

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗ41.38

Т-529

1421/2-73

P1 - 6897

К.Д.Толстов, Р.А.Хошмухамедов

ПОЛНЫЙ РАСПАД ЯДЕР Ag И Br,
ВЫЗЫВАЕМЫЙ ПРОТОНАМИ 10 И 70 ГЭВ/С

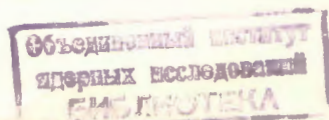
1973

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

P1 - 6897

К.Д.Толстов, Р.А.Хошмухамедов

ПОЛНЫЙ РАСПАД ЯДЕР Ag И Br,
ВЫЗЫВАЕМЫЙ ПРОТОНАМИ 10 И 70 ГЭВ/С



Толстов К.Д., Хопмухамедов Р.А.

PI - 6897

Полный распад ядер *Ag* и *Br*, вызываемый протонами 10 и 70 Гэв/с

Исследуется полный распад ядер серебра и брома под действием протонов с импульсом 9,6 и 69 Гэв/с.

Показано, что имеет место распад без ядра остатка и преимущественно на отдельные нуклоны. Получены распределения вторичных частиц по зарядам, энергии и углам вылета.

Приводится сопоставление с моделями взаимодействия быстрых частиц с ядрами.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований
Дубна, 1973

Tolstov K.D., Khoshmukhamedov R.A.,

PI - 6897

Total Decay of *Ag* and *Br* Nuclei Induced
by 10 and 70 GeV/c Protons

The total decay of *Ag* and *Br* nuclei, induced by the protons with momenta of 9.6 and 69 GeV/c, is studied.

It is shown that the decay without a residual nucleus and mainly into separate nucleons takes place. Distribution of secondary particles over charges, an energy and emission angles are obtained.

A comparison is made with the models of interaction of fast particles with nuclei.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1973

Введение

Процессы, известные при столкновении быстрых частиц с ядрами, и модели, предложенные для их описания, можно подразделить на следующие: каскадный процесс последовательных взаимодействий первичной и вновь генерированных частиц с отдельными нуклонами ядра, когерентная генерация частиц, квазиупругое рассеяние с возбуждением отдельных уровней ядра пролетающей частицей, испарение частиц из возбужденного ядра. Существуют также комбинированные модели и наиболее распространена каскадно-испарительная.

В настоящей работе исследуется, вызываемый быстрыми протонами, полный распад ядер *Ag* и *Br*, в результате которого вылетает до 40 заряженных частиц /помимо рожденных в столкновении/, т.е. ядро распадается преимущественно на отдельные нуклоны.

Исследования этих столкновений для протонов с импульсом 9,6 Гэв/с были начаты в работах /1,2/. В настоящем сообщении приводятся более подробные результаты, полученные при этой энергии; описаны исследования, выполненные при использовании протонов с импульсом 69 Гэв/с и проводится сопоставление результатов.

Проведение эксперимента

Облучение фотозумльсий протонами с импульсом 9,6 Гэв/с производилось на внутреннем пучке синхрофазотрона ОИЯИ. Использовались фотозумльсионные слои НИКФИ Р толщиной 450 мк, сложенные в камеру размером 10x10x4,5 см³.

Для поиска звезд производился двукратный просмотр по площади. С учетом поправок на пропуск звезд с числом лучей

$N_b = 0$; 1, что по данным $1/3 \approx 14\%$, общее количество звезд составляет 1900. Далее отбирались и исследовались звезды с числом лучей от распада ядер $N_b \geq 28$, которых было найдено 43, следовательно, вероятность их генерации $2,25 \pm 0,4\%$.

Облучение фотоэмульсий протонами с импульсом 69 Гэв/с производилось на ускорителе ИФВЭ пучком протонов, выведенным дифракционным рассеянием с угловым разбросом $\approx 10^{-3}$ радиан. Примесь других частиц в пучке была меньше 1%. Использовались слои фотоэмульсии БР-2 толщиной 600 мк, сложенные в камеру размером $10 \times 20 \times 6$ см³. Поиск звезд производился вдоль следов первичных протонов и на длине 367 метров было найдено 1040 звезд, из которых 40 имели $N_b \geq 25$, а 23 - $N_b \geq 28$. Классификация частиц в звездах на s , g и b /релятивистские, серые и черные/ производилась с помощью измерений относительной ионизации - I/I_0 , причем за эталон бралось I_0 - число сгустков на следах первичных протонов. Граница раздела между s - и g -частицами соответствовала обычному критерию $I/I_0 = 1,4$. Все "b" частицы прослеживались до остановки и измерялся их пробег. Разделение этих частиц по зарядам производилось визуально: по толщине следа, изменению ее в конце следа, рассеянию и числу разрывов вблизи остановки. С достаточной определенностью можно было разделить частицы с зарядами 1, 2 или $Z \geq 3$.

Фрагменты Be^8 , Li^8 и B^8 различались по характерному распаду на две α -частицы и из 22 фрагментов было идентифицировано 7.

В таблице 1 приведены результаты. Вероятности генерации больших звезд пересчитаны из экспериментальных значений с учетом того, что взаимодействия с ядрами Ag и Br составляют 0,74 от всех. Далее приведены средние значения для числа частиц n_s , n_g , $N_b = n_b + n_g$ и углы $\theta_{1/2}$ в конусе с раствором $\theta_{1/2}$ содержится половина g частиц/. Как видно из таблицы, изменение границы отбора от $N_b \geq 25$ до $N_b \geq 28$ уменьшает \approx на 40% число звезд и несущественно сказывается на остальных характеристиках.

Сопоставление данных таблицы 1 для 9,6 и 69 Гэв/с показывает, что при столь сильном увеличении энергии первичного протона изменяются существенно только число и углы вылета s -частиц. Обращает на себя внимание малое увеличение $\langle n_g \rangle$ при сильном росте $\langle n_s \rangle$ и постоянство углов $\theta_{1/2}, g$.

На рисунках 1, 2 приведены угловые распределения соответственно для s и g частиц, которые показывают согласие с выводами, сделанными на основании таблицы 1.

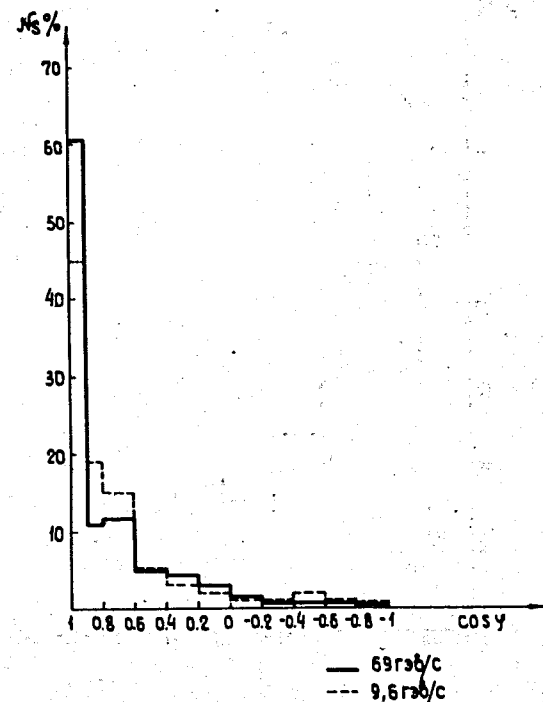


Рис. 1. Угловое распределение ливневых частиц.

В таблице 2 представлена совокупность данных, относящихся к "b" - частицам. Как из нее следует, $\langle n_b \rangle$ при 9,6 Гэв/с на $8,5 \pm 1,5 / -1,5$ раза/ больше, чем при 69 Гэв/с, и в основном это связано с различием в числе однозарядных частиц. Напротив, при 69 Гэв/с, согласно таблице 1, g -частиц на 4 больше, что, очевидно, и приводит к уменьшению $\langle n_b \rangle$.

В таблице 2 по данным ее первых граф, а также числу g -частиц в таблице 1 приведена оценка нижней границы суммарного заряда. Она является нижней потому, что для 69 Гэв/с заряд частиц при $z \geq 3$ взят равным 3, а для 9,6 Гэв/с не определялась доля частиц с $z > 2$. Вероятность взаимодействия протонов с ядром Ag составляет 1,2 от вероятности взаимодействия с ядром Br и, следовательно, средний заряд $\langle z \rangle = 41$. Сопоставление этой величины с оценками нижней границы заряда в таблице 2 показывает на относительно небольшое различие.

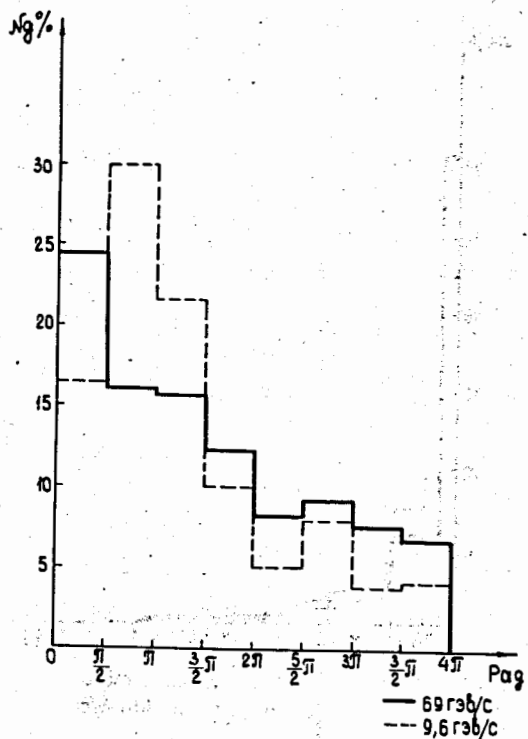


Рис. 2. Угловое распределение g -частиц.

Проведем далее оценку заряда на основе известных данных и некоторых предположений. В работах [4,5,6] показано, что распределение вторичных частиц по зарядам практически не зависит от массы и энергии первичной частицы, если она ≥ 3 Гэв. В работе [7] даны относительные вероятности вылета частиц с $z \geq 3$, на основе которых получим $\langle z \rangle = 3,5$. В работе [8] для столкновений протонов и антипротонов с энергией 3,7 Гэв с ядрами Ag и Bt определены абсолютные выходы частиц в среднем на одну звезду: для a -частиц $\langle n_a \rangle = 3,14$ и $z \geq 3$, $\langle n_z \rangle = 0,81$. Естественно предположить, что распределение по зарядам в больших звездах остается таким же и тогда абсолютный выход частиц с $z \geq 2$ возрастает на отношение $\langle N_b \rangle$ в больших звездах к $\langle N_b \rangle$ для "среднего" взаимодействия. В этом предположении мы получим соотношение для оценки среднего заряда $\langle z \rangle$ в больших звездах.

ТАБЛИЦА 1

Импульс протона Гэв/с	N_b	Вероятность формирования больших звезд на ядрах Ag и Bt	$\langle n_s \rangle$	$\theta_{1,2}$	$\langle n_m \rangle$	$\langle n_s \rangle$	$\theta_{1,2}$
9,6	≥ 28	$3,1 \pm 0,6$	$4,0 \pm 0,5$	53°	$32 \pm 1,4$	$10 \pm 0,8$	63°
69	≥ 28	$3,0 \pm 0,7$	$17,1 \pm 0,8$	$30,6^\circ$	$30 \pm 1,2$	$14,2 \pm 0,8$	70°
	≥ 25	$5,2 \pm 0,8$	$17,9 \pm 0,7$	30°	$28,4 \pm 1$	$13,2 \pm 0,6$	70°

ТАБЛИЦА 2

Импульс протона Гэв/с	N_b	Заряд			$\langle E \rangle$ Мэв	Суммарн. заряд, включая заряды частиц	Энергия возбудж. с учетом энергии связи
		среднее число $\langle n \rangle$	среднее число $\langle n_s \rangle$	среднее число $\langle n_{1,2} \rangle$			
9,6	≥ 28	$18,1 \pm 1$	$1,2 \pm 0,2$	$3,9 \pm 0,5$	$18,7$	36	1200 Мэв
	≥ 23	$15,85 \pm 0,5$	$1,8 \pm 0,1$	$5,4 \pm 0,5$	$11,3$	37	700 Мэв
69	≥ 25	$9,6 \pm 0,5$	$1,2 \pm 0,1$	$5,5 \pm 0,4$	$11,6$	37	700 Мэв
	≥ 23	$15,6 \pm 0,4$	$1,8 \pm 0,1$	$5,4 \pm 0,3$	$11,3$	37	700 Мэв

$$\langle N_b \rangle + \frac{\langle N_b \rangle}{\langle N_b \rangle_{\text{ср}}} [\langle n_a \rangle + (\langle z \rangle - 1) \langle n_{z \geq 3} \rangle] = \langle z \rangle. \quad /1/$$

Подставляя в /1/ приведенные значения $\langle n_a \rangle$ и $\langle n_{z \geq 3} \rangle$ из таблицы 1 для 69 Гэв $\langle N_b \rangle = 30$, а также по данным /9/ $\langle N_b \rangle_{\text{ср}} = 14$, получим $\langle z \rangle = 41$. Из совпадения этой величины с ее ожидаемым значением следует справедливость сделанного предположения о распределении в больших звездах частиц по зарядам, и тот, следовательно, факт, что остатка ядра, несущего значительный заряд и массу, нет.

Энергия возбуждения, необходимая для вылета b -частиц, с учетом энергии связи нуклонов и также превышения числа нейтронов над протонами в 1,3 раза оценивалась по приближенной формуле

$$E \approx 2,3 \langle n_p \rangle (\langle E_p \rangle + U) + \langle n_a \rangle \langle E_a \rangle.$$

Как видно из таблицы 2, она существенно больше для протонов с импульсом 9,6 Гэв/с, что связано с большим числом b -частиц.

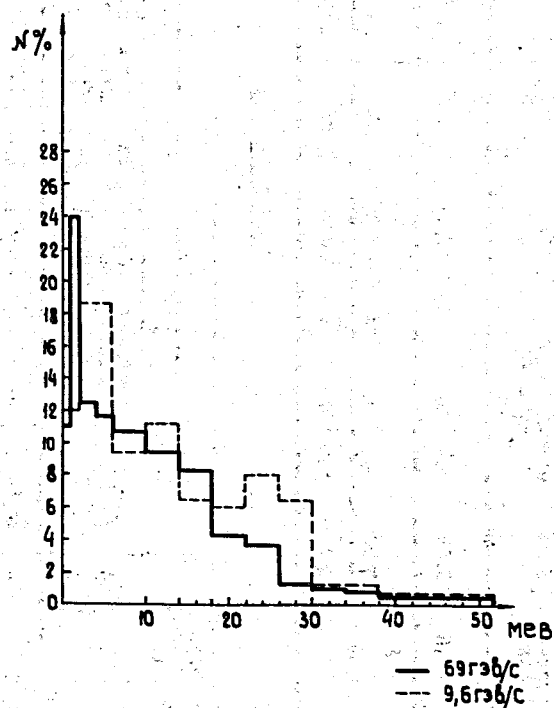


Рис. 3. Распределение медленных протонов по энергиям.

Перейдем к энергетическому и угловому распределению частиц. На рисунке 3 показано распределение по энергии однозарядных частиц в предположении, что все они протоны. Обращает на себя внимание большая доля протонов с малой энергией и сильное ее увеличение при переходе от 9,6 к 69 Гэв/с. В интервале энергии 0-4 Мэв для 69 Гэв/с $\langle E_p \rangle = 1,96$. Если же предположить, что это дейтроны, то их средняя энергия $\langle E_d \rangle = 2,43$ и в соответствии с известными формулами увеличивается трудность в объяснении прохождения их через потенциальный барьер ядра.

На рисунке 4 показано угловое распределение протонов. Коэффициент анизотропии всех протонов $k = 1,3 \pm 0,1$, а для их части в интервале энергии 0-4 Мэв $k = 1,5 \pm 0,13$.

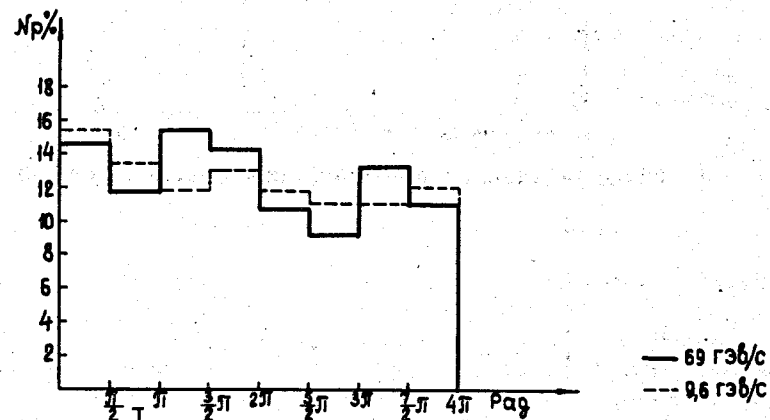


Рис. 4. Угловое распределение медленных протонов.

На рисунке 5 показано, что не наблюдается зависимости средней энергии протонов от угла их вылета в лабораторной системе. Этот факт в совокупности с малым коэффициентом анизотропии и большой долей протонов с низкой энергией указывает на то, что частицы, в основном, не вылетают из ядра или его осколков, имеющих заметный импульс в направлении первичной частицы.

На рисунке 6 показано угловое распределение α -частиц, а на рисунке 7 дано распределение их по энергии. В отличие от протонов наблюдается некоторый рост средней энергии α -частиц /от 24 до 31 Мэв/ при увеличении импульса протонов.

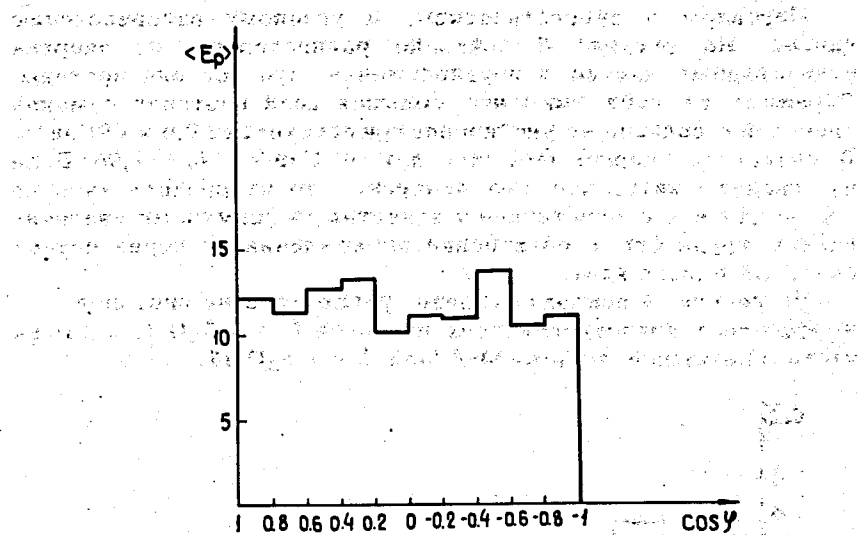


Рис. 5. Средняя энергия протонов как функция угла вылета.

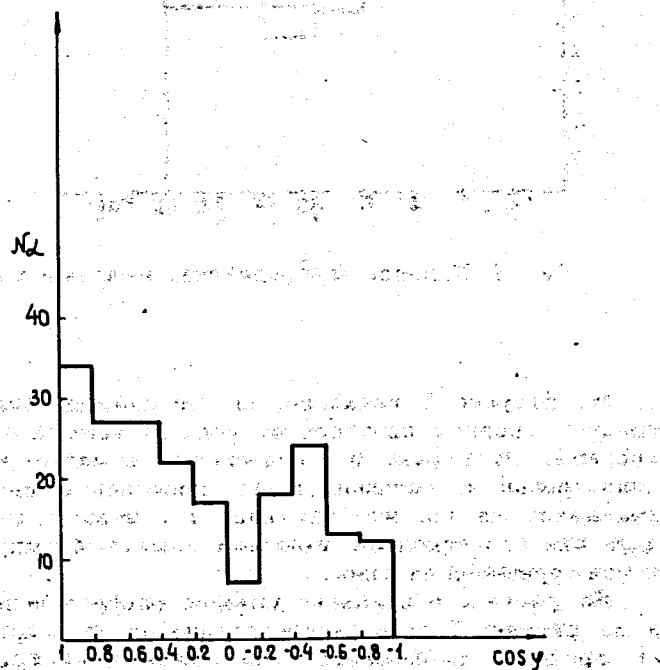


Рис. 6. Угловое распределение α -частиц.

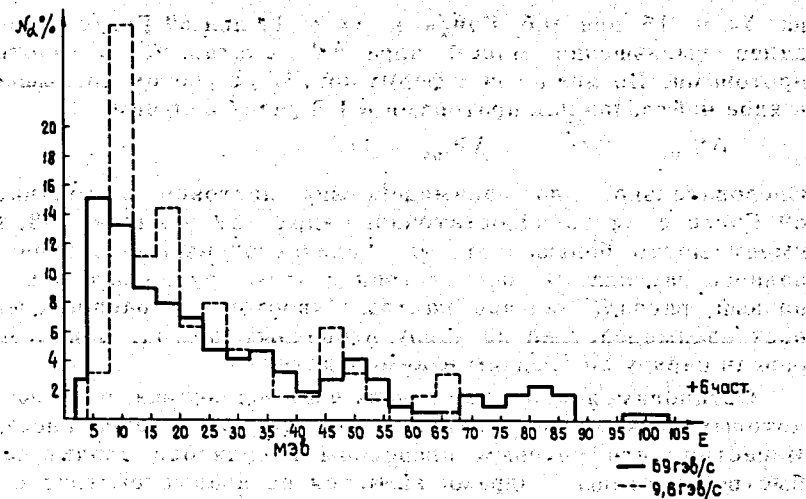


Рис. 7. Распределение α -частиц по энергиям.

Обсуждение результатов

Остановимся вначале на кратком итоге полученных результатов.

Вероятность генерации больших звезд, среднее число заряженных частиц и их угловые распределения в этих звездах практически не изменяются /кроме s -частиц/ при увеличении импульса первичного протона в интервале 10-70 Гэв/с.

Распад ядер Ag и Br в больших звездах происходит без появления остаточного ядра с заметной массой.

Баланс заряда согласуется с распределением частиц по зарядам 1, 2 и $z \geq 3$, аналогичным "среднему взаимодействию".

Вероятность вылета протонов с малой энергией / < 2 Мэв/ увеличивается при росте импульса от 10 до 70 Гэв/с.

Наиболее интересным и сложным в свете этих фактов является выяснение механизма взаимодействия быстрой частицы с ядром, приводящего к его распаду, в основном, на отдельные нуклоны. Для этого целесообразно провести вначале сопоставление с основными данными "среднего" взаимодействия с ядрами Ag и Br . По данным /10/ при 9,6 Гэв/с $\langle N_b \rangle = 10,2$, а при 69 Гэв/с $\langle N_b \rangle = 14$. Распределение по зарядам, согласно многим работам, не зависит от энергии первичной частицы и, принимая его одинаковым с ранее использованным из работы /8/ по формуле /1/, получим, что заряд ядра уменьшается

на $\Delta z = 15$ при 9,6 Гэв/с и $\Delta z = 19$ при 69 Гэв/с. Оценим далее уменьшение массы ядра ΔM , считая все g -частицы протонами. По аналогии с формулой /1/ /с учетом превышения в ядре нейтронов над протонами в 1,3 раза/ получим:

$$\Delta M_{9,6} = 32; \quad \Delta M_{69} = 40^*$$

Следовательно, для взаимодействия протонов с импульсом 69 Гэв/с с A_g заряд остаточного ядра ≈ 28 , а масса ≈ 68 , т.е. имеет место большое отличие "среднего" взаимодействия от полного распада. В соответствии с этим трудно ожидать, что полный распад, являясь как-бы "хвостом" в распределении всех взаимодействий по числу вторичных частиц, может быть описан наряду со средним взаимодействием.

Остановимся далее на стадиях взаимодействия, в отношении которых можно высказаться с достаточной определенностью. Известно, что главным процессом первичного столкновения быстрой частицы с ядром является ее взаимодействие с отдельным нуклоном ядра. Далее очевидно, что генерированные вторичные частицы до вылета из ядра будут взаимодействовать с его нуклонами один раз или многократно /каскад/, в результате чего ядро будет терять, в основном, отдельные нуклоны / g -частицы/. Их число должно увеличиваться с ростом числа частиц, рожденных в первичном акте ** Соответственно этому с ростом энергии первичного протона мы и имели на опыте уменьшение b -частиц, так как число нуклонов в ядре ограничено. Рождение новых частиц, их столкновения с нуклонами и вылет из ядра - есть первичный процесс по отношению ко всему, что происходит с ядром после этого. /Заметим, что если искать объяснения полного распада ядер на основе только каскадного процесса, то, согласно /2/, необходимо учитывать вероятности взаимодействия частиц за границами первоначального ядра при их разлете. Действительно, по мере уменьшения энергии возрастают сечения $\sigma_p \approx 500$ мб при 20 Мэв, а так как число частиц велико, то вероятности столкновения на расстоянии $\approx 2R_0$ могут быть значительными/.

Главным, что требует объяснения в полном распаде ядер, является механизм их возбуждения и распада помимо вылета из него g -частиц, так как за счет их, с учетом нейтронов, число нуклонов в ядре /при 69 Гэв/с/ уменьшается только на $14.2,3 = 31$, т.е. $\approx 1/3$.

* В работе /11/ сделан вывод, что для среднего взаимодействия π^- -мезонов 17,2 Гэв/с с ядрами A_g и Br $\Delta z = 20$; $\Delta M = 45$.

** Однако обратим также внимание на то, что, согласно /12/, с одним нуклоном ядра может одновременно взаимодействовать несколько быстрых вторичных частиц.

На основе каскадного механизма трудно объяснить постоянство вероятности генерации больших звезд при увеличении импульса от 10 до 70 Гэв/с и остальные параметры этих звезд. Действительно, число всех частиц, генерируемых в P_N столкновениях, возрастает вдвое /от $\langle n \pm \rangle = 4,5$ при 9,6 Гэв/с до $\langle n \pm \rangle = 9$ при 69 Гэв/с/, увеличивается также их средняя энергия, что, очевидно, должно приводить к развитию более интенсивного каскада, и в отличие от опыта увеличить вероятность появления больших звезд.

Остановимся на моделях, не разделяющих во времени стадии взаимодействия. В /13/ отмечается, что уже при энергиях возбуждения ядра ≈ 200 Мэв сомнительно применение статистических моделей /испарение/, так как время жизни системы в этом случае мало для разделения взаимодействия на каскадную и испарительную стадию.

В работах /14, 15/ предложена взрывная модель, в которой не рассматриваются промежуточные состояния, как в испарительной модели, а соотношение:

$$P_{J \rightarrow j} = \frac{2\pi}{h} |M_{Jj}|^2 \rho_j V$$

используется для перехода непосредственно в конечное состояние j из начального J . Согласно теории Ферми, $|M_{Jj}|^2$ заменя-

ется на $(\frac{\Omega}{V})^n$, где Ω - объем взаимодействия; V - нормирующий объем, n - число частиц в конечном состоянии.

В модели коллективного возбуждения ядерной материи быстрой частицей /16/ локальное возбуждение распространяется на многие нуклоны вследствие их сильной связи в ядре. Это приводит к появлению гидродинамической ударной волны Маха, причем установлена связь между квантово-механическими уровнями энергии ядра и классическим гидродинамическим движением. В работе /17/ эта модель применена для объяснения механизма фрагментации частиц с зарядами $z \geq 3$.

Можно предложить также объяснение механизма возбуждения ядра на основе процесса, как бы противоположного когерентной генерации, т.е. когда ядро не получает импульс отдачи, оставаясь в основном состоянии, а, напротив, возбуждается первичной и рожденными ею частицами. Длительность этого процесса одинакова с временем вылета генерированных частиц и возбуждение ядра можно считать одностадийным. В частности, известно /18, 19/, что происходит возбуждение отдельных уровней ядра быстрой частицей без генерации вторичных частиц. Далее в подтверждение нашего предположения можно заметить, что согласно теоретической схеме /20/ при когерентной генерации

происходит суммирование без поглощения парциальных волн от взаимодействия быстрой частицы с нуклонами ядра. На малых углах это должно дать сечение, пропорциональное A^2 . Однако в действительности эффект поглощения парциальных волн очень существенен, так как из экспериментов следует, что сечение $\approx A^{2/3}$.

В заключение отметим, что передача быстрой частицей нуклонам ядра с учетом g -частиц энергии, существенно превышающей всю энергию связи ядра и распад его преимущественно на отдельные нуклоны, есть, несомненно, интересное явление, заслуживающее более подробного изучения, независимо от трактовки, которая может быть дана в настоящее время.

Авторы рады выразить благодарность Г.С.Шабратовой за помощь при проведении работы.

Литература

1. В.С.Барашенков, В.А.Беляков, Ван Шу-фень, В.В.Глаголев, Н.Далхажав, Л.Ф.Кириллова, Р.М.Лебедев, В.М.Мальцев, П.К.Марков, К.Д.Толстов, Э.Н.Цыганов, М.Г.Шафранова, Яо Цин-се. Препринт ОИЯИ, Р-331, Дубна, 1959.
2. К.Д.Толстов. Препринт ОИЯИ Р1-2016, Дубна, 1965.
3. Н.П. Богачев и др. АЭ 4, 281 /1958/.
4. A.W.Key. *Nuovo Cim.*, 36, 50 (1965).
5. Н.А.Перфилов и др. ЖЭТФ, 38, 345 /1960/.
6. П.Д.Горичев, О.В.Ложкин, Н.А.Перфилов. ЖЭТФ, 41, 35 /1961/.
7. П.А.Перфилов, О.В.Ложкин, В.И.Остроумов. Ядерные реакции под действием частиц высокой энергии. АН СССР /1962/.
8. S.Katkov. *Phys.Rev.*, 157, 1126 (1967).
9. Г.С.Дека, К.Патхак, Х.К.Сарма. ЯФ 17, 660 /1973/.
10. V.S.Barashenkov et al. *Nucl.Phys.*, 14, 522 (1960).
11. G.N.Talukdar. Thesis Univ. of Gauhati, India (1971).
12. N.Dalkhazhav et al. Proc. 4 Intern. Conf. on High Energy Coll., Oxford, p. 174(1972).
13. В.С.Барашенков, В.Д.Тонеев. Взаимодействие высокоэнергетических частиц и ядер с ядрами. Атомиздат, М., 1972.
14. А.П.Жданов, П.И.Федотов. ЖЭТФ, 45, 455 /1963/.
15. M.Ephere et al. *Nucl.Phys.* A139, 545 (1969).
16. A.E.Glassgold et al. *Annals of Phys.*, 6, 1 (1959).
17. Л.П.Рапопорт, А.Г.Крыловецкий. Изв. АН СССР, сер. физ., 28, 388 /1964/.
18. A.Johansson, U.Svanberg, P.Högdson. *Arkiv for Phys.*, 19, 541 (1961).
19. J.L.Frieds et al. *Nucl.Phys.*, A104, 294 (1967).
20. J.J.Vellet. Topical Conf. on High Energy Coll. of Hadrons, v. 1, p. 537, CERN (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
22 января 1973 года.