

Сечения образования и пробеги продуктов реакций, вызываемых ускоренными тяжелыми ионами

Е. А. Скакун, В. Г. Батий, А. И. Стоянов

ИФВЭЯФ ННЦ ХФТИ, г. Харьков

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействия, вызываемые тяжелыми ионами (ТИ) в атомных ядрах, более разнообразны, чем реакции с участием легких заряженных частиц (p, d, α). Эти взаимодействия можно классифицировать по величине передаваемого ядру–мишени момента: полное слияние – передача полного момента и образование составного ядра; неполное слияние – с ядром–мишенью взаимодействует часть налетающего иона, а остаток улетает со скоростью пучка без обмена энергией и моментом; прямые реакции – приводят к передаче (подхвату или срыву) одного или небольшого числа нуклонов или кластера. При энергиях взаимодействующих ТИ около 10 МэВ/А становится заметным вклад предравновесного излучения частиц. Большая часть экспериментальных исследований реакций с ТИ выполнена “on-line”-методиками, в которых в процессе облучения мишени измеряются различные величины, характеризующие легкие продукты реакций, часто называемые частицеподобными. Однако изучение конечных мишеней и компаунд–подобных ядер по их распадным характеристикам методом “off-line” γ -спектрометрии имеет преимущество в связи с возможностью зарядовой и массовой идентификации продуктов, хотя ограничено особенностями схем распада. Ранее с использованием “off-line”-методики был выполнен ряд работ по исследованию функций возбуждения и выходов реакций, вызываемых тяжелыми ионами (см., напр., работы [1,2] и ссылки в них на более ранние публикации), сечений возбуждения изомерных состояний [3,4], интегральных [5,6] и дифференциальных пробегов [2] и угловых распределений ядер отдачи [7,8]. Экспериментальные исследования функций возбуждения показали, что в ядрах с большими массовыми числами ТИ вызывают реакции, сопровождающиеся преимущественным излучением нейтронов и, в меньшей мере, α -частиц [9], которые анализируются с применением статистической теории с учетом закона сохранения углового момента. В средней области массовых чисел мишеней ожидается больший набор комбинаций излучаемых нуклонов и кластеров [10], который для интерпретации результатов требует применения других моделей.

В настоящей работе исследуются сечения образования мишене- и компаунд–подобных продуктов ядерных реакций, вызываемых ионами ^{14}N и ^{20}Ne при энергиях бомбардировки до 8,5 МэВ/А в мишени ^{93}Nb . В реакциях указанных ионов с ядрами моноизотопа ^{93}Nb ожидается большой набор удобных для измерения радиоактивных ядер-продуктов в области массовых чисел $A=90\dots110$, в частности, в изомерных состояниях с большими спинами. При некоторых энергиях ионов азота измеряются и анализируются средние пробеги ядер отдачи отдельных изотопов.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Свободные металлические фольги ниобия толщинами (0,5...4,0) мг·см⁻² облучались пучками $^{14}\text{N}^{5+}$ и $^{20}\text{Ne}^{6+}$, ускоренных в линейном ускорителе многозарядных ионов (ЛУМЗИ) до энергии 8,5 МэВ/нуклон. Сфокусированный системой квадрупольных линз и сколлимированный двумя диафрагмами пучок ионов проваливался в изолированный цилиндр Фарадея, в который помещалась предназначенная для облучения мишень ниобия. Пучок последовательно проходил через тормозящую алюминиевую фольгу заданной толщины (когда нужно было уменьшить энергию бомбардировки), исследуемую мишень и алюминиевую фольгу–сборник ядер отдачи толщиной, достаточной для торможения продуктов полного слияния, и тормозился в доньшке цилиндра Фарадея. Средний ток пучка и его флуктуации в течение облучения мониторовались интегратором тока. Типичное значение тока пучка составляло ≈ 4 нА. Каждая фольга Nb облучалась дважды при одной и той же энергии пучка: в течение 30 минут и в течение 6 часов. После первого облучения измерялись относительно короткоживущие активности ($T_{1/2} \approx 10$ мин и более), после второго — долгоживущие.

Образовавшиеся в результате взаимодействия ТИ с ядрами ^{93}Nb радиоактивности измерялись с помощью калиброванного по эффективности гамма-спектрометра с Ge(Li)-детектором объемом 50 см³ и разрешением 3,5 кэВ по γ -линии ^{60}Co 1332,5 кэВ и анализатора LP-4900. Измерения начинались через

~5 мин после окончания облучения и с перерывами проводились в течение нескольких недель. Накопленные γ -спектры обрабатывались с помощью программы АСТИВ [11] на ЭВМ РС/АТ-386. Ядра-продукты идентифицировались по энергиям, относительным интенсивностям сопровождающих их распад γ -переходов и периодам полураспада [12].

Для измерения фракции выбитых из фольг Nb и внедрившихся в Al-сборник ядер с целью определения средних проекционных пробегов ядер отдачи в материале мишени в одной и той же геометрии проводились измерения активностей в Nb-фольге и сборнике совместно и отдельно в сборнике. При этом если в экспериментах по определению сечений реакций использовались мишени толщинами $\sim 1 \text{ мг} \cdot \text{см}^2$, в которых сброс энергии ионов азота составлял $\sim 1,5 \text{ МэВ}$, то в экспериментах по определению пробегов ядер отдачи мишени должны иметь толщины, превышающие $2,2 \text{ мг} \cdot \text{см}^2$, чтобы в них укладывался пробег компаунд-ядер. Средний проекционный пробег ядра отдачи вычисляется по формуле:

$$R_{\text{recoil}} = \rho_t A_c / (A_c + A_t) \cdot (\sigma_{\text{in}} + \sigma_{\text{out}}) / 2\sigma_{\text{out}},$$

где ρ_t -толщина мишени в $\text{мг} \cdot \text{см}^2$, A_c - активность конечных ядер, выбитых из мишени в сборник, A_t - активность того же типа ядер, оставшихся в мишени, σ_{in} и σ_{out} - сечения реакции, приводящей к конечному нуклиду на входе бомбардирующего иона в мишень и на выходе соответственно. Полученные таким образом экспериментальные пробеги ядер отдачи сравнивались с теоретическими предсказаниями для различных процессов.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Были измерены функции возбуждения реакций, вызываемых ионами ^{14}N , приводящие к образованию более 20 конечных ядер в области массовых чисел от ядра-мишени до составного ядра (^{107}Cd). Примерно такое же количество ядер наблюдалось во взаимодействии $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb}$ (составное ядро ^{113}Sb).

На рис. 1 в качестве примера представляется функция возбуждения реакции $^{93}\text{Nb}(^{14}\text{N}, 3p5n)^{99m}\text{Rh}$. Согласие между экспериментальными значениями поперечных сечений, показанных точками, и теоретически вычисленными в рамках статистической модели ядерных реакций с помощью кода ALICE[13], можно считать удовлетворительным. Это свидетельствует об определяющем вкладе в эту реакцию механизма образования составного ядра.

Для реакции $^{93}\text{Nb}(^{14}\text{N}, 6p8n)^{93m}\text{Mo}$ (рис. 2), которая приводит к мишенеподобному продукту, экспериментальные значения поперечных сечений превосходят предсказания статистической теории, что обусловлено значительным вкладом механиз-ма, отличающегося от процесса образования и последующего распада составного ядра. Это

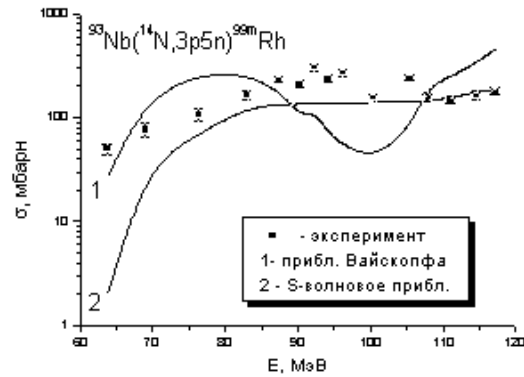


Рис. 1. Функции возбуждения реакции $^{93}\text{Nb}(^{14}\text{N}, 3p5n)^{99m}\text{Rh}$. Точки - эксперимент, кривые - предсказания статистической теории.

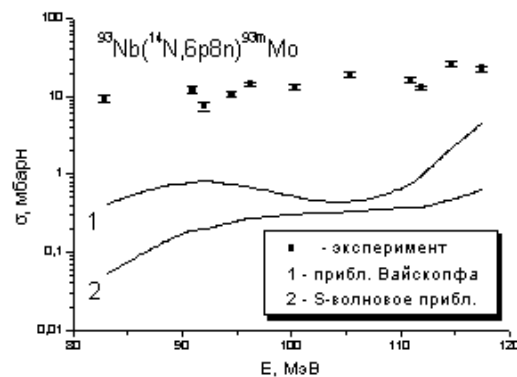


Рис. 2. Функция возбуждения реакции $^{93}\text{Nb}(^{14}\text{N}, 6p8n)^{93m}\text{Mo}$. Точки - эксперимент, кривые - предсказания статистической теории.

может быть зарядовообменная реакция или механизм неполного слияния бомбардирующего иона ^{14}N (захват ядром-мишенью α -кластера, образование промежуточного возбужденного ядра $^{97*}\text{Tc}$ и последующее испарение протона и 3 нейтронов).

Сравнение экспериментальных и теоретических сечений образования остаточных радиоактивных продуктов с различными массовыми числами представлено на рис. 3 (для взаимодействия $^{14}\text{N} + ^{93}\text{Nb}$) и 4 (для взаимодействия $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb}$). Общая тенденция состоит в том, что отношение теории к эксперименту при различных энергиях бомбардировки убывает на несколько порядков величины при уменьшении массы ядра-продукта от составного ядра до ядра-мишени.

Для дальнейшего анализа процесса взаимодействия ионов азота с ядрами ^{93}Nb при некоторых энергиях бомбардирующих частиц мы измерили “фракцию утечки” радиоактивности из мишени для отдельных изотопов, чтобы определить средние значения проекционных пробегов ядер отдачи. В случае полного слияния налетающе

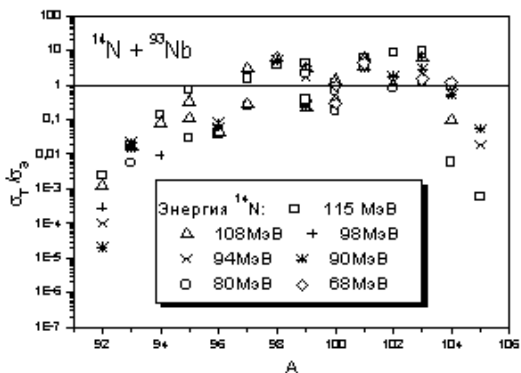


Рис. 3. Отношение теоретических сечений образования остаточных ядер во взаимодействии $^{14}\text{N} + ^{93}\text{Nb}$ к экспериментальным для различных энергий налетающих ионов ^{14}N .

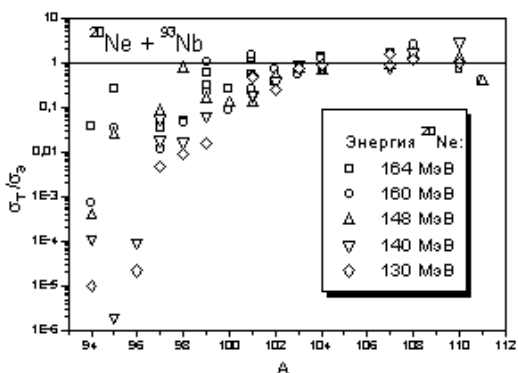


Рис. 4. Отношение теоретических сечений образования остаточных ядер во взаимодействии $^{20}\text{Ne} + ^{93}\text{Nb}$ к экспериментальным для различных энергий налетающих ионов ^{20}Ne .

го иона с ядром-мишенью скорость составного ядра $V_{CN} = (2mE/M)^{1/2}$, где m – масса сливающейся частицы, M – полная масса системы, E – энергия бомбардировки в лабораторной системе координат. Хотя статистическое испарение нуклонов и кластеров из равновесного составного или промежуточного ядра несколько “размывает” его энергию, среднее значение не изменится. Пробег ядра отдачи определяется по его зависимости от энергии [14]. На рис. 5 экспериментально измеренные пробеги ядер отдачи различных изотопов, представленные точками, сопоставляются с теоретическими значениями, вычисленными в модели полного слияния (верхняя кривая) и при слиянии с ядром мишени α -кластера (нижняя кривая). Если точки для пробегов ядер отдачи ^{101}Pd согласуются с теоретическими значениями в модели полного слияния, то на основании малых пробегов ядер изотопов технеция ^{96}Tc , ^{95}Tc и ^{94}Tc можно предположить, что они образуются после слияния с ядром–

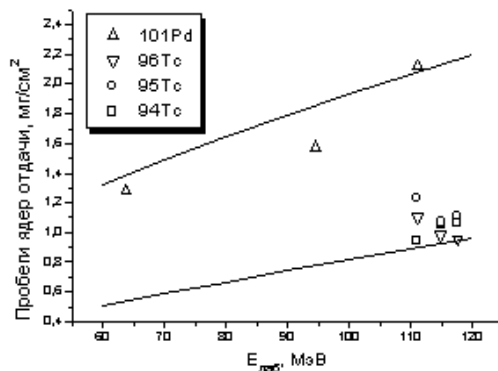


Рис. 5. Средние проекционные пробеги ядер отдачи во взаимодействии $^{14}\text{N} + ^{93}\text{Nb}$ при различных энергиях бомбардировки.

мишенью α -фрагмента налетающего иона ^{14}N и образования промежуточного ядра ^{97}Tc , которое испаряет 1, 2 и 3 нейтрона соответственно. Однако выполненные нами вычисления поперечных сечений реакций неполного слияния в модели правила сумм [15] показывают, что высокие выходы изотопов технеция, а также $^{93\text{m}}\text{Mo}$, $^{92\text{m}}\text{Nb}$ и ^{90}Nb трудно объяснить слиянием различных фрагментов, включая ^4He и ^6Li . По-видимому, более прямые механизмы вносят существенный вклад в процесс образования указанных изотопов.

Литература

1. Birattari C. et al. Phys. Rev. C54, 3051 (1996).
2. Gadioli E. et al. Proceedings of the 8th International Conference on Nuclear Reaction Mechanisms (Edited by E.Gadioli), Varenna, 271 (1997).
3. Groening H. et al. Nucl. Phys. A389, 80 (1982).
4. Yokogama A. et al. Z. Phys. A332, 61 (1989).
5. Delagrange H. et al. Nucl. Phys. A228, 397 (1974).
6. Sucki K. et al. Radiochim. Acta 38, 117 (1985).
7. Сагайдак Р.Н. и др. ЯФ 52, 338 (1990).
8. Cavinato M. et al. Phys. Rev. C52, 2577 (1995).
9. Moody K.J., Hogan J.J. Phys. Rev. C34, 899 (1986).
10. Parker D.J. et al. Phys. Rev. C39, 2256 (1989).
11. Злоказов В.Б. Препринт ОИЯИ Р10-82-105(1982).
12. Browne E. and Firestone R.B. Table of Isotopes (Edited by Shirley V.S.), Wiley, New York (1986).
13. Blann M. Report LLNL, UCID-19614 (1982).
14. Northcliff L.C., Schilling R.F. Nucl. Data Tables A7, 233 (1970).
15. Wilczynski J. et al. Nucl. Phys. A373, 109 (1982).

Статья поступила: в редакцию 25 мая 1998 г.,
в издательство 1 июня 1998 г.