

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУЗВ
Б-732

24/II-75

1 - 8393

667/2-75

В.И. Богатын, Е.Л. Григорьев, Ю.В. Кангрополь,
В.Ф. Литвин, О.В. Ложкин, Ю.П. Яковлев

СИСТЕМАТИКА СЕЧЕНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ

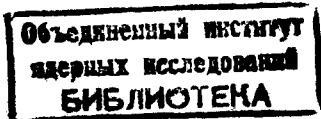
1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1 - 8393

В.И.Богатин,¹ Е.Л.Григорьев, Ю.В.Кангрополь,²
В.Ф.Литвин,² О.В.Ложкин, Ю.П.Яковлев²

СИСТЕМАТИКА СЕЧЕНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ



¹ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение явления фрагментации выявило ряд особенностей процессов, протекающих под действием частиц высоких энергий, которые указывают на заметную роль в образовании сложных частиц ядерных состояний, далеких от равновесия^{/1-3/}.

Однако природа неравновесных процессов фрагментации еще не установлена. В значительной мере причиной этого является отсутствие систематики выходов продуктов расщепления ядер. Имеющиеся в литературе^{/4-5/} попытки построить зависимости выходов фрагментов от массы ядра-мишени оказались малоуспешными, что свидетельствует о существовании связи сечений фрагментации с более детальными свойствами ядра и фрагмента, чем полное число нуклонов.

Следует отметить, что систематика выходов фрагментов может быть полезной при использовании явления фрагментации в других областях науки, таких как космохимия, физика космических лучей, космическая биология, радиохимия, поиски ядер, лежащих на границе стабильности. В этих случаях возможность быстро и с разумной точностью оценить выходы фрагментов могла бы оказаться желательной.

Сейчас можно говорить лишь о начальном этапе создания систематики выходов фрагментов. Если для выходов остаточных ядер уже существует аппроксимация Рудстама^{/6/}, дающая возможность предсказывать эти выходы с точностью до фактора 3, достаточной для ряда приложений, то для фрагментов подобной аппроксимации не существует.

Основные требования, которые мы предъявляем к искомой аппроксимации, сводятся к следующему:

1. Зависимость должна включать минимум данных о ядре и фрагменте.

2. Формула должна быть простой и удобной для быстрых оценок с удовлетворительной точностью.

На данном этапе мы не можем ставить перед собой цель получить формулу, наилучшим образом совпадающую с экспериментом во всем доступном изучению диапазоне масс ядер и фрагментов и энергий первичных протонов. Эта ограниченность задачи связана с двумя обстоятельствами:

1. Имеется большой разброс в экспериментальных данных, которые зачастую позволяют выявить лишь общий ход, например, функции возбуждения.

2. Мы считаем желательным, ввиду полного отсутствия удовлетворительной теории фрагментации, показать возможность построения систематики выходов фрагментов и продемонстрировать некоторые проблемы, связанные с измерением полных сечений фрагментации.

2. ВЫБОР ЭМПИРИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ ДЛЯ АППРОКСИМАЦИИ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ ФРАГМЕНТАЦИИ

Для того чтобы подобрать формулу, которая давала бы оценку полного сечения фрагментации $\sigma_{\text{фр}}$ в зависимости от числа нейтронов и протонов ядра-мишени и фрагмента, можно привести некоторые соображения, учитывающие новые экспериментальные факты, полученные при изучении фрагментации за последнее десятилетие. Эти соображения основаны не на строгом, в рамках каких-либо моделей, анализе явления, а лишь служат как указания на возможные причины появления тех или иных членов в предлагаемой формуле, подлежащей сопоставлению с экспериментом.

Упомянутые экспериментальные факты, которые мы используем при выборе формулы для $\sigma_{\text{фр}}$, сводятся к следующему:

1. Существует экспоненциальная зависимость отношения выходов фрагментов из двух мишеней-изотопов от третьей проекции изоспина фрагмента $t_3^{7,8/}$.

2. Имеет место зависимость сечения образования фрагмента от величины третьей проекции изоспина ядра-мишени $T_3^{7,8/}$.

3. При энергиях первичного протона E более $0,6 \text{ ГэВ}^{9,10/}$ форма спектров фрагментов слабо зависит как от E , так и, даже для более низких энергий, от массы A тяжелого или среднего ядра-мишени. Это означает, что имеет место приблизительное постоянство т.н. "эффективной температуры" θ , служащей для аппроксимации спектра фрагмента.

Далее речь будет идти только о сечениях испускания основной части фрагментов, т.е. так называемых "испарительных" нуклидов и только при бомбардировке ядер протонами. Мы будем предполагать, что явление испускания "испарительных" нуклидов, в основном, связано с распадом /в том числе и неравновесным/ возбужденного ядра на два тела.

В с.ц.и. для дифференциального сечения $d\sigma_{\text{фр}}/d\epsilon$ такого процесса можно записать:

$$\frac{d\sigma_{\text{фр}}}{d\epsilon} \sim |M|^2 \rho_f (U - Q - \epsilon) \epsilon^{1/2}, \quad /1/$$

где M - матричный элемент распада $A \rightarrow m_1 + m_2$ ядра с числом нуклонов A на фрагмент m_2 и ядро-остаток m_1 , U - энергия возбуждения ядра A , ϵ - энергия фрагмента, Q - энергия отделения фрагмента, ρ_f - плотность уровней ядра m_1 . $|M|^2$ можно выразить через сечение поглощения фрагмента $\sigma_c(\epsilon)^{5/}$:

$$|M|^2 \sim \frac{\sigma_c(\epsilon)}{\rho_i(U)} \epsilon^{1/2}, \quad /1'/$$

где ρ_i - плотность уровней ядра A .

Обычно ^{5/} полагают, что $\sigma_c(\epsilon)$ не зависит от

$$\frac{N-Z}{2} = T_3, \quad \frac{n-z}{2} = t_3 \quad \text{и} \quad \text{от} \quad U \quad /здесь N и Z - числа$$

нейтронов и протонов ядра A, n и z - числа нейтронов и протонов фрагмента/. Это означает, что для оценки $|M|^2$ используется оптический потенциал W , а значит, и коэффициент поглощения k_0 , не зависящий от U, T_3, t_3 . Плотность уровней $\rho(U)$ очень слабо зависит от избытка нейтронов и этой зависимостью можно пренебречь^{/5/}. Поскольку, как следует из результатов работ^{/7,8/}, приближение, использующее независимость k_0 от U, T_3, t_3 не оправдывается на опыте, а оптический потенциал для нуклонов зависит от изоспинов^{/11/}:

$$W = W_1 + W_2 \frac{(T \cdot t)}{A}, \quad /2/$$

где T - изоспин ядра, t - изоспин нуклона, в формулу /1/ следует ввести поправку, учитывающую изменение сечения поглощения $\sigma_c(\epsilon)$ /а значит, и $|M|^2$ / за счет изменения коэффициента поглощения на величину k^+ , зависящую от U, T_3, t_3 . В приближении $(T \cdot t) = T_3 \cdot t_3$ можно предположить, что поправка k^+ имеет структуру, аналогичную /2/:

$$k^+ = k_1(U, \epsilon, m_1, m_2) + k_2(U, \epsilon, m_1, m_2) \frac{T_{3(1)} \cdot t_3}{m_1 m_2}, \quad /3/$$

где $T_{3(1)} = T_3 - t_3$. В силу симметрии задачи относительно m_1 и m_2 можно записать следующие соотношения:

$$k_i(U, \epsilon, m_1, m_2) = k_i(U, \epsilon, m_2, m_1) \quad /4/$$

$$k_i \sim \omega_1(r) \cdot \omega_2(r),$$

где

$$\omega_j(r) = \begin{cases} \frac{3}{4\pi r_0^3(j)}; & r \leq R_j = r_0(j) m_j^{1/3} \\ 0 & \text{при } r > R_j. \end{cases}$$

Ограничиваясь анализом случая только S -волны, дополнительное поглощение от k^+ будем определять множителем при $\sigma_c(\epsilon)$

$$\eta^+ = \exp \left\{ \int_0^\infty k^+(r) dr \right\} = \exp \left\{ \int_0^{R_1+R_2} k^+(r) dr \right\},$$

т.е. η^+ будет иметь экспоненциальный характер зависимости от t_3 , имеющей место в эксперименте^{/7,8/}.

Как показано в^{/7/}, зависимость формы спектра фрагмента от T_3 ядра-мишени невелика, и этой зависимостью для оценки полного сечения σ /фр/ в первом приближении следует пренебречь. Можно также предположить, что k_i зависят от m_1 и m_2 , как от

$$\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2} = \frac{m_1 m_2}{A} \quad \text{- приведенной массы фрагмента.}$$

В этом приближении мы можем получить следующее выражение для поправочного множителя

$$\eta^+ \approx \exp \left\{ \frac{(R_1 + R_2)}{r_0^3(1) r_0^3(2)} \left[a(U, \mu) + b(U, \mu) \frac{T_{3(1)} t_3}{m_1 m_2} \right] \right\}. \quad /5/$$

Для фрагментов во всех дальнейших вычислениях примем $r_0(2) = 1,4$ и, кроме того, учтем, что величина U есть функция энергии E . Имея это в виду, перепишем формулу /5/:

$$\eta^+ \approx \exp \left\{ \frac{(R_1 + R_2)}{r_0^3(1)} \left[a(E, \mu) + \beta(E, \mu) \frac{T_{3(1)} t_3}{m_1 m_2} \right] \right\}, \quad /5'/$$

где коэффициенты a и β подлежат определению из эксперимента.

В приближении $\sigma_c(\epsilon) = \pi r_0^2 A^{2/3} \left(1 - \frac{B}{\epsilon}\right)$, где $\epsilon \geq B$, а B - кулоновский барьер для фрагмента^{/5/}, и для равновесных значений ρ_f и ρ_i , как известно^{/8,9/}, получаются результаты, противоречащие эксперименту. Обыч-

но отклонения от равновесности формы спектра учитывают введением эффективной температуры θ , значительно превышающей равновесную, т.е. считают, что

$$\rho_f(U-Q-\epsilon)/\rho_i(U) \approx \exp\left\{-\frac{\epsilon+Q}{\theta}\right\}.$$

Тогда, полагая, что зависимость матричного элемента M от U , входящая в k^+ , тоже эффективно учитывает и неравновесность распадающейся системы, для $d\sigma_{\text{фр}}(\epsilon)/d\epsilon$ получим соотношение:

$$\frac{d\sigma_{\text{фр}}(\epsilon)}{d\epsilon} \sim r_0^2 A^{2/3} \frac{\epsilon-B}{\theta^2} \eta^+ \exp\left\{\frac{-(\epsilon+Q)}{\theta}\right\}.$$

Интегрируя /2'/ по ϵ , получим

$$\sigma_{\text{фр}} \sim r_0^2 A^{2/3} \eta^+ f(\text{фр}),$$

где функция f /фр/ учитывает зависимость σ /фр/ от $-\frac{Q+B}{\theta}$.

Для ядер, лежащих вблизи линии стабильности, величина $Q+B$ как функция (n, z) фрагмента с хорошей точностью сохраняется при изменении (N, Z) ядра-мишени вдоль линии стабильности, т.е. можно считать, что $\exp\{-(Q+B)/\theta\} \approx f$ /фр/.

Для ядер, лежащих далеко от линии стабильности, соотношение $\exp\{-(Q+B)/\theta\} \approx f$ /фр/ может стать слишком грубым для некоторых фрагментов. Для подбора α и β в формуле /2/ мы приняли, что r_0 и $r_{0(1)}$, в соответствии с /12/, в среднем, принимают значения:

$$\begin{aligned} 1,4 & \text{ - если } A, m_1 \leq 27 \\ 1,3 & \text{ - если } 27 \leq A, m_1 \leq 63,5 \\ 1,2 & \text{ - если } 63,5 < A, m_1 \end{aligned} \quad /6/$$

Из рис. 6 где приведены функции возбуждения σ /фр/ для ^{18}F ($t_3 = 0$), следует, что для коэффициента $\alpha(E, \mu)$ можно предположить /при $E > 0,2$ ГэВ/ следующие свойства: $\alpha(E, \mu) < 0$; $|\alpha(E, \mu)|$ уменьшается с ростом E , что позволяет воспользоваться для $\alpha(E, \mu)$ разложением по обратным степеням E :

$$\alpha(E, \mu) = \alpha_0(\mu) + \frac{\alpha_1(\mu)}{E} + \frac{\alpha_2(\mu)}{E^2} + \dots \quad /7/$$

Ограничиваясь в разложении /7/ первыми двумя членами /что снижает точность при малых E /, из анализа данных по сечениям $\sigma(^{18}\text{F})$, $\sigma(^3\text{H})$, $\sigma(^7\text{Be})^{5/}$, для коэффициентов α и β получаем следующие оценки:

$$\frac{\alpha(E, \mu)}{\mu} = -(0,0072 \pm 0,0010) - \frac{0,0432 \pm 0,0050}{E} \quad /8/$$

$$\frac{\beta(E, \mu)}{\mu} = +4,32 \pm 0,20.$$

Искомая зависимость, связывающая σ /фр/ с N и Z ядра-мишени и (n, z) фрагмента приобретает следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma(\text{фр}) = & r_0^2 A^{2/3} f(\text{фр}) \exp\left\{\mu \frac{R_1 + R_2}{r_{0(1)}^3} [-(0,0072 \pm 0,0010) - \right. \\ & \left. - \frac{0,0432 \pm 0,0050}{E} + (4,32 \pm 0,20) \frac{T_{3(1)} \cdot t_3}{m_1 + m_2} \right\} \quad /9/ \end{aligned}$$

/ $m_1 + m_2 = A$, $T_{3(1)} = \frac{N-Z}{2} - \frac{n-z}{2}$, $t_3 = \frac{n-z}{2}$ E - в единицах ГэВ/ при значениях r_0 и $r_{0(1)}$, указанных в /6/. При подборе параметров формулы /9/ мы ограничились условием $m_2 \leq \frac{1}{3} A$, что вызвано стремлением считать фрагментом достаточно малую часть исходного ядра.

В табл. 1 приведены значения f /фр/ для некоторых фрагментов, полученные из сопоставления формулы /9/ с экспериментальными данными для ядер-мишеней, лежащих на линии стабильности /5,13/. С этими значениями f /фр/ были вычислены функции возбуждения σ /фр/ для легких нейтроноизбыточных фрагментов ^3H , ^8Li , нейтрононедостаточного фрагмента ^7Be и тяжелых фраг-

ТАБЛИЦА 1
Значения функции $f(\Phi p)$ мбн для некоторых
фрагментов

Фрагмент	m_2	t_3	$f(\Phi p)_{мбн}$	Примечание
2H	2	0	100	$E = 0.157 \pm 0.19$ ГэВ
3H	3	+1/2	3.52 ± 0.8	$E_{min} = 0.45$ ГэВ
3He	3	-1/2	5.04 ± 1.0	$E_{min} = 0.19$ ГэВ
4He	4	0	40.0 ± 10.0	$E \geq 1.0$ ГэВ
6He	6	+1	0.13 ± 0.06	$E \geq 1.0$ ГэВ
7Be	7	-1/2	0.74 ± 0.20	$E_{min} = 0.4$ ГэВ
7Li	7	+1/2	0.77 ± 0.15	$E = 1.0$ ГэВ
9Li	9	+3/2	0.016 ± 0.04	$E = 2.8$ ГэВ
^{13}N	13	-1/2	0.08 ± 0.02	$E_{min} = 0.94$ ГэВ
^{17}N	17	+3/2	0.026 ± 0.007	$E = 2.8$ ГэВ
^{16}C	16	+2	0.023 ± 0.006	$E = 2.8$ ГэВ
^{18}F	18	0	0.20 ± 0.04	$E \geq 1.0$ ГэВ
^{22}Na	22	0	0.16 ± 0.02	$E \geq 1.0$ ГэВ
^{24}Na	24	+1	0.089 ± 0.011 0.105 ± 0.015	без Ag с Ag

ментов ^{18}F и ^{24}Na , показанные на рис. 1-7. Можно видеть, что формула /9/ позволяет оценивать сечения фрагментов в широком диапазоне энергий E . Для тех фрагментов и ядер-мишеней, для которых пока не существует подробных измерений функций возбуждения, в табл. 2 приведены экспериментальные и рассчитанные по формуле /9/ отношения сечений при различных энергиях E , вплоть до 300 ГэВ.

В табл. 3 даны отношения выходов зеркальных изобар - фрагментов, образующихся при бомбардировке различных легких и тяжелых ядер протонами. Величины

ТАБЛИЦА 2
Отношения сечений для ряда фрагментов при различных
значениях энергии протонов E ГэВ

Фрагмент	Ядро-мишень	$\sigma(E_1)/\sigma(E_2)$ эксп.	$\sigma(E_1)/\sigma(E_2)$ расч.		
6He	Cu } Ag } Pb }	$E_1=0.94$	0.50	0.64	
		$E_2=1.84$	$0.57 \pm 20\%$	0.54	
			0.48	0.47	
9Li	Ti } Cu } Ag } La } Pt } W } U }	$E_1=1.0$	0.305	0.510	
			0.240	0.470	
			0.210	0.320	
		$E_2=2.8$	$0.210 \pm 25\%$	0.290	
			0.175	0.290	
			0.210	0.260	
		0.203	0.240		
7Be	^{51}V ^{59}Co	$E_1=3.0; E_2=29.0$	0.69 ± 0.10	0.78	
		$E_1=11.5; E_2=300.0$	0.85 ± 0.12	0.93	
^{16}C	Ti } Cu } Ag } La } Pt } W } U }	$E_1=1.0$	0.328	0.350	
			0.211	0.280	
			0.160	0.140	
		$E_2=2.8$	$\pm 25\%$	0.144	0.115
			0.160	0.114	
			0.118	0.090	
		0.170	0.080		
^{13}N	^{51}V Zn } Zn } Pb } U }	$E_1=3.0; E_2=29.0$	0.62 ± 0.10	0.66	
			0.40	0.34	
		$E_1=1.0$	0.30	0.25	
			0.10	0.18	
		$E_2=1.84$	$\pm 15\%$	0.33	0.18
			0.26	0.24	
$E_2=2.9$	0.21	0.17			
	0.07	0.11			
	0.20	0.10			
^{17}N	Ti } Cu } Ag } La } Pt } W } U }	$E_1=1.0$	0.40	0.34	
			0.23	0.27	
			0.16	0.13	
		$E_2=2.8$	$\pm 25\%$	0.16	0.10
			0.14	0.10	
			0.11	0.08	
		0.17	0.07		

Экспериментальные данные взяты из /5/, /13/, /14/, /15/.

ТАБЛИЦА 3

Отношения сечений зеркальных изобар ($f(+t_3) = f(-t_3)$)

Изобары	Ядро-мишень	E, ГэВ	Расчет	Эксперимент
p/n	Ag	5.0	0.387	0.361±0.06
$^3\text{H}/^3\text{He}^3$	Al	0.6	1.19	1.18±0.20
"	Fe	0.6	1.59	1.41±0.30
"	Pb	0.6	6.69	6.10±1.20
$^8\text{B}/^8\text{Li}$	Ag	5.7	0.14	0.1—0.3
$^7\text{Li}/^7\text{Be}$	Ag	"	3.02	3.90±0.60
$^8\text{B}/^8\text{Li}$	U	"	0.04	0.06±0.015
$^7\text{Li}/^7\text{Be}$	U	"	17.3	9.3
$^{11}\text{B}/^{11}\text{C}$	U	"	18.9	13.3

Таблица 4

Отношение сечений фрагментов из двух изотопов ядер-мишеней.

(E_p = 0.66 ГэВ)

Фрагмент	$^{10}\text{B}/^{11}\text{B}/^8\text{B}/$		$^{58}\text{Ni}/^{64}\text{Ni}/^7\text{Li}/$		$^{112}\text{Sn}/^{124}\text{Sn}/^7\text{Li}/$	
	эсп.	расч.	эсп.	расч.	эсп.	расч.
^1H	1.23±0.04	0.95	-	-	-	-
^2H	1.02±0.04	0.96	1.14±0.05	0.95	1.25±0.13	0.95
^3H	0.84±0.04	0.80	0.66±0.03	0.69	0.76±0.06	0.61
^3He	1.15±0.03	1.17	1.52±0.08	1.31	1.73±0.17	1.49
^4He	1.07±0.02	0.98	1.17±0.03	0.95	1.02±0.05	0.97
^6He	-	-	0.5±0.1	0.49	~0.30	0.38
^6Li	-	-	1.34±0.13	0.98	1.26±0.07	0.99
^7Li	-	-	0.87±0.12	0.70	0.64±0.04	0.62
^8Li	-	-	0.52±0.10	0.49	0.35±0.06	0.38
^7Be	-	-	2.2±0.5	1.40	-	-

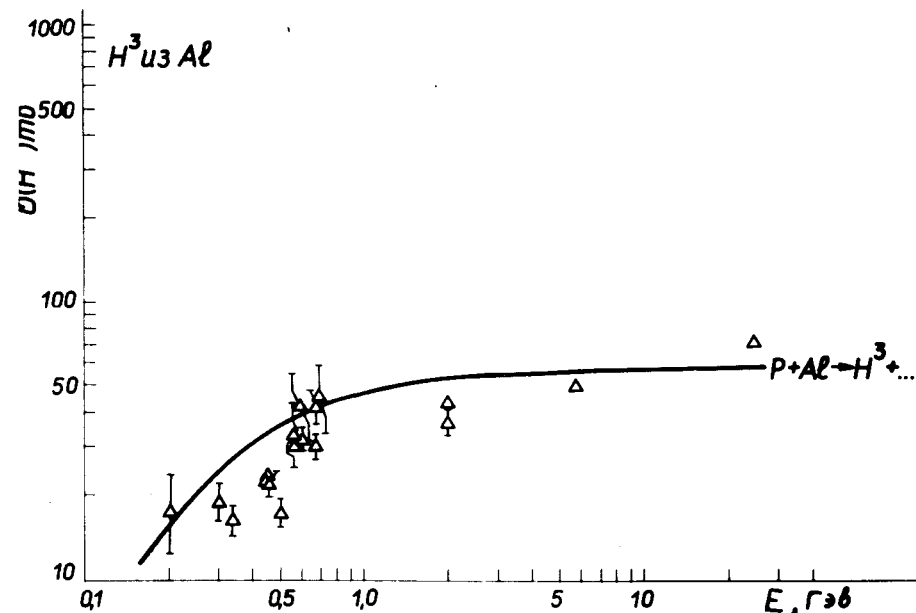


Рис. 1-7. Зависимость сечений образования фрагментов из различных ядер как функция энергии налетающих протонов. Экспериментальные точки взяты из работ /5,13-15/. Сплошные кривые - расчет по формуле /9/.

сечений взяты из эксперимента и рассчитаны по формуле /9/ в приближении равенства $f(\text{фр})$ для зеркальных изобар ($f(+t_3) = f(-t_3)$). Сравнение экспериментальных и расчетных отношений сечений, приведенных в табл. 2 и 3, показывает, что формула /9/ пригодна для оценок этих отношений. Отметим при этом, что сечения выходов фрагментов, для которых приведены данные в табл. 2 и 3, лежат в диапазоне от единиц до сотен мбн.

В табл. 4 показаны результаты сопоставления отношений сечений фрагментов из разделенных изотопов-мишеней с расчетом этих отношений по формуле /9/. В пределах точности эксперимента расчетные отношения, в основном, совпадают с экспериментальными, хотя имеются и отклонения, которые относятся к данным для фрагментов с $t_3 \leq 0$, для которых особенно велика разница в зна-

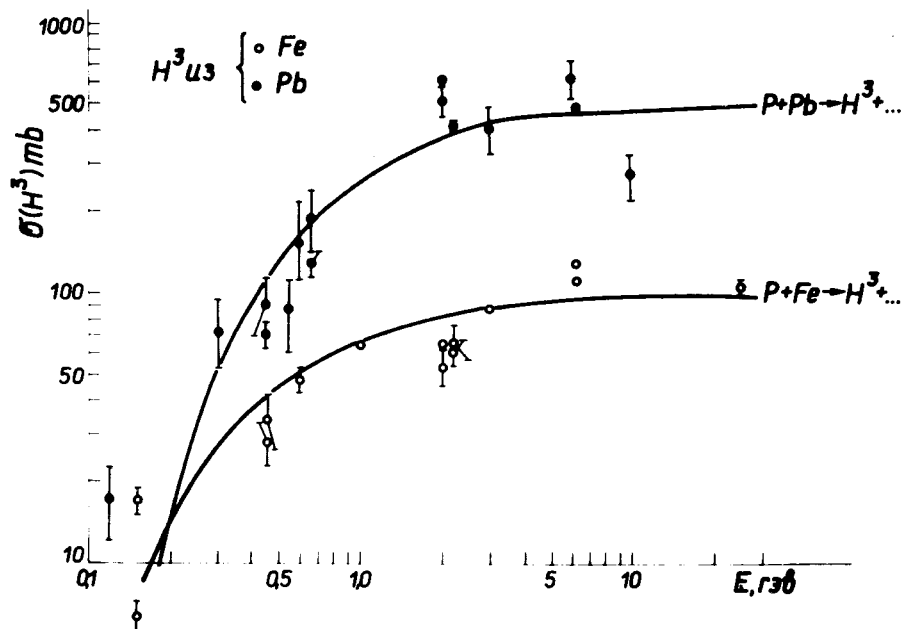


Рис. 2

чениях Q на крайних изотопах Ni и Sn^{7/}. Этого эффекта следовало ожидать, исходя из той схемы получения формулы /9/, которую мы использовали, несмотря на возможное выравнивание энергий отделения каскадным процессом.

Таким образом, значения параметров a и β , подобранные для фрагментов ${}^3\text{H}$, ${}^7\text{Be}$, ${}^{18}\text{F}$ и ядер-мишеней от Al до Pb, оказываются пригодными для оценок сечений большого числа фрагментов из ядер-мишеней от ${}^{10}\text{B}$ до U.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Формула /9/ позволяет с достаточной для ее приложений точностью оценивать выходы испарительных нуклидов при бомбардировке ядер от ${}^{10}\text{B}$ до ${}^{238}\text{U}$ прото-

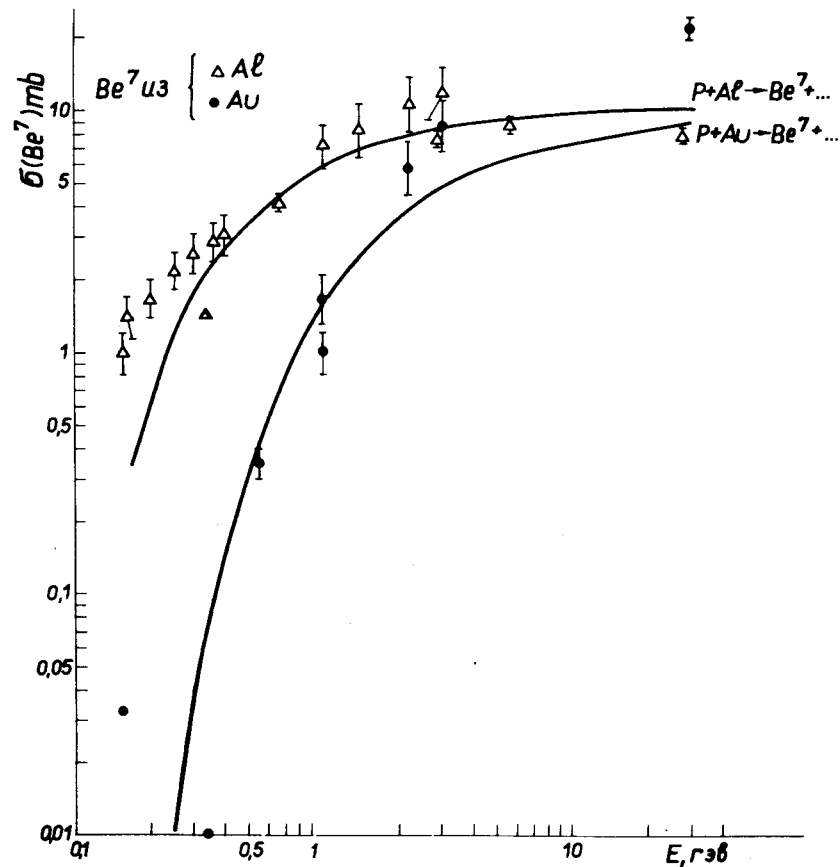


Рис. 3

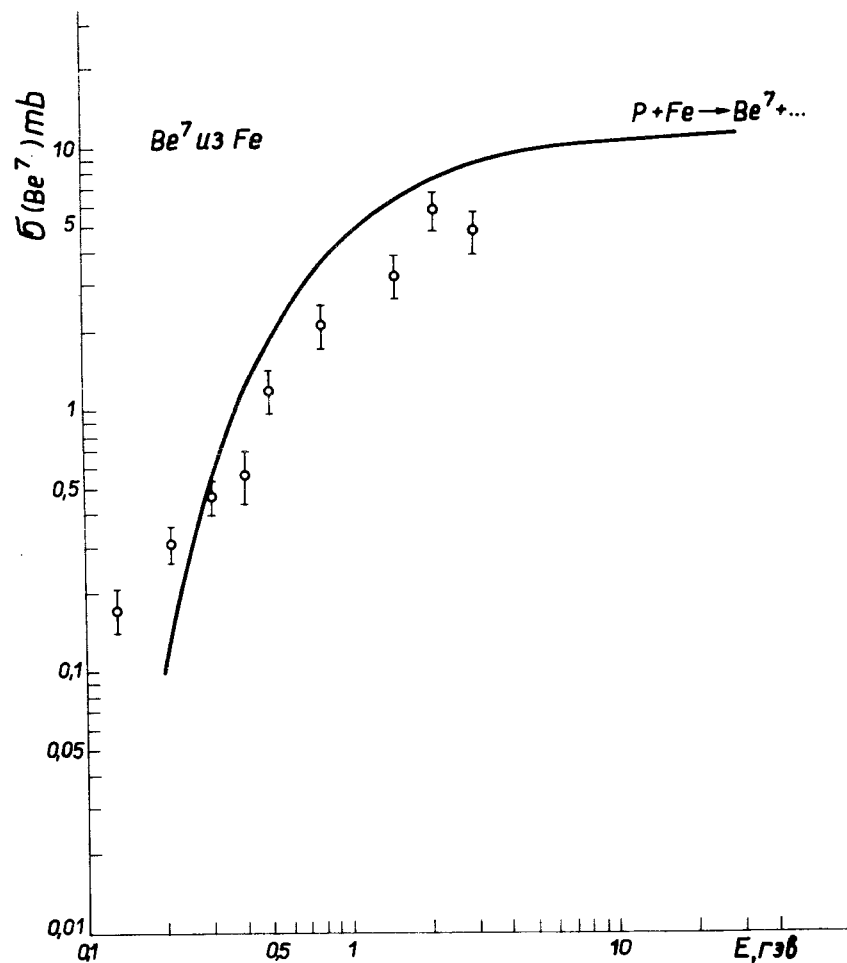


Рис. 4

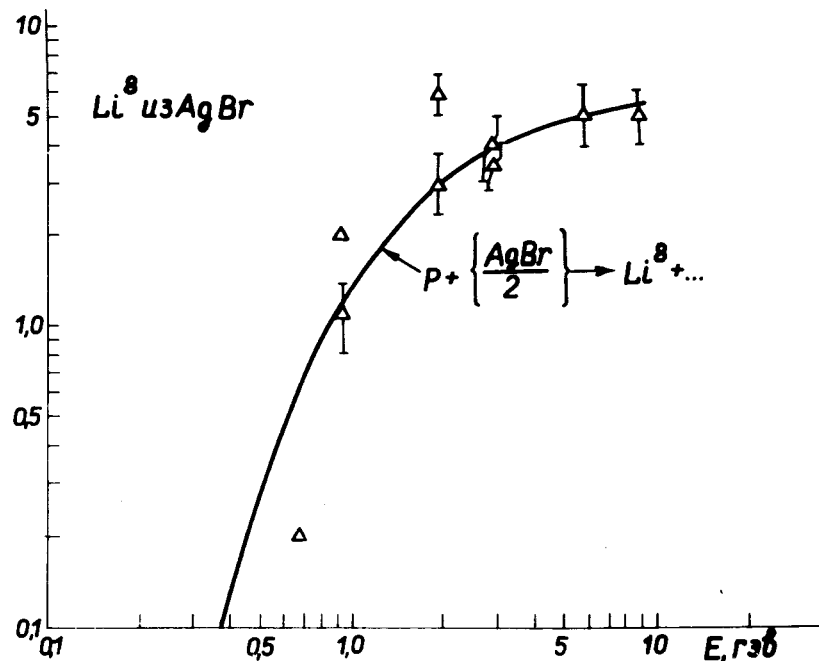


Рис. 5

нами с энергией от 0,2 до 300 ГэВ. Большой диапазон данных, описываемых формулой /9/, позволяет предположить, что эта формула не только является удобной записью зависимости сечения от числа нуклонов в ядре и фрагменте и энергии первичных протонов, но и содержит физическую информацию о процессе фрагментации. По-видимому, независимость $\sigma / \text{фр}$ в пределах точности экспериментальных данных по сечениям фрагментации, которые были нам доступны для анализа, от характеристик, отличающихся от A , T_3 и γ_0 , может служить указанием на то, что процесс фрагментации сопровождается сильной перестройкой ядра. Таким образом, изучение сечений образования "медленных" фрагментов может дать информацию о релаксационных явлениях в сильно-возбужденных нуклонных системах, особенно при энергиях пучка протонов ниже 1 ГэВ, где отклонения параметра

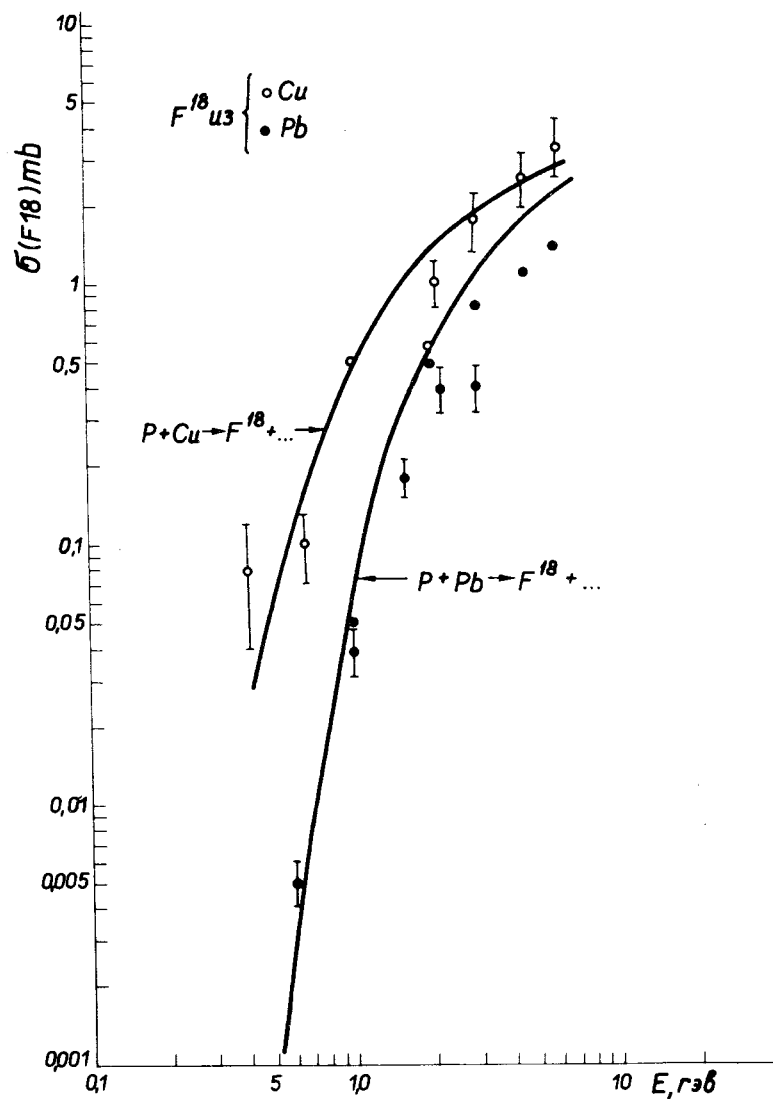


Рис. 6

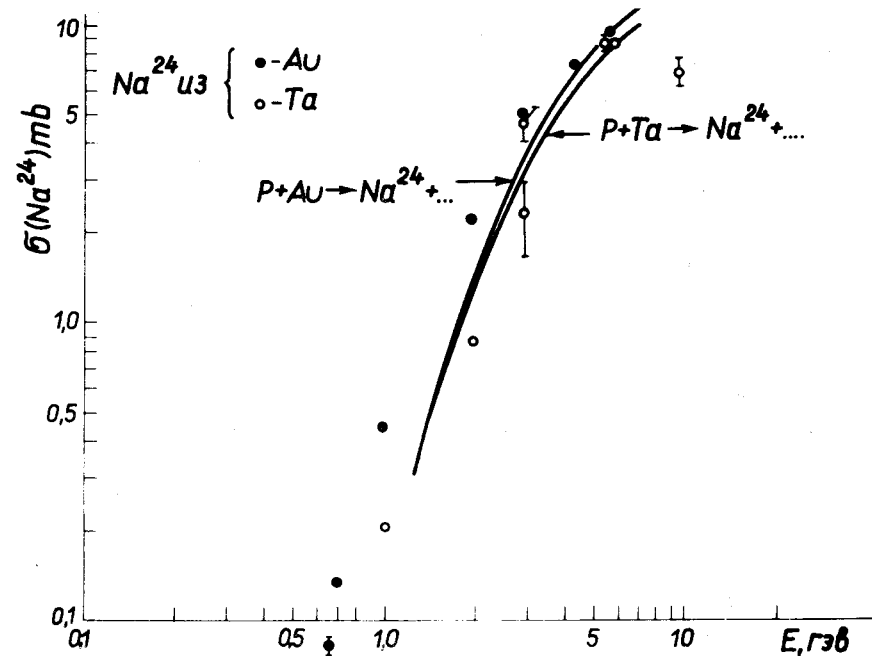


Рис. 7

θ от предсказываемых каскадно-испарительной теорией температур ядра особенно велики /4,5,9/. Что касается изучения структуры ядра, то, по-видимому, эксперименты по квазиупругому выбиванию фрагментов дают более непосредственную информацию, чем измерения полных сечений фрагментации. Из приведенных на рис. 1-7 и в табл. 2-4 данных видно, что для того, чтобы уловить более тонкие детали поведения σ /фр/, чем те, которые описываются формулой /9/, необходимо существенно повысить точность измерения функций возбуждения одновременно для большого числа легких и тяжелых фрагментов, используя, например, технику $\Delta E-E-\bar{E}$ телескопов /7/.

При малой точности измерений даже изучение деталей спектров фрагментов не может гарантировать извлечения надежной информации о структуре тяжелых ядер. В виде примера укажем на то, что такие эффекты,

как некоторое различие спектров фрагментов, образованных на мишенях-изотопах одного элемента^{/7/}, и различие спектров фрагментов-изотопов одного элемента, образованных из одного ядра-мишени, могут быть на качественном уровне поняты, если учесть в формуле /3/ второе приближение, приводящее к зависимости k^+ от ϵ .

Авторы выражают признательность Н.А.Перфилову за интерес к данной работе, В.К.Лукиянову, В.Д.Тонееву, Ю.А.Батусову - за полезные обсуждения, замечания и советы, участникам семинара Ленинградского университета /6-7 июня 1974 г./ по изучению свойств ядерной поверхности методами высоких энергий, на котором эта работа была доложена, за внимание.

Литература

1. Y.Fujimoto, Y.Yamaguchi. *Progr.Theor.Phys.*, 5, 76(1950).
2. Е.Л.Григорьев и др. *ЯФ*, 2, 97 /1965/.
3. В.В.Авдейчиков и др. *Препринт ОИЯИ, Р-2093, Дубна, 1965.*
4. О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов: В сб. "Ядерная химия", изд-во "Наука", М., 1965.
5. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. "Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами", М., Атомиздат, 1972.
6. G.Rudstam. *Th.D.Thesis, Uppsala (1956).*
7. В.И.Богатин и др. *ЯФ*, 19, 32 /1974/.
8. В.В.Авдейчиков и др. *Сообщение ОИЯИ, 1-7894, 1974.*
9. О.В.Ложкин, Ю.П.Яковлев. *Изв. АН СССР*, 31, 315 /1967/.
10. Е.Л.Григорьев и др. *ЯФ*, 6, 696 /1967/.
11. О.Бор, Б.Моттelson. *Структура атомного ядра*, т. 1, изд-во "Мир", М., 1971.
12. Л.Элтон. *Размеры ядер*. М., ИЛ., 1962.
13. Ф.П.Денисов, В.Н.Мехедов. *Ядерные реакции при высоких энергиях*, М., Атомиздат, 1972.
14. L.Husain, S.Katcoff. *Phys.Rev.*, C7, 2452 (1973).
15. S.Katcoff et al. *Phys.Rev.Lett.*, 30, 1221 (1973).
16. R.G.Korteling et al. *Phys.Rev.*, C7, 1611 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
18 ноября 1974 года.