

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-85-188

В.В.Волков, С.Н.Ершов, С.П.Иванова

К ВОПРОСУ О ПОВЫШЕННОМ ВЫХОДЕ
ИСПАРИТЕЛЬНЫХ α -ЧАСТИЦ
В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1985

ВВЕДЕНИЕ

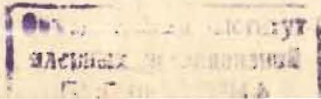
Изучение эмиссии легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами служит одним из источников информации о взаимодействии двух сложных ядер ^{1-5/}. При энергиях столкновения до 10 МэВ на нуклон в экспериментах наблюдаются две группы легких заряженных частиц. В одной из них частицы обладают симметричным в системе ц.м. угловым распределением и энергетическим спектром испарительного характера, во второй - асимметричным угловым распределением и более жесткой энергией. Первую группу связывают с эмиссией частиц из возбужденного составного ядра, вторую относят к различного рода неравновесным процессам. В дальнейшем мы будем рассматривать только испарительные α -частицы.

Расчет выхода α -частиц в рамках статистической модели распада составного ядра выявил значительное расхождение между предсказанием теории и данными эксперимента в случае тяжелых составных ядер с низким порогом деления. В реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar} / 340 \text{ МэВ} \rightarrow ^{237}\text{Bk}$ экспериментально измеренное сечение образования испарительных α -частиц оказалось в десятки раз больше расчетного ^{6/}. Это расхождение указывает на то, что вылет α -частиц, по-видимому, предшествует делению, а не конкурирует с ним, как это имеет место при распаде составного ядра. Авторами ^{6/} было выражено даже определенное сомнение в применимости концепции составного ядра к эмиссии равновесных α -частиц.

Представляет интерес рассмотреть эту ситуацию для еще более тяжелых составных ядер. С этой целью нами были выполнены расчеты сечения образования испарительных α -частиц в реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar} / 240 \text{ МэВ}$, для которой имелись экспериментальные данные ^{7/}. Как и в работе ^{6/}, было установлено резкое отличие расчетных значений сечения по сравнению с данными эксперимента. Предпринимается попытка объяснить причину этого расхождения на основе представлений о процессе полного слияния ядер как своего рода предельном случае глубоконеупругих передач ^{8/}.

1. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ α -ЧАСТИЦ В РЕАКЦИИ $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar} / 240 \text{ МэВ}$

Сечение образования испарительных α -частиц определяется двумя факторами: сечением формирования составного ядра и конкуренцией между различными каналами его распада.



1.1. Сечение образования составного ядра

Для возбужденных ядер трансформированных элементов доминирующим каналом распада является деление. До недавнего времени считалось, что для этих ядер сечение образования составного ядра и сечение деления практически совпадают. Открытие быстрого деления /квазиделения/ ^{19/} заставило пересмотреть эту точку зрения. В настоящее время принято считать, что в формирование составного ядра дают вклад лишь те парциальные волны, для которых барьер деления составного ядра не обращается в ноль, $l < l_{B_f=0}$.

Для ядра ²⁷²108 предельный спин, рассчитанный в рамках жидкокапельной модели вращающегося ядра ^{10/}, составляет около 60 ħ. Однако эти расчеты относятся к холодным вращающимся ядрам. В нашем случае энергия возбуждения составного ядра достигает 77 МэВ. В расчетах энергии возбуждения мы использовали данные об энергиях связи ядер из работы ^{11/}. В недавно опубликованной работе ^{12/} было проведено исследование влияния энергии возбуждения на барьеры деления ядер 102-108 элементов, в том числе ядра ²⁷²108. Оказалось, что барьер деления быстро снижается с увеличением температуры ядра, и при энергии возбуждения ~70 МэВ составляет около 0,7 МэВ. К сожалению, нет экспериментальных данных о барьерах деления возбужденных вращающихся ядер в этой области А и Z. Информацию о средней величине спина ядер - эмиттеров α-частиц, можно получить из анизотропии угловых распределений α-частиц в задней полусфере ^{13/}. Хотя точность экспериментальных данных в работе ^{7/} невелика, форма углового распределения определенно указывает на отсутствие заметного подъема дифференциального сечения на больших углах. Оценки средней величины спина составного ядра, которые можно сделать на основании этих данных, показывают, что она заведомо ниже 40 ħ. Для расчетов заселенности составного ядра использовались оптические потенциалы, параметры которых были взяты из анализа угловых распределений упруго рассеянных ионов ⁴⁰Ar на ²³⁸U при близких энергиях ^{14/}.

1.2. Конкуренция между различными каналами распада возбужденного составного ядра ²⁷²108

Расчет распада составного ядра ²⁷²108 проводился в рамках статистической модели Хаузера-Фешбаха, в которой выход частиц из возбужденного составного ядра пропорционален соответствующим фазовым объемам с учетом ограничений, налагаемых законами сохранения энергии и углового момента. Расчеты проводились на основе программы ^{15/}, в которой учитывалась конкуренция между каналами распада составного ядра с вылетом легких частиц /нейтронов, протонов, α-частиц/, γ-квантов и деления. Результаты расчетов оказались довольно чувствительными к выбору параметров модели, поэтому мы остановимся на них подробнее.

ВВЕДЕНИЕ

Изучение эмиссии легких заряженных частиц в реакциях с тяжелыми ионами служит одним из источников информации о взаимодействии двух сложных ядер ^{1-5/}. При энергиях столкновения до 10 МэВ на нуклон в экспериментах наблюдаются две группы легких заряженных частиц. В одной из них частицы обладают симметричным в системе ц.м. угловым распределением и энергетическим спектром испарительного характера, во второй - асимметричным угловым распределением и более жесткой энергией. Первую группу связывают с эмиссией частиц из возбужденного составного ядра, вторую относят к различного рода неравновесным процессам. В дальнейшем мы будем рассматривать только испарительные α-частицы.

Расчет выхода α-частиц в рамках статистической модели распада составного ядра выявил значительное расхождение между предсказанием теории и данными эксперимента в случае тяжелых составных ядер с низким порогом деления. В реакции ¹⁹⁷Au + ⁴⁰Ar /340 МэВ/ → ²³⁷Bk экспериментально измеренное сечение образования испарительных α-частиц оказалось в десятки раз больше расчетного ^{6/}. Это расхождение указывает на то, что вылет α-частиц, по-видимому, предшествует делению, а не конкурирует с ним, как это имеет место при распаде составного ядра. Авторами ^{6/} было выражено даже определенное сомнение в применимости концепции составного ядра к эмиссии равновесных α-частиц.

Представляет интерес рассмотреть эту ситуацию для еще более тяжелых составных ядер. С этой целью нами были выполнены расчеты сечения образования испарительных α-частиц в реакции ²³²Th + ⁴⁰Ar /240 МэВ/, для которой имелись экспериментальные данные ^{7/}. Как и в работе ^{6/}, было установлено резкое отличие расчетных значений сечения по сравнению с данными эксперимента. Предпринимается попытка объяснить причину этого расхождения на основе представлений о процессе полного слияния ядер как своего рода предельном случае глубоконеупругих передач ^{8/}.

1. РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ИСПАРИТЕЛЬНЫХ α-ЧАСТИЦ В РЕАКЦИИ ²³²Th + ⁴⁰Ar /240 МэВ/

Сечение образования испарительных α-частиц определяется двумя факторами: сечением формирования составного ядра и конкуренцией между различными каналами его распада.

1.1. Сечение образования составного ядра

Для возбужденных ядер трансформированных элементов доминирующим каналом распада является деление. До недавнего времени считалось, что для этих ядер сечение образования составного ядра и сечение деления практически совпадают. Открытие быстрого деления /квазиделения/ ^{9/} заставило пересмотреть эту точку зрения. В настоящее время принято считать, что в формирование составного ядра дают вклад лишь те парциальные волны, для которых барьер деления составного ядра не обращается в ноль, $l < l_{Bf} = 0$.

Для ядра ²⁷²108 предельный спин, рассчитанный в рамках жидкокапельной модели вращающегося ядра ^{10/}, составляет около 60 ħ. Однако эти расчеты относятся к холодным вращающимся ядрам. В нашем случае энергия возбуждения составного ядра достигает 77 МэВ. В расчетах энергии возбуждения мы использовали данные об энергиях связи ядер из работы ^{11/}. В недавно опубликованной работе ^{12/} было проведено исследование влияния энергии возбуждения на барьеры деления ядер 102-108 элементов, в том числе ядра ²⁷²108. Оказалось, что барьер деления быстро снижается с увеличением температуры ядра, и при энергии возбуждения ~70 МэВ составляет около 0,7 МэВ. К сожалению, нет экспериментальных данных о барьерах деления возбужденных вращающихся ядер в этой области А и Z. Информацию о средней величине спина ядер - эмиттеров α-частиц, можно получить из анизотропии угловых распределений α-частиц в задней полусфере ^{13/}. Хотя точность экспериментальных данных в работе ^{7/} невелика, форма углового распределения определенно указывает на отсутствие заметного подъема дифференциального сечения на больших углах. Оценки средней величины спина составного ядра, которые можно сделать на основании этих данных, показывают, что она заведомо ниже 40 ħ. Для расчетов заселенности составного ядра использовались оптические потенциалы, параметры которых были взяты из анализа угловых распределений упруго рассеянных ионов ⁴⁰Ag на ²³⁸U при близких энергиях ^{14/}.

1.2. Конкуренция между различными каналами распада возбужденного составного ядра ²⁷²108

Расчет распада составного ядра ²⁷²108 проводился в рамках статистической модели Хаузера-Фешбаха, в которой выход частиц из возбужденного составного ядра пропорционален соответствующим фазовым объемам с учетом ограничений, налагаемых законами сохранения энергии и углового момента. Расчеты проводились на основе программы ^{15/}, в которой учитывалась конкуренция между каналами распада составного ядра с вылетом легких частиц /нейтронов, протонов, α-частиц/, γ-квантов и деления. Результаты расчетов оказались довольно чувствительными к выбору параметров модели, поэтому мы остановимся на них подробнее.

1.2.1. Плотность уровней

В расчетах использовалось выражение для плотности уровней из работы ^{16/}:

$$\rho(E, J) = \omega(E, M = J) - \omega(E, M = J + 1),$$

$$\omega(E, M) = \omega(E - M^2/aR, 0),$$

$$\omega(E, 0) = K \exp[2\sqrt{aU}/R] R^{1/2} a^2 t^3, \quad U = E - \delta, \quad /1/$$

где $\rho(E, J)$ - плотность уровней с моментом J и энергией возбуждения в интервале E и E + dE, $\omega(E, M)$ - плотность состояний при той же самой энергии с проекцией M вектора углового момента на некоторую ось квантования, a и R - параметры, связанные соответственно со средней плотностью и средней проекцией спина одночастичных уровней в ядре, (aR/2 можно рассматривать как эффективный момент инерции ядра), K - константа (обычно K=1/12), δ - поправка на спаривание, t - ядерная температура, определяемая следующим образом:

$$U = at^2 - \frac{3}{2}t. \quad /2/$$

Это представление $\rho(E, J)$, как показано в ^{17/}, дает более адекватное описание реалистической плотности уровней при больших угловых моментах, чем формулы, в которых зависимость от момента J выделена явно /например, как в ^{18/}.

Ядро ²⁷²108 экспериментально не изучено, поэтому для параметра a использовались теоретические оценки, полученные в ^{19/}:

$$a = \frac{A}{14,61} (1 + A^{-1/3} F_2) (МэВ)^{-1}, \quad /3/$$

где $F_2 = \frac{\oint d\sigma}{\sum} /4\pi R^2$ - площадь поверхности деформированного ядра, отнесенная к площади соответствующего сферического ядра. Формула ^{3/} учитывает наличие диффузной границы ядра и хорошо описывает эмпирическую зависимость a от массового числа A в той области значений Z и A, где есть экспериментальные данные.

В расчетах мы полагали $a_a = a_n = a_p = a$. Параметр a_f , определяющий плотность уровней в седловой точке, при больших энергиях возбуждения не должен существенно отличаться от a, поэтому мы полагали a_f равным a. В ^{20/} было получено хорошее описание экспериментальных данных по делимостиам тяжелых ядер со значениями $a_f = A/8,5$ и $a_f/a = 1,08$, которые согласуются с оценкой ^{3/}.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ИХ ОБСУЖДЕНИЯ

Результаты расчетов сечений выхода α -частиц, нейтронов и сечения деления в реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}/240 \text{ МэВ/}$ представлены в таблице. Там же указана делимость составного ядра. В первой строке таблицы приведены данные, которые были рассчитаны для значений a и a_f , полученных из соотношений $/1/-/3/$ для ядра $^{272}108$, и барьера деления этого ядра при энергии возбуждения 77 МэВ и нулевом спине^{/12/}. Расчетная величина сечения образования испарительных α -частиц $\sigma_\alpha \approx 0,5 \text{ мб}$ оказалась на два порядка меньше экспериментально измеренной $\sim 60 \text{ мб}$.

Таблица

a /МэВ ⁻¹ /	a_f /МэВ ⁻¹ /	B_f /МэВ/	σ_α /мб/	σ_n /мб/	σ_f /мб/	X
30	30	0,7	0,55	18,1	81,6	0,82
30	30	0,1	0,45	14,8	85,0	0,85
34	34	0,7	0,30	12,2	87,7	0,88
26	26	0,7	1,09	28,2	70,9	0,71
30	34	0,7	0,002	0,05	100,2	1,0
30	26	0,7	2,96	98,4	0,7	0,01
30	30	7,0	2,75	89,8	7,5	0,07

Примечание к таблице. Число парциальных волн, дающих вклад в образование составного ядра, было ограничено 60. Уменьшение этого значения до 40 приводит к уменьшению выхода частиц на 30-40%.

Следующая строка таблицы демонстрирует влияние на результаты расчета снижения барьера деления с 0,7 до 0,1 МэВ, которое можно ожидать за счет спина составного ядра. Видно, что при столь низком барьере деления вариации его величины уже не влияют существенно на конкуренцию каналов эмиссии частиц и деления. Много чувствительнее оказались результаты расчетов к изменению параметров плотности уровней, как это видно из следующих строк таблицы. Однако при тех изменениях a и a_f , которые приводят к возрастанию a до нескольких миллибарн, делимость ядра $^{272}108$ оказывается неправдоподобно малой.

Вариации других параметров расчета не оказывают заметного влияния на величину сечения испарительных α -частиц в изучаемой области энергий возбуждения и угловых моментов.

Таким образом, в реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}/240 \text{ МэВ/}$ эмиссия α -частиц из возбужденного составного ядра не может объяснить наблюдаемое в эксперименте сечение образования равновесных α -частиц. Вместе с тем можно констатировать хорошее согласие в положении расчетного и экспериментально наблюдаемого максимумов энергетических спектров α -частиц на больших углах $/24 \text{ МэВ/}$.

Обратимся к обсуждению возможных причин расхождения в выходе α -частиц между предсказаниями статистической теории составного ядра и данными эксперимента.

Дополнительными источниками α -частиц могли бы быть осколки деления составного ядра или квазиделения и продукты глубоко-неупругих передач. Первый источник подробно исследовался в работе^{/6/} для реакции $^{197}\text{Au} + ^{40}\text{Ar}/340 \text{ МэВ/}$. Было показано, что значительный вклад от осколков деления привел бы к существенному искажению формы энергетических спектров α -частиц, по сравнению с испарительным, что не наблюдалось в эксперименте. В реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}/240 \text{ МэВ/}$ энергия возбуждения составного ядра ниже на 110 МэВ, а осколки деления обладают еще большим нейтронным избытком. Оба эти фактора снижают вероятность вылета α -частицы из осколков деления. Легкие продукты глубоко-неупругих передач обладают направленным вперед угловым распределением и значительной переносной скоростью, что исключает вылет в заднюю полусферу α -частиц с изотропным угловым распределением и максимумом энергетического спектра $\sim 24 \text{ МэВ}$. Кинематически отличным было бы и поведение α -частиц, испущенных тяжелыми фрагментами глубоко-неупругих передач. Недостаточно и сечение глубоко-неупругих передач при энергии 240 МэВ, чтобы объяснить экспериментально наблюдаемый выход α -частиц в задней полусфере.

Естественное объяснение повышенного выхода равновесных α -частиц в реакциях с ионами ^{40}Ar можно дать, на наш взгляд, на основе подхода к процессу полного слияния ядер как своего рода предельному случаю глубоко-неупругих передач^{/8/}. Согласно этому подходу, в столкновениях с $\ell < \ell_{\text{кр}}$ на первой стадии взаимодействия происходит полная диссипация кинетической энергии и формируется двойная ядерная система /ДЯС/. Эволюция ДЯС в направлении полного слияния протекает таким образом, что нуклоны более легкого ядра оболочка за оболочкой передаются более тяжелому ядру. При этом ДЯС с неизбежностью проходит через стадию α -кластерной конфигурации /4 нуклона 1в оболочке/ - "последней станции" на пути к полному слиянию ядер. Высокая устойчивость ядра ^4He может способствовать задержке эволюции ДЯС в α -кластерной конфигурации. В процессе передачи нуклонов от ядра ^{40}Ar тяжелому ядру момент инерции ДЯС уменьшается, а скорость вращения, напротив, возрастает. Как известно, критический угловой момент $\ell_{\text{кр}}$ уменьшается с уменьшением массы налетающего ядра. Это приводит к тому, что исходная ДЯС, будучи устойчивой

к распаду на два фрагмента, теряет свою устойчивость при передаче значительного числа нуклонов от легкого к тяжелому ядру. Распад вращающейся ДЯС на два ядра-фрагмента, вызванный центробежными силами, можно было бы назвать центробежной фрагментацией. Таким образом, повышенный выход α -частиц в реакциях с ионами ^{40}Ar есть результат распада α -кластерной конфигурации ДЯС за счет центробежных сил до формирования составного ядра.

ВЫВОДЫ

1. В рамках статистической модели распада составного ядра проведен расчет сечения эмиссии α -частиц из возбужденного ядра $^{272}\text{108}$, которое образуется в реакции $^{232}\text{Th} + ^{40}\text{Ar}$ /240 МэВ/. Расчетные данные оказались на два порядка меньше экспериментально измеренных в [7]. Испарением из составного ядра невозможно объяснить наблюдаемый в этой реакции выход равновесных α -частиц.

2. Предложена интерпретация наблюдаемого различия между предсказанием теории и данными эксперимента. Она опирается на представление о процессе полного слияния двух сложных ядер как своего рода предельном случае глубоконеупругих передач, в котором нуклоны легкого ядра оболочка за оболочкой передаются более тяжелому ядру. В рамках этого подхода повышенный выход равновесных α -частиц есть результат распада α -кластерной конфигурации двойной ядерной системы еще до формирования составного ядра. Такая конфигурация формируется в процессе эволюции двойной ядерной системы на пути к полному слиянию образующих ее ядер.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wurm J.P. J.Phys., 1980, Collogue C10, p.200.
2. Guerrea D., Babinet R. J.Phys., 1980, Collogue C10.
3. Бетак Э., Тонеев В.Д. ЭЧАЯ, 1981, 12, с.1432.
4. Geibke C.K. Proc.Int.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Michigan, 1982, 473C.
5. Siemssen R.H. Proc.Int.Conf. on Nucleus-Nucleus Collisions, Michigan, 1982, 245C.
6. Logan D. et al. Phys.Rev., 1980, C22, p.104.
7. Капусцик А. и др. ЯФ, 1967, 6, с.1142.
8. Volkov V.V. Phys.Rep., 1978, 44, p.94; Волков В.В. Изв.АН СССР, сер.физ., 1981, 45, с.1810; ОИЯИ, Р7-82-661, Дубна, 1982.
9. Gregoire C., Ngo C. Nucl.Phys., 1982, A383, p.392.

10. Cohen S., Plasil I., Swiatecki N.J. Ann. of Phys., 1974, 82, p.552.
11. Liran S., Zeldes N.N. A Table of Semiempirical Shell-Model Atomic Mass, 1976.
12. Лоевски З., Пашкевич В.В., Цвек С. ОИЯИ, Р4-84-549, Дубна, 1984.
13. Catchen G.L. et al. Phys.Rev., 1980, C21, p.940.
14. Birkelund J.R, et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.1133.
15. Grusha O.V. et al. Nucl.Phys., 1984, A429, p.313.
16. Lang D.W. Nucl.Phys., 1966, 77, p.545.
17. Gilat J. Phys.Rev., 1970, C1, p.1432.
18. Gilbert A., Cameron A.G.W. Can.J.Phys., 1965, 43, p.1446.
19. Toki J., Swiatecki W.J. Nucl.Phys., 1981, A372, p.141.
20. Moretto L.G. et al. Phys.Lett., 1972, 38B, p.471.

Рукопись поступила в издательский отдел
14 марта 1985 года.