

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

Переходя к рассмотрению чрезвычайно обширного экспериментального материала, накопленного при изучении ядерных реакций под действием частиц высоких энергий, удобно разбить весь материал на три части.

1. Реакции расщепления (в иностранной литературе spallation), под которыми принято подразумевать любые ядерные реакции с испусканием относительно большого числа нуклонов и нуклонных группировок типа H^2 , H^3 , He^3 , He^4 . Это же название используется и для более «простых» реакций, в которых из ядра испускается небольшое число частиц, т. е. реакций (p, pn) , $(p, 2n)$, $(p, p2n)$ и т. п.

2. Фрагментация, к которой относят ядерные реакции с образованием сравнительно тяжелых ядерных фрагментов — изотопов ядер с $Z \geq 3$.

3. Деление ядер — процесс, который играет большую роль для ядер конца периодической системы элементов.

Глава 8

СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Полные сечения неупругого взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами определялись в большом числе работ, причем использовались следующие способы: 1) измерение ослабления пучка частиц в результате неупругих взаимодействий частиц с ядрами; 2) измерение сечений образования каждого из продуктов неупругого взаимодействия; 3) измерение пробега относительно ядерного взаимодействия.

Первый способ был подробно описан в главе 5. Второй способ используется в радиохимическом методе изучения ядерных реакций и заключается в суммировании сечений образования всех возможных продуктов ядерного расщепления. Ясно, что при этом приходится, помимо экспериментально измеренных сечений, принимать во внимание сечения образования ядер-продуктов, не измеряемых в опыте, т. е. использовать интерполяции и экстраполяции, основываясь на систематиках выходов изобар и изотопов в ядерных реакциях. Все это делает этот способ определения полных сечений не очень надежным. Наилучшие результаты он дает для тяжелых элементов, для которых продукты реакций расщепления находятся со стороны нейтронной недостаточности, а не в долине стабильности, как для легких ядер, поэтому можно получить максимально возможное число измеряемых в опыте продуктов.

Для ядер среднего атомного веса при определении полного сечения неупругого взаимодействия можно воспользоваться полуэмпирической зависимостью $\sigma(A, Z) = f(A, Z)$, предложенной Рудстамом [1] (см. главу 9). Интегрирование данной зависимости по всей области масс ядер-продуктов дает сечение образования всех продуктов ядерного расщепления, т. е. полное сечение неупругого взаимодействия. Сечение в этом случае легко определяется, если из экспериментальных данных найти параметры P , Q и R в рудстамовской формуле:

$$\sigma(A_1 A_2) = \frac{e^{-Q\pi^{1/2}}}{PR^{1/2}} \cdot (e^{PA_2} - e^{PA_1}).$$

Здесь A_1 и A_2 относятся к границам массовых чисел ядер-продуктов, включаемых в анализ.

Третий способ используется в ядерных эмульсиях и заключается в определении среднего расстояния, проходимого частицей в эмульсии перед взаимодействием. При использовании разбавленных эмульсий можно получить сечения неупругого взаимодействия отдельно для легкой и тяжелой групп атомов в эмульсии (см. главу 5, § 4).

Из измерений длины среднего свободного пробега λ можно получить значения эффективных неупругих сечений для каждого элемента, входящего в состав эмульсии, используя прием, предложенный Перри [2]. Из оптической модели (см. раздел I) следует, что отношение сечения неупругого взаимодействия σ к геометрическому сечению ядра $\sigma_0 = \pi R^2$ связано со средним свободным пробегом протонов в ядерном веществе λ_0 выражением:

$$\frac{\sigma}{\sigma_0} = p = 1 - \left(\frac{1 - (1 + 2KR) e^{-2KR}}{2K^2 R^2} \right).$$

Коэффициент поглощения K связан с длиной пробега частицы в ядерном веществе:

$$K = \frac{1}{\lambda_0}.$$

В соответствии с оптической моделью принимается, что λ_0 не зависит от природы ядра и является функцией энергии протона.

Из формул (I. 24) и (I. 22) следует, что первое предположение не совсем точно: коэффициент поглощения будет несколько меняться при изменении состава ядра, особенно в области энергий протонов до 1 Бэв, так как здесь сечения pp - и np -рассеяния не равны между собой.

Зная вид зависимости $p(\lambda_0)$ для легких и тяжелых ядер и относительное содержание последних в эмульсии, можно легко вычислить проникаемости в отдельности для этих двух групп ядер, если измерить среднюю длину пробега протонов в этой эмульсии. Сечение ядерного взаимодействия затем находится по соотношению

$$\sigma = p\sigma_0.$$

Удачным обстоятельством здесь является то, что в то время как для данного значения λ величины λ_0 , p и σ_0 зависят от выбора r_0 , значение σ практически не зависит от r_0 .

Рассмотрим теперь экспериментальные результаты определения сечений неупругого взаимодействия. В табл. 13 и 14 приведены измеренные методом ослабления пучка сечения неупругого взаимодействия частиц высокой энергии с ядрами. Эти данные можно в некоторых случаях непосредственно сравнить с результатами расчета процесса неупругого

Сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами, 10^{-24} см²

Элемент	Энергия протонов, Мэв								
	185 [4]	240 [4]	290 [4]	305 [4]	134 [11]	657 [3]	870 [4]	895 [5]	860 [6]
Be	0.172±0.017	0.169±0.017	—	0.151±0.015	—	0.191±0.008	0.171±0.017	—	0.169±0.015
C	0.204±0.02	0.202±0.02	0.199±0.02	0.187±0.018	0.22±0.024	0.227±0.012	0.222±0.02	0.23±0.02	0.209±0.02
Al	0.408±0.04	0.383±0.04	0.416±0.04	0.334±0.03	0.373±0.037	0.418±0.022	0.394±0.04	0.37±0.03	0.394±0.01
Cu	0.746±0.07	0.667±0.07	0.717±0.07	0.608±0.06	0.752±0.068	0.75±0.05	0.708±0.07	0.74±0.05	0.728±0.017
Sn	—	—	—	—	1.286±0.1 (Cd)	1.285±0.07	—	1.15±0.02 (Sb)	1.11±0.03
Pb	1.55±0.15	1.57±0.16	—	1.48±0.15	1.78±0.14	1.93±0.11	1.62±0.16	1.66±0.05	1.68±0.04
U	1.90±0.19	1.77±0.18	1.85±0.18	1.60±0.16	—	2.21±0.1	—	—	—

Таблица 14

Сечения неупругого взаимодействия быстрых частиц с ядрами, 10^{-24} см²

Элемент	Тип частицы, энергия, Мэв							
	n, 84 Мэв [7]	n, 95 [8]	n, 270 [9]	n, 300 [4]	n, 1400 [10]	H ² , 160 [4]	He ³ , 315 [4]	He ⁴ , 240 [4]
Be	—	—	—	—	0.187±0.012	0.512±0.025	—	—
C	—	0.222±0.009	0.145±0.06	0.203±0.03	0.201±0.013	0.667±0.033	0.519±0.1	0.64±0.10
Al	0.50±0.05	0.418±0.017	—	0.39±0.023	0.414±0.023	0.996±0.05	0.91±0.15	—
Cu	0.91±0.05	0.782±0.013	0.573±0.024	0.755±0.03	0.674±0.034	1.76±0.17	1.8±0.3	1.8±0.3
Sn	—	—	—	—	1.158±0.063	—	—	—
Ta	—	—	—	—	—	3.13±0.30	3.5±0.5	3.6±0.5
Pb	1.85±0.18	1.75±0.05	1.42±0.06	1.72±0.08	1.727±0.045	3.44±0.17	—	—
Bi	—	—	—	—	1.793±0.055	3.55±0.18	—	—
U	—	—	—	—	1.887±0.098	3.81±0.15	4.4±0.7	—

взаимодействия частиц с ядрами, произведенного различными авторами по методу случайных испытаний (табл. 4).

На рис. 9 показаны зависимости сечения ядерного взаимодействия от энергии протонов для ядер Al, Si и U, рассчитанные по методу случайных испытаний, и нанесены точки, соответствующие экспериментальным результатам. Хорошо видно общее согласие теории с экспериментом. Но следует отметить, что в области энергий примерно до 200 Мэв для Al имеется систематическое превышение экспериментальных сечений над расчетными.

Это обстоятельство уже обсуждалось в главе 2. Увеличение параметра r_0 , возможно, несколько сблизило бы результаты эксперимента и теории, так как, согласно Бени-оффу [24], для получения совпадения сечений по реакциям (p , pn) следует брать увеличенные значения r_0 (до 1.9 ферми).

Зависимость полного сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами от их энергии хорошо также иллюстрируется данными, полученными с помощью метода ядерных эмульсий по измерениям среднего свободного пробега на ядерное взаимодействие. В табл. 15 приведены имеющиеся данные.

Из этих данных описанным выше методом могут быть определены сечения неупругого взаимодействия протонов с ядрами Ag, Br и CNO. В пределах ошибок опыта они хорошо совпадают с сечениями, получаемыми в методе ослабления пучка рассеивателем.

Определение радиохимическим методом полных сечений неупругого взаимодействия из сечений образования различных ядер-продуктов дает часто заниженные величины сечений из-за неполного учета всех неупругих взаимодействий. Однако при тщательной экстраполяции и интерполяции неизмеряемых сечений, возможность которых дается систематикой выхода различных ядер-продуктов (см. главу 9), получают величины, близкие к определенным первыми двумя методами.

В работе Барра [22] суммирование выхода ядер-продуктов в области масс от 20 до 65 в случае расщепления меди протонами с энергией 5.7 Бэв дает полное сечение 893 мбарн, из которого 313 мбарн (36%) соответствуют непосредственно измеренным выходам.

При энергии протонов 660 Мэв Ютландов [23], используя формулу Рудстама, получил для ядер меди $\sigma_{\text{неупр.}} = 790$ мбарн. Приведенные примеры наглядно показывают, что радиохимическим методом могут быть получены надежные оценки полных неупругих сечений.

Литература

1. G. Rudstam, Phil. Mag., 46, 344 (1955).
2. A. Perry, Phys. Rev., 85, 497 (1952).
3. В. Н. Москалев, Б. В. Гавриловский, ДАН СССР, 110, 972 (1956).
4. G. P. Millburn, W. Birnbaum, W. E. Crandall, L. Schecter, Phys. Rev., 96, 1268 (1954).

Таблица 15

Средний свободный пробег протонов в ядерной эмульсии

Энергия протонов, Бэв	Средний пробег, см	Литература
0.13	$32.6^{+2.5}_{-2.0}$	[12]
0.24	$36.1^{+2.6}_{-2.1}$	[2]
0.375	54 ± 9	[13]
0.46	46 ± 9	[14]
0.6	$33.7^{+3.0}_{-2.7}$	[15]
0.66	39 ± 5	[25]
0.95	37.0 ± 2.3	[16]
2.2	33 ± 6	[17]
5.7	37.6 ± 5.3	[24]
6.2	38.2 ± 1.5	[18]
9.0	37.1 ± 1	[19]
23.5	36.6 ± 1	[20]
170	41 ± 10	[21]

5. N. Booth, B. Hedley, D. Walker, D. N. White, Proc. Phys. Soc., **A70**, 209 (1957).
6. F. Chen, C. Leavitt, A. Shapiro, Phys. Rev., **99**, 857 (1955).
7. A. Bratenahl, S. Fernbach, R. Hildebrand, C. E. Leith, B. Moyer, Phys. Rev., **77**, 597 (1950).
8. J. De Juren, N. Knable, Phys. Rev., **77**, 606 (1950).
9. J. De Juren, Phys. Rev., **80**, 27 (1950).
10. T. Coor, Phys. Rev., **98**, 1369 (1955).
11. J. M. Cassels, J. D. Lawson, Proc. Phys. Soc., **A67**, 125 (1954).
12. C. Lees, G. Morrison, H. Muirhead, W. Rosser, Phil. Mag., **44**, 304 (1953).
13. G. Bernardini, E. Both, S. Lindenbaum, Phys. Rev., **88**, 1017 (1952).
14. Н. А. Перфилов, В. И. Остроумов, Тр. ИАН, **7**, вып. 2, 62 (1956).
15. W. Lock, P. March, Proc. Roy. Soc., **230**, 222 (1955).
16. W. Lock, P. V. March, H. Muirhead, W. Rosser, Proc. Roy. Soc., **230**, 215 (1955).
17. L. Smith, C. Leavitt, A. Shapiro, C. Swartz, M. Widgoff, Phys. Rev., **92**, 851 A (1953).
18. H. Winzeler, Nuovo Cim., **17**, 3 (1960).
19. Н. П. Богачев, С. А. Бунятов, Ю. П. Мерекон, В. М. Сидоров, ДАН СССР, **121**, 615 (1958).
20. G. Cvijanovich, B. Dayton, P. Egli, B. Klaiber, W. Koch, M. Nikolic, R. Schneeberger, H. Winzeler, J. Combe, W. Gibson, W. Lock, M. Scheeberger, G. Vanderhaeghe, Nuovo Cim., **20**, 1021 (1961).
21. E. Lohrmann, M. Teucher, M. Schein, Phys. Rev., **122**, 672 (1961).
22. D. Barr, Report UCRL-3793 (1957).
23. И. А. Ютландов, Автореф. канд. дисс., Изд. ЛГУ (1956).
24. R. Cavanaugh, D. Haskin, M. Schein, Phys. Rev., **100**, 1263 (1955).
25. Е. Л. Григорьев, Л. П. Соловьева, ЖЭТФ, **31**, 932 (1956).

Глава 9

РЕАКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ

§ 1. ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ РАСЩЕПЛЕНИЯ

Ядерные реакции при энергиях частиц примерно больше 50 Мэв характеризуются плавным изменением сечения от энергии падающих частиц. В этой области энергий нет резонансного поведения функций возбуждения, столь характерного для реакций, происходящих через образование составного ядра.

Изучение функций возбуждения той или иной ядерной реакции в определенной области энергий падающих частиц дает ценные сведения о механизме реакции и поэтому широко используется в исследованиях. К настоящему времени накоплен большой материал по функциям возбуждения реакций расщепления в области энергий от десятков миллионов до нескольких миллиардов электроновольт. Функции возбуждения реакций расщепления можно разбить на следующие два класса: 1) функции возбуждения реакций, пороги которых находятся в энергетической области, где еще справедлив боровский формализм составного ядра; 2) функции возбуждения реакций, для которых пороги находятся в области действия каскадного механизма возбуждения ядра.

Различие этих двух классов функций возбуждения реакций расщепления ядер наибольшее в области энергий падающих частиц вблизи порогов высокоэнергетических реакций. В то время как во всей области энергий, в которой происходят реакции расщепления, функции возбуждения первого класса представляют собой плавно спадающие функции с увеличением энергии частиц, функции возбуждения второго класса характеризуются резким подъемом от порога и дальнейшим возрастанием в большой области энергий. При энергиях частиц больше нескольких миллиардов

электронвольт функции возбуждения первого и второго классов весьма часто не отличаются друг от друга по виду.

Характерным примером функций возбуждения первого класса являются функции возбуждения сравнительно простых, типично низкоэнергетических реакций (p , xp , yp) при малых x и y .

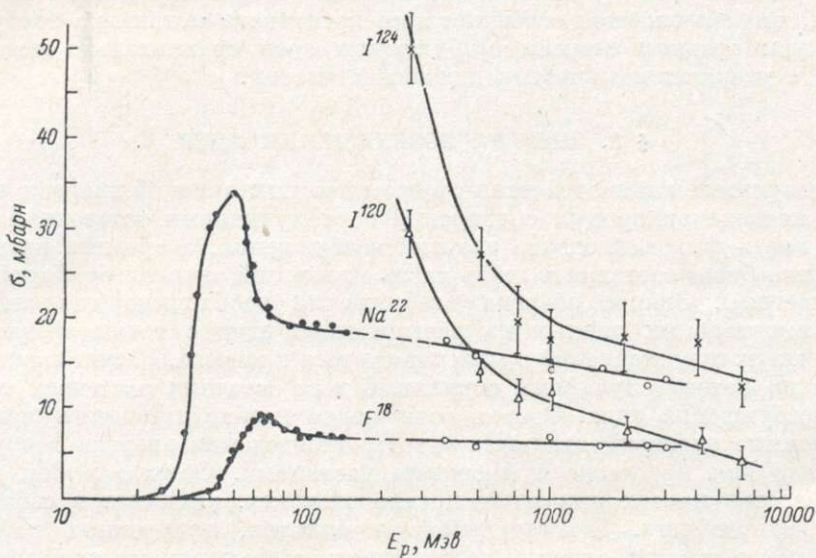


Рис. 55. Функции возбуждения реакций образования F^{18} , Na^{22} из Al [1,2] и I^{120} , I^{124} из I^{127} [3].

На рис. 55 приведены функции возбуждения нескольких таких реакций на ядрах алюминия и йода. Как хорошо видно, сечение реакций в области образования составного ядра резко поднимается до максимума и затем быстро падает из-за увеличивающейся конкуренции с другими реакциями, становящимися энергетически возможными с ростом энергии возбуждения. В области больших энергий появляется тенденция к постоянству сечения, так как рассматриваемые простые реакции обусловлены преимущественно каскадной стадией взаимодействия, характеристики которой слабо зависят от энергии падающих частиц.

К функциям возбуждения подобного же рода относятся функции возбуждения приведенных в главе 4 мониторинговых реакций $Al^{27}(p, 3pn)Na^{24}$ и $C^{12}(p, pn)C^{11}$ (рис. 30).

Характерным примером функций возбуждения второго класса являются высокоэнергетические реакции типа реакций, показанных на рис. 56. Образование ядер-продуктов (Ar^{41} из меди и Tb^{149} из тантала), далеко отстоящих по A и Z от ядра-мишени, требует больших энергий возбуждения, поэтому эти реакции имеют высокий порог.

Сечения образования этих и подобных им реакций после быстрого поднятия до широкого максимума либо остаются на одном уровне, либо постепенно понижаются при увеличении энергии частиц.

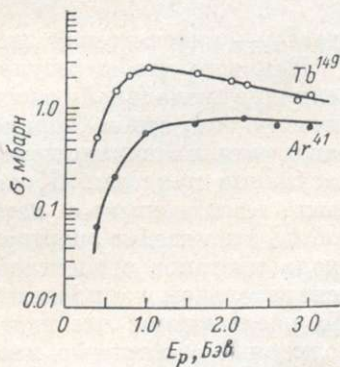


Рис. 56. Функции возбуждения реакций образования Ar^{41} из Cu [4] и Tb^{149} из Au [5].

Падение функций возбуждения в области очень больших энергий может быть понято как увеличение роли конкурирующих реакций, которые становятся энергетически возможными с ростом энергии частиц, т. е. аналогично падению сечения после резонансного максимума в области низких энергий. Однако в отличие от этого последнего функции возбуждения реакций расщепления очень медленно падают с ростом энергии частиц, что объясняется особенностями каскадного механизма возбуждения ядра: средняя энергия возбуждения ядер сравнительно медленно растет с увеличением энергии падающих частиц.

§ 2. ЭНЕРГИЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДЕР

В результате взаимодействия с ядром частицы высокой энергии и развития каскада одиночных соударений ее с нуклонами остаточные ядра будут иметь широкий спектр энергий возбуждения, а средняя величина последней будет составлять лишь часть начальной энергии бомбардирующей частицы. Знание энергии возбуждения необходимо для анализа экспериментальных данных по расщеплению ядер с точки зрения существующих представлений о механизме этого процесса. Расчет каскадной стадии по методу случайных испытаний дает сведения о степени теплового возбуждения ядра. Однако совершенно необходимо иметь какие-то независимые экспериментальные методы определения энергии возбуждения ядер для процессов с быстрыми частицами. Обычно любой метод основывается на тех или иных предположениях, включает в себя различные упрощения. Сопоставление результатов, полученных разными методами, позволяет оценить корректность выбранных моделей, внести некоторые уточнения и пр.

Одним из простых по идее методов экспериментального определения энергии высоко возбужденных ядер является измерение суммарной энергии, уносимой из ядра испаряющимися частицами:

$$U = \sum_K E_K + \sum_K Q_K,$$

где E_K — кинетическая энергия частицы; Q_K — ее энергия связи.

Для того чтобы результат измерений соответствовал действительной величине начальной энергии возбуждения ядра, необходимо позаботиться о том, чтобы были сосчитаны все частицы, относящиеся к процессу испарения, правильно измерены их энергии, не были бы включены в расчет каскадные нуклоны. В опытах по расщеплению ядер космическими лучами, выполненных с помощью фотоэмульсий в 1949—1950 гг. [6, 7], подобное вычисление энергии возбуждения ядер производилось по подсчету числа протонов с энергией меньше 30 Мэв. Предполагалось, что вклад испарительной компоненты в область спектра свыше 30 Мэв очень мал. Но последующие исследования каскадно-испарительного процесса, выполненные с помощью метода Монте-Карло [8, 9], и экспериментальный анализ ядерных расщеплений [10, 11] показали, что и среди протонов меньших энергий значительная часть относится к каскадной стадии, следовательно, не должна быть принимаема во внимание при оценке энергии возбужденного ядра. Учет нейтронов испарения в этих исследованиях можно произвести лишь косвенно, задаваясь каким-либо определенным соотношением между числом испарившихся нейтронов и протонов, а также средней кинетической энергией нейтронов. Авторы [6] предполагали, что суммарная энергия, уносимая нейтронами, такая же, что и общая энергия протонов испарения. По теории испарения следует, что вероятность испарения из данного ядра нейтральной частицы, как правило, значительно больше соответствующей вероятности для заряжен-

Среднее число нейтронов, испущенных ядрами [12]

Мишень	$E_0 = 120$ МэВ			$E_0 = 380$ МэВ		
	ν	\bar{E} , МэВ	U_n , МэВ	ν	\bar{E} , МэВ	U_n , МэВ
Be	—	—	—	1.6 ± 0.8	3	15 ± 7
C	1.8 ± 1	4	30 ± 17	1 ± 0.6	2	20 ± 12
Al	1.5 ± 0.8	3	20 ± 10	1.6 ± 1.1	3	18 ± 12
Fe	1.5 ± 0.8	3	15 ± 8	2.3 ± 1.2	5	25 ± 13
Cu	1.8 ± 0.9	4	20 ± 10	2.8 ± 1	6	30 ± 11
Sn	4.5 ± 2	9	45 ± 20	4.4 ± 1.8	10	45 ± 20
Pb	9 ± 3	20	85 ± 28	6.5 ± 2.4	15	65 ± 24

ных частиц. Но в то же время средняя кинетическая энергия первых меньше на величину эффективного потенциального барьера, поэтому предположение в [6] не лишено основания. Измерение энергии, уносимой нейтронами при испарении различных ядер, возбужденных нейтронами энергии 120 и 380 МэВ, производилось Гольданским и другими [12]. В их опытах регистрировались нейтроны с энергией до 15—20 МэВ, и тем самым каскадные частицы в значительной степени отсекались. В табл. 16 приведены результаты этой работы.

Григорьев и Соловьева [13] анализировали звезды, образованные в ядерной эмульсии протонами с энергией 660 МэВ при расщеплении ядер Ag и Вг. Путем специального просмотра было установлено, что в большинстве случаев конечное ядро, остающееся после каскадно-испарительного процесса, является стабильным по отношению к β -распаду. Было найдено, что лишь около 7% всех расщеплений на ядрах Ag и Вг сопровождаются вылетом электрона. Тогда нетрудно получить расчетом число вылетевших нейтронов, зная потерю заряда исходного ядра (по наблюдению треков заряженных частиц в звезде). По балансу энергий авторы [13] установили таким образом, что расщеплениям ядер Ag и Вг с числом лучей ≥ 7 соответствует средняя энергия возбуждения около 230 МэВ.

Из формулы для энергетического спектра заряженных частиц испарения следует, что максимум спектра лежит при энергии частиц, равной $T + V$ (см. главу 3). Экспериментальное определение высоты эффективного барьера V не представляет трудностей, поэтому снятый спектр дает величину T [6, 14]. Вследствие явления постепенного охлаждения ядра определенная таким образом температура будет соответствовать некоторой средней величине энергии возбуждения, меньше начальной. Подобный метод применим и при измерении энергетического распределения нейтронов [15]. Вместо нахождения максимума в спектре, положение которого в опытах может быть определено не вполне точно из-за статистических и иных ошибок, иногда температуру ядра определяют по соотношению [16-18]

$$\bar{E} = 2T + V.$$

Можно, конечно, видоизменить этот метод определения средней температуры ядра по энергетическому спектру тем, что путем сопоставления экспериментального и теоретического распределения частиц по энергиям, построенного из соотношения

$$P(E) dE = \frac{E - V}{T^2} e^{-\frac{E - V}{T}} dE,$$

получить величину параметра T , наилучшим образом удовлетворяющую опыту. Но для ядерных расщеплений, которые содержат значительное число частиц, не связанных с процессом испарения, нельзя ожидать, что будет хорошее согласие экспериментального и теоретического спектра испарения в области энергий частиц выше высоты барьера исходного невозбужденного ядра. Из-за наличия частиц выбивания опыт дает менее резкий спад спектральной кривой [11, 13, 19], поэтому попытка точной подгонки теории под эксперимент приведет к завышенной оценке температуры ядра. Чтобы избежать этой неприятности, можно изучать спектры частиц, летящих в заднюю полусферу относительно направления первичного пучка, или даже еще больше ограничить угловой диапазон, сжимая его к углам, близким к π , чтобы уменьшить вклад каскадной компоненты [15, 19].

Применительно к анализу экспериментов, поставленных на ядрах фотоэмульсии, можно сделать еще одно небольшое замечание. Дело в том,

Т а б л и ц а 17

Энергия возбуждения ядер W_i

Энергия протонов, Мэв	Энергия ядра, Мэв	
	по Sr	по Ba
50	40±10	—
100	44±6	95±6
180	147±10	164±10
300	190±10	212±10
450	226±20	290±15
2200	400	600

что звезды, наблюдаемые в ядерной эмульсии и относимые по тем или иным соображениям к тяжелым ядрам, являются результатом расщепления частицами высоких энергий ядер двух элементов — Ag и Br, присутствующих в фотослое в одинаковом количестве. Эти два сорта ядер отличаются друг от друга по величине заряда на 12 единиц. Наблюдаемый энергетический спектр есть смесь двух распределений частиц, вылетающих из ядер с различными значениями кулоновского барьера. Поэтому положение максимума энергетического спектра, да и весь

спектр, не будет соответствовать действительной средней температуре ядер [19], но будет давать завышенную величину T .

В работе Шугермана и других [20] разработан радиохимический метод изучения ядер-отдачи при ядерном взаимодействии протонов высокой энергии. При попадании первичного протона в ядро и последующем вылете его с оставлением части начальной энергии в ядре последнее приобретает импульс, направленный преимущественно в сторону движения бомбардирующей частицы. Делая предположение о том, что в каскадном процессе из ядра вылетает один нуклон (первичный или с заменой заряда) с уменьшенной энергией, но без изменения направления своего движения, можно определить энергию, оставленную частицей в ядре и идущую на нагревание его, если измерить импульс ядра. Эту переносную скорость ядра можно оценить, измеряя в эксперименте асимметрию пробегов вперед—назад ядер-отдачи или осколков деления тяжелого возбужденного ядра, как это делалось в работе [20] и Шамовым с помощью фотоэмульсии [21]. Очевидно, что пробег у осколков деления, вылетающих по направлению пучка, будет несколько больше, чем у тех же осколков, но испущенных назад.

В табл. 17 приведены результаты определения энергии возбуждения ядер W_i при бомбардировке их протонами различных энергий [19].

Определение энергии ядра производилось по наблюдению асимметрии у двух осколков деления W_i . Совпадение данных, полученных в этих двух сериях измерений, достаточно убедительно. Это совпадение, конечно, отнюдь не исключает возможности каких-либо систематических ошибок в методе, но о них речь будет идти несколько дальше.

Аналогичный метод был применен Остроумовым [22] для анализа делительных событий, регистрируемых в ядерной эмульсии. Наличие переносной скорости ядра, испытывающего деление, приводит к появлению характерного излома в следах двух осколков, вылетающих в системе центра масс во взаимнопротивоположных направлениях. Измерив скорости осколков в лабораторной системе и углы, образуемые ими с направлением пучка, можно вычислить величину переносной скорости. На движение ядра накладывается также скорость, приобретаемая возбужденным ядром при испарении частиц до его деления. Но эта отдача имеет изотропный характер, и ее можно оценить. Шапов [23] ввел упрощение этого метода, заключающееся в том, что измерялись лишь средние отклонения осколков от угла λ . Согласно измерениям, проведенным в [22] для случаев деления ядер урана протонами энергии 460 Мэв, средняя энергия возбуждения ядер урана составляет 100 Мэв. Расчеты каскада по методу случайных испытаний приводят для этого же случая к величине энергии возбуждения около 120 Мэв [24].

С помощью этого метода наблюдения угла между треками осколков Шапов [23] получил связь между числом легких заряженных частиц (протонов и α -частиц), испускаемых тяжелыми ядрами, и энергией возбуждения этих ядер. На рис. 57 приведена эта зависимость для ядер U.

Однако основное предположение, лежащее в основе этого метода, является слишком грубым, чтобы можно было с полным доверием относиться ко всем данным, полученным с его помощью. Наблюдения ядерных звезд в фотоэмульсии или в других следовых камерах показывают, что расщепления ядер быстрыми частицами обычно сопровождаются несколькими вторичными нуклонами (и мезонами) высокой энергии, вылетающими иногда под весьма большим углом к начальному направлению. Это обстоятельство приводит к тому, что ядро получит импульс и в поперечном направлении к пучку. Вылет же нескольких нуклонов, уносящих основную часть энергии бомбардирующей частицы, изменит соотношение между величиной потери энергии первичного нуклона и результирующим импульсом ядра. Учет этого приводит к меньшим значениям энергий возбуждения [25].

Обухов [26] произвел оценку погрешности в определении энергии возбуждения по методу [22], возникающую при игнорировании поперечной составляющей переданного ядру импульса. Она оказалась весьма большой (до 100%).

В работе [27] проведены систематические исследования величины продольной и поперечной компонент импульсов ядра-отдачи при каскадном процессе. Порил [27], воспользовавшись результатами расчета каскада по методу Монте-Карло [28], вычислял величину и направление импульса ядра в каждом отдельном акте взаимодействия. Он нашел, что отношение этих двух компонент близко к 1, уменьшается при возрастании продольного импульса примерно до $0.2 \div 0.5$ и возрастает приблизительно до $5 \div 10$ при малых величинах продольного импульса. Между средним значением продольного импульса ядра и его средней энергии возбуждения имеется примерно линейная зависимость (рис. 58), по данному значению этого импульса соответствует набор энергий возбуждения в широком интервале и наоборот.

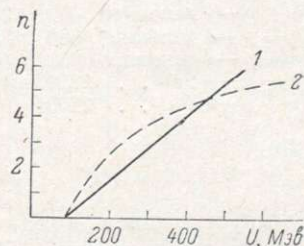


Рис. 57. Зависимость среднего числа заряженных частиц, испускаемых ядрами урана при облучении протонами с энергией 660 Мэв, от начальной энергии возбуждения ядер U.

1 — согласно [23]; 2 — исправление согласно [27].

Туркевич [25] предложил для расчета энергии возбуждения этим методом импульсов рассматривать двухнуклонную модель, основанную на предположении, что первичная частица испытывает в ядре одно соударение с нуклоном, который остается в ядре, передавая ему свою энергию и импульс.

Таблица 18

Средние энергии возбуждения ядер

Процесс	Энергия пучка, Мэв	Энергия возбуждения, Мэв	
		старое значение	новое значение [27]
Bi + p → деление	460	190 [23]	122
W + p → деление	460	340 [23]	227
Bi + p → деление	660	230 [23]	142
W + p → деление	660	440 [23]	257
Bi + p → Sr ⁹¹ . .	2200	400 [20]	246
Bi + p → Ba . .	2200	660 [20]	408

рения импульса ядра-отдачи в тех или иных приближениях, использовать графики рис. 58. Зависимости числа частиц, сопровождающих деление U, от энергии возбуждения этих ядер, пересчитанные с учетом этих поправок, нанесены на рис. 57 линией 2. В табл. 18 даны средние значения энергии возбуждения, определенные вышеуказанным методом и пересчитанные автором [27].

Некоторым видоизменением этого метода определения энергии возбуждения является метод наблюдения ядер-отдачи, описанный в [29] и позднее в [30]. Около половины всех расщеплений, наблюдаемых в ядерной эмульсии при ее облучении частицами больших энергий, сопровождается появлением короткого следа, обязательного движению остаточного ядра. Импульс этого ядра складывается из эффекта отдачи испаряющихся частиц и импульса, обусловленного передачей ядру части энергии первичного нуклона, переходящей в тепловую энергию ядра. В работе [30] предполагается так же, как и ранее в [20], что импульс, связанный с последним эффектом, направлен по пучку бомбардирующих частиц и величина его однозначно определяет энергию возбуждения ядра (речь идет о средних значениях величин для большой группы однотипных звезд).

Разложив наблюдаемый импульс ядра-отдачи на продольную (вдоль пучка) и поперечную составляющие и предполагая, что поперечный импульс есть чистый эффект испарения, который носит изотропный характер (так что средняя продольная компонента импульса от испарения равна поперечной), автор [30] путем простого вычисления средних величин продольного и поперечного импульсов получает сведения о средней энергии

Ибухов [26] рассчитывал импульс ядра по двухнуклонной модели, предполагая, что один нуклон вылетает параллельно пучку, второй — перпендикулярно ему, так что поперечная и продольная составляющие импульса ядра, в среднем, равны. Сравнение этих моделей [27] показало, что ни одна из них достаточно хорошо не согласуется с расчетами по методу случайных испытаний, показанными на рис. 58. Поэтому автор [27] предлагает для исправления данных об энергиях возбуждения, которые были получены путем измерения

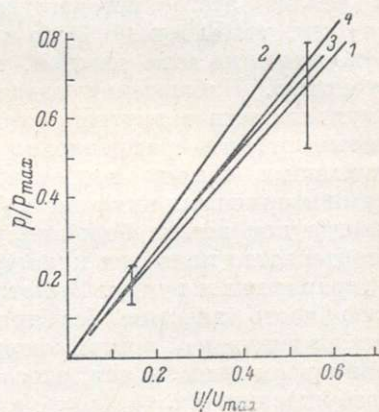


Рис. 58. Зависимость среднего продольного импульса, передаваемого ядру быстрым протоном, от энергии возбуждения [27]. p_{max} и U_{max} — максимальные значения импульса и энергии возбуждения, соответствующие образованию составного ядра.

1 — Bi+460 Мэв; 2 — Bi+940 Мэв; 3 — Bi+1840 Мэв; 4 — Ru+460 Мэв.

возбуждения ядра при испускании определенного числа заряженных частиц. Чтобы учесть случаи расщепления без видимого следа ядра-отдачи (очевидно, это связано с малыми скоростями ядер), в работе [30] было сделано предположение о том, что поперечная компонента импульса имеет гауссовский закон распределения. Однако результаты расчета [27] показывают, что это предположение выполняется плохо: кривая распределения имеет максимум, смещенный относительно начала координат.

Самая большая погрешность в определении энергии возбуждения по методу [30] связана с предположением об отсутствии поперечной составляющей импульса ядра после прохождения каскада. По этой причине величины, полученные в [22] и [11], для энергий возбуждения ядер Ag и Br сильно занижены по сравнению с данными расчета каскада по методу Монте-Карло [28]. Так, например, средняя энергия возбуждения ядер Ag и Br при облучении протонами с энергией 130 Мэв, согласно [26], составляет 48 Мэв, расчет [28] дает 60 Мэв; при энергии протонов 460 Мэв, по [11], энергия возбуждения $U=52$ Мэв, в то время как, согласно [28], $U=100$ Мэв; при энергии протонов 660 Мэв величина U соответственно равна 58 и 140 Мэв.

На рис. 14 представлены распределение ядер Ag и Br по величине энергии возбуждения при облучении протонами с энергией 130 Мэв, полученное Остроумовым [11], а также соответствующее распределение из работы [28], несколько исправленное в работе [11] применительно к меньшей энергии протонов. Видно, что имеет место некоторое несоответствие результатов. По мере роста энергии бомбардирующего нуклона расхождение между результатами в величинах энергии возбуждения, полученными по расчету и из наблюдений импульса ядра-отдачи, будет по всей вероятности увеличиваться, о чем свидетельствует сделанное выше сравнение данных работ [28] и [11]. Хорошее согласие, имевшее место с ранее выполненными расчетами каскадного процесса [8], что отмечается в работе [11], вероятно, было случайным. Расчет Бернадини и других [8] был произведен без учета мезообразования в ядре, что привело к заниженной величине вычисленной энергии возбуждения.

С увеличением энергии бомбардирующих частиц растет число каскадных нуклонов, вылетающих из ядра с широким энергетическим спектром и в значительном диапазоне углов. Это резко ухудшает применимость модели, которая лежит в основе метода экспериментального определения энергии возбуждения.

Мы не будем касаться экспериментальных работ, в которых делались попытки определить энергию возбуждения ядра по среднему наблюдаемому числу испущенных частиц с учетом соотношения между этими двумя величинами, даваемого каким-либо теоретическим расчетом по модели испарения. Применимость такого метода определения энергии возбуждения ядра ограничена не только тем, что в опыте число частиц испарительного происхождения оценивается весьма приближенно, но также и приближенностью самих теоретических расчетов процесса испарения, надежность которых следует проверять в эксперименте. Последнее утверждение иллюстрирует рис. 23, где нанесены теоретические зависимости среднего числа испарительных заряженных частиц от энергии возбуждения ядра, полученные различными авторами.

§ 3. ЛЕГКИЕ ЧАСТИЦЫ, ИСПУСКАЕМЫЕ В ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЯХ

Изучение легких частиц (нейтронов, изотопов водорода и гелия), образующихся при взаимодействии частиц высоких энергий с ядрами, дает существенный материал для проверки наших представлений о протекании ядерных реакций. Вследствие большого круга вопросов, которые

приходится решать при изучении легких продуктов ядерного расщепления, необходимо использование разнообразных экспериментальных методов.

Для исследования заряженных частиц с успехом применяется ядерная эмульсия, однако ввиду трудности идентификации массы частицы при малых пробегах частиц в эмульсии большинство работ, в которых наблюдались расщепления ядер фотоэмульсии под действием частиц высоких энергий, дает сведения об общем числе заряженных частиц, а также о соотношении между числами однозарядных (ядра H) и двухзарядных частиц (ядра He).

Обычно в таких экспериментах различают два класса расщеплений, происходящих на легких (C, N, O) и тяжелых (Ag и Br) ядрах эмульсии. Методика экспериментального разделения этих двух классов основана на критерии потенциального барьера: расщепления, содержащие следы α -частиц (точнее ядер He и отчасти Li) короче определенной длины, приписываются к классу расщеплений на легких ядрах, остальные относятся к случаям распада ядер Ag и Br. Этот критерий не абсолютен: некоторая часть расщеплений легких ядер не содержит следы малоэнергичных α -частиц (с энергией меньше 8—9 Мэв) и, следовательно, будет отнесена к расщеплениям ядер Ag и Br. В то же время опыты показывают, что из ядер с большим потенциальным барьером, какими являются ядра Ag и Br, могут испаряться заряженные частицы со значительно меньшими кинетическими энергиями, чем высота этого барьера.

Фильбер [31] и Федотов [32], экспериментально изучив степень достоверности отбора звезд по критерию потенциального барьера, пришли к выводу, что около 15—20% расщеплений тяжелых ядер может быть отнесено к легким элементам эмульсии. С другой стороны, около 50% расщеплений легких ядер не содержит след короткопробежной α -частицы. Эти данные относятся к случаям взаимодействия протонов энергии 1 Бэв [31] и 660 Мэв [32].

Ланиус [33] методом счета зерен в треках однозарядных частиц, вылетающих при ядерных расщеплениях в фотоэмульсии под действием космических лучей (энергия инициирующих частиц около 300 Мэв), определил относительный выход дейтронов. Согласно его данным, число дейтронов и тритонов в расщеплениях ядер Ag и Br составляет около 30% от всех однозарядных частиц. Метод магнитного отклонения в комбинации с фотометодом был применен Третьяковой [34] для анализа массового состава легких частиц в звездах, создаваемых космическими частицами больших энергий, а также протонами с энергией 460 Мэв. Результаты ее исследования также свидетельствуют о высоком содержании тяжелых изотопов водорода среди продуктов ядерных реакций. Было получено, что дейтроны с энергией меньше 50 Мэв составляют около 50% всех однозарядных частиц.

Баркас и Тирен [35] с помощью отклонения заряженных частиц в магнитном поле ускорителя определяли массовый состав частиц, вылетающих из ядер Be и C при бомбардировке протонами энергии 330 Мэв. Анализировались частицы, вылетающие в направлении первичного пучка с импульсами, соответствующими радиусам кривизны от 22 до 45 см (напряженность поля 14.3 кге). Таким образом, эксперимент отбирал протоны с энергиями примерно до 20 Мэв и соответственно ниже для других изотопов водорода. В табл. 19 приводятся полученные в [35] результаты.

Этот же метод применил Дейч [36] для анализа легких продуктов реакций, идущих на ядрах Be, Al, Ni, Ag, Au, U под действием α -частиц с энергией 375 Мэв, дейтронов — энергии 178 Мэв и протонов — энергии 332 Мэв. В отличие от работы [35] Дейч измерял выходы под разными углами к пучку. В табл. 20 показаны полученные им результаты для реакций на Be при бомбардировке α -частицами.

Относительный выход легких частиц в опытах Баркаса и Тирена [35], %

Изотоп	Ве	С
H_1^1	27.5	28.6
H_1^2	11.7	8.9
H_1^3	11.8	5.1
He_2^3	10.7	9.1
He_2^4	33.5	40.2

Относительный выход легких частиц в реакции α (375 Мэв) + Ве [36]

Изотоп	Угол		
	0°	45°	135°
H_1^1	13.67	8.8	2.95
H_1^2	4.3	2.27	0.77
H_1^3	2.61	2.41	0.57
He_2^3	4.43	2.55	0.62
He_2^4	24.42	16.14	2.49

К сожалению, малая статистика и ограничения, связанные с величиной магнитного поля, не позволили автору [36] получить определенные результаты об относительном составе изотопов водорода и гелия, образующихся при расщеплении тяжелых ядер. Измеренный автором [36] выход тяжелых изотопов для ядер-мишени с большим Z оказывается существенно заниженным. Это связано с наличием большого потенциального барьера у тяжелых ядер и ограниченной возможностью в этом опыте регистрации быстрых частиц.

Изучению однозарядных частиц, испускаемых ядрами фотоэмульсии под действием протонов энергии 120 Мэв, была посвящена работа [37]. В этой работе было найдено, что число дейтронов с энергией в интервале 10—60 Мэв составляет около 25% числа протонов. Энергетический спектр дейтронов, снятый в [37], показан на рис. 59, где построена также теоретическая кривая, рассчитанная Бельтраметти и Томазина [38] для процесса подхвата с учетом парных корреляций нуклонов в ядре.

Вылет дейтронов в процессах прямого взаимодействия нуклонов с ядрами изучался также и методом счетчиков [39]. В табл. 21 помещены результаты этих измерений дейтронов с энергией свыше 50 Мэв в реакциях с протонами энергии 96 Мэв. В табл. 21 приводятся также сечения, рассчитанные в работе [40] по модели косвенного подхвата. Согласие расчета и эксперимента удовлетворительное для легких ядер. Авторы [40] склонны рассматривать некоторое расхождение для тяжелых ядер как следствие избытка нейтронов в поверхностном слое ядер, не учитываемого в их расчете.

Бракнер и Поуэлл [41] в камере Вильсона, облучаемой нейтронами энергии 90 Мэв, наблюдали вылет дейтронов и тритонов из углерода. По их данным, сечение образования протонов с энергией в интервале 32—107 Мэв и углах 0—24° составляет 10.3 мбарн, дейтронов (энергии 25 ÷ 124 Мэв) — 7.4 мбарн, тритонов (энергии 56 ÷ 95 Мэв) — 1.2 мбарн. В работе [42] получено, что при бомбардировке ядер С нейтронами с энергией 90 Мэв сечение образования дейтронов с энергией свыше

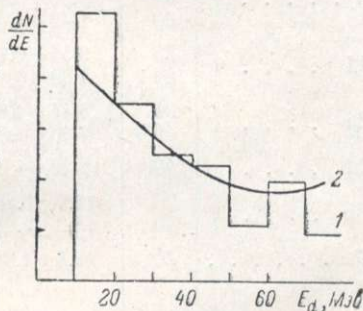


Рис. 59. Энергетические спектры дейтронов, испускаемых из ядер фотоэмульсии под действием протонов с энергией 120 Мэв.

1 — экспериментальные данные [37]; 2 — расчет [38].

27 Мэв равно 52 мбарн, выход ядер трития составляет около 4 мбарн, протонов с энергией > 20 Мэв — 90 мбарн.

Имеется ряд работ, выполненных методом радиохимического анализа, в которых изучался выход ядер трития при облучении различных ядер быстрыми протонами.

Чтобы сопоставить данные по тритию, полученные методом радиохимического анализа, с выходом ядер H_1^1 , следует обратиться к работам по исследованию ядерных расщеплений, выполненных с помощью ядерных эмульсий. В этих работах, как правило (об исключениях было сказано в начале этого параграфа), измеряется общее число всех однозарядных частиц в расщеплении (звезде). Однако не во всех случаях среднее наблюдаемое число этих частиц, приходящееся на одну звезду,

Таблица 21

Сечение образования дейтронов
протонами энергии 96 Мэв под разными
углами к пучку

Ядро	Угол	Сечение, мбарн/стерад.	
		эксперименты [29]	расчет [40]
C	26°	1.72 ± 0.41	2.5
	40	1.90 ± 0.35	2.5
	60	1.42 ± 0.31	1.8
Al	26	3.54 ± 0.70	4.2
	40	4.69 ± 0.48	4.2
Cu	26	6.44 ± 1.32	6.8
	40	7.86 ± 1.04	7.2
Cd	40	11.22 ± 1.2	10
Pb	26	13.9 ± 2.86	7.0
	40	18.0 ± 2.14	12.0
U	40	16.8 ± 1.68	13.0

непосредственно может дать величину сечения образования ядер водорода. При просмотре облученной быстрыми нуклонами ядерной эмульсии часть случаев неупругого взаимодействия, сопровождающихся вылетом одной или двух заряженных частиц, может быть потеряна и среднее число лучей в звезде будет, таким образом, завышено. Кроме того, возникают трудности в определении природы ядра, на котором произошло данное событие, что также вносит известную ошибку в вычисление сечений, относящихся к определенному элементу. Наконец, имеется некоторая погрешность, особенно при работе с электроночувствительными эмульсиями, связанная с недостаточно уверенной идентификацией следов одно- и двухзарядных частиц.

В табл. 22 приведены сводные данные по среднему числу однозарядных частиц («протоны») и ядер He (α -частицы), найденному в различных исследованиях процесса звездообразования на тяжелых (Ag и Br) ядрах эмульсии. В некоторых случаях указанные в оригинале числа были исправлены с учетом пропуска однолучевых звезд, причем поправка принималась согласно данным работы Бернадини и других [10]. Некоторые авторы не приводили данные в отдельности для протонов и α -частиц. В таких случаях средние числа для этих групп частиц вычислялись по известному отношению α/p (числа двухзарядных частиц к числу однозарядных частиц), которое слабо меняется с изменением энергии бомбардирующего нуклона и равно примерно 0.3 для группы тяжелых ядер и около 1 — для легких. Чтобы вычислить сечения образования ядер H и He, необходимо знать величину сечения неупругого взаимодействия нуклона определенной энергии. Эти данные взяты согласно расчетам Метрополиса и других [28].

На рис. 60 показаны полученные таким образом выходы ядер H и He из ядер Ag и Br в диапазоне энергий налетающих нуклонов 50—1000 Мэв.

Полученные методом радиохимического анализа данные по выходу трития при бомбардировке ядер протонами высоких энергий собраны в табл. 23. Принимая, что выходы трития из ядер Mg и Fe и тяжелых ядер

Среднее число заряженных частиц при расщеплении ядер Ag, Br

Энергия протона, Мэв	p	α	Среднее число лучей	Литература	Энергия протона, Мэв	p	α	Среднее число лучей	Литература
45	1.21	0.34	1.55	[52]	400	2.9	1.1	4.0	[17]
68	1.17	0.33	1.50		460	2.7	0.8	3.5	[44]
94	1.37	0.38	1.75		460	2.85	0.65	3.5	[11]
122	1.68	0.47	2.15		660	3.43	1.0	4.43	
130	1.6	0.5	2.1	[53]	660	3.0	1.1	4.1	[13]
140	1.74	0.65	2.39	[11]	950	3.3	1.06	4.36	[54]
300	2.2	0.6	2.8	[17]	1000	3.45	1.0	4.45	[31]
380	2.6	0.7	3.3	[10]					

эмульсии близки друг к другу, мы можем сопоставить данные по H и He . При энергии протонов 150 Мэв относительный выход $\gamma = \frac{N_1^3}{N_{1, 2, 3}}$ составляет около 0.5%; при энергии 500 Мэв $\gamma = 1.5\%$ и при энергии 1 Бэв $\gamma \approx 10\%$. Если считать, что средняя энергия возбуждения ядер, бомбардируемых протонами указанных энергий, составляет соответственно 50, 100 и 200 Мэв, то, согласно теории испарения Ле Кутера [50], величина γ равна соответственно 3, 15, 27%. Расчет Достровского и других [51] дает несколько другие значения γ : 0, 4, 6%. Последний результат кажется весьма близким к экспериментальному. Однако нужно учесть, что среди протонов, вылетающих из ядер, имеется значительная доля протонов, связанных с каскадным процессом. Приняв это во внимание и используя данные Метрополиса [28] по расчету каскада, мы получим, что среднее число однозарядных частиц испарения меняется в указанных случаях менее значительно (примерно от 1 до 2), чем выход ядер трития. Если ввести поправку в величину γ на каскадные протоны и принять, что все наблюдаемые ядра H_1^3 относятся к испарительному процессу, то мы приходим к противоречию с действительностью, заключающейся в том, что экспериментальное значение γ превышает расчетное по модели чистого испарения. Это означает, что некоторая доля ядер H_1^3 образуется на первой стадии процесса расщепления ядра.

Относительно содержания легкого изотопа He^3 среди двухзарядных частиц имеются очень ограниченные сведения. По оценке, сделанной Римским-Корсаковым [55] путем измерения длин просветов в треках двухзарядных частиц в фотоэмульсии, около 20% этих частиц относятся к He_2^3 для случаев расщеплений ядер Ag и Br протонами энергии 930 Мэв. Эта оценка не противоречит результатам работ [56] и [57]. Методом масс-

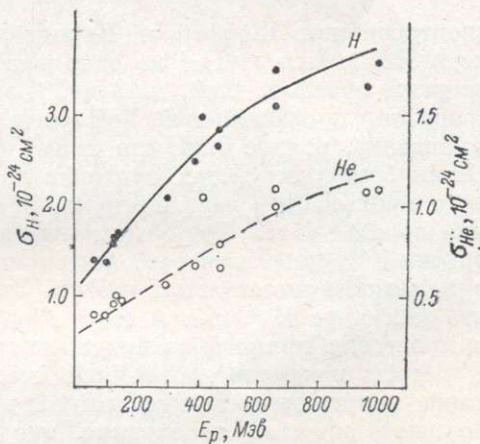


Рис. 60. Сечения образования ядер H и He при облучении ядер Ag и Br протонами. Точки построены по данным табл. 22.

Сечение образования трития

Ядро-мишень	Энергия протонов, Мэв	Сечение, мбарн	Литература	Ядро-мишень	Энергия протонов, Мэв	Сечение, мбарн	Литература
Al . . .	120	16 ± 5	[43]	Fe . . .	135	6.4 ± 1.2	[45]
	200	18 ± 6			150	6.1 ± 1.1	[46]
	300	25 ± 7			160	7.2	[45]
	450	24 ± 7			177	6.6 ± 1.2	[46]
	500	37 ± 11			450	28 ± 5	[49]
	550	33 ± 10			1000	60	[48]
	600	44 ± 13			2050	53 ± 8	[46]
	660	46 ± 14	2200		62 ± 7	[46]	
	700	30	[58]	3000	100		
Mg . . .	300	19 ± 6	[43]	Pb . . .	6200	130	
	450	30 ± 9			120	17 ± 5	
	550	26 ± 8			300	73 ± 22	
	660	43 ± 13			450	91 ± 27	[43]
Fe . . .	50	4.2	[45]		550	87 ± 26	
	75	4.3 ± 0.8			600	157 ± 47	
	93	5.0 ± 1.0			660	186 ± 56	
	100	4.8 ± 0.9			Th . . .	135	19.5 ± 0.5

спектроскопии Шеффер и Церингер [56] получили, что отношение выхода He^3 к выходу He^4 из ядер железа составляет 0.09, 0.10 и 0.18 при энергии протонов 0.16, 0.43 и 3 Бэв. Результат анализа железных метеоритов, произведенный Гофманом и Ниром [57], дает более высокое отношение, равное 0.28, что может быть связано с более высокими энергиями бомбардирующих протонов во втором случае. Расчет испарительного процесса [51] дает ничтожный выход He^3 при энергиях возбуждения до 200 Мэв. Тот факт, что выход He^3 оказывается выше, чем трития [58], указывает на подчиненную роль потенциального барьера в механизме вылета этих частиц. Это может служить указанием на то, что как ядра H_1^3 , так и He_2^3 образуются в значительной своей части в процессах прямого взаимодействия.

Чтобы получить дальнейшие сведения о механизме процесса, в котором испускаются легкие частицы при взаимодействии с ядром нуклона большой энергии, необходимо проанализировать угловое и энергетическое распределения этих частиц. Энергетический спектр протонов и α -частиц снимался в многочисленных работах, выполненных с помощью фотоэмульсий. Для удобства все следы заряженных частиц в звездах разделяются на группы по их виду: 1) «черные» следы (лучи) — треки однозарядных частиц с ионизацией (плотностью зерен) большей, чем $(6 \div 6.5) g_{\min}$ (g_{\min} — ионизация релятивистской частицы с зарядом e), такие следы образуют протоны с энергией меньше 30—40 Мэв и α -частицы; 2) «серые» следы соответствуют однозарядным частицам с плотностью зерен в диапазоне $(6 \div 1.5) g_{\min}$; 3) «тонкие» следы с плотностью зерен, меньшей $1.5 g_{\min}$, соответствующие протонам с энергией свыше 300 Мэв.

Энергетический спектр частиц, дающих «черные» следы, является сложным, включающим в себя спектр каскадных частиц и частиц, которые вылетели из ядра при его охлаждении. Обычно энергия частиц, относящихся к этой группе, определяется по длине их следа в эмульсии с последующим введением в снятый спектр геометрической поправки на частицы, не останавливающиеся в фотослое.

Наиболее важной особенностью энергетического спектра заряженных частиц небольших энергий является положение нижней границы спектра. В § 4 главы 3 подробно обсуждался вопрос о различных причинах, которые могут вызвать появление «подбарьерных» частиц при расщеплении ядер, и нет необходимости вновь обращаться к нему. Вторая особенность спектра заключается в том, что положение максимума не меняется с изменением энергии падающих частиц, а также с энергией возбуждения испаряющегося ядра. Эти особенности наиболее отчетливо проявляются у α -частиц. На рис. 61—64 показаны энергетические спектры α -частиц, снятые по наблюдениям в эмульсии звезд с различным числом «черных» лучей. Эти звезды образованы на ядрах Ag и Вг протонами энергии 660 Мэв [19].

Поскольку среднее число частиц, испускаемых ядром, является возрастающей функцией начальной энергии возбуждения этого ядра, то,

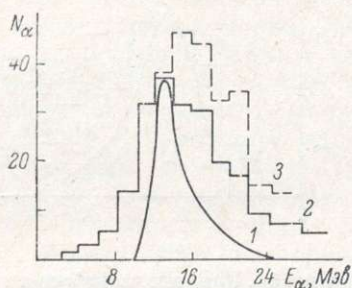


Рис. 61. Энергетический спектр α -частиц при расщеплении ядер Ag, Вг протонами с энергией 660 Мэв. Начальная энергия возбуждения ядер около 50 Мэв [19].

1 — расчет по [15] при нормировке по максимуму; 2 — α -частицы испускаются в заднюю полусферу; 3 — α -частицы испускаются в переднюю полусферу.

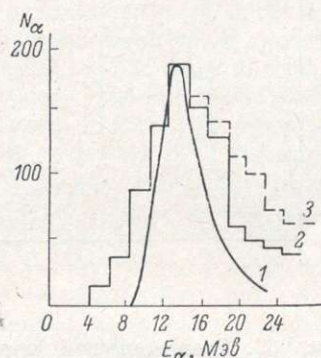


Рис. 62. Энергетический спектр α -частиц, испускаемых ядрами Ag, Вг при начальной энергии возбуждения около 100 Мэв [19].

Обозначения те же, что и на рис. 61.

следовательно, спектры α -частиц, показанные на рис. 61—64, относятся к ядрам с различным возбуждением. В главе 3 уже говорилось о том, что такое постоянство положения максимума отмечено и в реакциях при низких энергиях [59] и при энергии 1—3 Бэв [60]. Из работы [19] следует также, что энергетическое распределение частиц зависит от направления их вылета относительно бомбардирующего пучка. На рис. 61—64 линией 2 представлен энергетический спектр α -частиц, испущенных в переднюю полусферу относительно этого направления. Расширение спектра в сторону больших энергий, характерное в последнем случае, не может быть объяснено эффектом переносной скорости ядра, связанной с передачей импульса первичным протоном. Авторы [19] объясняют этот избыток энергичных частиц, направленных вперед, вкладом каскадного процесса.

С другой стороны, Бакер и другие [60], исследуя спектры α -частиц в звездах, образованных протонами энергии 1—3 Бэв, заключили, что изменение формы энергетического распределения α -частиц связано лишь с кинематическим эффектом испарения частицы из движущегося ядра. Подобное заключение авторы [60] сделали на основе предположения, что ядро до момента эмиссии частицы двигалось со скоростью примерно

0.02 с в направлении, которое задано видимым треком ядра отдачи. Энергетическое распределение α -частиц в этой системе оказалось близким к расчетному по теории испарения [61]. Наблюдаемый угол между частицей и ядром-отдачи будет меньше угла в системе их центра масс, причем это различие будет более существенным для α -частиц больших энергий.

Наблюдения звезд в фотоэмульсии, содержащих следы α -частиц с энергией свыше 30 Мэв, показывают, что угол между следом этой частицы и треком ядра отдачи приближается к $150-180^\circ$. В этом случае, согласно модели, развитой в [60], энергия α -частиц должна была бы быть меньше рассчитанной по теории испарения. Фактически же оказывается, что вклад последнего процесса весьма мал. Несомненно, что влияние скорости возбужденного ядра, испускающего частицу, будет существенным

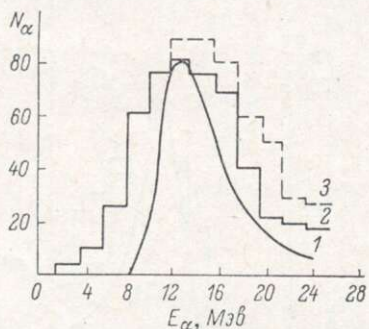


Рис. 63. Энергетический спектр α -частиц, испускаемых ядрами Ag, Vg при начальной энергии возбуждения около 150 Мэв [19].

Обозначения те же, что и на рис. 61.

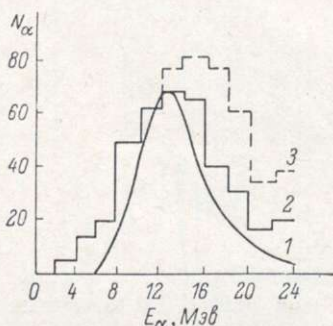


Рис. 64. Энергетический спектр α -частиц, испускаемых ядрами Ag, Vg при начальной энергии возбуждения около 200 Мэв [19].

Обозначения те же, что и на рис. 61.

для α -частиц небольших энергий. Опыт показывает [19, 60], что имеется значительная корреляция между α -частицами энергии до 10 Мэв и ядром-отдачи. Необходимо, вероятно, отделить путем систематического анализа и более точных наблюдений эффект отдачи при испарении из ядра частицы от влияния переносной скорости этого ядра для того, чтобы более уверенно можно было судить о соответствии результатов эксперимента расчетным данным по каскадно-испарительной модели.

Энергетическое распределение нейтронов с энергией свыше 100 Мэв, испускаемых ядрами под действием протонов высоких энергий, изучалось в ряде работ, см., например [61-64]. Нейтроны таких больших энергий образуются при немногочисленных одиночных соударениях первичного протона с нуклонами ядра. Их энергетический спектр имеет характерный максимум в области энергии, близкой к начальной энергии пучка. Этот максимум особенно хорошо выражен для легких ядер-мишеней, так как в них вторичные акты рассеяния маловероятны. В работе [64] отмечено появление второго максимума в энергетическом распределении нейтронов, который обусловлен процессами мезообразования. Энергетический спектр нейтронов меньших энергий измерялся в работе [15], а также Гроссом [65]. Число нейтронов монотонно падает с увеличением энергии нейтрона. Отсюда следует, что нейтроны небольших энергий, испущенные в ядерно-каскадном процессе, не отличаются сколь-либо заметным образом от нейтронов испарения. Среднее число нейтронов, испускаемых различными ядрами при бомбардир-

Среднее число нейтронов [66]

Ядро-мишень	Средняя энергия протонов, Мэв				
	300	415	560	690	820
Sn	4.8±1	5.0±1	5.8±1.7	6.1±1.5	9.4±2.8
W	4.7±0.8	10.5±2.8	9.0±2.3	11.9±2.2	14.0±4.3
Pb	7.1±0.8	9.7±1.3	8.7±1.2	9.6±1.3	14.2±2.5
U	9.8±0.8	13.9±1.3	13.3±1.3	12.9±1.5	17.6±3.0

ровке их космическими лучами [66], приведено в табл. 24 (см. также табл. 16).

Угловое распределение легких частиц, вылетающих из ядер под действием нуклонов больших энергий, характеризуется направленностью вперед. Эта анизотропия связана несомненно с каскадным процессом. Опыт в соответствии с теорией показывает, что угловая анизотропия более резко выражена у быстрых частиц («серых» и «тонких» лучей в звездах). Так, например, по данным Бернадини и других [10], число «серых» лучей вперед в звездах, образованных на ядрах эмульсии протонами энергии 380 Мэв, составляет около 90%, а для «черных» следов — 63%. При энергии 660 Мэв соответствующие числа равны 80 и 56%. С увеличением энергии бомбардирующего нуклона растет разветвленность каскада, следовательно, вторичные каскадные частицы будут слабее коррелировать с начальным направлением, задаваемым падающим нуклоном, и менее направленными будут лучи в звезде. С этой точки зрения понятно, почему угловая анизотропия более заметна при расщеплениях легких ядер [67].

§ 4. ИЗОТОПНЫЙ И ИЗОБАРНЫЙ СОСТАВ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ В РЕАКЦИЯХ РАСЩЕПЛЕНИЯ

Прежде чем перейти к рассмотрению распределений продуктов ядерного расщепления по массам, мы должны остановиться на экспериментальных результатах по относительным сечениям образования различных изотопов и изобар, так как эти данные положены в основу массовой кривой, требующей для своего построения оценок выхода неизмеряемых продуктов расщепления, потому что в опыте обычно невозможно измерить непосредственно независимые выходы для всех продуктов.

В табл. 25 приведены экспериментальные данные по относительным выходам нескольких групп изобар, образующихся при расщеплении ядер среднего атомного веса частицами разных энергий. При сопоставлении результатов, полученных в разных лабораториях, необходимо иметь в виду большие ошибки в определении сечений, которые позволяют отклонения в пределах коэффициента 2 для указанных отношений. При рассмотрении данных таблицы можно заметить три характерные особенности выходов изобар.

1. Существует большая преимущественность образования одного из двух изобар, даже в случае соседних изобар. Это особенно ярко выражено для четных массовых чисел (48, 52, 56).

2. Относительные выходы изобар почти не зависят от ядра-мишени в области средних массовых чисел.

3. Относительные выходы изобар из данной мишени оказываются удивительно нечувствительными к энергии падающих частиц, несмотря на

Относительные выходы изобар в реакциях расщепления на ядра среднего атомного веса

Таблица 25

Реакция расщепления	$\frac{\text{Cu}^{61}}{\text{Co}^{61}}$	$\frac{\text{Ni}^{50}}{\text{Co}^{50}}$	$\frac{\text{Co}^{55}}{\text{Fe}^{55}}$	$\frac{\text{Fe}^{52}}{\text{Mn}^{52}}$	$\frac{\text{Mn}^{51}}{\text{Cr}^{51}}$	$\frac{\text{Cr}^{49}}{\text{V}^{49}}$	$\frac{\text{Cr}^{48}}{\text{V}^{48}}$	$\frac{\text{V}^{47}}{\text{Sc}^{47}}$	$\frac{\text{Sc}^{47}}{\text{Ca}^{47}}$	$\frac{\text{Ti}^{45}}{\text{Ca}^{45}}$
V + p, 170 МэВ [68]	—	—	—	—	—	—	0.09	0.6	—	4.9
Mn + p, 170 » [68]	—	—	—	0.015	—	—	0.05	1.1	—	4.5
Co + p, 170 » [68]	—	—	—	0.015	—	—	0.03	1.2	—	—
Fe + p, 340 » [69]	—	—	—	0.05	0.10	0.32	0.08	2.9	—	6.6
Co + p, 370 » [70]	—	—	0.14	0.02	0.15	0.27	—	—	—	5.3
Cu + p, 340 » [71]	4.8	—	0.20	0.02	0.20	—	—	—	82	6.2
Cu + p, 680 » [72]	3.2	—	—	0.03	—	—	—	—	45	5.7
Cu + p, 980 » [73]	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
Cu + p, 2200 » [74]	1.8	—	0.12	0.04	0.07	0.16	0.05	0.8	35	2.3
Cu + p, 5700 » [75]	2.8	<0.01	0.11	0.02	0.16	0.21	0.02	1.0	35	2.75
Zn + p, 340 » [76]	—	—	—	0.02	0.13	—	0.04	—	—	4.2
As + p, 380 » [77]	—	0.0004	0.11	0.01	0.06	0.28	0.04	1.9	—	2.5
Ag + p, 480 » [78]	2.4	—	—	~0.15	—	—	—	—	>4	—
Cu + d, 190 » [79]	10.5	—	—	0.04	—	—	—	—	—	—
Cu + n, 370 » [79]	4.0	—	—	0.03	—	—	—	—	—	—

Таблица 26

Относительные выходы изобар в реакциях расщепления тяжелых ядер

Реакция расщепления	$\frac{\text{U}^{232}}{\text{Pa}^{232}}$	$\frac{\text{U}^{229}}{\text{Pa}^{229}}$	$\frac{\text{Pa}^{234}}{\text{Th}^{234}}$	$\frac{\text{Pa}^{233}}{\text{Th}^{233}}$	$\frac{\text{Pa}^{227}}{\text{Th}^{227}}$	$\frac{\text{Th}^{226}}{\text{Ac}^{226}}$	$\frac{\text{Th}^{225}}{\text{Ac}^{225}}$	$\text{U}^{229}/\text{Pa}^{229}/\text{Th}^{229}/\text{Ac}^{229}$ σ, мбарн
U + p, 340 МэВ [80]	0.34	0.024	—	—	—	—	—	0.038/1.7/—/—
U + p, 680 » [81]	0.72	0.01	4.4	2.5	0.17	1.53	0.94	0.024/1.0/2.7/1.1
U + p, 1800 » [81]	0.73	0.017	0.6	1.1	0.11	1.43	1.14	0.017/0.52/2.6/0.9
U + p, 3000 » [81]	—	—	1.9	—	0.09	—	—	—/0.64/—/—
U + p, 6200 » [81]	—	—	—	1.4	0.07	—	—	—/0.6/2.5/—
Th + p, 680 » [81]	—	—	—	—	0.17	2.5	2.4	—/0.8/25/5.3
					0.15	1.2	0.8	—/0.6/—/8.0

сильное изменение абсолютных сечений образования рассматриваемых изобар (почти на два порядка для Ti^{45}). Наибольшее сечение образования имеют изобары, расположенные вблизи области стабильности.

Для тяжелых ядер-мишеней соответствующих данных по относительным выходам изобар имеется в настоящее время немного (табл. 26).

В отличие от приведенных выше данных для ядер среднего атомного веса можно заметить более широкие распределения в относительных выходах изобар и отчетливое смещение наиболее вероятного изобара в нейтроно-дефицитную область.

Имеется несколько примеров, когда могли быть измерены сечения образования более чем двух изобар с данным значением A в реакциях расщепления. В этом случае может быть подмечена общая форма кривой выхода изобар. Для нечетных массовых чисел продуктов реакций расщепления с Z по крайней мере на 1 и с A на 3 или 4 единицы меньшими, чем Z и A мишени, обычно наиболее вероятный заряд для данного массового числа продукта на единицу больше или равен наиболее вероятному заряду для стабильных ядер (в зависимости от энергии падающих частиц). Кривая выхода изобар затем быстро падает с коэффициентом от 3 до 10 для соседних нечетных массовых чисел с обеих сторон от наиболее вероятного ядра-продукта. Ядра-продукты с четными массовыми числами подчиняются несколько иной зависимости: главная часть изобарного выхода делится в основном между двумя соседними изобарами, один из которых является стабильным, а другой — с атомным номером на единицу больше. Затем происходит быстрое падение выхода с увеличением Z . Относительно характера изобарной кривой со стороны меньших Z экспериментальных данных мало.

Нужно помнить, что это описание является приближенным и дает лишь самые общие закономерности в выходах изобар. В действительности же могут наблюдаться различного рода нерегулярности в сечениях образования изобар вследствие действия таких факторов, как например плотность уровней образующихся ядер-продуктов и их угловые моменты.

Рассмотрение изотонных продуктов реакций расщепления при различных энергиях падающих частиц от сотен миллионов до нескольких миллиардов электроновольт и для различных ядер-мишеней также показывает преимущество образования одного из изотопов, если отвлечься от тонких эффектов, обусловленных такими факторами, как: четностью или магичностью чисел нуклонов, значением ядерного момента, влияние которых будет рассмотрено далее. При этом сечение образования остальных изотопов тем меньше, чем дальше мы отходим от этого преимущественного изотопа. В качестве примера в табл. 27 приведены сечения образования нескольких изотопов одного элемента, образующегося в реакции расщепления для различных энергий и ядер-мишеней. Указанная особенность в образовании изотонных ядер-продуктов хорошо заметна для всех приведенных реакций.

Можно проследить еще одну зависимость сечений образования продуктов расщепления: характер изменения сечений ядер-продуктов с одинаковым изотопическим числом I ($I=N-Z=A-2Z$) от их атомного веса или номера. Оказывается, что для разных ядер-мишеней и различных энергий падающих частиц сечения образования ядер с одним изотопическим числом изменяются плавно, хотя соответствующие кривые не обязательно подобны. Различный ход данных кривых объясняется тем, что каждая линия с постоянным I соответствует различному пути вдоль поверхности выходов: некоторые будут проходить по ее краям, а некоторые — пересекать ее длину. На рис. 65 приведены некоторые из зависимостей сечений образования ядер-продуктов с одинаковыми изотопическими числами в реакциях расщепления на ядрах меди при энергии 660 [83] и 5700 Мэв [75] и на ядрах серебра при энергии протонов 480 Мэв [78]. Во всех случаях

могут быть проведены некоторые плавные кривые для различных изотопических чисел.

Все эти наблюдения по относительным выходам изобарных и изотопных ядер-продуктов и продуктов с равным изотопическим числом приводят к выводу, что сечения образования отдельных ядер-продуктов в определен-

Таблица 27

Сечения образования различных изотопов среди продуктов реакций расщепления, мбарн

Ag + p, 340 МэВ [⁸²]						Fe + p, 340 МэВ [⁸⁰]					
As		Br		Rb		Sc		Cr		Mn	
A	σ	A	σ	A	σ	A	σ	A	σ	A	σ
70	$6.2 \cdot 10^{-3}$	75	$34 \cdot 10^{-3}$	81	$0.9 \cdot 10^{-3}$	44	2.6	48	0.8	51	4.0
71	$34 \cdot 10^{-3}$	76	$70 \cdot 10^{-3}$	82	$1.3 \cdot 10^{-3}$	46	3.2	49	4.8	52	12.9
72	$40 \cdot 10^{-3}$	77	$33 \cdot 10^{-3}$	83	$1.0 \cdot 10^{-3}$	47	0.8	51	41	54	12
74	$15 \cdot 10^{-3}$	80	$11 \cdot 10^{-3}$	84	$0.34 \cdot 10^{-3}$	48	0.45	—	—	56	0.59
76	$2.2 \cdot 10^{-3}$	82	$6.8 \cdot 10^{-3}$	86	$0.02 \cdot 10^{-3}$	—	—	—	—	—	—

Cu + p, 680 МэВ [⁷²]						Cu + p, 5700 МэВ [⁷³]						
Co		Mn		Sc		Co		Mn		Sc		
A	σ	A	σ	A	σ	A	σ	A	σ	A	σ	
55	3.12	52 _m	2.1	43	} 4.52	55	1.8	51	2.2	43	3.8	
56	7.96	52	6.5	44		56	5.1	52 _m	1.9	44 _m	4.7	
58	27.4	54	10.0	46		1.93	57	24	52	5.2	44	4.6
61	12.0	56	3.59	47		2.85	58	33	54	16	46	7.8
—	—	57	0.43	48		2.0	60	14	56	2.8	47	3.0
						61	5.3	—	—	48	0.38	
										49	< 0.5	

U + p, 680 МэВ [⁸¹]						U + p, 1800 МэВ [⁸¹]					
Pa		Th		Ac		Pa		Th		Ac	
A	σ	A	σ	A	σ	A	σ	A	σ	A	σ
237	13	234	5	228	1.1	237	7.0	234	20	228	0.9
235	17	233	7.5	226	1.5	235	7.5	233	10	226	1.4
234	22	231	3	225	1.6	234	12	228	2.6	225	1.4
233	19	228	2.7	224	2.1	233	11	227	1.8	224	1.5
232	6.5	227	2.3	—	—	232	4.4	226	2.0	—	—
229	4.9	226	2.3	—	—	229	2.4	225	1.6	—	—
228	1.0	225	1.5	—	—	228	0.52	—	—	—	—
227	0.39	—	—	—	—	227	0.2	—	—	—	—

ной области масс в первом приближении не зависят от индивидуальных особенностей как образующихся ядер, так и ядер-мишеней, обнаруживая общую природу их образования. Это обстоятельство позволяет построить систематику продуктов реакций расщепления, которая является основой построения кривых выхода масс.

Для случая расщеплений ядер среднего атомного веса полуэмпирические уравнения, связывающие сечения образования определенного ядра-продукта с его A и Z, были развиты в работах Рудстама [⁸⁴, ⁸⁵] и Барра [⁷⁵].

На основании анализа экспериментальных данных можно предположить, что сечения образования изотопов и изобар подчиняются гауссовскому распределению, т. е. параболы в полулогарифмических координатах:

$$\lg \sigma = aA^2 + bA + c, \quad (\text{III. 1})$$

$$\ln \sigma = a_1 Z^2 + b_1 Z + c_1, \quad (\text{III. 2})$$

где σ — независимое сечение образования данного ядра-продукта; A и Z — массовое число и заряд; a, b, c и a_1, b_1, c_1 — константы, определяемые из экспериментальных данных.

Определяя параметры a, b и c по трем экспериментальным значениям сечений образования изобар или изотопов, можно затем подсчитать сечение образования других ядер-продуктов с данным A или Z .

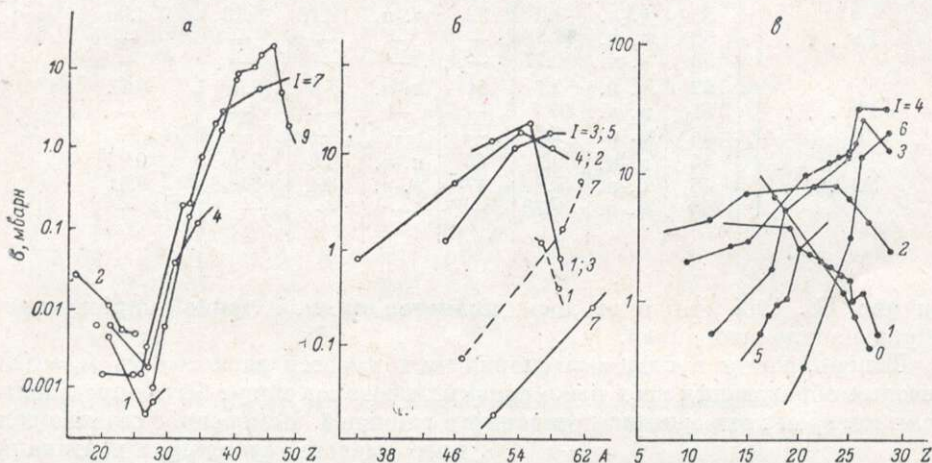


Рис. 65. Распределение выходов ядер-продуктов с одинаковым изотопическим числом в реакциях расщепления.

a — $\text{Ag} + p$, 480 Мэв [78]; b — $\text{Cu} + p$, 660 Мэв [82]; c — $\text{Cu} + p$, 5700 Мэв [76].

В работе Барра подобное определение параметров a, b и c и сравнение расчетных значений сечений было проведено для ядер-продуктов четырех возможных типов: нечетно-нечетных, нечетно-четных, четно-нечетных и четно-четных по числу протонов и нейтронов в ядре. В табл. 28 приведены данные для проверки справедливости предположения о параболическом распределении выходов изотопов.

Результаты сравнения расчетных и экспериментальных данных действительно подтверждают параболический характер кривой распределения сечений образования различных изотопов данного элемента. Кроме того, обнаруживается, что нет сильных аномалий в сечениях образования изотопов различного типа, как это и следует из уравнения (III.1).

Параметр a в уравнении (III.1), являющийся мерой ширины параболы, остается существенно постоянным для всех четырех элементов ($-0.121, -0.150, -0.137, -0.154$ для $\text{Co}, \text{Fe}, \text{Mn}, \text{Sc}$ соответственно). Таким образом, ширина распределения сечений образования изотопов, по-видимому, одна и та же, по крайней мере в области $Z=21 \div 28$. Если подсчитать величину $-\frac{b}{2a}$ то она будет представлять собой массовое число ядра-продукта в пике параболы и соответствовать наиболее вероятному A для данного Z . Эта величина $A_0 = -\frac{b}{2a}$ вычерчена как функция Z

Экспериментальные и расчетные сечения образования различных изотопов при расщеплении меди протонами 5,7 Бэв [75]

Экспериментальные данные, подставляемые в уравнение (III, 1)				Предсказываемый выход изотопов			Сравнение	
элемент	A	тип	σ , мбарн	A	тип	$\sigma_{\text{расч.}}$, мбарн	измеренное сечение σ , мбарн	отношение $\sigma_{\text{расч.}}/\sigma_{\text{изм.}}$
Co . . .	55	н.-ч.	1.8	56	н.-н.	8.7	5.1	1.7
	57	н.-ч.	24	58	н.-н.	38	33	1.15
	61	н.-ч.	5.3	60	н.-н.	18	14	1.29
Fe . . .	53	ч.-н.	1.3	52	ч.-ч.	0.13	0.13	1.00
	55	ч.-н.	17	—	—	—	—	—
	59	ч.-н.	0.77	—	—	—	—	—
Mn . . .	52	н.-н.	7.1	51	н.-ч.	1.8	2.2	0.82
	54	н.-н.	16	—	—	—	—	—
	56	н.-н.	2.8	—	—	—	—	—
Sc . . .	44	н.-н.	9.3	43	н.-ч.	3.5	3.8	0.92
	46	н.-н.	7.8	47	н.-ч.	2.4	3.0	0.81
	48	н.-н.	0.38	—	—	—	—	—

на рис. 66. Она, как оказалось, является прямой линией, проходящей через начало координат.

Теперь, когда в нашем распоряжении имеется зависимость $A_0=f(Z)$, сечения образования всех неизмеряемых изотопов могут быть определены, если измерен хоть один изотоп данного элемента. Измеренное сечение данного изотопа фиксирует вертикальную шкалу параболы, расположение максимума которой определяется из рис. 66. Процедура измерений сечений может совершаться графически. Полученные сечения затем могут быть проконтролированы посредством графиков, приведенных на рис. 65, т. е. зависимостей сечений образования ядер-продуктов с одинаковым изотопическим числом, которые должны удовлетворять требованию гладкости. Как было показано в работе Барра [75], подобная процедура определения неизмеряемых сечений оказывается законной в области $Z=12 \div 28$ в случае расщепления

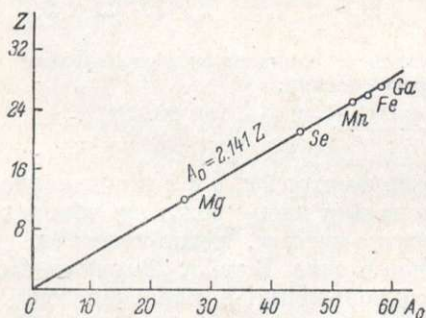


Рис. 66. Зависимость наиболее вероятного A от Z продукта при расщеплении ядер меди протонами с энергией 5700 Мэв [22].

ядер меди ($Z=29$). Ядра-продукты Cu и Ni , близкие к ядру-мишени, не могут быть полностью описаны данной систематикой благодаря наличию некоторых специфических реакций, зависящих от особенностей ядра-мишени [реакции типа (p, pn) , $(p, p\alpha^+)$ и т. п.]. Этим реакциям будет посвящено специальное рассмотрение.

Точно так же интерполяционный метод не может быть прямо применен для ядер-продуктов с $Z < 11$ по двум основным причинам: 1) низкая плотность уровней в легких ядрах неизбежно приводит к влиянию индивидуальной структуры уровней на сечение образования данного изотопа; 2) определенная часть легких ядер образуется посредством механизма, отличного

от механизма образования большинства ядер-продуктов. Реакции, приводящие к образованию легких ядер, будут рассмотрены в главе 10.

Совершенно аналогичным образом можно показать справедливость параболического распределения изобар, уравнение (III.2). Важно отметить, что параметр ширины $a' = a$, а функция наиболее вероятного заряда Z_0 от атомного веса A , построенная из значений $-\frac{b'}{2a'}$, также изображается прямой линией, проходящей через начало координат. Эта зависимость наиболее вероятного заряда Z_0 от массового числа образующихся ядер-продуктов оказывается одинаковой для ядер среднего атомного веса в широкой области энергий падающих частиц (от 60 до 5700 Мэв). На рис. 67 показана функция $Z_0 = f(A)$ для реакций расщепления $\text{As} + p$, 187 Мэв [84] и $\text{Cu} + p$, 5700 Мэв [75].

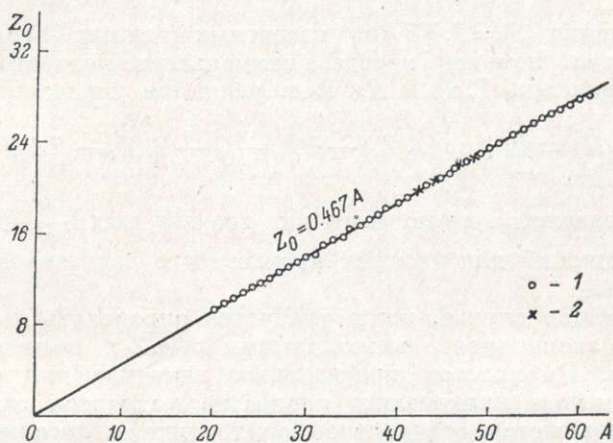


Рис. 67. Зависимость наиболее вероятного Z от A продукта в реакциях расщепления $\text{Cu} + p$, 5700 Мэв (1) и $\text{As} + p$, 187 Мэв (2).

Таким образом, обнаруживаются некоторые общие закономерности в распределениях ядер-продуктов в реакциях расщепления. Указанные выше особенности сечений образования изотопов и изобар позволили в свое время Рудстаму [85] выразить зависимость сечений образования изотопов с массовым числом A и атомным номером Z следующим простым уравнением с четырьмя параметрами:

$$\sigma(A, Z) = \exp[PA - Q - R(Z - SA)^2], \quad (\text{III. 3})$$

где $\sigma(A, Z)$ — сечение образования изотопа с массовым числом A и зарядом Z ; P, Q, R, S — постоянные величины для реакций расщеплений, происходящих при облучении данной мишени частицами определенной энергии.

Эти четыре параметра имеют следующий смысл. Параметр S характеризует наклон линейной зависимости $Z_0 = f(A)$, показанной на рис. 67. Для ядер среднего атомного веса $S = 0.467$. Параметр P характеризует крутизну подъема (или средний угловой коэффициент) зависимости $\ln \sigma(A) = -j(A)$, т. е. кривой распределения ядер-продуктов по массам. Параметр R характеризует крутизну парабол, представляющих зависимость выхода изобар от заряда Z . Параметр Q является нормирующим множителем, фиксирующим шкалу абсолютных значений сечений образования ядер-продуктов.

Применение формулы (III.3) дает возможность описать сечения образования продуктов реакций расщепления ядер среднего атомного веса при различных энергиях падающих частиц с замечательной степенью точности. Реакции расщепления для различных ядер-мишеней и разных энергий бомбардирующих частиц (или как принято говорить различные группы реакций расщепления) будут, таким образом, характеризоваться четырьмя параметрами. Поэтому легко сравнивать различные группы реакций расщепления путем исследования изменений этих параметров при изменении ядер-мишеней, типа и энергии бомбардирующих частиц. Параметры в формуле (III.3) для некоторой группы реакций расщепления находятся по экспериментально определенным независимым сечениям образования некоторого числа ядер-продуктов:

$$\ln \sigma(A_i Z_i) = PA_i - Q - R(Z_i - SA_i)^2.$$

Для значения $S = 0.467$ из известных данных $\ln \sigma(A_i Z_i)$, A_i и $(Z_i - SA_i)^2$ при помощи метода наименьших квадратов находятся наилучшие значения P , Q и R , т. е. решается уравнение

$$F(P, Q, R) = \sum_{i=1}^n [\ln \sigma(A_i Z_i) - PA_i - Q - R(Z_i - SA_i)^2]^2 = \min,$$

требующее равенства нулю частных производных $\frac{\partial F}{\partial P}$, $\frac{\partial F}{\partial Q}$ и $\frac{\partial F}{\partial R}$. Решение уравнений для частных производных дает значения параметров P , Q и R .

В более общем случае, когда требуется определить и сам параметр S из тех же экспериментальных данных $\sigma(A_i Z_i)$, поступают следующим образом. Выбирается произвольное значение для параметра S , при помощи метода наименьших квадратов находятся значения P , Q и R и подсчитывается стандартное отклонение ϵ логарифма сечений. Затем путем испытаний различных значений S находится ϵ_{\min} . Соответствующие этому случаю P , Q , R и S дают наилучшую формулу (III.3) для сечений образования ядер-продуктов. Значение ϵ_{\min} будет характеризовать степень приближения, с которой формула отображает истинную зависимость $\sigma(A_i Z_i) = f(A_i Z_i)$, среднее отношение между экспериментальными и вычисленными значениями сечений будет характеризоваться коэффициентом $e^{\pm \epsilon}$.

В табл. 29 приведены результаты расчетов [68, 75, 83] параметров P , Q , R и S для различных групп реакций расщепления. Здесь во всех случаях формула дает сечения в миллибарнах, за исключением реакций $(\text{Cu} + p, 49 \text{ Мэв})$, $(\text{Cu} + p, 340 \text{ Мэв})$; $(\text{Cu} + d, 190 \text{ Мэв})$ и $(\text{Cu} + \alpha, 380 \text{ Мэв})$, где взяты сечения образования относительно Cu^{61} , и реакции $(\text{As} + d, 190 \text{ Мэв})$, где сечения определялись относительно As^{72} . Как видно из приведенных в таблице значений e^ϵ , формула Рудстама очень хорошо описывает экспериментально найденные распределения ядер-продуктов. В большинстве случаев формула дает сечения, отличающиеся от экспериментальных на коэффициент меньше двух, что является очень хорошим совпадением, если учесть, что абсолютные величины сечений изменяются часто более чем на три порядка, кроме того, точность экспериментальных определений сечений иногда довольно низка (погрешности $> 50\%$).

Можно наглядно показать, в какой степени расчетные величины $\sigma(A_i Z_i)$ согласуются с экспериментальными, если записать уравнение (III.3) в виде

$$\ln \sigma(A, Z) - PA + Q = -R(Z - SA)^2.$$

Как можно видеть, экспериментальные значения $(\ln \sigma - PA + Q)$ должны лежать на параболе. Эти экспериментальные значения с P и Q , взятыми

Значения параметров в формуле Рудстама для различных групп реакций расщепления

Группа реакций расщепления	Число использованных сечений	P	Q	R	S	σ^2	Литература
V + p, 170 Мэв	23	0.327 ± 0.012	11.82 ± 0.44	1.78 ± 0.10	0.465 ± 0.0005	1.42	}
Mn + p, 170 »	18	0.294 ± 0.023	11.23 ± 1.04	1.60 ± 0.13	0.469 ± 0.0009	1.65	
Co + p, 170 »	17	0.353 ± 0.020	14.06 ± 0.95	1.97 ± 0.15	0.470 ± 0.0007	1.48	
As + p, 49 »	15	1.109 ± 0.093	73.48 ± 6.40	1.34 ± 0.11	0.460 ± 0.0029	2.30	
As + p, 103 »	20	0.461 ± 0.048	28.70 ± 3.21	1.35 ± 0.09	0.459 ± 0.0012	1.89	
As + p, 170 »	22	0.338 ± 0.033	22.90 ± 2.13	1.13 ± 0.08	0.460 ± 0.0013	1.96	
V + p, 60 »	11	0.780 ± 0.077	32.80 ± 3.36	1.85 ± 0.22	0.471 ± 0.0020	2.03	}
V + p, 100 »	12	0.489 ± 0.032	19.39 ± 1.11	1.49 ± 0.12	0.469 ± 0.0012	1.45	
V + p, 175 »	14	0.343 ± 0.037	12.92 ± 1.48	1.63 ± 0.23	0.467 ± 0.0017	1.82	
V + p, 240 »	16	0.250 ± 0.040	8.50 ± 1.58	1.38 ± 0.27	0.467 ± 0.0022	2.36	
Fe + p, 340 »	21	0.253 ± 0.018	9.98 ± 0.77	1.37 ± 0.11	0.472	1.59	[69]
Co + p, 370 »	24	0.232 ± 0.024	8.96 ± 1.03	1.28 ± 0.17	0.468	2.06	[70]
Cu + p, 49 »	10	0.956 ± 0.119	57.84 ± 6.80	1.41 ± 0.21	0.472	1.94	[87]
Cu + p, 340 »	26	0.256 ± 0.016	14.44 ± 0.82	1.41 ± 0.13	0.468	1.81	[71]
Cu + p, 680 »	32	0.209 ± 0.059	8.54 ± 1.25	1.40 ± 0.22	0.466	2.89	[72]
Cu + p, 2200 »	33	0.072 ± 0.015	1.36 ± 0.71	1.22 ± 0.13	0.466	1.87	[74]
Cu + d, 190 »	18	0.311 ± 0.026	18.55 ± 1.25	1.10 ± 0.25	0.465	2.09	}
Cu + d, 380 »	10	0.236 ± 0.036	15.04 ± 1.88	0.81 ± 0.32	0.468	1.81	
Cu + n, 400 »	13	0.350 ± 0.067	17.11 ± 3.70	1.21 ± 0.37	0.466	2.62	[79]
Zn + p, 340 »	22	0.239 ± 0.022	10.41 ± 1.07	1.45 ± 0.15	0.469	1.97	[76]
As + d, 190 »	17	0.348 ± 0.054	24.86 ± 3.40	0.68 ± 0.17	0.463	3.13	[88]
Cu ⁶³ + p, 660 »	12	0.15	5.3	1.9	0.467	—	}
Cu ⁶⁵ + p, 660 »	13	0.15	4.9	1.4	0.467	—	
Cu + p, 5700 »	44	0.0528	-0.0168	1.47	0.467	1.65	[75]

из табл. 29, нанесены на рис. 68 в зависимости от $(Z-SA)$ для двух групп реакций расщепления. На этом же рисунке показаны расчетные параболы $y = -R(Z-SA)^2$. Видно хорошее согласие расчета и эксперимента (кружки).

Представляет интерес рассмотреть зависимость параметров P , R и S от природы ядер-мишеней, типа и энергии бомбардирующих частиц.

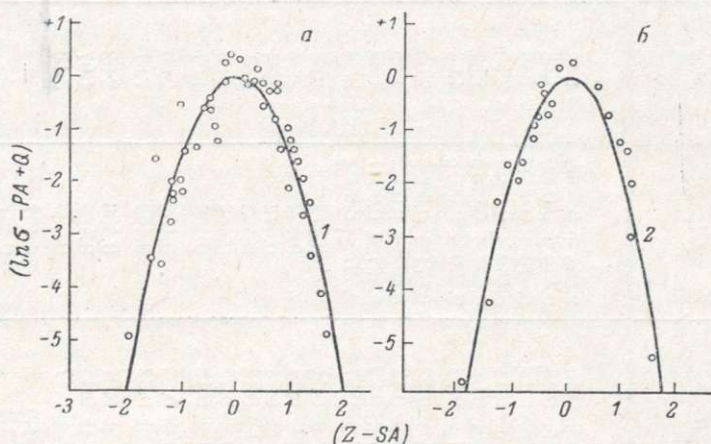


Рис. 68. Распределение выходов изобар среди продуктов ядерного расщепления:

a — $\text{Cu} + p$, 5700 Мэв [72]; b — $\text{V} + p$, 470 Мэв [48]; 1 — расчетная парабола $y = -1.47 (Z - 0.467 A)^2$; 2 — расчетная парабола $y = -1.78 (Z - 0.465 A)^2$.

Параметр P оказывается независимым от атомного веса мишени, по крайней мере в области масс 52—77 при данной энергии падающих частиц, и, по-видимому, от типа бомбардирующих частиц (n , p , d , α). Но в то же время параметр P существенно зависит от энергии бомбардирующей частицы.

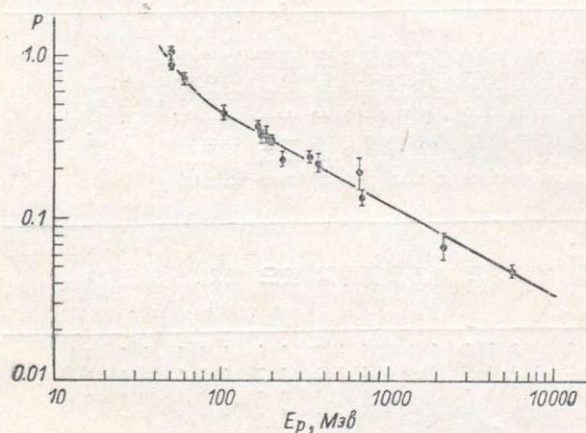


Рис. 69. Зависимость параметра P от энергии бомбардирующих частиц.

На рис. 69 показана зависимость параметра P от энергии частиц, причем сюда включены данные по реакциям расщепления V , Co , Cu , As протонами, дейтронами и α -частицами. Уменьшение параметра P соответствует расплыванию кривой выхода масс продуктов реакций расщепления с увеличением энергии падающих частиц. Как было показано Ютландовым [83], зависимость $P = f(E)$ может быть использована для определения энергий частиц, вызывающих расщепления, путем изучения

спектра масс продуктов реакций расщепления (исследование спектра энергий космического излучения, действовавшего на метеориты). Параметр R , как это следует из рассмотрения табл. 29, по-видимому, не зависит от энергии частиц и от массового числа мишени (можно допустить только слабое уменьшение с увеличением A , не более 20%). Среднее

значение R для приведенных групп реакций расщепления равно 1.48 со стандартным отклонением 0.58 единиц ядерного заряда. Это значение представляет ширину распределения сечений образования изобар в исследованной области масс.

Параметр S , как уже упоминалось, является почти постоянной величиной независимо от энергии частиц и массы ядра-мишени. В работе Рудстама [68] проведено исследование поведения величины $S - \frac{Z_0}{A_0}$, которая может служить мерой преимущественности эмиссии нейтронов в реакциях расщепления, поскольку эта величина, по экспериментальным данным, является положительной. В соответствии с ожидаемым поведением величины $S - \frac{Z_0}{A_0}$ она уменьшается с увеличением энергии падающих частиц и несколько увеличивается с увеличением Z мишени, отражая тот факт, что кулоновский барьер ядра играет относительно более важную роль при малых энергиях возбуждения и больших Z мишени, препятствуя испусканию заряженных частиц.

Успех формулы Рудстама в описании сечений образования продуктов реакций расщепления на ядрах среднего атомного веса позволяет искать закономерности аналогичного вида и для реакций расщепления на тяжелых ядрах. Изучение экспериментальных данных показывает, что параметры P и S являются функциями от A , если рассматривать широкую область массовых чисел, поэтому применение формулы (III.3) не является более законным. В работе Гровера [89] для описания продуктов расщепления Та протонами с энергией 5.7 Бэв были сделаны следующие предположения.

1. Независимые сечения образования продуктов реакции расщепления подчиняются следующему уравнению рудстамовского типа:

$$\sigma(A, Z) = K \sigma_A(A) \exp \{-R [Z - S(A) A]^2\}, \quad (\text{III.4})$$

где K — такое число, что может быть написано равенство

$$\sum_{Z=-\infty}^{+\infty} K e^{-R[Z - S(A) A]^2} = 1.$$

2. Параметр R не зависит от A ; немногочисленные экспериментальные данные не противоречат этому предположению.

3. K также не зависит от A . Это естественное допущение, так как K изменяется примерно, как $\sqrt{\frac{1}{R}}$.

4. $S(A)$ и $\sigma_A(A)$ предполагаются гладкими функциями от A . Это предположение законно, пока в образовании продуктов реакций расщепления на конечном этапе испарение нуклонов играет определяющую роль.

Кроме того, поскольку большинство измеряемых ядер-продуктов с $A > 80$ располагалось в концах радиоактивных цепочек, т. е. измерялся кумулятивный выход цепочки, а не независимые сечения образования, то необходимо было интегрировать уравнение (III.4).

Анализ экспериментальных данных показал, что около 85% измеренных сечений в области массовых чисел 72 ÷ 153 могут быть воспроизведены формулой (III.4). Значение R оказалось равным 0.55. Для массовых чисел ядер-продуктов 32 ÷ 67 значение R оказалось равным 0.93. При этом было замечено, что кривая выходов изобар, по-видимому, не совсем гауссовской формы, скошенная в сторону нейтронно-избыточных изотопов. Полученные значения R соответствуют гораздо более широким распределениям сечений образования изобар, чем в случае ядер-мишеней среднего атомного веса.

Значение параметра S , равное примерно 0.46 в области массовых чисел 32—67, уменьшается в области массовых чисел 72—153 и при $A \approx 150$ оказывается равным 0.43, свидетельствуя тем самым, что максимум в распределении выходов изобар смещается в нейтронно-дефицитную сторону от стабильности.

§ 5. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МАСС ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ РАСЩЕПЛЕНИЯ

Использование описанных выше закономерностей в сечениях образования ядер-продуктов с различными Z и A позволяет строить кривые выхода масс продуктов ядерного расщепления. Рассмотрим распределения масс продуктов реакций расщепления при различных энергиях падающих частиц и для различных ядер-мишеней.

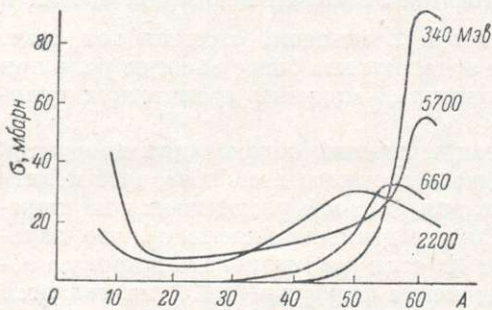


Рис. 70. Кривые выхода масс продуктов расщепления меди при различных энергиях протонов.

Ядра среднего атомного веса. Наиболее широко в этой области массовых чисел ядер-мишеней изучались реакции расщепления на ядрах меди [71, 72, 74, 83, 90—92]. На рис. 70 показаны кривые выхода масс продуктов при расщеплении ядер меди протонами различных энергий. Как хорошо видно из данного рисунка, в реакциях расщепления образуется больше

число изотопов различных элементов в широкой области массовых чисел, причем эта область увеличивается с ростом энергии бомбардирующих частиц. Массовые числа большинства наблюдаемых ядер-продуктов близки к массовому числу ядра-мишени. Это соответствует тому, что наиболее вероятными оказываются реакции, требующие энергии возбуждения, много меньшей максимально возможной. Эти экспериментальные факты хорошо согласуются с расчетами процесса расщепления ядер меди, выполненными по каскадно-испарительной модели [28]. На рис. 71 показаны расчетные (при энергиях $E_p = 0.36$ и 1.8 Бэв) и экспериментальные (при энергиях $E_p = 0.34$ и 2.2 Бэв) распределения масс продуктов расщепления меди протонами. Согласие между теорией и экспериментом достаточно хорошее. Наибольшие расхождения теории с экспериментом оказываются в области самых легких ядер-продуктов ($A < 20$), возможно благодаря существованию другого механизма образования ядер-продуктов в этой области масс. Расхождение расчетов по каскадно-испарительной модели с экспериментальными данными проявляется также при очень большой энергии падающих частиц. Кривая выхода масс при расщеплении меди протонами с энергией 5.7 Бэв сильно отличается от расчетной кривой при энергии

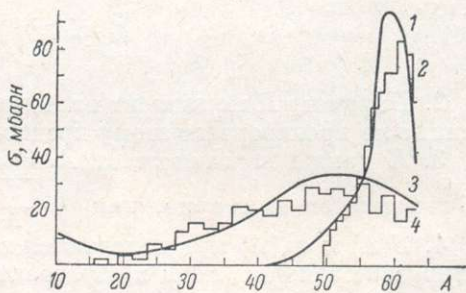


Рис. 71. Сравнение расчетных и экспериментальных распределений масс продуктов расщепления ядер Cu.

1 — экспериментальные данные при $E_p = 340$ Мэв [71]; 2 — расчет при $E_p = 360$ Мэв [28]; 3 — экспериментальные данные при $E_p = 2.2$ Бэв [74]; 4 — расчет при $E_p = 1.8$ Бэв [28].

2.2 Бэв, показанной на рис. 71, и можно ожидать еще большего различия, если подобный расчет провести для энергии протонов 5.7 Бэв. Эксперимент обнаруживает высокий выход ядер-продуктов вблизи ядра-мишени, что не объясняется расчетами по существующей теории [28]. Однако можно думать, что введение в расчетную модель такого фактора, как наличие диффузной области в ядре, и изменение некоторых деталей расчета улучшат совпадение расчетных данных с экспериментом.

Тяжелые ядра. Для тяжелых элементов интерполяционный метод оценки сечений образования стабильных и долгоживущих продуктов ядерного расщепления более надежен, так как их вклад относительно невелик. Это благодаря тому, что при расщеплении тяжелых ядер распределение выходов изобар имеет максимум в нейтроно-дефицитной стороне от линии стабильности. Как пример кривых массового выхода продуктов реакций расщепления рассмотрим результаты изучения взаимодействия протонов с ядрами висмута и свинца. На рис. 72 показаны кривые зависимости $\sigma(A)$ при различных энергиях протонов.

Характерной особенностью распределений ядер-продуктов при расщеплении тяжелых ядер является наличие продуктов реакции деления, дающих симметричный пик около массы, равной половине массы исходного ядра. В данной главе мы не будем рассматривать этой области ядер-продуктов, так как процессу деления посвящена отдельная глава. С ростом энергии падающих частиц, как хорошо видно из рис. 72, продукты реакции глубокого отщепления занимают все более и более широкую область массовых чисел, пока, наконец, не смыкаются полностью с областью масс продуктов реакции деления. Отсутствие делительного пика при энергии протонов 3 Бэв (рис. 72) отнюдь не означает, что процесс деления не происходит, а свидетельствует о том, что сечения образования ядер-продуктов от процесса расщепления становятся той же величиной, что и сечения продуктов процесса деления.

В случае расщеплений ядер свинца и висмута образование ядер-продуктов в области массовых чисел $A \geq 140$, по-видимому, полностью связано процессу расщепления ядер, т. е. каскадно-испарительному механизму. Увеличение выхода ядер-продуктов в этой области масс с увеличением энергии падающих частиц связано с увеличением средней передаваемой ядру энергии. Становятся вероятными реакции расщепления с испусканием такого большого числа нуклонов, как 60—70 нуклонов или эквивалентного числа других частиц (H^2 , H^3 , He^4). При таких больших энергиях возбуждения уже нельзя, конечно, говорить о четком разделении реакции на две стадии (выбивание и испарение). Возможно, кроме того, в данном случае допустить наличие других механизмов расщепления ядра.

В области малых и средних энергий возбуждения использование каскадно-испарительной модели вполне законно, и это доказывается удовлетворительным совпадением расчетных распределений ядер-продуктов по массам с экспериментальными. На рис. 73 в качестве примера показано экспе-

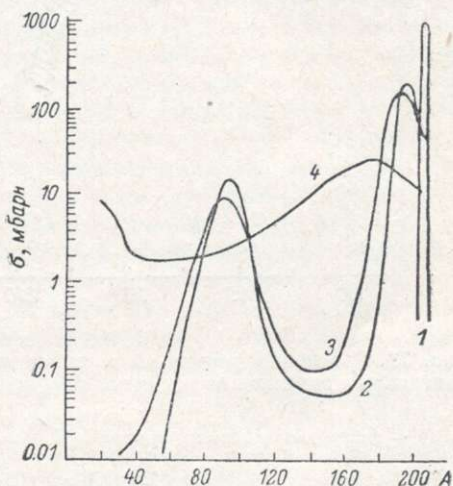


Рис. 72. Распределение ядер-продуктов расщепления ядер Bi (1, 2, 3) и Pb (4).

1 — $E_p=40$ Мэв [96]; 2 — $E_p=480$ Мэв [72]
3 — $E_p=660$ Мэв [93]; 4 — $E_p=3$ Бэв [94]

риментальное распределение продуктов реакции расщепления ($\text{Bi} + p$, 380 Мэв) [95] и вычисленное на основе расчетов по методу Монте-Карло [28] и по теории испарения [97]. Расчеты относятся к энергии протонов 450 Мэв, что, по-видимому, ответственно за некоторое расхождение между экспериментальными и вычислительными значениями в области меньших A .

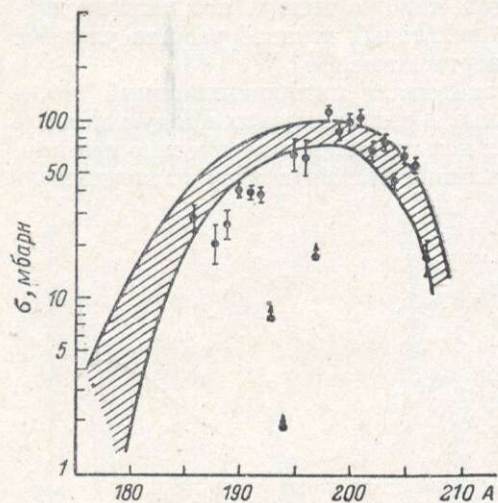


Рис. 73. Сравнение расчетных и экспериментальных данных при расщеплении висмута протонами.

Точки — экспериментальные данные [95], затрихованная область — расчет по [28, 31].

и Карнахана [101], отношение сечений продуктов в делительном пике к сечениям продуктов в области массовых чисел 180–200 остается около 15. При энергии протонов 340 и 480 Мэв это отношение составляет $3 \cdot 10^3$ и $1.3 \cdot 10^3$ соответственно [102, 103].

§ 6. ТОНКАЯ СТРУКТУРА ВЫХОДОВ ЯДЕР-ПРОДУКТОВ РЕАКЦИЙ РАСЩЕПЛЕНИЯ

В предыдущих параграфах мы не рассматривали вопроса о влиянии структуры ядра-продукта на сечение его образования в реакции расщепления. Влияние это невелико, как показывает все предыдущее рассмотрение, но тем не менее оно крайне интересно, так как обнаруживает, что и при больших энергиях взаимодействия проявляется структура ядер, которая, следовательно, должна будет учитываться более совершенной теорией ядерных реакций при высоких энергиях частиц.

Первый фактор, который может оказывать влияние на сечение образования ядра-продукта — это плотность уровней. Чем больше плотность уровней ядра, тем больше должно быть сечение его образования при прочих равных условиях. Это приводит к выводу, что сечения образования нечетно-нечетных изотопов, имеющих наибольшую плотность уровней, должны быть больше сечений образования четно-четных и четно-нечетных изотопов.

Второй фактор, который будет действовать в противоположном направлении, — это энергия отделения последнего нуклона в процессе испускания частиц ядром-остатком. Если, согласно Паппасу [104], предположить, что все энергии возбуждения (меньше примерно 15 Мэв) конечного ядра-продукта равновероятны, то сечение образования данного ядра будет про-

порциональным энергии отделения последнего нейтрона (или протона) при равных прочих условиях. Это будет означать, что четно-четные изотопы, имеющие наибольшие энергии отделения, будут иметь большие сечения образования, чем нечетно-четные (или четно-нечетные), и эти последние больше, чем нечетно-нечетные изотопы. Таким образом, большая плотность уровней в нечетно-нечетных изотопах, дающая им большую вероятность образоваться в реакции расщепления, компенсируется более низкой стабильностью этих изотопов по отношению к испусканию нуклонов.

По-видимому, влиянием этого последнего фактора можно объяснить результаты, полученные Рудстамом [68] и Барром [75]. В последней работе отмечается, что выходы нечетно-четных изотопов примерно на 20% выше, чем выходы соседних нечетно-нечетных изотопов, в противоположность ожиданиям из относительной плотности уровней.

Однако в целом ряде работ были получены данные, свидетельствующие о важности первого фактора, т. е. плотности уровней ядра-продукта. Из экспериментальных данных, приведенных в табл. 25, видна большая разница в сечениях образования двух соседних изобар: нечетно-нечетного Mn^{52} и четно-четного Fe^{52} . Отношение сечений образования $Mn^{52} : Fe^{52}$ является величиной около 30 для большинства изученных реакций расщепления. Аналогичная ситуация и для пары изобар V^{48} и Cr^{48} . В то же время сечения образования двух аналогичных (четно-нечетного и нечетно-четного) изобар более близки друг к другу.

Укажем еще одну причину, которая может влиять на относительный выход продуктов ядерного расщепления, а именно: угловой момент образующегося изотопа. Как хорошо известно, при низких энергиях падающих частиц главной причиной, определяющей относительный выход двух изомеров, являются спины начального ядра и получающихся изомеров. Предпочтительнее будет образовываться изомер со спином, более близким к спину начального ядра. При высоких энергиях частиц полный угловой момент остаточных ядер, образующихся после ядерно-каскадного процесса, распределен в широкой области значений даже при определенной энергии возбуждения остаточного ядра, причем с повышением энергии, передаваемой ядру в соударении, происходит увеличение средней величины углового момента остаточного ядра. Кроме того, большая величина энергий возбуждения остаточных ядер, приводящая к испарению значительного числа нуклонов перед образованием конечного ядра-продукта, еще больше осложняет вопрос об относительном выходе изомерных пар в реакциях расщепления, поскольку испарение сильно меняет начальное распределение угловых моментов.

В этом случае, естественно, эффект спинового состояния остаточного ядра уже не может проявляться в полной мере или вообще не будет проявляться. Как было предположено в работе [107], отношение выходов изомер в таком случае должно приближаться к пределу, даваемому отношением статистических весов изомерных состояний:

$$\frac{2I_m + 1}{2I_g + 1 + 2I_i + 1},$$

где I_m , I_g и I_i — спины метастабильного, основного и промежуточного состояний.

Рассмотрим те немногочисленные данные, которые имеются в настоящее время, по относительным сечениям образования изомерных пар в реакциях расщепления.

Медоуз, Димонд и Шарп [108], изучая функции возбуждения для образования изомерных пар $Vr^{8,0, 8,0m}$, $Co^{5,8, 5,8m}$ и $Sc^{4,4, 4,4m}$ в реакциях (p, pn), установили, что отношение сечения образования изомера (с высоким значением спина) к сечению образования изотопа в основном состоянии

(σ_m/σ_g) во всех трех случаях очень слабо или почти не зависит от энергии падающих протонов в области от 50 до 100 Мэв. Ни в одном из трех случаев это отношение не имеет тенденции стремиться к пределу, даваемому отношением статистических весов изомерных состояний, как упоминалось выше.

Кроме того, из экспериментальных результатов следует, что нельзя сделать вывода о преимущественном образовании изомеров с высоким значением спина, как можно было бы ожидать из больших возможных значений угловых моментов ядер, образующихся после взаимодействия ядра-мишени с протонами. Если для изомерных пар $\text{Br}^{80, 80m}$ и $\text{Co}^{58, 58m}$ отношение $\sigma_m/\sigma_g > 1$ (1.25 и 1.4 соответственно), то для изомерной пары $\text{Sc}^{44, 44m}$ оно равно примерно 0.42 при энергии протонов 100 Мэв. Описанные результаты могут быть объяснены качественно при предположении низких спиновых состояний остаточных ядер, к которым приводит выбивательный механизм реакций (p , pn) при высоких энергиях протонов. Действительно, можно в этом случае ожидать малых угловых моментов остаточного ядра благодаря квази-свободному рассеянию падающего протона на нуклоне ядра. Если после рассеяния обе частицы соударения (p и n) вылетают из ядра, оставляя его с энергией возбуждения, меньшей энергии связи нуклона (чтобы мог образоваться нужный нам изотоп Br^{80} , Co^{58} или Sc^{44}), то максимальный спин остаточного ядра будет равен сумме двух одночастичных состояний, так как ядра мишени имеют нечетные массовые числа. Другой возможный случай — когда вылетает одна из частиц соударения, оставляя в ядре некоторую энергию возбуждения, достаточную для испарения еще одного нуклона, — приводит к максимальному значению спина остаточного ядра, равному сумме трех одночастичных состояний.

Таким образом, среднее значение спина можно ожидать низким, и, так как имеется только ограниченная область разрешенных энергий возбуждения, распределение спинов будет иметь лишь слабые изменения с энергией падающих частиц.

Другой пример образования изомеров в реакциях расщепления был рассмотрен Рудстамом [68]. Изучая образование изомеров Zn^{69} (со спином 1/2) и Zn^{69m} (со спином 9/2) при расщеплении ядер As протонами, он нашел следующие значения отношения σ_m/σ_g : 2.8 ± 0.2 , 1.3 ± 0.05 , 0.76 ± 0.03 при энергиях протонов 49, 103 и 170 Мэв соответственно. Предполагая, что процесс испарения не может существенно изменить угловой момент ядра, образующегося после каскадного процесса, так как средняя энергия частиц испарения невелика, Рудстам пришел к выводу, что должна существовать корреляция отношения сечений образования изомеров среди ядер-продуктов с расстоянием по A и Z от ядра-мишени. Изомеры, близкие к ядру-мишени, которые могут быть образованы при низких энергиях возбуждения, будут иметь отношение $\sigma_m/\sigma_g < 1$, тогда как изомеры, далекие от ядра-мишени, должны иметь $\sigma_m/\sigma_g > 1$. Для промежуточной области $\sigma_m/\sigma_g \approx 1$, что и наблюдается для изомеров $\text{Zn}^{69, 69m}$ при энергии протонов больше 100 Мэв. Можно найти некоторое подтверждение этой грубой картине распределения отношений σ_m/σ_g из данных других работ. Так, если отношение σ_m/σ_g для изомеров $\text{Sc}^{44, 44m}$ равно примерно единице при образовании в реакциях: $(\text{Co} + p, 370 \text{ Мэв})$ [70]; $(\text{Cu} + p, 480 \text{ Мэв})$ [72] и $(\text{Cu} + p, 5700 \text{ Мэв})$ [73], то отношение σ_m/σ_g для изомеров $\text{Mn}^{52, 52m}$ равно 0.4 [70] и 0.37 [73].

§ 7. ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Под «поверхностными» взаимодействиями принято в настоящее время понимать сравнительно простые ядерные реакции под действием частиц высоких энергий: (p , n), (p , pn), (p , $2p$) — и некоторые другие с образова-

Сечения реакций (p, pn)

Ядро-мишень	$E_p, \text{БэВ}$	$\sigma, \text{мбарн}$	Ядро-мишень	$E_p, \text{БэВ}$	$\sigma, \text{мбарн}$	Ядро-мишень	$E_p, \text{БэВ}$	$\sigma, \text{мбарн}$
N ¹⁴	0.4	5.2 [109]	Mn ⁵⁵	6.2	44 [113]	Mo ¹⁰⁰ *	1.3	71 [110]
	0.6	4.7 [109]	Ni ⁵⁸	0.4	49 [110]		1.6	73 [110]
	0.72	4.2 [109]		3.0	38 [110]		1.9	71 [110]
	2.0	5.1 [109]	Cu ⁶³	0.4	70 [117]		2.2	73 [110]
	3.0	4 [110]		3.0	66 [117]		2.6	78 [110]
	4.1	5.6 [109]		5.7	46 [75]		2.9	73 [110]
5.7	7.3 [111]	0.28		69 [110]	3.0	72 [110]		
6.2	4.8 [109]	0.38	75 [110]	In ¹¹⁵ **	4.1	57 [114]		
O ¹⁶	0.42	30.7 [112]	0.4		71 [110]	6.2	63 [114]	
	0.522	40 [112]	0.6	51 [110]	0.25	80.6 [116]		
	0.648	30.5 [112]	0.8	60 [110]	0.5	63.3 [116]		
	0.835	38.7 [112]	Cu ⁶⁵	1.0	56 [110]	0.72	54.6 [116]	
	0.98	37.4 [112]		1.3	59 [110]	I ¹²⁷	1.0	68.0 [116]
	5.7	33 [111]		1.6	62 [110]		2.0	59.3 [116]
F ¹⁹	0.28	28 [110]		2.2	62 [110]		4.0	60.6 [116]
	0.38	27 [110]	2.6	54 [110]	6.2		46.0 [116]	
	0.4	26 [110]	2.9	61 [110]	Ce ¹⁴²	0.4	86 [117]	
	0.6	27 [110]	3.0	68 [110]		1.0	31 [117]	
	0.8	25 [110]	5.7	71 [75]		3.0	24 [117]	
	Fe ⁵⁴	1.0	22 [110]	Zn ⁶⁴	0.4	68 [110]	Ta ¹⁸¹ ***	0.28
1.2		23 [110]	3.0		68 [110]	0.38		57.5 [110]
1.4		24 [110]	Mo ¹⁰⁰ *	0.28	79 [110]	0.4		46 [110]
1.6		24 [110]		0.38	65 [110]	1.0		36 [110]
2.2		27 [110]		0.40	54 [110]	1.9		29 [110]
3.0		28 [110]		0.6	81 [110]	2.2		42 [110]
5.7	19 [111]	0.8	60 [110]	2.6	46 [110]			
Na ²⁴	5.7	31 [111]	1.0	67 [110]	3.0	47 [110]		
Fe ⁵⁴	0.4	46 [110]			5.7	46 [89]		
	3.0	45 [110]						

Примечание. * — включает вклад от реакции Mo¹⁰⁰ ($p, 2p$), ** — только сечение изомера In^{115m}, *** — только сечение изомера Ta^{181m}.

нием мезонов, которые мы здесь рассматривать не будем. Увеличивающийся интерес к реакциям поверхностного взаимодействия объясняется возможностью проверять с помощью этих реакций различные предположения и детали расчета теории реакций расщепления.

Реакции поверхностного взаимодействия изучались как на легких, так и на тяжелых ядрах-мишенях. Характерной особенностью этих реакций является сравнительно большое сечение (несколько процентов от полного неупругого сечения взаимодействия частицы с ядром) и исключительно малая зависимость его от энергии падающих частиц в области от нескольких сот до нескольких тысяч миллионов электроновольт.

В табл. 30 приведены сечения реакций (p, pn) на различных ядрах при разной энергии падающих частиц. В таблицу не включены данные по хорошо изученной реакции C¹² (p, pn) C¹¹, так как они уже приводились (табл. 15 и рис. 30). Как можно видеть из приведенных в таблице данных, сечения реакций (p, pn) в области легких ядер испытывают сильные вариации при переходе от одного ядра к другому. В области ядер среднего атомного веса и тяжелых ядер таких изменений уже не наблюдается, за исключением узкой массовой области $54 \leq A \leq 65$, где сечения реакций (p, pn) для одной группы ядер Cu⁶³, Cu⁶⁵, Zn⁶⁴ неожиданно гораздо больше (примерно на 45%), чем для ядер Fe⁵⁴ и Ni⁵⁸.

Для объяснения реакций (p, pn) чаще всего пользуются предположением чисто выбивательного механизма, который может осуществляться двумя возможными путями.

1. Падающий протон сталкивается с нейтроном ядра, и оба вылетают из ядра без дальнейших взаимодействий. В этом случае необходимо, чтобы данный нейтрон не был сильно связан в ядре, чтобы его удаление не приводило к возбуждению, достаточному для удаления еще одного нуклона.

Таблица 31

Корреляция $\sigma(p, pn)$ для легких ядер с энергией отделения наиболее слабо связанных частиц ($E_p = 0.4$ Бэв)

Ядро-мишень	Реакция распада ядра-продукта	Энергия отделения, Мэв	$\sigma(p, pn)$ мбарн
N ¹⁴	N ¹³ → C ¹² + H ¹	1.95	6
F ¹⁹	F ¹⁸ → N ¹⁴ + He ⁴	4.41	25
O ¹⁶	O ¹⁵ → N ¹⁴ + H ¹	7.45	31
C ¹²	C ¹¹ → Be ⁷ + He ⁴	7.55	33

2. В результате взаимодействия падающего протона с ядром почти вся возможная кинетическая энергия уносится одним нуклоном (протоном или нейтроном). Оставшаяся в ядре энергия возбуждения (не больше 10—20 Мэв) идет на испарение одного дополнительного нуклона.

Безусловно, при энергиях падающих протонов выше порога мезонообразования становятся возможными такие реакции, как ($p, 2p\pi^-$), ($p, pn\pi^0$), ($p, pn\pi^+\pi^-$) и т. п., которые могут образовывать те же продукты,

что и реакция (p, pn). Приводит к тому же ядру-продукту и реакция (p, d), которая, однако, весьма маловероятна при высокой энергии частиц. Сечение реакции подхвата падает с ростом энергии частиц примерно как $1/E^6$ [118].

Сравнение результатов, приведенных в табл. 30, с расчетами Метрополиса и других [28] показывает плохое согласие между ними как по величине сечения реакций (p, pn), так и по зависимости сечений от энергии протонов. Расчеты дают более низкие сечения, которые к тому же значительно уменьшаются с энергией падающих частиц. Как указывалось в главе 2, данное расхождение, по-видимому, обусловлено недостатками использованной в расчете [28] модели ядра. Кроме того, с ростом энергии частиц значительную роль начинают играть реакции с образованием мезонов.

В работах [110, 112, 119] было предположено, что величины сечений реакций (p, pn) могут коррелировать с энергиями отделения наиболее легко связанных частиц в ядрах-продуктах и с оболочечной структурой. Из табл. 31, взятой из работы [110], хорошо заметен первый из предположенных эффектов.

Сечение образования N¹³, у которого уже первый возбужденный уровень неустойчив по отношению к испусканию протона, оказывается самым низким.

Бениоф [113] развил точку зрения влияния оболочечной структуры ядра-мишени на сечение реакций (p, pn). Он предположил, что, поскольку энергия возбуждения ядра-продукта не должна превышать вполне определенной величины в каждом конкретном случае, существует ограниченное число нейтронов в ядре-мишени, столкновение с которыми падающего протона допустимо для получения реакции (p, pn). Это число нейтронов

Таблица 32

Корреляция $\sigma(p, pn)$ с числом разрешенных с точки зрения реакции (p, pn) нейтронов

Ядро-мишень	$\sigma(p, pn)$, мбарн	Число разрешенных нейтронов	$\sigma_i = \frac{\sigma(p, pn)}{N}$, мбарн
C ¹²	29 ± 3	4	7.2 ± 0.8
N ¹⁴	7.3 ± 0.7	1	7.3 ± 0.7
O ¹⁶	33 ± 5	6	5.5 ± 0.8
F ¹⁸	19 ± 2	2	10 ± 1
Na ²³	31 ± 5	4	8 ± 1

в каждом случае определяется оболочечной структурой ядра-мишени: разрешенными с точки зрения реакции (p, pn) будут только те оболочки, удаление нейтронов из которых не приводит к возбуждению остаточного ядра, достаточному для испускания дополнительного нуклона.

В табл. 32 показана корреляция сечения реакции (p, pn) с числом разрешенных нейтронов. Из таблицы видно, что сечения, отнесенные к одному разрешенному нейтрону, более близки друг к другу для различных ядер, чем полные сечения $\sigma(p, pn)$. Расчеты, проведенные Бениофом на основе выбивательного механизма реакции (p, pn) с учетом диффузной границы ядер и оболочечных эффектов, дают удовлетворительное согласие с экспериментом по всей области массовых чисел мишени.

Основное положение выбивательного механизма реакций (p, pn) о том, что падающий протон непосредственно взаимодействует только с одним нейтроном ядра, подтверждается рассмотрением сечений реакций ($p, 2n$). Эта последняя реакция не может произойти непосредственно, как реакция (p, pn):

$$p + \overline{|n|} = p + n,$$

а требует по крайней мере двух ступеней:

$$p + \overline{|n|} = \overline{|p|} + n$$

$$\downarrow$$

$$+ \overline{|n|} = \overline{|p|} + n.$$

Здесь квадрат обозначает, что частица находится внутри ядра. Поэтому реакция ($p, 2n$) должна иметь много меньшее сечение. Опытные данные подтверждают это заключение: отношение сечений $\frac{\sigma(p, pn)}{\sigma(p, 2n)} \gg 1$ во всех случаях.

Сечение реакции ($p, 2p$), которая может происходить в одну ступень, оказывается близким к сечению реакции (p, pn).

Литература

1. H. Hintz, N. Ramsey, Phys. Rev., 88, 19 (1952).
2. G. Friedlander, J. Hudis, J. Miller, Phys. Rev., 99, 263 (1955).
3. Inge-Maria Ladenbauer, Report UCRL-8200 (1958).
4. J. Miskel, M. Perlman, G. Friedlander, J. Miller, Phys. Rev., 98, 1197A (1955).
5. R. Duffield, N. Sugarman, Phys. Rev., 94, 776 (1954).
6. J. B. Harding, S. Lattimore, D. H. Perkins, Proc. Roy. Soc., 196A, 325 (1949); G. Thomson, Proc. Roy. Soc., 196A, 311 (1949).
7. N. Page, Proc. Phys. Soc., 63A, 250 (1950).
8. G. Bernardini, E. T. Booth, S. J. Lindenbaum, Phys. Rev., 88, 1017 (1952).
9. G. C. Morrison, H. Muirhead, W. G. V. Rosser, Phil. Mag., 44, 1326 (1953).
10. G. Bernardini, E. T. Booth, S. J. Lindenbaum, Phys. Rev., 85, 826 (1952).
11. Н. А. Перфилов, В. И. Остроумов, ДАН СССР, 103, 227 (1955); В. И. Остроумов, ЖЭТФ, 32, 3 (1957).
12. V. I. Goldanski, A. E. Ignatenko, A. I. Mukhin, V. S. Penkina, V. A. Shkoda-Ulyanov, Phys. Rev., 109, 1762 (1958).
13. Е. Л. Григорьев, Л. П. Соловьева, ЖЭТФ, 31, 932 (1956).
14. J. B. Harding, Phil. Mag., 42, 63 (1951).
15. D. M. Skyrme, W. S. Williams, Phil. Mag., 42, 1187 (1951).
16. C. Zanger, J. Rosset, Helv. Phys. Acta, 29, 507 (1956).
17. E. Jeannel, J. Rosset, E. Vancher, Helv. Phys. Acta, 30, 484 (1957); Helv. Phys. Acta, 31, 583 (1958).
18. S. Jannelli, F. Mezzanares, Nuovo Cim., 5, 381 (1957).

19. П. А. Ваганов, В. И. Остроумов, ЖЭТФ, **33**, 1131 (1957).
20. N. Sugarman, M. Samros, K. Wielgoz, Phys. Rev., **101**, 388 (1956).
21. В. П. Шамоу, Тр. РИАН, **9**, 45 (1959).
22. В. И. Остроумов, ДАН СССР, **103**, 409 (1955).
23. В. П. Шамоу, Сб. «Физика деления атомных ядер», Атомиздат, М., 129 (1957).
24. Н. Мс. Манус, W. T. Sharp, H. Gellman, Phys. Rev., **93**, 924 (1954).
25. N. T. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev., **107**, 1410 (1957).
26. А. И. Обухов, ЖЭТФ, **35**, 1042 (1958).
27. N. T. Porile, Phys. Rev., **120**, 572 (1960).
28. N. Metropolis, R. Bivins, M. S. Storm, J. M. Miller, G. Friedlander, A. Turkevich, Phys. Rev., **110**, 185, 204 (1958).
29. P. M. Harding, Phil. Mag., **40**, 530 (1949).
30. В. И. Остроумов, ДАН СССР, **103**, 413 (1955).
31. G. Philbert, J. Phys. et Rad., **18**, 75 (1957).
32. П. И. Федотов, ЖЭТФ, **37**, 944 (1959).
33. K. Lanius, Nucl. Phys., **3**, 39 (1957).
34. М. И. Третьякова, ЖЭТФ, **32**, 1280 (1957).
35. W. H. Barkas, H. Tugen, Phys. Rev., **89**, 1 (1953).
36. R. W. Deutsch, Phys. Rev., **97**, 1110 (1955).
37. E. G. Belltrametti, L. Ciuffolotti, G. Tomasini, Nuovo Cim., **18**, 678 (1960).
38. E. G. Belltrametti, G. Tomasini, Nuovo Cim., **18**, 688 (1960).
39. W. Selove, Phys. Rev., **98**, 208 (1955); **101**, 231 (1956).
40. Н. Hagiwara, M. Tanifuji, Progr. Theor. Phys., **18**, 97 (1957).
41. K. A. Brueckner, W. M. Powell, Phys. Rev., **75**, 1274 (1949).
42. J. Hadley, H. York, Phys. Rev., **80**, 345 (1950).
43. В. В. Кузнецов, В. Н. Мехедов, ЖЭТФ, **35**, 587 (1958).
44. M. Lefort, G. Simonoff, X. Tarrago, R. Bourbon, J. Phys. Rad., **20**, 959 (1959).
45. K. Goebel, CERN-58-2, Genève (1958).
46. E. L. Fireman, J. Zähringer, Phys. Rev., **107**, 1695 (1957).
47. O. A. Schaeffer, J. Zähringer, Zeitschr. f. Naturf., **13a**, 346 (1958).
48. E. L. Fireman, Phys. Rev., **97**, 1303 (1955).
49. L. A. Currie, W. F. Libby, R. L. Wolfgang, Phys. Rev., **101**, 1557 (1956).
50. K. J. Le Couteur, Proc. Phys. Soc., **63A**, 259 (1950).
51. I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins, Phys. Rev., **111**, 1659 (1958).
52. P. E. Hodgson, Phil. Mag., **44**, 1113 (1952); **45**, 190 (1954).
53. C. Lees, G. C. Morrison, H. Muirhead, W. G. Rosser, Phil. Mag., **44**, 304 (1953).
54. R. Mc Keague, Proc. Roy. Soc., **236**, 104 (1956).
55. В. И. Остроумов, Р. А. Филоу, ЖЭТФ, **37**, 640 (1959).
56. O. A. Schaeffer, J. Zähringer, Phys. Rev., Lett., **2**, 190 (1959).
57. I. H. Hoffman, A. O. Nier, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **4**, 7 (1959).
58. O. A. Schaeffer, D. F. Fischer, Bull. Amer. Phys. Soc., Ser. II, **4**, 140 (1959).
59. C. V. Fulmer, C. D. Goodman, Phys. Rev., **117**, 1339 (1960).
60. E. W. Baker, S. Katcoff, C. P. Baker, Phys. Rev., **117**, 1352 (1960).
61. B. K. Nelson, G. Guernsey, G. Mott, Phys. Rev., **88**, 1 (1952).
62. W. Goodell, H. Loar, R. Durbin, W. Hakens, Phys. Rev., **89**, 724 (1953).
63. В. П. Джелепов, Ю. М. Казаринов, Б. М. Головин, В. Б. Флягин, В. И. Сатаров, Изв. АН СССР, серия физ., **19**, 573 (1955).
64. В. С. Киселев, В. Б. Флягин, ЖЭТФ, **32**, 962 (1957).
65. E. Gross, UCRL-3334 (1956).
66. M. Bercovitz, H. Carneichael, G. C. Hanna, E. P. Hincks, Phys. Rev., **117**, 412 (1960).
67. Н. А. Перфилов, Ю. И. Серебренников, ЖЭТФ, **40**, 400 (1961).
68. G. Rudstam, Spallation of medium weight elements. Uppsala (1956).
69. G. Rudstam, P. Stevenson, R. Folger, Phys. Rev., **87**, 358 (1952).
70. E. Belmont, J. Miller, Phys. Rev., **95**, 1554 (1954).
71. R. Vatzel, D. Miller, G. Seaborg, Phys. Rev., **84**, 671 (1951).
72. А. П. Виноградов, И. П. Алимарин, В. И. Баранов, А. К. Лаврухина, Т. В. Баранова, Ф. И. Павлоцкая, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания ОХН, Изд. АН СССР, 132 (1955).
73. P. Reasbeck, J. Warren, J. Inorg. Nucl. Chem., **7**, 343 (1958).

74. G. Friedlander, J. Miller, R. Wolfgang, J. Hudis, R. Baker, Phys. Rev., 94, 727 (1954).
75. D. Barr, Report UCRL-3793 (1957).
76. W. Warthington, Report UCRL-1627 (1952).
77. J. Cumming, Report N Y. O.-6141 (1954).
78. Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, Н. И. Борисова, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, Л. В. Чистяков, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, Заседания ОХН, Изд. АН СССР, 178 (1955).
79. L. Marquez, Phys. Rev., 88, 225 (1952).
80. M. Lindner, R. Osborn, Phys. Rev., 103, 378 (1956).
81. B. Pate, A. Poskanzer, Phys. Rev., 123, 647 (1961).
82. K. Kofstad, Report UCRL-2265 (1953).
83. И. А. Ютландов, Автореф. канд. дисс., Изд. ЛГУ (1956).
84. G. Rudstam, Phil. Mag., 44, 1131 (1953).
85. G. Rudstam, Phil. Mag., 46, 344 (1955).
86. G. Heiniger, E. Wiig, Phys. Rev., 101, 1074 (1956).
87. G. Carleson, Acta Chem. Scand., 8, 1697 (1954).
88. H. Hopkins, B. Cunningham, Phys. Rev., 73, 1406 (1948).
89. J. Grover, Report UCRL-3932 (1957).
90. J. Meadows, Phys. Rev., 91, 855 (1953).
91. G. H. Coleman, H. Tewes, Phys. Rev., 99, 288 (1955).
92. А. Н. Мурин, Б. К. Преображенский, И. А. Ютландов, М. А. Якимов, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, Заседания ОХН, изд. АН СССР, 160 (1955).
93. А. В. Калямин, А. Н. Мурин, Б. К. Преображенский, Н. Е. Титов, Атомная энергия, 4, 196 (1958).
94. R. Wolfgang, E. Baker, A. Carretto, J. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev., 103, 394 (1956).
95. E. Hunter, J. Miller, Phys. Rev., 115, 1053 (1959).
96. R. Bell, H. Skarsgard, Can. J. Phys., 34, 745 (1956).
97. I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, R. Bivins, Phys. Rev., 94, 128 (1954).
98. А. К. Лаврухина, Л. Д. Красавина, Ф. И. Павлоцкая, И. М. Гречищева, Атомная энергия, 2, 345 (1957).
99. R. Glass, R. Carr, J. Colble, G. Seaborg, Phys. Rev., 104, 434 (1956).
100. R. Shudde, Report UCRL-3419 (1956).
101. C. Carnahan, Report UCRL-8020 (1957).
102. R. Folger, P. Stevenson, G. Seaborg, Phys. Rev., 98, 107 (1955).
103. А. П. Виноградов, И. П. Алимариц, В. И. Баранов, А. К. Лаврухина, Т. В. Баранова, Ф. И. Павлоцкая, А. А. Брагина, Ю. В. Яковлев, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, Заседание ОХН, Изд. АН СССР, 97 (1955).
104. A. Pappas, Fra Fyzikkens Verden, 16, 161 (1954).
105. J. Miller, J. Hudis, Annual Rev. of Nucl. Sci., 9 (1959).
106. R. Duffield, N. Sugarman, Phys. Rev., 94, 776 (1954).
107. E. Segre, A. Helmholtz, Rev. Modern Phys., 21, 271 (1949).
108. J. Meadows, R. Diamond, R. Sharp, Phys. Rev., 102, 190 (1956).
109. S. S. Markowitz, Linda Chang Sah, Bull. Am. Phys. Soc., Ser. II, 6, № 1, pt. I (1961).
110. S. S. Markowitz, F. Rowland, G. Friedlander, Phys. Rev., 112, 1295 (1958).
111. P. A. Benioff, Phys. Rev., 119, 316 (1960).
112. J. Symonds, J. Warren, J. Young, Proc. Phys. Soc., 70A, 824 (1957).
113. P. Benioff, Phys. Rev., 119, 324 (1960).
114. D. Nethaway, Report UCRL-3628 (1957).
115. I-M. Ladenbauer, L. Winsberg, Report UCRL-9807 (1959).
116. I-M. Ladenbauer, L. Winsberg, Phys. Rev., 119, 1368 (1960).
117. A. Carretto, G. Friedlander, Phys. Rev., 110, 1169 (1958).
118. J. Heidman, Phys. Rev., 80, 171 (1950).
119. W. Burcham, J. Symonds, J. Young, Proc. Phys. Soc., A68, 1001 (1955).

ФРАГМЕНТАЦИЯ

Термином «фрагментация» (fragmentation) принято объединять в настоящее время все ядерные реакции под действием частиц высоких энергий, при которых образуются многозарядные частицы с $Z \geq 3$ (легкие ядра с $A \approx 6 \div 40$), причем не в качестве остаточных ядер при расщеплении.

Первоначальное употребление термина «фрагментация» [1, 2] имело целью выделить группу реакций, существенно отличающихся по самому механизму своего протекания от реакций расщепления, объясняемых каскадно-испарительной моделью, и реакций деления. Этот смысл термин «фрагментация» сохраняет и в теперешней его трактовке, однако не в столь категорической форме: допускается возможность образования фрагментов в процессах выбивания и испарения, по крайней мере в какой-то определенной части событий. Сама возможность существования механизма реакции, принципиально отличного от той картины ядерных реакций, которая общепринята в настоящее время, делает вопрос об образовании таких многозарядных частиц (фрагментов) чрезвычайно важным для дальнейшего развития теории ядерных реакций.

Далее будут описаны известные в настоящее время особенности образования фрагментов в ядерных расщеплениях и обсуждена трактовка механизма их образования.

§ 1. СЕЧЕНИЕ ПРОЦЕССА ФРАГМЕНТАЦИИ

Первые наблюдения [3-12] многозарядных частиц среди продуктов ядерных реакций при исследовании ядерных расщеплений, создаваемых космическими лучами в ядерной эмульсии, а затем и при исследовании расщеплений, вызываемых искусственно ускоренными частицами [13-16], показали, что расщепления, содержащие многозарядные частицы с $Z \geq 3$, весьма редки. Благодаря трудностям работы в области малых сечений до настоящего времени мы не располагаем достаточно полным экспериментальным материалом по сечениям образования различных изотопов легких ядер в разных условиях. В табл. 33 приведены сечения образования наиболее хорошо изученных изотопов легких ядер.

Рассмотрение экспериментальных данных показывает, что процесс образования фрагментов при расщеплении ядер имеет сильную зависимость от энергии падающих частиц для всех атомных номеров ядер-мишеней. Процесс этот, маловероятный при энергии падающих частиц в несколько сот миллионов электронвольт, начинает играть заметную роль при энергиях порядка 1 Бэв. Сечения образования изотопов легких ядер увеличиваются примерно в 10^2 — 10^3 раз в рассматриваемой области энергий. Из рис. 74, на котором показана зависимость сечения образования F^{18} и Na^{24} от энер-

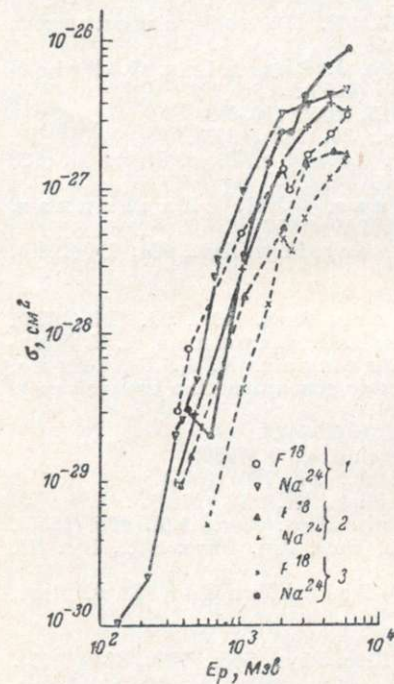


Рис. 74. Зависимость сечений образования Na^{24} и F^{18} от энергии протонов.

1 — расщепления ядер Cu; 2 — расщепления ядер Ag; 3 — расщепления ядер Pb.

падающих частиц для всех атомных номеров ядер-мишеней. Процесс этот, маловероятный при энергии падающих частиц в несколько сот миллионов электронвольт, начинает играть заметную роль при энергиях порядка 1 Бэв. Сечения образования изотопов легких ядер увеличиваются примерно в 10^2 — 10^3 раз в рассматриваемой области энергий. Из рис. 74, на котором показана зависимость сечения образования F^{18} и Na^{24} от энер-

Сечения образования изотопов легких ядер при взаимодействии протонов с ядрами, 10^{-29} см²

He ⁶				C ¹¹				
мишень	E_p , Мэв	σ	литера-тура	мишень	E_p , Мэв	σ	литера-тура	
C	1000	50	[17]	Al	340	190	[18]	
	2850	60			410	290	[19, 23]	
Al	1000	110	[17]		600	330	[19]	
	1900	130			1000	540		
Cu	1000	200	[17]		1400	560		
	1900	400			2200	610		
	2850	400			3000	660		
Ag	1000	400	[17]		Cu	370	3.0	[24]
	1900	700				480	5.7	[26]
Pb	1000	1000	[17]			2200	≥ 65	[25]
	1900	2100		5700		< 310	[22]	
				Ag		340	1.3	[1]
					480	3.0	[27]	
				Au	480	0.67	[28]	
Be ⁷				N ¹³				
мишень	E_p , Мэв	σ	литера-тура	мишень	E_p , Мэв	σ	литера-тура	
Al	340	140	[18]	Al	410	75	[19]	
	1000	750	[19, 20]		420	97	[23]	
	1400	830			600	86	[19]	
	1800	1260	[20]		1400	160		
	2200	1210	[19, 20]		2200	180		
	3000	1170			3000	120		
5700	830	[21]	5700	170	[21]			
Cu	340	50	[18]	Zn	940	13	[29]	
	1000	440	[20]		1840	33		
	1800	920			2900	51		
	2200	1300		In	940	5.6	[29]	
	3000	1190			1840	19		
5700	1600	[22]		2900	27			
Ag	340	10	[1, 18]	Pb	940	1.1	[29]	
	1000	250	[20]		1840	11		
	2200	1130		2900	16			
3000	1210			U	940	2.5	[29]	
Au	340	1.4	[18]		1840	7.5		
	1000	130	[20]		2900	12.5		
	2200	590						
	3000	840						

Таблица 33 (продолжение)

F ¹⁸				F ¹⁸				
мишень	E _p , Мэв	σ	литера-тура	мишень	E _p , Мэв	σ	литера-тура	
Al	340	550	[18]	Au	420	0.44	[31]	
	410	700			1000	7		
	600	690			2000	25		
	1000	760			3000	73		
	1400	670	[19]		4500	170	[30]	
	2200	710			5900	250		
	3000	700			600	0.5		
	5700	768			1000	5.0		
Cu	370	3.0	[21]	Pb	1000	3.9	[32]	
	420	8.0						1600
	1000	51	[24]		2000	49	[32]	
	2000	140	[23]		2200	39	[30]	
	2200	100	[30]		3000	83	[32]	
	3000	170	[25]			49	[30]	
	4500	250	[30]			4500	110	[32]
	5700	340	[22]			5900	140	[30]
5900	340	[30]	1000	13	[30]			
340	0.73	[1]	2000	55				
420	1.6	[31]	3000	140				
1000	20		4500	200				
2000	55		5900	320				
3000	170		U					
4500	190							
5900	150							
Na ²⁴				Na ²⁴				
мишень	E _p , Мэв	σ	литера-тура	мишень	E _p , Мэв	σ	литера-тура	
Cu	120	0.09	[33]	Ta	340	0.6	[2]	
	220	0.22			1000	20		
	340	1.3			2000	85	[30]	
	370	3.0			3000	230		
	480	5.6	[24]		5900	870		
	660	25	[33]		220	0.59		
	680	32	[26]	340	0.13	[33]		
	1000	100	[30]	480	3.7			
	2000	330	[30]	660	8.1			
	2200	320	[25]	1000	44			
	3000	400	[30]	2000	220	[30]		
	4500	460	[30]	3000	500			
5700	480	[22]	4500	740				
5900	480	[30]	5900	940				
Ag	340	1.0	[1]	Pb	370	3.0	[32]	
	480	3.0	[27]		600	> 2		
	1000	30	[30]		1000	36	[30, 32]	
	2000	140			1600	140	[32]	
	3000	270			2000	230	[30]	
	4500	410			2200	230	[32]	
5900	330	[30]	3000	360	[30]			
La	120	0.099	[33]	U	4500	720	[30]	
	220	0.3			5900	920		
	340	0.5			480	4.8	[34]	
	480	2.0			1000	63	[30]	
	660	21			2000	290		
					3000	590		
		4500	1130					
			5900	1200				

гии падающих протонов при расщеплении ядер Cu, Ag и Pb, видно, что в области энергий около 1 Бэв процесс образования многозарядных частиц испытывает наибольшую зависимость от энергии падающих частиц. При энергии протонов больше 2—3 Бэв рост сечения образования многозарядных частиц замедляется.

Зависимость полного сечения образования многозарядных частиц с зарядами от 4 до 10 при расщеплении ядер AgBr от энергии падающих протонов была получена при помощи метода ядерных эмульсий [35—37]. Из рис. 75, на котором приведена данная зависимость, виден сильный рост выхода расщеплений с фрагментами при энергии протонов в районе 1 Бэв.

Общее возрастание выхода многозарядных частиц с ростом энергии бомбардирующих частиц оказывается связанным с полной энергией, передаваемой ядру при соударении с протонами. Последнее может быть охарактеризовано зависимостью вероятности наблюдения расщепления с фрагментом от полного числа всех образовавшихся частиц в расщеплении. Это было показано впервые Перкинсом [38] при изучении расщеплений, создаваемых космическими лучами, и затем подтверждено работами при исследовании расщеплений, вызываемых протонами с энергией 300—660 Мэв [38, 40], 6.2 Бэв [41] и 9 Бэв [36].

На рис. 76 приведены данные по зависимости вероятности образования расщепления с многозарядной частицей от числа заряженных частиц

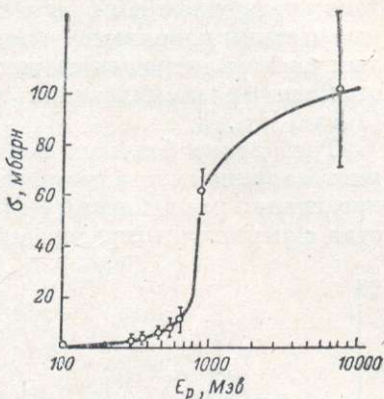


Рис. 75. Зависимость сечений образования фрагментов с $Z \geq 4$ от энергии протонов.

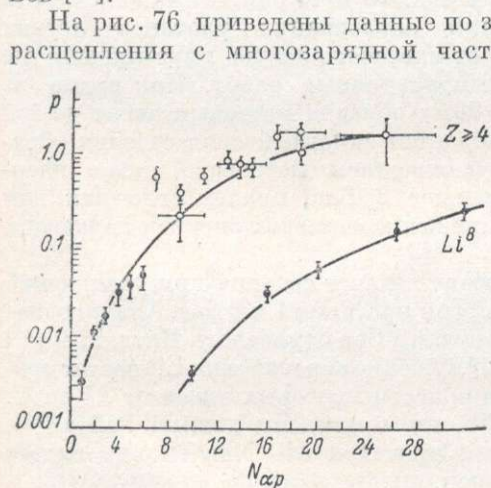


Рис. 76. Зависимость вероятности (p) испускания фрагментов с $Z \geq 4$ и Li^8 в расщеплении ядер AgBr от числа лучей в звезде.

ших передач энергии ядру с увеличением энергии частиц. Последнее действительно следует как из данных по лучевому составу звезд, получаемых методом ядерных эмульсий, так и из данных по выходу изотопов, далеко отстоящих по Z и A от исходного ядра, получаемых радиохимическим методом. Это же следует и из расчетов ядерно-каскадного процесса по методу Монте-Карло.

в расщеплении, причем в число последних входят только сравнительно малоэнергетичные продукты расщепления, т. е. протоны с энергией меньше 30 Мэв и α -частицы всех энергий. Общее число таких частиц в расщеплении достаточно хорошо характеризует передаваемую в соударении энергию. Когда передаваемая ядру в соударении с частицей энергия становится величиной порядка полной энергии связи ядра, вероятность испускания фрагмента становится величиной порядка единицы. Таким образом, рост выхода многозарядных частиц с увеличением энергии падающих частиц может быть связан с возрастанием относительной доли боль-

Рост выхода многозарядных частиц в расщеплениях оказывается связанным не только с величиной полной переданной энергии, но и с полным числом каскадных частиц в расщеплении [36, 39, 41]. С ростом полного числа каскадных частиц в расщеплении увеличивается вероятность наблюдения расщепления с фрагментом. В то же время найдено, что многозарядные частицы появляются с равной вероятностью в звездах с большим и малым числом ливневых частиц (т. е. быстрых π -мезонов) в расщеплениях, вызываемых космическими лучами [38] и протонами большой энергии (9 Бэв) [36].

Требование больших передач энергии при возможности образования многозарядной частицы в расщеплении сказывается также на различии распределения расщеплений с фрагментами по общему числу испущенных частиц с аналогичным распределением для обычных расщеплений при той же энергии падающих частиц.

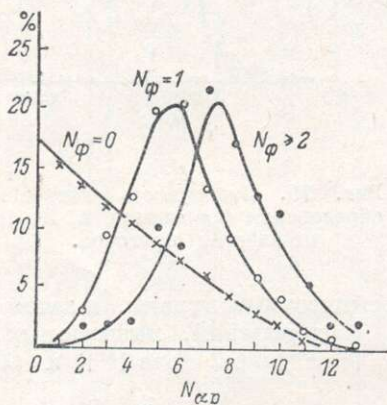


Рис. 77. Распределение расщеплений ядер Ag, Вг по числу заряженных частиц при различном числе фрагментов с $Z \geq 4$.

Рост выхода изотопов Be^7 , C^{11} , F^{18} с увеличением массового числа ядер-мишеней при энергиях протонов меньше 3 Бэв, причем спад как для Be^7 , так и для F^{18} гораздо сильнее выражен при низкой энергии падающих частиц.

Напротив, для изотопа He^6 наблюдается рост сечения при увеличении массового числа ядер-мишени при энергии протонов 1 и 2 Бэв. Аналогичное поведение сечения при энергии протонов 2.2 Бэв отмечалось Катковым [44] для случая образования фрагментов Li^8 . Сечение образования Li^8 растет примерно от $1 \cdot 10^{-27}$ до $10 \cdot 10^{-27}$ см² в области массовых чисел от Al до U. В то же время, как видно из рис. 78, где приведены данные Райта [13], сечение образования Li^8 при энергии протонов 340 Мэв сильно падает с ростом массового числа ядер-мишеней.

Таким образом, на примере Li^8 , Be^7 и F^{18} обнаруживается отчетливое влияние энергии бомбардирующих частиц на зависимость сечения образования фрагментов от массового числа ядер-мишени. Если при энергии протонов в области нескольких сотен миллионов электронвольт сечение образования изотопов Li^8 , Be^7 , C^{11} , F^{18} падает почти на три порядка величины при переходе от Al к Pb, то при энергии протонов в области нескольких миллиардов электронвольт наблюдается, наоборот, некоторый рост сечения с увеличением атомного веса ядер-мишени.

Как видно из рис. 79, падение сечения образования Na^{24} с ростом энергии протонов в области массовых чисел ядер-мишени 64—180 гораздо меньше, чем для более легких изотопов (рис. 78). При энергиях падающих

На рис. 77 показаны данные распределения при энергии падающих протонов 660 Мэв [39, 42, 43]. Расщепления с многозарядными частицами имеют гораздо большее среднее число испущенных заряженных частиц, чем обычные расщепления. Среднее число испускаемых заряженных частиц (не считая фрагмента) в расщеплениях с фрагментами в широкой области энергий падающих частиц от 460 Мэв до 9 Бэв, оказывается, в 1.8 раза превышает среднее число частиц в обычных расщеплениях [36, 39].

На рис. 78 и 79 показаны зависимости сечений образования изотопов легких ядер от массового числа ядра-мишени по данным различных работ. Как видно из рис. 78, в области массовых чисел до 200 наблюдается заметный спад сечения обра-

образования изотопов Be^7 , C^{11} , F^{18} с увеличением массового числа ядер-мишеней при энергиях протонов меньше 3 Бэв, причем спад как для Be^7 , так и для F^{18} гораздо сильнее выражен при низкой энергии падающих частиц.

Напротив, для изотопа He^6 наблюдается рост сечения при увеличении массового числа ядер-мишени при энергии протонов 1 и 2 Бэв. Аналогичное поведение сечения при энергии протонов 2.2 Бэв отмечалось Катковым [44] для случая образования фрагментов Li^8 . Сечение образования Li^8 растет примерно от $1 \cdot 10^{-27}$ до $10 \cdot 10^{-27}$ см² в области массовых чисел от Al до U. В то же время, как видно из рис. 78, где приведены данные Райта [13], сечение образования Li^8 при энергии протонов 340 Мэв сильно падает с ростом массового числа ядер-мишеней.

Таким образом, на примере Li^8 , Be^7 и F^{18} обнаруживается отчетливое влияние энергии бомбардирующих частиц на зависимость сечения образования фрагментов от массового числа ядер-мишени. Если при энергии протонов в области нескольких сотен миллионов электронвольт сечение образования изотопов Li^8 , Be^7 , C^{11} , F^{18} падает почти на три порядка величины при переходе от Al к Pb, то при энергии протонов в области нескольких миллиардов электронвольт наблюдается, наоборот, некоторый рост сечения с увеличением атомного веса ядер-мишени.

Как видно из рис. 79, падение сечения образования Na^{24} с ростом энергии протонов в области массовых чисел ядер-мишени 64—180 гораздо меньше, чем для более легких изотопов (рис. 78). При энергиях падающих

частиц в несколько миллиардов электроновольт также наблюдается некоторый рост сечения образования Na^{24} с ростом массового числа ядер-мишени. Гораздо более сильный рост сечений образования изученных изотопов легких ядер наблюдается в области массовых чисел ядер-мишени от 200 до 238 в широком диапазоне энергий падающих частиц. Помимо этого, из тех же рисунков следует, что сечения образования сравнительно легких осколков (таких, как Be^7 , F^{18}) при расщеплении ядер возрастают с энергией падающих частиц гораздо сильнее в области более тяжелых ядер, чем в области более легких ядер-мишени. Такого положения нет в случае

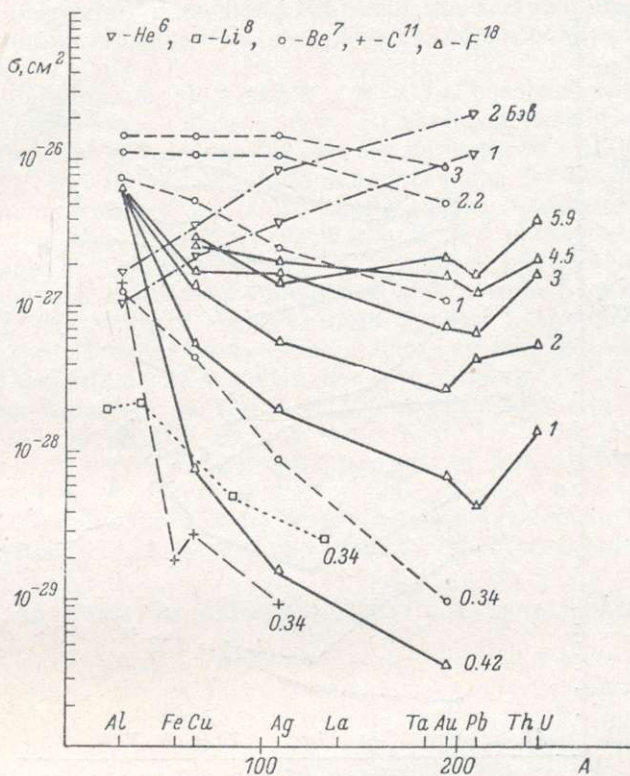


Рис. 78. Зависимости сечений образования He^6 , Li^8 , Be^7 , C^{11} , F^{18} от массового числа ядер-мишеней при различных значениях энергий протонов.

образования Na^{24} , здесь возрастание примерно одинаково как для средних, так и для тяжелых ядер-мишени.

Зависимость полного сечения образования многозарядных частиц от атомного номера мишени при энергии падающих частиц 660 Мэв была определена методом ядерных эмульсий [35]. В работе [35] был найден рост полного сечения образования фрагментов с $Z \geq 4$ и с энергией больше 2—3 Мэв на нуклон в области массовых чисел ядер-мишени от 30 до 200. Постоянство сечения образования фрагментов Li при расщеплении различных ядер (от Cu до Pb) отмечается в работах [45, 46] по изучению вторичных реакций, вызываемых ядрами Li при облучении мишеней протонами с энергией 680 Мэв. Исследование особых случаев деления ядра урана с образованием легкой многозарядной частицы, проведенное в работе [47], указывает на постоянство отношения сечения процесса образования многозарядных частиц к полному сечению неупругого взаимодействия в большой

области ядер, от Ag до U, что говорит о росте сечения образования фрагментов с ростом A мишени.

Таким образом, имеется определенное разногласие между выводами, которые можно сделать на основании радиохимических данных по сечениям образования изотопов легких ядер при энергии падающих протонов в несколько сот миллионов электронвольт, и выводами, которые следуют из рассмотрения полных сечений образования всех изотопов при данном Z фрагмента. Причину этого противоречия можно понять как изменение относительной доли стабильных изотопов среди испускаемых в расщеплениях

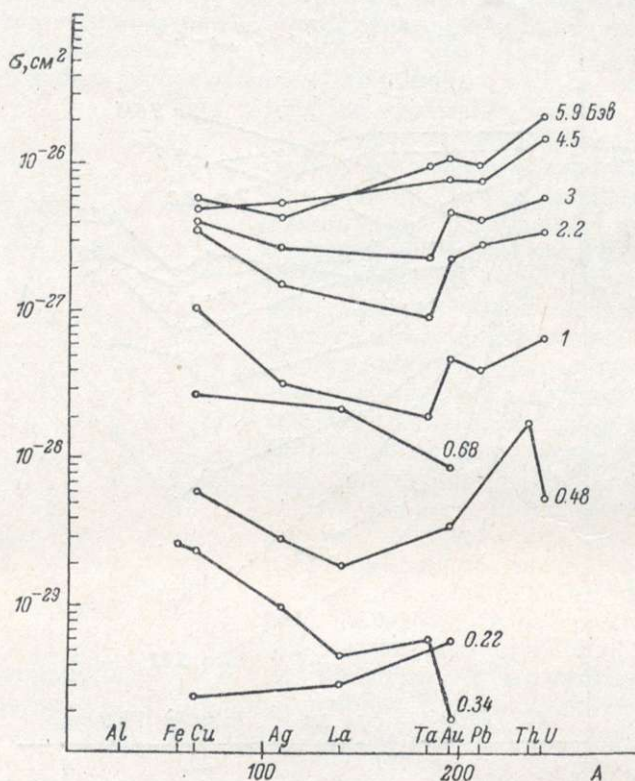


Рис. 79. Зависимости сечений образования Na^{24} от массового числа ядер-мишеней при различных энергиях протонов.

фрагментов с изменением массового числа мишени. Действительно, если относительная доля стабильных изотопов увеличивается с ростом A мишени, то (так как основная часть фрагментов, как будет показано далее, является стабильными изотопами) может оказаться, что при росте полного сечения образования фрагментов существует падение сечения образования радиоактивных изотопов. Об изменении относительной доли различных нейтрононедостаточных и нейтроноизбыточных изотопов с изменением A мишени свидетельствует, например, такой факт, как изменение отношения сечений образования F^{18} и Na^{24} с изменением A мишени, найденное в работе Карретто, Худиса и Фридландера [30, 48]: отношение $\frac{\sigma_{\text{Na}^{24}}}{\sigma_{\text{F}^{18}}}$ для ядер Cu и Ag раза в три ниже, чем для ядер тяжелее Au.

Приведенные выше данные относятся целиком к образованию многозарядных частиц в расщеплениях, вызываемых быстрыми протонами.

Конечно, многозарядные частицы возникают и в расщеплениях, вызываемых и другими быстрыми частицами — мезонами, нейтронами, дейтронами и т. д. — при достаточной их энергии. Однако экспериментальных данных здесь получено значительно меньше. Большинство имеющихся данных указывает на сходство протекания образования многозарядных частиц при облучении ядер частицами различной природы. Титтертон [14], изучая образование фрагментов Li^8 при облучении эмульсии нейтронами с энергией 150 Мэв и протонами с энергией 170 Мэв, нашел примерно одинаковую вероятность их появления в обоих случаях. Для расщеплений, вызываемых дейтронами с энергией 190 Мэв и протонами с энергией 340 Мэв, Райтом [13] были найдены близкие сечения образования Li^8 на ядрах от Ne до Xe.

Сечение образования фрагментов с $Z \geq 3$ в расщеплениях ядер фотоэмульсии, вызываемых нейтронами с наиболее вероятной энергией 395 Мэв, было найдено в работе Сидорова и Григорьева [49]. Оно оказалось равным $(2.8 \pm 1.4) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$, что близко к сечению на протонах (рис. 75).

В расщеплениях ядер Ag и Br, вызываемых π -мезонами с энергией 750 Мэв, выход многозарядных частиц с $Z \geq 3$ исследовался в работе Блау и Оливера [50]. Относительная вероятность образования расщеплений с фрагментами оказалась близкой к той, которая наблюдалась для расщеплений, вызываемых космическими лучами в эмульсии [38]. Более детально процесс образования многозарядных частиц для π^+ -мезонов с энергией 280 и 80 Мэв был исследован Ивановой и другими [51–53]. Сечение образования многозарядных частиц с $Z \geq 4$ в расщеплениях ядер Ag, Br в этих случаях равно (1.4 ± 0.5) и $(1.2 \pm 0.5) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ соответственно. Как и в расщеплениях, вызываемых протонами, здесь имеется такое же преимущественное образование фрагментов во многлучевых расщеплениях. Таким образом, требование большой передачи энергии ядру для образования фрагмента в расщеплении сохраняется во всех случаях.

2. ПРИРОДА ФРАГМЕНТОВ, ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ЯДЕРНЫХ РАСЩЕПЛЕНИЯХ

Вопрос о распределении многозарядных частиц, испускаемых в ядерных расщеплениях, по массам и зарядам является, к сожалению, одним из наиболее плохо изученных. Одной из причин этого, помимо малости сечения образования изучаемых многозарядных частиц, является то, что среди известных изотопов легких ядер имеется очень мало изотопов с удобными для измерения периодами полураспада (среди более 40 изотопов ядер от Li до Na их оказывается всего 6). Кроме того, вопрос о природе фрагментов, образующихся при расщеплении ядер, осложняется тем обстоятельством, что в принципе может существовать различие между наблюдаемыми в опыте и непосредственно образуемыми в расщеплении многозарядными осколками. Это различие может быть обусловлено либо определенным отношением n/p , либо большой энергией возбуждения образующихся фрагментов, при которых фрагмент может иметь большую вероятность распада с испусканием нуклонов. В частности, можно ожидать образования в таких ядерных расщеплениях еще неизвестных изотопов легких ядер. Однако прежде чем анализировать возможные свойства образуемых в расщеплениях фрагментов, рассмотрим известные свойства наблюдаемых в опыте фрагментов.

Об относительной вероятности наблюдения фрагментов с различными Z и A при расщеплении ядер протонами можно получить некоторые сведения при рассмотрении табл. 33. Для наглядности ряд данных представлен на рис. 80, из которого можно видеть относительные вероятности образования фрагментов от He^6 до Na^{24} при расщеплении ядер меди, серебра и свинца. Для исследованных изотопов He^6 , Be^7 , C^{11} , N^{13} , F^{18}

и Na^{24} наблюдается вполне определенная зависимость для относительной вероятности их образования, независимо от ядра-мишени: резкое падение выхода при переходе от Be^7 к N^{13} и затем увеличение выхода при переходе к F^{18} и Na^{24} . Поскольку любой из указанных здесь изотопов дает лишь часть общего выхода данного элемента при расщеплении ядра, зависимости, подобные изображенным на рис. 80, будут целиком определяться свойствами тех индивидуальных изотопов, которые берутся для их построения. Поэтому крайне важно было бы иметь зависимость относительных вероятностей образования различных элементов при расщеплении ядра, т. е. суммарный выход фрагментов с данным зарядом.

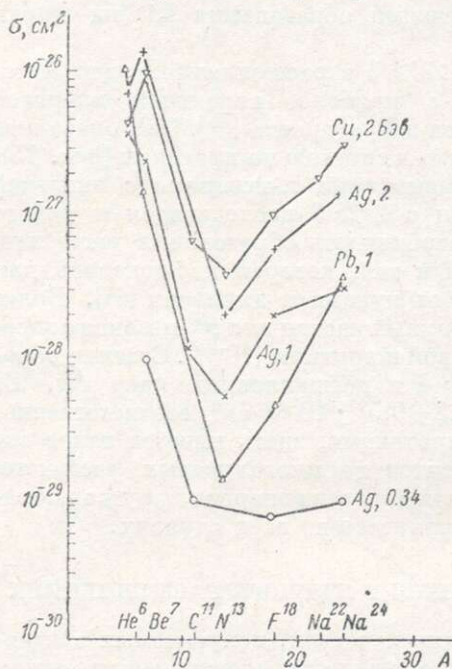


Рис. 80. Зависимость сечений образования фрагментов от их атомного веса.

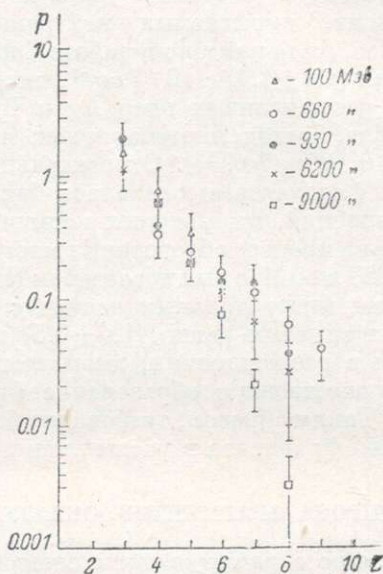


Рис. 81. Зарядовое распределение фрагментов при расщеплении ядер Ag и Br.

В настоящее время подобная зависимость достаточно хорошо изучена лишь для расщеплений ядер Ag, Br с помощью метода ядерных эмульсий.

На рис. 81 приведены имеющиеся данные по зависимости выхода фрагментов от их заряда. Эти распределения получены в разное время и для разных энергий падающих частиц, протонов с энергией 100, 660, 930, 6200 и 9000 Мэв [37, 39, 54, 41, 38].

Все экспериментальные данные хорошо описываются экспоненциальной зависимостью выхода фрагментов от заряда. Очень интересно, что различия между распределениями, полученными при сильно отличающихся энергиях протонов, совсем незначительные. Указанное распределение фрагментов по зарядам, найденное при помощи ядерных эмульсий, существенно отличается от зависимостей выходов отдельных изотопов (табл. 33 и рис. 80). Для того чтобы установить причину указанного различия, необходимо проанализировать данные по сечениям для осколков с определенным зарядом, т. е. для всей суммы изотопов данного элемента, и по сечениям для определенных изотопов при данном Z элемента.

Из радиохимических работ известно, что среди фрагментов, которые наблюдаются при расщеплении ядер быстрыми частицами, имеются хо-

Сравнительные данные по сечениям образования фрагментов с определенными Z и их изотопов

Метод ядерных эмульсий, ядра Ag и Br [³¹ , ⁴¹]			Радиохимический метод, ядра Ag				
Z осколка	E протона, Мэв	сечение, 10^{-29} см ²	изотоп	E протонов, Мэв	сечение, 10^{-29} см ²		
4	{	350	Be ⁷ . . .	{	335	10 [¹⁸]	
		660			1000	250 [²⁰]	
6	{	350	C ¹¹ . . .	{	340	1.0 [²]	
		460			100	480	~ 3.0 [²⁷]
9	{	350	F ¹⁸ . . .	{	340	1.0 [²]	
		460			20	420	1.6 [²³]
		660			40	1000	20 [³⁰]
11	{	350	Na ²⁴ . . .	{	340	1.0 [²]	
		460			12	480	~ 3.0 [²⁷]
		660			24	1000	30 [³⁰]

рошо известные β -активные изотопы легких ядер как с недостатком нейтронов (Be⁷, C¹¹, F¹⁸), так и с избытком нейтронов (Li⁸, Na²⁴, P³³), и известны сечения их образования. В работах, выполненных методом ядерных эмульсий, получены сведения о полном сечении образования фрагментов с определенным зарядом. Сравнение тех и других данных для определенных ядер-мишеней и определенной энергии падающих частиц позволяет сделать определенные заключения о природе, т. е. отношении Z/A большинства многозарядных частиц. В табл. 34 приводятся величины сечений для фрагментов с определенным Z при облучении Ag и Br протонами, найденные по наблюдениям в ядерной эмульсии [³⁹, ⁴³], и сечения для некоторых изотопов при данном Z при облучении серебра из радиохимических работ [¹⁸, ²³, ²⁷, ³⁰, ², ²⁰]. Хотя в настоящее время приходится ограничиваться лишь несколькими изотопами для сравнения относительных выходов фрагментов с данным Z и определенного изотопа при этом Z , тем не менее отчетливо выявляется одна существенная особенность, а именно: полное сечение для многозарядных частиц при данном Z во всех случаях значительно больше сечений отдельных радиоактивных изотопов с этим же Z .

Различие это обусловлено тем, что полный выход фрагментов с данным Z складывается из суммы выходов нескольких изотопов, причем основная часть сечения приходится на изотопы, не регистрируемые радиохимическим методом. Этим частично объясняется различие в распределениях выходов изотопов и выходов всей суммы фрагментов в зависимости от их Z и A , которое упоминалось выше. Кроме того, большое различие (от 10 до 50 раз) полного сечения для многозарядных частиц с данным Z и сечений для приведенных в табл. 34 изотопов позволяет сделать также вывод о преимущественном выходе изотопов с определенным отношением Z/A .

Действительно, благодаря малому числу возможных изотопов легких ядер такое большое различие сечений не объясняется предположением примерно одинакового выхода всех возможных изотопов. Так как указанное различие объясняется наличием изотопов, которые не улавливаются радиохимическими методами, то этими изотопами могут быть очень короткоживущие изотопы (такие, как B¹², C¹⁰, F¹⁷ и т. д.), либо слишком долгоживущие (такие, как Be¹⁰, C¹⁴), либо стабильные изотопы. При радио-

химических измерений происходит в основном потеря стабильных и короткоживущих изотопов легких ядер, так как долгоживущих изотопов с неудобными для измерения периодами полураспада очень мало. Так, для рассматриваемых в табл. 34 легких ядер таких изотопов всего три: Be^{10} , C^{14} и Na^{22} .

Короткоживущие изотопы в примерно равном числе находятся как со стороны нейтронного избытка, так и со стороны нейтронного недостатка относительно стабильных изотопов. Таким образом, потеря может быть как за счет первых, так и за счет вторых ядер. Однако в данном случае, когда речь идет о короткоживущих β -активных изотопах, мы можем надеяться получить сведения об их относительной доле среди всех фрагментов из данных, получаемых методом ядерных эмульсий. Поскольку обычно между облучением ядерных эмульсий и их проявлением проходит промежуток времени порядка нескольких часов, можно ожидать, что β -распад остановившихся в эмульсии многозарядных частиц будет зарегистрирован с вероятностью около 1. Однако из данных, полученных в работах [36, 49], следует, что большинство испускаемых в расщеплениях фрагментов является устойчивым по отношению к β -распаду (не более 10% не менее 90% фрагментов с $Z \geq 4$).

В ряде работ была определена относительная вероятность образования Li^8 среди всех изотопов лития. Она оказалась величиной всего в несколько процентов [43, 55]. Соотношение изотопов лития — $\text{Li}^6 : \text{Li}^7 : \text{Li}^8$, — по Дейчу [56], примерно равно 0.55 : 0.41 : 0.043.

Кроме того, имеются данные по относительной вероятности наблюдения трех изобар Li^8 , Be^8 и B^8 при расщеплении ядер Ag , Br в ядерной эмульсии [39]. Вероятность наблюдения изобара Be^8 оказывается выше, чем изобара Li^8 и B^8 , хотя общий выход фрагментов с зарядом 3 больше, чем выход фрагментов с зарядом 4. Таким образом, если судить по регистрируемым в опыте фрагментам, то можно заключить, что с наибольшим выходом наблюдаются устойчивые изотопы с отношением $Z/A=0.5$ в области самых легких ядер.

Рассмотрим, кроме того, соотношение выходов различных изотопов одного элемента, наблюдаемых при расщеплении определенных ядер. Таких данных в настоящее время еще очень мало, и относятся они в основном к сравнительно тяжелым фрагментам. В работе Вольфганга и других [32] имеются данные по сечениям образования изотопов Na и P при энергиях протонов больше 1 Бэв. Тогда как изотопы Na^{22} и Na^{24} образуются примерно с равными выходами, изотоп P^{32} образуется во всех случаях с гораздо большей вероятностью, чем изотоп P^{33} . Если справедливо предположение, что образуются преимущественно стабильные изотопы, т. е. Na^{23} и P^{31} , то в первом случае Na^{22} и Na^{24} находятся по разные стороны от линии стабильности, а во втором — P^{32} и P^{33} по одну сторону от линии стабильности. Большая разница между сечениями для P^{32} и P^{33} может говорить о сильном спаде в области нейтроно-избыточных ядер. Выходы Na^{22} и Na^{24} могут быть близки друг к другу при симметричном характере зависимости сечения образования от массового числа фрагмента.

Более детально к настоящему времени исследованы сечения образования изотопов в области массовых чисел 38—48 при расщеплении ядер свинца и урана под действием протонов с энергией 3 Бэв [57]. На рис. 82 показано распределение сечений образования при расщеплении свинца изученных изотопов Cl , K , Ca , Sc в зависимости от расстояния от линии стабильности ($Z-Z_A$). Максимум кривой распределения изобар оказывается при $Z=Z_A$, причем значения Z_A были взяты из работы Кориелла [58], однако было показано, что и несколько другие значения Z_A приводят к кривым той же формы. В случае расщеплений ядер урана распределе-

ние тех же ядер-продуктов по шкале $Z-Z_A$ получается несколько более широким и имеет максимум в окрестности $Z-Z_A=-1$, т. е. с нейтроно-избыточной стороны.

В работе Каретто и других [30] приводятся соотношения выходов изотопов $\text{Na}^{24}/\text{F}^{18}$ для различных мишеней и различных энергий частиц. В большинстве случаев отношение $\sigma_{\text{Na}^{24}}/\sigma_{\text{F}^{18}}$ оказывается величиной больше единицы (от 2 до 8). Это совпадает с данными и других работ [26, 32]. В работе [30] авторы рассматривают данный факт как указание на преимущественное образование нейтроно-избыточных изотопов легких ядер в расщеплениях и затем на большую вероятность образования фрагментов с зарядом $Z=11$, чем фрагментов с $Z=9$. Однако выше уже говорилось, что экспериментальные данные, полученные при помощи метода ядерных эмульсий, приводят к выводам о стабильности фрагментов и уменьшении выхода с увеличением заряда фрагмента. Данное расхождение может быть обусловлено ошибками обоих методов, но если действительно существует такое различие между сечениями образования Na^{24} и F^{18} и сечениями образования фрагментов с $Z=11$ и $Z=9$, то оно могло бы быть объяснено тем, что Na^{24} и F^{18} составляют различные доли от всех фрагментов с $Z=11$ и $Z=9$ соответственно, причем относительный выход F^{18} среди фрагментов с $Z=9$ значительно ниже, чем относительный выход Na^{24} среди фрагментов с $Z=11$.

Отношение числа нейтронов к числу протонов (n/p) в ядрах Ag и Vr составляет около 1.3. Отношение n/p для стабильных изотопов легких ядер находится в пределах от 1 до 1.25. Образование в ядерных расщеплениях фрагментов с тем же отношением n/p , как у исходного ядра, могло бы приводить к появлению в большинстве случаев нестабильных изотопов с небольшим избытком нейтронов (от одного до двух), так как трудно ожидать большую нейтронную избыточность у фрагментов, чем у исходного ядра.

В случае, если бы фрагменты обладали достаточной энергией возбуждения для испарения нуклонов, подобное испарение могло бы приводить к наблюдаемым в опыте стабильным изотопам. А так как время жизни по отношению к такому распаду определено меньше чем 10^{-14} сек., то в этом случае многозарядные частицы не будут оставлять видимого следа в эмульсии перед распадом, что согласуется с тем, что наблюдаемые многозарядные фрагменты, оставляющие следы в эмульсии, устойчивы по отношению к эмиссии тяжелых частиц (p или α). Однако можно полагать, что в известном числе случаев испускаемые из ядер фрагменты не обладают сколько-нибудь значительной энергией возбуждения. Действительно, наличие среди фрагментов таких нейтроно-избыточных изотопов, как Li^8 , непосредственно свидетельствует об отсутствии у фрагмента энергии возбуждения, так как в противном случае было бы их наблюдение (уровень 2.28 Мэв у Li^8 нестабилен по отношению к эмиссии нейтрона).

Существование среди продуктов расщепления изотопов V^8 и N^{13} по той же причине также свидетельствует о малом возбуждении испускаемых

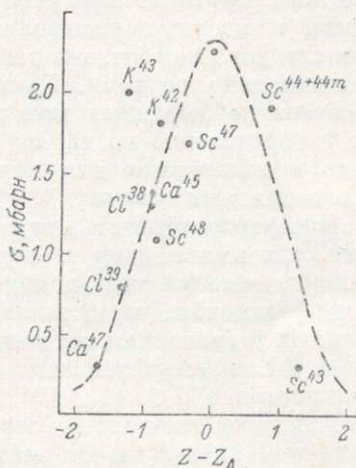


Рис. 82. Распределение сечений образования изотопов Sc, Cl, Ca, K при расщеплении ядер свинца относительно линии стабильности.

фрагментов. Таким образом, мы имеем, с одной стороны, большое преобладание стабильных изотопов среди наблюдаемых в опыте фрагментов, а с другой, — свидетельство в пользу малой энергии возбуждения фрагментов при их испускании из ядра. Отсюда можно сделать вывод о стабильности испускаемых в расщеплениях фрагментов, причем эта стабильность является, по-видимому, одной из характеристик процесса фрагментации.

Однако необходимо заметить, что иногда фрагмент испускается из ядра с достаточной энергией возбуждения, чтобы быть неустойчивым к распаду на составляющие его частицы. Случаи испускания из ядер возбужденных фрагментов B^9 , C^{12} и O^{16} , претерпевающих распад на α -частицы, приводятся в работе Перкинса [38]. Подобные случаи образования в ядерных расщеплениях возбужденных фрагментов являются, как следует из работ, выполненных с помощью метода ядерных эмульсий, сравнительно редкими. Таким образом, можно считать, что известные свойства наблюдаемых при расщеплении ядер многозарядных частиц — их распределение по заряду и массе, их энергия возбуждения — могут быть использованы для характеристики самого процесса образования многозарядных частиц.

Интересно отметить, что при энергии падающих частиц больше нескольких миллиардов электроновольт среди фрагментов, образующихся при расщеплении ядер, появляется особый вид нестабильных фрагментов — гиперфрагменты, представляющие собой обычные фрагменты, внутри которых в связанном состоянии находится Λ_0 -частица. При энергии протонов 9 Бэв гиперфрагменты составляют примерно 0.3% от полного числа фрагментов с $Z \geq 4$.

Как уже отмечалось, зарядовое распределение фрагментов при расщеплении ядер Ag и Br оказывается независимым от энергии падающих частиц в широкой области энергий. В то же время хорошо известно, что многие другие характеристики фрагментации (сечение, угловое распределение, множественность) являются функцией энергии бомбардирующих частиц.

В работе [59] вопрос о связи зарядового распределения фрагментов с конкретными условиями их образования был подвергнут специальному исследованию, которое показало, что зарядовые распределения фрагментов практически совпадают: 1) в расщеплениях с малой и большой передаваемой энергией ядру в соударении с частицей, 2) для различных направлений испускания фрагментов по отношению к падающему протону, 3) при различном числе фрагментов с $Z \geq 4$ в одном расщеплении. В свете этих результатов становится понятной независимость зарядового распределения фрагментов от энергии падающих частиц, так как с изменением их энергии происходит как раз такие изменения процесса расщепления (изменение относительной доли больших передач энергии, изменение углового распределения фрагментов и их среднего числа), от которых зарядовое распределение фрагментов не зависит.

§ 3. ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ

Наибольшее количество экспериментальных сведений об энергетическом распределении образующихся в ядерных расщеплениях многозарядных частиц получено к настоящему времени при помощи метода ядерных эмульсий, т. е. главным образом для случая расщеплений ядер Ag и Br. Из работ [39, 41, 43, 60, 61, 44, 55] известно, что независимо от заряда образующихся многозарядных частиц их энергетическое распределение характеризуется наличием фрагментов с энергиями как значительно выше, так и ниже номинального кулоновского барьера. При

этом преимущественное образование фрагментов происходит с энергиями вблизи номинального кулоновского барьера ядра. На рис. 83 приведено энергетическое распределение фрагментов Li^8 , полученное в работе [55]. Показанное энергетическое распределение относится к случаю расщеплений ядер Ag и Br .

Существование многозарядных частиц с энергией много большей энергии кулоновского отталкивания неоднократно отмечалось еще раньше при исследовании расщеплений, создаваемых космическими лучами [9-11, 38, 62]. Вывод о существовании таких надбарьерных многозарядных частиц был сделан при изучении вторичных ядерных реакций при бомбардировке мишени протонами больших энергий [18, 46, 63]. При облучении ряда элементов (Cu , Sn , Pb) найдены реакции образования изотопов, превышающих по заряду на 3 и 4 единицы заряд ядра-мишени. Появление таких изотопов можно объяснить только вторичными реакциями исходных ядер-мишеней с возникающими в расщеплениях фрагментами с зарядом $Z=3$ и 4, имеющими энергии значительно больше энергии кулоновского барьера исходного ядра.

Наличие многозарядных частиц с $E \gg E_{\text{кул}}$ является одной из наиболее интересных особенностей процесса их образования. При увеличении энергии падающих частиц, вызывающих расщепления, энергетическое распределение возникающих многозарядных частиц меняется в основном за счет увеличения относительной доли частиц с $E \gg E_{\text{кул}}$. Наиболее вероятная же энергия фрагментов остается одной и той же.

На рис. 84 приведены полученные Катковым [44] энергетические распределения фрагментов Li^8 , образуемых при взаимодействии протонов с энергией 2.2 Бэв с ядрами Al , Cu , Ag , Au и U . Как видно из рисунка, положение максимума энергетического распределения фрагментов Li^8 , испускаемых из ядер Ag , Au и U , хорошо совпадает со значением эффективного кулоновского барьера, определенного по формуле

$$V = \frac{V_0}{1 + \frac{E}{1000}},$$

где $V_0 = p \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r_0 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3})}$; $r_0 = 1.4 \cdot 10^{-13}$ см; p — проницаемость барьера.

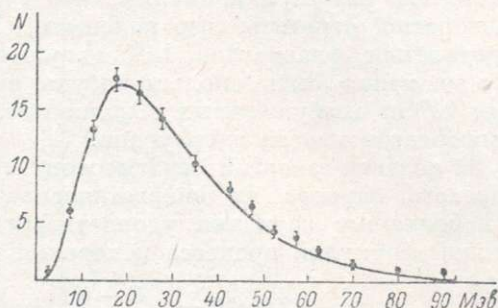


Рис. 83. Энергетическое распределение Li^8 при расщеплении ядер Ag , Br .

Кривая — расчет по теории испарения.

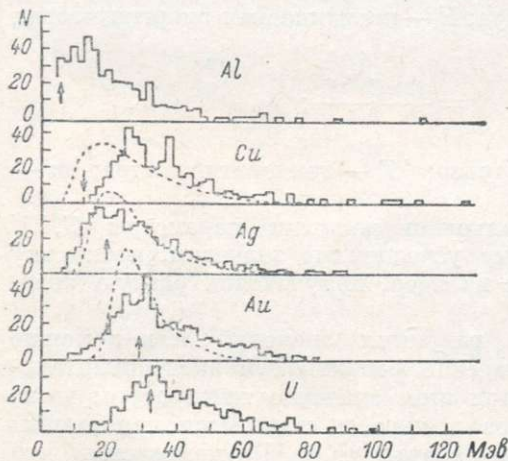


Рис. 84. Энергетические распределения Li^8 для различных ядер при энергии протонов 2.2 Бэв.

В то же время энергетический спектр фрагментов Li^8 , испускаемых при расщеплении ядер Cu , сильно сдвинут в область больших энергий. Фактически спектр фрагментов Li^8 из меди ($Z=29$) находится в области больших энергий, чем спектр Li^8 из серебра ($Z=47$), что представляет настолько большую аномалию, что требует дальнейших исследований. Интересно отметить, что положение максимума энергетического распределения фрагментов Li^8 , испущенных из урана, указывает на то, что не может быть сколько-нибудь значительного вклада от испускания Li^8 из возбужденных осколков деления, а фрагменты испускаются непосредственно из ядер урана.

В области энергий фрагментов около энергии эффективного кулоновского барьера их энергетическое распределение для фрагментов с небольшими зарядами удовлетворительно описывается термодинамической формулой процесса испарения (см. главу 3):

$$N(E) dE = \frac{E - V}{T^2} \exp\left(-\frac{E - V}{T}\right) dE.$$

С учетом переносной скорости испаряющегося ядра, которая мала по сравнению со скоростями испускаемых частиц, энергетический спектр в лабораторной системе приближенно выражается формулой

$$N(E) = \frac{1}{2Tb} \{1 - e^{-(a+b)}(a + b + 1)\}$$

$$\text{для } V - (2mV)^{1/2}v < E < V + (2mV)^{1/2}v;$$

$$N(E) = \frac{1}{2Tb} \{e^{-(a-b)}(a - b + 1) - e^{-(a+b)}(a + b + 1)\}$$

$$\text{для } E > V + (2mV)^{1/2}v,$$

где v — скорость испаряющегося ядра; E — кинетическая энергия частиц в лабораторной системе.

$$a = \frac{E - V}{T}, \quad b = \frac{(2mE)^{1/2}v}{T};$$

V — эффективный кулоновский барьер; T — температура ядра; m — масса испущенной частицы.

При сравнении с экспериментальными данными параметры T , V и v рассматриваются как некоторые усредненные значения, поскольку испускание фрагментов происходит из ядер, получающих разную энергию возбуждения.

При подборе температуры для разумных значений V и v можно получить удовлетворительное совпадение расчетных и экспериментальных данных. Однако получаемое при этом значение температуры часто превышает энергию связи нуклонов в ядре и становится нереальным с физической точки зрения. Так, в работах [55, 64, 76] указывается, что при значении переносной скорости около $v=0.02c$ (c — скорость света) и величине кулоновского барьера в области $6 \div 9$ Мэв для получения согласия между экспериментальными и расчетными энергетическими спектрами фрагментов лития требуется предположение о величине температуры $12 \div 15$ Мэв.

Основной трудностью в объяснении наблюдаемых энергетических распределений как чисто испарительных спектров является большая ширина наблюдаемых спектров. Как было показано в работе Соренсена [55], никакие вариации величин V и v не приводят к большой ширине энергетического спектра. Форма спектра, а в особенности его ширина, определяется в основном значением T . Поскольку получающиеся зна-

чения T настолько высоки, что для них становится незаконной теория испарения, единственная возможность сохранить описанную термодинамическую интерпретацию энергетических спектров — это исключить высокие значения T при объяснении большой ширины спектров. В рамках существующей теории испарения этого можно в принципе достичь двумя путями: 1) уменьшить T за счет сильного увеличения v и 2) предположить сильные изменения барьера V в процессе испарения ядра, тогда энергетическое распределение будет результатом перекрывания большого числа узких распределений, соответствующих низким значениям T , сдвинутых друг относительно друга по шкале E .

Однако первое предположение приводит к противоречиям с угловыми распределениями фрагментов, а второе приводит к выводу о зависимости энергетического спектра фрагментов от энергии, передаваемой ядру, что в опыте не наблюдается (рис. 85).

Таким образом, наблюдаемые энергетические спектры фрагментов, формально достаточно хорошо описываемые в известной области энергий испарительной формулой, в действительности не могут считаться обусловленными процессом испарения. Имеются и прямые отступления от распределения, даваемого испарительной формулой как в области малых

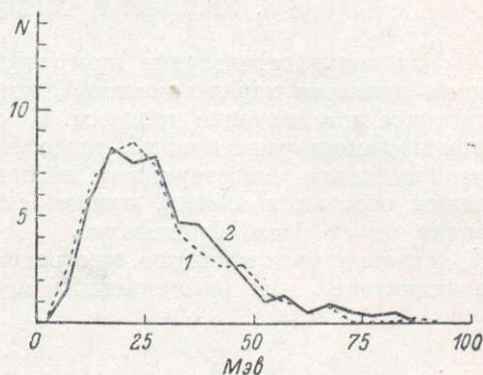


Рис. 85. Энергетические распределения Li^8 в расщеплениях с различной передаваемой энергией [55].

1 — $7 \leq N \leq 19$; 2 — $N \geq 20$; N — число «испарительных» частиц в расщеплении.

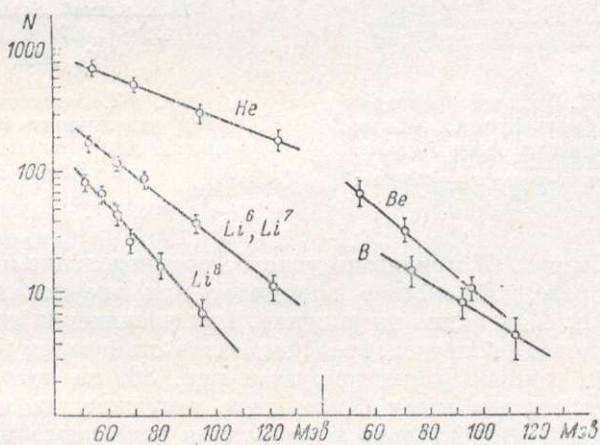


Рис. 86. Энергетические распределения фрагментов Li , Be и B при энергиях больше 50 МэВ.

энергий фрагментов ($E < E_{\text{кул.}}$), так и в области энергий, значительно превышающих энергию кулоновского отталкивания. Форма энергетического спектра для фрагментов лития в области $E \gg E_{\text{кул.}}$, по данным Мехедова [65], описывается зависимостью вида

$$N(E) dE = \text{const } E^{-n} dE,$$

где $1 < n < 2$.

На рис. 86 приведено энергетическое распределение фрагментов Li, Be и B при энергиях больше 50 Мэв [55]. Подобная же экспоненциальная форма энергетического спектра фрагментов Li получена в работе [66].

§ 4. УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ

Угловое распределение многозарядных частиц в ядерных расщеплениях является характеристикой, которая существенно влияет на теоретическое истолкование процесса. Как было показано еще Перкинсом [38], при изучении расщеплений, создаваемых космическими лучами, угловое распределение многозарядных частиц анизотропно относительно направления падающих частиц, причем степень анизотропии существенно зависит от скорости фрагментов.

Угловое распределение многозарядных частиц с $Z \geq 4$ и с $Z \geq 3$, возникающих при расщеплениях ядер Ag и Br, изучалось в большом

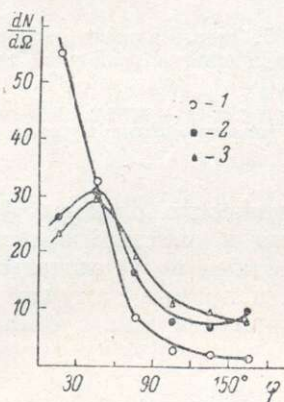


Рис. 87. Угловое распределение фрагментов с $Z \geq 4$ при расщеплении ядер Ag, Br.

Энергия протонов: 1 — 100 Мэв; 2 — 660 Мэв; 3 — 9 Бэв.

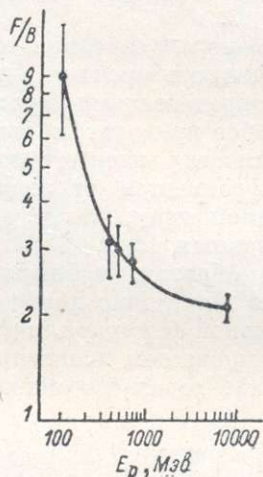


Рис. 88. Зависимость F/B от энергии протонов для фрагментов с $Z \geq 4$.

числе работ. На рис. 87 приведено угловое распределение многозарядных частиц в лабораторной системе координат при энергии протонов 100, 660 Мэв и 9 Бэв. Как видно из рисунка, при увеличении энергии падающих частиц угловое распределение фрагментов становится более изотропным. Этот факт хорошо иллюстрируется рис. 88, на котором показана зависимость отношения чисел фрагментов, испускаемых в переднюю и заднюю полусферы относительно направления падающего протона (F/B), от энергии падающих протонов. С увеличением энергии фрагментов анизотропия их углового распределения резко возрастает. При энергии фрагментов больше примерно 8 Мэв на нуклон отношение F/B достигает приблизительно 10 при энергии падающих протонов 6.2 Бэв.

Анизотропность углового распределения многозарядных частиц характерна для самого механизма их возникновения. Поправки на движение центра инерции при энергии падающих частиц 300—660 Мэв составляют величину около 0.2, что значительно меньше величины наблюдаемой анизотропии, однако при энергиях падающих частиц в области миллиардов электроновольт эти поправки могут привести к выводу об изо-

тропном распределении легких фрагментов (таких, как Li и Be) в системе центра инерции.

Можно показать, что при изотропном в системе центра масс угловом распределении фрагментов, имеющих максвелловское распределение скоростей, отношение F/B в лабораторной системе, если направление движения испаряющегося ядра совпадает с направлением протона, дается выражениями [55]

$$\frac{F}{B} = \frac{e^a - (a+1)}{(a+1) - e^{-b}(a+b+1)} \quad \text{для } V < E < V + (2mV)^{1/2}v,$$

$$\frac{F}{B} = \frac{e^b(a-b+1) - (a+1)}{(a+1) - e^{-b}(a+b+1)} \quad \text{для } E > V + (2mV)^{1/2}v.$$

Здесь $a = \frac{E-V}{T}$, $b = (2mE)^{1/2} \frac{v}{T}$.

На рис. 89 показана зависимость F/B для фрагментов Li, полученная экспериментально и вычисленная по верхним формулам. Также вполне

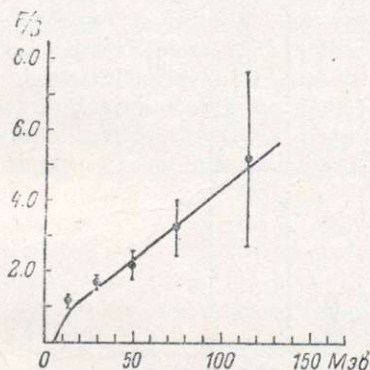


Рис. 89. Зависимость F/B от энергии фрагментов Li.

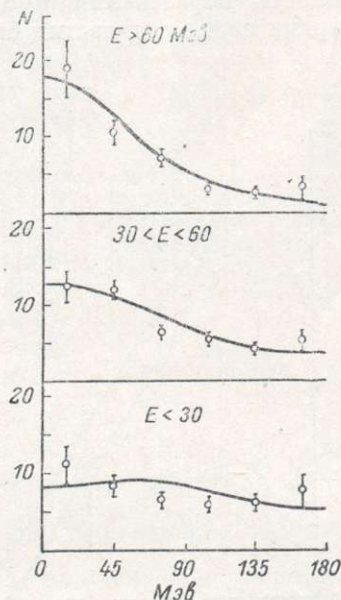


Рис. 90. Угловые распределения Li в различных интервалах энергий.

Сплошные линии — расчет.

удовлетворительно совпадает с расчетом и сама форма углового распределения литиевых фрагментов, образующихся при расщеплении ядер Ag и Вг космическими лучами [55]. На рис. 90 показаны экспериментальные и расчетные угловые распределения Li. Теоретическое угловое распределение подсчитывалось по формуле

$$W(E, \theta) d\theta = \text{const} \left[1 + v \left(\frac{m}{2E} \right)^{1/2} \cos \theta \right] \frac{(E-V) - (2mE)^{1/2} v \cos \theta}{T^2} \times \\ \times \exp \left[- \frac{(E-V) - (2mE)^{1/2} v \cos \theta}{T} \right] \sin \theta d\theta,$$

где θ — угол в лабораторной системе между направлением движения фрагмента и испаряющегося ядра.

Однако необходимо отметить, что показанное на рис. 90 совпадение расчетов с экспериментом получено при значении $T=11.5$ Мэв, при $V=6$ Мэв и $v=0.016$ с, т. е. при очень высоком, с точки зрения физически реальной картины, значении температуры.

По опубликованным данным нельзя установить четкой зависимости углового распределения многозарядных частиц в ядерных расщеплениях от полного числа частиц в расщеплении, т. е. от полной энергии, переданной ядру при соударении. В работе [67] отмечается уменьшение анизотропии углового распределения Li^8 при переходе к многолучевым звездам, однако наблюдаемый эффект не превышает статистическую ошибку.

§ 5. МНОЖЕСТВЕННОСТЬ ПРОЦЕССА ФРАГМЕНТАЦИИ

В процессе образования фрагментов при расщеплении сложных ядер быстрыми частицами обращает на себя внимание факт образования двух и большего числа многозарядных частиц в одном расщеплении. Эта множественность образования фрагментов становится довольно заметной при энергии падающих частиц больше 1 Бэв. Если при энергии протонов

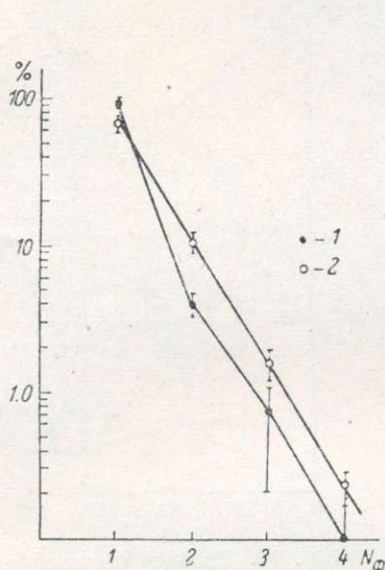


Рис. 91. Относительная вероятность образования расщеплений с различным числом фрагментов.

1 — 660 Мэв; 2 — 9000 Мэв.

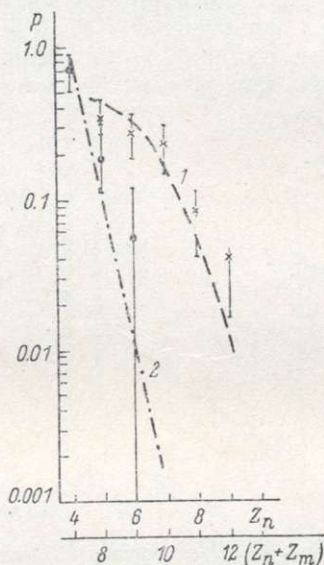


Рис. 92. Корреляция зарядов фрагментов в одном расщеплении.

1 — $p(Z_n, Z_m) = f(Z_n + Z_m)$; 2 — $p(Z_n, Z_m) = f(Z_n)$. Точки — эксперимент; кривые — расчет при независимом образовании фрагментов.

660 Мэв сечение образования расщеплений с двумя и более фрагментами с $Z \geq 4$ при расщеплении ядер Ag , Br составляет величину около 0.5 мбарн [39] (примерно 4% от полного сечения образования фрагментов), то при энергии протонов 9 Бэв это сечение равно приблизительно 16 мбарн, что составляет около 16% от полного сечения фрагментации [36]. Примерно такой же процент расщеплений с несколькими фрагментами наблюдается при расщеплении ядер Ag и Br космическими лучами [38].

Вопрос о числе фрагментов в ядерных расщеплениях детально исследовался в работах [36, 39, 68, 69]. На рис. 91 показано распределение расщеплений по числу фрагментов с $Z \geq 4$ при энергиях протонов 660 Мэв и 9 Бэв. Как видно, выход расщеплений резко падает с ростом числа фрагментов в расщеплении.

Исследование характеристик ядерных расщеплений, в которых образуется два и больше фрагментов, показало, что данные расщепления еще

более смещены в сторону многолучевых расщеплений по сравнению с расщеплениями с одним фрагментом (рис. 77). Среднее число частиц (не считая фрагментов) более чем в 2 раза превышает среднее число частиц в обычных расщеплениях. Таким образом, расщепления с несколькими фрагментами происходят при еще больших передаваемых энергиях, чем расщепления с одним фрагментом. Как и прежде, рост множественности процесса образования фрагментов с увеличением энергии падающих частиц можно связать с ростом относительной доли больших передач энергии.

Основные характеристики расщеплений с несколькими фрагментами были обсуждены в работе [69] с точки зрения независимого образования отдельных фрагментов в данных расщеплениях. Рассмотрение относительных вероятностей наблюдения различного числа фрагментов в одном расщеплении (рис. 91) и независимость зарядового распределения фрагментов от их числа в расщеплении (см. § 2) прямо приводят к такой точке зрения. Действительно, одинаковые зарядовые распределения в расщеплениях с одним и двумя фрагментами будут получаться, если вероятность наблюдения пары зарядов Z_n и Z_m в одном расщеплении равна произведению вероятностей образования каждого заряда:

$$P_{nm} = P_n P_m.$$

Тогда если нормировать $\sum_n p_n = 1$ и $\sum_m p_m = 1$, то вероятность наблюдения фрагментов с зарядом Z_n в расщеплениях с двумя фрагментами найдется следующим образом:

$$P_n = \sum_m P_m P_n = P_n \sum_m P_m = P_n,$$

т. е. она оказывается равной вероятности наблюдения заряда Z_n в расщеплениях с одним фрагментом.

На рис. 92 приведены относительные частоты наблюдения пары зарядов Z_n и Z_m в одном расщеплении в зависимости от их суммы ($Z_n + Z_m$) и частота наблюдения двух фрагментов с равными зарядами в зависимости от заряда. Как видно из рис. 92, экспериментальные данные хорошо совпадают с расчетом при предположении независимого испускания фрагментов. Также хорошо согласуются с данным предположением и результаты

исследования энергетического распределения фрагментов в расщеплениях с двумя фрагментами: энергетическое распределение их оказывается тем же самым, что и при одиночном испускании фрагментов. Наиболее вероятное отношение энергий на нуклон в тяжелом и легком фраг-

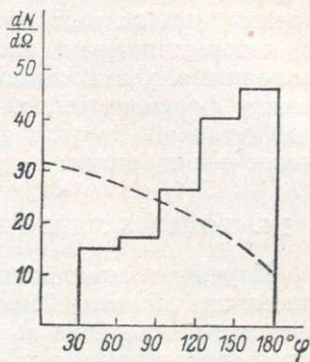


Рис. 93. Распределение пространственных углов между фрагментами в расщеплениях с двумя фрагментами.

Пунктирная кривая — расчетная.

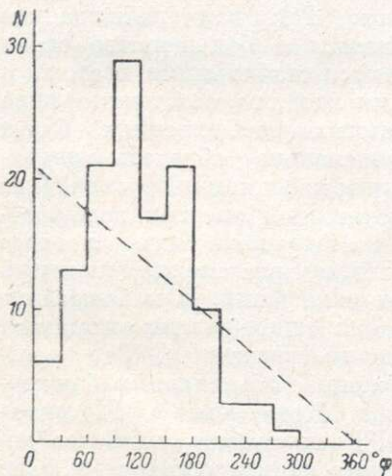


Рис. 94. Распределение углов в проекции между фрагментами в расщеплениях с тремя фрагментами.

Пунктирная линия — расчетная.

ментах, испускаемых в одном расщеплении, является величиной около единицы.

В то же время угловые распределения фрагментов в расщеплениях с двумя и тремя фрагментами находятся в видимом противоречии с точкой зрения независимого образования отдельных фрагментов. Из рис. 93, 94, на которых показаны экспериментально найденные и рассчитанные (в предположении независимого испускания фрагментов) распределения углов между фрагментами, хорошо обнаруживается существование определенной угловой корреляции между фрагментами: преобладание больших углов между ними.

§ 6. СВОЙСТВА ОСТАТОЧНЫХ ЯДЕР В РАСЩЕПЛЕНИЯХ С ФРАГМЕНТАМИ

Изучение остаточных ядер в некоторой определенной области массовых чисел при взаимодействии частиц высокой энергии с ядрами дает дополнительные сведения о характере процесса, приводящего к появлению многозарядных частиц. Образование в ядерных расщеплениях фрагментов с массами в области $A < 40$

соответствует вполне определенной области масс остаточных ядер, которая при энергиях падающих частиц меньше 1 Бэв находится между областями масс продуктов реакции деления и реакций расщепления.

Можно ожидать наличия вполне определенных свойств этих остаточных ядер, исходя из известных свойств испускаемых фрагментов. Так как наблюдаемые фрагменты в большинстве своем являются стабильными изотопами легких ядер, то остаточные ядра в данных расщеплениях будут первоначально обладать значительным избытком нейтронов. При недостаточной энергии возбуждения остаточного ядра процесс испарения не сможет изменить этого положения, и наблюдаемое остаточное ядро должно ожидаться нейтроно-избыточным. Это предположение объясняет наблюдавшуюся Крюгером и Шугэрманом [2] зависимость наиболее вероятного заряда остаточных ядер от их массового числа при облучении гольмия протонами с энергией 450 Мэв. В этом случае в области массовых чисел 99—115 остаточные ядра имеют значительный нейтронный избыток, который не может быть объяснен механизмом реакции расщепления (т. е. нуклонный каскад + испарение нуклонов), и в то же время распределение продуктов расщепления гольмия по массам говорит против их образования в процессе деления.

При больших энергиях падающих частиц с ростом энергии возбуждения остаточных ядер процесс испарения будет приводить к образованию

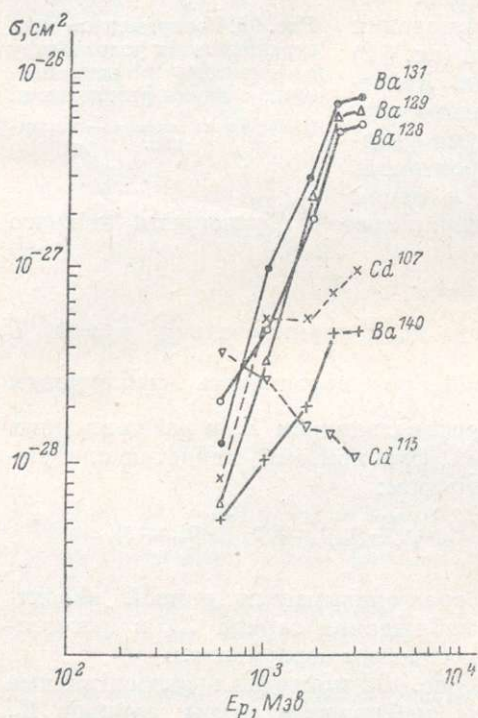


Рис. 95. Зависимость сечений образования изотопов Ва и Cd от энергии протонов.

нейтроно-недостаточных ядер вследствие преимущественного испарения нейтронов. Среди этих продуктов нельзя уже отличить остаточные ядра от процесса фрагментации, однако подтверждением того, что часть этих продуктов в определенной области масс связана с образованием фрагментов с $A < 40$, является зависимость сечения их образования от энергии падающих частиц. На рис. 95 приведена зависимость сечения образования нейтроно-недостаточных изотопов бария (Ba^{128} , Ba^{129} , Ba^{131}) и кадмия (Cd^{107}) и нейтроно-избыточных изотопов Ba^{140} и Cd^{115} от энергии протонов при облучении свинца [32]. Из сравнения рис. 95 и рис. 74 видно, насколько хорошо совпадают зависимости сечения образования нейтроно-дефицитных изотопов бария и сечения образования фрагментов, в то время как для изотопов кадмия наблюдается совершенно иная зависимость.

Быстрый рост сечения образования нейтроно-недостаточных изотопов может рассматриваться как свидетельство увеличения вероятности больших передач энергии протоном ядру с увеличением энергии протонов. Таким образом, отсюда снова следует вывод о связи рассматриваемого процесса образования многозарядных частиц с величиной переданной ядру энергии. Этот же вывод о большой величине энергии, передаваемой ядру в случае образования нейтроно-дефицитных изотопов бария, был сделан Шугэрманом и другими [76, 71] на основании изучения пробеговых характеристик ядер-отдачи при расщеплении висмута протонами разных энергий. Это подтверждается исследованием ядер-отдачи при облучении висмута и тантала протонами с энергией 450 Мэв [72, 73].

§ 7. О МЕХАНИЗМЕ ФРАГМЕНТАЦИИ]

Как уже отмечалось, расщепления ядер Ag и Br, в которых наблюдаются многозарядные частицы, по многим своим свойствам подобны обычным расщеплениям. Так, например, они имеют примерно такое же отношение α/p , анизотропия в угловом распределении α -частиц и протонов может говорить о ядерно-каскадном механизме возбуждения ядра. Таким образом, образование α -частиц и протонов в рассматриваемых расщеплениях может быть понятно с точки зрения обычных представлений о протекании ядерной реакции на больших энергиях.

Рассмотрим теперь основные особенности явления испускания многозарядных частиц в ядерных расщеплениях с точки зрения процессов, которые в настоящее время кажутся уже привычными при интерпретации взаимодействия частиц большой энергии с ядрами и которые в то же время в принципе могут быть ответственные за образование многозарядных частиц.

Ядерно-каскадный процесс. Сильная анизотропия углового распределения многозарядных частиц относительно направления падающей частицы, рост выхода многозарядных частиц с ростом числа каскадных частиц в расщеплении, особенности энергетического распределения многозарядных частиц дают основания для предположения о возможности их образования в ядерно-каскадном процессе.

В этом случае, так же как и при объяснении высокоэнергичных α -частиц, испускаемых при расщеплении ядра, предполагается существование внутри ядра более или менее устойчивых корреляций нуклонов (так называемых группировок или комплексов), способных вылетать из ядра в результате соударения с ними каскадных нуклонов. При этом существенными будут только подобные соударения в поверхностном слое ядра, так как длина свободного пробега рассматриваемых группировок нуклонов в ядерном веществе невелика по сравнению с размерами ядра.

Для проверки данной картины появления фрагментов в ядерном расщеплении необходимо проведение расчетов типа расчета ядерно-каскадного процесса по методу Монте-Карло. Однако в настоящее время

это опирается в невозможность разрешить целый ряд вопросов: о вероятности существования многоуклонных группировок в ядрах и их распределении по A , Z и импульсам, недостаточность сведений о дифференциальных сечениях рассеяния быстрых нуклонов на легких ядрах и т. д.

Чисто качественно описанная картина образования фрагментов дает возможность объяснить такие особенности фрагментации, как постоянство распределения фрагментов по заряду при различных условиях их образования, уменьшение анизотропии углового распределения фрагментов с увеличением энергии падающих протонов. С привлечением дополнительных предположений о пространственном распределении группировок нуклонов в диффузной области ядра в этой картине можно понять и угловую корреляцию фрагментов при множественном их испускании. Действительно, если допустить пространственную неоднородность в распределении группировок нуклонов в ядре и предположить, что близкое расположение нескольких крупных группировок нуклонов маловероятно, то испускание фрагментов будет происходить из удаленных друг от друга областей ядра, что приведет к большим углам разлета между ними.

Основные трудности, которые появляются при описании фрагментации как чисто выбивательного процесса, связаны с тем, что процесс передачи энергии и импульса некоторой группировке нуклонов рассматривается как квазиупругое рассеяние быстрого каскадного нуклона на данной группировке. В этом случае, если оставить в стороне вопрос о механизме такого квазиупругого рассеяния внутри ядра, можно на основании закономерностей упругого рассеяния частиц и наблюдаемого энергетического и углового распределений фрагментов заключить: 1) ответственными за выбивание фрагментов из ядра могут быть лишь весьма энергичные каскадные нуклоны ($E \geq 100$ Мэв), 2) квазиупругое рассеяние этих быстрых нуклонов на группировках должно происходить на большие углы (углы рассеяния $\geq \lambda/R$), 3) каскадные нуклоны, производящие выбивание фрагментов из ядра, должны иметь довольно широкое угловое распределение относительно направления падающего протона.

Исходя из данных заключений и учитывая результаты расчетов ядерно-каскадного процесса в ядре (см. главу 2) и данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния быстрых нуклонов на легких ядрах, мы сталкиваемся со значительными трудностями при попытке объяснения всего явления фрагментации в рамках одного только выбивательного процесса. Так, трудным оказывается понять относительно большое сечение процесса фрагментации и сравнительно малую величину угловой анизотропии испускаемых фрагментов. При этом трудности эти возрастают при рассмотрении фрагментов с большими Z .

Поэтому если и можно допустить возможность образования фрагментов в результате квазиупругих столкновений каскадных нуклонов с группировками внутри ядра, то только для определенной части фрагментов, остальные же должны объясняться другими процессами.

Имеется в принципе и другая возможность образования быстрых многозарядных частиц в процессе развития ядерного каскада. Это — явление, аналогичное процессу захвата (pick-up), но более сложное, чем в случае захвата нейтроном протона. Относительно этого процесса можно также заключить, что он не может быть ответственным за сколь-нибудь значительную долю полного сечения фрагментации [39].

Испарение фрагментов из возбужденного ядра. В ряде работ [13, 61, 67, 74] делаются выводы, что испускание многозарядных частиц может быть объяснено теорией испарения частиц из сильно возбужденных ядер. При этом в пользу испарительной природы многозарядных частиц приводятся: данные по вероятности испускания многозарядных частиц по сравнению с вероятностью испускания протонов [7, 13, 61, 75], зави-

Экспериментальные и вычисленные сечения (в мбарнах) образования He^6 , Li^8 , Be^7 и N^{13} в процессе испарения

Мишень	Фрагмент	$E_p = 940$ Мэв			$E_p = 1840$ Мэв		
		°экспер	°вычисл		°экспер	°вычисл	
			I	II		I	II
Cu	He^6 . . .	2 ± 1	1.83	3.56	4 ± 2	4.10	9.01
	Li^8 . . .	—	—	—	$\frac{3}{3}$	2.26	4.72
	Be^7 . . .	4.4 ± 1.1	2.80	3.66	11.7 ± 2.9	7.56	6.45
Zn	N^{13} . . .	0.13	0.028	0.029	0.33	0.079	0.056
Ag	He^6 . . .	4 ± 2	3.68	6.51	7 ± 4	7.65	13.18
	Li^8 . . .	—	—	—	$\frac{4}{4}$	3.61	5.75
	Be^7 . . .	2.5 ± 0.6	3.02	4.11	11.3 ± 2.8	7.38	8.75
In	N^{13} . . .	0.056	0.020	0.025	0.19	0.041	0.044
Au	Li^8 . . .	—	—	—	9	8.45	10.75
	Be^7 . . .	1.3 ± 0.3	1.31	2.07	5.9 ± 1.5	6.12	6.50
Pb	He^6 . . .	10 ± 5	6.11	9.55	21 ± 11	18.95	29.60
	N^{13} . . .	0.011	0.008	0.007	0.11	0.035	0.028
U	N^{13} . . .	0.025	0.030	0.023	0.075	0.111	0.094

Примечание. I и II относятся к различным вариантам расчета.

симость этой вероятности от энергии возбуждения ядер [61, 74], данные по энергетическим спектрам многозарядных частиц [41, 67] и по их угловому распределению [67].

Большая часть сравнений экспериментальных данных с предсказаниями теории испарения относится к легким фрагментам (He^6 , Li^8 , Be^7). В работе Худиса и Миллера [74] испарение Be^7 из ядер Cu, Ag и Au было подсчитано с помощью электронно-вычислительной машины с учетом распределения остаточных ядер после ядерно-каскадного процесса по A , Z и U . Для всех трех ядер (Cu, Ag и Au) найдено хорошее совпадение расчетной зависимости сечения образования от энергии падающих протонов с экспериментальными данными Бакер, Фридландера и Худиса [20]. На рис. 96 показаны результаты, полученные в их работе.

В работе [29] были уточнены некоторые положения испарительной теории и повторены вычисления сечений образования Be^7 , Li^8 и He^6 , а также вычислены сечения образования N^{13} в процессе испарения. В табл. 35 приведены экспериментальные и расчетные сечения для различных ядер-мишеней. Как видно из таблицы, получается очень хорошее совпадение расчетных данных с экспериментом для самых легких фрагментов. Для фрагментов N^{13} согласие гораздо хуже.

Что же касается энергетического спектра образуемых фрагментов, то сравнение наблюдаемых спектров с расчетными в большинстве случаев не дает согласия, как уже отмечалось выше при обсуждении энергетических спектров. Как было показано Катковым [44] (рис. 84), более или менее удовлетворительное согласие экспериментальных данных по образованию фрагментов Li^8 с расчетными может быть получено лишь для случая расщеплений ядер серебра (причем только для фрагментов с $E < 40$ Мэв). Вычисленный по формуле испарения спектр Li^8 из золота значительно уже, чем экспериментальный, и дает слишком малое число высокоэнергичных фрагментов Li^8 . Вычисленная форма спектра Li^8 из меди находится в хорошем согласии с наблюдениями, но положение его на энергетической

шкале ниже примерно на 10 Мэв. Таким образом, судя по энергетическим спектрам Li^8 , испарительный механизм не может также одинаково хорошо описать эмиссию фрагментов из разных ядер.

Для многозарядных частиц с $Z \geq 5$ совпадения с теорией испарения нет даже по относительной вероятности их испускания из ядра. Относительная вероятность их наблюдения по отношению к протонам в расщеплении оказывается значительно больше, чем по теории испарения.

Имеются, кроме того, прямые опытные данные, которые трудно понять с точки зрения появления фрагментов в процессе испарения. Это, во-первых, довольно значительная множественность процесса образования многозарядных частиц и затем рост сечения образования многозарядных частиц с увеличением атомного номера ядра-мишени. Непонятна, с точки зрения испарения, и большая угловая анизотропия многозарядных частиц.

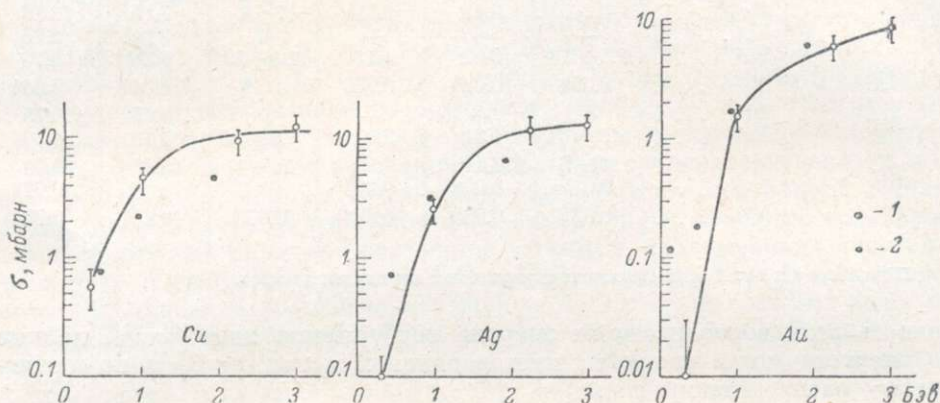


Рис. 96. Зависимость сечений образования Be^7 при расщеплении ядер Cu , Ag , Au от энергии протонов.

1 — экспериментальные данные; 2 — расчет.

Процесс асимметричного деления ядра. Хорошо известно из радиохимических исследований продуктов расщеплений ядер быстрыми частицами, а также из прямых измерений, что отношение сечения реакции деления к сечению неупругого взаимодействия монотонно увеличивается с ростом энергии бомбардирующих частиц. Вместе с тем имеются опытные данные о появлении все более и более асимметричных форм деления с увеличением энергии возбуждения ядра. Эти факты служат основанием для сделанных в некоторых работах предположений о делительном характере процесса, приводящего к появлению в расщеплениях многозарядных частиц [33, 26, 48, 56]. Кроме того, такое предположение делалось просто и потому, что испускание ядром с $A \approx 100$ фрагментов с $A \approx 20$ казалось разумнее всего интерпретировать как деление ядра [24, 77-80].

Имеются и теоретические предпосылки для подобной точки зрения. Как было показано Фужимото и Ямагучи [80], при сильном возбуждении ядра вследствие уменьшенной «вязкости» ядерного вещества энергия скорее сконцентрируется в поверхностных и объемных колебаниях, чем пойдет на нагревание ядра как целого. В этом случае деление может стать весьма вероятным процессом. При температуре ядра порядка энергии связи нуклона ширина для деления благодаря уменьшению поверхностного натяжения становится сравнимой с нейтронной шириной, причем данный вывод справедлив как для симметричного, так и для асимметричного деления.

Отсутствие более или менее строгой теории делительных процессов не позволяет проанализировать процесс образования многозарядных частиц с точки зрения сильно асимметричного деления ядра. Можно указать лишь на следующие основные особенности процесса деления ядра, которые противоречат известным фактам при образовании расщепления с многозарядной частицей. Известные к настоящему времени опытные факты указывают, что:

1. При делении ядра кинетическая энергия осколков определяется их кулоновским взаимодействием. При испускании многозарядных частиц в значительном проценте случаев кинетическая энергия фрагментов больше энергии кулоновского расталкивания.

2. Для процесса деления характерно падение выхода с увеличением степени асимметрии деления ядра. При испускании многозарядных частиц, наоборот, — увеличение их выхода с уменьшением массы фрагмента.

3. Деление ядра есть процесс, требующий промежутка времени, много большего, чем ядерное время. Процесс испускания многозарядных частиц, можно думать, есть процесс, протекающий за ядерное время.

4. Образование больше чем двух осколков при делении ядра является весьма редким событием. Множественность образования многозарядных частиц, являющаяся существенной стороной рассматриваемого процесса, есть довольно частое событие.

5. Осколки, образующиеся при делении, имеют в большинстве случаев то же отношение n/p , что и делящееся ядро. Многозарядные частицы, испускаемые при расщеплении ядер, являются в большинстве стабильными изотопами, а остаточные ядра при этом получают первоначально нейтроно-избыточными.

6. При делении ядра угловое распределение осколков если и имеет анизотропию относительно направления падающей частицы, то значительно менее резко выраженную, чем многозарядные частицы, которые, как известно, испускаются преимущественно в переднюю полусферу.

7. Сечение реакции деления ядер резко возрастает с ростом A мишени (примерно в 10^3 раз от No к U). Сечение же процесса образования многозарядных частиц сравнительно медленно растет с ростом A мишени (максимум в два раза в той же области массовых чисел).

Таким образом, использование идей, обычно развиваемых в теориях деления ядер, вряд ли окажется полезным при объяснении явления фрагментации.

Гипотезы о механизме фрагментации. Проведенное выше обсуждение известных процессов образования продуктов ядерного расщепления приводит к выводу, что каждый из разобранных процессов встречает те или иные трудности при объяснении всей совокупности экспериментальных данных по фрагментации.

При этом наибольшие затруднения как с точки зрения выбивания, так и с точки зрения испарения фрагментов возникают при объяснении испускания фрагментов с большими Z и A .

Поэтому интересно рассмотреть гипотезы, которые выдвигались время от времени для объяснения фрагментации. Так, еще в 1949 г. Телегди (см. [38]) предложил для объяснения большой вероятности испускания многозарядных частиц предположить наличие большого углового момента у возбужденного ядра. Испускание ядром тяжелых частиц будет благоприятствовать снятию большого углового момента, получаемого ядром при соударении с быстрой частицей, так как угловой момент, уносимый фрагментом (орбитальный момент + собственный спин), обычно будет значительно больше, чем угловой момент, уносимый нуклонами. К сожалению, эта гипотеза не получила развития в последующие годы. В частности, не ясно, можно ли в такой модели объяснить существование анизотропии

в угловом распределении фрагментов относительно направлений вперед и назад. При испускании частиц из ядра с большим угловым моментом должна возникать только поперечная анизотропия относительно направления движения падающей частицы.

Однако не вызывает, по-видимому, сомнений само предположение, что угловой момент, полученный ядром, может влиять на ход процесса испускания фрагментов. Известно, что с ростом энергии, передаваемой ядру при соударении, растет и угловой момент возбужденного ядра [81, 82]. А как было показано выше, с ростом передаваемой энергии возрастает сечение образования фрагментов. Таким образом, может существовать связь вероятности испускания фрагментов с величиной углового момента возбужденного ядра.

В гипотезе Телегди предполагается, что испускание фрагментов происходит в процессе обычного испарения, но при определенных начальных условиях (большой угловой момент возбужденного ядра). К гипотезам такого же типа, когда предполагается, что за образование многозарядных частиц ответственны уже известные процессы, но при определенных условиях, можно отнести гипотезу «турбулентного эффекта» Гейзенберга [83], гипотезу многократного обмена мезонами [84], гипотезу флуктуаций ядерной материи [85], гипотезу асимметричного деления ядра с большим угловым моментом [86, 87].

Первые две гипотезы не находят подтверждения на опыте. При «турбулентном эффекте», возникающем при множественном рождении мезонов при попадании в ядро частицы, можно было бы ожидать корреляцию между образованием фрагментов и мезонных ливней, чего нет на самом деле [38, 62]. Гипотеза асимметричного деления ядра с большим угловым моментом также, как и гипотеза Телегди, развития не получила.

Было выдвинуто также несколько гипотез, которые представляют собой известный отход от обычных представлений. Это, во-первых, гипотеза Перкинса [38] о дальнедействующих ядерных силах, выдвинутая им, чтобы объяснить взаимодействие быстрого нуклона с большой группой нуклонов. Данная гипотеза в свете имеющихся теперь представлений смыкается с точкой зрения коллективного взаимодействия нуклонов группы и падающего быстрого нуклона [88]. К гипотезам второй группы относятся несколько гипотез, в которых процесс образования фрагментов рассматривается как особый процесс расщепления ядра, отличный от выбивания, испарения и деления [2, 32, 39].

Существует несколько точек зрения на отличительные особенности процесса фрагментации как особого процесса расщепления ядра. Крюгер и Шугэрман [2] существенной характеристикой процесса фрагментации считают стабильность образуемых фрагментов. Вольфганг, Бакер и другие [32] отличительной стороной этого нового процесса считают большую скорость его протекания. Образующиеся в быстром процессе фрагменты имеют отношение n/p , как у исходного ядра, и обладают достаточным возбуждением для испарения частиц. В работе Ложкина [39] фрагментация рассматривается как быстрый процесс, приводящий к образованию в основном стабильных изотопов легких ядер. В свете обсужденных выше особенностей явления образования многозарядных частиц в ядерных расщеплениях последние гипотезы кажутся плодотворными в том смысле, что пытаются в целом объяснить все явление, не выделяя из него на первых порах частей, обусловленных, возможно, другими процессами.

Рассмотрим основные посылки предполагаемых механизмов процесса фрагментации. В работах [2, 32] причиной появления нового вида ядерного превращения, когда из ядра испускается фрагмент, считается мезонный механизм передачи энергии ядру, заключающийся в том, что в ядре поглощается π -мезон, образованный во время нуклон-нуклонных

соударений в ядерном каскаде. Если же этого не происходит, то фрагмент в расщеплении появиться не может.

Простая модель нуклон-нуклонных соударений приводит к слабому росту переданной энергии с ростом энергии падающей частицы. Однако при энергии частиц более 300 Мэв делается заметным образование π -мезонов, и было предположено [26, 89], что поглощение мезонов в родительском ядре становится основной причиной больших передач энергии ядру. Этому способствует то обстоятельство, что наиболее вероятная энергия образуемых в таких соударениях π -мезонов [90] близка к энергии резонансного захвата π -мезона парой нуклонов [91] и соответствует максимуму упругого рассеяния π -мезон-нуклон [92]. Поэтому π -мезон, образовавшийся внутри ядра, имеет небольшую вероятность выхода наружу. Оценка, проведенная в работе [93], показывает, что при взаимодействии протонов с энергией 1000 Мэв с ядром с $A=100$ из ядра выходит наружу примерно 1/3 всех образовавшихся π -мезонов.

Как известно [94], сечение мезообразования при нуклон-нуклонных соударениях очень быстро растет от порога до 1000 Мэв, а затем остается примерно постоянным. Увеличение передаваемой энергии в области энергии падающих частиц больше 1000 Мэв может идти за счет многократного образования мезонов в одном ядре, а также за счет множественного рождения мезонов в одном соударении.

Мезонному механизму передачи энергии ядру, помимо большой величины передаваемой энергии, приписывается, кроме того, сильная локальность в нагревании ядра. В силу большого сечения рассеяния π -мезон-нуклон и большой вероятности захвата π -мезона его свободный пробег будет составлять примерно 0.1 радиуса ядра [32], что приведет к передаче его полной энергии нуклонам, находящимся в небольшой области ядра. В этих условиях, как предполагают Вольфганг и другие [32], образуются значительные местные нарушения в ядре, разрывается ряд нуклон-нуклонных связей, а совместное влияние сил натяжения, кулоновского отталкивания и импульсов, полученных при развитии каскада, приводит к быстрому разрушению ядра. При этом существует большая вероятность появления среди продуктов расщепления нуклонных группировок.

В дальнейшем для объяснения роста выхода фрагментов с ростом атомного номера мишени теми же авторами [30] было сделано предположение о влиянии на процесс образования фрагментов делительной способности ядра (т. е. параметра Z^2/A).

В работе [39] было отмечено, что мезонный механизм передачи энергии ядру не может считаться единственной причиной образования расщеплений с фрагментами.

Расщепления с образованием фрагментов могут происходить и тогда, когда мезонный механизм передачи энергии не имеет места [37]. Это подтверждается наличием фрагментов в расщеплениях с малым числом α -частиц и протонов, т. е. при относительно малой передаче энергии; медленным изменением сечения образования многозарядных частиц в области малых энергий падающих протонов (отсутствует резкий спад сечения при пороге мезообразования); отсутствием большой разницы в сечении образования фрагментов в расщеплениях, создаваемых быстрыми π -мезонами и протонами; фактом одновременного испускания в расщеплении и многозарядной частицы, и π -мезона, что говорит о том, что образовавшийся π -мезон не поглотился в ядре.

В рассматриваемой работе [39] процесс образования фрагментов представляется как быстрый процесс разрушения ядра с одновременным образованием фрагмента и нескольких более легких частиц (n , p , α), наступающий в результате особых условий первичного взаимодействия падающей частицы с ядром при передаче большой энергии ядру или его части.

С точки зрения такого быстрого расщепления ядра (как прямой ядерной реакции с одновременным образованием многих частиц) можно качественно объяснить многие особенности процесса фрагментации. К сожалению, в настоящее время нет достаточно развитой теории подобных реакций и трудно сделать окончательное суждение.

Интересные представления были развиты в работе Денисова, Косаревой и Черенкова [95]. Они рассмотрели каскадный механизм образования фрагментов, по которому отделение фрагментов от ядра происходит в процессе внутриядерного нуклонного каскада в результате нарушения ядерных связей. При этом существенные допущения делаются о пространственной структуре ядра (наличие в ядре пространственно скоррелированных групп нуклонов, связанных с остальным ядром посредством небольшого числа нуклонов). В процессе развития нуклонного каскада

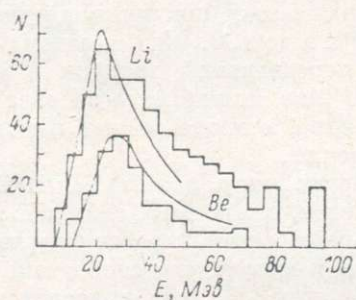


Рис. 97. Расчетные и экспериментальные энергетические распределения Li и Be.

Прямые — расчет, гистограммы — экспериментальные распределения.

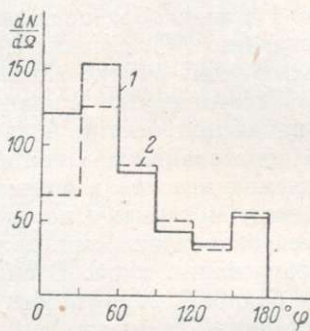


Рис. 98. Угловые распределения фрагментов с $Z \geq 4$.

1 — экспериментально полученное распределение [95];
2 — расчет [95].

при попадании в ядро быстрой частицы нуклоны, выполняющие роль связей, могут быть выбиты из ядра и данная группа окажется отделенной от ядра. Если в дальнейшем эта группа не захватывается ядром, то отделение заканчивается испусканием фрагмента. Таким образом, нуклонный каскад как бы фиксирует определенную пространственную структуру ядра, имевшуюся в момент попадания в ядро быстрой частицы. Расчет описанного каскадного механизма образования фрагментов был выполнен следующим образом: 1) по модели нуклонного каскада (по методу Монте-Карло) и путем решения вероятностной задачи о случайной выборке рассчитывалось отделение фрагмента от ядра; 2) по модели жидкой капли оценивалась вероятность захвата отделившегося фрагмента ядром. Методом Монте-Карло рассчитывалось только распределение выбиваемых в каскаде нуклонов по объему ядра.

Предложенная модель позволяет рассчитать почти все характеристики явления фрагментации. Расчет, проведенный при энергии протонов 660 Мэв, хорошо объясняет энергетические распределения фрагментов при энергиях вблизи кулоновского барьера (рис. 97), но в то же время совершенно не объясняет фрагментов с $E \gg E_{\text{кул}}$. Угловые распределения фрагментов, полученные в расчете (рис. 98), совпадают с экспериментальными, если не рассматривать быстрых фрагментов, дающих основной вклад под малыми углами. Точно так же удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных данных получается для зависимости вероятности испускания фрагментов от числа лучей в звезде,

для зарядового распределения фрагментов (рис. 99), для величины полного сечения фрагментации и его зависимости от энергии падающих протонов (рис. 100). Естественное объяснение в этой картине получает множественность фрагментации. Интересно отметить, что большая часть расчетов согласуется с экспериментом, если число нуклонов связи меньше или равно 2 и в каждый момент времени во фрагментах находится около половины всех нуклонов ядра.

Трудность интерпретации экспериментальных данных, относящихся к испусканию многозарядных частиц при расщеплении ядер, связана с неполнотой этих данных и явной неудовлетворительностью существую-

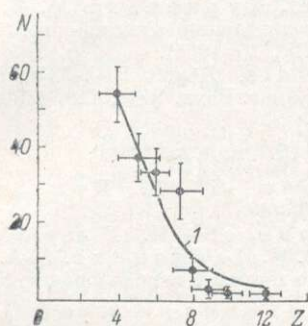


Рис. 99. Зарядовое распределение фрагментов при расщеплении ядер Ag, Br.
1 — расчет [93].

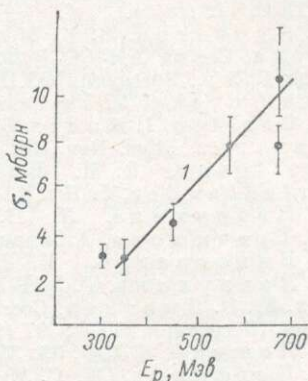


Рис. 100. Функция возбуждения для образования фрагментов с $Z \geq 4$ при расщеплении ядер Ag и Br протонами с энергией 660 МэВ.
1 — расчет [93].

щих представлений о структуре ядер и характере взаимодействия быстрых частиц с ядрами. Но уже сейчас представляются заслуживающими внимания заключения о существовании некоторого быстрого процесса разрушения ядра, отличающегося по своей природе от известных процессов деления, испарения и выбивания, и о связи процесса образования многозарядных частиц со структурой ядра.

Литература

1. K. Kofstad, Report UCRL-2265 (1953).
2. P. Kruger, N. Sugarman, Phys. Rev., 99, 1459 (1955).
3. И. И. Гуревич, А. П. Жданов, А. И. Филиппов, ДАН СССР, 18, 169 (1938).
4. E. M. Schopper, E. Schopper, Phys. Z., 40, 22 (1949).
5. G. Occhialini, C. Powell, Nature, 159, 93 (1947).
6. P. Frieger, Phys. Rev., 74, 213 (1948).
7. E. Pickup, L. Voyvodic, Canad. J. Phys., 29, 263 (1951).
8. P. Hodgson, D. Perkins, Nature, 163, 439 (1949).
9. D. Perkins, Phil. Mag., 41, 138 (1950).
10. S. O. C. Sørensen, Phil. Mag., 40, 947 (1949).
11. A. Bonetti, C. Dilworth, Phil. Mag., 40, 585 (1949).
12. J. Crussard, Compt. Rend., 231, 141 (1950).
13. S. Wright, Phys. Rev., 79, 838 (1950).
14. E. Titterton, Phil. Mag., 42, 113 (1951).
15. W. Barkas, Phys. Rev., 87, 267 (1952).
16. Н. А. Перфилов, В. И. Остроумов, Тр. ИАН, 7, вып. 2, 62 (1956).
17. F. S. Rowland, R. L. Wolfgang, Phys. Rev., 110, 175 (1958).
18. L. Marquez, I. Perlman, Phys. Rev., 81, 953 (1951).
19. G. Friedlander, J. Hudis, R. Wolfgang, Phys. Rev., 99, 263 (1955).
20. E. Baker, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev., 112, 1319 (1958).

21. P. Benioff, Report UCRL-8780 (1959).
22. D. W. Barr, Report UCRL-3793 (1957).
23. L. Marquez, Phys. Rev., 86, 225 (1952).
24. D. H. Greenberg, J. M. Miller, Phys. Rev., 84, 845 (1951).
25. G. Friedlander, J. M. Miller, R. Wolfgang, J. Hudis, E. Baker, Phys. Rev., 94, 727 (1954).
26. А. П. Виноградов, И. П. Алимарин, В. И. Баранов, А. К. Лаврухина, Т. В. Баранова, Ф. И. Павлоцкая, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г. Заседание ОХН, Изд. АН СССР, 132 (1955).
27. Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, Н. Н. Борисова, М. Я. Кузнецова, Л. Н. Курчатова, Л. В. Чистяков, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г., Заседания ОХН, Изд. АН СССР, 178 (1955).
28. Б. В. Курчатов, В. И. Мехедов, Л. Н. Курчатова, М. Я. Кузнецова, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 1—5 июля 1955 г., Заседания ОХН, Изд. АН СССР, 26 (1955).
29. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, J. Hudis, Report BNL-5376 (1960).
30. A. A. Saretto, J. Hudis, G. Friedlander, Phys. Rev., 110, 1130 (1958).
31. L. Marquez, Phys. Rev., 86, 405 (1952).
32. R. Wolfgang, E. M. Baker, A. A. Saretto, J. V. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev., 103, 394 (1956).
33. А. К. Лаврухина, Л. П. Москалева, Л. Д. Красавина, И. М. Гречищева, Атомная энергия, 3, 285 (1957).
34. А. П. Виноградов, И. П. Алимарин, В. И. Баранов, А. К. Лаврухина, Т. В. Баранова, Ф. И. Павлоцкая, А. А. Брагина, Ю. В. Яковлев, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии. Заседания ОХН, 97 (1955).
35. О. В. Ложкин, ЖЭТФ, 33, 354 (1957).
36. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, О. В. Ложкин, М. М. Макаров, В. И. Остроумов, З. И. Соловьева, В. П. Шамоу, ЖЭТФ, 38, 345 (1960).
37. У. Р. Арифханов, М. М. Макаров, Н. А. Перфилов, В. П. Шамоу, ЖЭТФ, 38, 1115 (1960).
38. D. H. Perkins, Proc. Roy. Soc., 203, 399 (1950).
39. О. В. Ложкин, Автореф. канд. дисс., Изд. ГПБ, Л. (1957).
40. Н. А. Перфилов, Сб. «Физика деления атомных ядер», Атомиздат, М., 98 (1957).
41. S. Nakagawa, E. Tamai, S. Nomoto, Nuovo Cim., 9, 780 (1958).
42. В. И. Остроумов, ЖЭТФ, 32, 3 (1957).
43. О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, ЖЭТФ, 34, 913 (1956).
44. S. Katsoff, Phys. Rev., 114, 905 (1959).
45. Б. В. Курчатов, В. Н. Мехедов, Л. В. Чистяков, М. Я. Кузнецова, И. Н. Борисова, В. Г. Соловьев, ЖЭТФ, 35, 56 (1958).
46. М. Кузнецова, В. Мехедов, В. Халкин, Атомная энергия, 4, 455 (1958).
47. Н. А. Перфилов, Г. Ф. Денисенко, ЖЭТФ, 35, 631 (1958).
48. J. Hudis, A. A. Saretto, Bull. Am. Phys. Soc., 1, 224 (1956).
49. В. Сидоров, Е. Григорьев, ЖЭТФ, 33, 1179 (1957).
50. M. Vlau, A. R. Oliver, Phys. Rev., 102, 489 (1956).
51. Н. С. Иванова, ЖЭТФ, 34, 1381 (1958).
52. Н. С. Иванова, В. И. Остроумов, Ю. В. Павлов, ЖЭТФ, 37, 1604 (1959).
53. А. С. Ассовская, Н. С. Иванова, ЖЭТФ, 39, 1511 (1960).
54. О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, А. А. Римский-Корсаков, Дж. Фремлин, ЖЭТФ, 38, 1388 (1960).
55. O. S. Skjeggstad, S. O. Sørensen, Phys. Rev., 113, 115 (1959).
56. R. W. Deutsch, Phys. Rev., 97, 110 (1955).
57. G. Friedlander, L. Yaffe, Phys. Rev., 117, 578 (1960).
58. C. D. Coryell, Ann. Rev. Nuclear Sci., 2, 305 (1953).
59. П. А. Горичев, О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, ЖЭТФ, 41, 35 (1961).
60. В. А. Munir, Phil. Mag., 1, 355 (1956).
61. P. E. Hodgson, Phil. Mag., 42, 207 (1951).
62. S. O. Sørensen, Phil. Mag., 42, 188, 325 (1951).
63. A. Turkevich, N. Sugarman, Phys. Rev., 94, 728 (1954).
64. A. Alumkal, A. G. Barkow, G. Kane, R. McDaniel, Z. O'Friel, Nuovo Cim., 17, 316 (1960).
65. В. Н. Мехедов. Матер. совещ. по применению радиохимических методов изучения ядерных реакций, ОИЯИ, 1, 5 (1958).

66. A. E. Metzger, J. M. Miller, Phys. Rev., 113, 1125 (1959).
67. S. J. Goldsack, W. O. Lock, B. A. Munir, Phil. Mag., 2, 149 (1957).
68. E. Baker, S. Katc off, Bull. Am. Phys. Soc., ser. II, 2, 222 (1957).
69. П. А. Горичев, О. В. Ложкин, Н. А. Перфилов, Ю. А. Яковлев, ЖЭТФ, 41, вып. 2 (1961).
70. N. Sugarman, R. Duffield, G. Friedlander, Phys. Rev., 95, 1704 (1954).
71. N. Sugarman, M. Campos, K. Wielgoz, Phys. Rev., 101, 388 (1956).
72. N. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev., 107, 1410 (1957).
73. N. Porile, N. Sugarman, Phys. Rev., 107, 1422 (1957).
74. J. Hudis, J. M. Miller, Phys. Rev., 112, 1332 (1958).
75. P. E. Hodgson, Phil. Mag., 43, 190 (1952).
76. G. C. Deka, D. Evans, D. J. Prowse, M. Baldo-Ceolin, Nuclear Phys., 23, 657 (1961).
77. R. E. Batzel, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 79, 528 (1950).
78. R. E. Batzel, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 82, 607 (1951).
79. R. E. Batzel, D. K. Miller, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 84, 671 (1951).
80. Y. Fujimoto, Y. Yamaguchi, Progr. Theor. Phys., 5, 76 (1950).
81. J. Meadows, R. Diamond, R. Sharp, Phys. Rev., 102, 190 (1956).
82. N. T. Porile, Phys. Rev., 108, 1526 (1957).
83. W. Heisenberg, Z. Phys., 126, 569 (1949).
84. В. И. Векслер, ДАН СССР, 82, 865 (1952).
85. Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ, 33, 1295 (1957).
86. Н. А. Перфилов, В. П. Шапов, О. В. Ложкин, ДАН СССР, 113, 75 (1957).
87. Р. А. Пик-Пичак, ЖЭТФ, 34, 341 (1958).
88. Л. Ажгирей, Н. Взорев, В. Зрелов, М. Мещеряков, Б. Неганов, А. Шабудин, ЖЭТФ, 33, 1185 (1957).
89. R. L. Wolfgang, G. Friedlander, Phys. Rev., 96, 190 (1954).
90. L. C. Juan, S. Lindenbaum, Phys. Rev., 93, 1431 (1954).
91. М. Мещеряков, Б. Неганов, ДАН СССР, 100, 677 (1955).
92. S. Lindenbaum, L. Juan, Phys. Rev., 100, 306 (1955).
93. W. O. Lock, P. V. March, H. Muirhead, W. Rosser, Proc. Roy. Soc., 230, 215 (1955).
94. L. W. Smith, A. Mc Reynolds, G. Snow, Phys. Rev., 97, 1186 (1955).
95. Ф. П. Денисов, К. В. Косарева, П. А. Черенков, Тр. Всесоюз. конф. по мирному использованию атомной энергии, Изд. АН УзбССР, Ташкент (1961).

Глава II

ДЕЛЕНИЕ ЯДЕР ЧАСТИЦАМИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

К настоящему времени опубликовано большое число работ, посвященных изучению деления ядер нейтронами самых различных энергий, протонами, дейтронами, α -частицами, мезонами и γ -квантами.

Отвлекаясь от несущественных особенностей, связанных с природой частицы, производящей деление, рассмотрим результаты опытов, позволяющих оценить влияние величины энергии возбуждения ядра на распределение по массам продуктов деления, значение сечений и делимостей для различных ядер и на соотношения между конкурирующими процессами при охлаждении ядра.

В последние годы рядом авторов исследовалось деление ядер многозарядными ионами. Мы сочли необходимым рассмотреть основные результаты этих опытов, пополняющих наши знания о механизме деления.

Читателю, интересующемуся проблемой деления в целом, мы в дополнении к данной главе рекомендуем статьи, опубликованные в книге [1], а также последние обзоры по делению ядер [2-3]. Там же можно найти и дополнительную библиографию оригинальных работ.

§ 1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО МАССАМ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

Рассмотрим экспериментальные данные об изменении распределения по массам продуктов деления при различных энергиях возбуждения и разных Z делящихся ядер.

Известно, что для ядер в области урана при увеличении энергии частиц распределение по массам изменяется в направлении возрастания выходов симметричного деления. Приведенные на рис. 101 кривые дают представление об эволюции спектра масс при действии на уран тепловыми нейтронами (а), протонами 10 (б), 70 (в) и 340 (г) Мэв [4]. Данные получены радиохимическим методом. При действии тепловыми нейтронами в основном деление происходит на осколки, существенно неравные по массам. Кривая выходов имеет два максимума. Отношение максимального выхода

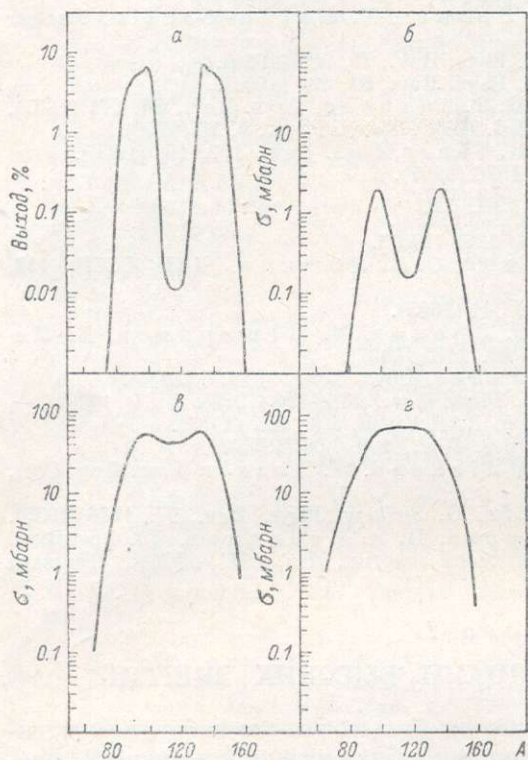


Рис. 101. Распределение по массам продуктов деления урана при действии тепловых нейтронов и быстрых протонов.

Объяснение см. в тексте.

1. При увеличении энергии бомбардирующих частиц растет число каскадных частиц, увеличивается средняя энергия возбуждения ядер, уменьшается в среднем массовое число ядра перед делением. При том же отношении масс при делении массы ядер-продуктов будут меньше, когда энергия протонов больше. Так как делиться будет набор ядер с различными энергиями возбуждения, то граница ее со стороны тяжелых продуктов деления существенно не изменится, в то время как появление более легких продуктов деления расширит кривую в сторону меньших масс.

2. Уширение кривой массового распределения с ростом энергии возбуждения вследствие появления и возрастания выходов более асимметричных делений.

Как показано далее, кроме первой причины, по-видимому, имеет место и вторая.

к минимальному составляет величину около 600. При делении протонами 10 Мэв это отношение уменьшается до 10 из-за увеличения доли симметричных делений, и при делении протонами 340 Мэв доля симметричных делений увеличивается настолько, что кривая имеет лишь один максимум, приходящийся на выходы симметричных и близких к симметричным по массе продуктам делений. Одновременно происходит заметное уширение кривых в сторону легких продуктов деления. Так, для значений $\sigma_p \approx 0.1$ мбарн при увеличении энергии протонов от 10 до 340 Мэв распределение уширяется приблизительно от 66 до 100 массовых единиц.

Подобная картина в изменении распределения по массам с ростом энергии возбуждения имеет место также при делении плутония [5] и тория [6].

Уширение кривых распределения по массам с ростом энергии возбуждения может быть связано с двумя причинами.

Возможные изменения в распределении по массам продуктов деления урана в зависимости от энергии возбуждения изучались в работе [7]. Уран вводился в фотослой и пластинки облучались протонами 660 Мэв. Делительные события, наблюдаемые в фотослое, разбивались затем на группы по числу $n_{ар}$ заряженных частиц (испарительных), сопровождающих деление. Ранее [8] была установлена зависимость между $n_{ар}$ и средним значением дополнительного до 180° угла между осколками, который характеризует энергию возбуждения ядра-остатка. До энергий протонов около 660 Мэв выполняется эмпирическое соотношение вида $U = A + Bn_{ар}$ (A и B — постоянные), которое позволяет классифицировать случаи деления по энергиям возбуждения.

На рис. 102 можно видеть распределение по отношениям пробегов осколков L_L/L_T легкого и тяжелого при энергиях возбуждения 60, 240 и 380 Мэв, заменяющее распределение по массам. Заметно явное уширение кривых за счет уменьшения числа симметричных и роста асимметричных делений. Авторы [7] утверждают, что изменение в распределении по отношениям пробегов не связано с переносной скоростью, а является следствием влияния величины энергии возбуждения на распределение по массам продуктов деления.

Вид кривых массового распределения продуктов деления существенно зависит как от U , так и от Z ядра-мишени. Так, например, при делении Ra^{226} протонами 11 Мэв [9, 10] наблюдаются раздельно два типа делений — асимметричное и симметричное. При увеличении энергии возбуждения примерно в два раза преобладающим становится симметричное деление (рис. 103, а, б).

Два вида деления — асимметричное и симметричное — имеют место также для Th^{232} при делении γ -квантами с $E_{max} = 70$ Мэв [11].

На рис. 104 представлено распределение по массам продуктов деления Bi^{209} протонами с энергией 36 и 58 Мэв, по данным Сугихара и других [12]. Сечения деления равны 1.9 и 11.3 мбарн.

При делении протонами 36 Мэв авторы [12] обнаружили и для продуктов деления висмута раздельно наблюдаемый асимметричный вид массового распределения в области масс 66—73. Выход асимметричного деления составляет величину лишь около 0.3% к общему выходу. Если по экспериментальным точкам для выходов легких продуктов деления построить распределение по массам для тяжелых, приняв число испущенных при делении нейтронов равным 4, то максимальные выходы при асимметричном делении Bi^{209} будут соответствовать массовым числам 70 и 136.

Для радия из работы [9] значения для максимумов равны 87 и 135. Следовательно, у висмута, как и у ядер с большим Z , положение мак-

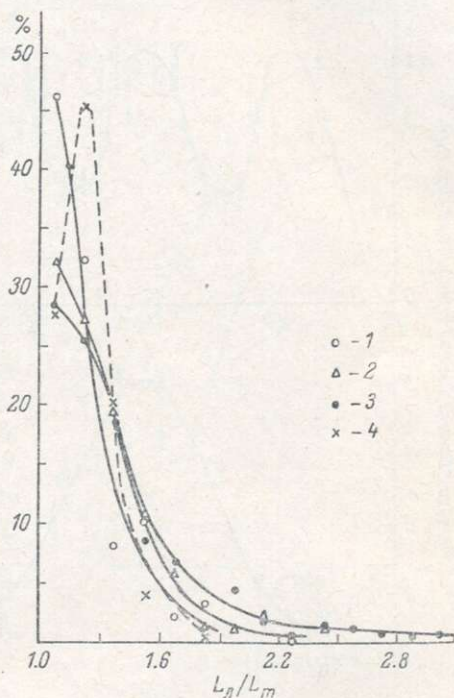


Рис. 102. Распределение отношений пробегов L_L/L_T осколков деления урана при различных энергиях возбуждения:

1 — $U=60$ Мэв; 2 — $U=240$ Мэв;
3 — $U=380$ Мэв; 4 — деление на тепловых нейтронах.

симумов для тяжелых осколков остается неизменным и лишь смещается положение максимума для легких осколков.

Авторы [12] предполагают, что наличие асимметричного вида деления для висмута, как и для более тяжелых ядер, вероятно, обусловлено влиянием оболочечных эффектов, в данном случае оболочек с числом протонов и нейтронов 50 и 82. На кривой выходов при делении протонами 58 Мэв уже нет никаких намеков на два раздельно наблюдаемых вида деления.

Рассмотренные факты допускают предположение, что симметричное деление обусловлено увеличением энергии возбуждения вне зависимости от массового номера элемента. Асимметричное деление, которое выявляется в виде двугорбого распределения по массам, как указывалось в [13], вероятно, связано с наличием нейтронных и протонных оболочек в осколках. Для тяжелых элементов (торий, уран и тяжелее) оно является основным видом деления при малых энергиях возбуждения над порогом и простирается до висмута, где оно составляет лишь долю процента. Таким образом, выходы асимметричного деления такого вида зависят от структуры ядра и его места в периодической таблице.

Для висмута, как и для урана, интересно сопоставить между собой массовые распределения при разных энергиях возбуждения. Это можно сделать из рассмотрения рис. 105—107, где приводятся распределения по массам при делении висмута дейтронами 22 и 190 Мэв [14, 15], протонами 340 и 480

Рис. 103. Распределение по массам продуктов деления радия протонами 11 Мэв (а) и дейтронами 22 Мэв (б) [10].

1 — измеренные величины; 2 — зеркально отображенные точки, $\nu=5$; 3 — зеркально отображенные точки, $\nu=3$.

Мэв [16, 17]. Из сравнения видно, что ширины кривых массового распределения существенно зависят от энергии возбуждения и увеличиваются с ее ростом от значения около 18 массовых единиц при энергии возбуждения вблизи 27 Мэв приблизительно до 40 при делении дейтронами 190 Мэв. С увеличением энергии возбуждения для совокупности делящихся ядер вступают в действие другие виды деления, более асимметричные, которые при меньших энергиях запрещались внутренними условиями. Эта асимметрия уже иного происхождения и не связана с наличием внутриядерных замкнутых оболочек.

При делении протонами 340 и 480 Мэв кривые примерно одинаковы по площади, но для 480 Мэв распределение шире у основания за счет убыли вклада симметричного деления.

Увеличение вклада асимметричных делений [18] с ростом энергии возбуждения наглядно видно из отношения $\frac{\sigma_f(660)}{\sigma_f(480)}$ для выходов различных продуктов деления (рис. 108). Выходы продуктов асимметричных делений (Ba¹²⁸, Sr⁸⁹) возросли больше, чем выходы симметричных делений (Ag¹¹¹, Mo⁹⁹).

Обуховым [19] сделана попытка дать качественное объяснение расширения кривой распределения по массам на основе применения к ядру модели жидкой капли. Он предположил, что расширение массовой кривой связано с появлением делительных событий, происходящих при высокой температуре ядра. Если $\Delta E = E_a - E_c$ есть разница в энергии активации для асимметричных и симметричных форм деления, то в соответствии со статистической теорией отношение вероятностей осуществления первого или второго вида деления должно определяться выражением вида

$$w = \frac{\sigma_c}{\sigma_a} \approx \exp\left(\frac{\Delta E}{T}\right),$$

где T — температура ядра при делении. С ростом температуры относительный вклад асимметричных по массе делений будет увеличиваться при $\Delta E > 0$.

Для понимания кривых распределения по массам при энергии протонов 300 Мэв и выше следует отметить, что, кроме продуктов деления, совместно появляются продукты реакций расщепления и фрагментации. Продукты реакций расщепления заполняют область в распределении не только около массового номера мишени, но при таких энергиях смыкаются с продуктами деления со стороны тяжелой компоненты. Продукты фрагментации заполняют область от $Z \geq 2$, и при достаточно высокой энергии протонов выходы их также распространяются до легких продуктов деления с сопоставимыми сечениями. Если энергия протонов превышает 1 Бэв, то продукты деления уже не выделяются четко в распределении. На рис. 107 видно, что при $E_p = 3$ Бэв распределение по массам при делении Рb представляется монотонной кривой, а выходы мало различаются для всего интервала масс от 20 до 185.

Интересно отметить, что, как следует из работы [7], при высоких энергиях возбуждения распределение по массам продуктов деления существенно не отличается для таких разных ядер, как уран, висмут и вольфрам. Это видно из рис. 109, где распределение по отношениям пробегов дано при $U = 400$ Мэв.

При дальнейшем уменьшении Z мишени, например при делении тантала [20], выходы продуктов деления при энергии протонов 340 Мэв (рис. 110) еще отделяются четко от продуктов реакций расщепления и фрагментации. Отношение максимального выхода к минимальному (по краям распределения) около 10. При $E_p = 5.7$ Бэв, как и для свинца при $E_p = 3$ Бэв, продукты расщепления, деления и фрагментации не разделяются между собой [21]. В область, занимаемую при меньших энергиях осколками деления, с заметным сечением могут попасть продукты реак-

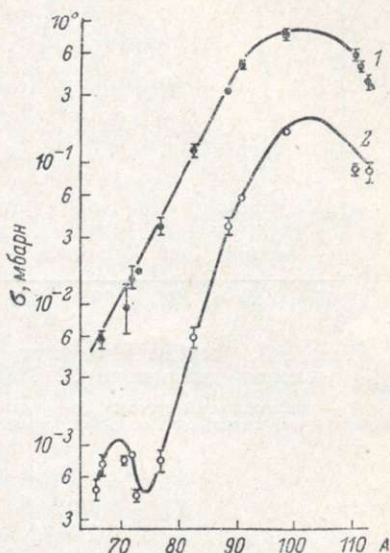


Рис. 104. Распределение по массам продуктов деления Bi²⁰⁹ протонами 58 (1) и 36 (2) Мэв.

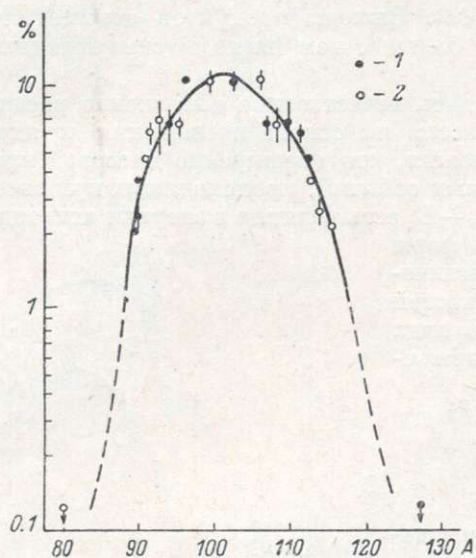


Рис. 105. Выходы продуктов деления висмута дейтронами 22 Мэв [10].

1 — наблюдаемый выход; 2 — выход дополнительного осколка, $\nu=4$.

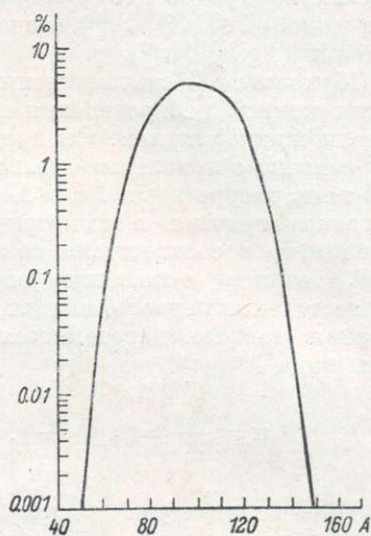


Рис. 106. Выходы для продуктов деления при облучении Bi^{209} дейтронами с энергией 190 Мэв [15].

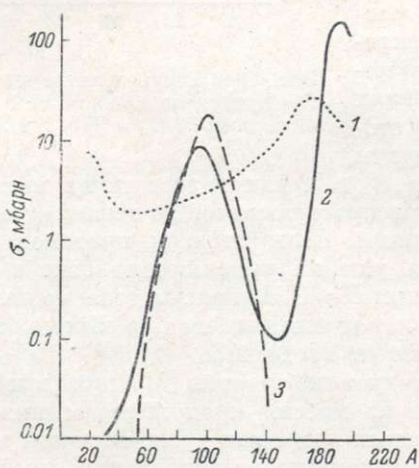


Рис. 107. Выходы продуктов деления и отщепления при действии на висмут протонами 340 (3) и 480 (2) Мэв и на свинец протонами 3 Бэв (1) [16,17].

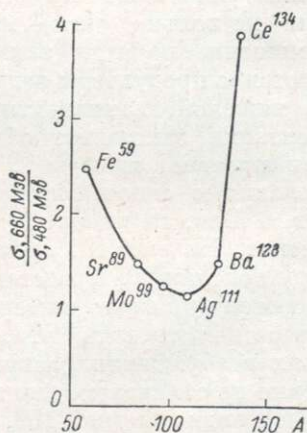


Рис. 108. Отношение сечений для продуктов деления висмута, характеризующее увеличение выходов асимметричных делений с возрастанием энергии протонов.

ций расщепления и фрагментации. Действительно, сечение фрагментации на тантале при энергии протонов около 6 Бэв составляет величину около 130 мбарн для фрагментов с $Z \geq 4$.* При таких энергиях значителен

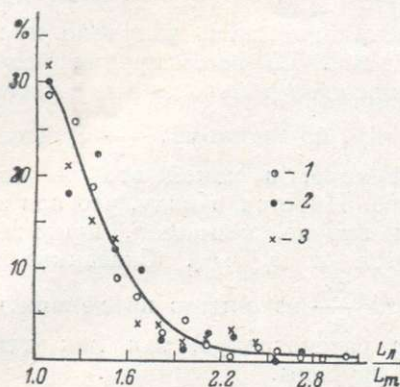


Рис. 109. Распределение отношений пробегов осколков деления U, Bi и W при энергии возбуждения ≈ 400 Мэв.

Деление: 1 — урана; 2 — висмута; 3 — вольфрама [7].

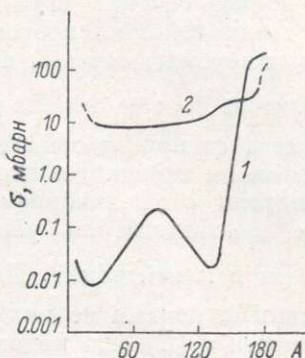


Рис. 110. Выходы продуктов деления и отщепления для тантала.

1 — протонами 0.34 Бэв [30]; 2 — протонами 5.7 Бэв [21].

вклад событий с двумя и даже тремя многозарядными частицами на одно расщепление. Расщепления с фрагментами обычно многолучевые. Так, для $E_p=9$ Бэв среднее число лучей в расщеплениях подобного типа около 17. Средний заряд фрагмента примерно равен 5. Из этих данных получим, что средний заряд ядра-остатка в расщеплениях с одним фрагментом уменьшается на 23 и в расщеплениях с двумя фрагментами — на 28 единиц заряда, таким образом, для среднего значения заряда ядра-остатка будем иметь величину около 50—45. Следовательно, область массовых чисел, которая при энергиях 300—400 Мэв заполняется продуктами деления, при больших энергиях будет пополняться также ядрами-остатками от расщеплений с фрагментами.

При действии частиц высоких энергий на элементы с меньшими Z , чем у тантала, например, на серебро [23] или даже медь [24], на массовых кривых, полученных радиохимическим методом, не наблюдается характерного максимума, соответствующего продуктам симметричного деления. Здесь продукты отщепления и фрагментации перекрывают область, куда могут попасть, возможно, осколки деления даже и при не очень высоких энергиях протонов. На рис. 111 приводится кривая выходов элементов при расщеплении серебра протонами с энергией 480 и 340 Мэв [23, 35].

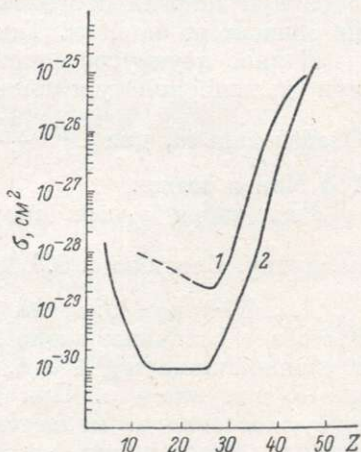


Рис. 111. Сечения образования элементов в результате расщепления серебра протонами с энергией 480 (1) и 340 (2) Мэв [23, 35].

* Сечение фрагментации на серебре для $E_p=9$ Бэв, по работе [22], около 90 мбарн. Сечение на тантале оценим из выражения

$$\sigma_{\Phi}(\text{Ta}) = \sigma_{\Phi}(\text{Ag}) \frac{\sigma_{\text{геом}}(\text{Ta})}{\sigma_{\text{геом}}(\text{Ag})}$$

§ 2. СЕЧЕНИЯ ДЕЛЕНИЯ И ДЕЛИМОСТИ (σ_f/σ_t)

Наибольшее количество данных для $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$, где σ_f — сечение деления и σ_t — полное сечение неупругого взаимодействия, получено при изучении взаимодействия протонов с ядрами. Из рассмотрения результатов по измерению сечений при делении ядер дейтронами и α -частицами с энергиями больше 10 Мэв следует, что, по-видимому, $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ существенно не зависит от природы частиц в той мере, в какой это не связано с изменением заряда делящегося ядра. Имеется в виду, что при заданной энергии с увеличением σ_f при замене, например, протона дейтроном соответственно увеличивается и σ_t [25, 26]. Сказанное выше относится и к нейтронам. Данные для $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ из опытов по делению многозарядными ионами не включены в рассмотрение, так как для них зависимости $\sigma_f(E)$ еще недостаточно изучены.

При высоких энергиях вклад делительных событий в общее сечение взаимодействия существенно и регулярно зависит от Z ядра-мишени.

Отношение $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ приближается к единице для ядер конца периодической таблицы (за ураном) и убывает с уменьшением ядерного заряда.

Наиболее полные данные, позволяющие проследить изменение $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ до практически любых энергий, получены из опытов по делению U^{238} . Сечение деления для урана достигает значения примерно 1.35 барн при энергии протонов 100—150 Мэв [27—23] и далее существенно не зависит от энергии. Так, при $E_p = 9$ Бэв $\sigma_f = 1.3 \pm 0.4$ барн [29].

Полное неупругое сечение при $E_p = 300$ Мэв [26] равно 1.85 барн и при дальнейшем увеличении энергии протонов почти не меняется.

Следовательно, для U^{238} $\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = 0.756$ по всему интервалу энергии от 100 Мэв и выше.

Для тория σ_f при энергии протонов свыше 100 Мэв составляет величину, близкую к 0.8 барн [28] и соответственно $\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = 0.465$.

Для Bi^{209} при энергии протонов около 350 Мэв сечение деления достигает величины около 200 мбарн по измерениям с помощью ионизационной камеры [28]. Это, по-видимому, максимально возможное значение σ_f для висмута. При дальнейшем увеличении энергии протонов σ_f существенно не меняется. Это видно, например, из рис. 107. Суммарные выходы для продуктов деления висмута при двух разных энергиях совпадают в пределах возможных ошибок измерений.

При облучении ядер Pb протонами 3 Бэв кривая выходов распространяется на интервал массовых чисел от 20 до 200. Авторы [16] отмечают, что если по аналогии с результатами для энергии протонов 0.34 и 0.48 Бэв считать, что продукты ядерной реакции в интервале масс от 120 до 40 обязаны делению, то для сечения деления свинца получится величина около 100 мбарн. Они берут массовый интервал, сдвинутый влево на 20 единиц, исходя из того, что при энергии протонов 3 Бэв средняя энергия возбуждения будет значительно выше, каскадных частиц станет больше и продукты деления должны иметь меньшую массу. Таким образом, для элементов в области Bi и Pb максимальное значение сечения деления, по-видимому, составляет величину около 200 мбарн для висмута и 100 мбарн для свинца. Принимая [26] значения σ_t для висмута и

свинца соответственно 1.6 и 1.56 барн, получим для $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ величины 0.13 и 0.064.

Для Au^{197} по результатам измерений сечений деления [28] при энергии 340 Мэв $\sigma_f = 0.05$ барн и $\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = 0.035$. Это значение, по-видимому, несколько занижено, но не намного по сравнению с тем, что должно быть при насыщении.

На рис. 112 можно видеть зависимость $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ для U^{238} , Th^{232} , Pb^{209} и Au^{197} по измерениям Стейнера и Юнгермана [28]. Для урана и тория эта зависимость оказывается строго постоянной в интервале энергий 100—350 Мэв. Для висмута при энергии 350 Мэв кривая близка к насыщению, а для золота насыщение еще не достигнуто, но рост дели-

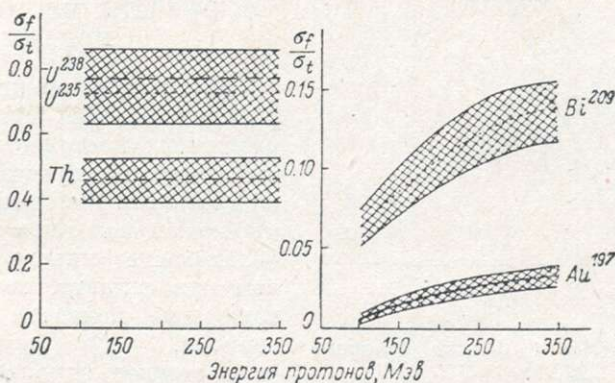


Рис. 112. Отношение сечения деления (σ_f) к полному сечению неупругого взаимодействия (σ_t) как функция энергии протонов для U^{238} , Th^{232} , Pb^{209} и Au^{197} .

мости с энергией явно замедлился и можно полагать, что кривая уже не далека от насыщения.

Для вольфрама и тантала значения σ_f при $E_p = 660$ Мэв равны соответственно 0.011 ± 0.003 и 0.008 ± 0.003 барн по измерениям с помощью фотометода [30] и радиохимического метода [31]. Полное сечение неупругого взаимодействия [26] — 1.44 и 1.42 барн, а отношение σ_f/σ_t равно 0.0076 и 0.0056 соответственно.

Далее, La^{134} , Sb^{122} , по измерениям Лаврухиной и других [32, 33], имеют при $E_p = 660$ Мэв сечение деления 0.6 и 0.25 мбарн. Значения σ_t равны соответственно 1.16 и 1.07 барн, а делимости — 0.000517 и 0.000234.

Сечение деления для серебра, по измерениям Шамова [34], равно 0.3 мбарн, а по измерению Кофстада [35], — от 0.01 до 0.1 или около 0.05 мбарн; делимости получатся соответственно $3 \cdot 10^{-4}$ и $5 \cdot 10^{-5}$.

На рис. 113 значения для делимостей, как они были определены выше [36], нанесены в полулогарифмическом масштабе в зависимости от Z^2/A . Как видим, экспериментальные точки, по крайней мере до лантана, совсем неплохо ложатся на прямую линию. Три значения делимостей (для лантана, сурьмы и серебра), если σ_f для серебра взять по Шамову [34], далеки от прямой. Возможно, что здесь имеет место иной механизм, отличный от «классического» деления, или большинство наблюдаемых случаев обязано процессу фрагментационного типа.

Экспериментальные данные по делению ядер в этой области еще совершенно недостаточны для однозначного ответа.

Если согласиться, что проведенная прямая правильно отражает зависимость σ_f/σ_t от Z^2/A , то в аналитической форме это запишется

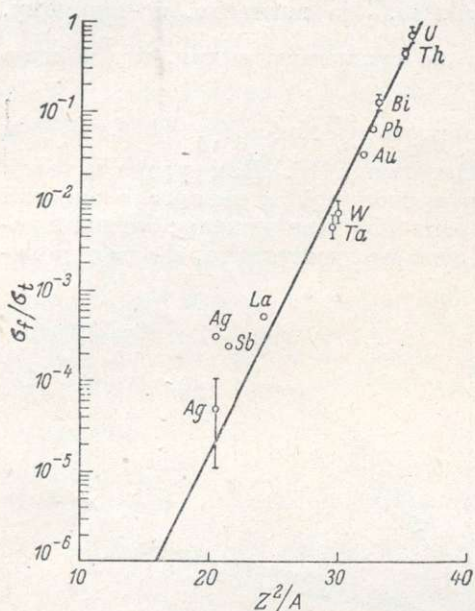


Рис. 113. Логарифм σ_f/σ_t как функция Z^2/A .

$$\frac{\sigma_f}{\sigma_t} = \exp \left[0.682 \left(\frac{Z^2}{A} - 36.25 \right) \right],$$

откуда следует, что для $Z^2/A = 36.25$ сечение неупругого взаимодействия должно полностью или почти полностью, учитывая приближенный характер зависимости, определяться делением.

§ 3. ДЕЛЕНИЕ МНОГОЗАРЯДНЫМИ ИОНАМИ

Изучение возможных ядерных реакций, идущих при облучении различных изотопов многозарядными ионами, представляет большой интерес. Действительно, здесь мы можем получить новые ядра, обладающие иными свойствами, чем при захвате, например, протона или нейтрона подходящей энергии.

Составное ядро, образующееся при слиянии ядра-мишени и многозарядного иона, будет нейтронодефицитным изотопом элемента с зарядом, равным сумме зарядов иона и ядра-мишени (в случае полного слияния). Так, например, при облучении Re^{186} ионами O^{16} будем иметь Bi^{202} вместо стабильного Bi^{209} . Кроме того, получившееся от слияния двух систем составное ядро, которое затем будет переходить в основное состояние испарением частиц или испытывать деление, имеет в среднем большой момент количества движения. Следовательно, изучение таких ядер дает возможность выявить не только влияние недостатка нейтронов, но и влияние большого углового момента на ход ядерной реакции, в том числе и делительной.

Максимальный угловой момент I_m составного ядра определяется выражением

$$I_m = \sqrt{2\mu (R_1 + R_2)^2 (E - V)},$$

где R_1 и R_2 — радиус иона и ядра-мишени; μ — приведенная масса; E — энергия иона в системе центра масс; V — кулоновский барьер.

Если сопоставить, например, максимальные угловые моменты, которые могут быть сообщены ядру Bi^{209} при столкновении с протоном, α -частицей и ионом O^{16} , то при $E_{\text{лаб}} = 150$ Мэв получим значения 26.1, 53.3, 76.2 \hbar соответственно. Кроме того, взаимодействие ядра с протоном при указанной энергии пойдет во многих случаях иначе, чем с тяжелым ионом, а именно: через стадию каскад-ядро-остаток, что приведет к распределению по энергиям возбуждения и угловым моментам, в котором значения, вычисленные исходя из начальной энергии протонов, будут являться лишь верхним пределом.

Наличие углового момента, обусловленного в основном вращением ядра как целого, может оказывать влияние на величину барьера для деления, а следовательно, также и на сечение деления σ_f . Задача о делении вращающихся ядер была рассмотрена Пик-Пичаком [37]. Полученные им результаты для барьера и сечения деления с учетом влияния углового момента имеют вид:

$$E_f = 4\pi R^2 O [0.73z^3 - (1.2z + 5.6z^2)y + (4.6 + 11z)y^2] = 4\pi R^2 O f(z, y), \quad (\text{III, 5})$$

$$\sigma_f = \pi (R_1 + R_2)^2 \cdot \left(1 - \frac{V}{E}\right) \cdot \frac{1}{y_{\max}} \int_0^{y_{\max}} w_f(y) dy, \quad (\text{III, 6})$$

где $z = 1 - x = 1 - \frac{Z^2}{A}$; $y = \left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{кр}}$

$$= \frac{I^2}{4\pi R^2 O}; \quad I - \text{угловой момент}; \quad J_0 -$$

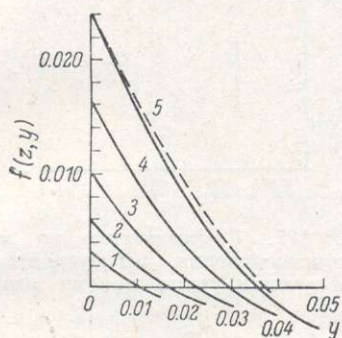


Рис. 114. Функция $f(z, y)$.

1 — $z=0.16$; 2 — $z=0.20$;
3 — $z=0.24$; 4 — $z=0.285$;
5 — $z=0.32$.

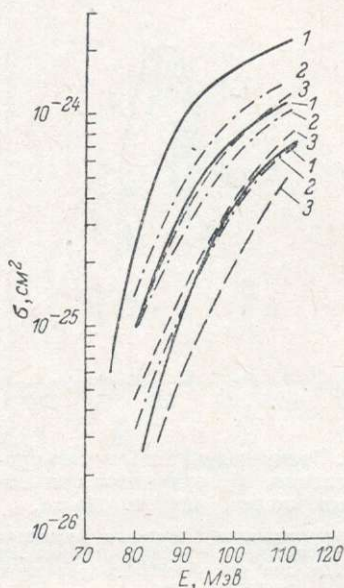


Рис. 115. Зависимости сечения деления (σ_f) от энергии ионов в лабораторной системе для Bi, Au, Re.

Объяснение см. в тексте.

момент инерции; O — удельная поверхностная энергия, Мэв; $w_f(y) = 1 - \left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma}\right)^{m+1}$ — вероятность деления с вылетом m нейтронов; $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_f$ — полная ширина;

$$y_{\max} = \frac{\mu (R_1 + R_2)^2}{J_0} \cdot \frac{E - V}{4\pi R^2 O}.$$

На рис. 114 зависимость $f(z, y)$ представлена графически для разных z и y . На рис. 115 линиями (1) даны экспериментальные зависимости сечения деления для висмута, золота и рения [39] от энергии налетающих ионов в лабораторной системе координат. Линиями 3 и 2 — вычисленные по формуле (III.6) с параметрами $\left(\frac{Z^2}{A}\right)_{\text{крит}}$, равными 51 и 52 соответственно; $r_0 = 1.5 \cdot 10^{-13}$ см.

С повышением энергии σ_f увеличивается и при $y_{\max} \approx y_{\text{кр}} \approx \frac{7}{5} z^2 (1 + 6z)$ сечение деления совпадает с полным сечением реакции.

По оценке Пик-Пичака, для элементов в области Yb и Du это условие будет выполняться при энергии N^{14} около 150 Мэв. Сечение деления растет также с увеличением массы налетающих частиц.

К настоящему времени исследовалось деление ядер урана, висмута, золота, рения ионами углерода, азота и кислорода при энергиях от пороговой до примерно 10.5 Мэв на нуклон. Далее приводятся основные полученные результаты.

Распределение по массам продуктов деления. Изучался спектр масс осколков при делении золота и урана ионами азота с энергией до 115 Мэв [38]. Выделялись после облучения 14 различных элементов. Кривая распределения осколков деления по массам, полученная при облучении золота, имеет вид сравнительно узкого пика (рис. 116) с шириной

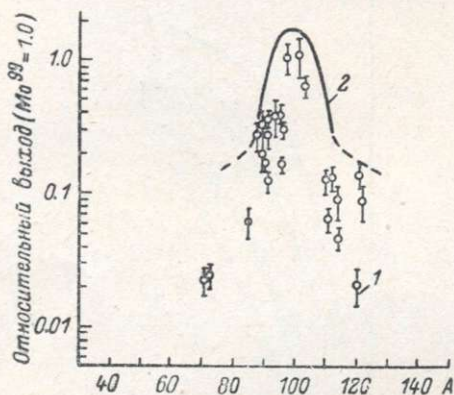


Рис. 116. Распределение по массам продуктов деления, образующихся при облучении золота ионами азота.

1 — экспериментальные значения выходов ядер; 2 — расчетная кривая, построенная с учетом выходов не идентифицированных в опытах ядер.

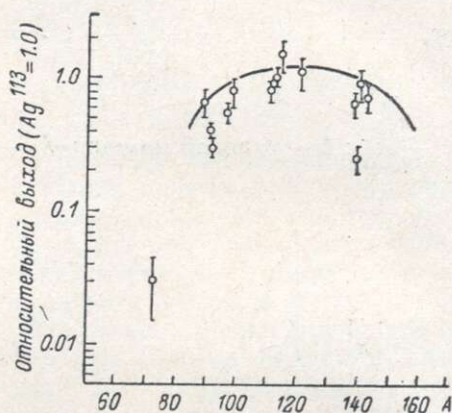


Рис. 117. Распределение по массам продуктов деления, образующихся при облучении урана ионами азота.

на половинной высоте около 20 массовых единиц. Максимум в распределении соответствует $A \approx 100$.

Спектр масс осколков деления урана значительно шире, чем для золота (рис. 117). Разницу в форме массовых распределений для Au и U авторы [38] объясняют тем, что для мишени Au делящимися ядрами являются высоко возбужденные ядра Rn^{211} , а для мишени U — соответственно Es^{252} , если реакция идет через составное ядро, но для Es^{252} при высокой энергии возбуждения будет иметь место как близкое к симметричному, так и сильно асимметричное по массам деление.

В работе [38] было подмечено также уширение кривых массового распределения с ростом энергии возбуждения, как и при делении протонами. Например, при облучении двух фольг из золота, сложенных вместе, распределение по массам шире для первой (по времени прохождения ионами) фольги, где энергия ионов составляла около 115 Мэв, чем для второй, где энергия была меньше на 30 Мэв.

Сечение деления. Измерялось как функция от энергии при делении U, Bi, Au, Re, Yb при облучении ионами углерода, азота и кислорода с энергиями до 10.5 Мэв на нуклон.

Для деления ионами азота Bi, Au, Re, зависимость $\sigma_f(E)$ показана на рис. 118, по измерениям Поликанова и Друина [39]. Сечение деления приблизительно удовлетворяет выражению:

$$\sigma_f = \pi r_0^2 (A_m^{1/2} + A_{\text{иона}}^{1/2}) \cdot \left(1 - \frac{V}{E}\right)$$

при $r_0 = (1.4 \div 1.55) \cdot 10^{-13}$ см, где V — кулоновский барьер; E — кинетическая энергия иона; A_M и $A_{\text{иона}}$ — массовые числа ядра-мишени и иона.

Измерения велись с помощью ионизационной камеры на выведенном из циклотрона пучке ионов.

Бритт и Квинтон [40] сопоставили сечения деления с сечениями образования составного ядра σ_c при бомбардировке золота и висмута ионами углерода и кислорода. В табл. 36 даны полученные ими значения сечений.

На рис. 119 иллюстрируется ход зависимостей сечений σ_f и σ_c от энер-

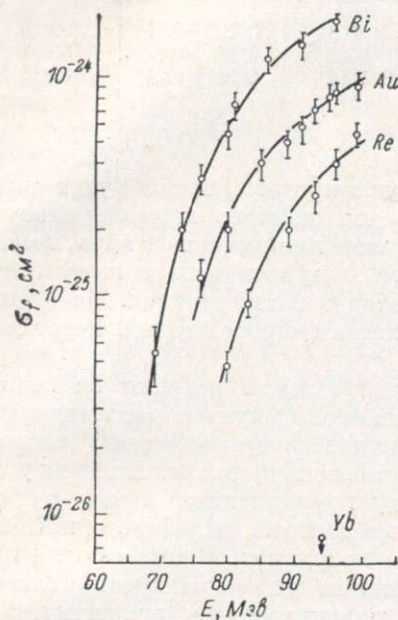


Рис. 118. Сечение деления Bi, Au, Re как функция энергии ионов N^{14} .

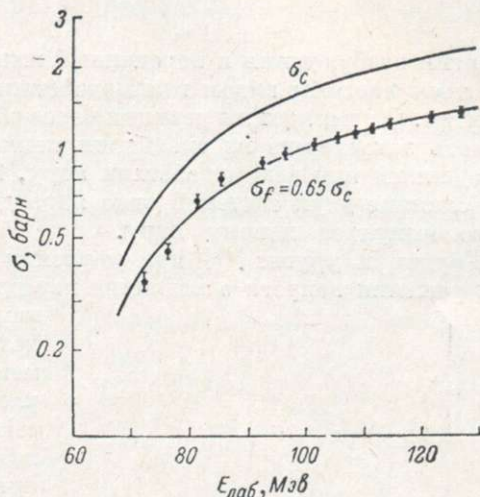


Рис. 119. Зависимости от энергии сечения деления (σ_f) и сечения образования составного ядра (σ_c) для реакции $\text{Bi} + \text{C}$.

гии для реакции $\text{Bi} + \text{C}$. В пределах возможных экспериментальных ошибок связь между σ_f и σ_c может быть записана в виде $\sigma_f = 0.65 \sigma_c$.

Здесь сечение составного ядра вычислялось по Томасу [41]. Таким образом, для висмута, по крайней мере до энергии ионов 120—130 Мэв, вклад σ_f в общее сечение взаимодействия не зависит от энергии ионов.

Полученная связь между σ_f и σ_c , как указывают авторы [40], допускает предположения: 1) что определенный вклад составляет прямое взаимодействие без образования составного ядра; 2) сечение, не приводящее к делению, может являться суммой сечений прямого взаимодействия и испарения нейтронов без деления. Первое наиболее вероятно при высоких энергиях возбуждения, второе — при низких; 3) отношение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ очень мало и не зависит от энергии возбуждения при высоких энергиях. Однако это предположение, как мы увидим далее, не согласуется с результатами зависимости углового распределения осколков от энергии. Зависимость σ_f от энергии ионов углерода для золота приведена на рис. 120, по данным Гордона и других [42].

Несколько слов о сечении образования составного ядра (σ_c). При бомбардировке ядер тяжелыми ионами, кроме слияния двух систем в одно составное ядро, может происходить частичное разрушение иона в силовом поле ядра [43]. При этом образовавшееся ядро по массе и заряду будет меньше суммы соответствующих значений при полном слиянии.

Значения для σ_f и σ_c при облучении Bi и Au ионами C и O. Сечения для образования составного ядра получены вычислением по [41]

Реакция	$E_{\text{лаб}}$, Мэв	σ_c , барн	σ_f , барн	σ_f/σ_c
Bi + C . .	126	2.2	1.33	0.63
Au + C . .	126	2.2	1.35	0.61
Bi + O . .	168	2.3	1.63	0.72
Ap + O . .	168	2.3	1.80	0.79

Значение η из опытов и вычисленное

Энергия ионов в лабораторной системе, Мэв	η	
	из опыта	подсчитано для полной передачи импульса
123.3	0.223 ± 0.01	0.218
93.3	0.188 ± 0.01	0.191
72.4	0.164 ± 0.01	0.169

Энергия возбуждения и переданный импульс при этом также будут определяться частным видом взаимодействия для данного индивидуального события. О том, идет ли реакция через образование составного ядра, можно сделать заключение из сравнения полного импульса иона с импульсом, переданным при взаимодействии ядру, которое затем делится. Очевидно, что слияние двух систем в одно ядро должно сопровождаться передачей всего импульса новому ядру.

Горден и другие [42] при изучении делительной реакции на золоте для решения вопроса о величине передаваемого импульса рассматривали изменение энергетического распределения осколков с изменением угла между направлением пучка и скоростью осколка в лабораторной системе координат. В таком опыте при изменении угла изменится положение максимума на энергетической шкале, соответствующего симметричному по массам делению, из-за наложения переносной скорости, откуда определится отношение

$$\eta = \frac{v_{\text{я}}}{v_0},$$

где $v_{\text{я}}$ — скорость делящегося ядра в направлении пучка; v_0 — скорость осколка в системе центра масс.

Полученные результаты приведены в табл. 37.

Как видим из данных, для золота получается (в пределах возможных ошибок измерения), что для случаев взаимодействия, сопровождающихся делением, реакция идет исключительно через промежуточное составное ядро.

Сказанное нельзя обобщить и распространить на ядра более тяжелые, чем золото. Например, есть указание [44], что для ядер в области урана вероятность полного слияния значительно меньше, чем для золота.

Энергия осколков деления. Бритт и Квинтон [40] с помощью пропорционального счетчика определили кинетическую энергию осколков при делении ионами C^{12} и O^{16} висмута и золота. Результаты их измерений даны в табл. 38.

Как было ранее показано Террелом [45], отношение средней кинетической энергии двух осколков к величине отношения $\frac{Z^2}{A^{1/3}}$ примерно

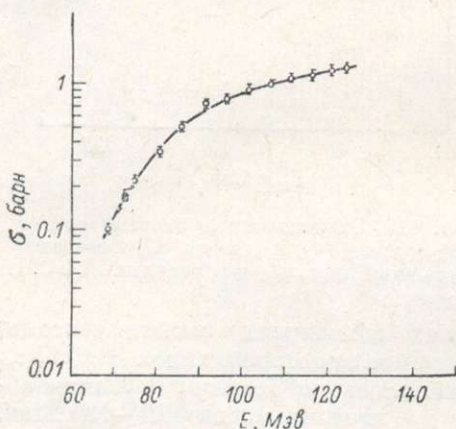


Рис. 120. Сечение деления Au^{197} как функция энергии ионов C^{12} .

равно 0.121 для многих ядер конца периодической таблицы при делении медленными нейтронами.

По результатам измерений Гордона и других [42], кинетическая энергия осколков слегка увеличивается с ростом энергии падающего иона в среднем от 142 ± 6 до 146 ± 6 Мэв для пары осколков. Это незначительное увеличение кинетической энергии может быть связано с уменьшением массы перед делением из-за испарения нейтронов.

Угловое распределение осколков. Ядру при взаимодействии с многозарядным ионом высокой энергии передается в среднем большой момент количества движения (I). Угловое распределение осколков деления определится при этом двумя величинами: вектором I и его проекцией K на направление разлета осколков.

Для характеристики углового распределения удобно ввести [46] параметр

$$P = \frac{1}{2} \cdot \frac{I^2}{K^2} = \left(\frac{I_m}{2K} \right)^2 = \frac{\hbar^2}{2j_{\text{эфф}}} \cdot \frac{I_m^2}{2T},$$

Таблица 38

Наиболее вероятная кинетическая энергия осколков при делении Au и Bi ионами C и O

Реакция	$E_{\text{кин.}}^{\text{Мэв}}$	$\frac{2E_K}{Z^2 A^{1/3}}$
Au + C . .	75 ± 3	0.123
Au + O . .	75 ± 3	0.119
Bi + C . .	81 ± 3	0.123
Bi + O . .	81 ± 3	0.119

где I и K — средние величины I и K ; I_m — максимальное значение I ; $j_{\text{эфф}}$ — эффективный момент инерции ядра перед его разделением (для состояния, соответствующего седловой точке); вычисляется $j_{\text{эфф}}$ в предположении о ядре как о твердом теле определенной формы; для $\frac{\hbar^2}{2j_{\text{эфф}}}$ получается величина около

3 Кэв; $T = \left(\frac{10U_N}{A} \right)^{1/2}$ — температура ядра перед делением.

Начальная энергия возбуждения U_N определится, в основном, кинетической энергией иона и разностью между суммой масс до слияния и массой составного ядра.

Угловое распределение оказывается вытянутым вперед и назад по отношению к направлению движения иона. Анизотропия тем больше, чем больше P . Максимальное значение анизотропии соответствует наименьшему K , когда направление оси деления перпендикулярно угловому моменту. В этом случае угловое распределение определяется функцией $\frac{1}{\sin \theta}$, где θ угол между направлением разлета осколков и пучком многозарядных ионов.

Для $P=0$ распределение будет изотропным (имеется в виду система, связанная с центром масс).

Рис. 121 дает представление об угловом распределении осколков деления при разных P [46].

Испарение частиц является процессом, конкурирующим с делением. Делению может предшествовать испарение нескольких нейтронов, в результате чего энергия возбуждения и температура ядра понизятся. Чтобы воспользоваться при оценках начальными значениями углового момента (I_N) и энергией возбуждения (U_N), можно ввести функцию [40]

$$f(\Delta U, \Delta I^2) = \frac{1 - \frac{\Delta I^2}{I_N^2}}{\left(1 - \frac{\Delta U}{U_N}\right)^{1/2}},$$

которая учитывает влияние изменения I и U на угловое распределение осколков в результате испарения нейтронов перед делением.

Будем иметь:

$$P = \frac{\hbar^2}{2I_{\text{эфф}}} \cdot \frac{I_{\text{н}}^2}{2 \cdot T_{\text{н}}} \cdot f(\Delta U, \Delta I^2).$$

Уменьшение углового момента (ΔI) при испарении нейтронов, вероятно, мало по сравнению с $I_{\text{н}}$, в то время как изменение энергии возбуждения ΔU может быть значительным и, следовательно, должно являться определяющим фактором.

Таблица 39

Значения параметров, характеризующих угловое распределение осколков, при делении Au и Bi ионами C и O

Реакция	$U_{\text{н}}$, Мэв	P	$I_{\text{н}}^2$	$T_{\text{н}}$, Мэв	$(Z^2/A)_{\text{н}}$
Au + C	102	8.0 ± 0.5	4800	2.2	34.6
Au + O	126	7.0 ± 0.5	8360	2.7	35.5
Bi + C	82	4.5 ± 0.5	4450	1.9	35.8
Bi + O	108	5.0 ± 0.5	8360	2.1	36.8

Для реакций, отмеченных на рис. 122 цифрами 4, 5, 1, 6, данные собраны в табл. 39.

Из сравнения между собой кривых 1—6 следует:

1. При большей энергии ионов анизотропия также больше. Данный факт связан с величиной углового момента системы, который растет с увеличением энергии бомбардирующих частиц.

2. Для реакции Au+C и Au+O (кривые 4, 5) анизотропия больше при бомбардировке золота ионами углерода, хотя начальный угловой момент системы больше для реакции с кислородом. Здесь, по-видимому, сказывается влияние параметра $\frac{Z^2}{A}$ на делимость. Этот параметр больше для реакции на кислороде, следствием чего, возможно, является деление с более высокого возбужденного уровня. Подобное заключение следует также из рассмотрения результатов по анизотропии осколков для реакций на висмуте (кривые 1, 6). Влияние углового момента почти полностью компенсируется увеличением параметра $\frac{Z^2}{A}$ при делении ионами кислорода. Отношение $\frac{Z^2}{A}$ для промежуточного ядра, увеличивающее вероятность деления до испарения нейтронов, также больше на целую единицу.

Рассмотренные результаты приводят к предположению, что влияние углового момента на делимость не очень велико. Если бы вероятность

конкурирует с испарением, когда $\frac{Z^2}{A}$ увеличивается, то анизотропия должна уменьшаться с увеличением массового номера A .

На рис. 122 приведены результаты [40] по измерениям анизотропии при облучении золота и висмута ионами C¹² и O¹⁶ разных энергий.

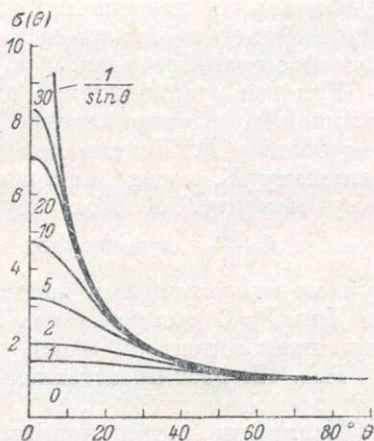


Рис. 121. Угловое распределение осколков деления при разных P .

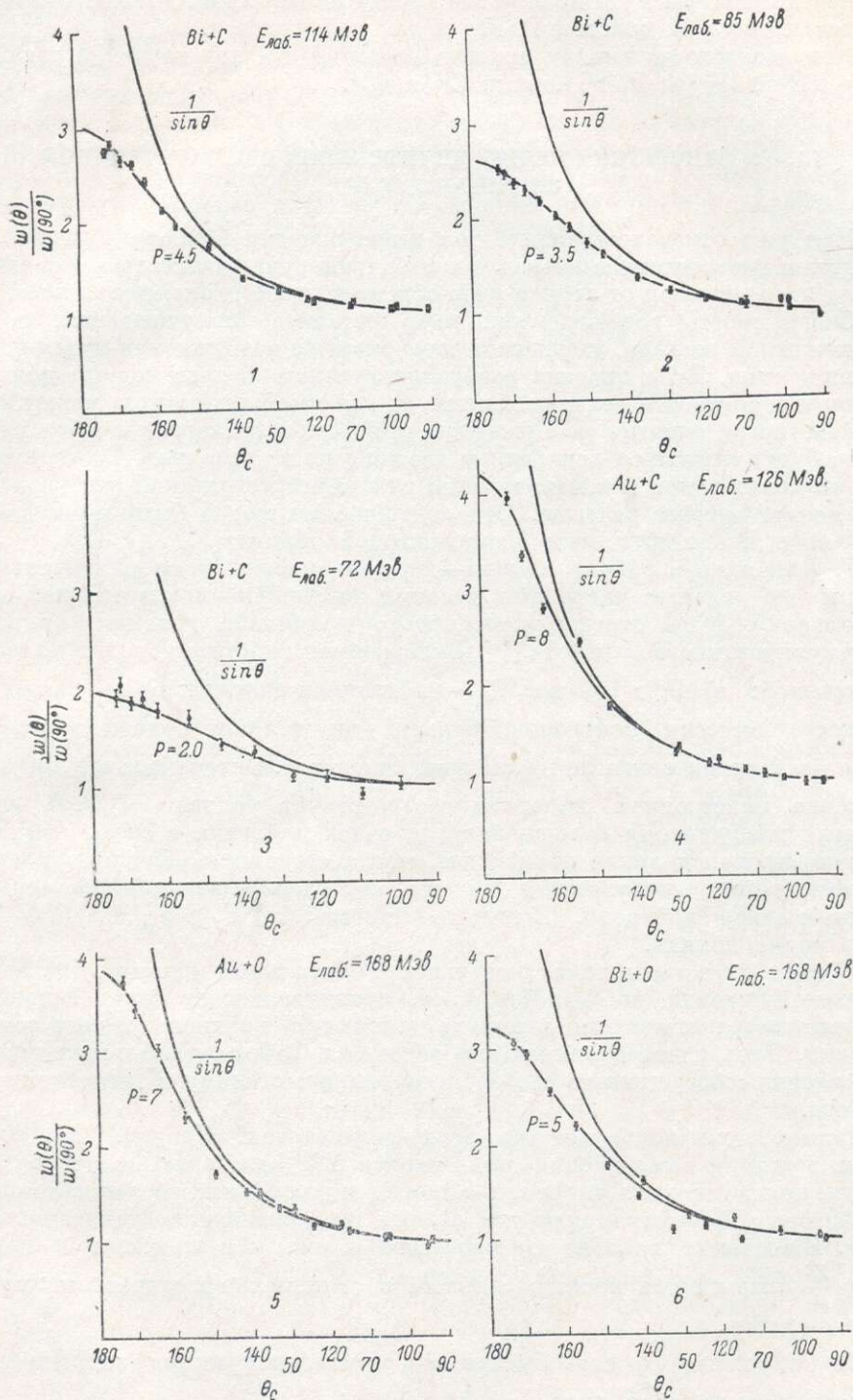


Рис. 122. Угловое распределение осколков деления для реакций $Bi + \begin{cases} C^{12} \\ O_{16} \end{cases}$ и $Au + \begin{cases} C^{12} \\ O_{16} \end{cases}$ при разных энергиях ионов углерода и кислорода

деления сильно возрастала с увеличением углового момента системы, то при делении всмута ионами кислорода анизотропия должна бы резко возрасти, чего в действительности не наблюдается.

К подобному же выводу пришел Тарантин [47] при изучении деления ядер Th^{232} , U^{238} и Pu^{241} ионами C^{12} и O^{16} .

§ 4. О СООТНОШЕНИИ МЕЖДУ ДЕЛИТЕЛЬНОЙ И ИСПАРИТЕЛЬНОЙ ШИРИНАМИ ($\Gamma_f/\Gamma_{\text{част}}$)

Как уже отмечалось ранее, чем выше энергия бомбардирующих частиц, тем разветвленное каскад и тем больше будет отличаться в среднем заряд ядер-мишеней от заряда ядер-остатков после прохождения каскада.

Совокупность возбужденных ядер остатков, получающихся после прохождения каскада, уменьшает свою энергию возбуждения путем испарения частиц. Если энергия возбуждения много больше порога для деления и вероятности деления велики, то деление ядра-остатка может произойти, когда энергия возбуждения еще высока. Энергия возбуждения тогда будет сниматься испарением частиц уже из осколков. Соотношение ширин делительной и испарительной для разных состояний возбуждения определяет момент деления. Эти соотношения могут быть различными для ядер из разных мест периодической таблицы.

1. Для ядер в районе свинца—висмута многие экспериментальные данные по делению частицами высоких энергий не противоречиво объяснялись [8, 48] на основе эмиссионного механизма деления, впервые сформулированного в работе [49]. Эмиссионная гипотеза исходит из предположений: а) $\Gamma_n \gg \Gamma_f$, где Γ_n — нейтронная ширина; б) $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ растет в процессе эмиссии нейтронов, барьер для деления понижается с ростом $\frac{Z^2}{A}$, энергия связи нейтрона увеличивается. Экстремальное предположение эмиссионной гипотезы соответствует условию $\Gamma_f \approx 0$, если энергия возбуждения больше энергии связи нейтрона в ядре. При этом предположении деление происходит, когда создаются условия, при которых энергия возбуждения больше порога для деления, но меньше энергии связи нейтрона. Всегда считается, что $\Gamma_f > \Gamma_\gamma$, где Γ_γ — ширина радиационная.

В последние годы появились экспериментальные данные при энергиях возбуждения до 50 Мэв, т. е. сравнительно не очень больших, которые истолковываются в пользу деления с верхнего уровня возбуждения. Речь идет об опытах, проведенных Файерхоллом и другими [10] по делению обогащенных изотопов свинца α -частицами с энергиями до 42 Мэв.

Остановимся подробнее на этих результатах. На рис. 123 приводятся функции возбуждения для выходов Y^{93} , одного из продуктов деления, при различных энергиях α -частиц и для разных изотопов свинца.

Авторы [10] формулируют два вывода из приведенных зависимостей.

1. Выходы не зависят от массового числа, и в этом смысле параметр $\frac{Z^2}{A}$ оказывается несостоятельным в данном энергетическом интервале α -частиц.

2. Отношение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ есть быстро возрастающая функция энергии возбуждения делящихся ядер.

Следствием вышеприведенных заключений является утверждение механизма высокотемпературного деления. Действительно, из рис. 123 следует, что поперечное сечение для образования составного ядра Po^{212} ,

которое затем делится, и в качестве одного из двух продуктов деления появляется Y^{93} , равно 0.02 мбарн при энергии возбуждения 33 Мэв. Если деления не произойдет и возбужденное ядро Po^{212} испарит нейтрон, то получится изотоп Po^{211} с энергией возбуждения около 27 Мэв, для которого сечение деления будет всего лишь около 0.003 мбарн, т. е. меньше в 7 раз. Отсюда имеем, что только около $1/7$ выхода Y^{93} должно получиться при делении изотопов Po^{211} , Po^{210} и т. д. Следовательно, деление свинца α -частицами в рассмотренном интервале энергии — деление высокотемпературное. По результатам обсуждения опытов [10] напрашиваются замечания.

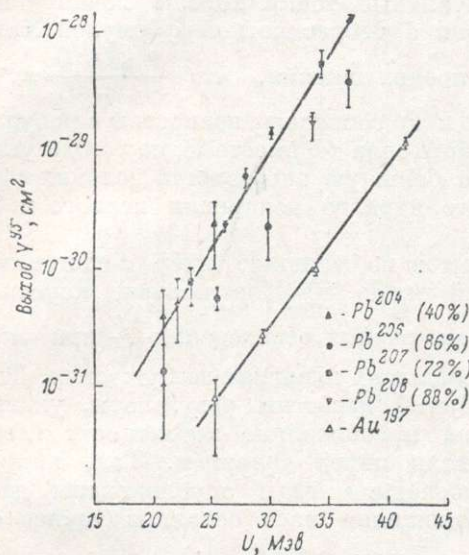


Рис. 123. Выход Y^{93} как функция энергии возбуждения при делении изотопов свинца α -частицами [10].

1. Вывод о поведении $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ сделан, исходя из зависимости от энергии возбуждения выхода Y^{93} , од-

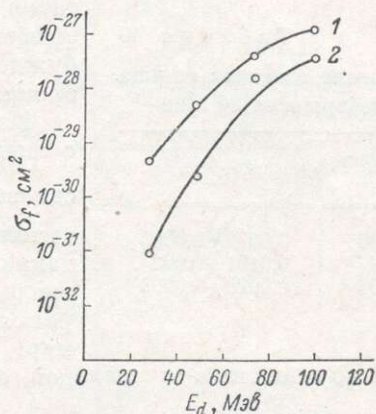


Рис. 124. Выходы Mo^{99} в зависимости от энергии дейтронов при делении обогащенных изотопов свинца [13].

Объяснения см. в тексте.

ного из продуктов деления, а не из отношения сечений σ_f/σ_t , что неравноценно, так как в первом случае не учитывается зависимость сечения образования составного ядра от энергии α -частиц.

2. Из кривых, приведенных на рис. 123, можно сделать заключение о независимости σ_f от массового числа при делении α -частицами изотопов Pb^{204} , Pb^{207} , Pb^{208} , но известны более ранние опыты, которые дают иные результаты. Например, Гоккерман и Перльман [15] при делении обогащенных изотопов свинца дейтронами до 100 Мэв нашли (рис. 124), что выходы Mo^{99} при энергии дейтронов около 30—40 Мэв отличаются в 30—40 раз для изотопа с массой 208 (2) и смеси, обогащенной более легкими изотопами (1) (73.8% изотопов с массовыми числами 207, 206 и 204). Келли и Виганд [50] с помощью ионизационной камеры изучали σ_f для изотопов свинца при делении нейтронами 84 Мэв и также нашли зависимость сечения деления от массового номера. Эти данные приведены в табл. 40.

Однако в обзоре Халперна [2] по делению ядер, где также обсуждаются результаты опытов Файерхолла, уже приводится зависимость для отношения $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ от энергии возбуждения. При таком представлении

становится заметным влияние массовых чисел изотопов на делимость ядер, но зависимость от энергии оказывается все же сильнее, чем от массовых чисел, поэтому заключение о возрастании отношения Γ_f/Γ_n с увеличением энергии α -частиц остается в силе для рассмотренного интервала энергий.

Заключение о возрастании $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ с увеличением энергии возбуждения подтверждается также исследованием Вильсона^[51], выполненным в той же лаборатории, где и^[10]. Вильсон изучал угловое распределение продуктов деления свинца α -частицами с энергией 43 Мэв. Как отмечается Вильсоном, экспериментальные точки хорошо ложатся на кривые, рассчитанные в соответствии с теоретической формулой Халперна, Струтинского^[46] лишь в предположении, что $\frac{\sigma_{Pb}(\alpha, f)}{\sigma_{Pb}(\alpha, n f)} = 4$.

Данные Вильсона, как видим, хотя и не совпадают полностью с результатом Файерхолла (4 вместо 7), но также указывают на большую вероятность деления возбужденного ядра до испарения первого нейтрона.

Таблица 40

Деление изотопов свинца нейтронами 84 Мэв

Изотоп Pb	σ_{Pb}/σ_{Th}
206	0.007 ± 0.0005
207	0.0101 ± 0.002
208	0.0028 ± 0.0009

Из опытов по делению ядер α -частицами с энергией около 40 Мэв нельзя, конечно, сделать заключения о поведении $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ при значительно больших энергиях возбуждения. Для таких событий известны результаты, указывающие на преобладание вероятности испарения частиц перед делением. Так, например, в последние годы опубликованы дан-

ные по зависимости выходов от отношения масс осколков (точнее от отношения пробегов $\frac{L_d}{L_T}$) при делении Bi и Pb протонами 660 Мэв.

Было найдено, что выходы деления в зависимости от отношения пробегов осколков, измеренных в фотослое, изменяются не монотонно. При делении висмута^[53], например, для случаев, сопровождающихся вылетом 4—5 заряженных частиц, в гистограмме выходов наблюдается максимум, когда $\frac{L_d}{L_T} = 1.3—1.45$ (рис. 125).

Расчет показывает, что для группы делений с испусканием 4 и 5 заряженных частиц средним делящимся ядром является Pt¹⁷⁴. Подавляющее большинство делящихся ядер этой группы содержит меньше 100 нейтронов. Но уже для группы делений с вылетом трех заряженных частиц начальная энергия возбуждения будет меньше примерно на 100 Мэв^[8], поэтому большая часть делящихся ядер должна иметь больше 100 нейтронов. Остальные группы, соответствующие меньшему числу заряженных частиц, дают еще более богатые нейтронами делящиеся ядра. При симметричном способе деления в каждом осколке должно оказаться несколько больше 50 нейтронов. Таким образом, устойчивые группировки из 50 нейтронов порождают симметричные деформации ядра и как следствие развал ядра на две одинаковые части. Когда же в делящемся ядре остается число нейтронов, меньшее 100 (четырёх- и пятилучевые деления), влияние нейтронных оболочек перестает сказываться, а наиболее сильно проявляется действие протонных оболочек с числом протонов 50 и 28. Исходя из того, что оболочечные эффекты не должны были бы выявляться, если деление происходит, когда ядро имеет высокую энергию возбуждения, эти эксперименты, на наш взгляд, могут служить аргументом в пользу

эмиссионного механизма деления таких ядер, как свинец и висмут, в тех случаях, когда переданная протоном энергия достаточна для испарения до момента деления 4—5 заряженных частиц и соответствующего числа нейтронов.

II. Обратимся к экспериментальным исследованиям по изучению деления при действии частиц высоких энергий на ядра в районе плутония, урана и тория. Рассмотрим те опыты, откуда можно сделать неко-

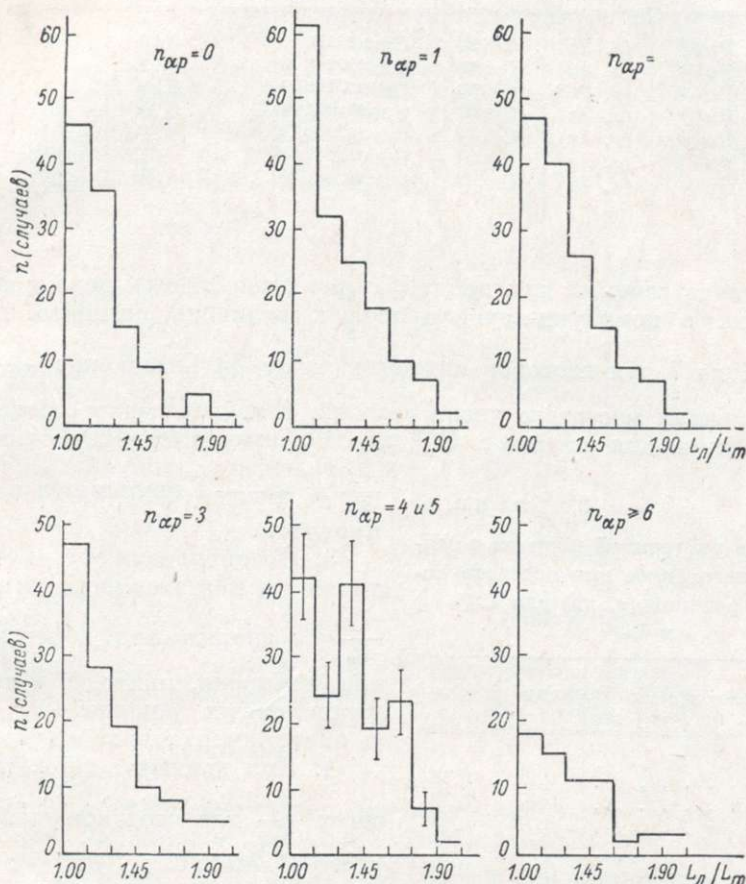


Рис. 125. Распределение по отношениям пробегов осколков легкого к тяжелому при делении висмута протонами 660 Мэв.

торые выводы о соотношении между Γ_f и Γ_n при разных энергиях возбуждения.

В работах [54, 55], исполненных в Калифорнийском университете группой Сиборга, были получены функции возбуждения для продуктов отщепления и деления при облучении α -частицами с энергиями от 20 до 50 Мэв изотопов плутония и урана (Pu^{238} , Pu^{239} , Pu^{242} , U^{233} , U^{235} и U^{238}). Изучались выходы продуктов, соответствующих реакциям (α, xn) , (α, pxn) и реакции деления.

В статьях даны следующие основные результаты.

1. Наблюдены малые сечения для продуктов отщепления и большие сечения для деления. Например, для изотопа Pu^{239} при действии α -частицами 47.5 Мэв сечение отщепления $\sigma' = 30$ мбарн, а $\sigma_f = 1900$ мбарн. Таким образом, измеренное сечение для всех продуктов отщепления составляет всего лишь около 1.5%.

Отношение Γ_n/Γ_t и Γ_f/Γ_n для изотопов кюрия

Ядро-мишень	Реакция	Ядро продукта	Промежуточные ядра	Γ_n/Γ_t среднее	Γ_f/Γ_n среднее
Pu ²³⁸	(α , 2n)	Cm ²⁴⁰	Cm ^{242, 241}	0.16	5.2
Pu ²³⁸	(α , 4n)	Cm ²³⁸	Cm ^{242, 241, 240, 239}	0.12	7.3
Pu ²³⁹	(α , 2n)	Cm ²⁴¹	Cm ^{243, 242}	0.24	3.2
Pu ²³⁹	(α , 3n)	Cm ²⁴⁰	Cm ^{243, 242, 241}	0.20	4.0
Pu ²³⁹	(α , 4n)	Cm ²³⁹	Cm ^{243, 242, 241, 240}	0.16	5.4
Pu ²⁴²	(α , 2n)	Cm ²⁴⁴	Cm ^{246, 245}	0.66	0.52
Pu ²⁴²	(α , 4n)	Cm ²⁴²	Cm ^{246, 245, 244, 243}	0.30	2.3

2. Анализ сечений для продуктов реакции (α , xn), исходя из предположения о компаунд-ядре, привел к величине среднего значения $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ от 1 до 7 для изотопов плутония (табл. 41). Отношение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ растет с уменьшением массового числа изотопа. В табл. 42 даны соответствующие значения для изотопов U²³³ и U²³⁵, откуда следует также, что

Таблица 42

Отношение нейтронной ширины к полной, использованное при подсчете сечений реакций (α , xn) для U²³³ и U²³⁵

Отношение	U ²³³	U ²³⁵
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_1$	0.12	0.23
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_2$	0.17	0.32
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_3$	0.07	0.15
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_4$	0.10	0.21
$(\Gamma_n/\Gamma_t)_5$	0.04	0.09

Примечание. Индексы 1, 2 . . . соответствуют эмиссии 1-го, 2-го, . . . i-го нейтрона.

намерно к подобным же результатам Пэйт [56].

Отмеченные выше данные относятся к поведению тяжелых ядер, возбуждение которых не превышает 50 Мэв.

В 1958 и 1960 гг. были опубликованы исследования, выполненные с помощью электронных вычислительных машин [57, 58], посвященные изучению соотношения между Γ_f и Γ_n при больших чем 50 Мэв энергиях возбуждения для ядер в области урана и тория. В работе [58] вычислялись сечения для продуктов расщепления U²³⁸ протонами с энергией 340 Мэв и результаты сравнивались с экспериментальными данными Линднера и Осборна [59].

При вычислении испытывались следующие предположения о соотношениях между делительной и испарительной ширинами.

$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{\Gamma_t}{\Gamma_n} - 1$ изменяется в тех же пределах.

3. Предположение, сделанное авторами о независимости отношения $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ от энергии над порогом эмиссии нейтрона, приводит к согласию вычисленных сечений отщепления с экспериментальными (рис. 126).

4. При данных в табл. 42 значениях $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ для изотопов урана и при употребленных в опыте энергиях возбуждения около 80% случаев делений предшествуют испарению нейтрона.

На основе анализа выходов продуктов расщепления урана приходится в своих исследованиях

1. Отношение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ является величиной, типичной для данного ядра и не изменяющейся с энергией в области, где

$$U \approx 100 \text{ Мэв.}$$

2. Деление конкурирует лишь на последней стадии испарения нейтронов, т. е. $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = 0$, например, для $U > 20$ Мэв, и $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} \neq 0$ для $U < 20$ Мэв.

3. Деление приводит к исключению эмиссии нейтронов выше некоторой энергии, взятой при вычислениях равной 40 Мэв, т. е. $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \infty$ при $U \geq 40$ Мэв и $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ — ограниченное при $U < 40$ Мэв.

4. Отношение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ является непрерывно изменяющейся функцией энергии возбуждения при $U \leq 100$ Мэв в соответствии с предположением Достровского и других [57].

При испытании предположений 1—3 значения $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ для изотопов урана брались из работы [60] (рис. 127), причем испытывалось как предположение о линейной зависимости (кривая 2), так и при более сложной (кривая 1).

Сравнение с экспериментальными данными Линднера и Осборна показало, что: а) вычисления ближе согласуются с предположением линейной зависимости $\ln\left(\frac{\Gamma_n}{\Gamma_f}\right)$ от $\frac{Z^2}{A}$; б) из сделанных предположений 1—3 наилучшее согласие получается при независимости $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ от энергии возбуждения (табл. 43).

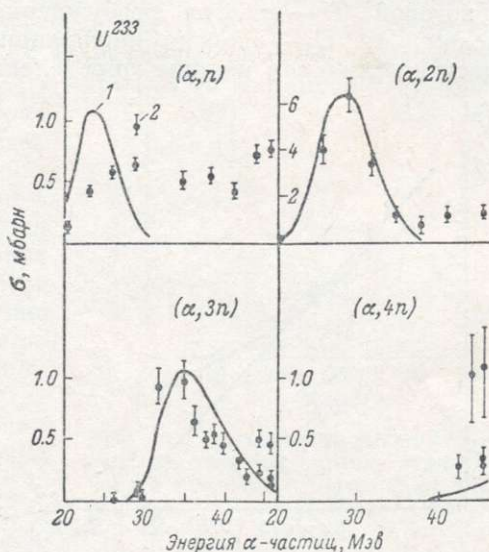


Рис. 126. Сравнение расчетных (1) и экспериментальных (2) функций возбуждения для реакций $U^{233}(\alpha, xn)$ [55].

Таблица 43

Сечения (в мбарн) для изотопов урана — расчетные, с учетом деления, и экспериментальные

Предположение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$	Массовые числа										
	237	236	235	234	233	232	231	230	229	228	
2 . . .	1	26.7	29	22	14.4	8.3	4.1	1.7	0.53	0.13	0.025
	2	27	30	22	17	14	10.5	7.9	5.4	3.4	1.8
	3	26.6	28	20	10	2.2	0.3	0.03	—	—	—
Сечения из опыта . . .	~50	—	—	—	—	≤ 4	—	0.35	0.06	0.038	

Для проверки предположения 4 отношение ширины $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$, как в расчетах Достровского и других [57], представлялось зависимостью

$$\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n} = \frac{3.05}{A^{1/2}(U - E_n)} \left\{ 2 \left[\frac{1}{10} A (U - E_f) T^{1/2} - 1 \right] \right\} \times \exp \left\{ 2 \sqrt{\frac{1}{10} A} [(U - E_f)^{1/2} - (U - E_n)^{1/2}] \right\}, \quad (\text{III. 7})$$

в которой U — энергия возбуждения начального ядра с массовым числом A ; E_f — энергия активации; E_n — энергия связи нейтрона. Здесь делительная ширина определена согласно модели Бора и Уиллера [52], а нейтронная — по Вайскопфу [68].

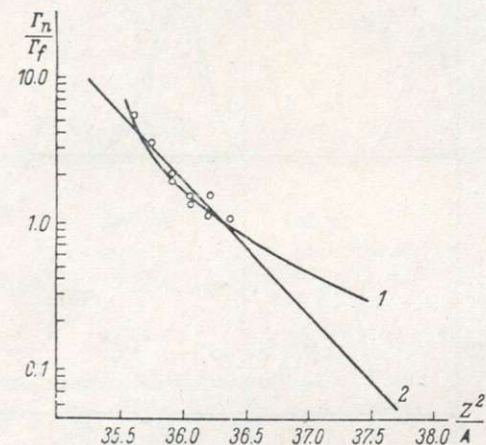


Рис. 127. Вариации зависимости Γ_n/Γ_f от Z^2/A , принятые в вычислениях Линднера и Туркевича [58].

Объяснения см. в тексте.

ского и других неплохо согласуются с другими экспериментальными данными.

По поводу результатов, приведенных в табл. 43, следует заметить, что отмечают и сами авторы работы [58], что вычисления не дают очень хороших совпадений при всех разобранных предположениях. Особенно это относится к изотопам, очень близким и далеким по массовым числам от массы ядра-мишени. В отношении ближнего изотопа с массой 237 предполагается, что здесь расхождение связано с возможностью образования изотопа не испарением нейтронов, а механизмом прямого взаимодействия. Расхождение с экспериментом для дальних изотопов может быть вызвано тем обстоятельством, что существующая теория испарения нуклона из-за неучета некоторых эффектов дает слишком малую вероятность испарения заряженных частиц при $U < 100$ Мэв.

К настоящему времени известны также результаты, допускающие иное истолкование поведения Γ_f/Γ_n при энергиях возбуждения около 100 Мэв. Шамовым [61] был проведен анализ экспериментальных данных по выходам продуктов расщепления урана протонами с энергией 340 Мэв также по результатам опытов Линднера и Осборна [59]. Полагая, что вероятность эмиссионного деления определяется исключительно параметром Z^2/A , Шамов сопоставил по этому параметру продукты расщепления изотопов урана и протактиния, выходы которых были определены в опытах Линднера и Осборна. При делении по схеме «глубокого» эмис-

Подобное задание $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ сильно усложняет вычисления, поэтому вычислялись лишь сечения для двух изотопов U^{232} и U^{228} . Сечения получились равными 29 и 4.4 мбарн, в то время как экспериментальные значения составляют 3 и 0.03 мбарн соответственно. Авторы [58] заключают отсюда, что предположение о зависимости $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_n}$ от энергии в подоб-

ной форме дает меньшую вероятность деления в течение процесса испарения, чем это следует из экспериментально полученных результатов для изотопов U^{232} и U^{228} , хотя вычисления Достров-

сионного деления, т. е. при предположении $\Gamma_f/\Gamma_n=0$, когда $U > E_n$, как отмечается в работе, для изотопов урана и протактиния, отобранных по принципу равного Z^2/A , должно выполняться условие одинаковой вероятности для деления изотопов U^{237} , возбужденного до энергии U_0 , и изотопов Ra^{237} , возбужденных до энергии U_0+40 Мэв.* Предположение о равной вероятности, как оказалось, действительно удовлетворяет экспериментальным данным Линднера и Осборна, что было Шамовым истолковано как указание, что деление происходит в основном после снятия энергии возбуждения испарением нейтронов.

Хардингом и Фарли [62] изучалось угловое распределение нейтронов относительно линии разлета осколков при делении урана нейтронами с энергией 147 Мэв. Принимая за коэффициент анизотропии отношение числа нейтронов, испущенных под углами 0 и 90° к направлению движущегося осколка, можно при некоторых предположениях по найденному на опыте коэффициенту анизотропии оценить число нейтронов, испущенных до и после деления. Используя метод измерения совпадений нейтронов с осколком деления, авторы [62] нашли, что величина коэффициента анизотропии равна 1.27 ± 0.11 при делении урана протонами 147 Мэв.

Коэффициент анизотропии можно также вычислить при различных предположениях о соотношении между Γ_f и Γ_n при разных энергиях возбуждения и сравнить с экспериментально найденным. Из сопоставления Хардинг и Фарли пришли к заключению, что при делении урана протонами 147 Мэв в среднем испаряется 13 нейтронов, из них до деления — 11.5 ± 1 и после деления 2.5 ± 1 . Так как 2.5 нейтрона следует отнести к испусканию осколками за счет внутренней энергии ядра, то из приведенных результатов следует, что практически вся энергия возбуждения снимается предварительной эмиссией нейтронов.

В обзоре [63] по делению ядер частицами высоких энергий ($E_p > 100$ Мэв) описаны результаты двух экспериментов, из которых следует, что деление урана преимущественно происходит после испарения протонов.

В опыте Шамова [8] по делению урана протонами 450 Мэв был проведен расчет зависимости числа заряженных частиц (испарительных) от энергии возбуждения в предположении, что вся энергия снимается испарением. Расчет хорошо совпал с опытными данными (рис. 128). Распределение по энергиям заряженных частиц [8, 64] также соответствует частичному испарению их до деления (рис. 129).

Остроумов и Филлов [65] исследовали угловое распределение испарительных протонов, сопровождающих деление, относительно линии разлета осколков, которое оказалось изотропным.

Из совокупности этих двух опытов следует, что, по крайней мере, большинство протонов испаряется ядром до деления и, следовательно, при

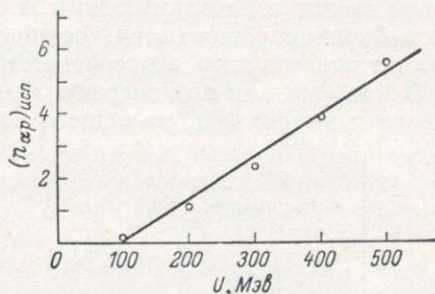


Рис. 128. Зависимость числа испущенных при делении урана заряженных частиц (частицы испарения) от начальной энергии возбуждения делящегося ядра.

Точками нанесены расчетные значения для числа частиц испарения в предположении, что вся энергия возбуждения снимается путем эмиссии частиц [8].

* Равные отношения Z^2/A были наблюдаемы для изотопов урана и протактиния, сдвинутых по массе на 5 единиц. Отсюда разница в энергии возбуждения получится 40 Мэв, считая 8 Мэв на частицу (нейтрон).

Значения U в момент деления из опытов по угловому распределению осколков при делении ядер золота ионами углерода

$E_{C^{12}}$, Мэв	U , Мэв	P	I_m^2	K_0^2	$U-E_f$ Мэв	E_f вычис- ленное, Мэв	U в момент деления
123.3	98.6	10	4600	115	13.5	8—13	21.5—26.5
93.3	71.4	7.2	2530	87.8	12	10—16	22—28
72.4	51.6	6	1118	46.4	9	11—14	20—23

высоких энергиях возбуждения конкуренция между делением и испарением частиц в начальный момент, когда вероятности испарения протонов и нейтронов сближаются, осуществляется в пользу испарения частиц. Для тяжелых ядер это соответствует энергии возбуждения свыше 75—100 Мэв, так как при энергии меньше 70 Мэв, по вычислениям Достровского и других [57], из общего числа испаренных частиц 99.7% должны составлять нейтроны.

Для полноты рассмотрения в табл. 44 приведены данные о величине энергии возбуждения ядра

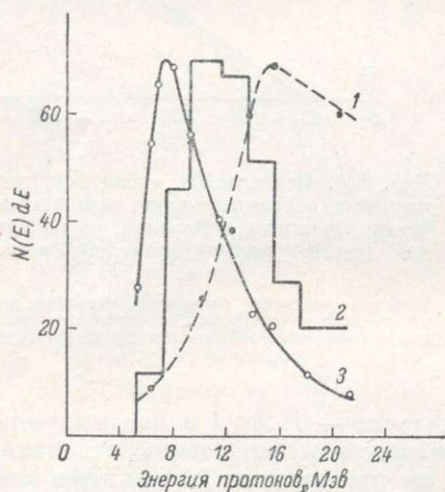


Рис. 129. Распределение протонов по энергиям из реакций: при расщеплении урана протонами (1) 332 Мэв [64]; при делении урана протонами (2) 660 Мэв [8]; при расщеплении серебра протонами (3) 332 Мэв [64].

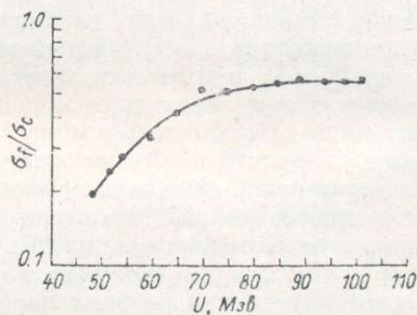


Рис. 130. Отношение сечения деления к сечению образования составного ядра как функция энергии возбуждения для реакции $Au^{197} + C^{12}$.

в момент деления из опытов по делению ядер золота ионами углерода [42].

При вычислениях для оценки I_m^2 бралось $r_0 = 1.5 \cdot 10^{-13}$ см. Предполагалось при этом, что угловой момент мало изменяется при испарении легких частиц (нейтронов, протонов). Высота барьера E_f вычислялась по формуле (III. 5).

Как видно из табл. 44, энергия возбуждения делящихся ядер не зависит от энергии ионов, она приблизительно постоянна и составляет величину около 20 Мэв. Делению компаунд-ядра, следовательно, во всех случаях предшествует испарение нескольких частиц.

Гордон и другие [42] построили зависимость $\frac{\sigma_f}{\sigma_c}$ от энергии возбуждения (рис. 130). При энергиях больше чем 70 Мэв кривая, как

видим, параллельна оси абсцисс. Такой ход зависимости, как отмечают авторы, соответствует уменьшению вероятности деления $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_t}$ с увеличением энергии возбуждения. Действительно, если бы $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_t}$ (Γ_t — полная ширина равна $\Gamma_{\text{част}} + \Gamma_f$) не изменялось с ростом энергии, то при этом $\frac{\sigma_f}{\sigma_t}$ должно бы возрасти, так как с ростом энергии возбуждения увеличивается длина цепочки или число ступеней в процессе снятия возбуждения, при которых деление может конкурировать с испарением. Очевидно, уменьшение $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_t}$ соответствует также уменьшению $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{част}}}$, так как испарительная ширина растет с увеличением энергии возбуждения.

Авторы [42] указывают три возможных причины для объяснения изменения вероятности деления с ростом энергии возбуждения.

1. При больших энергиях возбуждения ($U > 100$ Мэв) больше вероятность испарения заряженной частицы. Такое событие, если оно произойдет, отразится на вероятности деления в сторону уменьшения. Квинтон и другие [66] как будто бы наблюдали увеличение числа заряженных частиц, сопровождающих деление, когда мишень из золота облучалась ионами O^{16} с энергией 160 Мэв.

2. При энергиях возбуждения до 70 Мэв испаряются преимущественно нейтроны, при этом растет Z^2/A и увеличивается вероятность деления.

3. При слиянии иона, имеющего большую кинетическую энергию, с ядром-мишенью образующееся составное ядро имеет высокую энергию возбуждения, большой угловой момент и высокую плотность состояний [67] с большим спином. Как уже отмечалось ранее, испарение частиц будет существенно уменьшать лишь энергию возбуждения составного ядра, заметно не меняя угловой момент и начальную плотность состояний с большими спинами. В результате получится аномальное ядро, для которого возможно с большей вероятностью будет совершаться деление, а не испарение нейтронов.

Таким образом, из совокупности имеющихся экспериментальных данных по делению ядер частицами высоких энергий следует:

1. Выходы продуктов отщепления на изотопах урана и плутония при облучении α -частицами до 50 Мэв и протонами более высоких энергий лучше согласуются с проведенными расчетами в предположении независимости $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{част}}}$ от энергии возбуждения в интервале $U \leq 100$ Мэв и указывают на большую величину Γ_f по сравнению с $\Gamma_{\text{част}}$.

2. Энергетические и угловые распределения заряженных частиц, сопровождающих деление ядер урана, не противоречат предположению, что для ядер, возбуждение которых допускает с заметной вероятностью испарение заряженных частиц ($U > 70-100$ Мэв), $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{част}}}$ изменяется в направлении, допускающем преимущественное испарение частиц до деления.

3. При делении золота ионами углерода (промежуточное ядро имеет $Z = 85$) при энергии возбуждения до 100 Мэв деление происходит преимущественно после испарения нескольких частиц, в среднем при $U \approx 20$ Мэв, и $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{част}}}$ убывает с ростом энергии возбуждения. Имеющиеся экспериментальные данные пока, к сожалению, еще недоста-

точные для суждения, типично ли такое поведение отношения $\Gamma_f/\Gamma_{\text{част}}$ для ядер в области $Z \approx 85$ или оно обусловлено наличием большого углового момента.

4. Последние экспериментальные данные по делению висмута и свинца α -частицами при энергиях возбуждения до 50 Мэв указывают на рост отношения $\frac{\Gamma_f}{\Gamma_{\text{част}}}$ с возрастанием энергии возбуждения в этом интервале. Однако проявление оболочечных эффектов при делении ядер в этой же области Z протонами 660 Мэв допускает предположение об иной зависимости для ширин при энергиях возбуждения больше, чем 100 Мэв, приводящей к делению лишь в конце процесса охлаждения ядра.

5. Для ядер более легких, чем свинец, экспериментальные данные по делению недостаточны для вывода о соотношении между делительной и испарительной ширинами. В этой области необходимы дальнейшие более обширные исследования делительных свойств ядер.

Л и т е р а т у р а

1. Сб. «Физика деления атомных ядер», Атомиздат, М. (1957).
2. I. Halpern, Annual Review of Nuclear Science, 9, 245 (1959).
3. A. Kraut, Nukleonik, 2, 155 (1960).
4. P. C. Stevenson, H. G. Hicks, W. Nervik, D. R. Nethaway, Phys. Rev., 111, 886 (1958).
5. R. A. Glass, R. J. Carr, J. W. Cobble, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 104, 434 (1956).
6. A. Newton, Phys. Rev., 75, 17 (1949).
7. В. П. Шамо́в, О. В. Ло́жкин, ЖЭТФ, 29, 286 (1955).
8. В. П. Шамо́в, «Физика деления атомных ядер», Атомиздат, М., 129 (1957).
9. R. C. Jensen, A. W. Fairhall, Phys. Rev., 109, 942 (1958).
10. A. W. Fairhall, R. C. Jensen, E. F. Neuzil, Proc. Second U. N. Int. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, 15, 452, Geneva (1958).
11. В. А. Бога́чев, А. П. Кома́р, Г. Е. Соля́кин, ЖЭТФ, 38, 1374 (1960).
12. T. Sugihara, R. Voestmer, J. Meadows, Phys. Rev., 121, 1179 (1961).
13. M. C. Mayer, Phys. Rev., 74, 235 (1949). L. Meitner, Nature Lond., 165, 561 (1950).
14. A. W. Fairhall, Phys. Rev., 102, 1335 (1956).
15. I. Goeckerman, I. Perlman, Phys. Rev., 76, 628 (1949).
16. R. Wolfgang, E. W. Baker, A. A. Garetto, J. B. Cumming, G. Friedlander, J. Hudis, Phys. Rev., 103, 394 (1956).
17. А. П. Виногра́дов, И. П. Алимари́н, В. И. Бара́нов, А. К. Лавру́хина, Т. В. Бара́нова, Ф. И. Павло́вская, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, Заседания ОХН, Изд. АН СССР (1955).
18. А. Н. Му́рин, Б. К. Преобра́женский, Н. Е. Ти́тов, Изв. АН СССР, № 4 (1955).
19. А. И. Обу́хов, ЖЭТФ, 38, 271 (1960).
20. W. E. Nervik, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 97, 1092 (1955).
21. J. R. Grover, UCRL-3932 (1957).
22. Н. А. Перфи́лов, Н. С. Ива́нова, О. В. Ло́жкин, М. М. Мака́ров, В. И. Остроу́мов, З. И. Соловьёва, В. П. Шамо́в, ЖЭТФ, 38, 345 (1960).
23. Б. В. Курча́тов, В. П. Мехе́дов, П. И. Бори́сов, М. М. Кузне́цова, Л. Н. Курча́това, Л. В. Чистя́ков, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 178 (1955).
24. R. Batzel, G. Seaborg, Phys. Rev., 79, 528 (1950); 82, 607 (1951); А. К. Лавру́хина, Л. П. Моска́лева, Л. Д. Краси́вина, И. М. Гре́чищева, Атомная энергия, 3, 285 (1957).
25. H. C. Hicks, R. S. Gilbert, Phys. Rev., 100, 1286 (1955).
26. G. P. Millburn, W. Birnbaum, W. E. Grandal, L. Schecter, Phys. Rev., 95, 1268 (1954).
27. Н. С. Ива́нова. Сб. «Физика деления атомных ядер», Атомиздат, М., 115 (1957).
28. H. M. Steiner, J. A. Jungeman, Phys. Rev., 101, 807 (1956).
29. Н. А. Перфи́лов, В. Ф. Даровски́х, Г. Ф. Денисенко, А. И. Обу́хов, ЖЭТФ, 38, 716 (1960).

30. Н. А. Перфилов, Н. С. Иванова, О. В. Ложкин, В. И. Остроумов, В. П. Шамо́в, Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии, 79 (1955).
31. В. И. Барановский, А. Н. Му́рин, Б. К. Преображенский, Радиохимия, 4, вып. 4, (1962).
32. А. К. Лаврухина, Л. Д. Красавина, А. А. Поздняков, ДАН СССР, 119, 56 (1958).
33. А. К. Лаврухина, В. Е. Раковский, Су Хун-гуй, С. Хойнатский, ЖЭТФ, 40, 409 (1961).
34. В. П. Шамо́в, ЖЭТФ, 35, 316 (1958).
35. K. Kofstad, UCRL-2265 (1953).
36. Н. А. Перфилов, ЖЭТФ, 41, 871 (1961).
37. Г. А. Пик-Пичак, ЖЭТФ, 34, 341 (1958).
38. Н. И. Тарантин, Ю. Б. Герлит, Л. И. Гусева, Б. Ф. Мясоедов, К. В. Филинова, Г. Н. Флеров, ЖЭТФ, 34, 316 (1958).
39. С. М. Поликанов, В. А. Друин, ЖЭТФ, 36, 743 (1959).
40. H. C. Britt, A. R. Quinton, Phys. Rev., 120, 1768 (1960).
41. T. D. Thomas, Phys. Rev., 120, 1771 (1960).
42. G. E. Gordon, A. E. Larsh, T. Sikkeland, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 120, 1341 (1960).
43. J. Fremelin, Nuclear reactions. Ed. by P. M. Endt and M. Demeur, I, Amsterdam, 86—158 (1959); Г. Н. Флеров, Матер. конф. по ядерным реакциям с многозарядными ионами, ОИЯИ, Дубна (1958).
44. A. E. Larsh, G. E. Gordon, T. Sikkeland, T. R. Walton, Proc. Second Gatlinburg Conf. Reactions between complex nuclei, May (1958).
45. J. Terrel, Phys. Rev., 113, 532 (1959).
46. I. Halpern, V. Strutinski, Proc. Second U. N. Intern Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, 15, 408 (1958).
47. Н. И. Тарантин, ЖЭТФ, 32, 250 (1960).
48. В. И. Гольданский, В. С. Пенькина, Э. З. Тарумов, ЖЭТФ, 29, 778 (1955).
49. I. Goeckerman, J. Perlman, Phys. Rev., 72, 352 (1947); Phys. Rev., 73, 1127 (1948).
50. E. Kelly, C. Wiegand, Phys. Rev., 73, 1135 (1948).
51. R. E. Wilson, Angular distributions of some selected fission fragments, thesis, University of Washington (1961).
52. N. Bohr, I. Wheeler, Phys. Rev., 56, 426 (1939).
53. В. Ф. Даровских, Н. А. Перфилов, ЖЭТФ, 36, 652 (1959).
54. R. A. Glass, R. J. Carr, J. W. Cobble, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 104, 434 (1956).
55. R. Vandenbosch, T. D. Thomas, S. E. Vandenbosch, R. A. Glass, G. T. Seaborg, Phys. Rev., 111, 1358 (1958).
56. B. Pate, Canad. J. Chem., 36, 1707 (1958).
57. I. Dostrovsky, Z. Fraenkel, P. Rabinowitz, Proc. Second U. N. Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, 15, 1615, (1958). I. Dostrovsky, F. Rabinowitch, R. Bivins, Phys. Rev., 111, 1659 (1958).
58. M. Lindner, A. Turkevich, Phys. Rev., 119, 1632 (1960).
59. M. Lindner, R. Osborne, Phys. Rev., 103, 378 (1956).
60. R. Vandenbosch, J. R. Huizenga, Proc. Second U. N. Intern Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, 15, 688 (1958).
61. В. П. Шамо́в, ЖЭТФ, 33, 346 (1957).
62. G. N. Harding, F. J. Farley, Proc. Phys. Soc., A 69, 853 (1956).
63. Н. А. Перфилов, О. В. Ложкин, В. П. Шамо́в, Усп. физ. наук, 70, 3 (1960).
64. R. W. Deutsch, Phys. Rev., 97, 1110 (1955).
65. В. И. Остроумов, Р. А. Фило́в, ЖЭТФ, 33, 1335 (1957).
66. A. R. Quinton, H. C. Britt, W. I. Knox, C. E. Andersen, Phys. Rev., 120, 1346 (1960).
67. T. Ericson, V. Strutinski, Nucl. Phys., 8, 284 (1958).
68. V. Weisskopf, Phys. Rev., 52, 295 (1937).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие	3
-----------------------	---

I. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЙ С ЯДРАМИ

Глава 1. Оптическая модель	5
§ 1. Предварительные замечания	5
§ 2. Основные положения оптической модели	8
§ 3. Прямоугольная потенциальная яма	13
§ 4. Ядро с диффузной границей	19
§ 5. Учет спин-орбитальной связи	23
§ 6. Применение оптической модели к другим частицам	28
Литература	31
Глава 2. Каскадная модель	33
§ 1. Вводная часть	33
§ 2. Метод расчета каскада	35
§ 3. О параметрах ядра, используемых при расчетах по методу Монте-Карло	40
§ 4. Об испускании из ядер сложных частиц в каскадном процессе	44
§ 5. Некоторые результаты расчетов каскада внутриядерных столкновений по методу Монте-Карло	50
§ 6. Другие методы расчета процесса расщепления ядер	58
§ 7. «Поверхностные» взаимодействия быстрых нуклонов с ядрами	60
Литература	65
Глава 3. Статистическая модель ядра	67
§ 1. Общие замечания	67
§ 2. Формула Вайскопфа для испарения частицы из ядра	69
§ 3. О параметре плотности уровней ядра	74
§ 4. О потенциальном барьере ядра	78
§ 5. Последовательное испарение нескольких частиц	84
§ 6. Эмиссия сложных частиц	88
§ 7. Энергетические и угловые распределения испаряющихся частиц	90
Литература	93

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

Глава 4. Применение методов химического анализа для изучения ядерных реакций	95
§ 1. Радиохимический метод	96
§ 2. Методы газового анализа	109
§ 3. Метод изотопного разбавления	111
Литература	112
Глава 5. Метод ядерных эмульсий	113
§ 1. Свойства ядерных эмульсий	113
§ 2. Характеристики следов частиц в ядерной эмульсии и их измерения	118
§ 3. Методы идентификации частиц в эмульсии	126
§ 4. Методы изучения расщеплений ядер определенных элементов	129
Литература	130
Глава 6. Применение метода счетчиков и средств радиоэлектроники	131
§ 1. Измерение полных сечений неупругого взаимодействия частиц с ядрами	132
§ 2. Изучение образования отдельных продуктов ядерных реакций	139
§ 3. Измерение угловых и энергетических распределений вторичных частиц	142
Литература	144

Глава 7. Другие методы изучения ядерных реакций при высоких энергиях	145
1. Использование техники масс-спектрометрии	145
2. Магнитный анализ продуктов ядерного расщепления	146
3. Метод вращающегося диска	148
4. Метод камеры Вильсона	149
Литература	149

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ

Глава 8. Сечения неупругого взаимодействия	150
Литература	153
Глава 9. Реакции расщепления	154
1. Функции возбуждения реакций расщепления	154
2. Энергия возбуждения ядер	156
3. Легкие частицы, испускаемые в ядерных расщеплениях	161
4. Изотопный и изобарный состав ядер-продуктов в реакциях расщепления	169
5. Распределение масс продуктов реакций расщепления	180
6. Тонкая структура выходов ядер-продуктов реакций расщепления	182
7. Поверхностные взаимодействия	184
Литература	187
Глава 10. Фрагментация	190
1. Сечение процесса фрагментации	190
2. Природа фрагментов, образующихся в ядерных расщеплениях	197
3. Энергетическое распределение фрагментов	202
4. Угловое распределение фрагментов	206
5. Множественность процесса фрагментации	208
6. Свойства остаточных ядер в расщеплениях с фрагментами	210
7. О механизме фрагментации	211
Литература	219
Глава 11. Деление ядер частицами высоких энергий	221
1. Распределение по массам продуктов деления	221
2. Сечения деления и делимости (σ_f/σ_t)	228
3. Деление многозарядными ионами	230
4. О соотношении между делительной и испарительной ширинами ($\Gamma_t/\Gamma_{\text{част}}$)	238
Литература	248

Николай Александрович Перфилов, Олег Владимирович Ложкин
и Всеволод Иванович Остроумов

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Утверждено к печати

Радиевым институтом им. В. Г. Хлопина Академии Наук СССР

Редакторы Издательства И. В. Суворов, Т. И. Кулагина

Художник В. В. Грибакин

Технический редактор М. Н. Кондратьева

Корректоры Г. А. Барс, Р. Г. Гершинская и Л. Л. Кома

Сдано в набор 9/IV 1962 г. Подписано к печати 8/IX 1962 г. РИСО АН СССР № 22-26В.
Формат бумаги 70 × 108^{1/16}. Бум. л. 7^{7/8}. Печ. л. 15^{3/4} = 21,57 усл. печ. л. Уч.-изд. л. 23,08.
Изд. № 1682. Тип. зак. № 646. М-39655. Тираж 3000.
Цена 1 р. 82 к.

Ленинградское отделение Издательства Академии наук СССР
Ленинград, В-164, Менделеевская лин., д. 1.

1-я тип. Издательства Академии наук СССР
Ленинград, В-34, 9 линия, д. 12

ПЕЧАТАЮТСЯ НОВЫЕ КНИГИ ПО ФИЗИКЕ:

Александров И. В. Теория ядерного магнитного резонанса. 15 л. 4000 экз. Цена 1 р. 15 к.

Книга представляет собой изложение современных методов теоретической физики в применении к явлению ядерного резонанса.

Джелепов В. С., Некер Л. К. Схемы распада радиоактивных ядер с $A > 100$. 50 л. 5000 экз. Цена 3 р. 65 к.

В книге собраны новейшие экспериментальные данные об излучениях, сопровождающих альфа- и бетараспад радиоактивных ядер и различные ядерные реакции. Приведены постоянные на основании этих данных схемы распада для ядер с $A > 100$.

Жданов А. И., Скирда Н. В. Рассеяние заряженных частиц в ядерных эмульсиях. 16 л. 5000 экз. Цена 1 р. 30 к.

Книга содержит теоретические основы методов идентификации заряженных частиц в ядерных эмульсиях. Всесторонне рассматриваются методы идентификации частиц, включающих измерение кулоновского рассеяния.

Исследования плазмы. Труды Физического института им. П. Н. Лебедева. Том 18. 15 л. 4000 экз. Цена 1 р.

В сборник включены работы по теории движения электрона в плазменном пучке и по теории термоядерного реактора.

ВЫШЛА ИЗ ПЕЧАТИ КНИГА:

Ядерная фотография. Труды III Международного совещания. 1962. 475 стр. Цена 2 р. 58 к.

В книге приводятся ценные сведения о современном состоянии и перспективах развития ядерной фотографии как одного из основных методов исследования ядерных частиц высокой энергии. Материалы сборника посвящены механизму фотографического действия заряженных частиц, вопросам изготовления, усовершенствования и применения эмульсий для ядерных исследований, свойствам фотоматериалов, автоматизации просмотра и анализа следов частиц.

КНИГИ ПРОДАЮТСЯ В МАГАЗИНАХ «АКАДЕМКНИГА»

Адреса магазинов: **Москва**, К-12, Б. Черкасский, 2/10, Отдел «Книга — почтой»; **Москва**, ул. Горького, 6, магазин № 1; **Москва**, 1-й Академический проезд, 55/5, магазин № 2; **Ленинград**, Д-120, Литейный пр., 57; **Ташкент**, ул. Карла Маркса, 29; **Баку**, ул. Джапаридзе, 13; **Свердловск**, ул. Белинского, 71в; **Киев**, ул. Ленина, 42; **Харьков**, Горяиновский пер., 4/6; **Алма-Ата**, ул. Фурманова, 129.

ИНОГОРОДНИЕ ЗАКАЗЫ ВЫПОЛНЯЮТСЯ НАЛОЖЕННЫМ ПЛАТЕЖОМ.
ПЕРЕСЫЛКА ЗА СЧЕТ ЗАКАЗЧИКА.

ИСПРАВЛЕНИЯ И ОПЕЧАТКИ

Страница	Строка	Напечатано	Должно быть
9	15 снизу	$+f(9) \frac{1}{r} e^{ikr}$,	$+f(0) \frac{1}{r} e^{ikr}$,
23	Подпись к рис. 4	f — сила; I_s — связи.	f — сила I_s -связи.
83	19 снизу	(I. 59),	(I. 60),
97	В формуле (II. 2)	$(1 - e^{-\lambda t})$,	$(1 - e^{-\lambda t})$,
98	В формуле (II. 8)	i	$\lambda_{\text{род}} - \lambda$
156	4 сверху	резонансного	«резонансного»
184	11 »	σ_m/σ_g	σ_m/σ_g
198	3 »	Na ¹³	N ¹³
200	18 »	(не более 10%)	(не менее 90%)