

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-87-100

В.В.Волков, С.Н.Ершов, С.П.Иванова

ВЫХОД ИСПАРИТЕЛЬНЫХ  $\alpha$ -ЧАСТИЦ  
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

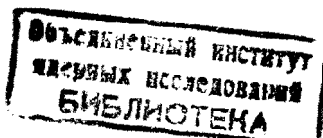
Направлено в журнал "Известия АН СССР,  
серия физическая"

1987

## I. Введение

Известно, что при энергиях до 15-20 МэВ на нуклон слияние ядер с формированием составного ядра является одним из основных ядерных процессов во взаимодействии тяжелых ионов с ядрами <sup>1/3/</sup>. Изучение эмиссии легких заряженных частиц из возбужденного составного ядра позволяет получать информацию о его температуре, спине и деформации <sup>4/</sup>. В эксперименте испарительные частицы выделяются по характерным угловым распределениям и энергетическим спектрам. Они вносят основной вклад в сечение эмиссии легких заряженных частиц под большими углами вылета.

Статистическая модель распада возбужденного составного ядра, модифицированная в соответствии с особенностями реакций с тяжелыми ионами (большие угловые моменты и высокие энергии возбуждения), позволяет описывать энергетические спектры и угловые распределения легких заряженных частиц, испущенных составным ядром, и извлекать из них необходимую информацию <sup>5/</sup>. Вместе с тем при сравнении экспериментальных и расчетных данных для сечений эмиссии легких заряженных частиц составным ядром в ряде случаев возникают серьезные расхождения. В работе <sup>6/</sup> детально изучался вылет  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  (340 МэВ). Были измерены энергетические спектры и угловые распределения  $\alpha$ -частиц, проведены корреляционные измерения с регистрацией  $\alpha$ -частицы и осколка деления. Все это позволило надежно выделить  $\alpha$ -частицы, испущенные возбужденным составным ядром. Были проведены также расчеты отношения выходов испарительных  $\alpha$ -частиц и осколков деления составного ядра. Оказалось, что в эксперименте наблюдается  $\alpha$ -частиц в десятки раз больше, чем это следует из расчетов по статистической модели распада возбужденного составного ядра. Еще большее расхождение между данными эксперимента и расчетами было установлено для реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  (240 МэВ). Сечение эмиссии испарительных  $\alpha$ -частиц, зарегистрированное в эксперименте <sup>7/</sup>, оказалось на два порядка выше расчетного <sup>8/</sup>. Объяснить это расхождение влиянием сильной деформации составного ядра не удается. В реакции  $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$  <sup>7/</sup> слабая анизотропия углового распределения  $\alpha$ -частиц в задней полусфере свидетельствует об относительно невысоком среднем спине составного ядра. В реакции  $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}$  <sup>6/</sup> барьер деления составного ядра <sup>237</sup>Вк исчезает при спине в несколько десятков единиц  $\hbar$ . Это делает невозможным образование составных



ядер со значительными угловыми моментами, при которых, согласно /9/, начинается усиление выхода  $\alpha$ -частиц по сравнению с делением.

В /8,10/ была предложена возможная интерпретация этого расхождения на основе нового подхода к процессу слияния двух сложных ядер /11/. Согласно этому подходу процесс слияния двух сложных ядер можно рассматривать как предельный случай глубоконеупругих передач. Двойная ядерная система, образовавшаяся в глубоконеупругих столкновениях с угловым моментом ниже критического,  $\ell < \ell_{кр}$ , эволюционирует к полному слиянию путем последовательной, оболочка за оболочкой, передачи нуклонов от более легкого к более тяжелому ядру. В рамках этого подхода на пути к полному слиянию обязательно формируется  $\alpha$ -кластерная конфигурация двойной ядерной системы, когда от легкого ядра остаются последние 4 нуклона  $1s$ -оболочки. Можно сказать, что  $\alpha$ -кластерная конфигурация двойной ядерной системы является "последней станцией" на пути к полному слиянию ядер.

Передача нуклонов от легкого к тяжелому ядру ведет к уменьшению момента инерции двойной ядерной системы и соответственно к возрастанию скорости ее вращения. Если налетающим ядром является достаточно тяжелый ион, то скорость вращения системы при передаче значительного числа нуклонов может возрасти настолько, что потенциальный барьер, удерживающий ядра в тесном контакте, исчезает, и двойная ядерная система распадается на два ядра-фрагмента. Этот эффект получил название центробежной фрагментации /10/.

Таким образом, в реакциях с достаточно тяжелыми ионами возможны два источника  $\alpha$ -частиц с практически одинаковыми свойствами: эмиссия из составного ядра и распад  $\alpha$ -кластерной конфигурации двойной ядерной системы. Конкуренция со стороны деления будет по-разному сказываться на каждом из этих источников. Она будет уменьшать выход испарительных  $\alpha$ -частиц, и тем сильнее, чем тяжелее составное ядро. Распад  $\alpha$ -кластерной конфигурации двойной ядерной системы, напротив, не связан с конкуренцией делительного канала, поскольку распад происходит до формирования составного ядра и в условиях отсутствия потенциального барьера для вылета  $\alpha$ -частиц.

Для проверки данных предположений в настоящей работе проведены расчеты сечения образования  $\alpha$ -частиц за счет эмиссии из составного ядра для ряда ядерных реакций, которые изучались экспериментально. Были выбраны две группы реакций. В первой из них не должна была наблюдаться центробежная фрагментация. Это были реакции, в которых мишени из  $^{197}\text{Au}$  и  $^{209}\text{Bi}$  облучались сравнительно легкими ионами углерода и кислорода. Во второй группе, где бомбардирующими частицами были ионы  $^{40}\text{Ar}$ , напротив, ожидается значительный вклад от центробежной фрагментации. Вклад от центробежной фрагментации в сечения образования

равновесных  $\alpha$ -частиц должен возрасти по мере увеличения делимости составного ядра. Для выявления этого эффекта в качестве мишеней были выбраны  $^{nat}\text{Ag}$ ,  $^{197}\text{Au}$  и  $^{232}\text{Th}$ .

## 2. Описание модели

Сечение выхода испарительных частиц в статистической модели распада возбужденного ядра определяется двумя факторами: сечением образования составного ядра и конкуренцией между различными каналами его распада.

### а. Образование составного ядра

Сечение слияния при взаимодействии двух ядер задавалось следующим образом:

$$\sigma = \sum_{\ell} \sigma_{\ell} = \pi \lambda^2 \sum_{\ell} (2\ell+1) T_{\ell},$$

$$T_{\ell} = (1 + \exp\{(\ell - \ell_0)/\Delta\})^{-1},$$

где  $T_{\ell}$  - коэффициент проницаемости для  $\ell$ -парциальной волны, параметр  $\Delta = 3$  (результаты расчетов мало чувствительны к его величине).

$\ell_0$  выбиралось таким образом, чтобы описывать экспериментальные данные по сечениям слияния. В реакциях с тяжелыми ионами существуют особенности, которые необходимо учитывать в расчетах. Экспериментально сечения слияния обычно определяются суммой выходов испарительных остатков (если они наблюдаются) и осколков деления. В рассматриваемых нами реакциях канал деления является доминирующим. Открытие быстрого деления (квазиделения) привело к пониманию того факта, что только часть экспериментально наблюдаемых осколков деления может быть связана с распадом составного ядра. Другая часть является продуктом распада двойной ядерной системы, не проходящей в процессе своей эволюции стадию образования составного ядра. Принято считать /12/, что граница между квазиделением и формированием составного ядра определяется угловым моментом  $\ell = \ell_{вф=0}$ , при котором барьер деления составного ядра исчезает. Для реакций I группы (налетающие ионы  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ ) квазиделение отсутствует, и  $\ell_0$  выбиралось с точностью до нескольких единиц  $\hbar$  равным значению  $\ell_{кр}$ , определенному по модели Басса, которая адекватно описывает сечения слияния для данных комбинаций сталкивающихся ядер /1/. Для реакций с ионами  $^{40}\text{Ar}$  (II группа) значение  $\ell_0$  не превышало величины углового момента  $\ell_{вф=0}$ , при которой барьер деления исчезает. Для составных ядер  $^{272}\text{108}$ ,  $^{237}\text{Bk}$  и  $^{149}\text{Tb}$ , образующихся в реакциях с  $^{40}\text{Ar}$ , величина

$\rho_{\alpha,0}$  примерно равна  $\sim 60\%$ ,  $\sim 80\%$  и  $\sim 90\%$  соответственно, если исходить из оценок по модели холодной вращающейся капли<sup>/13/</sup>. Из-за влияния возбуждения составного ядра предельные угловые моменты должны быть существенно<sup>/15/</sup> меньше, поэтому используемые нами сечения образования компаунд-ядер являются завышенными, что соответственно приводит к верхним оценкам на сечения эмиссии легких заряженных частиц из составного ядра.

### б. Распад составного ядра

В статистической модели Хаузера - Фашбаха, которую мы используем для описания распада возбужденного компаунд-ядра, выход частиц пропорционален соответствующим фазовым объемам с учетом ограничений, налагаемых законами сохранения энергии и углового момента. В расчетах учитывалась конкуренция между каналами распада с вылетом легких частиц (нейтронов, протонов,  $\alpha$ -частиц),  $\gamma$ -квантов и деления. Вероятность эмиссии частиц пропорциональна интегралу

$$\sum_{\ell, l} \int_0^{U_{\max}} T_{\ell}(\epsilon) S(u, l) d\epsilon$$

от произведения плотности уровней дочернего ядра  $\rho(u, l)$  и коэффициентов проницаемости  $T_{\ell}(\epsilon)$ . Для плотности уровней использовалось ферми-газовое выражение. Конкретный вид этого выражения и определение параметров, входящих в него, проводилось так же, как в работе<sup>/18/</sup>. Коэффициенты проницаемости  $T_{\ell}(\epsilon)$ , определяющие динамику процесса испарения, вычислялись с оптическими потенциалами, описывающими упругое рассеяние легких частиц на дочерних ядрах. Деление рассматривалось в рамках модели Бора - Уиллера. Высота барьера деления зависела от величины углового момента<sup>/14/</sup>. Для нулевого углового момента барьер деления IОВ элемента и <sup>237</sup>Bk брался из теоретических расчетов<sup>/15/</sup>, в которых учитывалось влияние нагревания ядра на его высоту. Для других составных ядер, так же, как и в работе<sup>/16/</sup>, барьер деления равнялся  $0,8 V_{\text{бар}}^{\text{IОВ}}$ . Параметр  $\alpha_{\ell}$ , определяющий плотность уровней в седловой точке, для составных ядер, образованных в реакции с ионами <sup>12</sup>C и <sup>16</sup>O, равнялся  $\alpha_{\ell} = 1,08 \pm 1,05 \alpha_n$ . Для реакций с ионами <sup>40</sup>Ar  $\alpha_{\ell} = \alpha_n$ , что приводит к верхним оценкам на сечение эмиссии легких частиц из составного ядра.

### 3. Результаты расчетов и их обсуждение

Рассмотрим сначала реакции I группы, т.е. взаимодействие ионов <sup>12</sup>C и <sup>16</sup>O с ядрами <sup>197</sup>Au и <sup>209</sup>Bi. В таблице I приведены некоторые характеристики этих реакций, результаты теоретических расчетов и

Таблица I

Реакция	$E_{\text{пад}}$ (МэВ)	$E^*$ (МэВ)	$\rho_{\alpha,0}$	$\rho_0$	$\sigma_{fus}(нб)$		$\sigma_{is}(нб)$		$\sigma_{\alpha}(нб)$	
					эксп.	теор.	эксп.	теор.	эксп.	теор.
<sup>12</sup> C + <sup>197</sup> Au	126	100	83	56	1400 ± 280	1490	1300 ± 260	1286	120	114
<sup>12</sup> C + <sup>209</sup> Bi	126	86	81	56	1520 ± 300	1480	1380 ± 270	1242	73	128
<sup>16</sup> O + <sup>197</sup> Au	168	123	82	80	1700 ± 340	1692	1600 ± 320	1360	220	109
<sup>16</sup> O + <sup>209</sup> Bi	168	109	80	80	1660 ± 330	1645	1500 ± 300	1424	130	113

соответствующие экспериментальные данные из работ<sup>/17, 18/</sup>. Данные показывают, что при учете угловых моментов, меньших предельного момента  $\rho_{\alpha,0}$ , когда только и имеет смысл говорить об образовании составного ядра, можно, с разумными параметрами статистической модели, хорошо описать имеющиеся экспериментальные данные по сечениям слияния, деления и выходам  $\alpha$ -частиц. Таким образом, механизм испарения из компаунд-ядра легких заряженных частиц оказывается достаточным для описания наблюдаемого выхода равновесных  $\alpha$ -частиц.

Однако, если обратиться к более тяжелым налетающим ионам, то ситуация меняется радикально. В таблице 2 приведены результаты теоретических расчетов и экспериментальные данные для взаимодействия <sup>40</sup>Ar с ядрами <sup>109</sup>Ag, <sup>197</sup>Au и <sup>232</sup>Th. Для реакции

Таблица 2

Реакция	$E_{\text{пад}}$ (МэВ)	$E^*$ (МэВ)	$\rho_{\alpha,0}$	$\rho_0$	$\sigma_{fus}(нб)$		$\sigma_{\alpha}(нб)$	
					эксп.	теор.	эксп.	теор.
<sup>40</sup> Ar + <sup>109</sup> Ag	285	156	90	80	790 ± 100*	700	1200	363
<sup>40</sup> Ar + <sup>197</sup> Au	340	163	75	72	-	370	359	34
<sup>40</sup> Ar + <sup>232</sup> Th	240	77	60	60	-	100	60	0,6

<sup>40</sup>Ar (285 МэВ) + <sup>109</sup>Ag экспериментальные данные взяты из работы<sup>/20/</sup>, для <sup>40</sup>Ar (340 МэВ) + <sup>197</sup>Au - из<sup>/16/</sup>, для <sup>40</sup>Ar (240 МэВ) + <sup>232</sup>Th - из<sup>/17/</sup>. При взаимодействии ионов аргона с серебром теоретические сечения слияния согласуются с наблюдаемыми на эксперименте ( $\sigma_{\text{теор.}}^{\text{теор.}} = 609$  нб;  $\sigma_{\text{исп.}}^{\text{экс.}} = 670 \pm 100$  нб, экспериментальные данные из<sup>/17/</sup>), однако расчетный выход испарительных  $\alpha$ -частиц оказался в 3 раза

\* Уточненные данные по сечениям слияния взяты из работы<sup>/19/</sup>.

меньше экспериментального. При переходе к более тяжелым ядрам - мишеням, где деление становится доминирующим каналом распада составного ядра, различие между теоретическими и экспериментальными сечениями испарительных  $\alpha$ -частиц резко возрастает. В реакции на золоте оно достигает десяти раз, и в реакции на тории возрастает до ста раз. Увеличения расчетного сечения эмиссии  $\alpha$ -частиц можно добиться, изменив соотношение между  $\alpha_n$  и  $\varphi$ , однако при этом делимость ядер оказывается неправдоподобно малой. Вариации других параметров модели не оказывают заметного влияния на величину сечения испарительных  $\alpha$ -частиц в изучаемой области энергий возбуждения и углового момента. Таким образом, при реалистических значениях параметров статистической модели и их вариациях в разумных пределах не удается описать наблюдаемые в экспериментах сечения образования равновесных  $\alpha$ -частиц в реакциях с ионами  $^{40}\text{Ar}$ , причем различие возрастает с увеличением массы и заряда составного ядра.

Расхождение между предсказаниями теории и данными эксперимента может указывать либо на появление новых механизмов эмиссии  $\alpha$ -частиц в реакциях с достаточно тяжелыми ионами, либо на определенные трудности самой статистической теории.

Рассмотрим кратко некоторые открытые вопросы, касающиеся применения статистической модели. Одним из них является нахождение коэффициентов проницаемости  $T_p(\epsilon)$ , определяющих динамику испарения частиц из возбужденных ядер. Теоретически  $T_p(\epsilon)$  должны извлекаться из данных по сечениям обратных реакций, т.е. из реакций слияния легких частиц с нагретыми ядрами. Экспериментальных данных по таким реакциям нет. Поэтому коэффициенты проницаемости рассчитывают либо на основе оптических потенциалов  $V_0$ , описывающих упругое рассеяние и сечение реакции, либо определяют как проницаемость через барьер, фиксированный по сечениям слияния с холодными ядрами  $T_p(\epsilon)$ . Расчеты с коэффициентами  $T_p(\epsilon)$ , определенными по данным слияния, приводят к увеличению выхода протонов в 1,5 раза и уменьшению выхода  $\alpha$ -частиц примерно на треть по сравнению с результатами, приведенными в таблицах I и 2. Коэффициенты проницаемости должны также меняться с изменением деформации ядра, особенно важны эти эффекты при больших угловых моментах составного ядра  $J$ . Увеличение деформации приводит к понижению барьера для испарения частиц и увеличению их выхода. Наши методические расчеты показывают, что уменьшение высоты барьера, например, на 3 МэВ по сравнению с величиной, определенной из данных по слиянию  $^{21}\text{F}$ , увеличивает выходы  $\alpha$ -частиц в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{109}\text{Ag} \rightarrow \alpha n + \dots$  с 235 мб до 445 мб, в реакции  $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au} \rightarrow \alpha n + \dots$  с 21 мб до 68 мб, то есть рассогласование с экспериментом остается и сохраняет свой порядок

величины. Более того, влияние эффекта должно уменьшаться с увеличением массы составного ядра, потому что чем тяжелее составное ядро, тем меньшее значение предельного углового момента оно может иметь ( $\ell_{\alpha, \text{max}}$  уменьшается с ростом  $A$ ).

Поэтому кажется маловероятным, что какие-либо модификации коэффициентов проницаемости могут восстановить согласие результатов расчетов по статистической модели с экспериментом.

Другим открытым вопросом, касающимся согласованного применения статистической теории, является использование модели Бора-Уиллера для описания процесса деления в условиях, когда температура системы равна или больше высоты барьера деления  $^{222}$ . Такая ситуация возникает при образовании нагретого ядра I08 элемента при взаимодействии аргона с торием. Более последовательный подход должен явным образом учитывать динамику процесса деления, которая в значительной мере определяется диссипативными свойствами ядерной среды  $^{22,23}$ . Учет динамики деления может сказываться и на конкуренции различных каналов распада, в частности, приводить к увеличению выхода испарительных частиц. В настоящее время отсутствуют последовательные расчеты, учитывающие влияние динамики деления на конкуренцию различных каналов распада. Существуют только грубые оценки  $^{22}$  влияния более адекватного рассмотрения деления на выходы нейтронов. В  $^{22}$  деление описывалось в диффузионной модели, и для случая  $^{248}\text{Cf}$  при энергиях возбуждения 100 - 200 МэВ учет динамики деления приводил к увеличению выходов нейтронов по сравнению с обычными статистическими оценками не более чем в 3 раза. Можно ожидать подобного эффекта и при эмиссии заряженных частиц. Но и в таком случае, по-видимому, не объясняется наблюдаемое различие в один-два порядка по сравнению с экспериментом, полученное в стандартных статистических расчетах.

#### 4. Заключение

Сравнение результатов расчета с экспериментальными данными, проведенное для двух групп реакций позволяет сделать следующие выводы. 1. Статистическая теория распада составного ядра объясняет выходы равновесных  $\alpha$ -частиц при взаимодействии налетающих ионов небольшой массы ( $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ ) с тяжелыми ядрами. 2. Испарением из составного ядра невозможно объяснить наблюдаемые сечения равновесных  $\alpha$ -частиц при взаимодействии ионов  $^{40}\text{Ar}$  с ядрами. Различие между теоретическими расчетами и экспериментом возрастает с увеличением массы составного ядра. Это различие указывает на проявление нового механизма образования  $\alpha$ -частиц с испарительными характеристиками до формирования составного ядра. По нашему мнению, таким механизмом может быть процесс центробежной фрагментации, предложенный в  $^{10}$ .

Литература

1. Bass R. Nuclear Reactions with Heavy Ions. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1980, p.283-389.
2. Mosel U. In: Treatise on Heavy-Ion Science, ed. by D.A. Bromley, 1984, vol.2, p.3-49. Plenum Press, New York and London.
3. Stockstad R.G. In: Treatise on Heavy-Ion Science, ed. by D.A. Bromley, 1985, vol.3, p.83-200, Plenum-Press, New-York and London.
4. Бэтак Э., Тонеев В.Д.-ЗНАЯ, 1981, 12, с.1432.
5. Vaz L.C. et al. -Z.Phys., 1984, A315, p.169 и ссылки в этой работе.
6. Logan D. et al.-Phys.Rev., 1980, C22, p.104.
7. Капусник А. и др.-ЯФ, 1967, 6, с.1142.
8. Волков В.В., Ершов С.Н., Иванова С.П.-ЯФ, 1986, 43, с.874.
9. Blann M. Phys.Rev., 1980, C21, p.1770;  
Blann M., Komoto T.T.-Phys.Rev., 1981, C24, p.426.
10. Волков В.В.-Изв.АН СССР, сер.Физ., 1986, 50, с.1879;  
Volkov V.V. Proc. of II Intern.Conf. Nucleus-Nucleus Collision, Visby, Sweden 10-14 June, 1985, vol.1. Contributed Papers, ed. by Jakobsson and Aleklett, p.53.
11. там же, с.52.
12. Schroder W.U., Huizenga I.R. In: Treatise on Heavy-Ion Science, vol.2, ed. D.A. Bromley, 1984, p.115.
13. Cohen S., Plasil I., Swiatecki N.J. -Ann.of Phys., 1974, 82, p.552.
14. Пик-Дичак Г.А.-ЗФТФ, 1958, 34, с.341.
15. Lojewski Z., Pashkevich V.V., Cwiok S.-Nucl.Phys., 1985, A436, p.499.
16. Gawon A.-Phys.Rev., 1980, C21, p.1770.
17. Britt H.C., Quinton A.R.-Phys.Rev., 1961, 124, p.877.
18. Natowitz J.B.-Phys.Rev., 1970, C1, p.623.
19. Артук А.Г. и др.-ЯФ, 1983, 38, с.549.
20. Artukh A.G. et al. -Z.Phys., 1981, A303, p.41.
21. McMahan M.A., Alexander J.M.-Phys.Rev., 1980, C21, p.1261.
22. Grange P. -Nucl.Phys., 1984, A428, p.37 с.
23. Адеев Г.Д. и др. Препринт ОИЯИ, Р4-86-247, Дубна, 1986; Р4-86-552, 1986.

Рукопись поступила в издательский отдел  
18 февраля 1987 года.

Волков В.В., Ершов С.Н., Иванова С.П.  
Выход испарительных  $\alpha$ -частиц в реакциях  
с тяжелыми ионами

P4-87-100

Проведены расчеты сечения эмиссии  $\alpha$ -частиц из составного ядра для ряда ядерных реакций, которые изучались экспериментально. Для первой группы реакций, где налетающими были относительно легкие ионы  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , получено хорошее согласие теоретических и экспериментальных результатов. Другая группа реакций с участием ионов  $^{40}\text{Ar}$  дает значительное отличие выходов испарительных  $\alpha$ -частиц по сравнению с расчетными сечениями. По нашему мнению, это различие может быть связано с механизмом центробежной фрагментации.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Volkov V.V., Ershov S.N., Ivanova S.P.  
Yield of Evaporated  $\alpha$ -Particles in Heavy-Ion  
Reactions

P4-87-100

The cross sections for  $\alpha$ -particle formation as a result of evaporation from a compound nucleus in some nuclear reactions have been calculated. Agreement for theoretical and experimental results for the first group of reactions, where a projectile particles are  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  is good. For another group with  $^{40}\text{Ar}$  there is a significant disagreement for the yield of experimental and calculated evaporated  $\alpha$ -particles. It is possible to understand such a difference by the mechanism of centrifugal fragmentation.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987