

1 Исследование механизмов ядерных реакций при высоких энергиях.

При взаимодействии протонов с энергией 670 МэВ с изотопами ^{58}Ni и ^{64}Ni был обнаружен эффект, состоящий в том, что выход протонов из легкой мишени ^{58}Ni был приблизительно в два раза выше, чем из тяжелой ^{64}Ni . Это казалось необъяснимым, так как ядра обеих мишени содержали одинаковое число протонов. Подобный эффект наблюдался и для тритонов: выход ^3H из ^{64}Ni из мишени ^{58}Ni был в два раза меньше, чем из мишени ^{64}Ni . Объяснения природы этого изотопического эффекта не существовало и требовалось более тщательное изучение этого эффекта.

Исследование этого эффекта было проведено группой сотрудников кафедры ядерной физики при существенно больших энергиях бомбардирующих частиц на синхротроне ОИЯИ - протоны с энергией 2 и 9 ГэВ, дейтроны 7.2 ГэВ. Наличие эффекта было обнаружено и при этих энергиях как на бомбардирующих протонах, так и на дейтронах. Были получены двойные дифференциальные сечения для вторичных продуктов ^1H , ^2H , ^3H , ^3He , ^4He при их энергиях от 5 до 20 МэВ для изотопов водорода и от 15 до 45 МэВ для изотопов гелия. Результаты исследования систематизированы в таблицах, помещенных на рис. 3. Часть экспериментальных данных показана на рис. 3.

Детальное исследование показало, что эффект проявляется только в области энергий вторичных частиц, лежащей вблизи кулоновского максимума (около 10 МэВ для протонов) и отсутствует для энергий существенно выше этого значения (50 - 150 МэВ для протонов).

Объяснение эффекта было получено при проведении расчетов этих реакций по каскадно - испарительной модели. В модели предполагается, что быстрый нуклон, у дебройлевская которого длина волны меньше расстояния между нуклонами в ядре, попав в ядро может взаимодействовать только с одним из нуклонов ядра. При этом возникают два нуклона с большой энергией - рассеянный первичный и нуклон - продукт реакции. Каждый из этих нуклонов может взаимодействовать с нуклонами ядра аналогичным образом, что приводит к развитию ядерного каскада, распространению внутри ядра большого числа быстрых нейтронов.

Часть быстрых нейтронов покидает ядро и они формируют спектр вторичных нуклонов с энергией (30 - 200 МэВ) значительно превышающей среднюю энергию связи нуклона в ядре (7 - 8 МэВ). Часть быстрых нуклонов внутри ядра передает всю свою энергию нуклонам ядра, в результате чего образуется высоковозбужденное компаунд ядро. Релаксация этого состояния происходит путем испускания нуклонов и легких ядер. Этот процесс описывается как испарение из нагретого ядра различных ядер.

Энергетический спектр этих частиц имеет максвелловский вид с максимумом вблизи кулоновского барьера. Вероятность вылета частицы зависит от ее энергии связи - она падает с ростом этой энергии. Эта зависимость и приводит к обсуждаемому эффекту.

Энергия связи протона в ядре с фиксированным зарядом зависит от числа нейтронов в нем - чем больше число нейтронов тем больше энергия связи. Характер развития каскада один и тот же на ядрах ^{58}Ni и ^{64}Ni , поэтому среди образованных компаунд ядер из мишени ^{64}Ni будет больше ядер с большим числом нейтронов,

чем из мишени ^{58}Ni . Как следствие, выход испаренных протонов будет для мишени ^{64}Ni меньше, чем для мишени ^{58}Ni , т.к. энергия связи протонов в ядре с большим содержанием нейтронов больше, чем в ядре с меньшим числом нейтронов.

Этот вывод подтверждается тем, что выходы протонов с энергией существенно превышающей энергию связи, перестает зависеть от числа протонов в мишени. Эти протоны образуются на стадии каскада и их число зависит только от числа протонов в ядре мишени, а оно одинаково в изотопах Ni. Выход протонов таких энергий практически не зависит от числа нейтронов в ядре мишени. Эти результаты приведены в таблице на рис. 3, где приводятся относительные выходы для изотопов водорода с энергией от 100 до 300 МэВ.

Проведенные расчеты по модели позволили описать экспериментальные данные с приемлемой точностью.

Л.В.Краснов, Ю.А.Лакомкин, В.Ф.Литвин и др. Сообщение ОИЯИ, 1984, 1-84-225, Дуна

В.П.Кондратьев, Л.В.Краснов, В.Ф.Литвин и др. Изв. АН СССР, 1985, сер. физ. т.49, с.147

К.К.Гудима, В.П.Кондратьев, Л.В.Краснов и др. ЯФ, 1987, т.45, с.1645

Таблица 1:

Экспериментальные изотопные отношения выходов нуклидов в реакции $p(7.5 \text{ ГэВ})$ с мишенями ^{58}Ni и ^{64}Ni

$\sigma(^{58}\text{Ni})/\sigma(^{64}\text{Ni})$					
угол	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He
30°	1.60 ± 0.10	1.10 ± 0.05	0.82 ± 0.03	1.30 ± 0.05	1.13 ± 0.07
60°	1.60 ± 0.10	1.06 ± 0.05	0.83 ± 0.04	1.33 ± 0.06	1.08 ± 0.07
90°	1.80 ± 0.10	1.09 ± 0.05	0.83 ± 0.04	1.32 ± 0.06	1.14 ± 0.08
120°	1.60 ± 0.10	1.08 ± 0.05	0.82 ± 0.04	1.30 ± 0.07	1.12 ± 0.08
150°	1.60 ± 0.10	1.05 ± 0.05	0.82 ± 0.04	1.31 ± 0.08	1.15 ± 0.09

Таблица 2:

Экспериментальные изотопные отношения выходов нуклидов в реакции $d(6.7 \text{ ГэВ})$ с мишенями ^{58}Ni и ^{64}Ni .

$\sigma(^{58}\text{Ni})/\sigma(^{64}\text{Ni})$					
угол	^1H	^2H	^3H	^3He	^4He
30°	1.50 ± 0.10	0.89 ± 0.06	0.59 ± 0.04	1.14 ± 0.08	0.92 ± 0.06
60°	1.50 ± 0.10	0.88 ± 0.06	0.59 ± 0.04	1.13 ± 0.08	0.91 ± 0.06
90°	1.50 ± 0.10	0.89 ± 0.06	0.58 ± 0.04	1.16 ± 0.08	0.94 ± 0.06
120°	1.50 ± 0.10	0.88 ± 0.06	0.55 ± 0.04	1.14 ± 0.08	0.92 ± 0.06
150°	1.49 ± 0.10	0.90 ± 0.06	0.57 ± 0.04	1.16 ± 0.08	0.91 ± 0.06

Рис. 1.

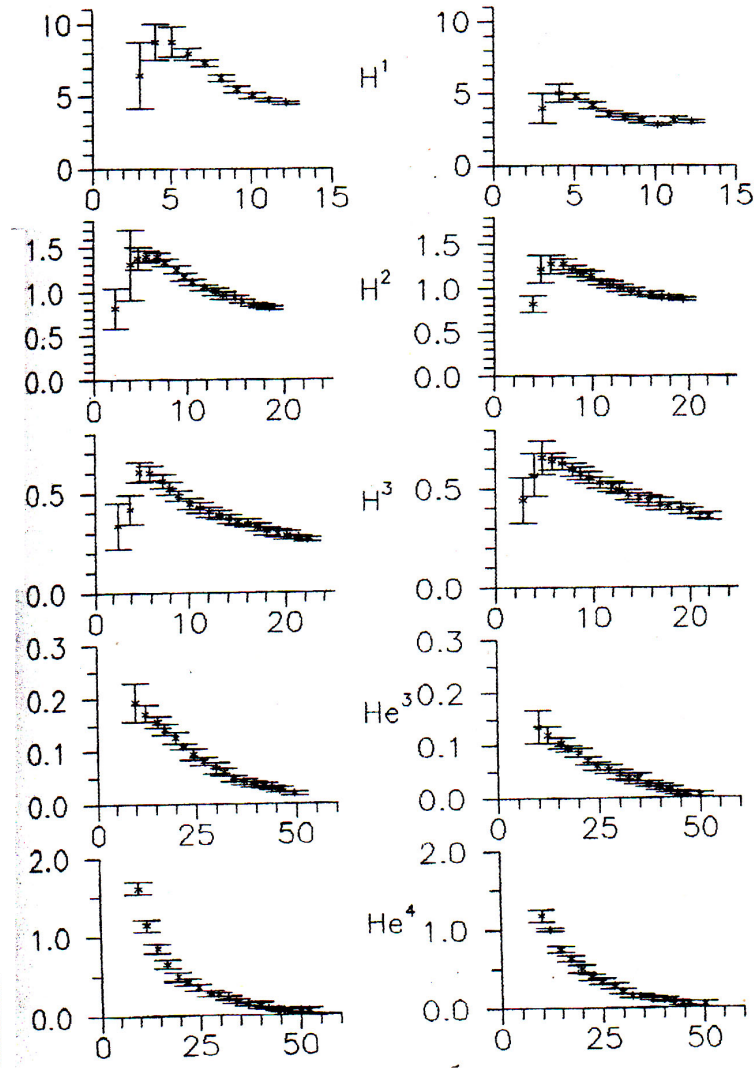


Рис. 2. Двойные дифференциальные сечения образования $^{1,2,3}\text{H}$ и $^{3,4}\text{He}$, вылетающих под углом 90° в реакции протонов с энергией 7.5 ГэВ с мишенями ^{58}Ni (левый столбец) и ^{59}Ni , (правый столбец). По оси ординат отложена величина $\frac{d^2\sigma}{dE d\Omega}$ в мб·МэВ $^{-1}$ ср $^{-1}$, по оси абсцисс - кинетическая энергия нуклида в МэВ.

Относительные выходы ${}^1, {}^2, {}^3H$ в реакции $p + {}^{58,64}Ni$ в эксперименте и в расчетах по каскадной модели.

час- тица	эксперимент				расчет	
	$E_p = 7.5 \text{ ГэВ}$		$E_p = 2.0 \text{ ГэВ}$		$E_p = 7.5 \text{ ГэВ}$	
	мишень					
	${}^{58}Ni$	${}^{64}Ni$	${}^{58}Ni$	${}^{64}Ni$	${}^{58}Ni$	${}^{64}Ni$
Относительные выходы (%)						
1H	82 ± 1	82 ± 1	80 ± 1	79 ± 1	82 ± 1	81 ± 1
2H	16 ± 1	16 ± 1	18 ± 1	18 ± 1	16 ± 1	18 ± 1
3H	1.7 ± 0.1	1.7 ± 0.1	2.0 ± 0.1	2.2 ± 0.1	1.6 ± 0.2	1.6 ± 0.2

Рис. 3.

2 Расчеты сечения деления ядер нуклонами с энергией 50 - 200 МэВ.

Исследование зависимости величины сечения тяжелых ядер под действием нейтронов и протонов от их энергии диапазоне от 1 МэВ до 200 МэВ представляет как фундаментальный интерес, так и необходимы для прикладных задач ядерной энергетики.

Сравнение величины сечения деления тяжелого ядра нейтронами с сечением на том же ядре, вызываемым протонами показало, что последнее больше. Этот эффект был отмечен и ранее, но для отдельных значений энергии нуклонов. Убедительных объяснений существования этого эффекта не было. Сам эффект представлялся загадочным. Взаимодействие протонов и нуклонов с энергией, существенно превышающей среднюю энергию связи нуклона в ядре мишени, должно быть одинаково и тогда что же вызывает отмеченную разницу в сечениях деления?

Были выполнены расчеты сечения деления ядра ${}^{208}Pb$ под действием нейтронов и протонов с энергией 200 МэВ по дубненской версии каскадно - испарительной модели. Расчеты дали отношение сечений деления протонами и нейтронами близкое к экспериментальному значению.

Этот результат говорил о том, что в теоретической модели уже заложены правильные представления о механизме взаимодействия нуклонов с энергией сотни МэВ с ядрами. Но какие же детали процесса обеспечивают эту разницу в сечениях было непонятно.

Основной процесс, положенный в основу модели состоит из двух стадий. Первая стадия развитие ядерного каскада в ядре - мишени. Бомбардирующий нуклон взаимодействует с нуклоном ядра - мишени передает ему энергию, достаточную для того, чтобы он мог выбить один или несколько нуклонов из ядра - мишени. Такой процесс будет повторяться пока энергия вторичных нуклонов не станет недостаточной для выбивания нуклонов из ядра. В результате прохождения ядерного каскада образуется ядро - остаток с большой энергией возбуждения, в котором часть нуклонов перешла на уровни, лежащие выше уровня Ферми, и дырок, образованных на уров-

нях, лежащие ниже уровня Ферми. После прохождения каскада начинается вторая стадия - релаксация возбужденного ядра, которая в основном состоит в испускании ядерных фрагментов - нуклонов, дейтронов, изотопов гелия и других ядер. Этот процесс напоминает испарение молекул из жидкости. После того как процесс испарения закончится, т.к. энергия возбуждения ядра - остатка уже недостаточна для испускания фрагментов, дальнейшая релаксация состоит в процессе деления этого ядра и гамма разрядки.

Развитие каскада не должно зависеть от того порожден он протоном или нейтроном. Поэтому набор ядер - остатков в зависимости от массового числа этого ядра - остатка для протонов и нейтронов должен быть одинаковым. Распределение по энергиям возбуждения этих ядер - остатков также должно быть одинаковым. Расчеты по каскадно - испарительной модели подтверждают эти выводы. На рис. 4 показано распределение энергий возбуждения остаточных ядер, возникших после прохождения каскадной стадии при взаимодействии нуклонов с энергией 200 МэВ с ядром ^{208}Pb - для бомбардирующих протонов кружки, для нейтронов - крестики. Видно, что для протонов и нейтронов распределения в пределах статистических ошибок.

Для выяснения деталей процесса была построена карта распределения остаточных ядер на плоскости Z, N . Эти распределения для тех же условий реакции как и на рис. 4 показаны в таблицах 1 и 2. В таблицах приведено число образовавшихся остаточных ядер после каскада с зарядом Z и массовым числом A . В графе "fraction" приводится относительный вклад ядер с данным Z в сечение деления. Выяснилось, что если исходное ядро характеризовалось величинами $Z = 82$, то среди остаточных ядер, возникших при взаимодействии с протонами, существовали ядра с $Z = 83$, которые практически отсутствовали при взаимодействии с нейтронами. Малое число таких ядер образовывалось в реакциях с образованием π^- .

Происхождение ядер $Z = 83$ с вызывалось тем, что существует заметная вероятность того, что бомбардирующий протон с энергией сотни МэВ застрянет в ядре мишени и войдет в ядро остаток. Этот результат был неожиданным, так интуитивно предполагалось, что вероятность застрять в ядре быстрому нуклону мала, а это оказалось не так.

Вероятность деления ядра зависит от параметра Z^2/A . Этот параметр для ядер - остатков, созданных во взаимодействии с протонами в среднем выше, чем для остатков из реакции с нейтронами. Для доказательства того, что это действительно так, был проделан расчет, в котором всем ядрам - остаткам с зарядом 83 был изменен заряд на значение заряда 82. Сечение деления для этого случая становилось одинаковым как для протонов, так и для нейтронов.

V.E.Bunakov, L.V.Krasnov, A.V.Fomichev Eur.Phys.J. A 8,447-450, 2000

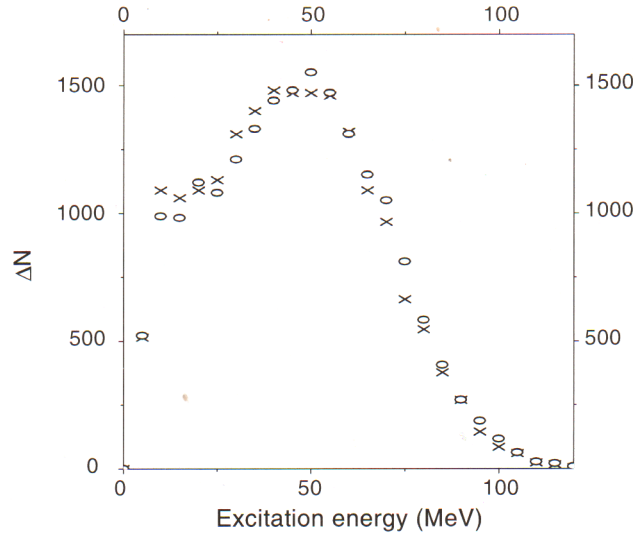


Рис. 4. Распределение по энергии возбуждения ядер, образовавшихся после завершения каскадной стадии при взаимодействии протонов (кружки) и нейтронов (крестики) с энергией 200 МэВ с ядром ^{208}Pb .

Table 1.

A, Z distribution of residual nuclei for $n + ^{208}\text{Pb}$.

199	200	201	202	203	204	205	206	207	208	209	A/Z	fraction
19	28	86	90	157	87	55	3	0	0	0	79	0.03
12	95	150	520	532	905	403	338	31	0	0	80	0.16
2	17	122	325	957	1141	1648	1312	1063	191	0	81	0.36
0	5	16	181	348	1105	1224	2381	2398	989	0	82	0.46
0	0	0	0	0	0	0	0	0	3	5	83	0.00

Table 2.

A, Z distribution of residual nuclei for $p + ^{208}\text{Pb}$.

199	200	201	202	203	204	205	206	207	208	209	A/Z	fraction
27	23	58	59	74	31	17	0	0	0	0	79	0.01
39	118	176	427	343	562	234	178	0	0	0	80	0.11
9	42	200	384	934	980	1310	902	741	0	0	81	0.29
1	19	60	351	592	1516	1345	2051	1894	797	2	82	0.45
0	2	4	21	111	200	431	450	735	677	0	83	0.14

Рис. 5. Карта распределения послекаскадных ядер по A и Z , возникших после взаимодействия нуклонов с ядром