

## РЕАКЦИИ СО СЛАБОСВЯЗАННЫМИ КЛАСТЕРНЫМИ ЯДРАМИ. ТЯЖЕЛЫЕ ИОНЫ И НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

© 2011 г. Ю. Э. Пенионжкевич\*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 21.12.2010 г.

Представлены экспериментальные результаты по функциям возбуждения реакций полного слияния и реакций передачи при взаимодействии ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,8,9}\text{Li}$  с различными ядрами мишени. Данные по сечениям реакций слияния в случае  ${}^6\text{He}$  сильно отличаются от предсказаний статистической модели. Для этого канала реакции наблюдается сильное увеличение сечения в околбарьерной области энергий. Наблюдается также увеличение сечений реакций передачи нейтронов (для пучков  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{8,9}\text{Li}$ ) и дейтрона (для  ${}^6\text{Li}$ ) в глубокоподбарьерной области энергий. Результаты обсуждаются с точки зрения влияния кластерной структуры ядер на вероятность взаимодействия в околбарьерной области энергий. Представлены результаты использования пучков тяжелых ионов в новых технологиях.

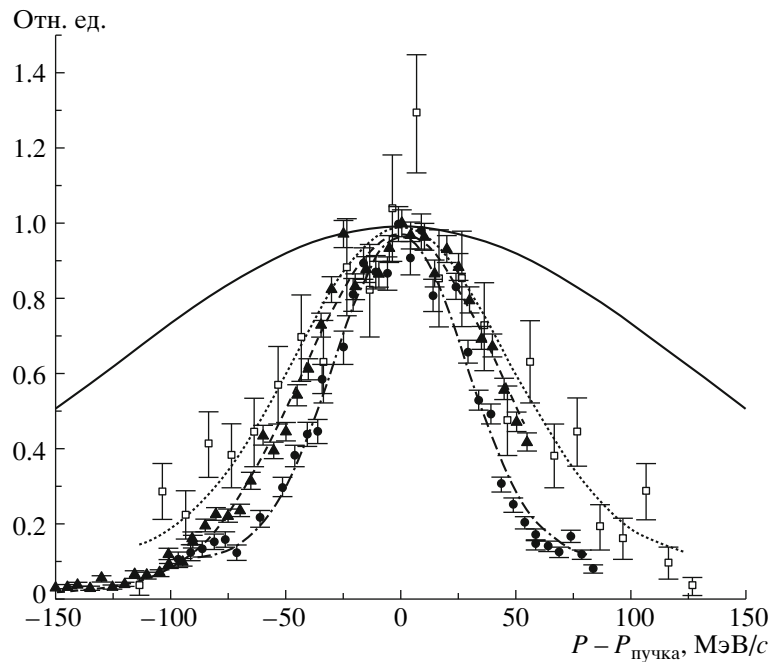
### 1. ВВЕДЕНИЕ

Появление достаточно интенсивных пучков радиоактивных ядер [1] привело к обнаружению ряда новых явлений, связанных со взаимодействием этих ядер с другими ядрами при энергиях, близких к кулоновскому барьеру. Одно из них — существенное увеличение вероятности реакций подбарьерного слияния ядер с нейтронным гало ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ) [2]. Этот эффект объяснялся большим положительным значением  $Q$  реакции, а также ролью нейтронов гало в последующем захвате кора этих экзотических ядер [3]. Между тем подобные подбарьерные процессы проявляются не только в реакциях с ядрами, имеющими нейтронное гало, но и при взаимодействии со слабосвязанными кластерными ядрами ( $d$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^8\text{B}$ ,  ${}^{48}\text{Ca}$  и др.) (см. обзоры [4, 5]). Основными каналами взаимодействия таких ядер являются реакции передачи, реакции развала и реакции полного слияния. В соответствии с классическими представлениями слияние между взаимодействующими ядрами происходит после преодоления ими барьера, который определяется дальнедействующими кулоновскими силами и центробежной составляющей короткодействующего ядерного потенциала. Однако в случае взаимодействия слабосвязанных 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 подбарьерным реакциям передачи кластеров из слабосвязанных ядер, имеющих, как правило, кластерную структуру. Трудности в описании реакций с такими ядрами обусловлены необходимостью использования теорий, учитывающих взаимодействие нескольких ядер-фрагментов.

В наших экспериментах по изучению сечений взаимодействия ядер  ${}^6\text{He}$  с тяжелыми ядрами мишени [6] было обнаружено усиление сечения слияния-деления по сравнению со стабильными ядрами ( ${}^4\text{He}$ ). В последующих работах в этом направлении исследований были получены противоречивые результаты — от отсутствия усиления сечения слияния в реакциях со слабосвязанными радиоактивными ядрами [7] до значительного увеличения сечения (в 1000 раз [8] по сравнению с обычными ядрами) в подбарьерной области энергий. В работе [9] были экспериментально измерены функции возбуждения для каналов слияния с последующим испарением нейтронов, а также для реакции передачи нейтронов от  ${}^6\text{He}$  ядру-мишени. Наблюдалось значительное усиление канала слияния в подбарьерной области энергий по сравнению с предсказаниями статистической модели. Для реакции передачи нейтронов сечение достигает величины несколько барн и имеет максимум при энергии вблизи кулоновского барьера (см. рис. 1). Недавно для функции возбуждения реакции полного слияния с испарением нейтронов на пучке  ${}^8\text{He}$  наблюдался такой же эффект усиления сечения слияния в околбарьерной области энергий [10]. И совсем неожиданный результат

\*E-mail: pyuer@lnr.jinr.ru



**Рис. 1.** Импульсные распределения ядер-остатков после развала  ${}^6\text{He}$  ( $\bullet$ ),  ${}^6\text{Li}$  ( $\square$ ) и  ${}^9\text{Li}$  ( $\blacktriangle$ ). Кривые — результат фитирования экспериментальных точек (штрихпунктирная —  ${}^6\text{He}$ , точечная —  ${}^6\text{Li}$ , штриховая —  ${}^9\text{Li}$ , сплошная —  ${}^{12}\text{C}$ ).

был получен при исследовании энергетической зависимости сечения полного слияния с ядрами  ${}^9\text{Li}$  [11]. На ускорительном комплексе радиоактивных пучков TRIUMF (Канада) в реакциях  ${}^9\text{Li} + {}^{70}\text{Zn}$  и  ${}^9\text{Li} + {}^{208}\text{Pb}$  наблюдалось значительное усиление подбарьерного слияния по сравнению с предсказаниями расчетов по статистической модели. Таким образом, в настоящее время убедительно показано, что механизм слияния галообразных ядер отличается от предсказаний различных моделей слияния (статистическая модель, метод связанных каналов и др.). В работе [12] была сделана попытка объяснения подбарьерного слияния ядер с нейтроном гало в рамках механизма последовательного слияния, происходящего в два этапа — передачи слабосвязанных нейтронов с дальнейшим захватом кора ( ${}^4\text{He}$ ). Однако этот механизм не объясняет взаимодействие кластерных слабосвязанных ядер, где также наблюдаются подбарьерные реакции слияния и передачи кластеров.

Понимание механизма таких подбарьерных реакций является важной задачей, особенно с учетом астрофизических аспектов подобных процессов, происходящих с легкими ядрами при низких энергиях.

## 2. СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ СЛИЯНИЯ С ПУЧКАМИ СЛАБОСВЯЗАННЫХ КЛАСТЕРНЫХ И ГАЛООБРАЗНЫХ ЯДЕР

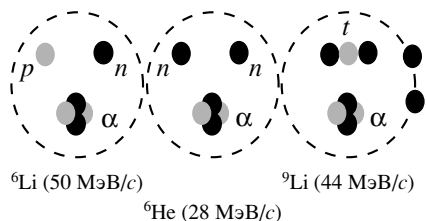
Экспериментальные исследования в этом направлении в последнее время развиваются доста-

точно интенсивно с использованием как радиоактивных пучков, так и пучков стабильных слабосвязанных ядер, таких, как  ${}^{6,7}\text{Li}$ .

Информацию о структуре кластерных ядер можно получить, измеряя их импульсные распределения после развала в результате ядерной реакции. Нами [13] были измерены импульсные распределения ядер-остатков после развала  ${}^6\text{He}$  и  ${}^6\text{Li}$ . Из анализа этих распределений следует, что в ядре  ${}^6\text{Li}$ , так же как и в  ${}^6\text{He}$ , существует кластерная структура, которая может проявляться при взаимодействии этих ядер с другими ядрами. Аналогичный результат был получен при измерении импульсного распределения  ${}^8\text{Li}$  из развала  ${}^9\text{Li}$  (рис. 1). Из рис. 1 следует, что ядра  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,9}\text{Li}$  имеют относительно узкое импульсное распределение продуктов их развала “кор + кластер”, что может свидетельствовать о наличии в этих ядрах гало, в отличие от ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^{12}\text{C}$ , которые имеют достаточно широкое распределение ( $\sigma \geq 100$  МэВ/с).

На рис. 2 схематически представлена кластерная структура изотопов  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,9}\text{Li}$  и ширины импульсных распределений. Узкие импульсные распределения ( $\sigma \leq 50$  МэВ/с) развала “кор + кластер” для ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,9}\text{Li}$  могут свидетельствовать о наличии гало в этих ядрах.

Для ядер  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li}$  нами были измерены энергетические зависимости сечений образования продуктов ядерных реакций в широком

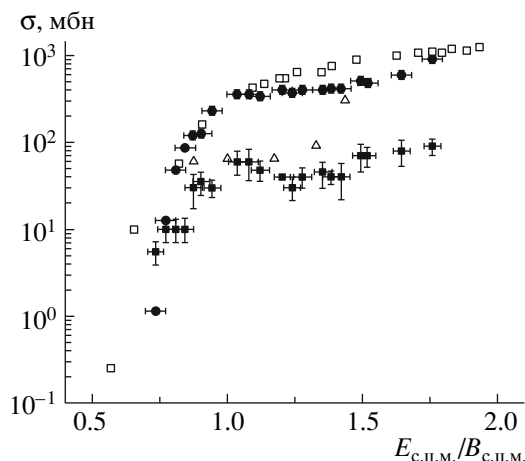


**Рис. 2.** Схематическое представление кластерной структуры изотопов  ${}^6\text{He}$  и  ${}^{6,9}\text{Li}$ . В скобках дана ширина импульсного распределения ( $\sigma$ ).

диапазоне энергий налетающих частиц  $E_{\text{с.ц.м.}}$  ( $-10 < (E_{\text{с.ц.м.}} - V_{\text{с.ц.м.}}) < 40$  МэВ/нуклон, где  $V_{\text{с.ц.м.}}$  — величина кулоновского барьера). Для регистрации продуктов реакций применялся активационный метод. Этот метод регистрации и идентификации продуктов ядерных реакций позволял проводить измерения в околобарьерной области энергий с относительно высокой чувствительностью.

Таким образом, были измерены функции возбуждения продуктов различных каналов реакций пучков  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^{6,7}\text{Li}$  с ядрами  ${}^{197}\text{Pt}$ ,  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{209}\text{Bi}$ . Образующиеся продукты реакций полного и неполного слияния ядер  ${}^{206}\text{Pb}$ ,  ${}^{209}\text{Bi}$  и  ${}^6\text{Li}$  являются в основном альфа-радиоактивными, а продукты реакций с  ${}^{197}\text{Pt}$  — гамма-радиоактивными. Используемые толщины мишеней являлись оптимальными как для исследования относительно низкого выхода продуктов реакций, так и для регистрации их  $\alpha$ -распада с достаточно хорошим энергетическим разрешением.

В случае реакций неполного слияния  ${}^6\text{Li}$  происходит передача образовавшихся в результате развала  ${}^6\text{Li}$  фрагментов ( ${}^4\text{He}$  и  $d$ ) ядру-мишени. Наиболее вероятным процессом, по-видимому, является поглощение образовавшихся дейтронов из-за меньшего значения кулоновского барьера. Слияние дейтронов с ядрами мишени по сравнению с  $\alpha$ -частицами также более вероятно по соображениям энергетики реакции, исходя из низкого значения  $Q$  реакции. На рис. 3 представлены измеренные в эксперименте (см. [2]) функции возбуждения реакций с пучками  ${}^6\text{Li}$  на мишени  ${}^{209}\text{Bi}$  с образованием изотопов  ${}^{210}\text{Po}$  и  ${}^{208}\text{Po}$ . Как видно из рисунка, сечение образования этих изотопов достигает значения сотен миллибарн и плавно спадает с энергией до значения 10 мбн при энергии 25 МэВ. Значения сечений реакций полного слияния при этой энергии составляют всего 0.5 мбн. Для сравнения на рис. 3 приведены данные по реакции слияния  $d + {}^{209}\text{Bi}$  из работы [14]. Видно, что вид функций возбуждения и абсолютные сечения в обоих случаях (реакции

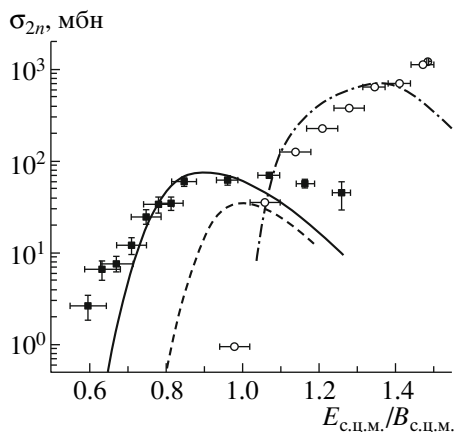


**Рис. 3.** Функция возбуждения реакции  ${}^6\text{Li} + {}^{209}\text{Bi}$  с образованием изотопов  ${}^{208,210}\text{Po}$ . Темные точки — экспериментальные данные [2] для образования изотопов  ${}^{208}\text{Po}$  (●) и  ${}^{210}\text{Po}$  (■). Светлые точки — экспериментальные сечения полного слияния реакции  $d + {}^{209}\text{Bi}$  (□) из [14], а также функция возбуждения для реакции  ${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{Li}, x){}^{210}\text{Po}$  (△) из [3].

неполного слияния с  ${}^6\text{Li}$  и реакции полного слияния  $d + {}^{209}\text{Bi}$ ) совпадают.

В [15] 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 для этих реакций хорошо описываются статистической моделью. Как показано в [15], вклад процессов, связанных с передачей частиц ядру-мишени, приводящей к образованию изотопов  $\text{Po}$  и  $\text{At}$ , пренебрежимо мал ( $< 2\%$  от  $\sigma_{\text{xn}}$ ). Это позволяет сделать два важных вывода: во-первых, образование изотопов  $\text{Po}$  и  $\text{At}$  не происходит через канал полного слияния (CF) в реакциях с ионами  ${}^6\text{Li}$ , во-вторых, в реакциях с ионами лития имеется большой вклад от реакций неполного слияния.

Факт отсутствия в экспериментах изотопа  ${}^{210}\text{Bi}$ , соответствующего передаче одного нейтрона ядру-мишени  ${}^{209}\text{Bi}({}^6\text{Li}, x){}^{210}\text{Bi}$ , свидетельствует о том, что вероятность такого процесса значительно меньше ( $\sigma \leq 10$  мбн), чем передача нейтрона в реакции с пучком  ${}^6\text{He}$  [9, 14]. Это можно объяснить большим нейтронным избытком и положительной величиной  $Q$  реакции в случае  ${}^6\text{He}$ . Таким образом, основным каналом, приводящим к образованию изотопов  $\text{Po}$  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



**Рис. 4.** Функции возбуждения реакций  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (■) и  $^{208}\text{Pb}(^4\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (○) с образованием  $2n$ -испарительных остатков. Штриховая и штрихпунктирные кривые — расчеты по статистической модели для реакций  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  и  $^{208}\text{Pb}(^4\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ ; сплошная кривая — расчет по модели последовательного слияния [12] для реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$ .

разными значениями  $Q$  реакций. Необходимо обратить внимание на тот факт, что максимум сечения этого процесса лежит при энергии, близкой к кулоновскому барьеру. Сечение реакций неполного слияния в несколько раз ( $\sim 5$ ) меньше сечения полного слияния.

Особый интерес представляет проблема взаимодействия ядер, имеющих нейтронное гало, с тяжелыми мишенями. В связи с этим 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 отмечалось выше, для  $^6\text{He}$  возможно увеличение вероятности проникновения (туннелирования) через потенциальный барьер вследствие протяженного распределения в нем нейтронной плотности по сравнению с обычными атомными ядрами, расположенными вблизи долины стабильности. 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  $^6\text{He}$ ,  $^9\text{Li}$  и  $^{11}\text{Li}$ . С другой стороны, такие ядра являются слабосвязанными, что должно приводить к увеличению вероятности их развала, который может сопровождаться последующим слиянием ядра-остатка (кора) с ядром мишени или реакциями передачи нуклонов без дальнейшего взаимодействия ядер. Такое многообразие процессов в принципе затрудняет анализ экспериментальных данных и вызывает необходимость учета всех каналов реакции.

Мы повторили результат, полученный нами несколько лет назад [16] для реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (рис. 4). Для этой реакции  $Q$  составляет  $+4.2$  МэВ, что должно приводить к несколько большим значениям сечения. Как видно из рис. 4, наблюдается существенное различие 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 (штриховая кривая) должно быть мало, так как ее максимум расположен 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  $^{206}\text{Pb} + ^6\text{He}$  ( $B_c = 21$  МэВ) сечение образования  $^{210}\text{Po}$  — продукта, полученного после испарения из составного ядра двух нейтронов, — составляет заметное значение  $\sim 10$  мбн. Таким образом, из наблюдения реакций с испарением двух нейтронов в подбарьерной области энергий, а также вида функций возбуждения этих реакций мы можем констатировать, что наблюдается существенное усиление сечений реакций слияния  $^{206}\text{Pb}$  с ядрами  $^6\text{He}$  вблизи кулоновского барьера (в несколько тысяч раз).

На этом же рис. 4 для сравнения представлена функция возбуждения для реакции  $^{208}\text{Pb}(^4\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  с образованием того же составного ядра  $^{212}\text{Po}$ , что и в случае с пучком  $^6\text{He}$ . Измерения проводились нами на циклотроне Яваскюльского университета (Финляндия) с помощью описанной выше активационной методики [17]. Из сравнения сечений 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.

Недавно в работе [10] были измерены функции возбуждения для реакции слияния  $^8\text{He} + ^{197}\text{Au}$ . На рис. 5 представлены экспериментальные функции возбуждения для реакций слияния ядер  $^{197}\text{Au}$  с ядрами  $^8\text{He}$ ,  $^6\text{He}$  и  $^4\text{He}$ . Так же как и в случае с  $^6\text{He}$ , для слияния с  $^8\text{He}$  наблюдается усиление сечения вблизи барьерной области энергий. Сравнение этих реакций показывает сильное отличие функций возбуждения реакций полного слияния с ядрами  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  от функции возбуждения реакции с ядрами  $^4\text{He}$ . В случае реакций с пучком ионов  $^6\text{He}$  и  $^8\text{He}$  значения измеренного сечения в глубокоподбарьерной области энергий на несколько

порядков больше, чем в случае реакции  ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ . Значительное усиление сечения реакций слияния наблюдалось также в реакциях с ядрами  ${}^9\text{Li}$  [11].

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 глубоководбарьерной энергии ( $E_{\text{с.ц.м.}} - V_{\text{с.ц.м.}} \leq 10$  МэВ), что может свидетельствовать о преобладающем механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона в ядре  ${}^6\text{He}$ .

Анализ функций возбуждения для реакций передачи на ядрах  ${}^6\text{Li}$  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 понижен по сравнению с  $\alpha$ -частицей.

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 [18]. Например, в свете полученных нами результатов наиболее вероятными для синтеза легких стабильных ядер могут оказаться следующие каналы реакций:  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n\gamma){}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, 2n\gamma){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n\gamma){}^9\text{Be}$ ,  ${}^3\text{He}({}^9\text{Li}, 2n\gamma){}^{10}\text{B}$  и др.

Этот пример еще раз подтверждает тот факт, что фундаментальная ядерная физика расширяет наши познания микромира, способствует развитию представлений об окружающем нас макромире, а также вносит вклад в смежные области науки и техники. Фундаментальная наука, приносящая знание об окружающем нас мире, и прикладная наука, претворяющая полученные знания в практическую пользу, развиваются совместно, обогащая и дополняя друг друга.

Ниже на основе нескольких примеров продемонстрирована эта связь и показано, насколько ядерная физика, и физика тяжелых ионов в частности, способствует развитию этого чрезвычайно важного направления.

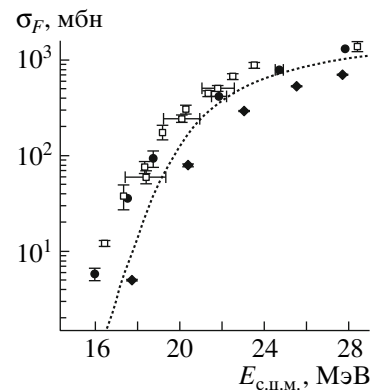


Рис. 5. Экспериментальные функции возбуждения для реакций полного слияния  ${}^8\text{He} + {}^{197}\text{Au}$  (●) [10],  ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$  (□) [6] и  ${}^4\text{He} + {}^{197}\text{Au}$  (◆) [17].

### 3. ТЯЖЕЛЫЕ ИОНЫ И НОВЫЕ ТЕХНОЛОГИИ

Одним из примеров удачного использования пучков тяжелых ионов для производства ядерных наномембран является метод, предложенный в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова Объединенного института ядерных исследований в Дубне [19].

#### 3.1. Трековые мембраны

Трековые мембраны, изготавливаемые на основе трековой технологии из полимерных пленок, являются фильтровальным материалом с уникальными свойствами. Эта уникальность заключается в том, что все поры, получаемые на месте треков, имеют разброс по диаметру не более 5%. Высокая интенсивность потока ускоренных ионов (до  $10^{12}$ – $10^{13}$  ион  $\text{с}^{-1}$ ), достигнутая на ускорителях тяжелых ионов ОИЯИ, позволяет получать объемную плотность треков в интервале  $10^6$ – $10^9$   $\text{см}^{-3}$ . Это дает возможность создания в материале наноразмерных гетерогенных структур, применимых в современных нанотехнологиях. Тяжелые ионы с высокой энергией при прохождении через материал образуют в нем треки, в объеме которых материал испытывает необратимые изменения своих макроскопических свойств, происходит деструкция материала (полимера). Специальная химическая обработка деструктированного ионизацией материала превращает исходную пленку в микрофильтрационную со сквозными порами цилиндрической формы [20]. Размеры пор и их плотность в ядерных мембранах можно регулировать путем выбора режима химической обработки и массы бомбардирующих ядер. Это обеспечивает не только высокую производительность при фильтрации жидких и газообразных сред, но и высокую селективность. При

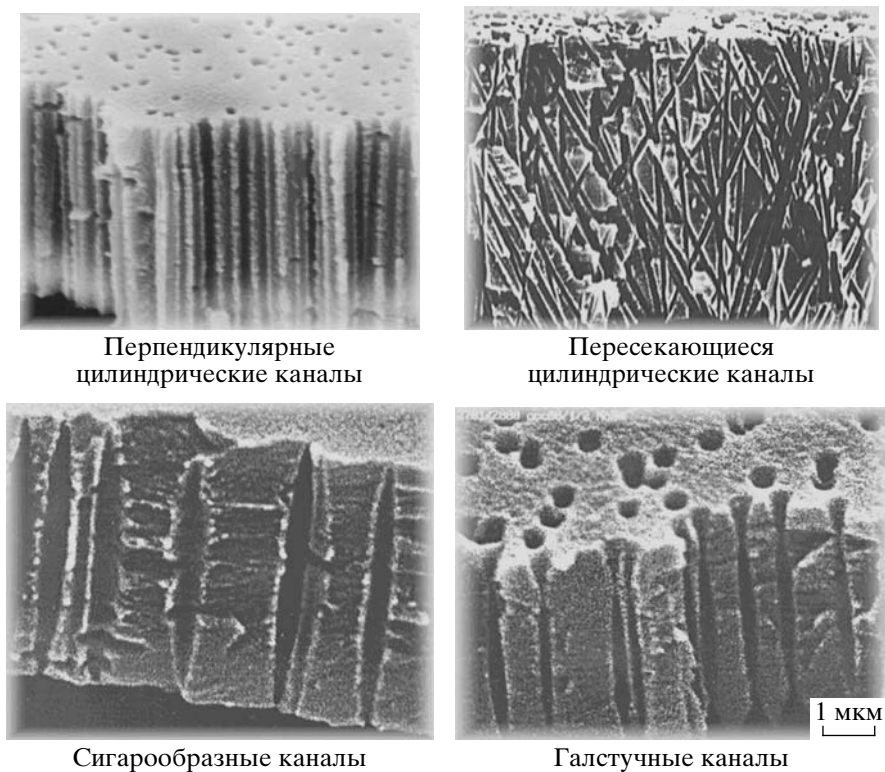


Рис. 6. Различные виды ядерных наномембран.

длине треков около десятков микрон их диаметр составляет от 20 до 100 нм (в зависимости от вида иона и его энергии).

Так называемые ядерные или трековые мембраны являются особым типом искусственных полимерных мембран. От классических мембран, получаемых в основном методами химической технологии, ядерные мембраны отличают высокая однородность геометрических размеров и правильная форма пор, высокая селективность по отношению к выделяемому компоненту, биологическая инертность.

Подобных фильтровальных материалов, создаваемых другими методами, нет. В настоящее время ОИЯИ обладает богатым научным и практическим опытом промышленного изготовления трековых мембран. Разработана оригинальная технология, позволяющая получать каналы любого вида (рис. 6).

Одно из преимуществ ядерных фильтров состоит в том, что ядра ускоряемых ионов стабильны, а энергия их недостаточна для вступления в ядерные реакции с ядрами элементов мишени. Поэтому полностью отсутствует активация полимерного материала в процессе облучения. Ионизация, производимая тяжелыми ионами вдоль их траектории в веществе, настолько сильна, что даже в высококотермостойких и радиационностойких полимерах

остаются дефекты, превращаемые в поры после соответствующей химической обработки [21]. Эти уникальные свойства мембран позволяют широко использовать их в самых различных областях. Отметим лишь наиболее важное использование ядерных мембран.

Известно, насколько важна в современной электронной промышленности чистота технологических сред, в частности воды и воздуха. Присутствие посторонних веществ и частиц в процессе создания микросхем и полупроводниковых приборов оказывает существенное влияние на качество и выход продукции. В связи с этим на предприятиях электронной промышленности в качестве промывочной среды используется особо чистая вода, содержащая не более 50–150 микрочастиц (размером  $\leq 0.2$  мкм) в 1 мл. Ядерные фильтры являются идеальным материалом для конечной очистки воды от микрочастиц. Это обусловлено тем, что, во-первых, ядерные фильтры с диаметром пор 0.2 мкм задерживают все микрочастицы большего размера, в том числе бактерии, во-вторых, в отличие от большинства других фильтров они практически не выделяют в фильтрат каких-либо низкомолекулярных примесей. Ядерные фильтры, используемые для этих целей, заряженные в специальный патрон имеют производительность более 0.25 м<sup>3</sup> чистой воды в час.

На рис. 7 представлены размеры различных веществ и соответствующие им размеры ядерных мембран. Видно, что ядерные мембраны позволяют фильтровать самые различные вещества, аэро- и гидрозолы. Отсюда сразу следуют другие возможные области применения ядерных фильтров, важнейшей из которых является медицина. Ядерные фильтры обладают по сравнению с другими мембранами значительно меньшей (2–5%) дисперсией пор, и это делает их незаменимыми в процессах очистки, концентрирования и стерилизующей фильтрации вирусов и вакцин. В ОИЯИ в рамках программы “Нанотехнология” создается специальный ядерно-технологический центр, в котором с помощью циклотронов тяжелых ионов будут производиться фильтры для диализа (очистка крови).

Все это демонстрирует самые широкие возможности использования ядерных мембран. Еще одно важное направление — создание и исследование свойств наноструктур под действием тяжелых ионов.

### 3.2. Радиационное материаловедение

В атомной энергетике существует проблема радиационной стойкости конструкционных материалов. Под действием реакторного излучения материалы со временем распухают, меняется их прочность, происходит изменение кристаллической решетки. Эти эффекты ограничивают срок их службы. Физика радиационных повреждений не до конца ясна, поэтому ведутся исследовательские работы, направленные на изучение механизмов радиационного дефектообразования. В этом плане ускоренные тяжелые ионы являются эффективным “инструментом” моделирования радиационного повреждения. Пучки тяжелых ионов эффективно используются для прикладных исследований в области радиационного материаловедения, которые развиваются в нескольких направлениях [22]:

1. Получение наноструктур в металлах, полупроводниках и кристаллах. Они возникают под воздействием тяжелых ионов на кристаллическую структуру материала.

2. Синтез в твердом теле квантово-размерных одно- и многокомпонентных нанопаз с объемной плотностью  $10^{19} \text{ см}^{-3}$  (сверхрешетки).

3. Получение цилиндрических пор-треков в твердых телах. В настоящее время получены нанотреки в полупроводниках (кремний).

4. Исследование возникающих под действием облучения эффектов упрочнения металлов, объемного расширения, ускоренной диффузии примесей, изменения люминесцентных свойств кристаллов.

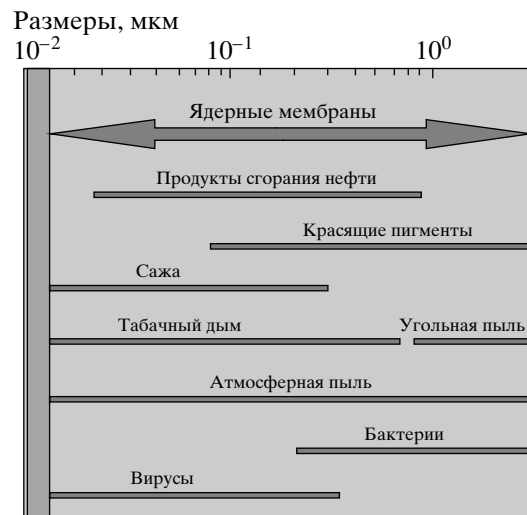


Рис. 7. Диапазон размеров пор ядерных фильтров (в мкм) в сравнении с характерными размерами частиц некоторых аэрозолей.

Приведенные выше примеры использования ядерных технологий являются лишь малой частью тех огромных возможностей современной ядерной физики в решении важнейших задач современной науки и техники. Таким образом, в настоящее время практически ни одна область науки, техники, производства, использующих высокие технологии, не может обходиться без методов ядерной физики. Эти методы продолжают развиваться и совершенствоваться с целью обеспечения полной безопасности при их применении. И в основном эта цель уже достигнута — прикладные методы ядерной физики во многих случаях оказываются более безопасными, экологически чистыми, чем конкурирующие с ними.

Автор благодарен профессорам С. Н. Дмитриеву, П. Ю. Апелю и В. А. Реутову за предоставленные материалы по новым технологиям и полезные обсуждения при подготовке настоящей работы.

Работа была выполнена при поддержке грантов РФФИ № 10-02-00271 и 09-02-91056 НЦНИ.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ю. Э. Пенионжкевич, ЯФ **71**, 1155 (2008).
2. Ю. Э. Пенионжкевич, ЯФ **72**, 1674 (2009).
3. M. Dasgupta *et al.*, Phys. Rev. C **66**, 041602R (2002).
4. L. F. Canto *et al.*, Phys. Rept. **424**, 1 (2006).
5. N. Keeley *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **59**, 579 (2007).
6. Yu. E. Penionzhkevich *et al.*, Phys. Rev. Lett. **96**, 162701 (2006).
7. R. Raabe *et al.*, Nature **431**, 823 (2004).
8. J. J. Kolata *et al.*, Phys. Rev. Lett. **81**, 4580 (1998).

9. Yu. E. Penionzhkevich *et al.*, Eur. Phys. J. A **31**, 185 (2007).
10. A. Lemasson *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 232701 (2009).
11. W. Loveland *et al.*, Phys. Rev. C **74**, 064609 (2006).
12. V. I. Zagrebaev, Phys. Rev. C **67**, 061601(R) (2003).
13. R. Kalpakchieva *et al.*, Phys. Atom. Nucl. **70**, 619 (2007).
14. W. J. Ramlar *et al.*, Phys. Rev. **114**, 154 (1959).
15. M. Dasgupta *et al.*, Phys. Rev. C **70**, 024606 (2004).
16. S. M. Lukyanov *et al.*, Phys. Lett. B **670**, 321 (2009).
17. А. А. Кулько и др., ЯФ **70**, 643 (2007).
18. V. I. Zagrebaev *et al.*, Phys. Rev. C **75**, 035809 (2007).
19. Г. Н. Флеров, Вестн. АН СССР, № 4, 35 (1984).
20. Б. В. Мчедлишвили, Г. Н. Флеров, Журн. Всесоюз. хим. общества им. Д. И. Менделеева **XXXII**, 641 (1983).
21. П. Ю. Апель и др., Ядерная физика и нанотехнологии (ОИЯИ, Дубна, 2008), с. 73.
22. С. Н. Дмитриев, В. Ф. Реутов, Ядерная физика и нанотехнологии (ОИЯИ, Дубна, 2008), с. 51.

## REACTIONS WITH WEAKLY BOUND CLUSTER NUCLEI. HEAVY IONS AND NEW TECHNOLOGIES

Yu. E. Penionzhkevich

Experimental excitation functions are presented for complete fusion and transfer reactions in the interaction of  ${}^6\text{He}$  and  ${}^{6,8,9}\text{Li}$  with different 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 nucleus decay. For these exit channels a strong enhancement has been observed. Enhancement of the cross section for neutron-transfer (with  ${}^6\text{He}$  and  ${}^{8,9}\text{Li}$  beams) and deuteron-transfer (with  ${}^6\text{Li}$  beam) reactions is observed at deep sub-barrier energies. The results are discussed from the viewpoint of how the nuclear cluster structure influences the probability of interaction at near-barrier energies. The results of use of heavy-ion beams in new technologies are submitted.