

# ФРАГМЕНТАЦИЯ ЯДЕР ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЧАСТИЦ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

*Ю. П. Яковлев*

Ленинградский государственный университет

Рассмотрено современное состояние вопроса об испускании фрагментов из ядер под действием быстрых частиц.

The present status of study of fragmentation of nuclei by fast particles is considered.

## ВВЕДЕНИЕ

Развитие экспериментальных исследований в области ядерной физики высоких энергий за последние годы привело к существенному изменению, казалось бы, уже устоявшихся взглядов на протекание глубоко неупругих процессов взаимодействия быстрых частиц с ядрами. Стало ясно, что широко известная модель, которая описывает эти взаимодействия протекающими в две стадии, имеет ограничения в применимости к целому ряду реакций. Первая из стадий характеризуется развитием каскада попарных столкновений с нуклонами ядра, рассматриваемого как ферми-газ, а вторая — равновесным распадом ядра, остающегося после завершения каскада.

Одна из самых известных таких реакций — фрагментация. История исследований этого явления насчитывает почти сорок лет, за которые был накоплен весьма обширный экспериментальный материал, разработаны тонкие методы эксперимента, использующие последние достижения радиохимии, масс-спектрометрии, техники полупроводниковых и трековых детекторов. Теоретические исследования проблемы развивались как по пути использования стандартной модели равновесного испарения (МРИ), так и выхода за рамки привычных представлений, поскольку эти привычные

представления оказались малопригодными для понимания закономерностей фрагментации. Были попытки связать процессы фрагментации с возникновением в ядрах ударных волн [1], с возможностью «динамического ассоциирования» нуклонов в объеме ядра [2] или на его поверхности [3], с возникновением в ядрах коллективных колебаний [4] и др. Некоторые из этих гипотез стали предметом самостоятельного исследования [1, 3], но ни одна из них не принесла успеха в объяснении явления испускания ядрами сложных частиц.

Некоторые практические потребности современной науки и техники уже сейчас оказались тесно связанными с использованием или учетом фрагментации ядер. К числу задач, для которых это явление имеет существенное значение, относятся, например, некоторые вопросы происхождения и состава химического излучения, космическая биология и медицина, космохимия, поиск новых легких ядер, лежащих на границе стабильности, физика гиперфрагментов, техника и физика установок электроядерного типа. Поэтому необходимость изучения фрагментации, возникающая из вполне естественной необходимости понять природу явления, лежащего вне пределов возможностей уже апробированных теоретических схем, приобретает и прикладное значение.

Возможно, что в ближайшие годы удастся решить главный вопрос, относящийся к этому удивительному явлению, — вопрос о механизме реакции фрагментации. На это позволяет надеяться как то, что в последние десять лет удалось экспериментально выявить ряд фундаментальных закономерностей процессов испускания «медленных» изотопов из ядер под действием частиц высоких энергий, так и развитие теории предравновесных процессов, в принципе позволяющей преодолеть трудности МРИ. Если окажется, что фрагментация действительно относится к процессам предравновесного типа, то возникнет уникальная возможность изучения глубоко неравновесных состояний и релаксационных процессов в системах нуклонов, нуклонов и гиперонов (гиперфрагментация). Использование поляризованных ядерных мишеней и интенсивных  $\pi$ -мезонных пучков с энергией пионов вблизи  $\pi - N$ -резонансов и ядерных пучков может дать возможность исследовать не только проблему возбуждения и природы неравновесных состояний, разрывающихся фрагментами, но и оценить соотношение между временем разрядки и временем релаксации возбужденных ядер по тому, насколько характеристики реакции окажутся чувствительными к начальной ориентации деформированных ядер-мишеней или знаку  $\pi$ -мезона. Однако решение этих задач требует от теоретиков интенсивного развития моделей, а от экспериментаторов — сведения экспериментальных данных в максимально универсальную систему. И то и другое пока представляется чрезвычайно сложным.

Целью настоящего обзора является рассмотрение полученной, в основном в последние пять — семь лет, совокупности экспериментальных данных и обсуждение тех общих зависимостей, которые уже можно считать хорошо установленными. Вне рассмотрения останется основная масса данных об испускании сложных частиц из легких ядер, поскольку этот вопрос имеет свои методы решения и свою весьма обширную литературу. С работами, вышедшими до 1970 г. и не рассмотренными в данном обзоре, можно познакомиться в обзоре [5], книгах [6—8], статье О. В. Ложкина, Н. А. Перфилова в сборнике [9].

### 1. СЕЧЕНИЯ И ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ФРАГМЕНТАЦИИ

Испускание фрагментов наблюдалось при взаимодействии ядер с различными частицами и ядрами. Если до сравнительно недавнего времени основная масса данных относилась к сечениям образования и кинематическим характеристикам фрагментов, удобных

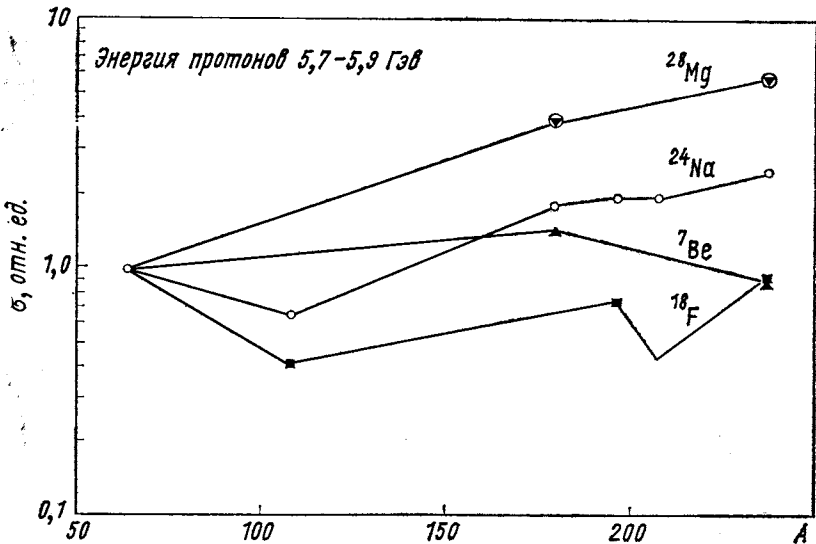


Рис. 1. Зависимость функций возбуждения от масс фрагментов и ядер-мишеней [19]

для идентификации радиохимическими методами (например,  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{24}\text{Na}$ ,  $^{18}\text{F}$ ,  $^7\text{Be}$ ,  $^3\text{H}$  и др.), и к нуклидам, поддающимся идентификации в фотоэмульсии ( $^3\text{He}$ ,  $^8\text{Li}$ ,  $^8\text{Be}$ ,  $^8\text{B}$ ,  $^9\text{Li}$ ), то успехи в развитии методики полупроводниковых детекторов и магнитных анализаторов позволили изучать практически любые изотопно-стабильные фрагменты от изотопов водорода до границы средних ядер. Для

всех фрагментов сечения оказываются весьма сильно зависящими от свойств фрагмента и ядра-мишени, а также от энергии и сорта бомбардирующих частиц. Общей закономерностью в функциях возбуждения реакций фрагментации является быстрый рост сечений в области энергий первичных частиц до 1—2 Гэв и затем выход

этих сечений на плато. Скорость выхода сечений на плато и быстрота роста сечений существенным образом зависят от атомного номера ядра-мишени и фрагмента.

Зависимость поведения сечений фрагментации от свойств ядра-мишени при данной энергии первичной частицы не определяется только числом нуклонов ядра-мишени и фрагмента (рис. 1), но подчиняется более сложным закономерностям. Установить эти закономерности удалось лишь при изучении так называемых изотопных эффектов, т. е. различного рода соотношений между характеристиками расщеплений ядер изотопов одного элемента [10—15]. Первые измерения сечений испускания сложных изотопов из разделенных изотопов под действием частиц высокой энергии были выполнены в работе [10], в которой описаны результаты исследования испускания изотопов натрия из ядер  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$  под действием протонов с энергией 25 Гэв. Следует оговориться, что при столь большой энергии первичного пучка изотопы натрия при бомбардировке ядер с  $A \approx 100$  могут оказаться про-

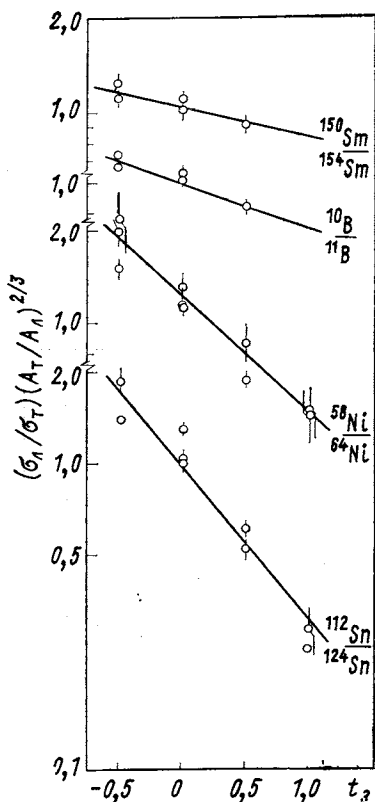


Рис. 2. Зависимость  $(\sigma_l/\sigma_T) \times (A_T/A_l)^{2/3}$  от  $t_3$  фрагментов

дуктами асимметричного деления. Автором работы [10] было выявлено различие в сечениях испускания изотопов натрия из  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{100}\text{Mo}$ , хотя каких-либо закономерностей отмечено не было. В работах [11—13] впервые были обнаружены значительные колебания сечения испускания легких фрагментов из изотопов средних, тяжелых [11, 12] и легких ядер [13] под действием протонов высокой энергии и установлена зависимость этих колебаний от характеристик ядер-мишеней и фрагментов. Эти зависимости

представлены на рис. 2 и 3, на которых отношения сечений фрагментации, нормированных на полное неупругое сечение, для легкого и тяжелого изотопов-мишеней представлены как функции от третьих проекций изоспинов мишеней  $T_3$  и фрагмента  $t_3$ .

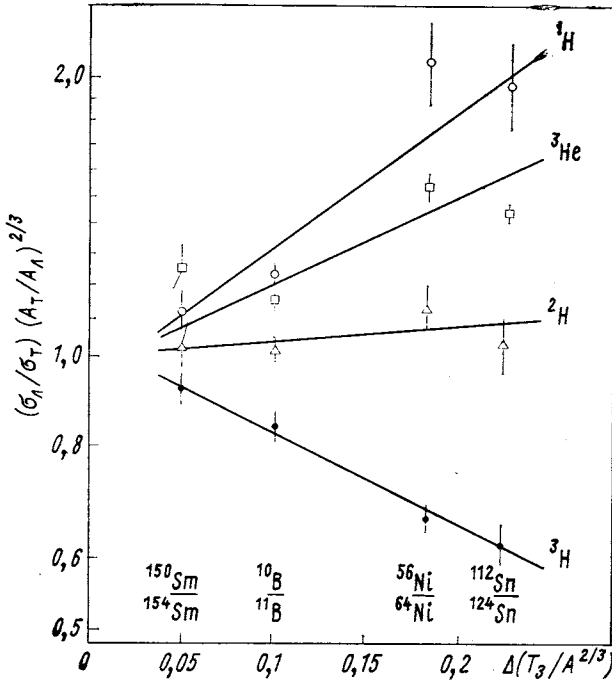


Рис. 3. Зависимость  $(\sigma_n/\sigma_T)(A_T/A_n)^{2/3}$  от  $\Delta(T_3/A^{2/3}) = T_{3, \text{т}}/A_T^{2/3} - T_{3, \text{л}}/A_n^{2/3}$

Экспериментальные данные удовлетворяют приближенным соотношениям:

$$\ln [(\sigma_n/\sigma_T)(A_T/A_n)^{2/3}] \sim t_3; \quad (1)$$

$$\ln [(\sigma_n/\sigma_T)(A_T/A_n)^{2/3}] \sim T_{3, \text{л}}/A_n^{2/3} - T_{3, \text{т}}/A_T^{2/3}, \quad (2)$$

где индексы л и т относятся к легкому и тяжелому изотопу-мишени соответственно.

Требования изоспиновой инвариантности сильных взаимодействий и близость кулоновских барьеров для ядер-изотопов одного элемента позволяют обобщить соотношения (1) и (2):

$$\ln [(\sigma_n/\sigma_T)(A_T/A_n)^{2/3}] \sim t_3(T_{3, \text{л}}/A_n^{2/3} - T_{3, \text{т}}/A_T^{2/3}). \quad (3)$$

Таблица 1

**Отношение сечений образования фрагментов на легком (л)  
и тяжелом (т) изотопах**

Изотопная пара	E <sub>г</sub> , Гэв	Фрагмент	σ <sub>л</sub> /σ <sub>т</sub>		Изотопная пара	E <sub>г</sub> , Гэв	Фрагмент	σ <sub>л</sub> /σ <sub>т</sub>		
			Эксперимент	Расчет по формуле (4)				Эксперимент	Расчет по формуле (4)	
<sup>10</sup> B <sup>11</sup> B	0,66	<sup>1</sup> H	1,23±0,04	0,95	<sup>112</sup> Sn <sup>124</sup> Sn		<sup>6</sup> He	0,3	0,38	
		<sup>2</sup> H	1,02±0,04	0,96			<sup>6</sup> Li	1,26±0,04	0,99	
		<sup>3</sup> H	0,84±0,04	0,80			<sup>7</sup> Li	0,65±0,04	0,62	
		<sup>3</sup> He	1,15±0,03	1,17			<sup>8</sup> Li	0,36±0,05	0,38	
		<sup>4</sup> He	1,07±0,02	0,98						
<sup>58</sup> Ni <sup>54</sup> Ni	0,66	<sup>1</sup> H	2,00±0,20	—		1,0	<sup>3</sup> He	1,76±0,16	1,49	
		<sup>2</sup> H	1,14±0,05	0,95			<sup>4</sup> He	1,65±0,12	0,97	
		<sup>3</sup> H	0,66±0,03	0,69			<sup>6</sup> He	0,41±0,16	0,38	
		<sup>3</sup> He	1,52±0,08	1,31			<sup>6</sup> Li	1,66±0,21	0,99	
		<sup>4</sup> He	1,17±0,03	0,95			<sup>7</sup> Li	1,05±0,13	0,62	
		<sup>6</sup> He	0,5	0,49			<sup>8</sup> Li	0,72±0,22	0,38	
		<sup>6</sup> Li	1,34±0,13	0,98			<sup>9</sup> Li	0,30±0,20	0,23	
		<sup>7</sup> Li	0,87±0,12	0,70			<sup>7</sup> Be	2,70±0,7	1,60	
		<sup>8</sup> Li	0,52±0,10	0,49			<sup>9</sup> Be	1,1±0,3	—	
		<sup>7</sup> Be	2,20±0,50	1,40			<sup>10</sup> Be	0,7±0,1	0,37	
							<sup>11</sup> Be	0,37±0,3	—	
							<sup>10</sup> B	2,2±0,8	1,00	
				<sup>11</sup> B	1,1±0,3	—				
				<sup>12</sup> C	2,3±0,8	—				
		1,0	<sup>3</sup> He	1,09±0,15	1,31	<sup>150</sup> Sm <sup>154</sup> Sm	0,66	<sup>3</sup> H	0,92±0,05	—
	<sup>4</sup> He		0,90±0,07	0,95	<sup>3</sup> He			1,25±0,07	—	
	<sup>6</sup> He		0,29±0,12	0,49						
	<sup>6</sup> Li		0,90±0,16	0,98						
	<sup>7</sup> Li		0,53±0,13	0,70						
<sup>8</sup> Li	0,45±0,22		0,49							
<sup>9</sup> Li	0,40±0,20		0,33							
<sup>7</sup> Be	1,34±0,22	1,40								
			<sup>9</sup> Be	0,60±0,12	—					
			<sup>10</sup> Be	0,30±0,20	—					
<sup>112</sup> Sn <sup>124</sup> Sn	0,66	<sup>1</sup> H	1,9±0,2	—	<sup>92</sup> Mo <sup>100</sup> Mo	25,00	<sup>24</sup> Na	1,36±0,30	1,47	
		<sup>2</sup> H	1,24±0,08	0,95			<sup>22</sup> Na	1,00±0,20	0,98	
		<sup>3</sup> H	0,75±0,04	0,61			<sup>23</sup> Na	0,90±0,10	0,64	
		<sup>3</sup> He	1,84±0,03	1,49			<sup>24</sup> Na	0,95	0,42	
		<sup>4</sup> He	1,61±0,04	0,97			<sup>25</sup> Na	0,78±0,04	0,24	
							<sup>26</sup> Na	0,61±0,05	0,17	
							<sup>27</sup> Na	0,34±0,06	0,16	
							<sup>28</sup> Na	0,28±0,13	0,10	
			<sup>29</sup> Na	0,13±0,16	0,07					

Примечание. Экспериментальные данные взяты из работ [10, 12—15], а расчетные — из работы [16].

В работе [16] была предложена эмпирическая формула для параметризации сечений фрагментации  $\sigma_{\text{фр}}$ :

$$\sigma_{\text{фр}} \approx f(\text{фр}) R_0^2 \exp \{[(R_1 + R_2)/r_1^3] \mu [a(E_1) + b(E_1) T_{z,1} t_3/m_1 m_2]\}, \quad (4)$$

где  $R_0$  — радиус ядра-мишени с массой  $m_0$ ;  $R_2$  — радиус фрагмента с массой  $m_2$ ;  $\mu = (m_0 - m_2) m_2/m_0$ ;  $R_1$  — радиус ядра

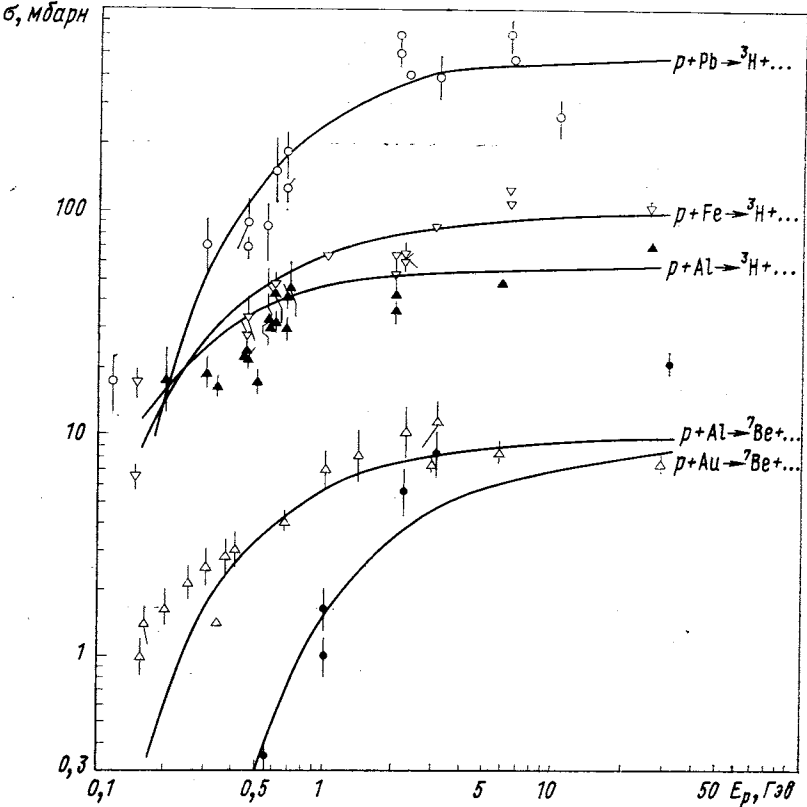


Рис. 4. Функции возбуждения фрагментации  $p + A \rightarrow {}^3\text{H} + \dots$ ,  $p + A \rightarrow {}^7\text{Be} + \dots$ .

с массой  $m_1 = m_0 - m_2$ ;  $r_1 = R_1/m_1^{1/3}$ ;  $a(E_1) = (-0,0072 \pm \pm 0,0010) - (0,432 \pm 0,0050)/E_1$ ;  $b(E_1) = 4,32 \pm 0,20$ ;  $E_1$  — энергия первичного нуклона, Гэв. Видно, что соотношение (3) приближенно следует из (4). В табл. 1 приведены экспериментальные и рассчитанные по формуле (4) значения  $\sigma_{\text{фр}}$ ,  $\pi/\sigma_{\text{фр}}$ , т. Функция  $f(\text{фр})$  зависит только от свойств фрагмента, и ее можно определить для данного фрагмента из эксперимента на каком-либо одном ядре при фиксированном значении  $E_1$ .

Таким образом, соотношение (4) устанавливает связь между сечениями испускания данного фрагмента из различных ядер при разных энергиях (от 0,5 Гэв и выше) и при условии, что  $m_2 \leq \leq (1/3)m_0$ . На рис. 4, 5 показано поведение сечений фрагментации, рассчитанных по формуле (4).

В работе [15] факт существования логарифмической зависимости  $\sigma_{\text{фр}}/\pi R_0^2$  от  $T_3/m_0$  был подтвержден на примере изучения фрагментации ядер от Ti до U при  $E_1 = 1,0$  Гэв.

Еще в работе [12] было показано, что экспериментальные данные по отношениям  $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}}$  располагаются вблизи кривой

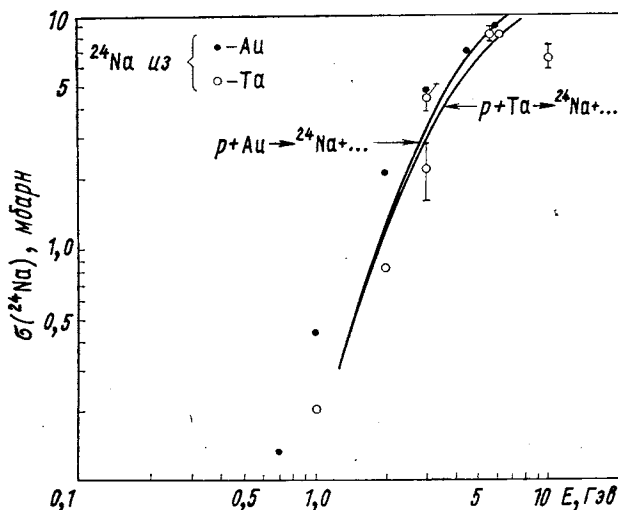


Рис. 5. Функции возбуждения фрагментации  $p + A \rightarrow \rightarrow ^{24}\text{Na} + \dots$

едр  $\{\alpha(Q_{\text{л}} - Q_{\text{т}})\}$ , где  $Q_i$  — энергия отделения фрагмента от ядра-мишени ( $i$ ) (или ядра, остающегося после завершения каскада), а  $\alpha$  порядка 0,1. На рис. 6 представлены соответствующие зависимости. Отметим, что экспоненциальный характер зависимости  $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}}$  от  $Q_{\text{л}} - Q_{\text{т}}$  не противоречит формуле (3). Это следует, например, из формулы Вейцеккера для масс ядер. Однако для сечений  $\sigma_{\text{фр}}$  эта зависимость требует, чтобы  $\sigma_{\text{фр}}$  было пропорционально

$$\sigma_{\text{фр}} \sim \exp\{\alpha Q\}. \quad (5)$$

Соотношение (5) напоминает известное соотношение для реакций взаимодействия ионов с ядрами [17] и находится в противоречии с формулой (4).



В работе [16] было отмечено, что формула (4) не в полной мере учитывает соотношение (5) и поэтому имеет ограниченный характер. Ниже мы вернемся к этому вопросу при совместном анализе сечений и формы спектров фрагментов.

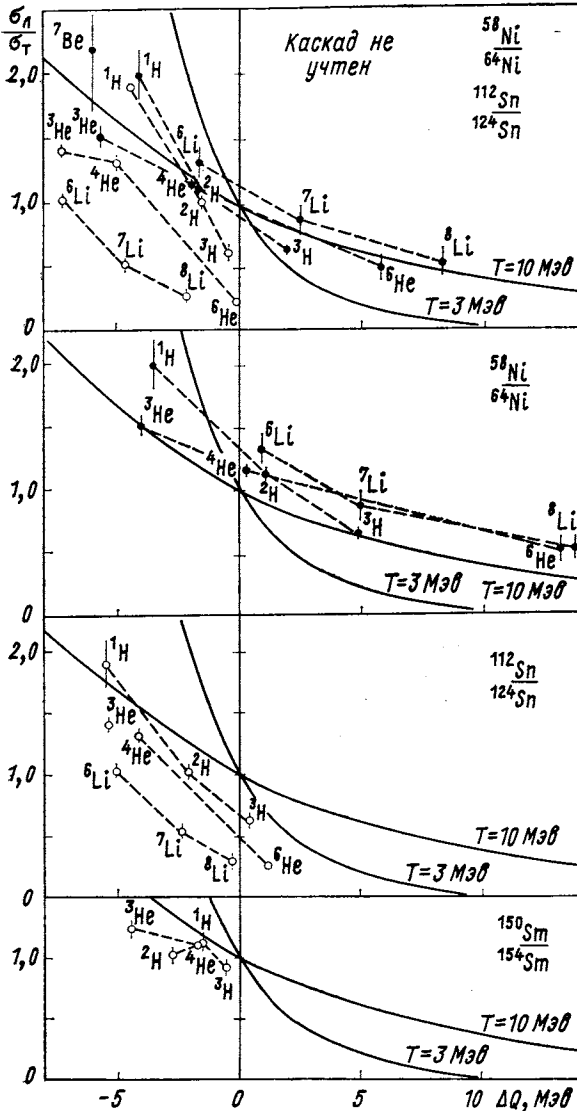


Рис. 6. Зависимость  $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}}$  от  $Q_{\text{л}} - Q_{\text{т}} = \Delta Q$  [12]

Таблица 2

Сечения образования фрагментов под действием различных частиц при близких  $E_1$

Бомбардирующая частица	$E_1, \Gamma\text{эв}$	Фрагмент	Ядро-мишень	$\sigma, \text{мбарн}$	Литература	Бомбардирующая частица	$E_1, \Gamma\text{эв}$	Фрагмент	Ядро-мишень	$\sigma, \text{мбарн}$	Литература
$\pi^+$	0,080	$Z \gg 4$	AgBr	$1,2 \pm 0,5$	[6]	$\alpha$	0,70	$^{24}\text{Na}$	Ag	0,227	[19]
$p$	0,075	$Z \gg 4$	AgBr	$0,3 \pm 0,1$	[7]	$p$	0,70	$^{24}\text{Na}$	Au	0,135	[19]
$p$	0,10	$Z \gg 4$	AgBr	$1,0 \pm 0,3$	[7]	$\alpha$	0,70	$^{24}\text{Na}$	Au	0,308	[19]
$p$	0,10	$Z \gg 4$	AgBr	$0,81 \pm 0,29$	[7]	$p$	0,70	$^{24}\text{Na}$	U	0,230	[19]
$\pi^+$	0,280	$Z \gg 4$	AgBr	$1,4 \pm 0,5$	[6]	$\alpha$	0,70	$^{24}\text{Na}$	U	0,502	[19]
$p$	0,20	$Z \gg 4$	AgBr	$2,5 \pm 0,5$	[7]	$p$	0,70	$^{28}\text{Mg}$	Ag	0,012	[19]
$p$	0,30	$Z \gg 4$	AgBr	$2,6 \pm 0,5$	[7]	$\alpha$	0,70	$^{28}\text{Mg}$	Ag	0,026	[19]
$\pi^-$	7,2	$Z \gg 4$	AgBr	$70 \pm 15$	[6]	$p$	0,70	$^{28}\text{Mg}$	Au	0,054	[19]
$p$	6,0	$Z \gg 4$	AgBr	$90 \pm 17$	[7]	$\alpha$	0,70	$^{28}\text{Mg}$	Au	0,102	[19]
$p$	9,0	$Z \gg 4$	AgBr	$88 \pm 17$	[7]	$p$	0,70	$^{28}\text{Mg}$	U	0,115	[19]
$p$	9,0	$Z \gg 4$	AgBr	$100 \pm 30$	[7]	$\alpha$	0,70	$^{28}\text{Mg}$	U	0,502	[19]
$p$	0,70	$^{24}\text{Na}$	Ag	0,100	[19]						

Таблица 3

Отношения сечений образования фрагментов под действием релятивистских ядер и протонов (область энергий протонов  $E_1$ , где сечения выходят на «плато»)

Ядро-мишень	Фрагмент	$\frac{\sigma(E_1, A)}{\sigma(E_1, p)}$	Ядро-мишень	Фрагмент	$\frac{\sigma(E_1, A)}{\sigma(E_1, p)}$
U [20] для $\frac{E_1; A}{E_1; p} = \frac{4,2; d}{4,9; p}$	$^4\text{He}$	1,4	Ag [45] для $\frac{E_1; A}{E_1; p} = \frac{25,2; ^{12}\text{C}}{300,0; p}$	$^8\text{Li}$	4,2
	$^6\text{He}$	1,5		$^9\text{Li}$	3,8
	$^6\text{Li}$	1,3		$^7\text{Be}$	4,3
	$^7\text{Li}$	1,5		$^9\text{Be}$	3,4
	$^8\text{Li}$	1,2		$^{10}\text{Be}$	4,0
	$^9\text{Li}$	1,5		$^7\text{Be}$	$2,44 \pm 0,12$
	$^7\text{Be}$	1,5		$^{24}\text{Na}$	$1,66 \pm 0,06$
	$^9\text{Be}$	1,3		$^{28}\text{Mg}$	$1,73 \pm 0,12$
	$^{10}\text{Be}$	1,6			
		$^4\text{He}$		2,9	
U [20] для $\frac{E_1; A}{E_1; p} = \frac{8,4; \alpha}{4,9; p}$	$^6\text{He}$	3,1	Ag [45] для $\frac{E_1; A}{E_1; p} = \frac{34,0; \text{O}}{2,1; p}$	$Z=12$	3
	$^6\text{Li}$	3,8		$Z=8$	25
	$^7\text{Li}$	3,8			

Зависимость сечений фрагментации от сорта бомбардирующих частиц изучена плохо. Имеются сведения о выходе  ${}^8\text{Li}$  из ряда ядер при энергии первичных дейтронов  $190 \text{ Мэв}$  [18], тяжелых фрагментов ( ${}^{24}\text{Na}$ ,  ${}^{28}\text{Mg}$ ) при бомбардировке средних и тяжелых ядер  $\alpha$ -частицами с энергией до  $0,88 \text{ Гэв}$  [19] и легких и средних (до Ве) фрагментов при бомбардировке с энергией  $2,1 \text{ Гэв}$  на нуклон [20]. В табл. 2 и 3 приведены некоторые из данных работ [6, 7, 19, 20, 45]. Во всех случаях при сопоставимых энергиях бомбардирующих ядер и протонов сечения испускания фрагментов под действием ядер больше, чем под действием протонов. К сожалению, экспериментальный материал по фрагментации под действием ядер еще не настолько обширен, чтобы в нем можно было выявить четкие количественные закономерности, но развитие этой области исследований в Дубне и Беркли позволяет рассчитывать на получение очень интересных результатов.

## 2. ЗАВИСИМОСТЬ ВЕРОЯТНОСТИ ИСПУСКАНИЯ ФРАГМЕНТОВ ОТ ХАРАКТЕРА ЯДЕРНОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ

В предыдущем параграфе были приведены экспериментальные данные, свидетельствующие в пользу того, что свойства ядра-мишени и фрагмента, а также тип налетающей частицы существенно влияют на такую характеристику фрагментации, как сечение испускания фрагментов. Сильная связь между сечением фрагментации и свойствами участвующих в реакции ядер надела на мысль о том, что реакция фрагментации чувствительна к очень тонким деталям ядерной структуры [11, 12]. В подтверждение такого предположения можно привести аргумент, основанный на том, что если фрагментация — процесс быстрый, неравновесный, то на его характеристиках должны сказываться начальные условия протекания реакции. То, что роль неравновесных процессов фрагментации заметна, было доказано в работах [21—23] на примере анализа данных по угловым распределениям и спектрам изотопов гелия и водорода,  ${}^8\text{Li}$  и  ${}^{24}\text{Na}$ . В работе [12] показано, что при попытке интерпретировать результаты по отношению  $\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}}$  в рамках МРИ с параметрами, следующими из наиболее совершенного ее варианта, предложенного В. С. Барашенковым и В. Д. Тонеевым с сотр. (см., например, работу [7]), возникает зависимость вида

$$\sigma_{\text{л}}/\sigma_{\text{т}} \sim \exp \{ - (Q_{\text{л}} - Q_{\text{т}}) \alpha_1 \}.$$

Но параметр  $\alpha_1 = 1/T$ , где  $T$  — температура ядра, настолько велик, что соответствующие расчетные кривые попросту пересекают область расположения экспериментальных данных (см. рис. 6). Таким образом, возникает вопрос: с какой стадией развития реакции взаимодействия частицы с ядром связано явление

Таблица 4

Зависимость вероятности  $W$  появления фрагмента  ${}^8\text{Li}$  от числа частиц  $N_h$  в расщеплении  $\text{AgBr}$  при различных  $E_d$  [46]

Импульс первичной частицы, $\Gamma_{\text{св}}/\text{с}$	1,5 К-	3,0 К-	5,0 К-	17,2 $\pi$	14,0 $p$	25,0 $p$
$W$ ( ${}^8\text{Li}$ ) $N_h > 6$	$(0,70 \pm 0,05) \cdot 10^{-2}$	$(1,47 \pm 0,15) \cdot 10^{-2}$	$(2,07 \pm 0,14) \cdot 10^{-2}$	$(1,44 \pm 0,30) \cdot 10^{-2}$	—	$(1,36 \pm 0,30) \cdot 10^{-2}$
$W$ ( ${}^{28}\text{Li}$ ) $N_h > 6$	$0,75 \cdot 10^{-4}$	$2,3 \cdot 10^{-4}$	$3,4 \cdot 10^{-4}$	$1,9 \cdot 10^{-4}$	—	$2,5 \cdot 10^{-4}$
$W^2$ ( ${}^{48}\text{Li}$ )	$0,56 \cdot 10^{-4}$	$2,16 \cdot 10^{-4}$	$4,3 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-4}$	—	$1,85 \cdot 10^{-4}$
Среднее значение $N_h$ для звезд без фрагментов	$9,92 \pm 0,18$	$12,1 \pm 0,19$	$13,16 \pm 0,19$	—	—	—
Среднее значение $N_h$ для звезд с ${}^{18}\text{Li}$	$11,63 \pm 0,25$	$15,97 \pm 0,29$	$18,58 \pm 0,25$	$17,9 \pm 0,4$	$20,0 \pm 0,4$	$18,2 \pm 0,4$
Среднее значение $N_h$ для звезд с ${}^{28}\text{Li}$	$12,0 \pm 3,5$	$22,3 \pm 1,4$	$20,4 \pm 1,5$	$24,8 \pm 3,1$	$24,5 \pm 4,5$	$20,3 \pm 1,0$

фрагментации. Доказывая, что фрагментация связана с равновесной стадией, обычно ссылаются на зависимость ее характеристик от вида расщеплений, в которых рождаются фрагменты. Поэтому, на наш взгляд, полезно рассмотреть основания для этого аргумента более подробно.

Исследования фрагментации фотоэмульсионным методом позволяют установить связь между некоторыми характеристиками «звезды», в которой испущен фрагмент, и вероятностью испускания фрагмента. Наиболее часто исследуемой характеристикой, сопоставляемой с вероятностью появления фрагмента, является

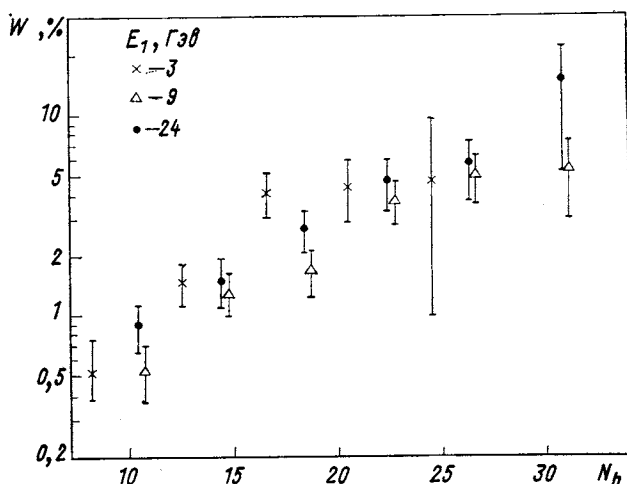


Рис. 7. Зависимость вероятности  $W$  появления фрагмента  $^8\text{Li}$  от числа тяжелых частиц  $N_h$  в расщеплении [7]

число так называемых  $h$  лучей ( $N_h$ ), т. е. число следов тяжелых заряженных частиц, испущенных в данном расщеплении. При анализе экспериментальных данных в рамках равновесных моделей эта характеристика используется потому, что ее связывают с энергией, передаваемой ядру каскадом [6], а при анализе в рамках представлений о быстрых процессах фрагментации ее связывают с числом быстрых каскадных частиц  $N_g$  [24, 25]. На рис. 7, 8 и в табл. 4 приведены примеры зависимости вероятности появления фрагмента  $W$  от числа тяжелых частиц  $N_h$ , быстрых каскадных частиц  $N_g$ , медленных частиц  $N_b$  и релятивистских частиц  $N_s$ . Можно видеть, что существует зависимость от  $N_b$ ,  $N_g$ , но нет видимой связи с  $N_s$  (это в основном  $\pi$ -мезоны).

На рис. 9 и 10, а, б показаны распределения по числу лучей для звезд с фрагментами и без фрагментов. Общим свойством вероятности появления фрагмента является рост ее с ростом числа

нерелятивистских частиц в ядерном расщеплении. Это обстоятельство, казалось бы, предполагает связь между вероятностью испускания фрагмента и энергией, переданной ядру. Однако к подобному суждению следует относиться с осторожностью. Прежде всего обратим внимание на то, что, как впервые было показано А. И. Обуховым [26], оценки энергии, передаваемой ядру, по числу  $b$  лучей могут давать погрешность порядка 100%. О том, что  $N_b$  не является величиной, прямо связанной с передачей ядрам энергии, можно судить и по данным табл. 1. Действительно,

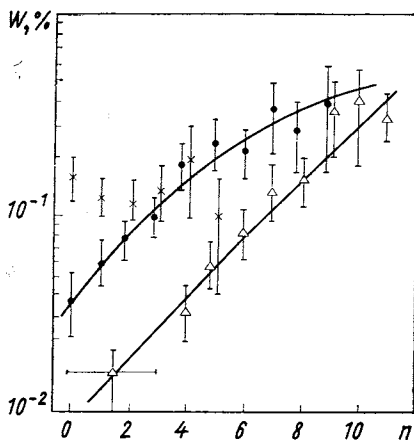


Рис. 8. Зависимость вероятности  $W$  испускания фрагментов с  $Z \geq 4$  от числа лучей в звезде [7]:

$\times$ ,  $\bullet$ ,  $\Delta$  — соответственно для тонких ( $s$ ), серых ( $g$ ), черных ( $b$ ) лучей;  $n$  — число лучей определенного сорта

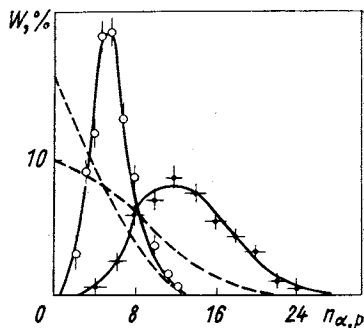


Рис. 9. Распределение  $n_{\alpha,p}$  расщеплений ядер Ag, W с фрагментами  $Z \geq 4$  по числу медленных протонов и  $\alpha$ -частиц при энергиях протонов  $E_1 = 0,66$  и  $9,0$  Гэв:

$\circ$  —  $E_1 = 0,66$  Гэв;  $\bullet$  —  $E_1 = 9,0$  Гэв; — — — распределения  $n_{\alpha,p}$  расщеплений без фрагментов [9,28].

поскольку основная часть заряженных частиц, испускаемых в расщеплении, относится к  $p$ ,  $d$ ,  $t$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  (в основном это  $p$  и  ${}^4\text{He}$ ), должен наблюдаться сильный изотопный эффект в расщеплении по  $N_b$ , если, конечно, не предполагать необычных различий в  $\sigma_{in}$  или развитии ядерного каскада. Таким образом, хотя передаваемая энергия ядрам каскадом не должна быть заметно различной,  $N_b$  оказываются существенно разными. С целью проверить вывод о различии среднего для изотопов одного элемента  $N_b$  мы провели методом сэндвичей из фольг и фотослоев БР-2 эксперимент по изучению расщеплений  ${}^{112}\text{Sn}$  и  ${}^{124}\text{Sn}$  протонами с энергией 610 Мэв. Оказалось, что для  $N_b \geq 3$  по одну сторону фольги  $N_{b, \text{cp}}({}^{112}\text{Sn})/N_{b, \text{cp}}({}^{124}\text{Sn}) = 2,0 \pm 0,2$ . В то же время отсутствие корреляции вероятности испускания фрагмента с  $N_s$  может служить указанием на связь этой вероятности со степенью

развитости каскада [7]. На это же указывает то обстоятельство, что существует корреляция между  $W$  и  $N_g$ . Следовательно, наиболее вероятно, что существует корреляция между  $W$  и  $N_b$ , с одной стороны, и  $N_g$ , с другой стороны. В. С. Барашенков и В. Д. Тонеев [7], анализируя экспериментальные факты, относящиеся к зависимости  $W$  от  $N_{h, b, g}$ , пришли к выводу о существенной связи между характеристиками  $W$  ( $N_{h, b, g}$ ) и степенью разветвленности каскада в ядре. При этом они особо подчеркнули роль детально

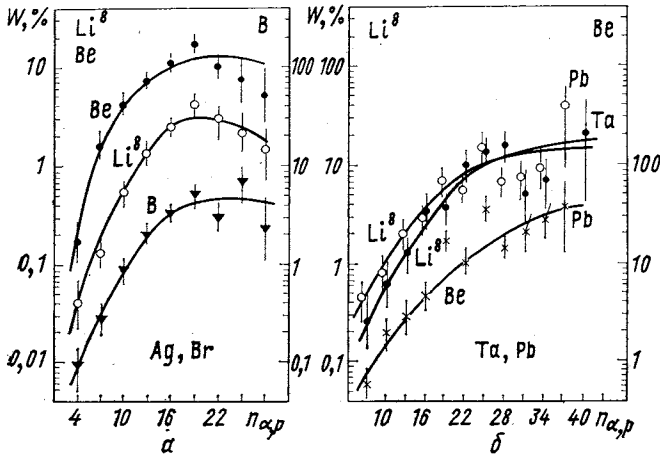


Рис. 10. Зависимость вероятности испускания  ${}^9\text{Li}$ ,  $\text{Be}$ ,  $\text{B}$  от числа медленных протонов и  $\alpha$ -частиц  $n_{\alpha, p}$  в расщеплениях  $\text{Ag}$ ,  $\text{Br}$ ,  $\text{Ta}$ ,  $\text{Pb}$  [9]

исследованного ими «эффекта травления», т. е. влияния возмущения плотности ядра в процессе развития каскада, приводящего к тому, что уже в области энергий  $E_1 > 3 \text{ Гэв}$  первичных протонов происходит насыщение числа каскадных столкновений, что приводит к насыщению и сечений фрагментации. В принципе это позволяет качественно понять и эффект увеличения сечений фрагментации под действием ядер по сравнению с сечениями фрагментации под действием нуклонов.

Поскольку экспериментальные данные о связи вероятности испускания фрагментов с характеристиками расщеплений относятся только к фрагментации ядер  $\text{Ag}$ ,  $\text{Br}$ , делать далеко идущие выводы, по-видимому, было бы необоснованно. Мы уже видели, что даже незначительное изменение нуклонного состава ядер может стать причиной сильного изменения средних значений  $N_b$ . Таким образом, остается лишь утверждать, что вероятность испускания фрагмента  $W$  связана со степенью разветвленности каскадного процесса. Из рис. 7, где приведены данные по зависимости  $W$

от  $N_h = N_b + N_g$  при различных значениях  $E_1$ , можно видеть, что при  $E_1 \geq 3 \text{ Гэв}$  вероятность  $W$  зависит [7] только от числа каскадных частиц, а не от  $E_1$ .

Что касается событий с двумя и более фрагментами в одном расщеплении, то для них установлено правило, согласно которому между вероятностями появления  $N$  фрагментов  $P(N)$  существует соотношение [27, 28]:

$$P(N) \approx P^N(1). \quad (6)$$

### 3. УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ

Угловые распределения фрагментов характеризуются существенной анизотропией в лабораторной системе координат. Эта анизотропия меняется с изменением энергии и сорта бомбардирующих частиц, причем таким образом, что с ростом энергии первичной частицы данного сорта анизотропия уменьшается. В табл. 5, 6 и на рис. 11, а, б собраны экспериментальные данные

Таблица 5

Отношение  $F/B$  для различных фрагментов при бомбардировке ядер Ag [29] и U [30, 31] протонами с энергией 5,5 Гэв

Ag	Фрагмент	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	${}^7\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{Be}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{He}$	—
	$F/B$	1,3	1,38	1,50	1,42	1,39	1,38	1,23	1,16	1,36	—
U	Фрагмент	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Li}$	${}^7\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{Be}$	${}^{10}\text{B}$	${}^{11}\text{B}$	—
	$F/B$	1,39	1,33	1,42	1,46	1,81	1,43	1,57	1,61	1,56	—
	Фрагмент	${}^{12}\text{B}$	${}^{13}\text{B}$	${}^{11}\text{C}$	${}^{12}\text{C}$	${}^{13}\text{C}$	${}^{14}\text{C}$	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^8\text{He}$
	$F/B$	1,66	1,70	2,16	1,58	1,56	1,69	2,1	1,24	1,33	1,46

об отношении числа фрагментов, испускаемых в лабораторной системе координат вперед  $F$ , к числу фрагментов, испускаемых назад  $B$  [9, 20, 29—31]. Эти данные, конечно, не полны. Они получены разными методами, в том числе и такими, в которых угловое распределение фрагментов непосредственно не измеряется, но находится на основании тех или иных соображений, из которых



Таблица 6

Отношение величин  $(F/B)_\alpha$ , полученных при бомбардировке ядер U  $\alpha$ -частицами с энергией 8,4 Гэв, к величинам  $(F/B)_p$ , полученным при бомбардировке ядер U протонами с энергией 4,9 Гэв [20]

Фрагмент	<sup>4</sup> He	<sup>6</sup> He	<sup>6</sup> Li	<sup>7</sup> Li	<sup>7</sup> Be	<sup>9</sup> Be	<sup>10</sup> Be
$(F/B)_\alpha$	1,41	1,48	1,75	1,67	1,7	1,64	1,67
$\frac{(F/B)_\alpha}{(F/B)_p}$	1,13	1,13	1,14	1,12	1,1	1,22	1,1

наиболее распространенным является аппроксимация углового распределения функцией

$$a + b \cos \theta. \tag{7}$$

Из табл. 5, тем не менее, видно, что при данных энергии и сорте первичной частицы отношение  $F/B$  для различных фрагментов

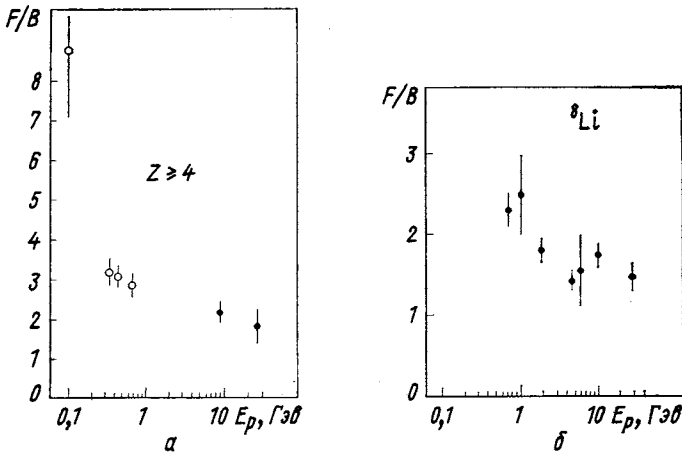


Рис. 11. Зависимость анизотропии углового распределения фрагментов с  $Z \geq 4$  и  ${}^6\text{Li}$  от энергии первичных протонов  $E_p$ , [9, 28]

может быть неодинаковым. Как правило, у нейтронно-дефицитных фрагментов  $F/B$  заметно больше, чем у других фрагментов. Для тяжелых фрагментов  ${}^{24}\text{Na}$  и  ${}^{28}\text{Mg}$  в расщеплениях ядер  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{238}\text{U}$  протонами с энергией до 300 Гэв в работе [32] было указано на существование максимума величины  $F/B$  при  $E_p = 3$  Гэв ( $F/B \approx 3$ ) и на плавное уменьшение до  $F/B = 1,3$  при  $E_p = 300$  Гэв. Авторы работы [32] отмечают, что такое поведение ани-

зотропии наряду с уменьшением при  $E_p = 300$  Гэв среднего пробега фрагментов на 25% по сравнению со средним пробегом при  $E_p = 3$  Гэв имеет сходство с поведением нейтронно-дефицитных осколков ( $^{131}\text{Ba}$ ) деления урана.

Важной особенностью угловых распределений фрагментов является то, что можно для достаточно тяжелого ядра-мишени подобрать такую энергию  $E_1$ , когда кинематически разрешенный диапазон скоростей  $v$  систем, в которых возможно симметричное относительно  $90^\circ$  к пучку испускание фрагментов, недостаточен, чтобы объяснить экспериментально наблюдаемую анизотропию углового распределения фрагментов. Такие условия были реализованы в работе [21] для реакции испускания  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$  при бомбардировке тяжелых ядер протонами с энергией 156 Мэв, в работе [22] для испускания  $^8\text{Li}$  из ядер  $^{197}\text{Au}$  при бомбардировке протонами с энергией 660 Мэв и в работе [23] для реакции испускания  $^{24}\text{Na}$  из ядер  $^{209}\text{Bi}$  под действием протонов с энергией 2,9 Гэв. В этих работах, кроме того, было показано, что вообще не существует такого значения  $v$ , которое могло бы позволить в рамках представлений об изотропном в распадающейся системе испускании фрагментов одновременно описать как форму спектров фрагментов под различными углами, так и угловое распределение. Именно эти результаты явились модельно-независимым доказательством того, что механизм фрагментации отличается от равновесного распада (на два или больше тел) [21—24].

Что касается зависимости  $F/V$  от числа лучей в различного типа расщеплениях, то экспериментальные данные по этому вопросу еще настолько противоречивы, что сделать определенные выводы трудно [7].

#### 4. СПЕКТРЫ ФРАГМЕНТОВ

Спектры фрагментов исследованы достаточно подробно в основной части, т. е. в области энергий фрагментов до 8—10 Мэв/нуклон, и очень плохо для фрагментов большей энергии. Экспериментальное исследование спектров фрагментов осуществляется: трековыми детекторами, полупроводниковыми телескопами, магнитными анализаторами. Для медленных фрагментов эти исследования дали результаты, довольно хорошо согласующиеся между собой, и эти результаты могут быть предметом подробного обсуждения. Данные по быстрым фрагментам пока нельзя надежно систематизировать, и мы ограничимся их самым общим описанием.

В области энергий фрагментов  $\varepsilon$  вблизи максимума спектра обычно используют аппроксимацию формы спектра функцией

$$(\varepsilon - kB) \exp \{ -\varepsilon/\tau \}, \quad (8)$$

где  $B$  — кулоновский барьер ядра для фрагмента;  $k$  — так называемый коэффициент снижения барьера, который подробно рас-

смотрен, например, в книге [7];  $\tau$  — параметр формы спектра, который еще со времен попыток описать явление фрагментации в рамках модели равновесного испарения (МРИ) называют «температурой».

Для жесткой части спектров, как показано в работах [9, 28], тоже можно использовать аппроксимацию (8), но уже с бльшим (примерно в два раза) значением параметра  $\tau$ . Для некоторых фрагментов значения параметра  $\tau$  приведены в табл. 7 (для разных участков спектров).

Таблица 7  
 Параметры формы спектра фрагментов  $\tau$ , Мэв,  
 для разных участков спектра

Фрагмент	$p + U (E_1 = 4,9 \text{ Гэв})$ [20]		$\alpha + U (E_1 = 8,4 \text{ Гэв})$ [20]		$p + U (E_1 = 5,5 \text{ Гэв})$ [30]	
	Вблизи пика	Большие энергии	Вблизи пика	Большие энергии	Вблизи пика	Большие энергии
$^4\text{He}$	6	19	6,5	16	6	20
$^6\text{He}$	9	16	10	18	10	20
$^6\text{Li}$	13	18	13,5	19	10	20
$^7\text{Li}$	10	15	12	19	15	23
$^7\text{Be}$	17	19	19	22	12	20
$^9\text{Be}$	12	13	13,5	19	13	19
$^{10}\text{Be}$	13	15	13,5	17	13	15
$^{11}\text{Be}$	—	—	15	—	13	14
$^{10}\text{B}$	—	—	—	—	13	14
C	—	—	—	—	13	13
N	—	—	—	—	13	13
O	—	—	—	—	13	13

Спектры фрагментов, испущенных под различными углами  $\theta$  к первичному пучку, различны. При уменьшении  $\theta$  спектр становится шире (рис. 12). Особенно заметно изменение формы спектра с изменением  $\theta$  для жесткой части спектра фрагментов.

В работе [33] вопрос о зависимости спектров фрагментов от  $\theta$  и  $A$  исследовался на примере реакции  $p(A, {}^8\text{Li}) \dots$  для ядер Al, V, Ag, Au, Th. На рис. 13 представлены результаты этой работы, относящиеся к зависимости от  $\theta$  и  $A$  средней энергии  $\bar{E}$  и дисперсии спектра  $\sigma$  ( $\sigma^2 = \bar{E}^2 - \bar{E}^2$ ). Можно видеть, что  $E$  увеличивается как с уменьшением  $\theta$ , так и с ростом  $A$  ( $Z$ ) ядра-мишени. Дисперсия спектра  $\sigma$  для различных  $\theta$  (например, 30 и 90°) различна, она больше для 30, чем для 90°, но слабо зависит от  $A$ .

Интересная особенность спектров фрагментов — это наличие некоторой корреляции параметра  $\tau$  со свойствами ядра-мишени

и фрагмента. В работах [29—31] отмечалось увеличение  $\tau$  для  ${}^7\text{Be}$  по сравнению с другими фрагментами. Если обратиться к табл. 7, 8, в которых собраны данные по значениям параметра  $\tau$  для различных фрагментов, то можно отметить, что существуют колебания  $\tau$  в зависимости от нуклонного состава ядра-мишени и фрагмента. Эти колебания обычно невелики, но проявляются они систематически.

В работах [12, 13, 15] было обнаружено различие формы спектров фрагментов, испущенных из различных изотопных мишеней. На рис. 14 показаны отношения дифференциальных сечений для ряда изотопов, испущенных из  ${}^{58}\text{Ni}$  и  ${}^{64}\text{Ni}$ ,  ${}^{112}\text{Sn}$  и  ${}^{124}\text{Sn}$  под действием протонов с энергией 660 Мэв

протонов с энергией 660 Мэв

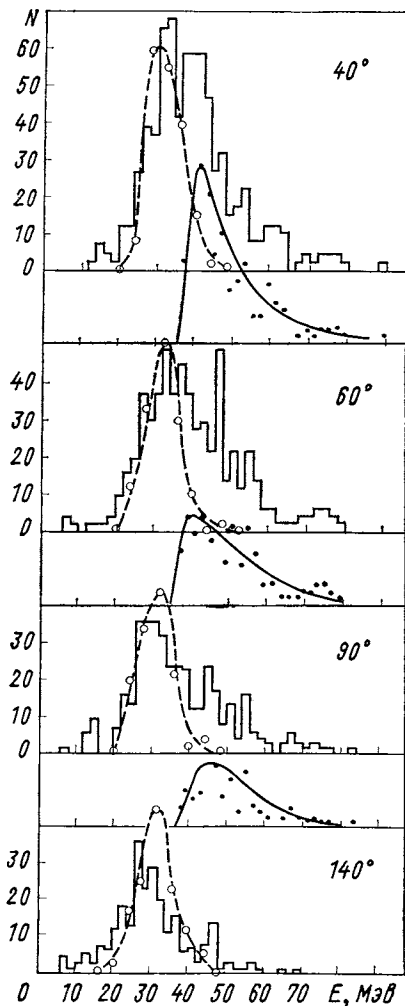


Рис. 12. Дифференциальные спектры  ${}^8\text{Li}$  из  ${}^{232}\text{Th}$  при  $E_p = 660$  Мэв: — — — расчет по модели испарения [33]; — — — разности экспериментальных и нормированных на них по максимуму расчетных спектров [33]

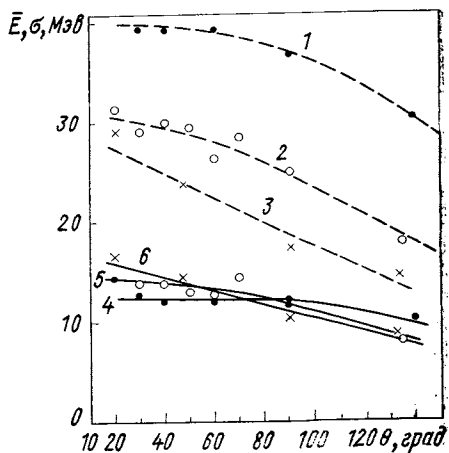


Рис. 13. Зависимость средней энергии  $\bar{E}$  (кривые 1—3) и дисперсии спектра  $\sigma$  (кривые 4—6) от угла: 1, 4 — для Th; 2, 5 — для Ag; 3, 6 — для V [33]

[12]. Общим свойством этих отношений является то, что их различие уменьшается с ростом энергии фрагмента и с точностью

Таблица 8  
 Параметры формы спектра  $\tau$  для различных фрагментов  
 и ядер-мишеней при бомбардировке протонами с энергией  
 $E_1 = 1,0$  [31] и  $5,5$  Гэв [29]

Фрагмент	Ядро-мишень	$E_1$ , Гэв	$\tau$ , Мэв	Фрагмент	Ядро-мишень	$E_1$ , Гэв	$\tau$ , Мэв
$^3\text{He}$	Ag	1,0	$11,2 \pm 0,2$	$^8\text{Li}$	Au	1,0	$7,5 \pm 0,2$
$^3\text{He}$	Ag	5,5	8	$^8\text{Li}$	U	1,0	$8,7 \pm 0,2$
$^4\text{He}$	Ag	1,0	$4,62 \pm 0,01$	$^9\text{Li}$	Ag	1,0	$9,6 \pm 1,2$
$^4\text{He}$	Ag	5,5	6	$^9\text{Li}$	Au	1,0	$8,2 \pm 0,7$
$^4\text{He}$	U	1,0	$5,14 \pm 0,01$	$^9\text{Li}$	U	1,0	$7,8 \pm 0,3$
$^6\text{He}$	Ag	1,0	$6,9 \pm 0,3$	$^7\text{Be}$	Ag	1,0	$10,0 \pm 0,3$
$^6\text{He}$	Au	1,0	$6,0 \pm 0,2$	$^7\text{Be}$	Ag	5,5	11
$^6\text{He}$	U	1,0	$6,8 \pm 0,1$	$^7\text{Be}$	Au	1,0	$11,1 \pm 0,5$
$^6\text{Li}$	Ag	1,0	$8,5 \pm 0,1$	$^9\text{Be}$	Ag	1,0	$7,7 \pm 0,2$
$^6\text{Li}$	Ag	5,5	11	$^9\text{Be}$	Ag	5,5	10
$^6\text{Li}$	Au	1,0	$6,0 \pm 0,2$	$^9\text{Be}$	Au	1,0	$6,5 \pm 0,2$
$^6\text{Li}$	U	1,0	$9,9 \pm 0,2$	$^{10}\text{Be}$	Ag	1,0	$8,8 \pm 0,4$
$^7\text{Li}$	Ag	1,0	$8,2 \pm 0,1$	$^{10}\text{Be}$	Ag	5,5	11
$^7\text{Li}$	Ag	5,5	11	$^{10}\text{Be}$	Au	1,0	$7,0 \pm 0,2$
$^7\text{Li}$	Au	1,0	$7,1 \pm 0,1$	$^{10}\text{Be}$	U	1,0	7,9
$^7\text{Li}$	U	1,0	$8,7 \pm 0,1$	$^{10}\text{B}$	Ag	1,0	$8,7 \pm 0,3$
$^8\text{Li}$	Ag	1,0	$8,7 \pm 0,4$	$^{10}\text{B}$	Au	1,0	$8,5 \pm 0,4$
$^8\text{Li}$	Ag	5,5	11	$^{10}\text{B}$	U	1,0	$9,1 \pm 0,5$

Таблица 9  
 Средние значения энергии  
 фрагмента  $^{24}\text{Na}$  при бомбардировке  
 ядер Ag, Au, U протонами  
 и  $\alpha$ -частицами [19]

$\bar{E}$ , Гэв	Ag	Au	U
$E_\alpha = 0,88$	32,7	77,0	89,6
$E_p = 0,70$	26,6	80,3	85,4
$E_p = 3,0$	22,9	63,0	78,4

до отношения  $(A_{\text{л}}/A_{\text{т}})^{2/3}$  исчезает. Если характеризовать спектры параметром  $\tau$ , то знак  $\tau_{\text{л}}^{-1} - \tau_{\text{т}}^{-1} = \Delta$  следует за знаком функции

$$t_3(T_{3, \text{л}}/A_{\text{л}} - T_{3, \text{т}}/A_{\text{т}}). \quad (9)$$

Таким образом, можно утверждать, что существует зависящая от изоспинов ядра-мишени и фрагмента «модуляция» формы спектров медленных фрагментов. Однако отметим, что для фрагмента  $^4\text{He}$ , изоспин которого равен нулю, существует то же различие

в форме спектров. Этот фрагмент с большой вероятностью может испаряться из ядер, остающихся после завершения быстрой стадии реакции, но может быть продуктом выбивания из поверхностного слоя ядра  $\alpha$ -кластеров [3, 6, 7], что приводит к известной его выделенности среди прочих изотопов.

Общим свойством параметра  $\tau$  как функции от  $E_1$  является рост  $\tau$  с ростом  $E_1$  и затем практически прекращение этого роста

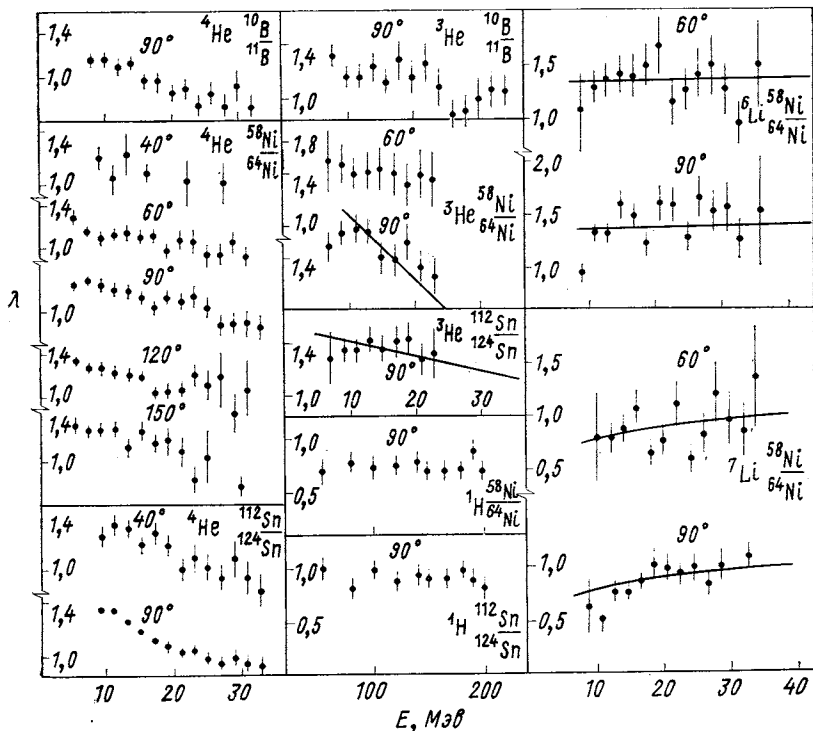


Рис. 14. Зависимость величины  $\lambda(E) = (d\sigma_{\text{л}}(E)/dE)/(d\sigma_{\text{т}}(E)/dE)$  для некоторых изотопов, испущенных под различными углами из легкого и тяжелого изотопов под действием протонов с энергией 660 Мэв [32]:

— — расчет по формулам (12) — (14)

в области  $E_1 > 3$  Гэв, т. е. там же, где функции возбуждения фрагментации выходят на плато. Как функция свойств первичной частицы параметр  $\tau$  исследован слабо. Группой Посканцера опубликованы наиболее существенные результаты о фрагментации под действием релятивистских ядер с энергией 2,1 Гэв/нуклон [20] (см. табл. 7). При бомбардировке сложных ядрами параметр  $\tau$  возрастает с ростом массы бомбардирующего ядра (спектр расши-

рется), если энергия на один нуклон налетающего ядра одинакова (данные по  $d$  и  $\alpha$ ) и даже если она меньше, чем энергия протона (данные по  $p$  и  $\alpha$ ).

Различие спектров фрагментов, испускаемых при бомбардировке тяжелых ядер протонами и  $\alpha$ -частицами, было известно и раньше, на основании данных о средней энергии  $\bar{E}$  спектров фрагмента  $^{24}\text{Na}$ , испущенного из ядер  $\text{Cu}$ ,  $\text{Ag}$ ,  $\text{Au}$ ,  $\text{U}$  [19]. Соответствующие данные, собранные в табл. 9, иллюстрируют это различие. Видно, что разница между значениями  $E$  существует и при близких значениях энергии бомбардирующих частиц.

Таким образом, экспериментальные данные о зависимости формы спектров фрагментов от сорта первичной частицы показывают чувствительность характеристик спектра к типу бомбардирующего изотопа, однако природа этой чувствительности пока еще не ясна.

К сожалению, систематические исследования формы спектров быстрых фрагментов практически не проводились. Тем не менее уже имеющиеся экспериментальные данные для фрагментов с энергией порядка нескольких десятков или сотен  $Mэв/нуклон$  позволяют предполагать, что форма спектров быстрых фрагментов не зависит от  $T_3$  ядра-мишени и  $t_3$  фрагмента. Так, в работе Ясина [34] было обнаружено, что спектры изотопов  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  с энергией более  $80 Mэв$  одинаковы. В работе А. М. Балдина и др. [35] факт изоспиновой независимости сечений и спектров быстрых фрагментов был подтвержден при исследовании реакций образования  $^2\text{H}$  и  $^3\text{H}$  протонами с энергией порядка  $9 Гэв$  на ядрах  $^6\text{Li}$ ,  $^7\text{Li}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{64}\text{Ni}$ ,  $^{112}\text{Sn}$ ,  $^{118}\text{Sn}$ ,  $^{124}\text{Sn}$ ,  $^{144}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Sm}$ ,  $^{182}\text{W}$ ,  $^{186}\text{W}$  (с углом испускания фрагментов  $180^\circ$  к пучку протонов). Определяя порядок кумулятивности  $Q$  «как минимально возможное по кинематике число нуклонов ядра, при взаимодействии с которыми налетающего нуклона возможно рождение вторичной частицы», авторы работы [35] отмечают, что так называемые инвариантные сечения пропорциональны  $E d^3\sigma/dp^3 \sim Z^n$ , где  $Z$  — заряд ядра-мишени, а  $n$  не зависит от  $Q$ . Для  $^2\text{H}$   $n = 1,82 \pm 0,04$ , а для  $^3\text{H}$   $n = 2,2 \pm 0,1$ . Кроме того, в работе [35] подчеркивается невозможность установить зависимость вида

$$E d^3\sigma/dp^3 \sim A^n.$$

Однако В. И. Комаровым и др. [36] при исследовании реакций  $^{12}\text{C} + p \rightarrow ^3\text{H}$ ,  $^3\text{He} + \dots$  при энергиях  $^3\text{H}$  и  $^3\text{He}$  более  $400 Mэв$  ( $E_1 = 660 Mэв$ ,  $\theta = 5,5^\circ$ ) выявлено заметное различие форм спектров этих зеркальных фрагментов. Таким образом, вопрос о зависимости спектров быстрых фрагментов от свойств ядра-мишени и фрагмента требует более детального исследования.

## 5. СИСТЕМАТИКА ИНКЛЮЗИВНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ПРОЦЕССА ФРАГМЕНТАЦИИ

Отсутствие удовлетворительной теории фрагментации ядер под действием частиц высоких энергий не позволяет проанализировать имеющуюся в настоящее время совокупность экспериментальных данных с тем, чтобы выяснить влияние структуры ядра-мишени на ход процесса фрагментации. Наиболее разработанная модель МРИ, как показано в большом числе работ [9, 12, 15, 21—24, 28—33], не может описать имеющихся экспериментальных фактов. На рис. 15 это отчетливо видно при сравнении угловых распределений фрагмента  ${}^8\text{Li}$  с угловыми распределениями, предсказываемыми МРИ. Мы уже видели (см. рис. 5 и 12), что МРИ не способна описать и такие характеристики, как спектры и изотопные отношения сечений образования фрагментов.

Неудачи МРИ в объяснении характеристик процесса фрагментации связаны с тем, что в этой модели используется представление о полном перераспределении величин, характеризующих исходное состояние системы, между всеми возможными степенями свободы. Отказаться от такого допущения можно, либо используя представления о прямых реакциях фрагментации (например, о взаимодействии каскадных частиц с кластерами [6, 7, 24, 28]), либо перейдя к так называемым предравновесным моделям [7]. Общим для этих подходов является то, что предполагается малое (по сравнению со временем установления в ядре равновесия) время протекания реакции. В этом случае возможны концентрация значительной энергии на относительно малом числе степеней свободы возбуждаемого ядра и более прямая связь характеристик фрагментов с характером развития внутриядерного каскада. Качественно такая связь должна привести к расширению спектра фрагментов по сравнению с предсказаниями равновесной модели, большей анизотропии фрагментов, корреляции кинематических характеристик фрагментов, испущенных под различными углами, с кинематическими характеристиками испускаемых под этими углами каскадных частиц. Это именно те эффекты, которые наблюдаются в эксперименте [6, 7, 24]. Однако если не рассматривать модель квазиупругого выбивания кластеров из ядер, применимость которой для тяжелых фрагментов спорна, математическая трактовка неравновесных и прямых моделей практически невозможна. Тем не менее оказывается возможным в рамках представлений о быстрых процессах фрагментации систематизировать довольно большой круг экспериментальных фактов. Примером этому является формула (4), полученная в работе [16]. Дальнейшее совершенствование подхода, развитого в [16], осуществлено в работах [38, 39], в которых были более полно учтены основные свойства быстрых реакций под действием частиц высоких энергий. В последней



из этих работ [39] были использованы следующие свойства быстрых реакций.

1. Вероятность возбуждения ядер во фрагментационные состояния определяется степенью развитости каскада.

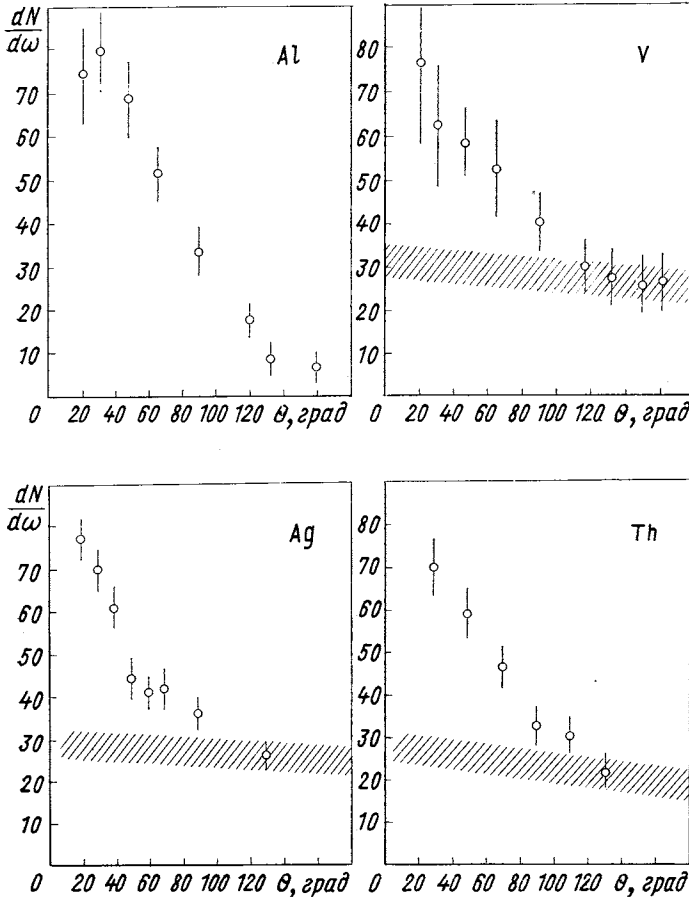


Рис. 15. Угловые распределения фрагментов  $^8\text{Li}$  из Al, V, Ag, Th при  $E_p = 660 \text{ Мэв}$ :

полоса погрешностей показывает угловые распределения, вычисленные по МРИ [28, 33]; значения для Al вычислены по фазовому объему реакции  $^{27}\text{Al} + p \rightarrow 2p + n + ^4\text{He} + ^8\text{Li} + ^{13}\text{N}$

2. В фрагментационные состояния нуклоны ядра возбуждаются с вероятностью, определяемой только составом ядра (кластерные эффекты при этом не учитываются).

3. Фрагментационные состояния, как и неравновесные реакции взаимодействия ионов с ядрами [40, 41], возможно приближенно

описывать как квазимолекулы, образованные фрагментом и ядром-мишенью.

4. Процесс испускания фрагментов настолько быстр, что в ядре не успевает произойти релаксация и квазифрагмент взаимодействует с невозмущенной ядерной плотностью. Сам процесс испускания фрагментов рассматривается как неравновесный распад на два тела.

Сказанное предполагает возможность записать для  $\sigma_k(\varepsilon)$ -сечения испускания фрагмента (в состоянии возбуждения  $\{k\}$ ):

$$\sigma_k(\varepsilon) = \mu\varepsilon(2S_k + 1)\eta_1(E_1)\eta_2(E_1, \varepsilon)\eta_3(\varepsilon), \quad (10)$$

где  $\mu = m_2(m_0 - m_2)/m_0$ ;  $S_k$  — спин  $k$ -го состояния фрагмента;  $\eta_1(E_1)$  — множитель, описывающий изменение числа каскадных столкновений, приводящих к возбуждению фрагментационных состояний с изменением энергии первичной частицы  $E_1$ ;  $\eta_2(E_1, \varepsilon)$  описывает вероятность того, что в этих столкновениях будет возбужден квазифрагмент с заданными  $m_2$ ,  $t_3$  и кинетической энергией  $\varepsilon$ ;  $\eta_3(\varepsilon)$  описывает влияние взаимодействия с ядром на испускание фрагмента.

Для случая больших значений  $E_1$  ( $E_1 \geq 0,6$  Гэв) и значений  $\varepsilon$ , отвечающих  $\varepsilon/m_2 \leq 10$  Мэв, в работе [39] были получены следующие выражения для  $\eta_i$ :

$$\left. \begin{aligned} \eta_1(E_1) &\approx \pi R_0^2 \exp\{(R_0/r_0^3) a(E_1)\}; \\ \eta_2(E_1, \varepsilon) &\approx 2^{-m_2} \frac{(1 - 4T_3^2/m_0^2)^{m_2/2}}{\tau_0^2(E_1)} \times \\ &\quad \times \left( \frac{1 + 2T_3/m_0}{1 - 2T_3/m_0} \right)^{t_3} \exp\{-\varepsilon/\tau_0(E_1)\}; \\ \eta_3(\varepsilon) &\approx \left(1 - \frac{B}{\varepsilon}\right) \exp\left\{-\frac{Q + \varepsilon_k}{\tau_Q(0)} - 10^{-3} \frac{\varepsilon(Q + \varepsilon_k)}{m_2} - \right. \\ &\quad \left. - \left(1 - \frac{0,01\varepsilon}{m_2}\right) \beta\left(\frac{\varepsilon}{m_2}\right) \frac{R_0 + R_2}{R_0^3 + R_2^3} \left[T_3 t_3 - \frac{R_0^3}{R_2^3} t_k(t_k + 1)\right]\right\}; \\ \tau_Q^{-1}(0) &\approx 0,1 \sqrt{\frac{\mu}{m_2}}; \quad B = \frac{Z_2(Z_0 - Z_2)}{R_0 + R_2}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Здесь  $a(E_1)$ ,  $\tau_0(E_1)$ ,  $\beta(\varepsilon/m_2)$  — параметры модели, одинаковые для всех фрагментов и ядер-мишеней (средних и тяжелых) при одном ограничении:  $m_2 \ll m_0$ .

Для параметров модели в работе [39] были предложены линейные разложения:

$$a(E_1) = 0,45 - 0,55/E_1;$$

$$\tau_0(E_1) = 10 - 1,6/E_1 \text{ Мэв, где } E_1 \text{ дано в Гэв;}$$

$$\beta\left(\frac{\varepsilon}{m_2}\right) = \begin{cases} 3,1 - 0,3\varepsilon/m_2 & \text{при } \varepsilon/m_2 < 10 \text{ Мэв,} \\ 0 & \text{при } \varepsilon/m_2 > 10 \text{ Мэв.} \end{cases}$$

Таблица 10

Сечения образования некоторых нуклидов и параметры спектров

Фрагмент	$r_2, \text{ фемти}$	Ядро-мишень	Энергия протонов $E_1, \text{ Гэв}$	$\sigma, \text{ мбарн}$		$\tau, \text{ Мэв}$		Литература	Примечание
				Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент		
$^2\text{H}$	—	Ag	5,5	1000	1240	—	—	[29]	Учен распад $^6\text{Li}^* \rightarrow ^2\text{H} + ^4\text{He}$
$^3\text{H}$	1,4	Ag	5,5	425	690	—	—	[29]	Равновесное испарение не учтено
$^3\text{He}$	1,4	Ag	5,5 1,0	174 68	345 $53,7 \pm 10$	10,1 10	8 11,2	[29] [47]	Распады с испусканием фрагментов
		U	5,5 1,0	290 29	600 $26,7 \pm 7,4$	— —	— —	[30] [47]	Фрагменты $^3\text{H}$ и $^3\text{He}$ не учтены
$^4\text{He}$	1,3	Ag	5,5 1,0	300 60	2030 610	9,7 10,1	6 4,62	[29] [47]	Учен вклад распадов $^6\text{Li}^* \rightarrow ^4\text{He} + ^2\text{H}$
		U	5,5 1,0	550 70	3700 $1070 \pm 130$	— —	— —	[30] [47]	Не учтено равновесное испарение
$^6\text{He}$	1,8	Ag	5,5 1,0	14 2,6	19,2 $2,7 \pm 0,5$	— 9,2	— $6,9 \pm 0,3$	[29] [47]	—
		U	5,5 1,0	77,5 8,3	87 $17,6 \pm 2,8$	— 8,2	— $6,8 \pm 0,1$	[30] [47]	—
$^6\text{Li}$	1,7	Ag	5,5 1,0	55 9,7	55 $8,5 \pm 1,6$	— —	— —	[29] [47]	—
		U	5,5 1,0	91 8,6	73 $9,8 \pm 1,6$	— —	— —	[30] [47]	—
$^7\text{Li}$	1,5	Ag	5,5 1,0	64 11,7	69 $9,9 \pm 1,8$	10,3 8,8	11 $8,2 \pm 0,1$	[29] [47]	Учен распад $^8\text{Li}^* \rightarrow ^7\text{Li} + n$

Продолжение табл. 10

Фрагмент	гз, ферми	Ядро-мишень	Энергия протонов $E_1, \Gamma^{\text{эв}}$	$\sigma$ , мбарн		$\tau$ , Мэв		Литература	Примечание
				Расчет	Эксперимент	Расчет	Эксперимент		
$^8\text{Li}$	1,3	Ag	5,5 1,0	12 1,9	12,8 $1,5 \pm 0,3$	12,7 10,4	11 $8,7 \pm 0,4$	[29] [47]	Учтен распад $^9\text{Li}^* \rightarrow ^8\text{Li} + n$
$^9\text{Li}$	1,55	Ag	5,5 1,0	3,9 0,6	2,6 $0,29 \pm 0,08$	— —	— —	[29] [47]	—
$^7\text{Be}$	1,5	Co	300,0	10	11,2	—	—	[48]	—
		Ag	5,5 1,0	13 2	17,2 $2,2 \pm 0,4$	11,8 9,8	11 $10,0 \pm 0,3$	[29] [47]	—
		Au	30,0 3,0 1,0 0,55	19 8 1,1 0,14	21,6 $8,7 \pm 2,2$ $1,3 \pm 0,3$ $0,35 \pm 0,05$	— — 10,5 —	— — $11,1 \pm 0,5$ —	[47] [47] [47] [47]	—
		U	30,0 10,0 5,5 3,0 1,0	26 21 17 10 1,3	20,2 20,2 17,6 7 $0,92 \pm 0,2$	— — 13,2 —	— — 15,0 —	[7] [7] [30] [7] [47]	—
$^8\text{B}$	1,3	U	5,5	$< 0,8$	0,3	—	—	[30]	—
$^{12}\text{C}$	1,3	U	5,5	16	25	—	—	[30]	Учтены распады $^{13}\text{C}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + n$ ; $^{16}\text{O}^* \rightarrow ^{12}\text{C} + ^4\text{He}$
$^{13}\text{N}$	1,34	Zn	0,94 1,84	0,14 $< 0,4$	0,13 0,33	— —	— —	[7] [7]	Расчет для $^{64}\text{Zn}$ с учетом распада $^{14}\text{O}^* \rightarrow ^{13}\text{N} + p$

Для полного сечения фрагментации  $\sigma_k = \int_B^\infty d\varepsilon \sigma_k(\varepsilon)$  получаем [39]:

$$\sigma_k \approx \pi R_0^2 \mu (2S_k + 1) \left[ \frac{\tau(E_1)}{\tau_0(E_1)} \right]^2 2^{-m_2} \left( 1 - \frac{4T_3^2}{m_0^2} \right)^{m_2/2} \left( \frac{1 + 2T_3/m_0}{1 - 2T_3/m_0} \right)^{t_3} \times \\ \times \exp \left\{ \frac{R_0}{r_0^3} a(E_1) - \frac{Q + \varepsilon_k}{\tau_Q(0)} - \frac{B}{\tau(E_1)} + \beta_0 \frac{R_0 + R_2}{R_0^3 + R_2^3} \times \right. \\ \left. \times \left[ T_3 t_3 - \frac{R_0^3}{R_2^3} t_k (t_k + 1) \right] \right\}. \quad (12)$$

Если основная часть спектра фрагментов укладывается в область  $\varepsilon/m_2 \leq 10$  Мэв, то  $\beta_0 = 3,1$ . Для случая, когда спектр фрагментов лежит в области  $\varepsilon/m_2 > 10$  Мэв, надо положить  $\beta_0 = 0$ . Параметр  $\tau(E_1)$  определяется формулой

$$\tau^{-1}(E_1) \approx \tau_0^{-1}(E_1) - 10^{-3} \frac{Q + \varepsilon_k}{m_2} + 0,1 \frac{\beta_0}{m_2} \left( 1 - \frac{0,01 \varepsilon_{cp}}{m_2} \right) \times \\ \times \left. \frac{R_0 + R_2}{R_0^3 + R_2^3} \left( T_3 t_3 - \frac{R_0^3}{R_2^3} t_k (t_k + 1) \right) \right\} \quad (13)$$

$$\varepsilon_{cp} = B + 2\tau.$$

Чтобы получить оценку полного сечения испускания фрагмента  $m_2$   $\sigma$  (фр) во всех связанных состояниях, надо воспользоваться формулой  $\sigma$  (фр) =  $\sum_k \sigma_k + \sum_{k'} \sigma_{k'}$ , где  $k$  относится к связанным состояниям фрагмента  $m_2$ ;  $k'$  — к несвязанным состояниям более тяжелого фрагмента, распадающегося с испусканием фрагмента  $m_2$ .

В табл. 10, 11 приведены примеры использования формул (11) — (13) для описания экспериментальных данных по сечениям фрагментации и параметрам формы спектра, которые, как легко видеть, есть  $\tau(E_1)$ . Формулы (11) — (13) позволяют описать экспериментальные данные для  $^2\text{H}$  и более тяжелых, чем  $^4\text{He}$ , фрагментов

Таблица 11

Значения величины  $\Delta = \tau^{-1}(^{112}\text{Sn}) - \tau^{-1}(^{124}\text{Sn})$ , Мэв, для некоторых фрагментов при  $E_1 = 1,0$  Гэв

Фрагмент	$^3\text{He}$	$^4\text{He}$	$^6\text{He}$	$^6\text{Li}$	$^7\text{Be}$
$\Delta_{\text{эксп}}$	$+0,004$ $\pm 0,003$	$+0,025$ $\pm 0,003$	$-0,011$ $\pm 0,019$	$-0,003$ $+0,005$	$+0,008$ $\pm 0,010$
$\Delta_{\text{расч}}$	$+0,011$ $\pm 0,002$ *	$+0,0006$	$-0,010$	$+0,001$	$+0,006$

\* Для  $^3\text{He}$  значение  $\Delta = \pm 0,002$  получено с учетом того, что  $\varepsilon_{cp}/m_2 > 10$  Мэв.

при энергиях  $E_1$  больше  $0,55$  Гэв и при изменении  $\sigma$  ( $\phi$ ) от  $0,13$  до  $1240$  мбарн.

Из табл. 11 и рис. 14 видно, что формула (13) позволяет описать незначительные изотопные различия формы спектра фрагментов. Для всех фрагментов, за исключением  ${}^4\text{He}$ , удаётся воспроизвести и этот эффект. Что касается фрагмента  ${}^4\text{He}$ , то для него при  $E_1 \geq 1,0$  Гэв вероятность равновесного испускания столь велика (см., например, [7]), что определяет практически весь выход. Для фрагментов  ${}^3\text{He}$  [7] при  $E = 1,0$  Гэв для ядер  $m_0 \approx 100$  и  $m_0 \approx 200$  вклад равновесного испускания невелик, но он значительно возрастает при  $E_1 = 5,5$  Гэв. Возможно, вклад этого эффекта определяет различие между расчетом и экспериментом при  $E_1 = 5,5$  Гэв. На такую возможность, по-видимому, указывает и то, что для  ${}^3\text{He}$   $\tau(1,0) > \tau(5,5)$  (см. табл. 10). Однако окончательное суждение по этому вопросу можно сделать лишь после выяснения роли кластерного механизма реакции и устранения в формулах (12) — (14) неустойчивости при  $\epsilon/m_2 \approx 10$  Мэв (при  $E_1 = 5,5$  Гэв данные табл. 10 для  ${}^3\text{He}$  и  ${}^8\text{B}$  относятся к случаю, когда эта неустойчивость существенна). Таким образом, формулы (11) — (13) позволяют систематизировать сечения фрагментации и данные по зависимости формы спектра от свойств ядра-мишени и фрагмента. Более того, в работе [39] показано, что с ростом  $\epsilon$  зависимость характеристик фрагментации от  $T_3$ ,  $t_3$  и  $Q$  ослабляется и может вообще исчезнуть. Это также согласуется с уже обсуждавшимися нами экспериментальными фактами. Поскольку с ростом  $E_1$   $a(E_1) \rightarrow \text{const}$ ,  $\tau_0(E_1) \rightarrow \text{const}$ , возникают предпосылки для реализации так называемого ядерного скейлинга в области больших  $\epsilon$ , если, конечно, функцию  $\eta_2(E_1, \epsilon)$  остается возможным представить по-прежнему как

$$\eta_2(E_1, \epsilon) \approx 2^{-m_2} \left(1 - \frac{4T_3^2}{m_3^2}\right)^{m_2/2} \left(\frac{1+2T_3/m_0}{1-2T_3/m_0}\right)^{t_3} f(E_1, \epsilon),$$

где  $f(E_1, \epsilon)$  не зависит от  $T_3$ ,  $t_3$ ,  $m_0$ ,  $m_2$ .

Важным свойством предложенной в работах [38, 39] систематики явилась необходимость учета несвязанных состояний более тяжелых, чем наблюдаемый, фрагментов. Экспериментально эти несвязанные состояния могут проявиться еще и в том, что в ядерных расщеплениях могут возникнуть группы частиц, имеющих небольшой угол взаимного разлета (изотопные струи).

## 6. ИЗОТОПНЫЕ СТРУИ И ВОПРОС О ВКЛАДЕ ФРАГМЕНТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Проблема угловых корреляций заряженных частиц в ядерных расщеплениях была поставлена некоторое время тому назад на основании двух различных исходных идей. О. В. Ложкин

и др. [28, 42] предположили, что между фрагментами и легкими частицами может возникнуть угловое коррелирование, если они являются продуктами распада более тяжелого фрагмента. Тривиальный пример такой системы — это  ${}^8\text{Be}$ . М. И. Подгорецкий и др. [43] предсказали корреляции между частицами в ядерных расщеплениях на основании анализа квантомеханической интерференции в системах тождественных частиц. Авторы некоторых экспериментальных работ пытались обнаружить оба типа корреляции, однако попытки обнаружить распадную корреляцию не дали ответа на вопрос о существовании корреляций этого типа [42], а корреляции интерференционного типа не являются предметом нашего обзора.

В работе [44] впервые была предпринята попытка не только обнаружить факт существования изотопных струй, но и сопоставить характеристики взаимодействий, сопровождающихся испусканием изотопных струй, с характеристиками взаимодействий с фрагментами и с характеристиками взаимодействий без «струй» и фрагментов. В этой работе были исследованы расщепления ядер  $\text{Ag}$ ,  $\text{Vr}$  протонами с энергией 460, 610, 660, 930  $\text{Mэв}$  и дейтонами с энергией 600  $\text{Mэв}$ . Для того, чтобы продемонстрировать факт существования изотопных струй, отбирались события, в которых под углами от  $80$  до  $100^\circ$  к пучку первичных частиц вылетали пары частиц (медленных  $b$ -лучей) в одинаковый телесный угол, образуемый конусом с углом раствора  $20^\circ$ , либо в одном и том же направлении, либо в противоположных (рис. 16). Азимутальная симметрия задачи предполагает, что между числом частиц, вылетающих в одном направлении  $n_{\text{п}}$ , и числом частиц, вылетающих в разных направлениях  $n_{\text{а}}$ , должно существовать отношение  $n_{\text{п}}/n_{\text{а}} = 1$ .

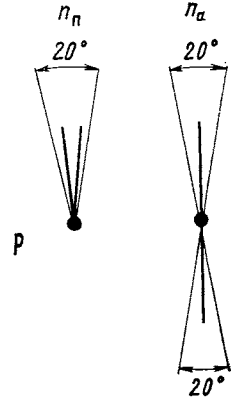


Рис. 16. Схема наблюдений угловых корреляций параллельного (п) и антипараллельного (а) типа [44]

Значения  $n_{\text{п}}/n_{\text{а}}$  [44]

Таблица 12

$\theta$ , град	$E_p$ , Мэв				$E_d$ , Мэв
	160	610	660	930	600
$90 \pm 10$	$7 \pm 3$	$2,3 \pm 0,2$	$2,31 \pm 0,47$	$1,63 \pm 0,42$	—
Все углы	$2,55 \pm 0,4$	$3,0 \pm 0,5$	$2,1 \pm 0,2$	$1,8 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,4$

В табл. 12 приведены отношения  $n_{\pi}/n_{\alpha}$ , полученные в эксперименте, значения которых примерно равны двум. Отсюда был сделан вывод о существовании изотопных струй. Затем было допущено, что все пары частиц, вылетающих в конус с углом раствора  $20^\circ$ , есть изотопные струи, и из всех событий были отобраны события с такими изотопными струями. Для этих событий были построены распределения, которые обычно используются для сравнения расщеплений с фрагментами и без фрагментов.

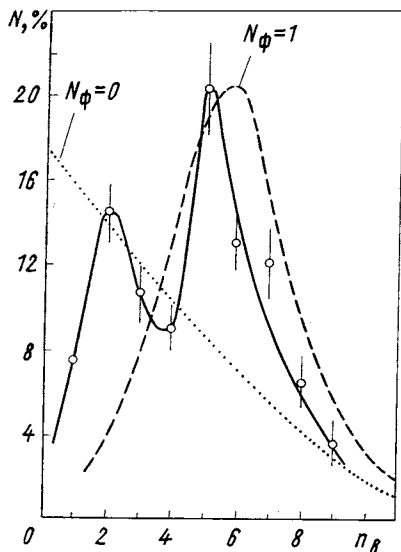


Рис. 17. Распределение расщеплений ядер  $\text{AgBr}$  фотоэмульсии по числу черных следов:

— — распределения с изотопными струями; . . . — без фрагментов; - - - с фрагментом  $E_p = 610 \text{ Мэв}$

На рис. 17—19 приведены эти распределения. Видно, что во всех случаях характеристики расщеплений с изотопными

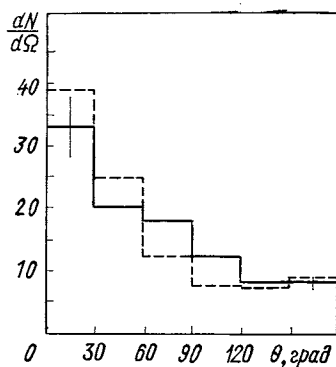


Рис. 18. Угловое распределение фрагментов  $Z \geq 4$  относительно пучка первичных протонов (— —) и изотопных струй (—) [44]

струями близки к соответствующим характеристикам расщеплений с фрагментами, а те характеристики, которые для расщеплений с фрагментами отличаются от характеристик обычных расщеплений, тоже от них отличаются. Для расщеплений с двумя изотопными струями было установлено выполнение соотношения (6). Так, при  $E_1 = 610 \text{ Мэв}$  получено, что  $P(1) = 0,11 \pm \pm 0,02$ ,  $P(2) = 0,007 \pm 0,002$ ,  $P^2(1) = 0,012$ . Учитывая, что  $P(1)$  содержит примесь фоновых изотопных струй, можно считать, что соотношение (6) выполняется.

В этой же работе сообщалось о том, что среди изотопных струй обнаружены события, которые можно интерпретировать как бипротон. На основании полученных результатов авторы работы



[44] сделали вывод о том, что механизм образования изотопных струй имеет много общего с механизмом испускания фрагментов. При энергии  $E_1$  меньше  $1 \text{ Гэв}$  сечение образования фрагментов на ядрах  $\text{Ag}$ ,  $\text{Vg}$  составляет несколько процентов полного неупругого сечения  $\sigma_{in}$ .

Результаты работы [44] показывают, что взаимодействия фрагментационного типа на самом деле составляют большую, чем это считалось раньше, долю  $\sigma_{in}$ , и взаимодействия такого типа нельзя пренебрегать. Учитывая, что все ограничения по углу раствора конуса для разлета компонент струи выбраны произвольно, можно говорить о существенном вкладе фрагментационных процессов (в широком смысле) в  $\sigma_{in}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заканчивая рассмотрение современного состояния в изучении фрагментации средних и тяжелых ядер под действием частиц и ядер высокой энергии, можно отметить, что в последние годы наметился значительный прогресс в этой области. Были установлены новые закономерности в поведении инклюзивных характеристик фрагментации под действием нуклонов, позволяющие, наконец, систематизировать большой объем экспериментальных фактов. Началось систематическое изучение фрагментации под действием релятивистских ядер. Значение этого факта очень велико, так как появилась возможность создавать нуклонные системы с необычными свойствами (повышенной плотностью и концентрацией энергии). По-видимому, будут продолжены и расширены исследования по физике быстрых фрагментов.

Что касается сути явления фрагментации можно отметить, что появилась надежда на построение разумной модели, в которой фрагментация выступает как процесс распада глубоко неравновесных состояний ядер. Если такая модель окажется правильной, то, изучая фрагментацию ядер, мы сможем получить ценнейшую информацию о свойствах неравновесных систем нуклонов и о процессах возбуждения ядер быстрыми частицами. Это тем более важно, что если подтвердятся выводы о роли фрагментационных процессов, сделанные на основании изучения изотопных струй, то вклад глубоко неравновесных состояний в  $\sigma_{in}$  будет весьма

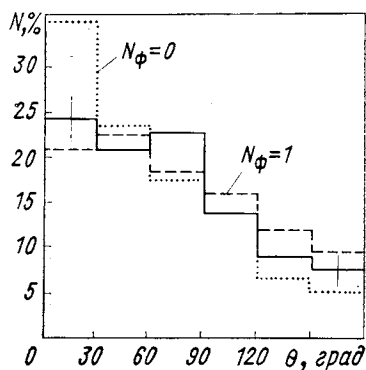


Рис. 19. Угловое распределение остаточных ядер в расщеплениях: — — — с медленными фрагментами; . . . — без фрагментов; — — — с изотопными струями [44]

значительным. Систематика характеристик фрагментации позволяет предположить, что существует возможность решения вопроса и о роли кластерных состояний в основном состоянии ядер.

Хотелось бы отметить то обстоятельство, что исследование характеристик ядерных расщеплений с фрагментами пока существенно практически только на ядрах Ag, Вг фотоэмульсии, в то время как важность получения надежных сведений о зависимости характеристик фрагментации от типа ядерного расщепления и от характеристик частиц, сопровождающих фрагмент, также очевидна.

Таким образом, экспериментальные исследования в области фрагментации ядер, превращающиеся в одну из наиболее интенсивно развивающихся областей ядерной физики, могут при условии эквивалентного развития теории этого процесса существенным образом дополнить наши представления о строении ядра, о поведении ядерной материи в необычных неравновесных условиях, о взаимодействии быстрых частиц и ядер с ядрами.

В заключение автор выражает признательность Н. А. Перфилову, О. В. Ложкину и В. И. Богатину за многолетнее и плодотворное сотрудничество, приведшее к разработке ряда проблем, затронутых в данном обзоре, в том числе за большой совместный труд по исследованию изотопных эффектов во фрагментации, начатый еще в 1964 г., Е. Л. Григорьеву за участие в работах, вошедших в данный обзор, и постоянную поддержку, В. Д. Тонееву за обсуждение вопросов, связанных с физикой каскадных и предравновесных процессов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ранпопорт Л. П., Крыловацкий А. Г. «Изв. АН СССР. Сер. физ.», 1964, 28, № 2, с. 388.
2. Блохинцев Д. И. «Журн. эксперим. и теор. физ.», 1957, т. 33, вып. 5 (II), с. 1295.
3. Sakamoto Y. «Nuovo cimento», 1963, v. 30, N 4, p. 1073.
4. Glassgold A. E., Heckrotte W., Watson K. M. «Ann. Phys.», 1969, v. 6, p. 1.
5. Перфилов Н. А., Ложкин О. В., Шамов В. П. «УФН», 1960, т. 70, с. 3.
6. Перфилов Н. А., Ложкин О. В., Остроумов В. И. Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий. М.—Л., Изд-во АН СССР, 1962.
7. Барашенков В. С., Тонеев В. Д. Взаимодействия высокоэнергетических частиц и атомных ядер с ядрами. М., Атомиздат, 1972.
8. Денисов Ф. П., Мехедов В. Н. Ядерные реакции при высоких энергиях. М. Атомиздат, 1972.
9. Ложкин О. В., Перфилов Н. А. Фрагментация под действием частиц высоких энергий. — В кн.: Ядерная химия. М., «Наука», 1965, с. 96.
10. Thiboult-Philippe C. Thèse présentée a la Faculté des sciences d'Orsay pour obtenir le gradé de docteur is sciences physiques. Ser. A, N 783, Orsay, 1971.
11. Богатин В. И. и др. «Ядерная физика», 1973, т. 17, с. 9.
12. Богатин В. И. и др. «Ядерная физика», 1974, т. 19, с. 32.
13. Авдейчиков В. В. и др. Сообщение ОИЯИ 1-7894, 1974.

14. Богатин В. И. и др. Феноменологический анализ изотопных эффектов в ядерных реакциях под действием частиц высоких энергий. РИ-39. Л., Радиевый ин-т им. В. Г. Хлопина, 1975.
15. Volnin E. N. e.a. «Phys. Lett. B», 1975, v. 55, p. 409.
16. Богатин В. И. и др. Сообщение ОИЯИ 1-8393, 1974.
17. Артюх А. Г. и др. Препринт ОИЯИ Е7-5325, Дубна, 1970.
18. Wright S. C. «Phys. Rev.», 1950, v. 79, p. 838.
19. Crespo V. P. Ph. D. Thesis Preprint UCRL-9683. UC-34. Physics University of California, Lawrence Radiation Laboratory, Berkley, California. September 6, 1961.
20. Lebelman A. M. e.a. «Phys. Rev. C», 1975, v. 11, N 4, p. 1280.
21. Lefort M., Simonoff G. N. Invited Lecture to the Meeting of French Physical Society, Orsay. March 22, 1967.
22. Авдейчиков В. В. и др. Препринт ОИЯИ Р-2093, Дубна, 1965.
23. Cumming J. V. e.a. «Phys. Rev. B», 1964, v. 134, p. 167.
24. Яковлев Ю. П. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Л., Радиевый ин-т им. В. Г. Хлопина, 1965.
25. Кочкин В. И. и др. Препринт ОИЯИ Р-1734, Дубна, 1964.
26. Обухов А. И. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Л., Радиевый ин-т им. В. Г. Хлопина, 1964.
27. Горичев П. А. и др. «ЖЭТФ», 1961, т. 41, с. 327.
28. Ложкин О. В. Автореф. дис. на соиск. учен. степени д-ра физ.-мат. наук. Л., Радиевый ин-т им. В. Г. Хлопина, 1970.
29. Hyde E. K., Butler G. W., Poskanzer A. M. «Phys. Rev. C», 1971, v. 4, N 5, p. 1759.
30. Poskanzer A. M., Butler G. W., Hyde E. K. Preprint UCRL-18996, July, 1970.
31. Poskanzer A. M., Butler G. M., Hyde E. K. «Phys. Rev. C», 1971, v. 3, N 2, p. 882.
32. Kaufman S. B., Weisfield M. W. «Phys. Rev. C», 1975, v. 11, N 4, p. 1258.
33. Григорьев Е. Л. и др. «Ядерная физика», 1967, т. 6, вып. 4, с. 696.
34. Yasin M. «Nuovo cimento», 1964, v. 34, N 5, p. 1145.
35. Балдин А. М. и др. Сообщение ОИЯИ 1-8858, 1975.
36. Комаров В. И. и др. Сообщение ОИЯИ Р1-7784, 1974.
37. Гудима К. К. Препринт ОИЯИ Р4-7821, Дубна, 1971.
38. Богатин В. И. и др. Сообщение ОИЯИ 1-8715, 1975.
39. Богатин В. И., Ложкин О. В., Яковлев Ю. П. Экспериментальное исследование и феноменологический анализ энергетических спектров фрагментов из изотопов Ni и Sn в реакциях под действием частиц высоких энергий. РИ-45. Л., Радиевый ин-т им. В. Г. Хлопина, 1976.
40. Toppfer Ch. Preprint JINR E2-5797, Dubna, 1974.
41. Гудима К. К., Ильинов А. С., Тонеев А. Д. Препринт ОИЯИ Р7-7915, Дубна, 1974.
42. Азимов С. А. и др. «Изв. АН УзбССР, сер. физика», 1944, № 2, с. 50; Азимов С. А., Каримова Р., Ложкин О. В. «Ядерная физика», 1968, т. 7, с. 332.
43. Гришин В. Г., Копылов Г. И., Подгорецкий М. И. Препринт ОИЯИ Р1-5648, Дубна, 1971.
44. Богатин В. И. и др. Сообщение ОИЯИ 1-8830, 1975.
45. Rudy C. R., Porile N. T. «Phys. Lett. B», 1975, v. 59, N 3, p. 240.
46. Baumann G. e.a. «Nucl. Phys.», 1966, v. 78, p. 650.
47. Вольнин Е. Н. и др. Образование легких фрагментов при взаимодействии протонов с энергией 1 Гэв с ядрами серебра, золота и урана. Л., Изд. ЛИЯФ им. Б. П. Константинова, № 101, 1974.
48. Katcoff S. e.a. «Phys. Rev. Lett.», 1973, v. 30, N 24, p. 1221.