

справедливы не только в диффузионном, но и в любом другом приближении. Оценки показывают, что для реактора с достаточно жестким спектром τ может быть в три-четыре раза меньше, чем $\tau(v_{гр})$, а M^2 , вычисленное по формуле (9), может быть меньше, чем $L^2 + \tau(v_{гр})$, на 30—40%. Для измерения M^2 в соответствии с предложенным определением нужно применять не резонансный индикатор, а индикатор из того же делящегося материала, который будет использоваться в исследуемом реакторе. Формула (9) может быть обобщена и для многогруппового приближения. Выражение, аналогичное (9), может быть получено и для вероятности избежать утечки. Из уравнения (5) следует условие критичности для реактора без отражателя:

$$k_{эфф} = k_{\infty} (1 - B^2 M^2).$$

Строгое выражение для M^2 с учетом непрерывного спектра пространственных собственных значений

имеет вид

$$M^2 = \left(\sum_{n=0}^N \frac{p_n}{h_n \kappa_n^4} + \int_{\kappa_{мин}}^{\infty} \frac{p_{\kappa} d\kappa}{h_{\kappa} \kappa^4} \right) \times \left(\sum_{n=0}^N \frac{p_n}{h_n \kappa_n^2} + \int_{\kappa_{мин}}^{\infty} \frac{p_{\kappa} d\kappa}{h_{\kappa} \kappa^2} \right)^{-1}, \quad (10)$$

где $p_n, \kappa = \int \theta_n, \kappa v \nu \Sigma f dv \int \theta_n^+, \kappa \chi dv'$, а θ_n^+, κ и θ_n, κ — сопряженные и прямые собственные функции дискретного и непрерывного спектра уравнения $(-\kappa^2 v D + H') \theta = 0$. Формулу (10) можно получить из разложения преобразования Фурье от $G(v, \chi_0, x)$ по собственным функциям $\theta_n(v)$.

Поступило в Редакцию 2/IX 1971 г.

Уточненная интерпретация динамических экспериментов при определении реактивности

Б. П. ПИШИН

УДК 621.039.562

Точность измерения реактивности реактора во многом определяется тем, насколько корректно анализируются показания детектора $Q(t)$, фиксирующего временное изменение плотности нейтронов, на основе нестационарного уравнения реактора, в частности уравнения с эффективными параметрами [1].

Настоящая работа была проведена с целью уточнения интерпретации опытов по измерению реактивности с учетом особенности проведения опытов, свойств и расположения детектора.

Уравнения для показаний детектора, связанные с эффективными параметрами реактора (реактивностью ρ , временем генерации нейтронов деления Λ , эффективной долей запаздывающих нейтронов $\beta_{эфф}$), записываются в виде [1, 2]:

$$\frac{dQ(t)}{dt} = \frac{\rho - \beta_{эфф}}{\Lambda} Q(t) + \varepsilon \sum_i \lambda_i C_i + \varepsilon S; \quad (1)$$

$$\varepsilon \frac{dC_i(t)}{dt} = \frac{\beta_i \varepsilon_{эфф}}{\Lambda} Q(t) - \lambda_i C_i(t), \quad i = 1, 2, \dots, l. \quad (2)$$

Величины $\rho, \beta_{эфф}, \Lambda$ и другие параметры были определены в работе [1]. Функция чувствительности детектора $\varepsilon = \langle \varepsilon(x) n(x) \rangle$ есть интеграл по x -фазовому объему детектора от произведения чувствительности детектора к единичному нейтрону $\varepsilon(x)$ на плотность нейтронов $n(x)$ в поле, в котором находится детектор [2]. Предполагается, что $n(x, t) = n(x) n(t)$.

Общность экспериментальных методов определения подкритичности заключается в необходимости проведения двух связанных экспериментов. Одного опыта недостаточно, так как число неизвестных параметров превышает число уравнений, применяемых при обработке экспериментальных результатов.

В реакторе с неизменной подкритичностью можно создать различные распределения нейтронов за счет выбора свойств внешнего источника нейтронов. Каждому распределению соответствуют определенные числовые значения $\Lambda, \beta_{эфф}, \varepsilon$, диапазон вариаций которых минимален вблизи критичности и более выражен

для глубоко подкритических состояний реактора. Это следует из определений таких функционалов [1, 2]. Неизменность функционала, трактуемого как реактивность, обеспечивается выбором весовой функции $n^+(x)$, являющейся решением сопряженного уравнения в условно критической модели, в которой ρ является собственным числом задачи [3].

В связи с указанным обстоятельством возникает необходимость в усовершенствовании теоретической основы методов измерения реактивности. В таблице приведены рабочие формулы нескольких известных методов, применяемые для определения реактивности. Вывод формул проводился по аналогии с работой [4]. За основу были взяты уравнения (1), (2), а параметры $\Lambda, \beta_{эфф}, \varepsilon$ и S в связанных опытах считались неодинаковыми. В методе «умножения» первый опыт проводится на критическом реакторе в присутствии постоянного источника нейтронов. Детектор фиксирует линейное возрастание плотности нейтронов $Q_1(t)$. Второй опыт осуществляется на подкритическом стационарном реакторе при неизменном положении источника и детектора. Показания последнего постоянны во времени. Различия параметров Λ, ε и S в формуле для реактивности отражаются параметром F .

В методе «сброса стержней» сначала фиксируются показания детектора Q_1 в критическом реакторе без источника. После сброса стержней (сразу же после быстрого спада мощности) реактор ведет себя так же, как в присутствии постоянного источника нейтронов, которым являются осколки деления — эмиттеры запаздывающих нейтронов, накопленные в первом опыте, при этом

$$S_2 = \sum_i \frac{\lambda_i \langle n_2^+(x) \chi_i C_{i,1}(x) \rangle}{\langle n_2^+(x) n_2(x) \rangle} = \sum_i \beta_i \frac{\langle n_2^+(x) \chi_i P_{n_1}(x') \rangle}{\langle n_2^+(x) n_2(x) \rangle}, \quad (3)$$

где $P_n(x') = \int v \Sigma f(x') n(x') dx' [1]$, Скобки $\langle \rangle$ означают интегрирование по фазовому объему реактора.

Рабочие формулы для определения реактивности различными методами

Метод «умножения»	Метод «сброса стержней» и «стреляющего источника»	Метод «импульсного источника»
$Q_1(t) = \frac{S_1 \Lambda_1 \varepsilon_1}{\Lambda_1 + \sum_i \frac{\beta_i \text{эфф}}{\lambda_i}} t$	$Q_1 = \varepsilon_1$	$Q_1(t) = Q_1(0) \exp(-\omega t)$
$Q_2 = -\frac{S_2 \Lambda_2 \varepsilon_2}{\rho_2}$	$Q_2 = -\frac{S_2 \Lambda_2 \varepsilon_2}{\rho_2 - \beta_2 \text{эфф}}$	$Q_2 = -\frac{S_2 \Lambda_2 \varepsilon_2}{\rho}$
$\rho_2 = -\frac{1}{Q_2} \cdot \frac{dQ_1}{dt} \left(\Lambda_1 + \sum_i \frac{\beta_i \text{эфф}}{\lambda_i} \right) F$	$\rho_2 = \left(1 - \frac{Q_1}{Q_2} F \right) \beta_2 \text{эфф}$	$\rho = \frac{\beta_1 \text{эфф} - \omega \Lambda_1}{\int_0^T Q_1(t) dt}$ $\rho = -\frac{Q_2 T}{Q_2 T} F \beta_1 \text{эфф}$
$F = \frac{S_2 \Lambda_2 \varepsilon_2}{S_1 \Lambda_1 \varepsilon_1}$	$F = \frac{\varepsilon_2 \sum_i \beta_i \langle n_2^+(x) \chi_i P n_1(x) \rangle}{\varepsilon_1 \sum_i \beta_i \langle n_2^+(x) \chi_i P n_2(x) \rangle}$	$F = \frac{\varepsilon_2 \langle n^+(x) \chi P n_1(x) \rangle}{\varepsilon_1 \langle n^+(x) \chi P n_2(x) \rangle}$

Примечание. Индекс 1 относится к параметрам и показаниям детектора в первом опыте, а 2 — во втором.

В методе «стреляющего источника» первый опыт проводится на подкритическом стационарном реакторе с постоянным источником. Второй опыт связан с наблюдением переходных процессов после его быстрого удаления из реактора, анализ проводится аналогично предыдущему методу.

В методе «импульсного источника» [4] на подкритический реактор в течение длительного времени (через равные промежутки времени T ; $\lambda_i^{-1} \gg T \gg \omega^{-1}$) воздействуют короткими пучками быстрых нейтронов. Здесь в первом опыте и происходит быстрый спад мгновенных нейтронов деления, а второй опыт проводится с постоянным внешним источником, которым являются накопленные осколки деления — источники запаздывающих нейтронов. Найдем соответствующий эффективный источник S_2 . За время одной вспышки делений в реакторе рождаются осколки с плотностью $\sum_i \beta_i \int_0^T P n(x, t) \times dt$ [1].

Поскольку рассматривается установившийся процесс, то за время T столько же осколков распадается. В единицу времени в единичном объеме фазового пространства осколки испускают число нейтронов, равное

$$S_2(x, t) = \frac{1}{T} \sum_i \beta_i \chi_i \int_0^T P n_1(x, t) dt. \quad (4)$$

Эффективный источник следует записать так [1]:

$$S_2 = \frac{1}{T \langle n^+(x) n_2(x) \rangle} \sum_i \beta_i \langle n^+(x) \chi_i \int_0^T P n_1(x, t) dt =$$

$$= \frac{1}{T} \int_0^T n_1(t) dt \sum_i \beta_i \frac{\langle n^+(x) \chi_i P n_1(x) \rangle}{\langle n^+(x) n_2(x) \rangle} =$$

$$= \frac{1}{T} \int_0^T Q_1(t) dt \frac{\beta_1 \text{эфф} \langle n^+(x) n_1(x) \rangle}{\varepsilon_1 \Lambda_1 \langle n^+(x) n_2(x) \rangle}. \quad (5)$$

При этом использовалось определение $Q(t) = \varepsilon_n(t)$ [2]. На основе импульсных опытов можно записать две формулы реактивности. Одна из них — известная формула Симонса — Кинга, связывающая ρ с константой спада ω , другая основана на показаниях детектора в двух опытах. При $F = 1$ последнее выражение для ρ совпадает с рабочей формулой Сёстранда. Из нее же можно получить формулу Гозани, если $Q_1(t) = Q(0) \exp(-\omega t)$ и $F = 1$. Исключив реактивность из двух формул, нетрудно получить выражение для $\frac{\beta}{\Lambda}$:

$$\left(\frac{\beta}{\Lambda} \right)_1 = \frac{Q_2 T \omega}{F \int_0^T Q_1(t) dt - Q_2 T}. \quad (6)$$

Подставляя выражение (6) в формулу Симонса — Кинга, будем следовать процедуре определения реактивности по Гаррелису — Расселу [4]. В выражениях для ρ и $\frac{\beta}{\Lambda}$ присутствует параметр F , учитывающий различия нейтронных полей в связанных опытах.

Таким образом, рабочие формулы для реактивности в рассмотренных методах отличаются от известных выражений [4] параметром F , в котором отражена в концентрированном виде информация о реальном реакторе в связанных экспериментах, о реакторе

в условно критической модели, о конкретном методе исследования, а также информация о физических свойствах детектора и о его расположении. Аналогичная теория может быть развита применительно к другим методам измерения ρ .

Для состояний реактора, близких к критичности, $F \approx 1$, так как нейтронные поля в сопоставляемых опытах незначительно отличаются от поля нейтронов в критическом реакторе. Для глубоко подкритических систем величина F может заметно отличаться от единицы. Расчет параметра F дает возможность расширить диапазон измеряемых реактивностей, однако это не решает окончательно проблему, так как расчетные значения F вносят в результат ошибки, которые трудно оценить. Примеры удачного расчета поправочного коэффициента приведены в работах [5, 6].

Поступило в Редакцию 23/IX 1971 г.
В окончательной редакции 28/XII 1971 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Gozani. Nucleonik, 5, No. 2, 55 (1963).
2. S. Chwaszczewski. Nucleonik, 12, No. 2, 75 (1969).
3. Ф. Морс, Г. Фешбах. Методы теоретической физики. Т. I, М., Изд-во иностр. лит., 1960.
4. Д. Р. Киппин. Физические основы кинетики ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1967.
5. M. El-Zeftawy, L. Ruby. Nucl. Sci. and Engng, 45, No. 3, 335 (1971).
6. O. Aizawa. J. of Nucl. Sci. and Technol. 6, No. 9, 498 (1969).

Исследование диффузии компонентов в системе UC—ZrC

Г. Б. ФЕДОРОВ, В. Н. ГУСЕВ, Е. А. СМИРНОВ, Г. И. СОЛОВЬЕВ, С. С. ЯНКУЛЕВ

УДК 539.219.3:669.822

Известна только одна работа [1], посвященная изучению диффузионных свойств твердых растворов UC—ZrC. Существенным недостатком этой работы является использование спеченных образцов, а также получение диффузионных характеристик только для урана и углерода. Исследование диффузии компонентов в указанных сплавах представляет не только практический, но и теоретический интерес.

Исходными продуктами для получения сплавов служили монокарбид урана и карбид циркония. Монокарбид урана получали сплавлением спектрально чистого графита с ураном чистотой 99,83 вес.% в дуговой печи. По данным химического анализа, содержание углерода составляло $4,86 \pm 0,1$ вес.%. Для при-

готовления образцов смеси порошков карбидов урана и циркония в соответствующем соотношении прессовали под давлением 50 кг/мм^2 и полученные штабики спекали в вакуумной печи при температуре 2200°C в течение 2 ч. Затем спеченные образцы перешлавли в дуговой печи в среде очищенного аргона.

Составы полученных образцов приведены в таблице. Содержание азота в сплавах не превышало 0,02 вес.%. Согласно данным рентгеновского и металлографического исследований, все сплавы являются однофазными. Выплавленные образцы подвергались гомогенизирующему отжигу при 2200°C в течение 4 ч.

Изучение диффузии проводилось с использованием радиоактивных изотопов U^{235} , Zr^{95} и C^{14} . Изотопы U^{235}

Коэффициенты и параметры диффузии компонентов в сплавах системы UC—ZrC

Номер сплавов	Состав сплавов	Изотоп	$D^*, \frac{\text{см}^2}{\text{сек}} \cdot 10^{11}$				$D_0, \frac{\text{см}^2}{\text{сек}}$	$Q, \text{ ккал/г. атом}$
			2173° K	2273° K	2373° K	2473° K		
1	$\text{U}_{0,497}\text{C}_{0,503}$	U^{235}	0,22	0,60	1,5	4,3	$2,7 \cdot 10^{-2}$	100
		Zr^{95}	0,22	0,60	1,6	4,2	$5,0 \cdot 10^{-2}$	103
		C^{14}	3000	5500	2600	17000	$6,5 \cdot 10^{-2}$	63
2	$\text{U}_{0,422}\text{Zr}_{0,113}\text{C}_{0,465}$	U^{235}	0,12	0,37	1,0	2,6	$4,6 \cdot 10^{-2}$	105
		Zr^{95}	0,11	0,30	0,96	2,3	$7,1 \cdot 10^{-2}$	107
		C^{14}	310	590	1000	2100	$9,0 \cdot 10^{-3}$	64
3	$\text{U}_{0,254}\text{Zr}_{0,264}\text{C}_{0,482}$	U^{235}	0,038	0,14	0,49	1,5	1,6	125
		Zr^{95}	0,065	0,25	0,66	1,9	$2,3 \cdot 10^{-1}$	114
		C^{14}	130	280	510	1000	$2,4 \cdot 10^{-2}$	72
4	$\text{U}_{0,147}\text{Zr}_{0,378}\text{C}_{0,475}$	U^{235}	0,023	0,098	0,38	1,2	9,6	135
		Zr^{95}	0,042	0,18	0,54	1,6	1,3	123
		C^{14}	17	36	68	160	$1,0 \cdot 10^{-2}$	78

Примечание. D^* — коэффициенты диффузии компонентов, определяемые методом радиоактивных индикаторов; D_0 — предэкспоненциальный множитель; Q — энергия активации.