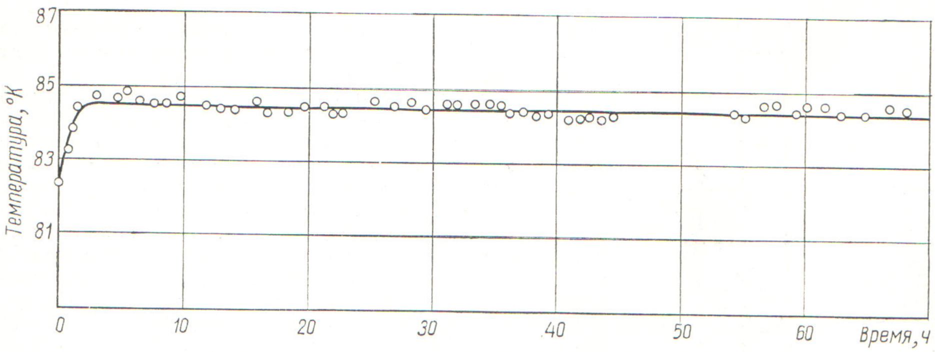

Рис. 4. Колебание температуры образца во время облучения.

С целью проведения внутриканальных низкотемпературных исследований с криостата снимается контейнер и с его открытой стороны в рабочую камеру вводится измерительный прибор с образцами.

Для предотвращения прямого прострела излучения трубопроводы криостата проходят через защитную среду по криволинейному профилю. Перемещение криостата вдоль канала реактора осуществляется дистанционно и может проводиться при включенных реакторе и установке. После вывода криостата из канала его передняя (радиоактивная) часть попадает в блок защиты *17*, а шибер канала закрывается. На рис. 3 показана выведенная из канала реактора низкотемпературная петля без защитного блока.

Длительность непрерывной работы петли практически не ограничена, так как в случае выхода из строя компрессора систему можно переключить на запасной без существенного нарушения режима работы петли.

Во время многосуточных непрерывных экспериментов (в качестве хладагента применялся жидкий азот) максимальное колебание температуры не превышало $\pm 0{,}5°$ (рис. 4). При мощности реактора 2000 *квт* и расходе циркулирующего гелия 0,5 *г/сек* температура образца не превышала 82—85° К.

Расход жидкого азота при этом составляет 5—7 *л/ч*. Путем откачки паров жидкого азота из ванны удалось понизить температуру в рабочей камере криостата до 72—75° К.

С помощью описанной петли были проведены исследования влияния реакторного излучения на некоторые физические свойства твердых тел в температурном диапазоне от 80° К до комнатных температур. Эксплуатация петли в течение года показала, что она может быть использована для проведения низкотемпературных облучений образцов с их последующей перегрузкой из криостата петли в сосуд Дьюара (без отогрева) для дальнейшего исследования образцов в лабораторных условиях и для внутриканальных исследований физико-механических свойств материалов при низких температурах в процессе облучения.

В заключение авторы приносят благодарность Б. Г. Калантарову, Г. Д. Киасашвили, Р. С. Агамирову, И. А. Натаденко за помощь при изготовлении установки, а также О. В. Лодия и В. В. Петросяну за участие в определении характеристик установки.

Поступило в Редакцию 25/I 1968 г.
В окончательной редакции 17/VI 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. R. Coltman, T. Blewitt, T. Noggle. Rev. Sci. Instrum., **28**, 375 (1957).
2. L. Bochirol et al. Rapport CEA-R2514, 1964.
3. W. Decker et al. Kerntechnik, 8, 275 (1966).
4. Э. Л. Андроникашвили и др. «Сообщения АН ГрузССР», **XXXIV**: I, 45 (1964).

Об одном методе вычисления эффективных резонансных интегралов

А. И. КУЛЕШОВ

УДК 621.039.512.26

При некоторых расчетах ядерных реакторов, например определении выгорания горючего, приходится вычислять большое число эффективных резонансных интегралов. Время, затрачиваемое на их вычисление, является определяющим в общем времени, затрачиваемом на решение всей задачи. В одних случаях необходимо, в других желательно иметь алгоритм вычисления эффективных резонансных интегралов, отличающийся быстротой счета, компактностью, достаточной точностью и применимостью в широких пределах изменения параметров. Такой алгоритм предлагается в настоящей работе.

На основании некоторых эвристических соображений построено простое аналитическое выражение, являющееся хорошим приближением для двупараметрического резонансного интеграла.

Пусть имеем эффективный резонансный интеграл без учета интерференции:

$$J(\theta, \beta) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi(\theta, x)}{\psi(\theta, x) + \beta}\, dx, \tag{1}$$

где

$$\psi(\theta, x) = \frac{\theta}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\exp\left[-\frac{1}{4}\theta^2 (x-y)^2\right]}{1+y^2}\, dy \tag{2}$$

является допплеровской формой уширения, дополняющей естественную форму линий $1/(1+x^2)$.

Из выражений (1) и (2) при $\beta > 0$ легко получить * следующие граничные значения интеграла $J(\theta, \beta)$:

$$J(\theta, \beta)|_{\theta=0} = \frac{\pi}{\sqrt{\beta(\beta+0)}};$$

$$J(\theta, \beta)|_{\theta=\infty} = \frac{\pi}{\sqrt{\beta(\beta+1)}}.$$

Теперь предположим

$$J(\theta, \beta) = \frac{\pi}{\sqrt{\beta(\beta+\gamma)}}, \tag{3}$$

где

$$\gamma = \frac{a\theta+\theta^2}{b+c\theta+\theta^2}. \tag{4}$$

Коэффициенты a, b, c найдем методом наименьших квадратов при фиксированном β. Меняя значения параметра β, можно заметить, что закон изменения a, b, c очень хорошо описывается кривыми вида

$$q = \frac{d\beta+e\beta^2}{f+g\beta+\beta^2}, \tag{5}$$

где

$$\begin{gathered} q=\{a,\ b,\ c\};\ d=\{d_1,\ d_2,\ d_3\}; \\ e=\{e_1,\ e_2,\ e_3\};\ f=\{f_1,\ f_2,\ f_3\}; \\ g=\{g_1,\ g_2,\ g_3\}. \end{gathered} \tag{6}$$

Элементы векторов d, e, f, g находятся из условия прохождения кривой (5) через какую-либо заданную систему четырех точек. Расчеты показали, что достаточно иметь таблицу значений интеграла $J(\theta, \beta)$ в точках

$$\theta = l\cdot 10^{(i-3)} \quad (i=0,\ 1,\ 2,\ 3;\ l=1,\ 3,\ 6);$$

$$\beta = 2^k\cdot 10^{-5} \quad (k=10,\ 12,\ 14,\ 16),$$

чтобы получить систему (3)—(5), дающую приближенное аналитическое выражение $J(\theta, \beta)$ в области

$$0 \leqslant \theta \leqslant \infty$$

$$0{,}005 < \beta \leqslant \infty$$

с погрешностью менее 1%.

Приведем полученную при этом систему векторов (6), элементы которых записаны в виде следующей матрицы:

$$M = \begin{Vmatrix} d_1 & e_1 & f_1 & g_1 \\ d_2 & e_2 & f_2 & g_2 \\ d_3 & e_3 & f_3 & g_3 \end{Vmatrix} = \begin{Vmatrix} 0{,}0765 & 1{,}970 & 0{,}00912 & 0{,}4661 \\ 0{,}0852 & 1{,}626 & 0{,}01473 & 0{,}4925 \\ 0{,}0642 & 1{,}872 & 0{,}00801 & 0{,}4494 \end{Vmatrix}.$$

Аналогичное аналитическое построение можно провести и для эффективного резонансного интеграла с учетом эффекта интерференции.

Поступило в редакцию 5/V 1968 г.

Обобщение формулы для расчета статической относительной ценности нейтронов деления

Т. С. ДИДЕЙКИН, Ю. А. ПЛАТОВСКИХ, Б. П. ШИШИН

УДК 621.039.512.2

При расчетах реактора и сопоставлении расчетных и экспериментальных значений реактивности часто бывает полезно, а иногда и необходимо знать относительную ценность нейтронов одной энергии по отношению к ценности нейтронов другой энергии, а в более общем случае ценность нейтронов деления одного спектра $\chi_1(u)$ по отношению к ценности нейтронов деления другого спектра $\chi_2(u)$. В частности, при сопоставлении расчетных и экспериментальных значений реактивности на основе формулы обратных часов широко используется статическая ценность запаздывающих нейтронов по отношению к ценности нейтронов спектра деления ** [1]. В работе [1] показано, что для «голого» реактора на тепловых нейтронах относительная статическая ценность запаздывающих нейтронов, имеющих спектр $\chi_i(u)$, по отношению к ценности нейтронов спектра деления $\chi_д(u) = (1-\beta)\chi_{мг}(u) + \sum_{i=1}^{e}\beta_i\chi_i(u)$, где $\chi_{мг}(u)$ — спектр мгновенных нейтронов, можно определить как отношение эффективных коэффициентов размножения нейтронов $k_{эфф\, i}/k_{эфф}$, где $k_{эфф\, i}$ — коэффициент размножения нейтронов реактора, в котором все нейтроны деления имеют спектр запаздывающих нейтронов i-й группы $\chi_i(u)$, а $k_{эфф}$ — коэффициент размножения нейтронов реактора, в котором нейтроны деления имеют спектр $\chi_д(u)$. В работе [2] дана итерационная схема расчета относительной статической ценности запаздывающих нейтронов. В настоящей работе показано, что для любого реактора ценность нейтронов деления, имеющих спектр $\chi_1(u)$, по отношению к ценности нейтронов со спектром $\chi_2(u)$ определяется как отношение коэффициентов $k_{эфф\,1}/k_{эфф\,2}$, где $k_{эфф\,1}$ и $k_{эфф\,2}$ — коэффициенты размножения нейтронов реактора в случае, когда все нейтроны деления имеют спектры $\chi_1(u)$ и $\chi_2(u)$ соответственно. Величины $k_{эфф\,1}$ и $k_{эфф\,2}$ можно рассчитать на основе любой расчетной модели, которая достаточно корректно учитывает спектр нейтронов деления.

Для сохранения общности результата запишем квазистатические уравнения реактора, определяющие $k_{эфф\,1}$ и $k_{эфф\,2}$ в матричном виде. Уравнение для определения $k_{эфф\,1}$ имеет следующий вид:

$$\begin{vmatrix} (1-\beta)\chi_1\hat{P}, & 0, \ldots, & 0 \\ \beta_1\hat{P}, & 0, \ldots, & 0 \\ \ldots, \quad \ldots, & \ldots, & \ldots \\ \beta_e\hat{P}, & 0, \ldots, & 0 \end{vmatrix} \begin{Vmatrix} n \\ C_1 \\ \ldots \\ C_e \end{Vmatrix} =$$

* Л. Дреснер. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.

** Более строго в уравнении обратных часов должна использоваться кинетическая ценность запаздывающих нейтронов по отношению к ценности нейтронов спектра деления.