



Сравнение экспериментальных данных с расчетом по формуле (2):

● — M_M^* (настоящая работа); ○ — M_T^* для сплава NaK, $x = 1,13$ [3]; 1—3 — соответственно расчет M (для $x = 1,14$), M_M^* (настоящая работа) и M_T^* (для условий [3])

в средней части пучка в области расположения дистанционирующих выступов во всех каналах зафиксированы локальный скачок скорости на 2% и небольшое падение давления. Тщательные исследования, выполненные одновременно на жидкометаллическом теплоносителе [3], дали близкие результаты (см. рисунок).

Из анализа экспериментальных и расчетно-теоретических работ можно сделать некоторые предварительные выводы. Турбулентный межканальный тепломассообмен в несколько раз ниже, чем это следует из большинства опубликованных данных. Влияние вторичных течений на межканальный тепломассообмен в правильных решетках стержней довольно велико, но до последнего времени существенно завышалось ввиду указанных причин. Составляющая, обусловленная вторичными течениями, возрастает с уменьшением x ниже 1,4, компенсируя уменьшение пульсационной турбулентной составляющей. Благодаря этому степень турбулентного тепломассообмена остается примерно на одном уровне: $M = 0,002 \div 0,003$ вплоть до $x = 1,05$, соответствующего нижней границе имеющихся данных. Обычное пренебрежение молекулярными эффектами недопустимо при использовании и обобщении экспериментальных данных в области $Pr \ll 1$, $Sc \ll 1$ и при $Re \leq 10^4$, $x \leq 1,4$.

Введем понятия коэффициентов межканального тепло- и массообмена:

$$M_T^* = k_T M + M_T^\lambda; \quad M_M^* = k_M M + M_M^D, \quad (2)$$

УДК 539.172.4

Резонансный интеграл захвата нейтронов на ^{244}Pu

ДРУЖИНИН А. А., КРЫЛОВ Н. Г., ЛЬВОВ А. А., ОДИНЦОВ Ю. М., СУМАТОХИН В. Л.

Для выбора оптимального способа получения нуклидов трансплутониевых элементов реакторным методом необходимо знать значения сечений нейтронных реакций для всех нуклидов в цепочках накопления. Цель настоящей работы — измерение резонансного интеграла захвата нейтронов на ^{244}Pu .

где t — теплообмен; m — массообмен; * — с учетом молекулярных эффектов; λ — теплопроводность; d — диффузия. В исследованиях на жидком металле [3] вклад M_T^λ учитывался, в исследованиях на воде и воздухе вкладом M_T^λ и M_M^D пренебрегают. В обоих случаях принимается эквивалентность между межканальным обменом молями жидкости, теплом и массой примеси, что строго выполняется лишь при плоском профиле температуры и концентрации в пределах каналов. В формуле (2) неэквивалентность обмена учитывается коэффициентами k_T и k_M , зависящими, очевидно, от геометрии пучка, типа межканального взаимодействия, значений Re , Pr , Sc , x . Значение M в формуле (2) соответствует действительному межканальному расходу жидкости. С учетом данных ФЭИ прием в первом приближении $k_T = 0,7$ для $Pr \ll 1$. Учитывая данные [3], уточним соотношение [1] для M путем корректировки эффективного расстояния межканального тепло-массообмена $Z_{ij} = (1,08x^2 - 1) \delta_{ij}$, где δ_{ij} — расстояние между центрами смежных каналов. Соотношения для M_T^λ и M_M^D для $Pr \gg 1$, $Sc \gg 1$ получим, используя в работе [1] вместо ϵ_v эффективную вязкость $(\epsilon_v + \nu)$ и приняв указанное выражение для Z_{ij} . Для жидкостей с $Pr \ll 1$ соотношение для M_T^λ примем согласно Гинзбергу и Франсу [2]. Тогда $M = 0,0436 (x - 1) [1 + (x - 1)^{0,2} 10^{0,5} x^{-1} (1,08x^2 - 1)^{-1} Re^{-0,2}]$.

Для $Pr \geq 1$, $Sc \geq 1$ $M_T^\lambda = M_M^D = 5,66x^{-1} (1,08x^2 - 1)^{-1} Re^{-1,075}$, $k_T = k_M = 1$; для $Pr \ll 1$ $M_T^\lambda = 6,7 (x - 1) x^{-1} (Re Pr)^{-1}$, $k_T = 0,7$.

Соотношение (2) может быть использовано для инженерных оценок коэффициентов турбулентного гидротепло- и массообмена в правильных треугольных решетках гладких цилиндрических стержней в диапазоне $1,05 \leq x \leq 1,4$ и $5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$.

Поступило в Редакцию 30.10.78
В окончательной редакции 15.12.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Габрианович Б. Н., Рухадзе В. К. В кн.: Теплофизические исследования. Т. 3. М., изд. ВИМИ, 1977, с. 23.
2. Жуков А. В. и др. Препринт ФЭИ-413. Обнинск, 1973.
3. Жуков А. В. и др. Препринт ФЭИ-757. Обнинск, 1977.
4. Ушаков П. А. «Теплофизика высоких температур», 1974, т. 12, № 1, с. 103.

Образцы размещали в полиэтиленовом контейнере (толщина стенок 18 мм, внутренняя полость диаметром и высотой по 100 мм). Для исключения возмущения флюенса тепловых нейтронов кадмием (при облучении образцов с кадмиевыми экранами) кассеты с плутонием размещали на расстоянии 80 мм одна от другой. Предварительно в полости контейнера были измерены с использованием (n, γ) -реакций на ^{164}Dy , ^{115}Sn , ^{197}Au , ^{63}Cu , ^{23}Na , ^{37}Cl абсолютный флюенс тепловых нейтронов Φ_{th} , эффективная температура нейтронов $T_{\text{н}}$, отношение флюенса тепловых нейтронов к промежуточному $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{epi}}$, спектр промежуточных нейтронов. Методика измерений указанных характеристик подробно изложена в работе [1]. Получили $T_{\text{н}} = 420 \pm 35 \text{ K}$, $\Phi_{\text{epi}} \sim 1/E^{0,95 \pm 0,02}$, $\Phi_{\text{th}}/\Phi_{\text{epi}} = 34 \pm 2$.

Облучение образцов с ^{244}Pu проводили одновременно с мониторирующими детекторами. Использовались (n, γ) -реакции на ^{197}Au и ^{63}Cu , а также (n, p) -реакция на ^{58}Ni . Последняя реакция использовалась для определения флюенса быстрых нейтронов в местах расположения образцов плутония. В каждой серии облучений флюенс тепловых нейтронов составлял $\sim 9 \cdot 10^{14}$ нейтр./см²; флюенс быстрых нейтронов энергией выше 2,35 МэВ $\sim 7 \cdot 10^{13}$ нейтр./см².

После облучения плутониевые образцы поступали на радиохимическую обработку для выделения радиохимически чистого плутония. Для этого плутоний сорбировали на анионите дауэкс 1×4 (100—200 меш.) из раствора 10 М HCl и 0,1 М HNO₃. Затем для удаления инертных примесей и осколочной активности смолу промывали 7,5 М HNO₃. Десорбцию плутония с анионита проводили 0,5 М HCl.

Резонансный интеграл реакции $^{244}\text{Pu}(n, \gamma)^{245}\text{Pu}$ измеряли методом «кадмиевых отношений» [2] путем сравнения с известным резонансным интегралом для реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$. Кадмиевое отношение определяли как отношение удельной активности данного нуклида в образце, облученном без кадмиевого экрана, к удельной активности этого же нуклида в образце, облученном с кадмиевым экраном. Толщина используемого кадмиевого экрана составляла 1 мм. Измеряли кадмиевые отношения для ^{245}Pu , образующегося в реакции радиационного захвата нейтронов на ^{244}Pu , и для ^{198}Au , образующегося на ^{197}Au .

Измерения активности золота проводили на установке $\beta - \gamma$ -совпадений с погрешностью $\pm 1\%$ (измерялась абсолютная активность). Измерения активности ^{245}Pu проводили на полупроводниковом гамма-спектрометре. Для уменьшения загрузки электронного тракта спектрометра за счет регистрации собственного рентгеновского и низкоэнергетического γ -излучения с $E_{\gamma} < 100$ кэВ исходного плутония между Ge (Li)-детектором и образцом плутония помещали свинцовый фильтр толщиной 113 мг/см². Измерения γ -спектров облученных образцов плутония проводили в стандартной геометрии на протяжении ~ 40 ч после окончания радиохимического выделения плутония. Обработку спектров проводили как ручным методом, так и с помощью ЭВМ по специальной программе. Во всех случаях определяли энергию γ -излучения и вычисляли площади соответствующих фотопиков. Эти измерения показали, что основное γ -излучение облученных образцов плутония обусловлено ^{243}Pu (энергия γ -излучения 322, 356, 381 и 423 кэВ) и ^{245}Pu (энергия γ -излучения 308, 327, 377, 492, 560 и 630 кэВ). Идентификацию ^{243}Pu и ^{245}Pu проводили как по энергии γ -излучения, так и по периодам полураспада. Кадмиевые отношения для плутония вычисляли как отношения площадей фотопиков, соответствующие

Основные экспериментальные результаты

Экспериментально измеренные кадмиевые отношения		Резонансный интеграл захвата на ^{244}Pu , б
на ^{197}Au	на ^{244}Pu	
$2,750 \pm 0,050$	$1,85 \pm 0,15$	$44,5 \pm 8,0$
$2,750 \pm 0,056$	$2,02 \pm 0,20$	$37,1 \pm 6,7$
$2,700 \pm 0,054$	$1,91 \pm 0,13$	$40,3 \pm 6,1$

щих энергии 327, 492, 560 и 630 кэВ для образцов, облученных в кадмиевых экранах и без них. При этом вводили поправки на распад за время измерений и на разное количество исходного плутония в разных образцах.

Вычисление резонансного интеграла проводили по известной формуле [2] с использованием экспериментально измеренных значений кадмиевых отношений эталона ^{197}Au и ^{244}Pu . При этом использовали также следующие константы и поправки. Согласно работе [3], резонансный интеграл захвата для золота в случае изотропного потока нейтронов и кадмиевого экрана толщиной 1 мм составляет 1543 ± 20 б. С учетом поправки на отклонение формы нашего спектра нейтронов от закона $1/E$, равной $1,096 \pm 0,020$ и вычисленной по работе [4], значение этого интеграла в настоящей работе принято равным 1691 б. Значения сечений (n, γ) -реакций при энергии нейтронов 0,025 эВ (2200 м/с) приняты следующими: для $^{197}\text{Au} - 98,6 \pm 0,3$ б [3], для $^{244}\text{Pu} - 1,7 \pm 0,1$ б [5, 6].

Поправка к этим значениям сечений $g(T)$, учитывающая отклонение хода сечений от закона $1/v$ в тепловой области, при температуре 420 К, согласно [7], для ^{197}Au составляет 1,012, а для ^{244}Pu равна единице. Вычитаемая из экспериментально измеренных кадмиевых отношений поправка на поглощение кадмием нейтронов, энергии которых заключены в диапазоне между граничной энергией эпитеплового спектра (0,1 эВ) и границей поглощения кадмия толщиной 1 мм (0,68 эВ), принята для $^{197}\text{Au} 1,059 \pm 0,001$ [1], для ^{244}Pu равна единице. В экспериментальные значения кадмиевых отношений для золота после вычитания поправки на поглощение вводили поправку на эпитепловое самоэкранирование, составляющую для фольг толщиной 4,4 мг/см² $0,776 \pm 0,005$ [8]. Аналогичную поправку в экспериментальные значения кадмиевых отношений для плутония не вводили, так как толщина облучаемых образцов плутония не превышала 0,5 мг/см². Результаты измерений приведены в таблице.

Погрешность в среднем значении есть одно стандартное отклонение. Таким образом, значение эффективного резонансного интеграла захвата нейтронов ^{244}Pu , измеренное в настоящей работе, составило 40 ± 3 б.

Аналогичные измерения были проведены в работе [9], где использовалось 200 мкг плутония, обогащенного ^{244}Pu до 99,06 мас.%. В качестве эталона, как и в настоящей работе, использовалось золото, In_{γ} и $\sigma(v_0)$ для него принимались равными 1558 и 98,8 б. Было получено значение резонансного интеграла 35 ± 4 б. В работе [5] приводится рекомендованное значение резонансного интеграла захвата нейтронов ^{244}Pu , равное 43 ± 4 б, которое получено как среднее

по данным работ [9] и [10]. Видно, что значение, полученное в настоящей работе, в пределах погрешностей совпадает с рекомендованным.

Поступило в Редакцию 27.11.78

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Одинцов Ю. М. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 4, с. 209.
2. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика М., Атомиздат, 1968.

3. Neutron Flux Measurements. Technical Reports Series, N 107, Vienna, IAEA, 1970.
4. Schuman P., Albert P. «Kernenergie», 1965, v. 8, p. 88.
5. Mughabghab S., Garber, D. Neutron Cross Sections, BNL-325, Third Edition, 1973, v. 1.
6. Горбачев В. М., Замятин Ю. С., Лбов А. А. Взаимодействие излучений с ядрами тяжелых элементов и деление ядер. М., Атомиздат, 1976.
7. «Атомная энергия», 1959, т. 6, вып. 2, с. 218.
8. Bauman N. «Nucleonics», 1965, v. 23, p. 98.
9. Schuman R. WASH-1136, 1969, p. 51.
10. Druschel. ORNL-4706, 1971, p. 55.

УДК 539.173.47

Абсолютные измерения сечения деления ²⁴¹Am нейтронами энергией 2,5 МэВ

АЛЕКСАНДРОВ Б. М., НЕМИЛОВ Ю. А., СЕЛИЦКИЙ Ю. А., СОЛОВЬЕВ С. М., ФУНШТЕЙН В. Б., ХЛЕБНИКОВ С. В., ШИРЯЕВ Б. М.

В реакторостроении необходимо знать сечения деления трансурановых элементов, накапливающихся при работе реактора. Большой интерес представляет область первого плато функции возбуждения, где выход нейтронов деления максимален. Сечения деления измеряют многократно различными методами, что позволяет повысить их точность и достоверность. Чаще всего в литературе описываются относительные измерения сечений, когда в качестве опорных используются $\sigma_{n,f}$ таких, например, ядер, как ²³⁵U, ²³⁸U, ²³⁹Pu. Абсолютные измерения более трудоемки, но их преимущество состоит в том, что расчет сечений содержит меньше источников погрешностей. Ранее при $E_n = 2,5$ МэВ были измерены абсолютные сечения деления ²³⁸U [1] и ²³⁵U [2] при регистрации потока нейтронов по сопутствующим частицам из реакции $D(d, n)^3\text{He}$. В настоящей работе этот метод с некоторой модификацией был впервые применен для определения сечения деления ²⁴¹Am нейтронами той же энергии.

Дейтроны ускорялись с помощью низковольтного ускорителя до энергии 70—80 кэВ. Схема измерений была аналогична той, которая использовалась ранее в работах [1, 2]. Отличие заключалось в способе регистрации сопутствующих гелионов: не с помощью газового пропорционального счетчика, как в работах [1, 2], а полупроводниковым поверхностно-барьерным кремниевым детектором. Импульсы от гелионов выделялись дифференциальным дискриминатором. Дейтроны, рассеянные в дейтеритановой мишени, поглощались алюминиевой фольгой, наклеенной на диафрагму перед полупроводниковым детектором. Оптимальная толщина алюминиевого поглотителя, выбиравшаяся по наилучшему выделению в спектре пика от гелионов, оказалась равной 1 мкм.

Мишени из ²⁴¹Am изготовлялись испарением в вакууме фторида америция на вращающиеся полированные алюминиевые диски толщиной 0,1 мм. По паспортным данным, в америции содержалась примесь ²³⁹Pu в количестве 0,5 мас.%. Общая масса использовавшихся мишеней из ²⁴¹Am составляла 2754 ± 25 мкг и определялась по α -активности и огубликованному периоду полураспада $T_{1/2} = 432,7 \pm 0,6$ года [3]. Толщина слоев фторида америция не превышала 300 мкг/см².

Осколки деления регистрировались слюдяными детекторами, сочетавшими в себе свойство высокой эффективности регистрации осколков (96%) на «фоне» большой α -активности с предельно малой массой вещества, рассеивающего нейтроны. Стопка из мишеней и слюдяных пластинок зажималась между тонкими кадмиевыми дисками. Для контроля и увеличения достоверности результатов в брикет с мишенями из Am были положены мишени из природного урана и ²³⁵U диаметром 20 мм.

За время измерения было зарегистрировано 2117 актов деления америция и 716 205 гелионов. При расчете сечения учитывались спонтанное деление ядер в мишени за время контакта с детектором (эта поправка определялась экспериментально и составляла $1,9 \pm 0,2$ %); поправка на нечувствительность слюдяного детектора к осколкам деления, попадающим в него под малыми углами к поверхности (4 ± 1 %); поправка при выделении гелионов из полного спектра заряженных частиц ($1,5 \pm 1,0$ %); поправка на несферичность поверхности мишени ($1,5 \pm 0,2$ %); деление ядер мишени рассеянными нейтронами (3 ± 1 % полного количества делений); поправка на примесь ²³⁹Pu в америциевой мишени ($0,5 \pm 0,1$ %); геометрия эксперимента и угловое распределение нейтронов (поправка $0,3 \pm 0,1$ %).

В итоге при $E_n = 2,5$ МэВ было получено значение сечения деления $\sigma_{n,f} (^{241}\text{Am}) = 1,98 \pm 0,07$ б. Приведенная погрешность представляет собой среднее квадратическое значение; наибольшими составляющими в ней являются статистическая погрешность числа зарегистрированных осколков (2,2 %) и погрешность определения расстояния от источника нейтронов до делящихся мишеней (1,7 %).

Как отмечалось выше, для контрольного сопоставления в одном брикете с америциевыми мишенями были облучены мишени из ²³⁹U и ²³⁵U. Их сечения деления нейтронами с $E_n = 2,5$ МэВ оказались равными $0,52 \pm 0,02$ и $1,27 \pm 0,05$ б соответственно. В пределах погрешности они совпадают как с нашими предыдущими данными [1, 2], так и с усредненными оцененными сечениями Харта [4] и Соурби [5].

Полученное с помощью абсолютных измерений значение $\sigma_{n,f} (^{241}\text{Am}) = 1,98 \pm 0,07$ б в пределах погреш-