

## ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЕАКЦИЙ ПОЛНОГО И НЕПОЛНОГО СЛИЯНИЯ ${}^6\text{Li}$ С ЯДРАМИ Pt

*Н. К. Скобелев<sup>а</sup>, Н. А. Демехина<sup>а</sup>, Р. Калпакчиева<sup>а</sup>, А. А. Кулько<sup>а</sup>,  
С. М. Лукьянов<sup>а</sup>, Ю. А. Музыка<sup>а</sup>, Ю. Э. Пенюонжкевич<sup>а</sup>,  
Т. В. Чувильская<sup>б</sup>*

<sup>а</sup> Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>б</sup> НИИЯФ им. Д. В. Скобелыцына МГУ, Москва

Приводятся результаты экспериментов по измерению энергетических зависимостей сечений реакций слияния и реакций передачи на пучке  ${}^6\text{Li}$  с мишенями из Pt. Эксперименты проводились с использованием магнитного анализатора МСП-144, в фокальной плоскости которого устанавливались сборки из платиновых фольг. Энергетическое разрешение падающего на сборку пучка было не хуже 0,25 МэВ, а прошедшего через сборку — 0,40 МэВ в энергетическом диапазоне 22,5–42,5 МэВ. По наведенной в платиновых сборках  $\gamma$ -активности измерялись выходы продуктов реакции передачи нейтронов и дейтронов на ядра мишени. Таким образом были получены функции возбуждения реакций передачи в широком диапазоне энергий, в том числе и вблизи кулоновского барьера. Было показано, что основным каналом реакций является захват дейтрона из  ${}^6\text{Li}$ . При этом максимум функции возбуждения развала  ${}^6\text{Li}$  с последующим захватом дейтрона лежит вблизи кулоновского барьера реакции.

Excitation functions were measured for reaction products resulting from the interaction of  ${}^6\text{Li}$  projectiles with targets of natural platinum in an experiment using the stacked-foil activation technique. A stack, consisting of several Pt targets and energy degraders inserted between them, was mounted and irradiated at the focal plane of the magnetic spectrometer MSP-144. This method made it possible to decrease the initial energy of the beam (in the range of 22.5–42.5 MeV) and minimize its energy spread at the exit of the stack up to the value of 0.40 MeV, while the initial energy spread of the beam was 0.25 MeV. The identification of the reaction products (accumulated in the Pt targets) was done by their radioactive decay. The use of a stack of foils allowed getting the excitation functions for the various products for energies down to the sub-Coulomb barrier region. It was shown that the breakup-fusion reaction was the dominant channel, particularly, the capture of the deuteron from the  ${}^6\text{Li}$  projectile by the target nucleus. The excitation function for this channel had its maximum at an energy close to the Coulomb barrier.

PACS: 25.40.-h, 25.70.Jj, 25.70.Hi

### ВВЕДЕНИЕ

Реакции под действием слабосвязанных ядер обладают рядом особенностей. Значительную роль в таких реакциях играют процессы передачи кластеров и развала бомбардирующего ядра с последующим захватом ядром мишени ядра-остатка (breakup, breakup fusion). Экспериментальные исследования этих процессов в последнее время развиваются достаточно интенсивно благодаря использованию пучков радиоактивных ядер, а

также пучков ускоренных стабильных слабосвязанных ядер, таких как  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$ . Ядро  ${}^6\text{Li}$ , являющееся изобар-аналогом  ${}^6\text{He}$ , характеризуется  $\alpha + d$ -кластерной структурой и имеет порог развала на эти две компоненты всего лишь 1,47 МэВ [1]. Радиус ядра  ${}^6\text{Li}$  имеет величину порядка 2,4 фм, что на 10% превышает значение радиуса, полученное по систематике ( $R \sim A^{1/3}$ ). Таким образом при взаимодействии этого ядра с другими ядрами могут проявляться особенности, характерные для слабосвязанных ядер ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$  и др.): усиление сечения передачи кластера вблизи кулоновского барьера, увеличение вероятности слияния в подбарьерной области энергий и др. [2].

В работе [3] в реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{65}\text{Cu}$  наблюдался развал  ${}^6\text{Li}$  на  $\alpha$ -частицу и дейтрон из возбужденных  $3^+$ - и  $2^+$ -резонансных состояний 2,186 и 4,312 МэВ соответственно. Расчеты показали, что с большой вероятностью может идти развал и из других высоковозбужденных состояний  ${}^6\text{Li}$  вплоть до 11 МэВ. Было установлено также, что  $0^-$ -состояние (3,56 МэВ) в ядре  ${}^6\text{Li}$  имеет гало, образованное протоном и нейтроном [4,5], и при энергии возбуждения выше порога 3,7 МэВ может идти развал на кластеры  $\alpha + p + n$ , однако вклад этого процесса мал [5]. Исходя из этого можно заключить, что наиболее вероятными продуктами реакции с  ${}^6\text{Li}$  являются дейтроны и  $\alpha$ -частицы. В работе [3] было показано, что испаряющиеся из составного ядра  $\alpha$ -частицы, которые имеют симметричное угловое распределение, вносят в инклюзивные спектры вклад меньше 30%. Таким образом, основной выход  $\alpha$ -частиц обуславливается процессами передачи или захвата мишенью дейтрона из налетающего ядра  ${}^6\text{Li}$ .

При взаимодействии  ${}^6\text{He}$  с ядрами золота в реакциях полного слияния и передачи наблюдалось усиление их сечений при энергии  ${}^6\text{He}$  вблизи кулоновского барьера реакции [2]. Можно ожидать, что как и в случае с  ${}^6\text{He}$ , имеющим нейтронную кластерную структуру, такие же необычные свойства будут проявляться и для реакций с ядрами  ${}^6\text{Li}$ . Кластерная структура этого ядра должна влиять на механизмы реакций полного слияния и реакций передачи (они в этом случае характеризуются положительным значением  $Q$ -реакции), приводя к увеличению сечений реакций вблизи кулоновского барьера.

Настоящая работа была выполнена с целью экспериментального исследования реакций полного и неполного слияния  ${}^6\text{Li}$  с ядрами Pt в широком диапазоне энергий.

## 1. ПОСТАНОВКА ЭКСПЕРИМЕНТА И РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперимент проводился на ускорителе У-400 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ с использованием пучка ионов  ${}^6\text{Li}$  с начальной энергией  $(55,2 \pm 0,6)$  МэВ. Пучок ионов  ${}^6\text{Li}$  транспортировался в магнитный анализатор МСП-144, где измерялась его энергия [2]. С целью уменьшения энергии начального пучка в реакционной камере устанавливался поглотитель из полиэтилена, который снижал среднее значение энергии до 42,5 МэВ. При такой энергии частиц  ${}^6\text{Li}$ , падающих на мишени из естественной Pt, была облучена сборка из шести тонких платиновых фольг толщиной 3 мкм. Для получения разных значений энергий  ${}^6\text{Li}$  между Pt-мишенями располагались Al-поглотители. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В этой постановке эксперимента энергетический разброс пучка, падающего на первую мишень, определялся размерами мишени в фокальной плоскости МСП-144 (18 мм) и составлял значение  $(42,5 \pm 0,25)$  МэВ.

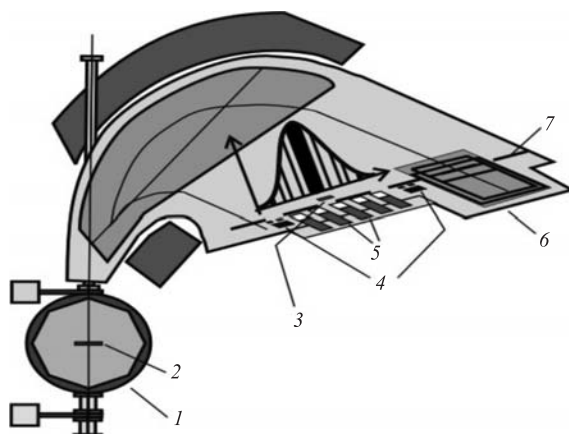


Рис. 1. Схема магнитного спектрометра с мишенными сборками и системой мониторинга, расположенными в фокальной плоскости: 1 — реакционная камера; 2 — мишень упругого рассеяния; 3 — мишенные сборки; 4 — мониторные полупроводниковые детекторы; 5 — сцинтилляционные счетчики для измерения потока частиц, прошедших через мишень; 6 — ионизационная позиционно-чувствительная камера для измерения энергии пучка  ${}^6\text{Li}$  (фокальный детектор); 7 — положение фокальной плоскости спектрометра

Энергия и пространственное распределение пучка измерялись фокальным детектором спектрометра. Интенсивность пучка, падающего на сборку мишеней, измерялась расположенными за ней сцинтилляционными детекторами (см. рис. 1).

По окончании облучения мишенных сборок из Pt-фольг были проведены измерения наведенной  $\gamma$ -активности в каждой из облученных фольг. Для измерений использовались два предварительно прокалиброванных по энергии и эффективности HPGe-детектора с энергетическим разрешением  $\sim 1,2$  кэВ и эффективностью регистрации 5% для линии  ${}^{137}\text{Cs}$  ( $E_\gamma = 662$  кэВ). Экспериментальные  $\gamma$ -спектры обрабатывались с помощью программы DEIMOS32 [6]. Идентификация радиоактивных продуктов реакций проводилась по характерным линиям  $\gamma$ -переходов, а также периодам полураспада изотопов Tl (для реакций слияния-испарения) и изотопов Au (для реакций передачи). В табл. 1 приведены значения энергий и интенсивностей  $\gamma$ -переходов, а также периодов полураспадов, необходимых для идентификации изотопов Tl и Au и определения их выходов.

В экспериментах использовались мишени из неразделенной по изотопам Pt. 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 реакции в некоторых случаях необходимо было учитывать вклад различных изотопов Pt.

На рис. 2 представлен характерный  $\gamma$ -спектр, полученный при измерении наведенной активности в одной из Pt-мишеней.

На основе измеренных выходов изотопов Tl, образовавшихся после испарения из составных ядер Tl от 3 до 5 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-продуктов реакций слияния с последующим испарением нейтронов и Au-продуктов реакций передачи в зависимости от бомбардирующей энергии  ${}^6\text{Li}$ . Кроме мониторных детекторов, для измерения полного

Таблица 1. Характеристики образующихся изотопов

Наблюдаемый изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma$ , кэВ	$I_\gamma$ , %
${}^{201}\text{Tl}$	72,91 ч	167,4	10
${}^{200}\text{Tl}$	26,1 ч	367,9 579,3 1205,7	87 13,8 29,9
${}^{199}\text{Tl}$	7,42 ч	247,3	9,3
${}^{198g}\text{Tl}$	5,3 ч	675,88	11
${}^{198m}\text{Tl}$	1,87 ч	587,2	52
${}^{197}\text{Tl}$	2,84 ч	152,2	7,3
${}^{196g}\text{Tl}$	1,84 ч	344,9	2
${}^{196m}\text{Tl}$	1,41 ч	505,2 695,6	6 41
${}^{194}\text{Au}$	38,02 ч	293,55 328,4	10,4 61
${}^{196g}\text{Au}$	6,183 сут	332,98 355,68 426,0	22,9 87 7
${}^{196m2}\text{Au}$	9,6 ч	147,81 168,37 188,27	43 7,6 37,4
${}^{198g}\text{Au}$	2,695 сут	411,8	96
${}^{198m}\text{Au}$	2,27 сут	180,31 204,10 214,84	50 40,8 77
${}^{199}\text{Au}$	3,139 сут	158,4 208,2	40 8,7

потока падающих на мишень ядер  ${}^6\text{Li}$  использовался также активационный метод. В этом случае измерялась наведенная в алюминиевых фольгах, находящихся в сборке между мишенями,  $\gamma$ -активность  ${}^{24}\text{Na}$ , образующегося в реакции  ${}^{27}\text{Al} + {}^6\text{Li}$ , сечение образования которого хорошо известно [7].

При бомбардировке сборки мишеней из натуральной платины ионами  ${}^6\text{Li}$  с энергией 42,5 МэВ измерялись продукты реакций полного слияния: различные изотопы таллия от  ${}^{196}\text{Tl}$  до  ${}^{200}\text{Tl}$ , а также реакций передачи — изотопы золота  ${}^{194}\text{Au}$ ,  ${}^{196}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{199}\text{Au}$ .

В образование некоторых изотопов Tl и Au основной вклад вносили реакции с  ${}^{198}\text{Pt}$ , вклад других реакций на более легких изотопах Pt 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  ${}^{198}\text{Au}$  как продуктов реакций передачи, образующихся при взаимодействии  ${}^6\text{Li}$  с ядрами  ${}^{198}\text{Pt}$ . На рис. 3 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

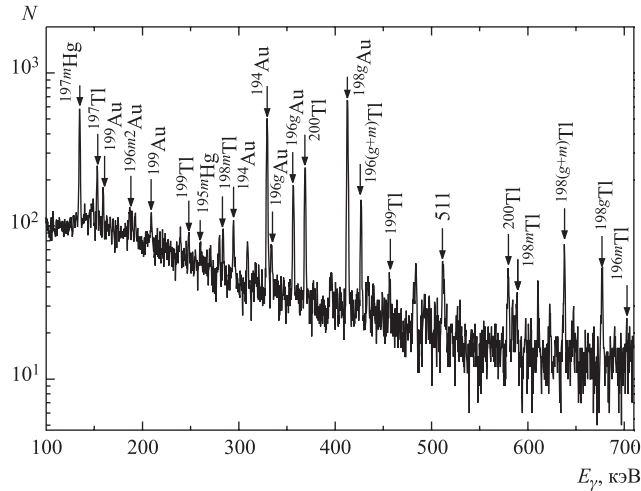


Рис. 2. Фрагмент  $\gamma$ -спектра, полученного при измерении в течение 1 ч платиновой мишени толщиной 3 мкм, облученной пучком  ${}^6\text{Li}$  с энергией 34 МэВ

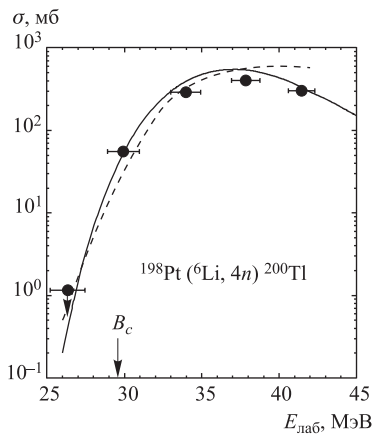


Рис. 3. Экспериментальная функция возбуждения для реакции  ${}^{198}\text{Pt}({}^6\text{Li}, 4n){}^{200}\text{Tl}$  (●). Сплошная кривая — расчет с использованием кода ALICE-MP [2]; пунктирная — расчет с использованием кода EMPIRE-II

же рисунке представлены результаты расчетов, полученные по кодам ALICE-MP [2] и EMPIRE-II. Их сравнение показывает, что расчеты хорошо согласуются с экспериментальными значениями. Этот факт свидетельствует о возможности использования этих кодов для дальнейшего описания выходов продуктов реакций, а также дополнительно подтверждает правильность использованного в экспериментах метода мониторинга пучка (энергии и потока).

На рис. 4 приведены функции возбуждения для сечений образования продуктов реакций полного слияния с образованием других изотопов Tl ( ${}^{199}\text{Tl}$ ,  ${}^{198}\text{Tl}$ ,  ${}^{197}\text{Tl}$  и  ${}^{196}\text{Tl}$ ) при взаимодействии Pt с  ${}^6\text{Li}$ . Из рисунка видно, что измеренные функции возбуждения для различных изотопов Tl имеют сложную форму, зависящую от каналов реакций. Это объясняется вкладом других каналов реакций слияния с испарением различного числа нейтронов на разных изотопах Pt. Хорошее согласие экспериментальных данных по сечениям реакции с расчетами (рис. 3) позволяет оценить вклад от различных изотопов Pt, нормированный на изотопный состав, и рассчитать сечения образования других изотопов Tl, сравнивая их с полученными экспериментальными значениями.

На рис. 4 линиями представлены рассчитанные таким образом сечения образования различных изотопов Tl в реакциях слияния на ядрах изотопов натуральной Pt. Расчеты были проведены с использованием тех же кодов ALICE-MP (сплошные кривые) и EMPIRE-II (пунктирные кривые). Видно, что при энергиях выше кулоновского барьера статистические расчеты реакций полного слияния неплохо согласуются с экспериментальными значениями.

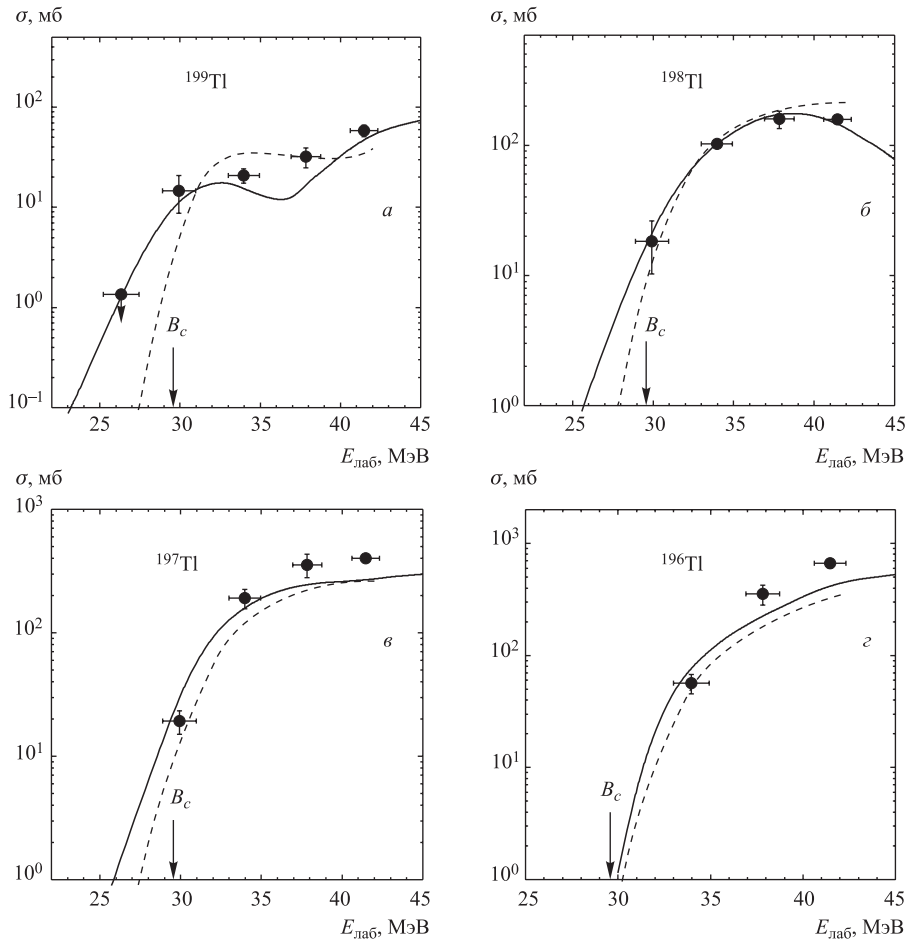


Рис. 4. Экспериментальные функции возбуждения для образования изотопов  ${}^{196-199}\text{Tl}$  в реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Pt}$  (●). Сплошные кривые — расчет с использованием кода ALICE-MP; пунктирные — расчет с использованием кода EMPIRE-II

Нам не удалось зарегистрировать продукты реакций слияния с испарением двух нейтронов, что можно объяснить малыми сечениями таких процессов при энергиях вблизи кулоновского барьера. Между тем при этих энергиях (25–30 МэВ) наблюдались изотопы Au ( ${}^{194,196,198,199}\text{Au}$ ), соответствующие реакциям передачи.

На рис. 5 приведены зависимости сечений образования ядер золота  ${}^{194,196,198,199}\text{Au}$  — продуктов реакций передачи, образовавшихся при взаимодействии  ${}^6\text{Li}$  с ядрами Pt, от энергии. Поведение функций возбуждения для разных изотопов Au отличается. Видно, что максимум выхода изотопов  ${}^{199}\text{Au}$ , соответствующих реакции передачи дейтрона, наблюдается вблизи кулоновского барьера реакции. Сечение реакции образования  ${}^{194}\text{Au}$  плавно увеличивается с ростом энергии  ${}^6\text{Li}$ . Это может указывать на различные механизмы реакций, приводящих к образованию различных изотопов Au. Изотопы золота

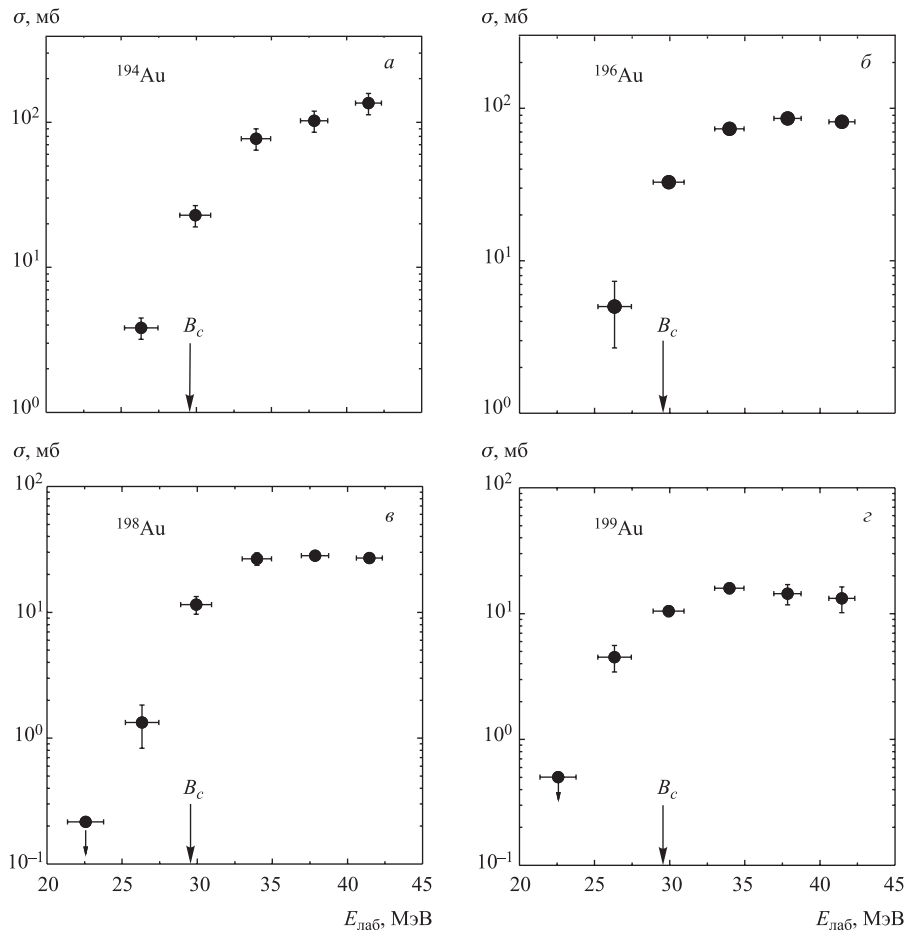


Рис. 5. Экспериментальные функции возбуждения для образования изотопов  $^{194,196,198,199}\text{Au}$  в реакции  $^6\text{Li} + \text{natPt}$  (●)

могут образовываться в реакциях передачи ядер мишени дейтрона из  $^6\text{Li}$ , а также в результате захвата дейтрона или протона как продуктов развала  $^6\text{Li}$ .

Необходимо отметить, что в экспериментах не наблюдалось продуктов ядерных реакций с передачей ядру мишени одного нейтрона ( $^{193}\text{Pt}$ ,  $^{195}\text{Pt}$  и  $^{197}\text{Pt}$ ). Граничные значения сечений образования этих изотопов составляют 5 мб. Это, по-видимому, обусловлено относительно низкой вероятностью захвата ядром мишени нейтронов из  $^6\text{Li}$ .

## 2. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из приведенных выше данных для реакций слияния следует, что измеренные функции возбуждения испарительных каналов реакций при энергии налетающих частиц выше кулоновского барьера достаточно хорошо описываются в рамках статистической модели с использованием, например, кода ALICE-MP. Учет неравновесных процессов и снятия

возбуждения путем  $\gamma$ -каскадов при образовании рассматриваемых нами продуктов реакций, включенный в EMPIRE-II, существенно не меняет расчетные значения сечений образования в реакциях слияния этих продуктов.

Интерес вызывает поведение функций возбуждения реакций передачи с образованием изотопов золота. Оценки  $Q$ -реакций и их пороговых значений [8] приведены в табл. 2. Значения  $Q$ -реакций для прямых реакций при взаимодействии дейтронов, нейтронов и протонов с ядрами различных изотопов Pt также приведены в табл. 2.

Таблица 2. Значения  $Q$  и пороговых энергий ( $E_{\text{th}}$ ) для реакций Pt с  ${}^6\text{Li}$ ,  $d$ ,  $p$  и  $n$  [8]

Изотоп	Реакция	$Q$ -реакции, МэВ	$E_{\text{th}}$ , МэВ
${}^{199}\text{Au}$	${}^{198}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{199}\text{Au} + \alpha + n$	2,777	0
${}^{198}\text{Au}$	${}^{198}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{198}\text{Au} + \alpha + 2n$	-4,806	4,952
${}^{196}\text{Au}$	${}^{195}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{196}\text{Au} + \alpha + n$	1,933	0
${}^{196}\text{Au}$	${}^{196}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{196}\text{Au} + \alpha + 2n$	-5,988	6,171
${}^{196}\text{Au}$	${}^{198}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{196}\text{Au} + \alpha + 4n$	-21,008	21,653
${}^{194}\text{Au}$	${}^{195}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{194}\text{Au} + \alpha + 3n$	-13,086	13,490
${}^{194}\text{Au}$	${}^{194}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{194}\text{Au} + \alpha + 2n$	-6,981	7,198
${}^{199}\text{Pt}$	${}^{198}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{199}\text{Pt} + \alpha + p$	1,857	0
${}^{199}\text{Pt}$	${}^{198}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{199}\text{Pt} + {}^5\text{Li}$	-0,107	0,110
${}^{197}\text{Pt}$	${}^{196}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{197}\text{Pt} + {}^5\text{Li}$	0,182	0
${}^{195}\text{Pt}$	${}^{196}\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^{195}\text{Pt} + {}^7\text{Li}$	-0,671	0,692
${}^{199}\text{Au}$	${}^{198}\text{Pt} + d \rightarrow {}^{199}\text{Au} + n$	4,251	0
${}^{199}\text{Pt}$	${}^{198}\text{Pt} + d \rightarrow {}^{199}\text{Pt} + p$	3,331	0
${}^{197}\text{Au}$	${}^{196}\text{Pt} + d \rightarrow {}^{197}\text{Au} + n$	3,558	0
${}^{195}\text{Au}$	${}^{194}\text{Pt} + d \rightarrow {}^{195}\text{Au} + n$	2,871	0
${}^{198}\text{Au}$	${}^{198}\text{Pt} + p \rightarrow {}^{198}\text{Au} + n$	-1,107	1,113
${}^{196}\text{Au}$	${}^{196}\text{Pt} + p \rightarrow {}^{196}\text{Au} + n$	-2,289	2,301
${}^{199}\text{Pt}$	${}^{198}\text{Pt} + n \rightarrow {}^{199}\text{Pt}$	5,556	0
${}^{197}\text{Pt}$	${}^{196}\text{Pt} + n \rightarrow {}^{197}\text{Pt}$	5,846	0

Сравнение  $Q$ -реакций с ядрами лития с  $Q$ -реакциями с дейтронами для всех изотопов Pt показывает, что для дейтронов  $Q$  имеют более высокие положительные значения. Реакции типа  $(p, n)$  приводят к отрицательным значениям  $Q$ .

Из данных по импульсному распределению фрагментов развала  ${}^6\text{Li}$  [5] был сделан вывод о том, что гало-структура  $(p + n)$  в  ${}^6\text{Li}$  существует и должна проявляться при его взаимодействии с другими ядрами. В работе [9] было показано, что выход протонов существенно ниже, чем дейтронов. Из этого можно сделать вывод, что кластеризация на нейтрон и протон в ядрах  ${}^6\text{Li}$  не является основной. В реакциях  ${}^6\text{Li} + \text{Pt}$  передача нейтрона ядру мишени в отличие от дейтронов происходит с малым и даже отрицательным значением  $Q$ -реакции (табл. 2). Этим могут объясняться малые величины сечений передачи нейтронов.



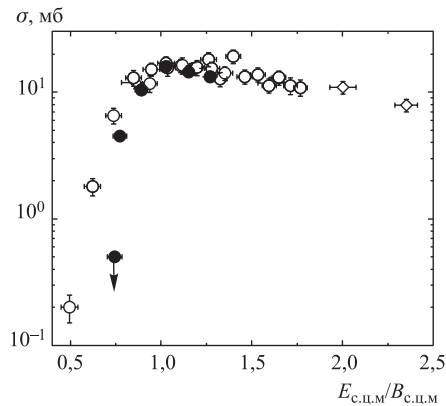


Рис. 6. Экспериментальные функции возбуждения для образования изотопа  $^{199}\text{Au}$  в реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{\text{nat}}\text{Pt}$  (●) и реакции  $d + {}^{\text{nat}}\text{Pt}$  (○) [10], (◇) [11] в зависимости от отношения энергии налетающих частиц к энергии кулоновских барьеров реакций. Значения энергий приведены в с. п. м.

Значения сечений реакций захвата протонов как продуктов развала гало- $(n+p)$  в  ${}^6\text{Li}$  в рассматриваемом диапазоне энергий протонов (от 5 до 8 МэВ) с образованием изотопов Au малы [10].

Поэтому можно утверждать, что прямые реакции с захватом дейтрона из  ${}^6\text{Li}$  и последующим испарением нейтронов в зависимости от энергии возбуждения образованного 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 (образование изотопов Au) имеют значения, близкие к сечениям реакции  $d + \text{Pt}$  [11]. На рис. 6 приведено такое сравнение для этих реакций (образование  $^{199}\text{Au}$ ). Из рисунка видно, что максимумы сечений для обеих реакций находятся на кулоновском барьере.

**2.1. Изотопы  $^{199}\text{Au}$  и  $^{198}\text{Au}$ .** На рис. 5 представлены функции возбуждения с образованием этих изотопов. Реакция  ${}^{198}\text{Pt}({}^6\text{Li}, \alpha n){}^{199}\text{Au}$  имеет положительное значение  $Q$ -реакции, и ее максимум по аналогии с реакциями на  ${}^6\text{He}$  [2] может находиться на кулоновском барьере. Реакция, приводящая к образованию  $^{198}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Pt}({}^6\text{Li}, \alpha 2n){}^{198}\text{Au}$ , имеет отрицательное значение  $Q$ , и можно ожидать, что ее максимум будет иметь некоторое смещение в сторону больших энергий по сравнению с функцией возбуждения изотопа  $^{199}\text{Au}$ .

Изотопы  $^{199}\text{Au}$  и  $^{198}\text{Au}$  образуются при энергии налетающих частиц  ${}^6\text{Li}$ , соответствующей значению кулоновского барьера и ниже него для реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{198}\text{Pt}$ . При этом может происходить как непосредственно захват  ${}^{198}\text{Pt}$  дейтрона из ядра  ${}^6\text{Li}$ , так и захват дейтрона при развале  ${}^6\text{Li}$  с последующим испарением из образовавшегося возбужденного составного ядра Au одного или двух нейтронов. Измеренные сечения реакций  ${}^{198}\text{Pt}(d, n)$ ,  ${}^{198}\text{Pt}(d, 2n)$  [10] имеют максимумы вблизи кулоновского барьера реакции, а также сечения, сравнимые по величине с измеренными нами в реакции  ${}^6\text{Li} + \text{Pt}$ . С ростом энергии  ${}^6\text{Li}$ , а следовательно, и энергии дейтрона, с этими каналами начинает конкурировать канал с испарением трех нейтронов, который приводит к образованию стабильного  $^{197}\text{Au}$ , порог реакции которого 11,66 МэВ. Это ведет к уменьшению сечений образования изотопов  $^{199}\text{Au}$  и  $^{198}\text{Au}$  при более высокой энергии  ${}^6\text{Li}$ .

Сравнимые значения сечений образования этих изотопов золота в реакциях с ядрами  ${}^6\text{Li}$  и дейтронами (рис. 6) указывают на то, что, по-видимому, при бомбардировке Pt ядрами  ${}^6\text{Li}$  идет поляризация ядер лития [12], и в этом случае может протекать реак-

ция так называемого неупругого последовательного развала  ${}^6\text{Li}$  с последующим захватом дейтрона [13]. При этом ядро-снаряд возбуждается в поле ядра-мишени, а поляризация и меньший кулоновский барьер приводят к захвату только дейтрона. Другой продукт кластеризации ( $\alpha$ -частица) в этом случае не сливается с ядром-мишенью из-за его малой энергии. Неупругий развал на кулоновском барьере реакции с захватом дейтрона из  ${}^6\text{Li}$  ядром-мишенью не так ярко выражен, как в реакциях с  ${}^6\text{He}$  [2], так как в этом случае развал может происходить при значительно больших энергиях возбуждения [3], чем в реакциях с  ${}^6\text{He}$ . 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 мишени [9]. При энергии  ${}^6\text{Li}$  выше кулоновского барьера ( $B_c$ ) включается конкурирующий процесс полного захвата ядра-снаряда (слияние). Этим можно объяснить наблюдаемые максимумы функций возбуждения  ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{199}\text{Au}$  вблизи кулоновского барьера для реакции  ${}^6\text{Li} + \text{Pt}$ . Тем не менее, мы можем констатировать, что некоторое смещение максимумов функций возбуждения  ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{199}\text{Au}$  можно объяснить с учетом порога реакции с образованием изотопа  ${}^{198}\text{Au}$ , тогда как для  ${}^{199}\text{Au}$  такой порог отсутствует из-за положительного значения  $Q$ -реакции.

**2.2. Изотоп  ${}^{196}\text{Au}$ .** Функция возбуждения реакции с образованием  ${}^{196}\text{Au}$  представлена на рис. 5. Данный изотоп мог образоваться в реакциях  ${}^6\text{Li}$  с ядрами двух изотопов Pt:  ${}^{195}\text{Pt}({}^6\text{Li}, \alpha n)$ ,  ${}^{196}\text{Pt}({}^6\text{Li}, \alpha 2n)$ . Процентное содержание изотопов  ${}^{195}\text{Pt}$  и  ${}^{196}\text{Pt}$  в естественной Pt выше, чем  ${}^{198}\text{Pt}$ , поэтому выход продуктов в этих реакциях больше. Вторая реакция имеет порог около 6 МэВ, поэтому с ростом энергии вклад этой реакции растет, что приводит к смещению максимума функции возбуждения в сторону больших энергий. В данном случае образование  ${}^{196}\text{Au}$  мы рассматриваем как процесс, связанный с захватом дейтрона ядром-мишенью.  ${}^{198}\text{Pt}$ , как уже отмечалось, не может давать заметного вклада из-за малого процентного содержания, к тому же реакция  ${}^{198}\text{Pt}({}^6\text{Li}, {}^8\text{He}){}^{196}\text{Au}$  имеет высокий порог (21,65 МэВ).

**2.3. Изотоп  ${}^{194}\text{Au}$ .** Энергетическая зависимость сечения образования  ${}^{194}\text{Au}$  также показана на рис. 5. В образование этого изотопа могут вносить вклад реакции  ${}^{194}\text{Pt}({}^6\text{Li}, \alpha 2n){}^{194}\text{Au}$  и  ${}^{195}\text{Pt}({}^6\text{Li}, \alpha 3n){}^{194}\text{Au}$ . Обе реакции имеют отрицательные значения  $Q$  и относительно большие пороги 7,198 и 13,49 МэВ соответственно. Поэтому наблюдаемые суммарные сечения образования изотопа  ${}^{194}\text{Au}$  с ростом энергии  ${}^6\text{Li}$  увеличиваются за счет вклада реакции на  ${}^{195}\text{Pt}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В результате проведенных экспериментов были получены сечения образования продуктов реакций полного слияния ( $\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^x\text{Tl}$ ) и реакций передачи ( $\text{Pt} + {}^6\text{Li} \rightarrow \text{Au}$ ) в зависимости от энергии  ${}^6\text{Li}$  в диапазоне 22,5–42,5 МэВ. Анализ результатов показал, что реакция слияния-испарения  ${}^{198}\text{Pt}({}^6\text{Li}, 4n){}^{200}\text{Tl}$  хорошо описывается кодами ALICE-MP и EMPIRE-II. Оба кода были применены для описания сечений реакций с образованием других изотопов Tl ( ${}^{199}\text{Tl}$ ,  ${}^{198}\text{Tl}$ ,  ${}^{197}\text{Tl}$  и  ${}^{196}\text{Tl}$ ) на ядрах мишени естественной платины и дали хорошее согласие с экспериментом. В реакциях передачи были получены изотопы Au ( ${}^{194}\text{Au}$ ,  ${}^{196}\text{Au}$ ,  ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{199}\text{Au}$ ).

Анализ данных функций возбуждения реакций передачи показал, что основным механизмом реакций образования изотопов Au является захват дейтрона из  ${}^6\text{Li}$ . В результате возбуждения ядра-снаряда в поле ядра-мишени и его поляризации упрощается механизм захвата дейтрона, для которого барьер понижен по сравнению с  $\alpha$ -частицей. Такой процесс неупругого развала с наибольшей вероятностью происходит при взаимодействии вблизи кулоновского барьера реакции, когда электрическое поле ядра достаточно велико, а ядерное поле еще слабо.

Эксперименты по бомбардировке ионами  ${}^6\text{Li}$  мишеней из натуральной платины представляют практический интерес, так как в результате таких экспериментов можно получать долгоживущие изотопы таллия, которые нашли широкое применение для диагностики болезней сердечно-сосудистой системы, а также радиоактивные изотопы золота ( ${}^{198}\text{Au}$  и  ${}^{196}\text{Au}$ ), используемые в виде коллоидных растворов для бета-терапии при лечении опухолей и для диагностических целей. Выходы этих изотопов при бомбардировке ионами  ${}^6\text{Li}$  оказываются выше, чем при бомбардировке платины дейтронами.

В заключение авторы хотели бы выразить благодарность Г. Г. Гульбекяну за получение пучка ионов  ${}^6\text{Li}$ , С. Н. Дмитриеву за поддержку данной работы.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РФФИ (07-02-00251а) и грантов полномочных представителей Чешской Республики и Республики Болгария в ОИЯИ.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Tilley D. R. et al.* Energy Levels of Light Nuclei  $A = 5, 6, 7$  // Nucl. Phys. A. 2002. V. 708. P. 3–163.
2. *Penionzhkevich Yu. E. et al.* Excitation Functions of Fusion Reactions and Neutron Transfer in the Interaction of  ${}^6\text{He}$  with  ${}^{197}\text{Au}$  and  ${}^{206}\text{Pb}$  // Eur. Phys. J. A. 2007. V. 31, No. 2. P. 185–194.
3. *Shrivastava A. et al.* Evidence for Transfer Followed by Breakup in  ${}^7\text{Li} + {}^{65}\text{Cu}$  // Phys. Lett. B. 2006. V. 633. P. 463–468.
4. *Zhihong Li et al.* First Observation of Neutron–Proton Halo Structure for the 3.563 MeV  $0^+$  State in  ${}^6\text{Li}$  Via  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, {}^6\text{Li})n$  Reaction // Phys. Lett. B. 2002. V. 527. P. 50–54.
5. *Калтакчиева Р. и др.* Импульсное распределение ядер  ${}^4\text{He}$  из развала  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$  // ЯФ. 2007. Т. 70, № 4. С. 649–655.
6. *Frána J.* Program DEIMOS32 for Gamma-Ray Spectra Evaluation // J. Radioanal. Nucl. Chem. 2003. V. 257, No. 3. P. 583–587.
7. *Ladenbauer I.-M., Preiss I. L., Anderson C. E.* Excitation Functions for Lithium-6 Induced Reactions on Aluminum-27 // Phys. Rev. 1961. V. 123. P. 1368–1372.
8. <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>
9. *Signorini C. et al.* Exclusive Breakup of  ${}^6\text{Li}$  by  ${}^{208}\text{Pb}$  at Coulomb Barrier Energies // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 044607.
10. *Tárkányi F. et al.* Cross Sections for Production of the Therapeutic Radioisotopes  ${}^{198}\text{Au}$  and  ${}^{199}\text{Au}$  in Proton and Deuteron Induced Reactions on  ${}^{198}\text{Pt}$  // Radiochim. Acta. 2004. V. 92. P. 223–228.

11. *Ditrói F. et al.* Excitation Functions of Long Lived Products in Deuteron Induced Nuclear Reactions on Platinum up to 40 MeV // Nucl. Instr. Meth. B. 2006. V. 243. P. 20–27.
12. *Sakuragi Y.* Energy and Target Dependence of Projectile Breakup Effect in Elastic Scattering of  ${}^6\text{Li}$  // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 2161–2174.
13. *Baur G. et al.* Fragmentation Processes in Nuclear Reactions // Phys. Rep. 1984. V. 111. P. 333–371.

Получено 18 августа 2008 г.