

Постоянные затухания для нейтронов в свинце

Таблица 1

Диффузионные параметры свинца

Таблица 2

$\alpha'_k, \text{с}^{-1}$				$\tau_{th} (\equiv 1/\alpha'_1), \text{мкс}$
α'_0	α'_1	α'_2	α'_3	
0	933,42	1972,08	3113,0	1071,33
0	932,53	2034,08	3334,45	1072,35
0	931,22	2010,61	3266,85	1073,86
				1073,85

Примечание. Первая строка — расчет по методу возмущений [1]; вторая — по методу ВКБ; третья — по данным [2]; четвертая — согласно [3, 4] по скоростному полиномиальному методу.

$\bar{D}, \text{см}^2/\text{с}$	$C, \text{см}^4/\text{с}$	$F, \text{см}^6/\text{с}$
$2,203 \cdot 10^5$	$86,041 \cdot 10^5$	$20,565 \cdot 10^7$
$2,184 \cdot 10^5$	$89,660 \cdot 10^5$	$22,310 \cdot 10^7$
$2,212 \cdot 10^5$	$90 \cdot 10^5$	—
—	$91,170 \cdot 10^5$	$42,079 \cdot 10^7$

Примечание. Первая строка — расчет по методу возмущений [1]; вторая — по методу ВКБ; третья — согласно [3, 4] по скоростному полиномиальному методу; четвертая — по данным [2].

Известно, что

$$\alpha'_0 = \bar{D}B^2 - CB^4 + FB^6 + \dots \quad (3)$$

Нами приближенно определены коэффициенты уравнения (3) на основании аппроксимации двух полученных выше зависимостей $\alpha'_0 = f(B^2)$ по методу наименьших квадратов, а также в предположении $l_{tr} = v/(v+a)$ согласно [3, 4].

В табл. 2 приведены результаты расчетов значений диффузионных параметров и для сравнения результаты [2]. Однако для коэффициента диффузионного охлаждения C по методу возмущений получены значения $92,18 \cdot 10^5$ и $86,041 \cdot 10^5 \text{ см}^4/\text{с}$ в интервалах $0 < B^2 \leq 0,085$ и $0 < B^2 \leq 0,015 \text{ см}^{-2}$ соответственно.

Для определения диффузионных параметров была использована и другая методика: результаты расчетов по методам возмущений и ВКБ рассматриваются как «экспериментальные» флюктуирующие точки. Далее

по способу наименьших квадратов определяются диффузионные параметры (3). Их значения ($\bar{D} = 2,196 \times 10^5 \text{ см}^2/\text{с}$; $C = 89,115 \cdot 10^5 \text{ см}^4/\text{с}$; $F = 22,42 \cdot 10^7 \text{ см}^6/\text{с}$) хорошо согласуются с результатами [2] и с нашими расчетами по скоростному полиномиальному методу [3, 4]. Однако значения коэффициента F отличаются от результатов [2].

Методом наименьших квадратов найдены первые члены разложений Δ_k в ряд по степеням B^2 .

(№ 938/9108. Поступила в Редакцию 27/1 1977 г. В окончательной редакции 15/VII 1977 г. Полный текст 0,4 а.л., табл. 3, список литературы 9 наименований).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Garelis E. «Nucl. Sci. and Engng», 1962, v. 13, p. 1197.
- Shapiro C. S., Corngold N. «Phys. Rev.», 1965, v. 137A, p. 1686.
- Кенжебаев Ш. «Атомная энергия», 1968, т. 24, вып. 4, с. 386.
- Казарновский М. В., Шапиро Ф. Л. В кн.: Нейтронная физика. М., Госатомиздат, 1961, с. 169.

УДК: 621.039.542.32:536.413.2

Термическое расширение карбида урана с добавками, имитирующими стабильные осколки при 8%-ном выгорании тяжелых атомов

ИВАНОВ А. А., БЕЛЕВАНЦЕВ В. С., ЕВКИНА З. Ф., ЗЕЛЯНИН В. А., БАШЛЫКОВ С. Н.

Для оценки работоспособности твэлов необходимо знать влияние осколочных элементов на температурный коэффициент линейного расширения (ТКЛР) топлива. С этой целью в карбидное топливо вводились имитаторы осколочных элементов в количестве, отвечающем 8—10%-ному выгоранию. Способ приготовления, структура и фазовый состав такого имитатора облученного топлива описаны ранее [1]. Характеристика исследованных материалов представлена в таблице.

Температурный коэффициент линейного расширения измеряли при температуре от 20 до 1400 °С. Образцы в виде столбика таблеток нагревали в вакууме $2 \cdot 10^{-5}$ мм рт. ст. со скоростью $2,5 \text{ }^\circ\text{C}/\text{мин}$, ТКЛР определяли с погрешностью $\pm 3\%$.

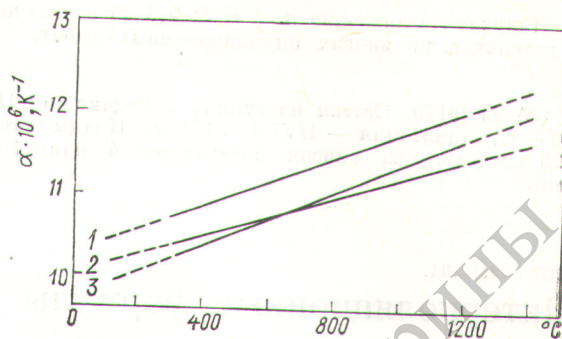
При температуре выше 1200 °С наблюдалось некоторое замедление термического расширения, связанное, по-видимому, с уходом CO в динамическом вакууме и с растворением в монокарбиде урана фаз с меньшей плотностью. Поэтому значения ТКЛР (рисунок) рассчитывали только до температуры 1200 °С. Полученные значения среднего ТКЛР горячепрессованного карбида урана близки к вычисленным по уравнению, предложенному Карнигли для литого карбида [2]. Средний ТКЛР имитатора в интервале 20—1200 °С примерно на 5% меньше, чем у карбида урана.

На основании таблицы по правилу аддитивности были рассчитаны ТКЛР исследованных образцов карбида урана и имитатора для интервала температур 20—

Характеристика образцов

Материал	Фазовый состав *	Содержание фаз, об.% **	$\bar{\alpha} \cdot 10^{-6}, \text{K}^{-1}$
Карбид урана	UC	90,8	11,2 [2]
	UC ₂	9,2	15,1 [2]
Имитатор облученного карбидного топлива	(UZrMo)C	78,38	11,2 ***
	(UPЗЭ) ₂ C ₃	13,55	10,5 [2]
	UMoC ₂	2,09	—
	(PЗЭ) ₂ O ₃	3,07	10,3 [3]
	BaOSrO	0,74	13,5 [3]
	U(RuPd) ₃	2,17	—

* По данным работы [1].
 ** Рассчитано исходя из химического состава.
 *** Принято, что растворение небольших количеств Zr и Mo не изменяет ТКЛР карбида урана.



ТКЛР карбида урана:

1 — результаты настоящей работы; 2 — данные Карнигли [2]; 3 — данные имитатора облученного карбидного топлива

1000 °С. Экспериментальные и расчетные данные хорошо совпадают для карбида урана — 11,8 и 11,6 · 10⁻⁶ К⁻¹ — и для имитатора — 11,4 и 11,0 · 10⁻⁶ К⁻¹ соответственно.

Расчет и эксперимент показывают, что введение в карбидное топливо имитаторов осколков деления в количестве, соответствующем 8%-ному выгоранию, уменьшает ТКЛР на 5%; можно ожидать, что и в натуральных условиях ТКЛР карбидного топлива после выгорания 8—10% тяжелых атомов не будет отличаться от ТКЛР исходного карбида более чем на 5%.

(№ 940/9245. Статья поступила в Редакцию 4/У 1977 г. Полный текст 0,3 а.л., рис. 1, табл. 3, список литературы 3 наименования).

УДК 539.171.015.4

О сечении реакции ²⁷Al(n, p)²⁷Mg для нейтронов с энергией 14,9 МэВ

МЕЛЕНТЬЕВ В. И., ОВЕЧКИН В. В.

В работе [1] получено новое значение $\sigma_{n,p}$ на алюминии для нейтронов с энергией 14 МэВ, которое существенно превышает результаты [2]. В связи с этим в настоящей работе проведено измерение сечения реакции ²⁷Al(n, p)²⁷Mg путем активации алюминия на нейтронном генераторе типа НГ-150И с регистрацией наведенной активности на NaI(Tl)-детекторе размером 150 × 150 мм с колдцем 33 × 70 мм. Величину нейтронного потока в процессе активации контролировали при помощи монитора на основе полупроводникового Si(Li)-детектора [3] с автоматической записью показаний (Y_i) через каждые t_i = 30 с.

Сечение реакции вычисляли по формуле

$$\sigma_{n,p} = \sigma_{n,\alpha} \frac{[\lambda^{-1} (S_1 S_2 S_{12}^{-1} + N_0)^{-1} e^{-\lambda\tau} (1 - e^{-\lambda t_p}) \sum_{i=1}^n Y_i (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-(n-i)\lambda t_i}]_{Na}}{[\lambda^{-1} S^{-1} (\varepsilon_1 \lambda_1 + \varepsilon_2 \lambda_2) e^{-\lambda\tau} (1 - e^{-\lambda t_p}) \sum_{i=1}^n Y_i (1 - e^{-\lambda t_i}) e^{-(n-i)\lambda t_i}]_{Mg}}$$

где $\sigma_{n,\alpha} = 111 \pm 4$ мб — сечение реакции ²⁷Al(n, α)²⁴Na [2], выбранной в качестве стандартной; S₁, S₂, S₁₂ — площади под одиночными пиками полного поглощения каскадных γ-квантов с энергией 1,37 и 2,74 МэВ и под суммарным пиком с энергией 4,11 МэВ от нуклида ²⁴Na соответственно; N₀ — число импульсов под всем спектром от ²⁴Na; τ — время выдержки от конца облучения до начала регистрации; t_p — время регистрации; S — суммарная площадь под фотопиками с энергией 844 и 1014 кэВ определяемого нуклида ²⁷Mg; ε₁γ₁ и ε₂γ₂ — произведения эффективностей на выходы γ-квантов соответственно для энергии 844 и 1044 кэВ.