТФ выглядят более «тонкие» характеристики, в частности изотопные отношения сечений $\sigma_{\text{д}}/\sigma_{\text{т}}$.

2.1. Изотопные отношения для ТФ. На рис. 7, б, г даны изотопные отношения сечений рождения ТФ в зависимости от $T_{3,f}$. Несмотря

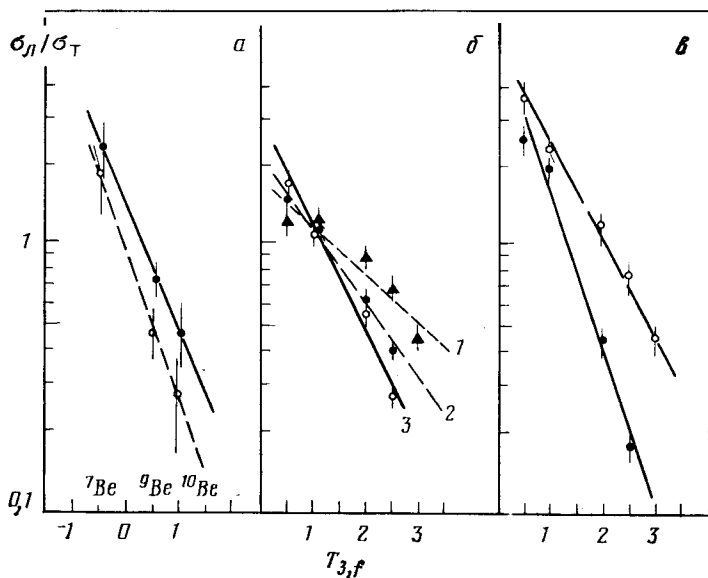


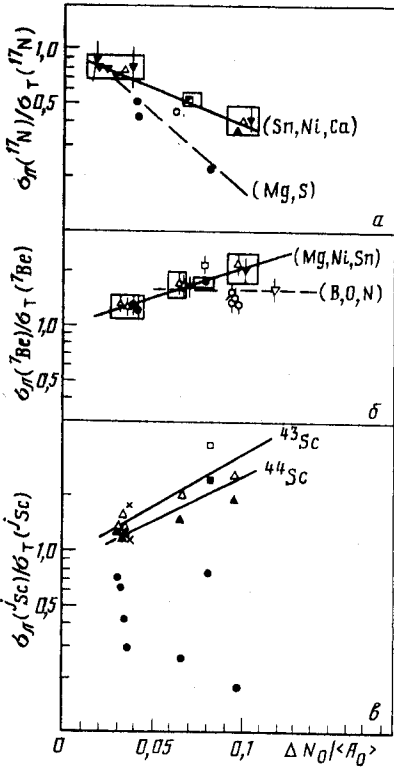
Рис. 18. Зависимость изотопных отношений $\sigma_{\text{д}}/\sigma_{\text{т}}$ для остаточных ядер от третьей проекции изоспина фрагмента $T_{3,f}$:

а — A_0 — ^{12}C и ^{13}O : ● — $E_p = 0,6$ ГэВ; ○ — $E_p = 0,15$ ГэВ; б — изотопы скандия в расщеплениях ядер протонами с $E_p = 1,0$ ГэВ: 1: ▲ — ^{60}Ni и ^{62}Ni ; 2: ● — ^{68}Ni и ^{60}Ni ; 3: ○ — ^{64}Fe и ^{66}Fe ($\Delta N = 2$); в — ○ — ^{70}Ge и ^{74}Ge ; ● — ^{68}Ni и ^{64}Ni . Экспериментальные данные взяты из [109, 110]

на то, что экспериментальных данных немного, выявляется поразительное сходство с изотопными отношениями для ЛМФ и по форме, и по величине. Весьма возможно, что почти экспоненциальная зависимость $\sigma_{\text{д}}/\sigma_{\text{т}}$ от $T_{3,f}$ присуща не только фрагментам. То, что так оно и есть, хорошо видно из рис. 18, на котором показаны изотопные отношения сечений рождения таких нуклидов — остаточных ядер, которые при расщеплении значительно более тяжелых ядер-мишеней оказываются уже фрагментами.

Сходство формы зависимости от $T_{3,f}$ для ЛМФ, ТФ и остаточных ядер, возможно, вызвано тем, что сечения должны определяться комбинацией $T_{3,f}T'_{0,3}/A'_0$, где $T'_{0,3}$ — третья проекция изоспина продукта, дополняющего наблюдаемый продукт A_f до распадающегося ядра A'_0 .

Если это верно, то должна быть разница в зависимости $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от $y = \Delta N / \langle A_0 \rangle$ ($\Delta N = N_{0,т} - N_{0,л}$, $2\langle A_0 \rangle = A_{0,т} + A_{0,л}$) в тех случаях, когда продукт A_f — фрагмент и когда он — остаточное ядро, рождающееся на самой последней стадии эволюции. На рис. 19 приведены примеры зависимости $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от y для ${}^7\text{Be}$, ${}^{17}\text{N}$, ${}^{47}\text{Sc}$. Действительно, различие в зависимости от y отношений $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ весьма заметное. Для ЛМФ зависимость $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от y довольно близка к экспоненциальной и полная зависимость $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от $T_{3,f}$, $\Delta N / \langle A_0 \rangle$ хорошо аппро-



рированы примеры зависимости $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от y для ${}^7\text{Be}$, ${}^{17}\text{N}$, ${}^{47}\text{Sc}$. Действительно, различие в зависимости от y отношений $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ весьма заметное. Для ЛМФ зависимость $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от y довольно близка к экспоненциальной и полная зависимость $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от $T_{3,f}$, $\Delta N / \langle A_0 \rangle$ хорошо аппро-

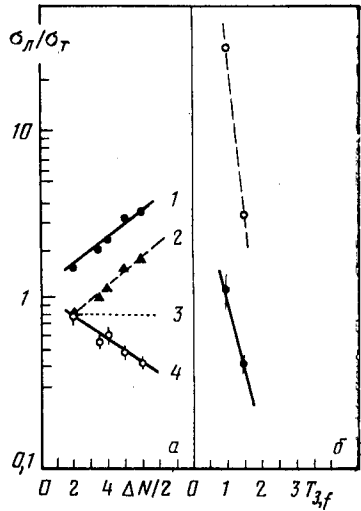


Рис. 19. Зависимость изотопных отношений $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ от среднего нейтронного избытка ядер-мишеней $\Delta N / \langle A_0 \rangle = (N_{т} - N_{л}) / \frac{1}{2} (A_{т} + A_{л})$:

а — $A_f = {}^{17}\text{N}$, ядра-мишени: \bullet — ${}^{24}, {}^{26}, {}^{28}\text{Mg}$; \circ — ${}^{32}, {}^{34}\text{S}$; \blacktriangle — ${}^{40}, {}^{44}\text{Ca}$; \triangle — ${}^{58}, {}^{60}, {}^{62}, {}^{64}\text{Ni}$; \blacktriangledown — ${}^{112}, {}^{116}, {}^{118}, {}^{120}, {}^{122}, {}^{124}\text{Sn}$; б — $A_f = {}^7\text{Be}$; в — $A_f = {}^{43}\text{Sc}, {}^{44}\text{Sc}$, темные кружки — ${}^{47}\text{Sc}$ ядра-мишени: \triangle — ${}^{58}, {}^{60}, {}^{62}, {}^{64}\text{Ni}$; \times — ${}^{54}, {}^{56}\text{Fe}$; \square — ${}^{70}, {}^{76}\text{Ge}$. Для наглядности точки, отвечающие условию $A_f \leq \frac{1}{3} A_0$, обведены прямоугольниками, экспериментальные данные взяты из [10, 11, 42, 50, 109—115]

Рис. 20. Зависимость изотопных отношений $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ для ТФ ${}^{17}\text{N}$ и ${}^{24}\text{Na}$ от $\Delta N = N_{т} - N_{л}$ (а) и от $T_{3,f}$ (б):

точки с указанием погрешностей — эксперимент; 1 — расчет $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ в рамках модели [82] (темные точки); 2 — эта же группа точек при нормировке на изотопное отношение $\sigma_{л}/\sigma_{т}$ при $\Delta N = 2$; 3 — расчет по ПМФ (п. 1.4) в предположении «быстрой фрагментации»; 4 — прямая, проходящая через экспериментальные точки (светлые), — расчет в рамках ПМФ в предположении, что оболочечные добавки для значений масс ядра-мишени и ядра-остатка выключены [11]. На рис. б светлые кружки — расчет по ПМФ

ксимируется соотношением

$$\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}} \sim \exp[-bT_{3,0}/\langle A_0 \rangle]. \quad (25)$$

Экспоненциальная зависимость от $T_{3,0}/\langle A_0 \rangle$ отношений $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}}$ для ТФ хорошо видна на рис. 7, б, г, причем параметр b в аппроксимирующей кривой тот же, что и для ЛМФ. При попытке рассчитать ход $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}}$ как функции от y для изотопов олова (рис. 20) в рамках модели быстрой фрагментации с $t_f < t_n$ не удается добиться успеха. Однако, если допустить, что к моменту формирования ТФ уже в значительной степени ослаблены оболочечные эффекты и Q_f определяется значением масс в модели жидкой капли для распадающегося и «остаточного» ядра, то расчетная кривая $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}} = f(y)$ практически совпадает со сплошной кривой рис. 20, а. Не придавая этому факту излишне серьезного значения, все же отметим, что имеющиеся данные по $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}}$ для ТФ вполне укладываются в рамки допущения того, что ТФ образуются на более глубокой стадии релаксации, но все же до того, как благодаря эмиссии нуклонов сильно изменится третья проекция изоспина релаксирующего ядра. Возможно, что с ростом A_f должны в таком случае смыкаться некоторые характеристики рождения ТФ и осколков деления. Эксперимент дает основания считать, что это заключение достаточно правдоподобно.

В частности, как показано в [134] для реакций деления, на глубоких стадиях релаксации возбужденных каскадом ядер для лучшего согласия с экспериментом следует «выключить» оболочечные эффекты.

2.3. Угловые распределения и спектры ТФ. Одной из важных характеристик угловых распределений является так называемая анизотропия «вперед-назад» F/B , т. е. отношение числа частиц, испущенных в переднюю (т. е. по ходу пучка) полусферу. Для ЛМФ зависимость F/B от E_p хорошо известна (см., например, [42, 43, 77, 78]): F/B падает с ростом E_p , приближаясь к единице.

Если обратиться к рис. 21, то видно, что для ТФ и осколков деления ход F/B иной. Между $E_p = 1$ ГэВ и $E_p = 3$ ГэВ функция $f(E_p) = F/B$ проходит через максимум, причем значения $f(E_p)$ для ТФ несколько больше, чем для осколков деления. При бомбардировке ядер ядрами A_1 значения F/B при одном и том же значении E_1 больше, чем при бомбардировке протонами.

Интересно то, что аналогичный эффект имеет место и для ЛМФ.

В работе [118] подобие хода F/B для ТФ ^{24}Na , ^{28}Mg и для осколков деления было интерпретировано как проявление общих черт механизма их образования. Подтверждение этому, например, видели [118] в зависимости от E_p и средней энергии ТФ $\langle E \rangle$ и осколков деления (например, на рис. 21).

Однако уменьшение $\langle E \rangle$ для ТФ с ростом E_p аналогично уменьшению высоты кулоновского барьера с ростом E_p из-за выбивания нуклонов и, возможно, в основном этим эффектом и определяется. Отметим, что этот эффект находит аналогию и в данных по $E_{\text{н.в}}$ для ЛМФ (см. табл. 2).

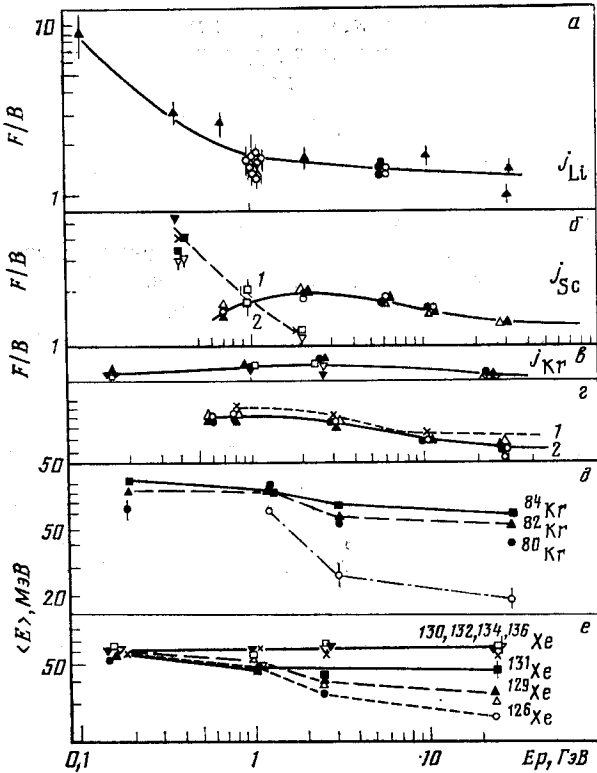


Рис. 21. Некоторые кинематические характеристики фрагментов:

a — угловая анизотропия F/B для изотопов лития; *б* — угловая анизотропия F/B для ТФ (пунктиром соединены точки, отвечающие данным для реакций, вызванных быстрыми ядрами, сплошной линией — протонами; точки 1 и 2 при $E_p = 1,0$ ГэВ — данные для изотопов ^{134}Sn и ^{112}Sn , фрагмент ^{24}Na); *в* — угловая анизотропия для «фрагментов» ^jKr в реакциях $p + \text{Th}$; *г* — значения средней энергии $\langle E \rangle$ для ТФ — изотопов скандия (сплошная линия) и значения эффективного кулоновского барьера — пунктир. Реакция $p + \text{U} \rightarrow ^j\text{Sc}$; *д* — значения $\langle E \rangle$ для осколков деления — изотопов криптона. Реакция $p + \text{Th} \rightarrow ^j\text{Kr}$; *е* — значения $\langle E \rangle$ для осколков деления — изотопов ксенона. Реакция $p + \text{Th} \rightarrow ^j\text{Xe}$. Экспериментальные данные взяты из [42, 48, 49, 77–81, 95, 102, 104, 116–120, 121]

Более интересны данные, полученные в [121] по зависимости параметров формы спектров ТФ от E_p (в особенности $\tau_{\text{эф}}$ при аппроксимации спектров формулами МРИ). Оказалось, что при относительно небольших значениях E_p ($E_p \leq 1$ ГэВ) $\tau_{\text{эф}}$ для нейтронно-избыточных ТФ примерно в 2 раза меньше, чем для нейтронно-дефицитных. С ростом E_p это различие уменьшается, и при больших E_p $\tau_{\text{эф}} \approx 20$ МэВ независимо от $T_{z,f}$. Различия в $\tau_{\text{эф}}$ в зависимости от $T_{z,f}$ наблюдались и для ЛМФ [42, 98], но они не исчезали с ростом E_p и не были столь большими.

Природа этого эффекта не ясна. Пока лишь предполагается [121], что при малых E_p нейтронно-избыточные ТФ образуются как продукты сильноасимметричного деления с узким энергетическим спектром, а при увеличении E_p растет вклад других механизмов.

Таким образом, экспериментальные данные по ТФ действительно демонстрируют как сходство с данными по ЛМФ, так и сходство с данными для осколков деления.

По-видимому, на этом основании можно считать, что ТФ являются особой группой продуктов расщепления, возникающих благодаря процессам, переходным между быстрыми процессами рождения ЛМФ и медленными процессами «равновесного» деления. Если это действительно так, то данные по ТФ могли бы доставить полезную информацию о развитии коллективных процессов в ядрах на предравновесной стадии, конечно, при условии наличия соответствующих теоретических моделей.

3. БЫСТРЫЕ ФРАГМЕНТЫ

Рассмотренные в предыдущих разделах экспериментальные данные относятся к той стадии взаимодействия, которая отвечает распаду возбужденного ядра. Хотя сейчас не вполне ясно, какие физические процессы происходят при этом, эмпирические закономерности рождения ЛМФ ясны. Формируются ли ЛМФ из нуклонов экситонного газа [44] или из нуклонов ядра вблизи поверхности Ферми под действием локальных дефектов плотности [46] — это вопросы интересные, но вряд ли фундаментально важные. Ценность ответа на них состояла бы в возможности решения ряда проблем ядерной кинетики и ядерной структуры на уровне обычных представлений о ядре.

Другое дело — физика БФ. Интерес к ним, как и к другим кумулятивным частицам, определяется их ролью в решении фундаментальных задач физики сильных взаимодействий [15, 16, 26, 39, 40]. Достаточно вспомнить, что с рождением БФ связывают возможность существования таких объектов, как флуктоны [15, 16, 39, 40], ядерные фэйрболы [12—14]. Есть, правда, и более умеренные гипотезы — например, гипотеза коалесценции [17, 18, 22]. Что именно имеет место на самом деле — сейчас сказать сложно, но экспериментальные исследования развиваются, и их данные уже можно сопоставлять с простейшими вариантами моделей в рамках упомянутых гипотез.

Во введении отмечалось, что по физике БФ имеются достаточно полные обзоры [15, 16, 26, 39, 40], в которых описаны как экспериментальные данные, в основном полученные на конец 70-х годов, так и попытки их модельной интерпретации (обычно в рамках вариантов моделей «флуктонов» [15, 16, 40]). Это позволяет нам лишь кратко суммировать то, что содержится в этих обзорах, и перейти к рассмотрению и обсуждению новых данных и некоторых других попыток их анализа.

Основные экспериментальные факты, которые были установлены для БФ достаточно надежно, состояли в следующем:

1. При взаимодействии частиц любой природы (лептоны, фотоны, адроны, ядра) с ядрами испускаются наряду с прочими частицами фрагменты с энергией (в пересчете на один нуклон), существенно превышающей удельную энергию связи фрагмента.

2. Инвариантные сечения $E_0 d^3\sigma/d^3p$ образования БФ можно представить следующими формулами [16, 26, 34, 38]:

$$E_0 \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_1 \exp(-Bp^2); \quad (26')$$

$$E_0 \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_2 \exp(-E/T_0); \quad (26'')$$

$$E_0 \frac{d^3\sigma}{d^3p} = C_3 \exp(-p/P_0), \quad (26''')$$

где E_0 — полная энергия фрагмента; p — его импульс; C_j , B , T_0 , P_0 — параметры.

Выбор наиболее удобного представления инвариантного сечения пока является предметом дискуссии, и соотношения (26) не исчерпывают используемых аппроксимаций.

3. Инвариантные сечения оказываются растущими функциями энергии бомбардирующих адронов и ядер E_1 , однако они в области релятивистских энергий E_1 выходят на плато. Энергия, при которой сечения перестают расти, различна для различных ядер-мишеней и тем больше, чем больше массовое число A_0 .

4. Параметр наклона B с ростом A_0 уменьшается (соответственно T_0 и P_0 — растут) при бомбардировке ядер адронами [16, 26, 34]. Для больших E_1 параметры наклона слабо зависят от A_0 и сорта бомбардирующих частиц.

5. Сечения можно считать пропорциональными A_0^N , где N зависит от сорта бомбардирующей частицы A_f , E , E_1 [16, 26, 34]. Были исследованы зависимости параметров аппроксимации сечений от углов регистрации фрагментов θ [16, 26, 34]. Оказалось, что параметры T_0 несколько возрастают с ростом $\cos \theta$ (соответственно B убывает).

При этом особое значение уделялось параметру N в A_0 -зависимости, который, по сложившемуся мнению [16, 22—27, 34, 39, 122], несет наиболее четкую информацию о типе процессов, приводящих к рождению БФ.

Дальнейшее экспериментальное изучение процессов рождения БФ позволило проверить и уточнить полученные ранее данные [34—39, 67] с целью решения вопроса о механизме рождения кумулятивных частиц, в том числе и БФ. При этом выявились факты достаточно интересные и неожиданные с точки зрения моделей обоих типов.

Эти данные, а также их феноменологический анализ кратко обсуждены ниже.

Интересные результаты по БФ были получены группами Радиового института [27, 37, 38, 67] и объединенной группой ИТЭФ — Пенсильвания [35, 36]. На рис. 22 представлены примеры инвариантных

сечений рождения БФ на ядрах С, Сu, $^{112,124}\text{Sn}$, Au при бомбардировке их протонами с энергией 6,7 ГэВ. Обращают на себя внимание два обстоятельства. Во-первых, как и для ЛМФ, наклоны спектров $^3\text{He}_2$ меньше, чем для $^4\text{He}_2$. Во-вторых, чем больше массовое число ядра мишени, тем выше проходит кривая соответствующего нормированного на A_0 инвариантного сечения $E_0 d^3\sigma/(A_0 d^3p)$. Это говорит об очень сильной A_0 -зависимости сечений.

Уже давно была фиксирована экспериментальная последовательность значений показателя N для разных фрагментов [26] в реакциях $p + A_0$: $N(p) = 4/3$, $N(d) = 5/3$, $N(t) = 2$.

Новым результатом является то, что эксперимент (речь идет о выходах фрагментов при $\theta = 90^\circ$ [38]) показывает очень слабую зависимость N от импульса p_\perp при $p_\perp > 0,5$ ГэВ/с и сильную зависимость от изоспина фрагмента $T_{3,f} = (N_f - Z_f)/2$. Это иллюстри-

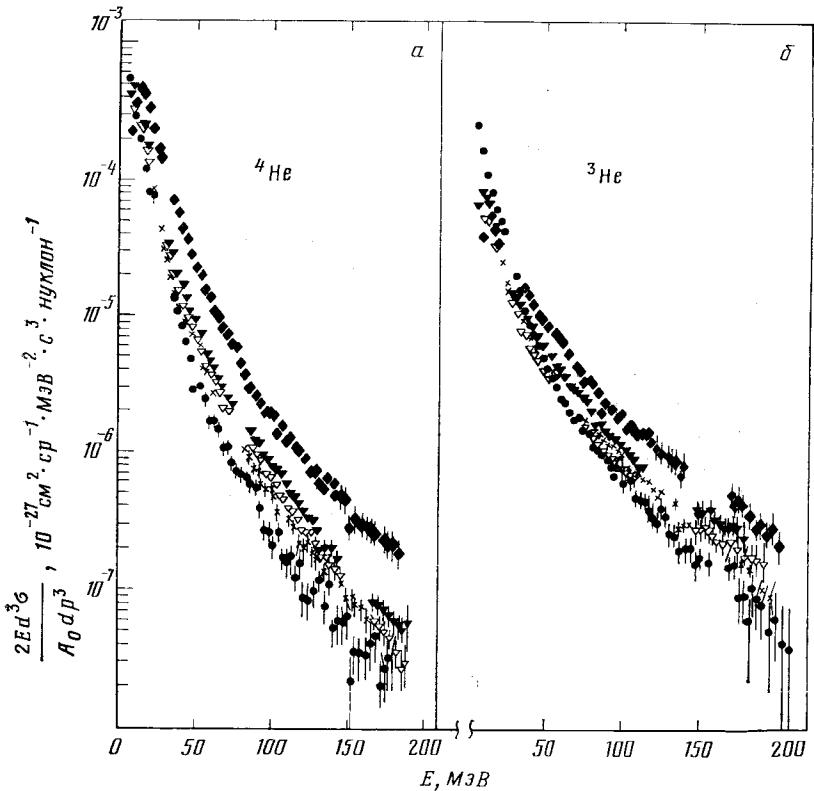


Рис. 22. Спектры фрагментов при бомбардировке ядер протонами с $E_p = 6,7$ ГэВ, $\theta = 90^\circ$:

Ядра-мишени: ● — ^{12}C , x — Cu, ▼ — ^{112}Sn , ▽ — ^{124}Sn , ◆ — Au

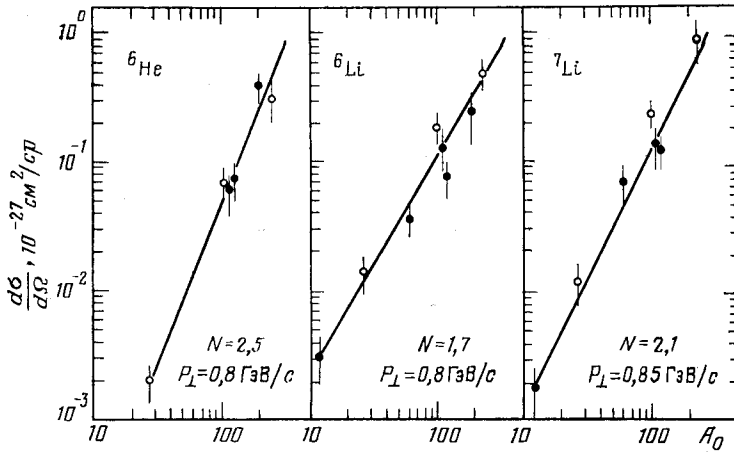
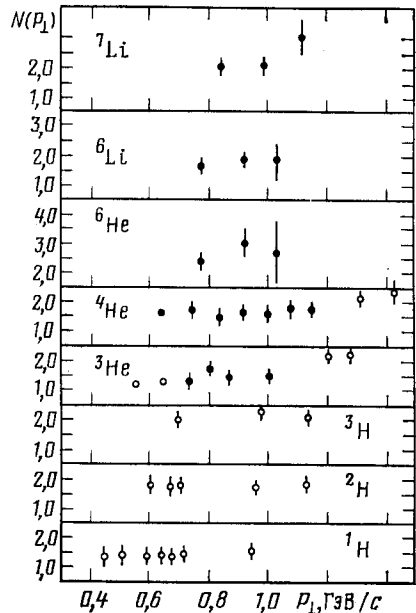


Рис. 23. Зависимость дифференциальных сечений для фрагментов ${}^6\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ от A_0 :

приведены значения параметра N в аппроксимации A_0 -зависимости сечений формулой $\sigma_f \sim A_0^N$ и «средние значения» импульса p_{\perp}/A_f , $\theta = 90^\circ$, $E_p = 6,7 \text{ ГэВ}$. Данные взяты из [38]

Рис. 24. Зависимость параметра N от p_{\perp} . Данные взяты из [38]



руется рис. 23 и 24 и табл. 6. Модельный расчет, выполненный в рамках представлений современной релятивистской ядерной физики [39], дает, как следует из табл. 6, несколько иные значения параметра N , и, что более важно, не зависящие от $T_{3,f}$.

Если обратиться к рис. 25, то можно увидеть еще один интересный эффект: для изотопов-мишеней ${}^{112}\text{Sn}$ и ${}^{124}\text{Sn}$ наблюдается зависимость хода сечений рождения БФ от изоспина ядра-мишени $T_{3,f}$, в общем повторяющая то, что наблюдалось и для ЛМФ. Оказывается, что для БФ ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ выходы из легкого изотопа

больше, чем из тяжелого, а для ${}^6\text{He}$ — наоборот. Препные результаты по выходам из ядер-изотопов протонов и дейтронов не выявляли четкой зависимости сечений от нейтронного избытка ядра-мишени $N_0 - Z_0$.

Таблица 6. Значения показателя N для зависимости сечений рождения БФ от A_0 при $E_p \geq 6,7$ ГэВ. Сравнение с модельным предсказанием [26, 39]. Экспериментальные данные из [6, 7, 35, 36]

A_f	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He	^6He	^6Li	^7Li
Модельное предсказание	1,0	1,3	1,7	1,7	2,0	2,7	2,7	3,0
Эксперимент	1,3	1,8	2,1	1,5	2,0	2,7	1,9	3,0

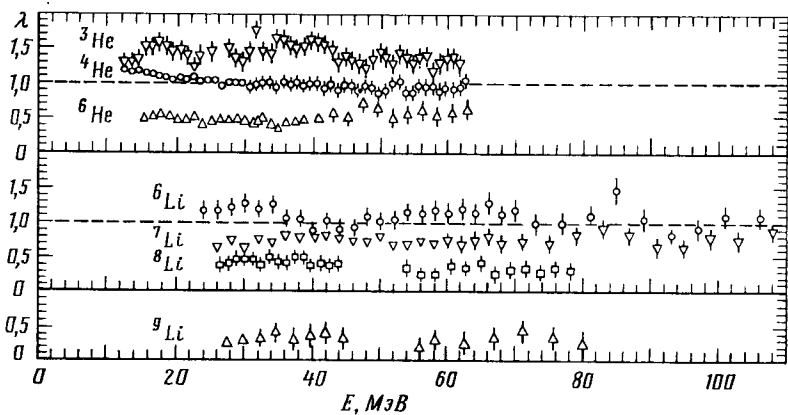


Рис. 25. Изотопные отношения $\lambda = (d\sigma_{\text{п}}/dE)/(d\sigma_{\text{т}}/dE)$ как функция энергии фрагмента E . Ядра-мишени $^{112}, ^{124}\text{Sn}$, $E_p = 6,7$ ГэВ. Данные взяты из [67]

Как следует из рис. 24, показатель N можно считать практически не зависящим от энергии фрагмента E (или, по крайней мере, слабо возрастающим с ростом E). Любопытно то, что в экспериментах по электророждению БФ (при $E_p = 4,5$ ГэВ [122]) отмечалось увеличение N с ростом A_f и уменьшение с ростом энергии фрагмента E . Например, для ^4He при увеличении E от 40 до 68 МэВ N меняется от примерно 2,3 до приблизительно 1,65 (данные сняты с графика [122]). При этом значения N для ^3He и ^3H существенно различны: для ^3He при энергии $E \approx 30$ МэВ $N \approx 2,2$, а для тритонов при той же энергии $N \approx 1,5 \div 1,55$, т. е. картина противоположна тому, что отражено в табл. 6 для взаимодействий, инициированных релятивистскими протонами. Расхождение в величинах N для реакций с протонами и электронами не являются неожиданными [16, 123]. Неожиданным является факт противоположного поведения зависимости показателя N от $T_{3,f}$ для нуклидов с $A_f = 3$.

Завершая обсуждение особенностей экспериментальных A_0 -зависимостей сечений рождения БФ, приведем рис. 25, на котором показана зависимость от энергии фрагментов отношений сечений фрагментации на ядрах ^{112}Sn и ^{124}Sn [67] при $E_p = 6,7$ ГэВ. Аналогичные отношения для $E_p = 0,66$ ГэВ [98] продемонстрировали быстрое (уже при $E \approx 10$ МэВ/нуклон) исчезновение изотопного эффекта для сечений. Данные рис. 25 говорят скорее всего о том, что в этом случае изотопный эффект слабее зависит от E .

Интерес представляют новые данные по зависимости параметров формы спектров фрагментов от свойств и энергии бомбардирующих частиц и от характеристик фрагмента и ядра-мишени. Для обсуждения этого вопроса следует задаться соответствующей аппроксимацией спектров. Для аппроксимации ($26''$) при значениях $E_p = 6,7$ и 400 ГэВ (угол регистрации фрагментов 90°) были получены значения параметра P_0 (табл. 7). За исключением случая рождения ^4He на ядрах Al ($E_p = 400$ ГэВ), можно заметить следующее. Для самых легких фрагментов наблюдается, в общем, слабый рост P_0 с ростом A_0 ,

Таблица 7. Значения параметра p_0 , МэВ/с, в аппроксимации инвариантных сечений формулой ($26''$). Угол регистрации фрагментов $\theta = 90^\circ$ [141]. Данные по реакции $p + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^8\text{Li}$ получены аппроксимацией результатов [130, 131] ($E_p = 0,66$ ГэВ) и [133] ($E_p = 9,0$ ГэВ). Данные при $E_p = 400$ ГэВ [35, 36] выделены полужирным шрифтом

$A_f \backslash A_0$	Be	C	Al	Cu	^{112}Sn	^{124}Sn	Ta	Au
^1H	—	117	122	127	—	—	128	—
^2H	—	139	152	161	—	—	147	—
^3H	—	138	123	142	—	—	146	—
^3He	—	121 122	132	153 133	129	135	148	156
^4He	—	106	168	144 113	105	111	—	127
^6He	—	—	—	—	125	126	—	110
^6Li	—	92	—	—	132	136	—	—
^7Li	—	89	—	—	131	130	—	—
^8Li 9,0 ГэВ	84,0	—	—	—	—	—	—	—
^8Li 0,66 ГэВ	72,5	—	—	—	—	—	—	—

т. е. спектры становятся несколько более «жесткими». Для более тяжелых фрагментов этот эффект становится особенно заметным. В экспериментах по электророждению БФ также исследовалась зависимость формы спектра фрагментов от массового числа фрагмента и его изоспина $T_{z,f}$ [122]. При анализе спектров использовалась аппроксимация (26^{β}). Полученные значения T_0 для ядер-мишеней ${}^9\text{Be}$, ${}^{108}\text{Ag}$, Au показали наличие A_0 -зависимости этого параметра. Значения T_0 для дейтронов и тритонов составляют 5—7 и 8—7 МэВ в диапазоне A_0 от 9 до 197. В [122] для того же диапазона энергий вторичных частиц по данным [79, 80] были вычислены значения T_0 для спектров фрагментов при $E_p = 5,5$ ГэВ (табл. 8). Для изотопов водорода наблюдается отличие значений T_0 при электророждении фрагментов и при бомбардировке ядер протонами, а для изотопов гелия значения T_0 совпадают несколько лучше.

Эти экспериментальные данные относятся к довольно узкому участку энергетического спектра фрагментов, и их следует еще уточнять и расширять.

В настоящее время широко используется представление экспериментальных данных в форме, восходящей к модели Батлера — Пирсона [17], в которой формирование БФ рассматривается как процесс слипания быстрых нуклонов со сбросом излишка энергии и импульса на ядро посредством взаимодействия со средним ядерным полем. Идеального согласия с экспериментом эта модель не дала [17], но одна из ее особенностей — факторизация двойных дифференциальных сечений A_f нуклонов, дающая двойное дифференциальное сечение для фрагмента A_f , стала широко использоваться. Еще в фотоэмульсионных работах [32, 33] по рождению изотопов ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{H}$ и ${}^3\text{He}$ на ядрах AgVg такой подход был с успехом использован для описания спектров БФ на основании спектров протонов. Пожалуй, впервые наибольшего успеха в таком подходе удалось достичь группе Посканцера [22], показавшей, что факторизацией нуклонных двой-

Таблица 8. Оценки значений параметра T_0 , МэВ, для реакций $p + \text{Ag}$ и $p + \text{U}$ при $E_p = 5,5$ ГэВ [79, 80, 122] и при бомбардировке Ag электронами $E_e = 4,5$ ГэВ [122]

$A_1 + A_0$	A_f				
	${}^1\text{H}$	${}^2\text{H}$	${}^3\text{H}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$
$p + \text{U}$	10	11	10	21	11
$p + \text{Ag}$	12	13	14	21	15
$e + \text{Ag}$	~ 4	~ 6	~ 7,5	~ 20	~ 17

ных дифференциальных сечений при бомбардировке ядер урана релятивистскими нуклонами и ядрами вполне удачно описываются экспериментальные двойные дифференциальные сечения легких быстрых фрагментов. При этом феноменологически вводится подгоночный параметр P_0 , который связывают с размером области импульсного пространства, попав в которую нуклоны слипаются. Эта эмпирическая модель — «модель коалесценции» была использована и для анализа большого объема экспериментальных данных по образованию БФ на ядрах при бомбардировке их релятивистскими частицами в экспериментах групп ИТЭФ — Пенсильвания [35, 36] и Радиевого института [67]. Среднее значение P_0 составляет примерно 190 МэВ/с, что близко к результату Лемер и др. [124] для взаимодействий ядер с ядрами ($P_0 = 200$ МэВ/с). Это обстоятельство позволило предположить [67], что механизм рождения БФ во взаимодействиях нуклонов и ядер с ядрами одинаков.

На рис. 26 приводятся примеры описания структурной функции

$$\rho(p) = \frac{E_0}{\sigma_{\text{in}}(A_1 + A_0)} \frac{d^3\sigma_f}{d^3p} \quad (27)$$

в рамках феноменологической модели коалесценции (ФМК). Как видно, исходя из нуклонного спектра E_0 , $pd^3\sigma/d^3p$, удается, используя соотношение

$$E_0, A_f d^3\sigma_f/d^3p = \frac{1}{A_f^2 N_f! Z_l} \left(\frac{N_0}{Z_0} \right)^{N_f} \left(\frac{4\pi}{3} \frac{p_0^3}{\sigma_{\text{in}}(A_1 + A_0) M_p} \right)^{A_f - 1} \times \\ \times \left[\frac{E_{0,p}}{A_f} \frac{d^3\sigma(p/A_f)}{d^3p} \right]^{A_f}, \quad p_0 = 190 \text{ МэВ/с}, \quad (28)$$

получить хорошее воспроизведение двойного дифференциального сечения в высокоимпульсной части спектра даже таких сложных фрагментов, как изотопы лития. Это позволяет с некоторым доверием относиться к (28) как к аппроксимации экспериментальных данных, хотя ее физическое содержание требует выяснения, тем более что систематизация (28) явным образом, если речь идет действительно о слипании нуклонов, предполагает одинаковость спектров быстрых нейтронов и протонов. Эксперимент не дает особых оснований считать, что эти спектры одинаковы.

Довольно часто экспериментальные данные по БФ обсуждаются в рамках модели ядерного фэйрбола, в той ее версии, которая обычно связывается с работой Мекияна [12]. В приложении к задаче о фрагментации эта модель имеет следующее содержание: существует некий механизм вовлечения во взаимодействие большого числа нуклонов, между которыми за счет упругих и неупругих процессов (в том числе и слияний в легкие ядра) устанавливается термодинамическое и «химическое» равновесие. Эта гипотеза с использованием модели идеального газа, задающей функции распределения частиц по энергиям и через химический потенциал по сорту, позволяет получить

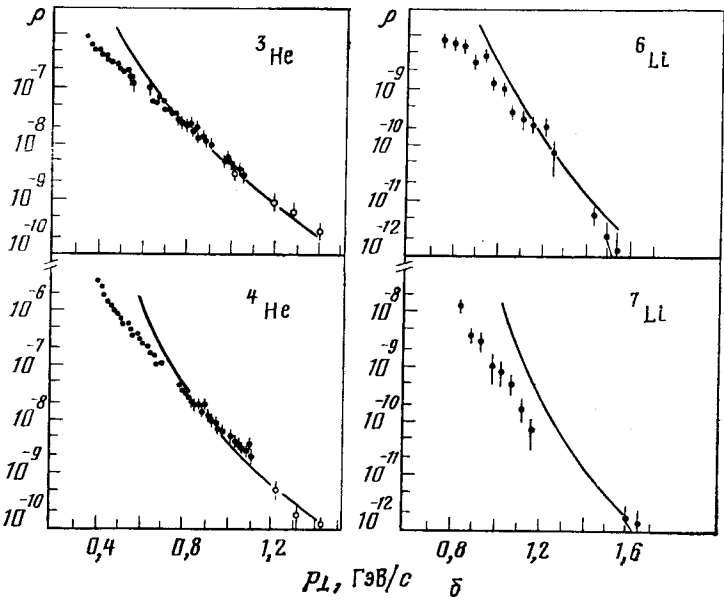
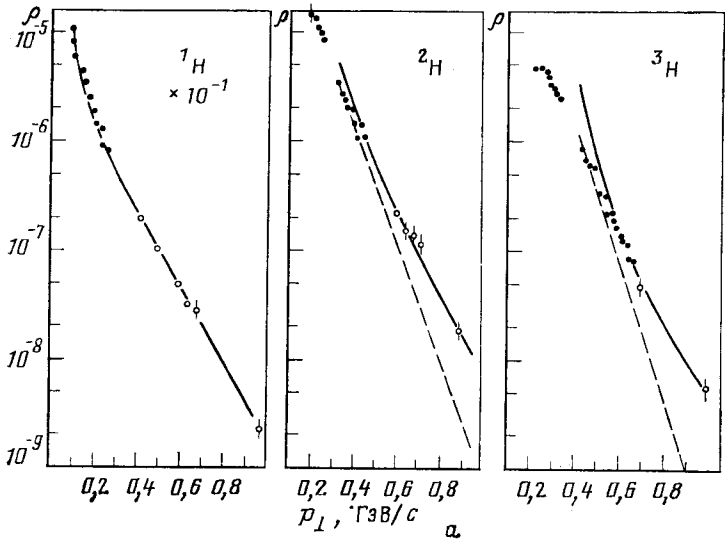


Рис. 26. Сравнение с предсказаниями ФМК экспериментальных данных по спектрам фрагментов $\theta = 90^\circ$, $E_p = 6,7$ ГэВ [133]

оценки формы спектров и абсолютных сечений рождения различных продуктов взаимодействия. Параметры модели — температура τ_0 , определяемая обычно по спектру, критическая плотность вещества ρ_c расширяющегося фэйрбола, при которой считается уже установившимся состав, спектр и переносная скорость центра масс фэйрбола.

Анализ модели Мекьяна (например, [13, 130, 135]) показал, что $\rho_c \approx 0,3\rho_0$, где ρ_0 — обычная плотность ядерного вещества τ_0 порядка 50 МэВ, а условия достижения термодинамического и «химического» равновесия определяются плотностями частиц различного сорта ρ_i и их сечениями взаимодействия (для термодинамического равновесия упругими σ_{ij}^{el} , а для «химического» соответствующими [неупругими σ_{ij}^{in}]). Оказалось, что термодинамическое равновесие при $\sigma_{ij}^{el} \approx (25 \div 100) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ может иметь место и скорость его достижения может быть выше скорости расширения фэйрбола. Условия достижения химического равновесия более тяжелые. В табл. 9, 10

Таблица 9. Параметры модели фэйрбола для реакции $^{20}\text{Ne}(0,4 \text{ ГэВ/нуклон}) + U \rightarrow A_f$. Учитываются два источника: «тепловой» со скоростью β_{2c} и температурой τ_2 и фэйрбол со скоростью β_{1c} и температурой τ_1 [54]

A_f	β_1	$\tau_1, \text{ МэВ}$	β_2	$\tau_2, \text{ МэВ}$	Выход из фэйрбола
					Полный выход
^1H	0,27	49	0,078	26	0,53
^2H	0,27	49	0,083	26	0,24
^3H	0,27	49	0,079	24	0,13
^3He	0,27	49	0,15	49	0,11
^4He	0,27	49	0,10	36	0,12
^6Li	0,27	49	0,052	35	0,041
B	0,27	49	0,073	56	0,017
C	0,27	49	0,080	62	0,016

Таблица 10. Расчетные свойства фэйрбола при значении прицельного параметра b , имеющем максимальный статистический вес ($b = b_m$), реакция $A_1 + U \rightarrow A_f$ [28]

A_1	$E_{1,} \text{ ГэВ/нуклон}$	$b_m, 10^{-13} \text{ см}$	Число нуклонов N	$\tau_0, \text{ МэВ}$	β
^{20}Ne	0,25	4,8	64	28	0,22
^{20}Ne	0,40	4,8	64	47	0,27
^4He	0,40	4,7	25	33	0,17
^{20}Ne	2,1	4,8	64	92 *	0,56

* Учтены возбужденные состояния барионов.

собраны некоторые результаты обработки экспериментальных данных в рамках данной модели, дающие представления о типичных значениях ее параметров. Поскольку хорошего описания совокупности экспериментальных данных эта модель не дала, была предложена модель «файрстрик» (например, в [131]), в которой файрбол рассматривается состоящим из слоев частиц, рожденных при разных параметрах удара b . В слоях предполагается равновесие. Как показано в работе [124], модель «файрстрик» дает описание эксперимента, худшее, чем ФМК.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Дать полный обзор результатов исследования фрагментации сейчас в рамках краткого обзора уже невозможно. Произведенный отбор материала, естественно, в какой-то мере отражая интересы автора, все же может дать представление об этой быстро развивающейся области физики.

Независимо от того, насколько корректны модели предравновесной фрагментации, их можно рассматривать как феноменологические систематизации данных. На их основе постепенно выявляются связи между характеристиками ядер-мишеней, фрагментов, каскадного процесса и характеристиками образования ЛМФ, и удаётся хотя бы качественно понять ряд особенностей процессов рождения ТФ.

Обнаруживается, что в области промежуточных энергий возможно в рамках каскадной модели, включающей предравновесный распад, единообразно описать основные данные по нуклонной и мезонной компонентам [43], остаточным ядрам (например, [43, 132]), осколкам деления (например, [43, 134]), фрагментам. Пока вне этого круга остаются более «редкие» явления — кумулятивное рождение мезонов, нуклонов и, возможно, образование быстрых фрагментов, хотя и в последнем случае обнаруживается формальная связь между характеристиками быстрой нуклонной компоненты и фрагментов, т. е. существует возможность увязать данные по БФ с каскадным процессом.

На основании имеющихся экспериментальных данных и их систематизаций с известной осторожностью можно заключить, что природа явления фрагментации уже в ближайшие годы будет понята. Это принесет решение одной из самых старых проблем ядерной физики.

Но для этого, по-видимому, необходимо существенно повысить точность экспериментов, в том числе и по измерению функций возбуждения, провести эксперименты на большом числе моноизотопных мишеней, в том числе и таких, для которых значительны оболочечные эффекты в массах ядер и в значениях g .

В заключение автор выражает благодарность О. В. Ложкину и Л. Х. Батисту за содействие в исследовании ряда вопросов, затронутых в данном обзоре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ложкин О. В., Римский-Корсаков А. А.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, вып. 5, с. 1519—1520.
2. Klapisch R., Thiboult C., Poskanzer A. M., e.e.— Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, № 18, p. 1254—1257.
3. Poskanzer A. M., Cosper S. W., Hyde E. K., Cerny J.— Preprint UCRL—17267. Berkeley. 1966.
4. Detraz C. — Phys. Lett., 1977, v. B 66, № 4, p. 333—336.
5. Turkevich A., Cadieux J. R., Warren J. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, № 20, p. 1129—1131.
6. Богатин В. И., Ганза Е. А., Ложкин О. В. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 32, вып. 1 (7), с. 27—36.
7. Thiboult—Philippe C.— Thèse présentée a la Faculté des sciences d'Orsay pour obtenir le grade de docteur les scienc. phys. Ser. A, 1971, № 783, Orsay.
8. Богатин В. И., Бондарев В. К., Ложкин О. В. и др.— Ядерная физика, 1973, т. 17, вып. 1, с. 9—12.
9. Bogatin V. I., Lozhkin O. V., Perfilov N. A. — Nucl. Phys., 1976, a. A206 № 2, p. 446—460.
10. Volnin E. N., Amalisky G. M., Seliverstov D. M. e.a.— Phys. Lett., 1975, v. B55, № 4, p. 409—410.
11. Багист Л. X., Берлович Э. Е., Мезилев К. А., Новиков Ю. Н.— Ядерная физика, 1977, т. 25, вып. 6, с. 1140—1144.
12. Mekjian A.— Phys. Rev., 1977, v. 38, № 12, p. 640—643.
13. Kapusta J. I.— Ibid., 1977, v. 16C, № 4, p. 1493—1498.
14. Das Gupta S.— Ibid., 1978, v. 18 C, № 6, p. 2773—2775.
15. Лукьянов В. К., Тигов А. П.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 4, с. 815—849.
16. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л. Материалы XIII зимней школы ЛИЯФ. Ленинград, ЛИЯФ, 1979, с. 137—191.
17. Butler S. T., Pearson C. A.— Phys. Rev. Lett., 1961, v. 7, № 2, p. 69—71; Phys. Rev., 1963, v. 129, № 2, p. 836—842.
18. Schwarzschild A., Zupancic C.— Phys. Rev., 1964, v. 129, № 2, p. 854—862.
19. Glassgold A. E., Heckrotte W., Watson X. M.— Ann. Phys., 1959, v. 6, p. 1—36.
20. Раппопорт Л. П., Крыловецкий А. Г.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1964, т. 28, № 2, с. 388—393.
21. Scheid W., Müller H., Greiner W.— Phys. Rev. Lett., 1974, v. 32, № 13, p. 741—745.
22. Gutbrod H. H., Sandoval A., Johansen P. J. e.a.— Ibid., 1976, v. 37, № 11, p. 667—670.
23. Sandoval A., Gutbrod H. H., Meyer W. G. e.a.— Phys. Rev. 1980, v. 21C, № 4, p. 1321—1343.
24. Westfall G. D., Sextro R. G., Poskanzer A. M. e.a.— Phys. Rev., 1978, v.17 C, № 4, p. 1368—1381.
25. Meyer W. G., Gutbrod H. H., Lukner Ch., Sandoval A.— Ibid., 1980, v. 22C, № 1, p. 179—191.
26. Ставинский В. С.— ЭЧАЯ, 1979, т. 10, вып. 5, с. 949—995.
27. Богатин В. И., Ганза, Е. А., Ложкин О. В. и др.— Ядерная физика, 1980, т. 32, вып. 5, с. 1363—1371.
28. Gosset J., Gutbrod H. H., Meyer W. G. e.a.— Phys. Rev., 1977, v. 16C, № 2, p. 629—658.
29. Poskanzer A. M., Sextro R. G., Zebelman A. M. e.a.— Ibid., 1975, v. 35, № 25, p. 1701—1704.
30. Богданов В. Г., Перфилов Н. А., Плющев В. А., Соловьева З. И. Препринт Радиового института им. В. Г. Хлопина РИ-92, Ленинград, 1975.
31. Gaidos J. A., Gutay L. J., Mitchell R. e.a.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, № 2, p. 82—85.

32. Zafar M., Irfan M., Achmad I. e.a.— *Nuovo cimento*, 1974, v. 20A, № 2, p. 354—362.
33. Zafar M., Irfan M., Lah K. B. e.a.— *Ibid.*, 1974, v. 24 A, № 1, p. 111—112.
34. Балдин А. М., Бондарев В. К. и др. Сообщение ОИЯИ РИ-41302, Дубна, 1978.
35. Бякоков Ю. Д. и др.— *Ядерная физика*, 1981, т. 33, вып. 1, с. 183—189.
36. Frankel S., Frati V., Gazzaly M. e.a.— *Phys. Rev.*, 1979, v. 20C, № 6, p. 2257—2266.
37. Мурия А. Ю., Богатин В. И., Ганза Е. А. и др. Препринт Радиового института им. В. Г. Хлопина РИ-138, Ленинград, 1980.
38. Богатин В. И., Ганза Е. А., Ложкин О. В. и др. Препринт ОИЯИ 1-81-106, Дубна, 1981.
39. Балдин А. М.— *ЭЧАЯ*, 1977, т. 8, вып. 3, с. 429—477.
40. Стрикман М. И., Франкфурт Л. Л.— Там же, 1980, т. 11, вып. 3, с. 571—629.
41. Комаров В. И. Материалы XIV зимней школы ЛИЯФ, 1979, Ленинград, ЛИЯФ, 1979, с. 71—113.
42. Яковлев Ю. П.— *ЭЧАЯ*, 1977, т. 8, вып. 2, с. 255—289.
43. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами.— М.: Атомиздат, 1972.
44. Гудима К. К., Машник С. Г., Тонеев В. Д.— В кн.: Расчеты структуры ядра и ядерных реакций. Кишинев: Штиинца, 1977, с. 12—18.
45. Гудима К. К., Машник С. Г., Тонеев В. Д.— Сообщение ОИЯИ Р2-80-777, Дубна, 1980.
46. Яковлев Ю. П.— *Ядерная физика*, 1979, т. 30, вып. 5 (11), с. 1240—1248.
47. Бунаков В. Е.— *Изв. АН СССР, Сер. физ.*, 1981, т. 45, № 1, с. 140—146.
48. Ложкин О. В., Яковлев Ю. П.— *Изв. АН СССР, Сер. физ.*, 1967, т. 21, № 2, с. 315—322.
49. Григорьев Е. Л., Ложкин О. В., Мальцев В. М., Яковлев Ю. П.— *Ядерная физика*, 1967, т. 6, вып. 4, с. 696—702.
50. Носов А. А., Смирнов В. В., Римский-Корсаков А. А., Яковлев Ю. П. Препринт Радиового института им. В. Г. Хлопина РИ-87, Ленинград, 1978.
51. Raisbeck G. M., Yiou F.— *Phys. Rev.*, 1975, v. 12C, № 3, p. 915—920.
52. Porile N. T., Cole G. D., Rudy C. R.— *Ibid.*, 1979, v. 19C, № 6, p. 2288—2304.
53. Зайцев В. М., Алхазов Г. Д., Веселов В. К. Препринт ФТИ № 414, Ленинград, 1972.
54. Stewenson J., Price P. B., Frankel K.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 38, № 20, p. 1125—1129.
55. Alard J. P., Baldit A., Brun R. e.a.— *Nuovo cimento*, 1975, v. A30, № 2, p. 320—344.
56. Raisbeck G. M., Boerstling P., Klapisch R., Thomas T. D.— *Phys. Rev.*, 1975, v. 12C, № 2, p. 527—532.
57. Green R.E.L., Korteling R.G.— *Ibid.*, 1978, v. 18C, № 1, p. 311—316.
58. Green R.E. L., Korteling R. G.— *Ibid.*, 1980, v. 22C, № 4, p. 1594—1611.
59. O'Brien H. D., Grant P. M., Ogard A. E. The LASL medical radioisotope research program: radiochemistry problems and new development in *Progress in Nuclear Medicine*. V.4, Medical cyclotrons in nuclear medicine. Basel-München-Paris-London-New-York-Sydney, S. Karger, 1978.
60. Wu J. R., Chang C. C., Holmgren H. D.— *Phys. Rev.*, 1979, v. 19C, № 3, p. 659—673.
61. Wu J. R., Chang C. C., Holmgren H. D.— *Ibid.*, 1979, v. 19C, № 3, p. 698—713.
62. Kaufmann S. B., Weisfield M. W., Steinberg E. P. e.a.— *Ibid.*, p. 962—964.
63. Heckman H. H., Greiner D. E., Lindstrom P. J., Biser F. S. Preprint LBL-586, Berkeley, 1972.
64. Плющев В. А., Яковлев Ю. П. Препринт Радиового института им.

- В. Г. Хлопина РИ-142, Ленинград, 1981.
65. **Хорозов С. А.**— Сообщение ОИЯИ I-12276, Дубна, 1979.
66. **Ла-Кугер.**— В кн.: Ядерные реакции. т. II. М.: Госатомиздат, 1962, с. 309—344.
67. **Богатин В. И., Ганза Е. А., Ложкин О. В. и др.** Ядерная физика, 1981, т. 34, вып. 1 (7), с. 104—118.
68. **Аракелян А. А., Арустамян Г. В., Данагулян А. С. и др.**— Там же, 1982, т. 35, вып. 3, с. 518—522.
69. **Lukyanov V. K., Titov A. I.**— Phys. Lett., 1975, v. 57 B, № 1, p. 10—12.
70. **Masuda N., Katsumi I., Yoshihito I.**— Ibid., 1981, v. 23C, № 4, p. 1543—1549.
71. **Богатин В. И., Ганза Е. А., Ложкин О. В. и др.**— Ядерная физика, 1980, т. 31, вып. 3, с. 845—847.
72. **Богатин В. И., Ганза Е. А., Ложкин О. В. и др.** Препринт Радиевого института им. В. Г. Хлопина РИ-139, Ленинград, 1981.
73. **Богатин В. И., Ганза Е. А., Ложкин О. В. и др.**— Ядерная физика, 1982, т. 36, вып. 1 (7), с. 33—43.
74. **Zebelman A. M., Poskanzer A. M., Bowman J. D. e.a.**— Phys. Rev., 1975, v. 11C, № 4, p. 1280—1286.
75. **Яковлев Ю. П.**— Ядерная физика, 1980, т. 32, вып. 2 (8), с. 415—417.
76. **Gudima K. K., Mashnik S. G., Toneev V. D.**— Сообщение ОИЯИ E2—11307, Дубна, 1978.
77. **Перфилов Н. А., Ложкин О. В., Остроумов В. И.** Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. Ленинград: Изд-во АН СССР, 1962.
78. **Елисеев С. М.**— Сообщение ОИЯИ P2-4160, Дубна, 1968.
79. **Hyde E. K., Butler G. W., Poskanzer A. M.**— Phys. Rev., 1971, v. 4C, № 5, p. 1759—1772.
80. **Poskanzer A. M., Butler G. W., Hyde E. K.**— Ibid., 1971, v. 3C, № 2, p. 882—904.
81. **Вольнин Е. Н., Воробьев А. А., Грачев В. Г. и др.** Препринт ЛИЯФ № 101, Ленинград, 1974.
82. **Aldeichikov V. V.**— Phys. Lett., 1980, v. 92B, № 1, 2, p. 74—78.
83. **Ставинский В. С.**— ЭЧАЯ, 1972, т. 3, вып. 4, с. 832—893.
84. **Зайдель К., Зелигер Д., Райф Р., Тонеев В. Д.**— Там же, 1976, т. 7, вып. 2, с. 499—552.
85. **Ложкин О. В., Оплавин В. С., Яковлев Ю. П.** Препринт Радиевого института им. В. Г. Хлопина РИ-156, Ленинград, 1982.
86. **Барашенков В. С., Задорожный А. М., Костенко Б. Ф.** Препринт ОИЯИ P2-12503, Дубна, 1979.
87. **Тонеев В. Д.** Вопросы взаимодействия частиц и легчайших ядер с ядрами в области промежуточных и высоких энергий. Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. доктора физ.-матем. наук, ОИЯИ, Дубна, 1979.
88. **Bertini H. W., Culkowski A. H., Hermann O. W. e.a.**— Phys. Rev., 1978, v. 17 C, №4, p. 1382—1394.
89. **Yariv Y., Fraenkel Z.**— Ibid., 1979, v. 20C, № 6, p. 2227—2243.
90. **Meysers W.D., Swiatecki W. J.**— Preprint UCRL-11980. Berkeley, 1965.
91. **Jager C. W., de Vries H., de Vries C.**— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1974, v. 14, № 5-6, p. 479—665.
92. **Aizenberg-Selove F.**— Nucl. Phys., 1974, v. A227, № 1, p. 1—244.
93. **Aizenberg Selove F.**— Ibid., 1977, v. A281, № 1, p. 1—138.
94. **Aizenberg Selove F.**— Ibid., 1975, v. A248, № 1, p. 1—156.
95. **Иванова М. П., Курбатов В. С., Сидоров В. М.**— Сообщение ОИЯИ I-119П, Дубна, 1978.
96. **Williams F. C.**— Phys. Lett., 1970, v. 31B, № 4, p. 184—186.
97. **Авдейчиков В. В., Григорьев Е. Л., Ложкин О. В., Яковлев Ю. П.**— Сообщение ОИЯИ P-2093, Дубна, 1965.
98. **Богатин В. И., Ложкин О. В., Яковлев Ю. П.** Препринт Радиевого института им. В. Г. Хлопина РИ-45, Ленинград, 1976.

99. Василевский В. С., Коваленко Т. П., Филиппов Г. Ф. Тезисы докладов XXXI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Самарканд, 14—16 апреля 1981, г. Л.: Наука, 1980.
100. Wapstra A. H.— *Arkiv fys.*, 1967, v. 36, № 1—6, p. 329—341.
101. Антощенко В. Я., Сименюк И. В. Препринт ИТФ-78-103Р, Киев, 1978.
102. Porile N. T., Droupesky B. J., Williams B. A.— *Phys. Rev.*, 1978, v. 18C, № 5, p. 2231—2240.
103. Chu Y. Y., Friedlander G., Husain L.— *Ibid.*, 1977, v. 15C, № 1, p. 352—359.
104. Raun H.— *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1969, v. 31, № 7, p. 1883—1890.
105. Hageb E.— *Ibid.*, 1967, v. 29, № 10, p. 2515—2532.
106. Chaumont J. Contribution à l'étude de la fission par spectrométrie de masse en ligne «Thèse présentée à la Faculté des sciences d'Orsay université de Paris pour obtenir le grade de docteur des sciences». 1970.
107. Belyaev V. N. e.a.— *Nucl. Phys.*, 1980, v. A348, № 4—5, p. 479—492.
108. Домкин В. Д. Экспериментальное исследование изотопических эффектов в реакциях расщепления и деления ядер, вызываемых протонами с энергией 1 ГэВ. Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-матем. наук РИ им. В. Г. Хлопина, Ленинград, 1982.
109. Батист Л. X., Голос С. Д., Гусельников В. С., Яковлев Ю. П. Препринт ЛНИЯФ № 677, Ленинград, 1981.
110. Raisbeck G. M., Lestrinquez J., Yiou F.— *Nature Physical Sci.*, 1973, v. 244, № 132, p. 28—30.
111. Ephere M., Gradstajn E.— *J. Phys. (France)*, 1967, v. 28, N 10, p. 745—751.
112. Barbier M., Regnier S.— *J. Inorg. Nucl. Chem.*, 1971, v. 33, N 8, p. 2720—2721.
113. Dostrovsky J., Gauvin H., Lefort M.— *Phys. Rev.*, 1968, v. 169, N 4, p. 836—841.
114. Rayundu G. V. S.— *Canad. J. Chem.*, 1964, v. 42, № 5, p. 1149—1154.
115. Radin J. R., Gradstajn E., Smith A. R.— *Phys. Rev.*, 1979, v. 20C, N 2, p. 787—792.
116. Loveland W., Cheng Luo, McGoughney P. L. e.a.— *Ibid.*, 1981, v. 24C, № 2, p. 464—475.
117. Kaufman S. B., Weisfield M. W., Wilkins B. D., Henderson D. J.— *Ibid.*, 1980, v. 22C, № 5, p. 1897—1908.
118. Kaufman S. B., Weisfield M. W.— *Ibid.*, 1975, v. 11C, № 4, p. 1258—1264.
119. Sauvageon H., Regnier S., Simonoff G. N.— *Ibid.*, 1982, v. 25C, № 1, p. 466—477.
120. Urbon J. A., Kaufman S. B., Henderson D. J., Steinberg E. P.— *Ibid.*, 1980, v. 21C, № 3, p. 1048—1055.
121. Porile N. T., Fortney D. R.— *Ibid.*, 1980, v. 21C, № 2, p. 664—673.
122. Арутюнян В. Н., Бадалян Г. В., Бегларян Д. М. и др.— Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика, 1981, вып. 4 (18), с. 3—6.
123. Ефремов А. В.— ЭЧАЯ, 1982, т. 13, вып. 3, с. 613—634.
124. Lemaire M.— C, Nagamia C., Schnetzer S. e.a.— *Phys. Lett.*, 1979, v. 85B, № 1, p. 38—42.
125. Блохинцев Д. И.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, № 5, с. 1225—1299.
126. Ложкин О. В., Перфилов Н. А., Яковлев Ю. П. Препринт ОИЯИ Р-1734, Дубна, 1964.
127. Ложкин О. В., Яковлев Ю. П. Программа и тезисы докладов XIV ежегодного совещания по ядерной спектроскопии в Тбилиси 14—22 февраля 1964 г. Л.: Наука, 1963, с. 110.
128. Григорьев Е. Л., Ложкин О. В. Препринт ОИЯИ 1-5245, Дубна, 1970.
129. Boal D. H., Green R. E. L., Korteling R. G., Soroushian M.— *Phys. Rev.*, 1981, v. 23C, № 6, p. 2788—2790.
130. Kapusta J.— *Ibid.*, v. 24C, № 6, p. 2545—2551.

131. Gosset J., Kapusta L. I., Westfall B. D.— Ibid., 1978, v. 18C, № 2, p. 844—854.
132. Батист Л. Х., Вольнин Е. Н., Грачев В. П. и др. Препринт ЛИЯФ № 606, Ленинград, 1980.
133. Мурин Ю. А. Образование изотопов гелия и лития с большими поперечными импульсами в столкновениях протонов с энергией 6,6 ГэВ с атомными ядрами. Автореф. дисс. на соиск. уч. степ. канд. физ.-матем. наук РИ им. В. Х. Хлопина, Ленинград, 1981.
134. Нестеров М. М., Петров В. Ф., Тарасов Н. А.— Ядерная физика, 1982, т. 35, вып. 5, с 1131—1139.
135. Mekiján A. Z.— Nucl. Phys., 1982, v. A384, № 3, p. 492—536.