

С 343

М-55

3/VIII-65 ✓

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P-2193



В.Н. Мехедов

МЕДЛЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ,
ИСПУСКАЕМЫЕ В РЕАКЦИЯХ РАСЩЕПЛЕНИЯ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

1965

P-2103

3390/2 ч.

В.Н. Мехедов

МЕДЛЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ,
ИСПУСКАЕМЫЕ В РЕАКЦИЯХ РАСЩЕПЛЕНИЯ

Направлено в УФН

В в е д е н и е

В реакциях расщепления, которые возникают под действием частиц с энергиями ≈ 100 Мэв и выше, среди вторичных частиц различают резко анизотропную компоненту, обладающую сравнительно высокими кинетическими энергиями, и почти изотропную компоненту медленных частиц. Они выбрасываются на различных стадиях взаимодействия падающей частицы с ядром. Частицы анизотропной компоненты испускаются на первой, так называемой каскадной, стадии взаимодействия. Для нее характерны малые времена развития каскада (10^{-22} – 10^{-20} сек) и передача нуклонам порций энергий, сопоставимых с массой покоя пиона. Медленные частицы испускаются во второй стадии, особенностью которой являются значительно большие времена между актами выбрасывания отдельных частиц (10^{-16} – 10^{-14} сек) и передача порций энергий, сопоставимых с величиной энергий связи нуклона в ядре. Некоторые особенности испускания медленных частиц удовлетворительно объясняются теорией испарения. Теория испарения хорошо изложена в ряде обзоров^{/1-3/} и мы ее описывать не будем. Однако систематическое рассмотрение опытного материала по данному вопросу отсутствует. Настоящая заметка преследует цель восполнить этот пробел. Рассматриваются опыты, выполненные на современных ускорителях частиц высоких энергий. В начале описываются данные, характеризующие общую картину явления, затем излагаются сведения по образованию различных фрагментов. Обсуждение опытов по наблюдению звезд в фотоэмульсии будет предметом отдельного сообщения. Сопоставление между собой результатов различных экспериментов позволяет не только проверить выводы относительно механизма испускания медленных частиц, облегчить понимание процесса расщепления, но и выявить ряд деталей в строении ядра.

Заряженные частицы

Наиболее полные и подробные данные по эмиссии вторичных заряженных частиц из различных металлических фольг получены в работах^{/4,5/}. В работе^{/4/} измерялись относительные выходы и энергетические спектры частиц, испускаемых при бомбардировке ряда элементов (от Be до U) α -частицами, дейтронами и протонами с энергиями 375, 187 и 332 Мэв, соответственно. В этой же работе изучались относи-

тельные выходы заряженных частиц в интервалах углов $0 \pm 10^\circ$; $45 \pm 10^\circ$; $135 \pm 10^\circ$ при облучении некоторых мишеней (Be - Ag) α - частицами с энергией 240 Мэв. В работе /5/ измерялись относительные выходы и энергетические спектры заряженных частиц, испускаемых из Be и C под действием протонов с энергией 330 Мэв. Для определения энергии вылетающих частиц и разделения их по массам применялась сепарация траекторий в магнитном поле ускорителя, а в качестве детекторов служили фотографические эмульсии. Регистрация частиц проводилась в обеих работах в примерно одинаковых интервалах радиусов кривизны траекторий, которым отвечают энергии протонов и α -частиц = 5, 10 и 20 Мэв, соответственно. Спектры измерялись для углов вылета $0 \pm 10^\circ$. Относительные вероятности (в %) испускания различных типов заряженных частиц под действием протонов для суммы интервалов радиусов кривизны перечислены в таблице 1. Относительные вероятности испускания различных частиц и их спектры при бомбардировке дейтронами и α -частицами высоких энергий оказались в большинстве случаев таким же, как и на протонах. Из таблицы 1 видно, что у всех мишеней с наибольшей вероятностью выбрасываются вторичные протоны и α -частицы. С меньшей вероятностью испускаются ядра дейтерия, трития, He^3 и еще реже вылетают трех- и четырехзарядные ядра. На легких мишенях (Be, C и Al) вероятность испускания протонов и α -частиц оказывается примерно одинаковой. У более тяжелых элементов отношение $\alpha/p = 0,2 - 0,3$. Данные по вероятностям вылета различных частиц из бериллия в работах /4,5/ удовлетворительно согласуются друг с другом. Для урана приведенные значения следует считать ориентировочными, поскольку около одной трети треков остались не отождествленными. Наблюдения частиц под разными углами к направлению бомбардирующего пучка показали, что в случае легких мишеней имеет место значительная угловая анизотропия вылета частиц. Например, у Be выход протонов уменьшается с 13,7 (0°) до 3% (135°) и еще сильнее ослабевает испускание α -частиц: от 24,4 до 2,5% (выход всех частиц под углами $0, 45$ и 135° принимается за 100%). В случае алюминия различие в угловой анизотропии составляет \approx от 20,6% до 9,2% и от 16,8% до 5,0%, соответственно. У никеля и серебра наблюдается иная картина угловых распределений: у Ni выходы протонов уменьшаются от 36,3 до 23,6%, тогда как выходы α -частиц увеличиваются от 1,9 до 4,2% при переходе от угла 0 к 135° . У серебра видно возрастание выходов протонов от 27,0% до 35,1% и α -частиц от 0,3 до 3,9%, соответственно, для тех же углов. Данные для 45° занимают промежуточное положение между данными для 0 и 135° . Аналогичные угловые зависимости даются для дейтронов, ядер трития, He^3 и т.д. Спектры протонов и α -частиц, испускаемых из различных мишеней под действием α -частиц высоких энергий, приведены на рис. 1. Как показывает рис. 1, спектры вторичных частиц не похожи друг на друга. Некоторые из них имеют максимум, другие - падающий характер и т.д. Различие содержится и в абсолютных величинах и в энергиях, при которых лежат максимумы.

Т а б л и ц а 1

Вылетающие частицы	Be	Al	Ni	Ag	Au	U	Be	C
p	30,5	52,3	76,9	77,4	73,3	46,0	27,6	28,6
d	11,5	5,6	3,0	4,0	1,9	3,4	11,7	8,9
t	6,0	1,1	0,1	1,3	0,2	1,0	11,8	5,1
He ³	8,9	2,2	2,1	1,0	0,4	1,6	10,7	9,1
α	37,4	34,1	16,9	15,6	23,2	15,0	33,6	40,2
Li ⁶ , Be ⁷	2,7	-	0,5	0,2	-	-	2,2	1,9
Li ⁷	0,30	-	0,1	-	-	-	1,0	1,7
Li ⁸	0,5	-	-	-	-	-	-	0,1
Не раздел.	2,2	4,0	0,4	0,5	1,0	32,6	2,0	4,4
К-во треков	802	820	777	754	589	733	1050	811

Например, у бериллия спектр представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс, в то время как для α -частиц имеется небольшое падение с ростом энергии. У более тяжелых элементов спектры протонов и α -частиц представляют собой кривые с максимумами, лежащими при различных энергиях. Например, у серебра максимум в спектре протонов лежит при энергии 8, а для α -частиц 18 Мэв, т.е. почти при тех же энергиях, какие наблюдаются в фотоэмульсии^{1,2/}. Для золота и урана видны только максимумы спектров протонов и начальные участки спектров α -частиц. Энергетические распределения α -частиц из тяжелых мишеней (Ni-U) содержат заметную долю частиц, вылетевших с энергиями, значительно меньшими кулоновского барьера.

Относительные вероятности испускания протонов и α -частиц из различных газообразных мишеней изучались с помощью камеры Вильсона при бомбардировке нейтронами с энергией 90 Мэв^{1/8/}. Заряженные частицы классифицировались на протоны и α -частицы по числу δ -лучей, наблюдаемых в соответствующих треках. Результаты представлены в таблице 2.

Т а б л и ц а 2

Мишень	Число α/p в звездах			Среднее число
	2-лучевые	3-лучевые	4-лучевые	
O	2,68	1,57	2,82	2,1
Ne	2,14	1,35	1,30	1,7
Ar	0,88	0,98	0,84	0,9
Kr	0,11	0,29	0,21	0,21*

Из этих измерений видно, что легкие газы дают более высокое число α/p , чем тяжелые. Отношение α/p для тяжелого элемента (Kr) оказывается почти равным величине, полученной в фотоэмульсии при расщеплениях тяжелых компонентов, где оно = $0,3^{1,2/}$. Авторы настоящей работы объясняют преобладание α -частиц у легких газов преимущественным осуществлением реакции (p, α) .

Н е й т р о н ы

Испускание вторичных нейтронов различными элементами при облучении частицами высоких энергий изучалось рядом авторов ^{/7-9/}. Использовались нейтроны с энергиями 90, 120 и 380 Мэв, протоны с энергиями 340 Мэв, дейтроны с энергиями 190, 230 и 320 Мэв и ядра He^3 с энергией 490 Мэв. Детекторами вторичных частиц служили либо индиевые или марганцевые индикаторы, либо пропорциональный счетчик BF₃ ^{/8/}. Исследуемые образцы помещались на коллимированных нейтронных пучках за защитами ускорителей.

Числа вторичных нейтронов (ν), испускаемых на одну падающую частицу, их средняя энергия (ϵ_n) и некоторые размеры образцов d указаны в таблице 3.

Все эксперименты показывают, что при любой энергии падающих частиц среднее число нейтронов сильно во возрастает по мере увеличения Z мишени, особенно для элементов тяжелее олова, кадмия. У тяжелых мишеней число освобождаемых нейтронов, кажется, зависит от размеров образца ^{/7,9/}.

При одинаковой энергии налетающих частиц и размерах образца значения ν в разных работах совпадают друг с другом в пределах погрешностей опыта. Приведенные в третьей колонке данные относительных измерений подтверждают результаты абсолютных измерений в работах ^{/7,9/}. Тип бомбардирующих частиц мало влияет на

Т а б л и ц а 3

Мишень	Нейтроны 120 МэВ /7/		Нейтроны 380 МэВ /7/		Нейтроны 380 МэВ /8/		Нейтроны 80 МэВ /9/		Дейтроны 180 МэВ /9/		Протоны 340 МэВ /9/	
	ν	ϵ_n МэВ	ν	ϵ_n	ν/ν_{Pb}	ν	d	ν	d	ν	d	
Be	-	-	1,6 \pm 0,8	3	-	-	-	-	2,2 \pm 0,1	10,2	-	-
C	1,8 \pm 1,0	4	1,0 \pm 0,6	2	0,21 \pm 0,1	-	0,92 \pm 0,12	17,3	0,70 \pm 0,09	~4	-	-
Al	1,5 \pm 0,8	3	1,6 \pm 1,1	3	0,23 \pm 0,08	-	0,92 \pm 0,11	10,8	1,3 \pm 0,2	7	1,48 \pm 0,22	10,6
Fe	1,5 \pm 0,8	3	2,3 \pm 1,2	5	0,25 \pm 0,06	-	-	-	-	-	-	-
Cu	1,8 \pm 0,9	4	2,8 \pm 1,0	6	0,34 \pm 0,04	-	2,2 \pm 0,3	6,7	2,4 \pm 0,3	2,54	3,5 \pm 0,3	6,7
Sn	4,5 \pm 2,0	9	4,4 \pm 1,8	10	0,62 \pm 0,07	-	2,6 \pm 0,3 ^{xx)}	3,5 ^{xx)}	4,1 \pm 0,3 ^{xx)}	1,4 ^{xx)}	6,85 \pm 0,68	3,6
Pb	9,0 \pm 3	20	7,1 \pm 2,4									
Pb	9,9 \pm 3,3 ^{x)}	-	7,4 \pm 2,5 ^{x)}	-	1,0	-	-	-	6,1 \pm 0,6	1,1	-	-
U	-	-	-	-	1,4 \pm 0,1	-	12,4 \pm 1,6	8,6	8,9 \pm 1,0	1,59	16,0 \pm 1,3	6,7

x) Измерения с марганцем

xx) Измерения с кадмиевым образцом

относительный выход нейтронов и скорее чувствительно к величине падающей энергии. Энергия нейтронов, освобождаемых из элементов вплоть до меди, невелика и составляет 2-8 Мэв. У олова и особенно у свинца (ϵ_n) получена в два или три раза выше.

Дополнительные измерения с углеродными детекторами показали увеличение выхода энергичных вторичных нейтронов ($\epsilon_n > 20$ Мэв) при замене пучка с энергией 120 на 380 Мэв^{/7/}.

Измерялось также угловое распределение вторичных нейтронов, испускаемых рядом элементов (от С до U) под действием нейтронов с энергией 380 Мэв^{/8/}. Методика измерения отличалась от описанных^{/7,8/} тем, что счетчик нейтронов мог поворачиваться вокруг образца в интервале углов от $20 \pm 10^\circ$ до $150 \pm 10^\circ$ относительно направления первичного пучка. Образцы были выбраны в виде цилиндров с радиусом, меньшим половины длины свободного пробега вторичных нейтронов. Эксперимент показывает, что для легких элементов имеет место значительная анизотропия в испускании нейтронов. Например, для Al и С количество нейтронов, вылетающих под углом 20° , в 8-9 раз превышает число нейтронов, выбрасываемых под большими углами (150°). У средних элементов (Cu, Sn) анизотропия в испускании вторичных нейтронов невелика. Для свинца и урана наблюдается почти полная изотропия. Значительную анизотропию испускания частиц из легких мишеней автор^{/8/} объясняет влиянием большой переменной скорости движения ядра отдачи, а также наличием значительного количества примеси каскадных нейтронов с энергией < 30 Мэв. В случае Cu и Sn небольшая анизотропия может быть вызвана присутствием выбитых нейтронов. Следует заметить, что используемый детектор обладал относительно малой эффективностью регистрации нейтронов с энергией от 15 до 30 Мэв. Такие нейтроны могли ускользать от наблюдения и поэтому полученные данные^{/8/} нельзя считать окончательными.

Выходы радиоактивных фрагментов

Здесь будет идти речь о вероятностях образования продуктов реакции с точно известными зарядом и массой, но неопределенной величиной кинетической энергии и неизвестным угловым распределением относительно падающего пучка. Рассматриваемые изотопы могут создаваться двумя путями: либо они представляют собой частицы испускания, а именно: выбрасываются в результате взаимодействия, либо являются остаточными продуктами, получающимися после вылета из облучаемого ядра некоторого количества одновочных и связанных нуклонов. Очевидно, остаточными продуктами они могут быть при облучении легких элементов частицами с достаточно высокими энергиями. Среди легких ядер пригодно для наблюдения сравнительно небольшое число радиоактивных изотопов. К ним относятся:

$\text{H}^3 (\beta^-) T = 12 \text{ лет};$	$\text{He}^6 (\beta^-) T = 0,82 \text{ сек};$	$\text{Li}^8 (\beta^-) T = 0,84 \text{ сек} \rightarrow \text{Be}^{8*} (2\alpha);$
$\text{Be}^7 (K) T = 53,8 \text{ дн};$	$\text{C}^{11} (\beta^+) T = 20,4 \text{ мин};$	$\text{N}^{13} (\beta^+) T = 10 \text{ мин};$
$\text{O}^{15} (\beta^+) T = 2 \text{ мин};$	$\text{F}^{18} (\beta^+) T = 112 \text{ мин};$	$\text{Na}^{22} (\beta^+) T = 2,6 \text{ года};$
$\text{Na}^{24} (\beta^-) T = 15 \text{ час};$	$\text{Mg}^{27} (\beta^-) T = 9,5 \text{ мин};$	$\text{Mg}^{28} (\beta^-) T = 21,2 \text{ час} .$

Удобство наблюдения того или иного радиоактивного изотопа обуславливается в основном временами жизни, видами и энергиями испускаемого излучения, а также потребностью и трудоемкостью операций химической очистки от остальных продуктов реакции. При наблюдении частиц испускания химическое отделение неизбежно, особенно при излучениях средних и тяжелых элементов. Для отделения искомым продуктов от остальных изотопов используется метод носителей. В отдельных случаях возможна регистрация некоторых радиоактивных изотопов, обладающих специфической формой радиоактивного превращения. Например, Li^8 после β^- -распада превращается в неустойчивое ядро Be^{8*} , мгновенно распадающееся на 2 α -частицы. Испускание литиевого изотопа приводит к появлению так называемых "молоткообразных" треков, хорошо видимых в фотоэмульсии. Аналогичная ситуация имеет место у B^8 , превращающегося в Be^{8*} после β^+ -распада. Естественно, сведения об образовании перечисленных изотопов в различных реакциях являются лишь частной характеристикой процесса, так как, с одной стороны, это в сущности наблюдение незначительной части реакций испускания нуклонов или фрагментов. С другой стороны, в таких экспериментах остается неизвестным, в каком виде и с какими энергиями выбрасываются из ядра нуклоны: в виде ли связанных частиц или одиночных нуклонов, представляют ли они собой частицы выбивания или испарения и т.д.

Т р и т и й

Образование трития из различных элементов под действием частиц высоких энергий, особенно протонов, изучено наиболее полно^{/10-18/}. Облучению подвергались как легкие, так и тяжелые элементы. Интервал падающих энергий на некоторых мишенях простирается от 100 Мэв до 8,2 Гэв^{/13,17/}. При бомбардировке дейтронами и α -частицами сечение образования трития измерялось у алюминия и свинца в интервале энергий 70-380 Мэв и 140-750 Мэв, соответственно^{/19/}. В большинстве перечисленных работ применялась примерно одинаковая методика эксперимента. Облученные образцы весом в несколько граммов для выделения трития нагревались в атмосфере водорода, служащего носителем. Водородно-тритиевая смесь подвергалась очистке от других газообразных продуктов реакции с помощью палладиевого фильтра, и вводилась внутрь гейгеровского счетчика для измерения числа актов распада H^3 . Таким способом

регистрируются ядра трития, получающие в реакции сравнительно небольшие энергии, т.е. пробеги которых не превышают размеров облученных образцов. Специальные измерения ¹⁰/ показали, что выходы трития из препаратов свинца не зависят от толщины, когда она больше 0,8 мм и резко уменьшаются для меньших толщин. В случае тория ¹¹/, начиная с толщины мишеней более 2 мм выход трития не зависит от толщины, т.е. как показывают оценки регистрируемым ядрам трития соответствуют энергии менее 35 Мэв. В этом же опыте ¹¹/ было найдено, что доля трития, имеющего большие пробеги, составляет около 10% измеренного количества.

Выходы трития из некоторых легких элементов приведены в таблице 4. В качестве мишеней в этих случаях брались различные органические материалы с преимущественным содержанием элементов, указанных в скобках. Здесь и ниже все сечения даны в миллибарнах, за исключением специально оговариваемых случаев.

Т а б л и ц а 4

Мишень	Энергия протонов					
	225 Мэв	450 Мэв	730 Мэв	2,05 Гэв	2,2 Гэв	5,7-6,2 Гэв
Полиэтилен (С)	7,0 \pm 1,1	7,3 \pm 0,5	7,6 \pm 1,2	14,0 \pm 1,2	-	19
Мэламин (N)		26 \pm 4	-	25 \pm 4	28 \pm 4	35
Люцит (O)	8,7 \pm 1,0	38 \pm 5	-	30 \pm 4	33 \pm 4	38

Сечения образования трития в металлических мишенях при бомбардировке протонами, дейтронами и α -частицами высоких энергий сведены в таблице 5.

Т а б л и ц а 5

Мишень	Протоны высоких энергий						
	120 Мэв	300 Мэв	450 Мэв	550 Мэв	860 Мэв	2,05 Гэв	6,2 Гэв
Mg	-	19 \pm 6	30 \pm 9	26 \pm 8	43 \pm 13	30 \pm 2	-
Al	16 \pm 5	25 \pm 7	24 \pm 7	33 \pm 10	46 \pm 14	37 \pm 4	50 ^{x)}
Fe	6,4 \pm 1,2 ^{xx)}	-	28 \pm 5	-	-	53 \pm 8	57
Sn	-	38 \pm 11	-	69 \pm 21	122 \pm 37	-	440
Pb	17 \pm 5	73 \pm 22	91 \pm 27	87 \pm 26	186 \pm 56	510 \pm 72	480
Bi	-	73 \pm 22	-	75 \pm 22	167 \pm 50	-	-

x) Данные для протонов 5,7 Гэв

xx) Данные для энергии протонов 135 Мэв ¹⁰/.

Мишень	Дейтроны, Мэв				α -частицы, Мэв			
	70	150	270	390	140	300	540	750
Al	$12,5^{+3,1}$	$29,2^{+4,7}$	$29,7^{+4,6}$	$38,1^{+6,0}$	$44,7^{+9,1}$	$52,5^{+9,2}$	$52,4^{+9,6}$	$48,8^{+8,6}$
Sa	-	-	-	-	-	-	-	$86,4^{+27,2}$
Pb	$40,8^{+12,5}$	$79,2^{+12,8}$	$83,6^{+14,6}$	$87,3^{+15,9}$	$98^{+21,2}$	$94^{+25,4}$	$97,6^{+27}$	$195,0^{+35,4}$

Таблицы 4 и 5 показывают, что с увеличением падающей энергии сечения образования трития систематически возрастают. Рост сечения наблюдается как на легких, так в особенности на тяжелых элементах. Увеличение выходов трития происходит не только при облучении протонами, но и под действием дейтронов и α -частиц. На протонах сечение образования трития из различных элементов лежит в пределах от нескольких мб до сотен мб. А в области нескольких Гэв выход трития из свинца достигает одной четвертой части от геометрического сечения ядра. При одинаковой энергии бомбардирующих частиц имеет место линейное увеличение выхода трития от атомного веса мишени. Эта зависимость хорошо прослежена, когда энергия протонов была взята равной 680 Мэв и несколько хуже для 450 Мэв (см. рис. 2) и 2,05 Гэв. Из рис.2 видно, что при переходе от Al к Pb (изменение A мишеней почти в 8 раз) выход трития увеличивается примерно в 4 раза. Подобная же зависимость наблюдалась, когда бомбардировка проводилась α -частицами с энергией 750 Мэв. Данные различных работ, в которых облучались одни и те же элементы при близких энергиях протонов, удовлетворительно согласуются друг с другом. Например, в случае полиэтилена при энергии 400 Мэв^{/18/} сечение образования трития найдено равным $8,8 \pm 1$ мб. Оно совпадает в пределах ошибок опыта с величиной, указанной в таблице 4 для энергии 450 Мэв^{/14/}. Для энергии 450 Мэв выходы трития из Al и Pb плучены равными 23 ± 3 мб^{/14/} и 71 ± 8 мб^{/17/} и совпадают с величинами, приведенными в таблице 5. Вероятность образования данного изотопа из железа при энергии 180 Мэв найдена равной $\approx 7,2$ мб^{/13/}, тогда как для энергий 150 и 177 Мэв даются^{/10/} величины $6,1 \pm 1,1$ и $6,8 \pm 1,2$ мб, соответственно.

Сравнивая между собой выходы ядер трития на протонах, дейтронах и α -частях в сопоставимом интервале энергий, мы видим, что наиболее эффективными в смысле

максимального образования продукта являются α -частицы. На алюминии сечение образования трития α -частицами малых энергий (150 Мэв) примерно в 2-3 раза выше, чем в случае дейтронов или протонов. На свинце оно больше в 4-6 раз. После 300 Мэв рост выхода продукта как на Al, так и на Pb замедляется и сравнивается на всех бомбардирующих частицах. Можно утверждать, что увеличенное образование трития при бомбардировке α -частицами не вызывается реакцией срыва протона у α -частиц. В этом случае образовался бы продукт с энергиями, весьма близкими к энергиям α -частиц, а так как их наименьшая энергия составляет 140 Мэв, то ядра трития с такими энергиями ускользали бы от наблюдения.

Относительные выходы $He^4 : He^3 : H^3$ из образца стали измерялись при энергии протонов 340 Мэв^{/20/}. Количество трития определялось также, как и в ранее приведенных работах; содержание He^3 и He^4 находилось масспектроскопически. Относительный выход указанных ядер найден равным 1,0 : 0,048 : 0,078, соответственно. Это отношение несколько отличается от выходов указанных частиц из никеля для энергии протонов 332 Мэв (см. таблицу 1), где отношение $He^4 : He^3 : H^3 = 1,0 : 0,12 : 0,006$. Причины расхождения, возможно, кроются в различных размерах облучаемых образцов в работах^{/4,20/}. Близкие относительные выходы этих же продуктов получены Рудстамом^{/3/} в расчетах каскадноиспарительных событий при бомбардировке мышьяка протонами с энергией 170 Мэв. В последнем случае отношение $He^4 : He^3 : H^3 = 1,0 : 0,0025 : 0,083$. Несколько меньший относительный выход He^3 Рудстам объясняет малой величиной энергии протонов.

He⁶

Выход изотопа He^6 измерялся из C, Al, Si, Ag и Pb под действием протонов с энергиями 1,0; 1,9; и 2,85 Гэв^{/21/}. Опыт заключался в сборе и торможении ядер He^6 , вылетающих из некоторого слоя мишени в среду гелия, служащего носителем. После очистки смеси He^6 и He^4 с помощью ловушки с жидким азотом, она поступала в счетный объем. В этих измерениях энергия фрагмента остается неизвестной, но по аналогии с опытами по регистрации трития можно полагать, что она невелика и обнаруживаемые ядра He^6 имеют испарительное происхождение. Сечения образования He^6 из различных элементов указаны в таблице 6, откуда видно, что выходы фрагмента растут по мере увеличения энергии протонов. Особенно заметен рост сечения He^6 из свинца, где он достигает примерно 10 мб на каждый Гэв энергии протонов.

Т а б л и ц а 6

Мишень	Энергия протонов Гэв		
	1,0	1,9	2,85
C	0,5	-	0,6
Al	1,1	1,3	-
Cu	2,	4	4
Ag	4	7	12
Pb	10	21	29

Для одинаковой энергии протонов сечение образования изучаемого продукта монотонно растет с увеличением атомного номера мишени. Например, при энергии 1,0 Гэв выход этого изотопа увеличивается от алюминия к свинцу примерно в 9 раз, т.е. даже несколько круче, чем растет сечение образования H^3 .



Образование нейтронозбыточного изотопа Li^8 из газообразных мишеней измерялось при бомбардировке пропорциональных счетчиков с соответствующими газами протонами и дейтронами с энергиями 340 и 190 Мэв^{122/}. Определялись период полураспада Li^8 и энергии α -частиц дочернего ядра Be^{8*} . Сечения образования ядер Li^8 приведены в таблице 7. Измерения показывают, что выход фрагмента монотонно уменьшается по мере увеличения атомного номера мишени. Такая зависимость видна, как на

Т а б л и ц а 7

Мишень	Протоны 340 Мэв	Дейтроны 190 Мэв
C	0,7±0,2	1,35±0,4
N	0,55±0,16	0,68±0,2
Ne	0,2±0,06	0,25±0,07
Ar	0,22±0,07	0,22±0,07
Kr	0,055±0,008	0,041±0,013
Xe	0,026±0,008	0,036±0,01

протоках, так и на дейтронах. Падение выхода Li^8 особенно заметно в области легких элементов (C, Ne) (в случае дейтронов оно уменьшается в 8 раз), хотя Z мишеней меньше, чем вдвое. От Ne к Xe также имеет место уменьшение сечения образования интересующего нас ядра, но оно идет медленней: при увеличении Z мишени более, чем в 5 раз сечение уменьшается в 7-8 раз. Измерялась зависимость возрастания вероятности образования фрагмента от энергии дейтронов. Образование изотопа Li^8 становится заметным при энергиях 40-80 Мэв и увеличивается почти линейно в 8-20 раз вплоть до предельной энергии.

Энергетические спектры ядер Li^8 , вылетающих под углом 55 и 125° из C, Al, Si, Ag, Au, U при облучении протонами с энергией 2,2 Гэв, изучались в работе /23/. Мишени из фольг указанных элементов помещались внутри ускорителя. Регистрация фрагментов производилась с помощью фотоэмульсий, располагаемых под некоторыми углами около фольг. Энергетические распределения по своему виду оказываются похожими друг на друга. Они начинаются с некоторой для каждой мишени определенной энергии и быстро растут, достигая максимума. После максимума наблюдается монотонное сравнительно медленное уменьшение числа треков с ростом их энергии. Однако почти у всех мишеней видны единичные случаи испускания Li^8 с энергиями от 60 до 100 Мэв, т.е. с кинетическими энергиями в несколько раз превышающими полную энергию связи нуклонов в данном фрагменте. По мере увеличения Z мишени положение максимума и начало спектра смещается в область больших энергий. Максимумы спектров у Si и Ag лежат в интервале энергий 20-30 Мэв, у Au - 25-30 Мэв, а для урана - 30-40 Мэв. Спектры Li^8 под разными углами наблюдения по своей форме очень схожи друг с другом. Отмечается значительная анизотропия в испускании фрагмента из легких мишеней (C - Si), которая уменьшается постепенно у тяжелых элементов.

Be⁷

Образование нейтроно-недостаточного изотопа Be^7 изучено достаточно подробно /18,24-31/. На углероде, например, выход этого изотопа измерялся в интервале энергий протонов от порога до нескольких десятков Гэв /31/. Достаточно широко варьировался набор облучаемых элементов. Помимо перечисленных публикаций сведения о сечениях образования интересующего изотопа приведены в радиохимических исследованиях реакций расщеплений меди протонами с энергией 2,2; 5,7; 24 и 30 Гэв /32-35/. В этих опытах мишени облучались внутри ускорителя, а фракция бериллия выделялась химически. Определение выхода Be^7 основано на измерении кривых спада активности, а для идентификации активности дополнительно наблюдался спектр γ -лучей с помощью γ -спектрометра. Некоторые сечения образования Be^7 приведены в таблице 8. Из таблицы видно, что сечение образования Be^7 из легких мишеней (Be, C) примерно постоянно и равно

друг другу во всем изученном интервале энергий. Только в работе ^{/28/} выход этого продукта из бериллия получен почти в три раза меньше, чем из углерода при той же энергии и из бериллия и углерода при энергии 352 Мэв.

Т а б л и ц а 8

	Энергия протонов Мэв					
	100	156	202	335	352	1,0 Гэв
Be	9,5±1,0	8,8±1,0	-	3,7±1,2	12,0±0,5	-
C	12,0	11,0±1,3	9,2	12±2,7	8,3±0,35	10,6
Al	-	-	-	1,4±0,6	-	7,6
Cu	-	-	-	0,6±0,2	-	4,4
Ag	-	-	-	0,1±0,03	-	2,6
Au	-	-	-	0,01±0,006	-	1,4

Мишень	Энергия протонов, Гэв					
	2,2 Гэв	3,0	5,7	20	30	
Be	-	-	15	-	-	
C	10,8	11,1	11±1,5	-	-	7,67±0,27 ^{в)}
Al	10,9	11,7	8,3±0,9	-	-	7,89±0,29 ^{в)}
Cu	11,7; 10 ^{а)}	11,9; 7,4 ^{б)}	17 ^{г)}	7,0±0,8 ^{д)}	10,6	10,1
Ag	11,3	12,1	-	-	-	-
Au	5,9	8,4	-	-	-	-

а) Данные работы ^{/32/};
 б) Данные работы ^{/35/};
 в) Энергия протонов 28 Гэв ^{/31/};

г) Данные работы ^{/33/};
 д) Энергия протонов 24 Гэв ^{/34/}.

У более тяжелых элементов в области небольших энергий протонов ($< 1,0$ Гэв) выход Be^7 монотонно уменьшается с увеличением Z мишени. Например, при переходе от Al к Au выход продукта для энергии 335 Мэв различается в 140 раз. Возрастание энергии протонов приводит к увеличению выходов интересующего ядра из тяжелых мишеней и уже для 3,0 Гэв они сравниваются друг с другом у всех элементов. Коэффициент различия выходов этого ядра из Al и Au при энергии 1,0 Гэв достигает 6.

Вероятность образования Be^7 из легких элементов (N, O, F и Na) для энергий 5,7 Гэв составляет 14 ± 2 ; 10 ± 5 ; $9,2 \pm 1,8$ и 13 ± 2 мб соответственно ^{/30/}. Выход этого изотопа из железа при энергии протонов 730 Мэв определен равным $2,9$ мб ^{/18/}. В работе ^{/41/} сообщаются величины отношения сечений образования B^{10}/Be^7 в железе и углероде для протонов с энергией 730 Мэв, которые равны $0,4 \pm 0,1$ и $0,21 \pm 0,06$

18
F

Образование такого сравнительно тяжелого фрагмента изучалось при бомбардировке широкого набора мишеней (от F до U) в достаточно большом интервале энергий протонов ^{/25,28,30,31,36,37/}. Сведения о выходах F^{18} среди продуктов глубокого расщепления содержатся также в работах ^{/32-34, 38-40/}. Искомый продукт в этих опытах также выделялся химически с помощью носителя. Некоторые данные о сечениях образования F^{18} приведены в таблице 9. Из таблицы видно, что в образовании интересующего изотопа наблюдается такая же тенденция, как и в образовании изотопов Li^8 и Be^7 . А именно, когда энергии налетающих частиц невелики (≤ 420 Мэв), выход F^{18}

монотонно уменьшается с увеличением Z мишени. Коэффициент различия в вероятностях образования продукта в Al и Au равен ≈ 2000 . При энергиях протонов 3,0-5,9 Гэв сечение образования этого изотопа из всех мишеней становится примерно одинаковым и составляет несколько мб. Вероятность образования F^{18} из Na для энергии 5,7 Гэв найдена равной 10 ± 1 мб ^{/30/}. Любопытно отметить, что измеренный в работе ^{/36/} выход F^{18} из O^{18} (реакция (p,n)) оказался равен 41 ± 10 мб, что примерно в два раза больше, чем выход этого изотопа при тех же энергиях по реакции (p,pa). Как видно из литературы ^{/1,3/}, на других мишенях наблюдается обратная зависимость, а именно более вероятной является (p,pa) реакция.

Аналогичное сильное уменьшение выходов нейтрондефицитных фрагментов C^{11} и N^{13} из более тяжелых мишеней иллюстрируется в ^{/38/} для энергии протонов 420 Мэв. При энергии 5,7 Гэв ^{/30/} выходы этих фрагментов падают значительно слабей. Например, сечения образования C^{11} из C, N, O, F и Al получены равными: 29 ± 3 ; 13 ± 4 ; 12 ± 3 ; $5,4 \pm 0,7$ и $6,0 \pm 0,8$ мб, а вероятность образования N^{13} из N, O, F и Al составляет $7,3 \pm 0,7$; $6,0 \pm 2$; $1,5 \pm 0,5$ и $1,7 \pm 0,3$ мб, соответственно. Сечения обра-

Т а б л и ц а 9

Мишень								
F	$14,2 \pm 1,6$	$22 \pm 5,5$	-	-	-	-	$19 \pm 2^{б)}$	
Al	$6,8 \pm 0,7^{а)}$	$8,4 \pm 1,3$	-	-	-	-	$7,7 \pm 0,6^{б)}$	$6,03 \pm 0,11^{е)}$
Cl	-	$2,2 \pm 0,55$	-	-	-	-	-	-
Cu	$0,07 \pm 0,03^{д)}$	$0,08 \pm 0,04$	$0,51$ $1,8^{в)}$	$1,4$ $1,0^{г)}$	1,7	2,5	3,4	$1,5 \pm 0,1$
Ag	-	$0,016 \pm 0,008$	0,2	0,55	1,7	1,9	1,5	
Ta	-	-	0,2	0,85	2,3	-	8,7	
Au	-	$0,0044 \pm 0,0028$	0,07	0,25	0,73	1,7	2,5	
Pb	-	-	0,05	0,49	0,83	1,1	1,4	
U	-	-	0,13	0,55	1,4	2,0	3,2	

а) Данные для 342 Мэв ^{/25/}

б) Данные для 5,7 Гэв ^{/30/}

в) Расщепление меди протонами при 980 Мэв ^{/40/}

г) реакции расщепления меди протонами с энергией 2,2 Гэв ^{/32/}.

д) Расщепление кобальта протонами 370 Мэв ^{/38/}.

е) Энергия протонов 28 Гэв ^{/31/}.

13

зования N из Zr, Cd, Pb и U под действием протонов с энергией 1,0 Гэв найдены равными 0,13; 0,056; 0,011 и 0,025 мб, тогда как для энергии 2,9 Гэв выходы этого фрагмента из тех же мишеней увеличивались до 0,51; 0,27; 0,16 и 0,125 мб, соответственно ^{/42/}. В литературе имеются также сведения о сечениях образования более тяжелых фрагментов Na²², Na²⁴ и проч.). Образование таких ядер может происходить в актах деления или фрагментации и поэтому мы их рассматривать не будем.

Обсуждение результатов

Как видно из представленного экспериментального материала, в реакциях расщепления в виде медленных частиц с наибольшей вероятностью испускаются одиночные нуклоны

(нейтроны и протоны). Среди связанных нуклонов более вероятно выбрасывание стабильной конфигурации из четырех и двух нуклонов, т.е. α -частиц и дейтронов. Вероятности испускания дейтронов и α -частиц оказываются в 5-10 раз меньшими, чем частота выбрасывания одиночных нуклонов. Еще реже испускаются трех- и четырехзарядные ядра и радиоактивные изотопы типа H^3 , He^6 , Be^7 и т.д. Наблюдаемые разными методами распределения медленных частиц согласуются друг с другом и с данными, полученными в фотоэмульсии о так называемых "черных треках". В первую очередь следует сказать о согласии данных по энергетическим спектрам протонов, α -частиц, отношениям a/p , а также угловым распределениям. Перечисленные характеристики медленных частиц, кажется, не зависят (во всяком случае резко) от типа или энергии падающих частиц. Несколько большие значения энергий максимумов спектров, полученных для $\text{Ag}^{14/}$ по сравнению с величинами, указанными в фотоэмульсиях ^{1,2/} могут объясняться, в случае эмульсий, за счет примеси расщеплений брома, кулоновский барьер у которого ниже, чем у Ag . Более детальное обсуждение результатов наблюдения "звезд" содержится в обзоре ^{1-3/}.

Интересные сведения дает изучение особенностей образования радиоактивных изотопов. Оно полезно не только для построения полной картины реакций расщеплений, но и позволяет пролить свет на строение ядра, в частности, строение его поверхностных слоев, откуда испускаются комплексы нуклонов. Мы видим различное изменение выходов фрагментов, в зависимости от того, какими нуклонами они перегружены. Для нейтронов и нейтроноизбыточных фрагментов характерна следующая зависимость: при прочих равных условиях наиболее вероятно испускание одиночных нейтронов, затем ядер H^3 и He^6 . Относительная вероятность испускания H^3 примерно в 20-30 раз выше, чем He^6 . Выходы этих продуктов растут почти линейно с увеличением порядкового номера мишени, а также с возрастанием падающей энергии. Таким образом, по мере увеличения содержания нейтронов в мишени создаются все более благоприятные условия как для выбрасывания одиночных нейтронов, так и легчайших нейтроноизбыточных ядер. В этом же направлении действует возрастание вносимой в ядро энергии возбуждения. Протонам и протоноизбыточным фрагментам свойственна иная зависимость. При небольших падающих энергиях вероятности образования таких ядер падают почти линейно с увеличением z мишени (см. табл. 1, 8, 9). С увеличением налетающей энергии указанное различие выходов фрагментов из легких и тяжелых элементов уменьшается и почти исчезает, когда энергии возбуждения оказываются сопоставимыми с полной энергией связи всех нуклонов в мишени. Во всех случаях наиболее вероятно выбрасывание одиночных протонов. Относительные вероятности образования протоноизбыточных фрагментов при прочих равных условиях имеют небольшие индивидуальные отклонения, но в общем они уменьшаются по мере увеличения размеров фрагмента, особенно при небольших падающих энергиях. Ядро Li^8 является нейтроноизбыточным, но зависимость

образования его от выбора мишени, согласно^{/22/}, оказывается такой же, как у нейтронодефицитных изотопов, между тем как в^{/23/} утверждается обратное. Здесь прежде всего нужны уточнения.

Наблюдаемые различия в выходах нейтронов и протонов, а также нейтроно- и протоноизбыточных фрагментов качественно можно понять, если предположить, что поверхности ядер, особенно у тяжелых элементов, обогащены нейтронами. К такому заключению мы пришли, рассматривая особенности перезарядки на ядрах протонов и нейтронов высоких энергий^{/43/}. Аналогичное предположение высказано в работе^{/44/}, авторы которой пытались рассчитать испускание дейтронов с высокими энергиями из различных элементов. Если это так, тогда понятны более благоприятные условия для испускания нейтронов и фрагментов, перегруженных нейтронами по сравнению с протонами и нейтронодефицитными фрагментами, поскольку для последних необходимо вырывание глубоко расположенных протонов.

В случае расщеплений легких элементов реакции испускания одинакового количества протонов и нейтронов оказываются более вероятными, чем реакции с испусканием неодинакового числа нуклонов. Например, реакция $C^{12}(p, 3p\ 3n)Be^7$ имеет примерно в 20 раз большее сечение^{/29/} по сравнению с реакцией $C^{12}(p, p\ 2He^3)He^6$ как при энергии протонов 1,0 Гэв, так и 3,0 Гэв^{/21,23/}. Аналогичное положение имеет место у реакций типа $N^{14}(p, 2p\ 2n)C^{11}$; $O^{16}(p, 3p\ 3n)C^{11}$; $O^{16}(p, 2p\ 2n)N^{13}$ и т.д.^{/25,30,45/}. Объяснение этого факта, возможно, заключается в относительно большей способности легких ядер разваливаться на составляющие их дейтроны, α -частицы и проч. Как отмечалось, некоторые особенности образования медленных частиц в реакциях расщепления удается объяснить на основе теории испарения. При соответствующем подборе параметров теория в состоянии описать энергетические распределения протонов и α -частиц, величины a/p и т.д. Были сделаны попытки^{/12/} рассчитать по этой теории относительные выходы трития из алюминия и свинца, которые дали удовлетворительное согласие с опытом. Аналогичные расчеты сечений образования тяжелых фрагментов (He^6 , Li^8 , Be^7 , N^{13}) из элементов с высокими z под действием протонов с энергиями 1-2 Гэв^{/46/} дали величины, близкие к экспериментальным в пределах коэффициента 2-5. Авторы^{/46/} видят здесь успех теории испарения. Однако эти расчеты носят качественный характер. Функции возбуждения оказываются зависящими от многих трудно учитываемых факторов. Таким образом, хотя отдельные характеристики испускания медленных частиц удается описать в согласии с теорией испарения, исчерпывающее теоретическое объяснение всей совокупности известных экспериментальных данных по этому вопросу еще ждет своих исследователей.

Пользуясь возможностью принести свою благодарность члену-корреспонденту АН СССР М.Г.Мешерякову за ряд ценных замечаний.

Л и т е р а т у р а

1. Н.А.Перфилов, О.В.Ложкин, В.И.Остроумов. "Ядерные реакции под действием частиц высоких энергий". ИАН СССР, 1982 г.
2. С.Пауэлл, П.Фаулер, Д.Перкинс. "Исследование элементарных частиц фотографическим методом". ИИЛ, Москва, 1982 г.
3. G.Rudstam. "Spallation of Medium Weight Elements". Uppsala, 1956.
4. R.W.Dentsch. Phys. Rev., 90, 499, 1953; 92, 515, 1953; 97, 1110, 1955.
5. W.H.Barkas, H.Tyren. Phys. Rev., 89, 1, 1953.
6. Y.K.Bogild, T.H.Tenney. Phys. Rev., 84, 1070, 1951.
7. V.I.Goldanskii, A.E.Ignatenko, A.I.Mukhin, V.S.Pen'kina, V.A.Shkoda-Ulyanov. Phys. Rev., 103, 1762 (1958).
8. А.Е.Игнатенко. Диссертация, Дубна, 1955.
9. W.E.Crandall, G.P.Milburn. Journ. Appl. Phys., 29, 698, 1958.
10. K.Goebel. Preprint CERN, 58-2
11. M.Lefort, G.Simonoff, X.Tarrago. Phys. Rad., 20, 959 (1959).
12. В.В.Кузнецов, В.Н.Мехедов. ЖЭТФ, 35, 587, 1958.
13. E.L.Fireman, I.Zahringel. Phys. Rev., 107, 1695 (1957).
14. L.A.Currie, W.F.Libby, R.L.Wolfgang. Phys. Rev., 101, 1557 (1956).
15. E.L.Fireman, F.S.Rowland. Phys. Rev., 97, 780 (1955).
16. E.L.Fireman. Phys. Rev., 97, 1303, 1955.
17. L.A.Currie. Phys. Rev., 114, 878 (1959).
18. M.Honda, D.Lal. Phys. Rev., 118, 1618 (1960).
19. В.В.Кузнецов. ЖЭТФ, 40, 1263, 1961.
20. G.R.Martin, S.I.Thompson, G.Wadle, K.J.Mayne. Phil Mag., 45, 410 (1954).
21. F.S.Rowland, R.L.Wolfgang. Phys. Rev., 110, 175 1958.
22. S.C.Wright. Phys. Rev., 79, 838 (1950).
23. S.Katkov. Phys. Rev., 114, 905 (1959).
24. D.C.Salter, L.Bird. Phil Mag., 44, 1305 (1953).
25. V.Parikh. Nucl. Phys., 18, 646 (1960).
26. J.M.Dickson, T.C.Randle. Proc. Phys. Soc., A 64, 902 (1951).
27. V.Parikh. Nucl. Phys., 18, 638 (1960).
28. L.Marquez, I.Pertman. Phys. Rev., 81, 953 (1951).
29. E.Baker, G.Friedlander, J.Hudis. Phys. Rev., 112, 1319 (1958).
30. P.A.Benioff. Phys. Rev., 119, 316 (1960).
31. J.B.Cumming, G.Friedlander, J.Hudis, A.M.Poskanzer. Phys. Rev., 127, 950 (1962).
32. G.Friedlander, J.M.Miller, R.Wolfgang, J.Hudis, E.Baker. Phys. Rev., 94, 727 (1954).
33. D.W.Barr. UCRL-3793 (1957).
34. G.Rudstam, E.Bruninx, A.C.Pappas. Phys. Rev., 126, 1852 (1962).

35. J.Hudis, I.Dostrovsky, G.Friedlander, J.R.Grover, N.T.Porile, L.P.Remsberg, R.W.Stoenner, S.Tanaka. Phys. Rev., 129, 434 (1963).
36. L.Marquez. Phys. Rev., 86, 405 (1952).
37. A.A.Caretto, J.Hudis, G.Friedlander. Phys. Rev., 110, 1130 (1958).
38. E.Belmont, J.M.Miller. Phys. Rev., 95, 1554 (1954).
39. А.П.Виноградов, А.К.Лаврухина, Л.Д.Ревина. Геохимия, 11, 955, 1961.
40. P.Reasbeck, J.E.Warren. J. Inorg. Nucl. Chem., 7, 343 1958.
41. M.Honda, D.Lal. Nucl. Phys., 51, 363 (1964).
42. I.Dostrovsky, Z.Fraenkel, J.Hudis. Phys. Rev., 123, 1452 (1961).
43. В.Н. Мехедов. Препринт ОИЯИ, Р-2060, Дубна, 1965.
44. H.Hagiwara, M.Tanifuji. Prog. Theor. Phys., 18, 97 (1957).
45. J.L.Symonds, J.Warren, J.D.Young.Proc. Phys. Soc., A70, 824 (1957).
46. J.Hudis, J.M.Miller. Phys. Rev., 112, 1322 (1954).

Рукопись поступила в издательский отдел
. 27 мая 1965 г.

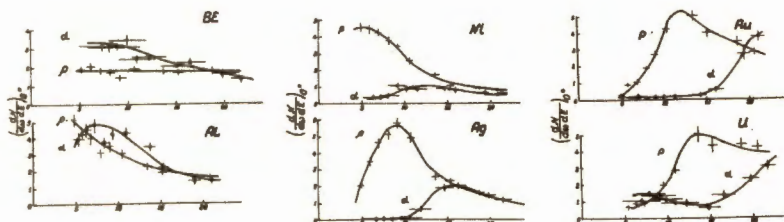


Рис. 1. Спектры медленных протонов и α -частиц, испускаемых из различных мишеней при бомбардировке α -частицами с энергией 375 Мэв^{/4/}.

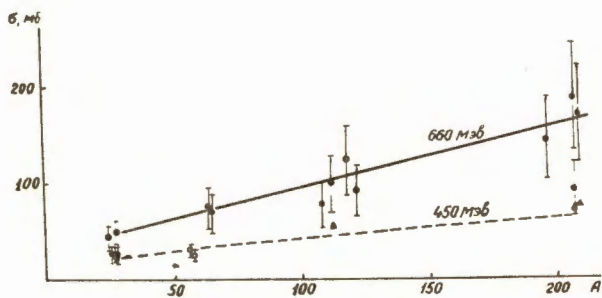


Рис. 2. Зависимость вероятности образования трития из различных элементов при облучении протонами с энергиями 660 и 450 Мэв, заимствованная из /12/.