

P7-2008-147

Ю. Э. Пенионжкевич

НЕКОТОРЫЕ ОСОБЕННОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
СЛАБОСВЯЗАННЫХ ЯДЕР  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li}$  ВБЛИЗИ  
КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

Направлено в журнал «Ядерная физика»

Пенионжкевич Ю. Э.

P7-2008-147

Некоторые особенности взаимодействия слабосвязанных ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li}$  вблизи кулоновского барьера

Измерены функции возбуждения для реакций полного слияния и реакций передачи при взаимодействии  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  с  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{209}\text{Bi}$  и Pt. Полученные данные для реакций слияния под действием ионов  ${}^6\text{He}$  отличаются от предсказаний статистической модели распада составных ядер при энергиях налетающих частиц вблизи кулоновского барьера. Наблюдалось значительное усиление сечений реакций слияния при взаимодействии  ${}^6\text{He}$  с ядрами мишени. Наблюдалось также усиление сечений передачи кластеров, нейтронов из  ${}^6\text{He}$  и дейтронов из  ${}^6\text{Li}$  при глубокоподбарьерных энергиях. Результаты обсуждаются с точки зрения влияния кластерной ядерной структуры на вероятность взаимодействий при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2008

Penionzhkevich Yu. E.

P7-2008-147

Peculiarities of Nuclear Reactions Induced by  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li}$  Nuclei near Coulomb Barrier Energy

Experimental excitation functions are presented for complete fusion and transfer reactions in the interaction of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^6\text{Li}$  with  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{209}\text{Bi}$  and Pt targets. The data on fusion in the  ${}^6\text{He}$  induced reactions at energies close to the Coulomb barrier differ from predictions within the framework of the statistical model for compound nuclei decay. For these exit channels a strong enhancement has been observed. Enhancement of the cross section for neutron transfer ( ${}^6\text{He}$  beam) and deuteron transfer ( ${}^6\text{Li}$  beam) reactions is observed at deep subbarrier energies. The results are discussed from the point of view of how the nuclear cluster structure influences the probability of interaction at near barrier energies.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2008

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Реакции со слабо связанными ядрами, протекающие при энергиях, близких к кулоновскому барьеру, имеют много особенностей, которые в последнее время активно обсуждаются в ряде работ [1, 2]. Одной из них является усиление сечений взаимодействия в подбарьерной области энергий. Особенно сильно этот эффект проявляется для кластерных ядер (например,  ${}^{6,7}\text{Li}$ ) [3], а также ядер с нейтронным гало (например,  ${}^6\text{He}$ ) [4]. Основными каналами взаимодействия таких ядер являются реакции передачи, реакции развала и реакции полного слияния. Процесс развала слабо связанных ядер в поле тяжелого ядра с последующим слиянием ядра-остатка с ядром-мишенью является предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. В соответствии с классическими представлениями слияние между взаимодействующими ядрами происходит после преодоления ими барьера, который определяется дальнедействующими кулоновскими силами и составляющей короткодействующего ядерного потенциала. Однако в случае взаимодействия слабо связанных ядер процесс слияния имеет более сложный характер в связи с большой вероятностью развала этих ядер с последующим захватом ядра-остатка (неполное слияние). Это существенно усложняет описание взаимодействия таких систем и приводит к новым неожиданным эффектам при энергиях вблизи кулоновского барьера — глубокоподбарьерному слиянию и реакциям передачи кластеров из слабо связанных ядер, имеющих, как правило, кластерную структуру (рис. 1). В настоящее время имеется несколько теоретических подходов, в которых делается попытка описания процессов взаимодействия слабо связанных ядер [5, 6]. Трудности в описании обусловлены необходимостью использования теории, учитывающей взаимодействие нескольких ядер-фрагментов.

С появлением относительно интенсивных (до  $10^8 \text{ c}^{-1}$ ) пучков радиоактивных ядер существенно расширились возможности исследований реакций со слабо связанными ядрами при энергиях вблизи кулоновского барьера. В первых экспериментах в этом направлении, связанных с изучением взаимодействия пучка ионов  ${}^6\text{He}$  с тяжелыми ядрами [4], было обнаружено усиление сечения слияния-деления по сравнению со стабильными ядрами. В последующих работах в этом направлении исследований были получены противоречивые результаты — от отсутствия усиления сечения слияния в реакциях со слабо связанными радиоактивными ядрами [7] до значительного увеличе-

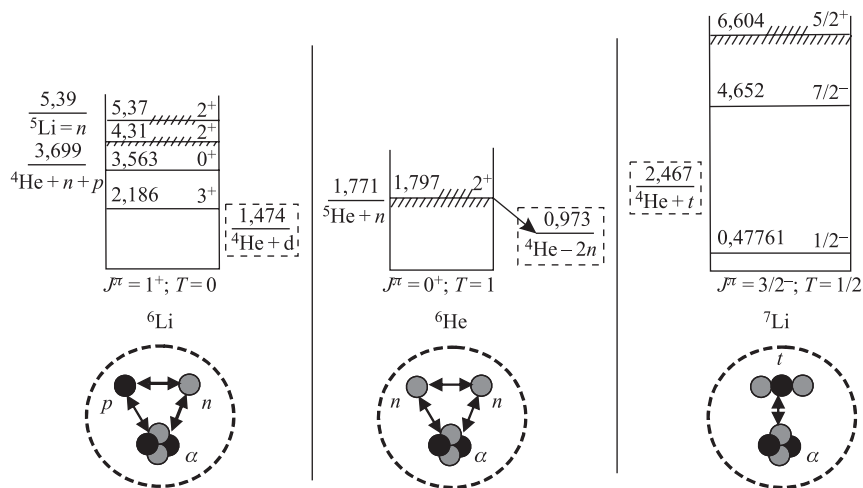


Рис. 1. Схема низколежащих уровней ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li}$  и кластеризации в этих ядрах

ния сечения (в 1000 раз) [8] в подбарьерной области энергий по сравнению с обычными ядрами. В работе [9] были экспериментально измерены функции возбуждения для каналов реакций слияния с последующим испарением нейтронов, а также реакций передачи нейтронов из  ${}^6\text{He}$  ядру-мишени. Наблюдалось значительное усиление канала слияния в подбарьерной области энергий по сравнению с предсказаниями статистической модели. Для реакции передачи нейтронов сечение достигает величины порядка одного барна и имеет максимум при энергии вблизи кулоновского барьера. Понимание таких реакций является важной задачей, особенно с точки зрения астрофизических аспектов подобных процессов, происходящих с легкими ядрами при низких энергиях.

Экспериментальные исследования в этом направлении в последнее время развиваются достаточно интенсивно с использованием как радиоактивных пучков, так и пучков стабильных слабосвязанных ядер, таких как  ${}^{6,7}\text{Li}$ . Ядро  ${}^6\text{Li}$ , как известно, характеризуется  $\alpha + d$ -кластерной структурой (энергия развала этого ядра на дейтрон и  $\alpha$ -частицу составляет величину всего 1,47 МэВ) (см. рис. 1). Радиус ядра  ${}^6\text{Li}$  имеет величину между 2,32 и 2,45 фм, что превышает на 10% значение радиуса, ожидаемое из систематики. Таким образом, в принципе, это ядро также должно проявлять в ядерных реакциях свойства, характерные для других слабосвязанных ядер, таких как  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  и т.д. В работе [10] были исследованы импульсные распределения ядер-остатков после развала  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$ . Из анализа этих распределений также следует, что в ядре  ${}^6\text{Li}$ , как и в  ${}^6\text{He}$ , существует кластерная структура, ко-

торая может проявляться при взаимодействии этих ядер с другими ядрами. В настоящей работе приводятся результаты исследований, проведенных в последние два года в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ в Дубне на пучках ускоренных ионов  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{6,7}\text{Li}$ .

## 2. РЕАКЦИИ ПОЛНОГО И НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИОНОВ ${}^6\text{Li}$ С ЯДРАМИ $\text{Bi}$ и $\text{Pb}$

В этом разделе представлены экспериментальные результаты, полученные на ускорителе У-400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ с использованием пучка ионов  ${}^6\text{Li}$  с энергией  $(55 \pm 0,6)$  МэВ. Для получения пучка с высоким энергетическим разрешением в работе использовался метод его монохроматизации с помощью магнитного анализатора [11]. С целью уменьшения начальной энергии пучка в реакционной камере перед магнитным анализатором располагался поглотитель из полиэтилена, который снижал среднее значение энергии до необходимой величины. Энергия и пространственное распределение пучка ионов  ${}^6\text{Li}$ , падающего на мишени, расположенные в фокальной плоскости магнитного анализатора, определялись размерами мишени (18 мм), энергия составляла  $(42,5 \pm 0,25)$  МэВ. При этой энергии частиц  ${}^6\text{Li}$  были облучены сборки мишеней из платиновых и висмутовых фольг. Для получения разных значений энергий  ${}^6\text{Li}$  между мишенями располагались Al-поглотители. В такой постановке эксперимента удавалось уменьшить значение энергии пучка и минимизировать его энергетический разброс. Интенсивность пучка, падающего на сборку мишеней, измерялась расположенными за ней сцинтилляционными детекторами. Более детальное описание экспериментальной методики приведено в работе [9].

Для регистрации продуктов реакций применялся активационный метод. Были измерены энергетические зависимости выходов продуктов различных каналов реакции. Использование алюминиевых поглотителей между мишенями в стопке давало возможность последовательно снижать энергию бомбардирующих ионов перед каждой мишенью в стопке. Такой метод позволил одновременно измерить значительную часть функции возбуждения для исследуемых каналов реакций в широком диапазоне энергий.

Образовавшиеся продукты реакций полного и неполного слияния ядер  ${}^{209}\text{Bi}$  и  ${}^6\text{Li}$  являются, в основном,  $\alpha$ -активными, продукты реакций с платиновыми мишенями —  $\gamma$ -активными. Толщины мишеней были подобраны оптимальными, с одной стороны, для увеличения выхода продуктов реакций с относительно низкими сечениями образования, а с другой — для обеспечения приемлемого энергетического разрешения при измерении наведенной активности.

**2.1. Реакция  ${}^6\text{Li}+\text{Bi}$ .** После облучения сборки из висмутовых мишеней пучком  ${}^6\text{Li}$  измерялась наведенная  $\alpha$ -радиоактивность. Детали методики

идентификации и определения выхода разных изотопов — продуктов реакции — подробно изложены в работе [9].

В результате взаимодействия  ${}^6\text{Li}$  с ядрами мишени  ${}^{209}\text{Bi}$  образовывались составные ядра  ${}^{215}\text{Rn}$ , девозбуждение которых путем испарения нейтронов приводило к различным изотопам Rn (в случае реакции полного слияния). В измеренных альфа-спектрах наблюдались также изотопы Po и At, являющиеся продуктами реакций захвата ядром-мишенью ( ${}^{209}\text{Bi}$ ) фрагментов  ${}^2\text{H}$  или  ${}^4\text{He}$ , образовавшихся при развале  ${}^6\text{Li}$  (реакции неполного слияния).

Идентификация массового числа ядер — испарительных остатков — осуществлялась по известной энергии  $\alpha$ -частиц и периоду полураспада. Некоторая трудность возникала при разделении каналов полного и неполного слияния, приводящих к образованию одного и того же ядра, например,  ${}^{211}\text{At}$ . Этот изотоп мог образоваться как в результате неполного слияния  ${}^4\text{He} + {}^{209}\text{Bi} \rightarrow {}^{213-2n}\text{At}$ , так и в результате электронной конверсии ядра  ${}^{211}\text{Rn}$ , образовавшегося в канале испарения четырех нейтронов из составного ядра  ${}^{215}\text{Rn}$ . В этом случае разделение каналов реакции осуществлялось путем сравнения экспериментальных и расчетных функций возбуждения реакций слияния [12].

На рис. 2 представлена область нуклидов, которые могли образоваться в процессе взаимодействия  ${}^6\text{Li}$  с  ${}^{209}\text{Bi}$ .

На рис. 3 приведен один из  $\alpha$ -спектров, полученных при облучении висмутовой мишени пучком  ${}^6\text{Li}$  с энергией 29 МэВ. Из рисунка видно, что разрешение спектрометра при относительно высоком телесном угле позволяло хорошо разделять продукты реакций.

${}^{209}\text{Rn}$ 28 m $\alpha$ (17 %) EC (83 %) $E_{\alpha}$ 6,04	${}^{210}\text{Rn}$ 2,4 h $\alpha$ (96 %) EC (4 %) $E_{\alpha}$ 6,0	${}^{211}\text{Rn}$ 14,6 h $\alpha$ (26 %) EC (74 %) $E_{\alpha}$ 5,8	${}^{212}\text{Rn}$ 24 m $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 6,3	${}^{213}\text{Rn}$ 28 ms $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 8,09	${}^{214}\text{Rn}$ 270 ns $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 9,0	${}^{215}\text{Rn}$ 2,3 $\mu\text{s}$ $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 8,67
${}^{208}\text{At}$ 1,6 h $\alpha$ (0,5 %) EC (99 %) $E_{\alpha}$ 5,6	${}^{209}\text{At}$ 5,4 h $\alpha$ (4 %) EC (96 %) $E_{\alpha}$ 5,7	${}^{210}\text{At}$ 8,1 h $\alpha$ (0,2 %) EC (99 %) $E_{\alpha}$ 5,63	${}^{211}\text{At}$ 7,2 h $\alpha$ (41 %) EC (58 %) $E_{\alpha}$ 5,87	${}^{212}\text{At}$ 0,3 s $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 7,6	${}^{213}\text{At}$ 125 ns $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 9,0	${}^{214}\text{At}$ 558 ns $\alpha$ (100 %) EC (4 %) $E_{\alpha}$ 8,8
${}^{207}\text{Po}$ 5,8 h EC (99 %)	${}^{208}\text{Po}$ 2,9 y $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 5,11	${}^{209}\text{Po}$ 102 y $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 4,9	${}^{210}\text{Po}$ 138 d $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 5,4	${}^{211}\text{Po}$ 0,5 s $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 7,6	${}^{212}\text{Po}$ 300 ns $\alpha$ (100 %) $E_{\alpha}$ 8,8	
${}^{209}\text{Bi}$						

Рис. 2. Характеристики нуклидов Bi–Rn, образующихся в реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$

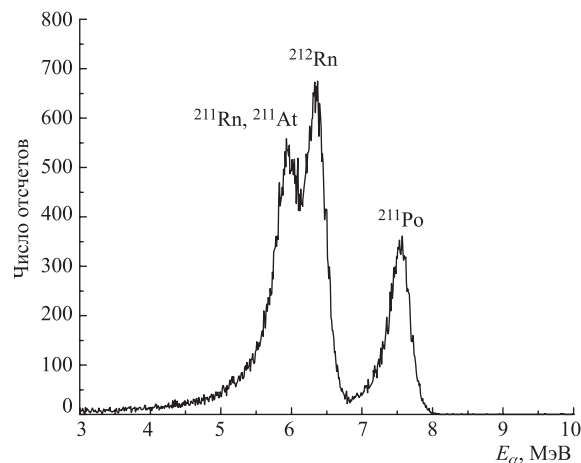
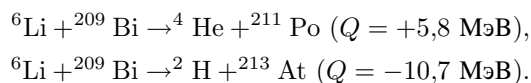


Рис. 3. Спектр  $\alpha$ -частиц, полученный при измерении наведенной активности в Вi-мишени, облученной пучком  ${}^6\text{Li}$  с энергией 29 МэВ. Спектр измерен в течение одного часа после получаса с момента окончания облучения

Для определения сечений конкретных каналов реакции по  $\alpha$ -распаду продуктов этих реакций учитывалась, помимо потока бомбардирующих частиц, эффективность регистрации используемых детекторов (она была не хуже 30%), число образовавшихся ядер с учетом вероятности  $\alpha$ -распада и электронной конверсии, а также задержка по времени до начала каждого измерения и время измерения наведенной активности в каждой мишени. Рассчитанные таким образом зависимости сечений от энергии для реакций полного слияния с последующим испарением нейтронов представлены на рис. 4.

Из рисунка видно, что во всей области энергий имеется хорошее согласие измеренных функций возбуждения с результатами, полученными в работе [3]. Как следует из результатов настоящей работы, в подбарьерной области энергий наблюдается относительно высокая вероятность реакции слияния. Следует отметить, что экспериментальные функции возбуждения испарительных реакций хорошо согласуются с расчетами по статистической модели (код ALICE-MP [12]).

В случае реакций неполного слияния происходит захват ядром-мишенью фрагментов ( ${}^4\text{He}$  или  ${}^2\text{H}$ ), образовавшихся в результате развала  ${}^6\text{Li}$ . Наиболее вероятным процессом, по-видимому, является захват образовавшихся дейтронов. Слияние дейтронов с ядрами мишени по сравнению с  $\alpha$ -частицами более предпочтительно с точки зрения значений  $Q$  этих реакций:



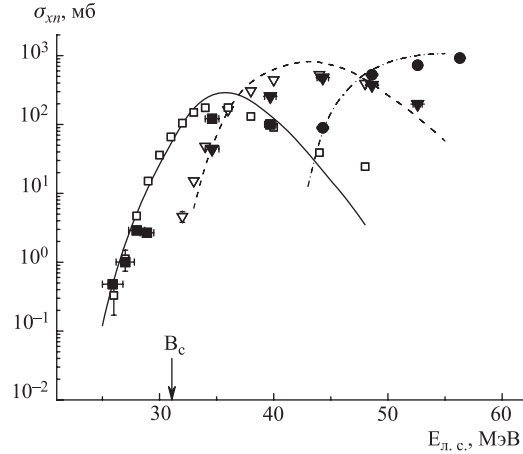


Рис. 4. Функции возбуждения реакций  $^{209}\text{Bi}(^6\text{Li}, xn)^{215-xn}\text{Rn}$  ( $3 \leq x \leq 5$ ). Символы на рисунке: квадраты, треугольники, кружки — экспериментальные данные для  $^{209}\text{Bi}(^6\text{Li}, xn)^{212}\text{Rn}$ ,  $^{209}\text{Bi}(^6\text{Li}, xn)^{211}\text{Rn}$  и  $^{209}\text{Bi}(^6\text{Li}, xn)^{210}\text{Rn}$  реакций соответственно. Сплошные символы — данные настоящей работы. Открытые квадраты и треугольники — данные [3] для  $3n$  и  $4n$  испарительных каналов соответственно. Кривые — расчет, выполненный по коду ALICE-MP [12].  $B_c$  — кулоновский барьер для реакции  $^6\text{Li}+^{209}\text{Bi}$

В процессе слияния дейтронов с ядрами висмута образуется составное ядро  $^{211}\text{Po}$ . После его девозбуждения за счет испарения нейтронов образуются более легкие изотопы Po. Как следует из рис.2, изотопы  $^{210}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Po}$  имеют сравнительно большой период полураспада и 100 %-ю вероятность  $\alpha$ -распада, поэтому могут быть зарегистрированы и идентифицированы в спектрах наведенной активности. На рис. 5 представлены измеренные в эксперименте функции возбуждения реакций с образованием изотопов  $^{210}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Po}$ . Как видно из рисунка, сечение образования этих изотопов достигает значения сотен миллибарн и плавно падает с энергией до значения 10 мб при энергии 25 МэВ. Сечение реакции полного слияния при этой энергии составляет величину всего 0,5 мб. Для сравнения на рис.6 приведены данные по реакции слияния дейтронов с  $^{209}\text{Bi}$  из работы [13]. Видно, что ход функций возбуждения и абсолютные сечения в обоих случаях (реакции неполного слияния  $^6\text{Li}$  с  $^{209}\text{Bi}$  и реакции полного слияния дейтронов с  $^{209}\text{Bi}$ ) совпадают.

В работе [14] был проведен анализ реакций  $^9\text{Be}+^{208}\text{Pb}$  и  $^{18}\text{O}+^{198}\text{Pt}$ , в которых образуются составные ядра радона те же, что и в случае реакций с  $^6\text{Li}$  на висмутовой мишени. Функции возбуждения в этом случае также хорошо описываются статистической моделью. Как показано в этой работе,



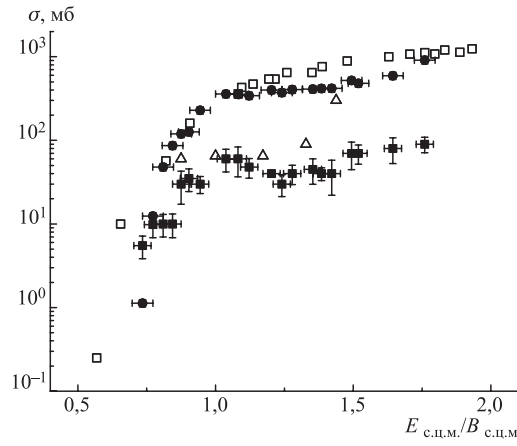


Рис. 5. Функции возбуждения образования изотопов  $^{208,210}\text{Po}$  в реакции  $^6\text{Li}+^{209}\text{Bi}$ . Символы на рисунке: сплошные кружки и квадраты — экспериментальные данные настоящей работы для образования изотопов  $^{208}\text{Po}$  и  $^{210}\text{Po}$  соответственно. Для сравнения представлены экспериментальные данные для образования изотопов  $^{208}\text{Po}$  (открытые квадраты) и  $^{210}\text{Po}$  (открытые треугольники) в  $d+^{209}\text{Bi}$ , взятые из работ [13] и [3] соответственно

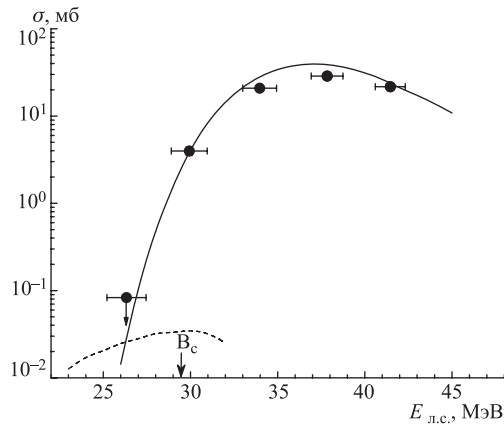


Рис. 6. Функция возбуждения образования изотопа  $^{200}\text{Tl}$  в реакции  $^6\text{Li}+\text{Pt}$ . Символы — экспериментальные данные, полученные в настоящей работе. Сплошная и штриховая кривые — расчет с использованием кода ALICE-MP [12] для реакций  $^{198}\text{Pt}(^6\text{Li}, 4n)^{200}\text{Tl}$  и  $^{196}\text{Pt}(^6\text{Li}, 2n)^{200}\text{Tl}$  соответственно

вклад процессов, связанных с передачей частиц ядру-мишени, приводящей к образованию изотопов Po и At, пренебрежимо мал ( $< 2\%$  от сечения полного слияния). Это позволяет сделать два важных вывода: во-первых, образование изотопов Po и At не происходит через канал полного слияния в реакциях с ионами  ${}^6\text{Li}$ ; во-вторых, в реакциях с ионами лития имеется большой вклад от реакций неполного слияния.

Ненаблюдение в наших экспериментах изотопа  ${}^{210}\text{Bi}$ , соответствующего передаче одного нейтрона ядру мишени  ${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{Li},\text{X}){}^{210}\text{Bi}$ , показывает, что вероятность такого процесса значительно меньше ( $\sigma \leq 10$  мб), чем вероятность передачи нейтрона в реакции с пучком  ${}^6\text{He}$  [9, 13]. Это можно объяснить нейтронным избытком и положительной величиной  $Q$ -реакции в случае  ${}^6\text{He}$ . Таким образом, основным каналом, приводящим к образованию изотопов Po в реакции  ${}^{209}\text{Bi}+{}^6\text{Li}$ , является канал развала ионов  ${}^6\text{Li}$  с последующим поглощением дейтрона ядрами мишени (неполное слияние). Причем поглощение дейтрона является более вероятным, чем поглощение  ${}^4\text{He}$ , что объясняется большими значениями  $Q$ -реакций. Следует отметить также, что максимум сечения этого процесса лежит при энергии, близкой к кулоновскому барьеру.

**2.2. Реакция  ${}^6\text{Li}+\text{Pt}$ .** Процедура измерения функций возбуждения для реакции  ${}^6\text{Li}+\text{Pt}$  была такой же, как и в описанном в предыдущем разделе случае. После облучения мишенныхборок из Pt-фольг проводились измерения наведенной  $\gamma$ -активности в каждой мишени. Для измерений использовались HPGe-детекторы с энергетическим разрешением  $\sim 1,2$  кэВ и эффективностью регистрации 5 % для линии  ${}^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 662$  кэВ).

В экспериментах использовались мишени из неразделенной по изотопам платины. Основной вклад в реакции осуществляли изотопы  ${}^{194}\text{Pt}$  (33 %),  ${}^{195}\text{Pt}$  (33,8 %),  ${}^{196}\text{Pt}$  (25,3 %),  ${}^{198}\text{Pt}$  (7,2 %). Поэтому при расчете различных каналов реакций в некоторых случаях учитывался вклад различных изотопов Pt в мишенях из естественной платины.

На основе измеренных выходов изотопов Tl, образовавшихся после испарения из составных ядер Tl от трех до пяти нейтронов (с учетом интенсивности пучка  ${}^6\text{Li}$ , эффективности  $\gamma$ -детекторов, абсолютной интенсивности  $\gamma$ -линий и толщины мишеней), были определены сечения образования различных изотопов Tl (от  ${}^{196}\text{Tl}$  до  ${}^{200}\text{Tl}$ ) — продуктов реакций слияния с последующим испарением нейтронов. Таким же образом определялось сечение образования изотопов Au ( ${}^{194}\text{Au}$ ,  ${}^{196}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{199}\text{Au}$ ) — продуктов реакций передачи дейтронов.

В образование некоторых изотопов Pt и Au основной вклад вносили реакции с  ${}^{198}\text{Pt}$ , вклад других реакций на более легких изотопах был незначителен, и его можно было не учитывать при расчете сечений. К таким продуктам реакций относится образование  ${}^{200}\text{Tl}$  в реакции полного слияния  ${}^{198}\text{Pt}({}^6\text{Li},4n){}^{200}\text{Tl}$ , а также образование изотопов  ${}^{199}\text{Au}$  и  ${}^{198}\text{Au}$  при передаче дейтрона ядрам  ${}^{198}\text{Pt}$ .

На рис. 6 представлена функция возбуждения  $^{200}\text{Tl}$ , образовавшегося в реакции  $^{198}\text{Pt}(^6\text{Li}, 4n)^{200}\text{Tl}$  после испарения из составного ядра  $^{204}\text{Tl}$  четырех нейтронов. На этом же рисунке представлены результаты расчетов, полученные с использованием кода ALICE-MP [12]. Из рисунка видно, что расчеты хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Этот факт свидетельствует о возможности использования этого кода для описания выходов продуктов реакций, а также дополнительно подтверждает правильность использованного в экспериментах метода мониторинга пучка (его энергии, а также потока частиц, прошедшего через мишени).

На рис. 7 приведены зависимости сечений образования ядер золота  $^{199}\text{Au}$  — продукта реакций передачи, образовавшегося при взаимодействии  $^6\text{Li}$  с ядрами  $^{198}\text{Pt}$ , от энергии. Видно, что максимум выхода изотопов  $^{199}\text{Au}$ , образовавшихся в основном в результате реакции передачи дейтрона ядру-мишени, находится при значении энергии, соответствующем кулоновскому барьеру.

Необходимо отметить, что в экспериментах не наблюдалось продуктов ядерных реакций, образующихся в результате передачи ядру мишени одного нейтрона ( $^{193}\text{Pt}$ ,  $^{195}\text{Pt}$  и  $^{197}\text{Pt}$ ). Верхняя граница сечений образования этих изотопов составила значение  $\sim 5$  мб. Это, по-видимому, обусловлено относительно низкой вероятностью захвата ядром мишени нейтронов из  $^6\text{Li}$ .

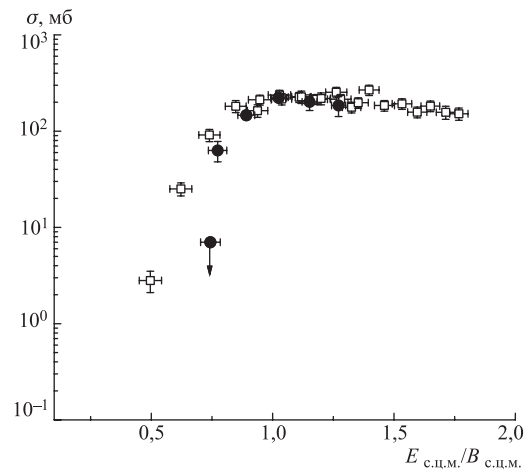


Рис. 7. Функции возбуждения для реакции слияния  $^{197}\text{Au}(^6\text{He}, xn)^{203-xn}\text{Tl}$  ( $2 \leq x \leq 7$ ). Кривые — результаты расчетов по коду ALICE-MP [12] с использованием следующих параметров для потенциала взаимодействия:  $r_0 = 1,29$  фм,  $V = -67$  МэВ и  $d = 0,4$  фм.  $B_c$  — кулоновский барьер для реакции  $^6\text{He} + ^{197}\text{Au}$

Сравнение  $Q$ -реакций с ядрами  ${}^6\text{Li}$  и  $Q$ -реакций с дейтронами для всех изотопов Pt показывает, что в случае дейтронов они имеют более высокие положительные значения. Реакции типа  $(p, n)$  характеризуются отрицательными значениями  $Q$  ( $\leq -1$  МэВ). Поэтому можно утверждать, что прямые реакции с захватом дейтрона из  ${}^6\text{Li}$  и последующим испарением нейтронов в зависимости от энергии возбуждения образовавшегося ядра должны иметь большее сечение по сравнению с реакциями захвата протона из  ${}^6\text{Li}$  и испарением одного нейтрона. Измеренные нами сечения реакций  ${}^6\text{Li}+\text{Pt}$  с передачей дейтрона имеют значения, близкие к значениям сечений реакции  $d+\text{Pt}$  [15]. Сравнимые значения сечений образования  ${}^{199}\text{Au}$  в реакциях с ядрами  ${}^6\text{Li}$  и дейтронами (рис. 7) указывают на то, что, так же как в реакциях с дейтронами, по-видимому, при бомбардировке Pt ядрами  ${}^6\text{Li}$  происходит поляризация ядер лития [16], и в этом случае может протекать реакция так называемого неупругого последовательного развала  ${}^6\text{Li}$  с последующим захватом дейтрона [17]. При энергии вблизи кулоновского барьера слияние с другим продуктом кластеризации  ${}^6\text{Li}$  ( $\alpha$ -частица) менее вероятно, что объясняется разными значениями  $Q$ -реакции. Между тем неупругий развал на кулоновском барьере реакции с захватом дейтрона из  ${}^6\text{Li}$  ядром-мишенью имеет меньшие значения сечений, чем в случае реакции передачи нейтронов из  ${}^6\text{He}$  ядру-мишени [9]. Развал  ${}^6\text{Li}$  может происходить при значительно больших энергиях возбуждения, чем в реакциях с  ${}^6\text{He}$  [18]. В работе [19] обсуждается также механизм срыва дейтрона с  ${}^6\text{Li}$  (stripping breakup) при энергиях вблизи кулоновского барьера, когда  ${}^6\text{Li}$ , двигаясь по кулоновской траектории, возбуждается и слабосвязанный дейтрон захватывается ядром-мишенью. При более высокой энергии  ${}^6\text{Li}$  включается процесс полного захвата ядра-снаряда (слияние).

Анализ функций возбуждения для реакций передачи подтверждает вывод, что основным механизмом таких реакций является захват ядром мишени дейтрона из  ${}^6\text{Li}$ . В результате возбуждения ядра-снаряда в поле ядра-мишени и его поляризации упрощается механизм захвата дейтрона, для которого барьер меньше, чем для  $\alpha$ -частиц. Следует отметить, что процесс неупругого развала с наибольшей вероятностью происходит вблизи кулоновского барьера реакции, когда электрическое поле ядра достаточно велико, а ядерное поле еще слабо.

### 3. РЕАКЦИИ ПОЛНОГО И НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ИОНОВ ${}^6\text{He}$ С ЯДРАМИ $\text{Pb}$ И $\text{Au}$

Особый интерес представляют исследования взаимодействия ядер с нейтронным гало. Нами исследовались реакции на пучке  ${}^6\text{He}$  с образованием составных ядер и их последующим распадом по каналам испарения нейтронов или деления, а также реакции передачи нейтронов ядру-мишени. Как уже

отмечалось выше, для  ${}^6\text{He}$  возможно увеличение вероятности проникновения (туннелирования) через потенциальный барьер вследствие более протяженного распределения в нем нейтронной плотности по сравнению с обычными атомными ядрами. Протяженное распределение ядерной материи характерно для нейтронно-избыточных легких ядер, у которых наличие валентных нейтронов может приводить к образованию нейтронного гало. К ядрам с такой структурой относятся  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{11}\text{Li}$ . С другой стороны, такие ядра являются слабосвязанными, что приводит к увеличению вероятностей их развала, который может сопровождаться последующим слиянием ядра-остатка («кора») с ядром-мишенью или реакциями передачи нуклонов без дальнейшего взаимодействия ядер. Такое многообразие процессов в принципе затрудняет анализ экспериментальных данных и вызывает необходимость учета всех каналов реакции. Между тем после нашей первой экспериментальной работы по изучению реакции слияния-деления с ядрами  ${}^6\text{He}$  [4] был проведен ряд экспериментов, в которых были сделаны попытки определить вероятность слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$  при энергиях вблизи кулоновского барьера. В последней статье по этой проблеме [9] авторы утверждают, что они не наблюдают усиления сечения реакции слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$ . Имеется еще несколько работ по изучению реакций слияния с ядрами  ${}^6\text{He}$  [7, 8]. Однако полученные в этих работах данные требуют большей статистической надежности и проведения более информативных экспериментов с выделением всех каналов реакции. Наличие таких противоречивых данных свидетельствует о трудностях постановки подобных экспериментов, в первую очередь, из-за слабой интенсивности пучков радиоактивных ядер, что не позволяет получать статистически надежные результаты, особенно в области околорбарьерных энергий. Во-вторых, для исследования функций возбуждения в широком диапазоне энергий (5–70 МэВ) приходится снижать энергию пучка, используя поглотители, что существенно увеличивает его энергетический разброс. Наконец, при относительно низкой интенсивности пучка частиц необходимо использовать детекторные системы с высокой эффективностью регистрации. Все это было учтено нами при подготовке экспериментов на ускорительном комплексе радиоактивных пучков DRIBs [20] в ЛЯР ОИЯИ в начале 2008 г., на котором была получена рекордная интенсивность пучков  ${}^6\text{He}$   $5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  в широком диапазоне энергий (5–60 МэВ) с энергетическим разрешением не хуже 1 %.

Оптимизация режима ускорения и транспортировки пучка к физической установке позволила без дополнительной коллимации получить пучок  ${}^6\text{He}^{+2}$  размером  $7 \times 8 \text{ мм}$  непосредственно перед физической установкой с энергией  $E = 60,3 \text{ МэВ}$ , разрешением по энергии  $\Delta E = \pm 0,4 \text{ МэВ}$  и интенсивностью  $5 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$  при токе первичного пучка  ${}^7\text{Li}$  приблизительно 3 мкА.

На пучке  ${}^6\text{He}$  мы провели цикл экспериментов по изучению взаимодействия  ${}^6\text{He}$  с другими атомными ядрами. В настоящей работе представлены полученные данные по измерению функций возбуждения реакций слияния и

реакций передачи нейтронов. Измерение выходов продуктов реакций слияния с последующим испарением из составного ядра  $x$ -нейтронов и реакций передачи нуклонов проводилось с использованием активационной методики. Метод определения сечений реакций в зависимости от энергии пучка  ${}^6\text{He}$  описан в предыдущем разделе. В экспериментах использовались мишени  ${}^{206}\text{Pb}$  (для измерения функций возбуждения реакции слияния с испарением из составного ядра двух нейтронов  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$ ) и  ${}^{197}\text{Au}$  (для измерения функций возбуждения реакций слияния с испарением из составного ядра от двух до семи нейтронов  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}\rightarrow{}^{203-xn}\text{Tl}$  и реакций передачи  $x$ -нейтронов  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}\rightarrow{}^{197\pm xn}\text{Au}$ ).

**3.1. Реакции полного слияния  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$  и  ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, xn){}^{201-xn}\text{Tl}$  ( $x = 2 - 7$ ).** На основе измеренных выходов изотопов, образовавшихся после испарения из составного ядра  ${}^{203}\text{Tl}$  от двух до семи нейтронов, с учетом интенсивности пучка  ${}^6\text{He}$  и толщины мишеней определялись сечения образования этих изотопов и их зависимость от энергии бомбардирующих частиц (функция возбуждения). Такая же процедура была использована и для построения функции возбуждения  ${}^{210}\text{Po}$ , образующегося в реакции  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$ .

На рис. 8 представлены экспериментальные результаты по измерению функций возбуждения каналов реакций  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}\rightarrow{}^{203-xn}\text{Tl}$  с испусканием нейтронов из составного ядра. Анализ полученных данных проводился с ис-

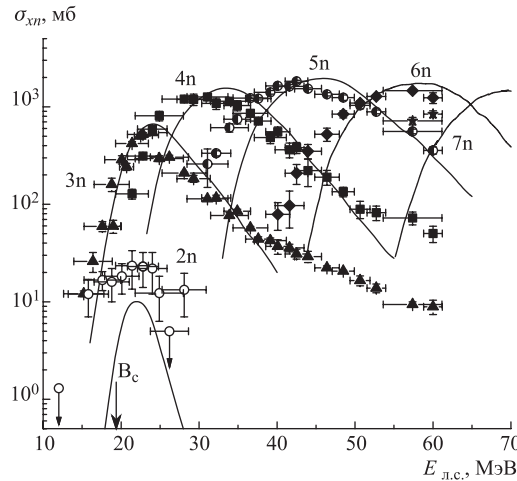


Рис. 8. Функции возбуждения для реакции слияния  ${}^{197}\text{Au}({}^6\text{He}, xn){}^{203-xn}\text{Tl}$  ( $2 \leq x \leq 7$ ). Кривые — результаты расчетов по коду ALICE-MP [12] с использованием следующих параметров для потенциала взаимодействия:  $r_0 = 1,29$  фм,  $V = -67$  МэВ и  $d = 0,4$  фм.  $B_c$  — кулоновский барьер для реакции  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$

пользованием кода ALICE-MP [12]. Значения параметров расчетов были взяты из анализа экспериментальных данных по сечениям испарительных реакций, вызываемых тяжелыми ионами в области средних и тяжелых ядер. Результаты расчетов приведены на рисунке сплошными кривыми. Из рисунка видно, что экспериментальные данные по сечениям реакций удовлетворительно согласуются с теоретическими кривыми в области максимумов функций возбуждения  $xn$ -каналов. Сечения и функция возбуждения реакции с испусканием двух нейтронов, в которой образуется ядро  $^{201}\text{Tl}$ , не согласуются с предсказанием статистических расчетов. Расчетные значения оказались заметно меньше экспериментальных результатов. Это может быть связано с тем, что реакция полного поглощения ядра  $^6\text{He}$  ядром  $^{197}\text{Au}$  имеет значение  $Q$ -реакции, равное  $+12,2$  МэВ, что делает реакцию с испарением двух нейтронов глубокоподбарьерной.

Аналогичная ситуация возникает и для реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (рис. 9). Правда, в этом случае значение  $Q$ -реакции равно  $+4,2$  МэВ, что должно приводить к несколько большим значениям сечения. Для этой реакции также наблюдается существенное отличие экспериментальных и расчетных данных. Сечение реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  в максимуме функции возбуждения в соответствии с расчетами по статистической модели (см. пунктирную кривую) должно быть мало вследствие существенного подавле-

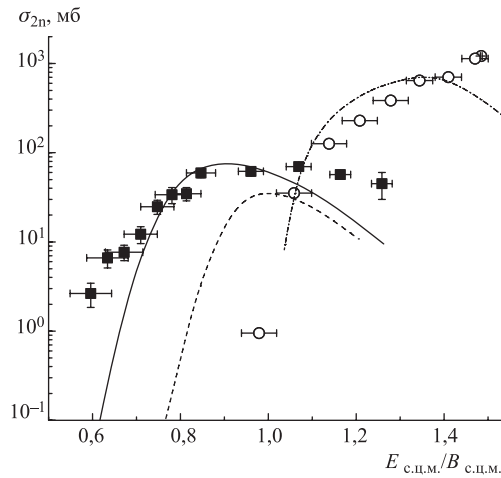


Рис. 9. Функции возбуждения для образования  $2n$ -испарительных остатков в реакциях  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (сплошные квадраты) и  $^{208}\text{Pb}(^4\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (открытые квадраты). Пунктирные кривые соответствуют расчетам по статистической модели для реакций  $^{206,208}\text{Pb}(^{6,4}\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (код ALICE-MP [12]). Сплошная кривая — расчет по модели последовательного слияния [5] для реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$

ния этого канала реакции при энергиях ниже кулоновского барьера. Однако из представленных на этом рисунке экспериментальных данных видно, что даже при энергии частиц  ${}^6\text{He}$  на 7 МэВ ниже кулоновского барьера реакции  ${}^{206}\text{Pb}+{}^6\text{He}$  ( $B_c \approx 21$  МэВ) сечение образования  ${}^{210}\text{Po}$  — продукта после испарения из составного ядра двух нейтронов — составляет заметное значение  $\sim 10$  мб. Таким образом, из наблюдения реакций с испарением двух нейтронов в подбарьерной области, а также вида функций возбуждения этих реакций мы можем сделать вывод о существенном увеличении сечений реакций слияния ядер  ${}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{206}\text{Pb}$  с ядрами  ${}^6\text{He}$  вблизи барьеров.

На рис. 9 представлены также результаты расчетов вероятности слияния по двухступенчатой модели слияния [5]. В этой модели предполагается, что происходит последовательная передача нейтронов из ядра  ${}^6\text{He}$  ядру мишени. При этом энергия возбуждения ядерной системы возрастает на величину  $E_{cm}+Q_{gg}$ , что существенно превышает энергию кулоновского барьера и приводит к проникновению на последнем этапе  $\alpha$ -частицы через барьер.

Как видно из рис. 9, хорошее согласие экспериментальных функций возбуждения с расчетными [5] (сплошная линия) для реакции  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$  свидетельствует о том, что процесс последовательной передачи нейтронов для слабосвязанных ядер, по-видимому, является основным фактором, влияющим на вероятность слияния  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{206}\text{Pb}$  и увеличивающим сечение реакции в глубокоподбарьерной области. Обращают на себя внимание несколько большие экспериментальные значения сечения в области минимальных измеренных энергий по сравнению с расчетными значениями (сплошная кривая на рис. 9). Объяснить это расхождение можно усреднением расчетной кривой за счет величины размытия по энергии пучка.

В поддержку механизма двухступенчатой модели слияния говорит и тот факт, что, как будет показано ниже, наблюдается высокое значение сечения реакции передачи нейтронов ядру мишени из  ${}^6\text{He}$  ( $\sigma \sim 1$  б) при энергиях вблизи кулоновского барьера. Более того, на кулоновском барьере наблюдается максимум функции возбуждения для реакции передачи нейтронов. Такие особенности взаимодействия, проявляющиеся в усилении сечения реакций передачи кластеров, а также реакций полного слияния характерны для многих слабосвязанных кластерных ядер [6].

На рис. 9 для сравнения представлена функция возбуждения для реакции  ${}^{208}\text{Pb}({}^4\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$ , в которой образовывалось то же составное ядро  ${}^{210}\text{Po}$ , что и в случае с пучком  ${}^6\text{He}$ . Измерения проводились нами на циклотроне Ювяскюльского университета (Финляндия) с помощью описанной выше активационной методики. Из сравнения сечений для двух реакций  ${}^{206}\text{Pb}({}^6\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$  и  ${}^{208}\text{Pb}({}^4\text{He}, 2n){}^{210}\text{Po}$  можно сделать вывод о значительном влиянии входного канала реакции на процесс слияния. В случае реакции со слабосвязанным ядром  ${}^6\text{He}$  слияние с относительно высокой вероятностью может протекать в глубокоподбарьерной области энергий.



Ранее в реакции  $^{209}\text{Bi}+^6\text{He}$  [8] была измерена функция возбуждения слияния с испарением трех нейтронов. Сравнение результатов этой работы с расчетами по статистической модели образования составного ядра и его распада также подтверждает эффект усиления подбарьерного слияния с ядрами  $^6\text{He}$ .

На рис. 10 представлена зависимость приведенных к радиусу взаимодействия ( $\sigma_{\text{fus}}/(r_0(A_t^{1/3} + A_p^{1/3})^2)$ ) значений сечений полного слияния для реакции  $^6\text{He}+^{206}\text{Pb}$ , полученных в настоящей работе, от энергии над кулоновским барьером  $E_{\text{с.п.м.}}/B_{\text{с.п.м.}}$ . Здесь же представлены такие же зависимости, полученные для реакций  $^6\text{He}+^{209}\text{Bi}$  [8],  $^4\text{He}+^{208}\text{Pb}$  [21] и  $^6\text{Li}+^{209}\text{Bi}$  [16].

Сравнение этих реакций в таком представлении показывает сильное отличие функции возбуждения реакции полного слияния с ядрами  $^6\text{He}$  от функций возбуждения с ядрами  $^4\text{He}$  и  $^6\text{Li}$ . Обращает на себя внимание хорошее согласие наших данных с данными для реакции  $^6\text{He}+^{209}\text{Bi}$ , полученными для больших значений энергий [8]. Приведенные значения полного сечения слияния позволяют учесть разницу в геометрических размерах взаимодействующих ядер и в значениях барьеров взаимодействия. Как видно из рисунка, в случае реакций с пучком ионов  $^6\text{He}$  ( $^6\text{He}+^{206}\text{Pb}$  и  $^6\text{He}+^{209}\text{Bi}$  [8]) значения приведенного сечения в глубокоподбарьерной области энергий на несколько порядков больше, чем в случае реакции  $^4\text{He}+^{208}\text{Pb}$  и  $^6\text{Li}+^{209}\text{Bi}$ .

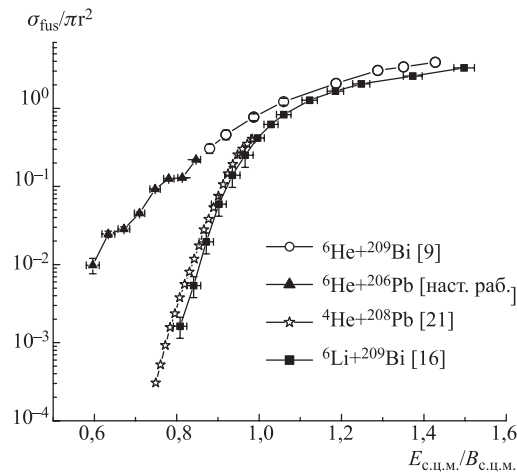


Рис. 10. Зависимость значений сечений полного слияния, приведенных к радиусу взаимодействия ( $\sigma_{\text{fus}}/(r_0(A_t^{1/3} + A_p^{1/3})^2)$ ), для реакций  $^6\text{He}+^{206}\text{Pb}$  (треугольники — данные настоящей работы),  $^4\text{He}+^{208}\text{Pb}$  (звездочки — данные из работы [21]),  $^6\text{He}+^{209}\text{Bi}$  (кружки — данные из работы [8]) и  $^6\text{Li}+^{209}\text{Bi}$  (квадраты — данные из работы [16]) от энергии над кулоновским барьером

В работах [1,2] сделана попытка описания сечений слияния в подбарьерной области энергий с помощью модели связанных каналов. В этом описании учет «спаривания коллективных степеней свободы» для слабосвязанных ядер приводит к изменению сечения полного слияния и, в частности, может привести к увеличению сечения реакции взаимодействия, особенно в подбарьерной области энергий [19]. Однако для количественного описания полученных особенностей реакций со слабосвязанными ядрами, в том числе с ядрами с нейтронным гало, требуются дальнейшие теоретические исследования с использованием различных теоретических подходов.

**3.2. Реакции передачи нейтронов  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}\rightarrow{}^{196,198}\text{Au}$ .** Интересный результат был получен для функций возбуждения реакций передачи нейтронов ядру мишени из  ${}^6\text{He}$ . На рис. 11 представлены измеренные нами функции возбуждения реакций с образованием изотопов золота  ${}^{196}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Au}$  в основном состоянии при взаимодействии  ${}^6\text{He}$  с ядрами  ${}^{197}\text{Au}$ . Из полученных данных следует, что вблизи барьера наблюдается высокая вероятность образования ядер  ${}^{198}\text{Au}$  ( $\sigma \sim 1$  б). Видно также, что со значительным сечением образование этого изотопа ( ${}^{198}\text{Au}$ ) происходит и при энергиях гораздо ниже кулоновского барьера, достигая порога реакции. Следует также заметить, что в этих экспериментах наблюдался относительно низкий выход изотопа  ${}^{199}\text{Au}$ , что может указывать на малое заселение основного состояния этого ядра при передаче двух нейтронов.

Как видно из рис. 11, сечение реакции передачи одного нейтрона ядру-мишени имеет максимум на барьере, затем наблюдается экспоненциальный спад. Сечение реакции отрыва нейтрона от ядра мишени плавно спадает до кулоновского барьера, а потом при сечении 10 мб наступает некоторое на-

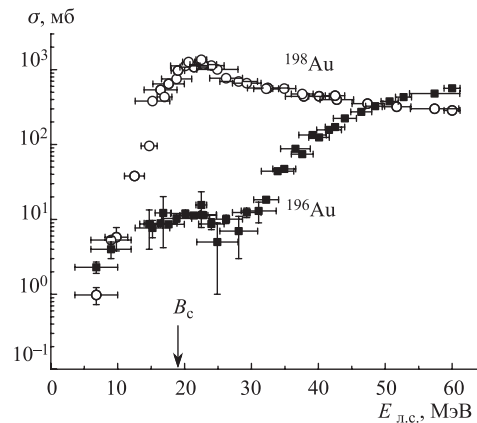


Рис. 11. Функции возбуждения образования изотопов  ${}^{196}\text{Au}$  и  ${}^{198}\text{Au}$  в реакции  ${}^{197}\text{Au}+{}^6\text{He}$ .  $B_c$  — кулоновский барьер для реакции  ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$

сущение значения сечений и постепенное их уменьшение. Это может объясняться несколькими механизмами образования  $^{196}\text{Au}$  (реакция передачи —  $1n$ -канал). При энергиях выше кулоновского барьера в основном происходит выбивание нейтрона из мишени. При энергиях вблизи кулоновского барьера основной вклад в образование  $^{196}\text{Au}$  дает реакция испарения двух нейтронов из  $^{198}\text{Au}$ , а также реакция испарения одного нейтрона из  $^{197}\text{Au}$ . Большое значение сечения передачи одного нейтрона и его плавное спадание в область низких энергий (до 7 МэВ) может свидетельствовать о наличии квазисвободных нейтронов в ядре  $^6\text{He}$ .

Аналогичный пример хорошо известен для  $dp$ -реакций, где в глубоко-подбарьерной области энергий наблюдается существенное увеличение сечения (т. н. резонанс Оппенгеймера–Филипса [22]), связанный с поляризацией слабосвязанного дейтрона. В нашем случае этот эффект может проявляться гораздо сильнее из-за меньшей энергии связи ядра  $^6\text{He}$  по сравнению с дейтроном и большими кулоновскими силами расталкивания  $\alpha$ -частицы в  $^6\text{He}$  по сравнению с протоном в дейтроне. Высокая вероятность образования продуктов реакций, в результате передачи нейтронов ядру мишени вблизи барьера может объяснить наблюдавшийся ранее в работе [7] эффект повышенной вероятности подбарьерного деления в реакции  $^{238}\text{U} + ^6\text{He}$ .

На рис. 12 представлены функции возбуждения для сечений разных каналов реакций (слияние и передача) для  $^6\text{He}$  в зависимости от разности энергии налетающих частиц и кулоновского барьера в системе центра масс, полученные в настоящей работе. Здесь же для сравнения дана функция возбужде-

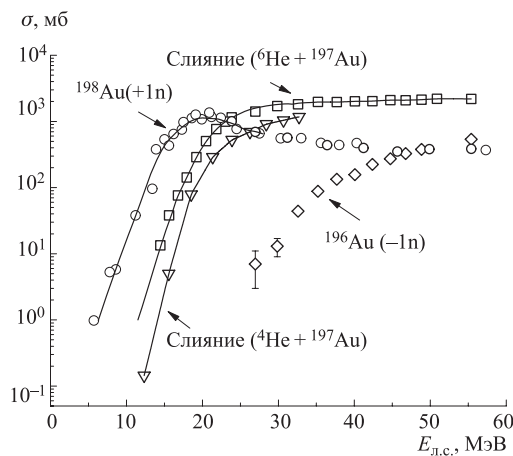


Рис. 12. Функции возбуждения для полных сечений реакций слияния и реакции передачи при взаимодействии  $^6\text{He}$  и  $^4\text{He}$  с  $^{197}\text{Au}$  в зависимости от разности энергии и барьера в системе центра масс

ния реакции слияния ядер  $^{197}\text{Au}$  с  $^4\text{He}$ . Видно увеличение сечения слияния  $^{197}\text{Au}+^6\text{He}$  в подбарьерной области энергий  $^6\text{He}$  по сравнению с  $^4\text{He}$ , а также значительное усиление сечения реакции передачи одного нейтрона.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Из измеренных нами функций возбуждения реакций полного слияния с последующим испарением нейтронов и реакций передачи одного нейтрона под действием ядер  $^6\text{He}$  с энергией вблизи кулоновского барьера можно сделать следующие выводы.

В измеренной функции возбуждения реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  наблюдается значительное увеличение канала слияния в подбарьерной области энергий по сравнению со статистической моделью и с функцией возбуждения реакции  $^{208}\text{Pb}(^4\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ , в которой образовывалось то же составное ядро ( $^{212}\text{Po}$ ). Это свидетельствует о необычном механизме реакций слияния со слабо связанными ядрами. На наш взгляд, такие особенности взаимодействия, проявляющиеся в усилении сечения реакций передачи кластеров, а также реакций полного слияния, характерны для многих слабо связанных кластерных ядер.

С относительно высоким сечением протекает реакция передачи одного нейтрона от  $^6\text{He}$  к ядру  $^{197}\text{Au}$  при глубокоподбарьерной энергии ( $E_{\text{cm}} - B_{\text{cm}} \leq 10$  МэВ), что может свидетельствовать о наличии квазисвободных нейтронов в ядре  $^6\text{He}$ .

Анализ функций возбуждения для реакций передачи на пучках  $^6\text{Li}$  подтверждает вывод о том, что основным механизмом таких реакций при энергиях вблизи кулоновского барьера является захват ядром-мишенью дейтрона из  $^6\text{Li}$ . Это может объясняться тем, что в результате возбуждения ядра-снаряда в поле ядра-мишени и его поляризации увеличивается вероятность захвата дейтрона.

Полученные результаты являются чрезвычайно важными для решения астрофизических проблем, в частности понимания механизма образования легких элементов во Вселенной. При нуклеосинтезе большое сечение взаимодействия кластерных слабо связанных ядер ( $^6\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$ ) может изменить цепочки  $\beta$ -распадов, приводящих к образованию различных элементов [23]. Например, в свете полученных нами результатов могут оказаться наиболее вероятными для синтеза легких стабильных ядер следующие каналы реакций:  $^1\text{H}(^6\text{He}, n)^6\text{Li}$ ,  $^{12}\text{C}(^6\text{He}, 2n)^{16}\text{O}$ ,  $^1\text{H}(^9\text{Li}, n)^9\text{Be}$ ,  $^3\text{He}(^9\text{Li}, 2n)^{10}\text{B}$  и др.

С целью дальнейшего исследования особенностей взаимодействия  $^6\text{He}$ , а также других слабо связанных кластерных ядер ( $^6\text{Li}$ ,  $^9\text{Li}$ ,  $^7\text{Be}$  и др.) мы предполагаем измерить полные сечения реакций и сечения реакций передачи

кластеров в подбарьерной области энергий. Это, по-видимому, даст возможность более глубокого понимания механизма взаимодействия таких ядер при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Настоящая работа была выполнена при поддержке гранта РФФИ № 04-02-17372, а также грантов полномочных представителей Чешской Республики, Республики Польша и Республики Болгария в ОИЯИ.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Canto L. F. et al.* // Phys. Rep. 2006. V. 424. P. 1.
2. *Keely N. et al.* // Progress in Part. and Nucl. Phys. 2007. V. 59. P. 579.
3. *Dasgupta M. et al.* // Phys. Rev. C. 2002. V. 66. P. 041602R.
4. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Particles and Nuclei, Letters. 2006. V. 3. P. 38.
5. *Zagrebaev V. I.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061601(R).
6. *Beck Ch. et al.* Preprint No. 07-008, IPHC. Strasbourg, 2007.
7. *Raabe R. et al.* Nature. 2004. V. 431. P. 823.
8. *Kolata J. J. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 81. P. 4580.
9. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 31. P. 185.
10. *Калпакчиева Р. и др.* // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 649.
11. *Skobelev N. K. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2005. V. 227. P. 471.
12. *Музыка Ю. А., Пустыльник Б. И.* // ЯФ. 1987. Т. 45. С. 90.
13. *Ramler W. J. et al.* // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 154.
14. *Dasgupta M. et al.* // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 024606.
15. *Ditrói F. et al.* // Nucl. Instr. Meth. B. 2006. V. 243. P. 20.
16. *Sakuragi Y.* // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 2161.
17. *Baur G. et al.* // Phys. Rep. 1984. V. 111. P. 333.
18. *Shrivastava A. et al.* // Phys. Lett. B. 2006. V. 633. P. 463.
19. *Signorini C. et al.* // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 044607.
20. *Oganessian Yu. Ts., Gulbekian G. G.* // Proceedings of the International Conference «Nuclear Shells — 50 Years», Dubna, 1999. Ed. by Yu. Ts. Oganessian and R. Kalpakchieva (World Sci., Singapore, 2000). P. 61.
21. *Barnett A. R., Lilley J. S.* // Phys. Rev. C. 1974. V. 9. P. 2010.
22. *Oppenheimer J. R., Phillips M.* // Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 500.
23. *Bartlett A. et al.* // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 015802.

Получено 27 октября 2008 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 1.12.2008.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,37. Уч.-изд. л. 1,68. Тираж 290 экз. Заказ № 56421.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)