в интервале относительных сигналов 0,05-1,0 инерционность звена ДПЗ — корректор не хуже инерционности ИК. Инерционность последней, определяемая постоянной времени с учетом емкости линии связи и сопротивления нагрузки, а также временем прохождения нейтронов до ИК, составляет $(1 \div 10)\ 10^{-3}$ с. Расхождение показаний ДПЗ и ИК при относительном значении сигнала $<0{,}05$ объясняется инерционностью энерговыделения, не измеряемой ИК. В режиме автоматического регулирования мощности были проведены испытания аппаратуры (см. рис. 2). При этом сравнивались показания суммарного тока ДПЗ и ионизационной камеры. На рис. 5 приведена зависимость показаний ДПЗ и ИК от времени при разной тепловой мощности реактора, откуда следует, что в диапазоне мощностей 0,5 — 3,5 МВт регулирование было эффективным.

Авторы выражают благодарность Б. К. Игнатову за обсуждение работы и постоянный интерес к ней и В. М. Вертоградскому за помощь в проведении некоторых экспериментов.

Поступило в Редакцию 30/XII 1975 г.
В окончательной редакции 19/V 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Детекторы** прямого заряда, технические условия ТУ16-538, 243—74.
2. **Мительман М. Г. и др.** В сб.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М., Изд-во стандартов, 1972, т. 1, с. 115.
3. **Розенблюм Н. Д. и др.** В сб.: Дозиметрия интенсивных потоков ионизирующих излучений. Ташкент, «Фан», 1969, с. 130.
4. **Вейнберг А., Вигнер В.** Физическая теория ядерных реакторов. М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 129.

УДК 621.039.531:669.45

Определение температуры облучения путем измерения постоянной решетки радиационных пор

КОНОБЕЕВ Ю. В.

В работе [1] предложен способ определения температуры облучения в тех участках реактора на быстрых нейтронах, в которых размещение термопар или других индикаторов температуры невозможно по тем или иным причинам. Способ основан на высокой чувствительности к температуре облучения постоянной ОЦК-решетки пор в молибдене и других жаропрочных металлах, возникающей, как известно, в этих материалах после облучения нейтронными потоками 10^{22} нейтр./см^2 ($E > 0{,}1$ МэВ) и измеряемой методами трансмиссионной электронной микроскопии. Было предложено [1] следующее соотношение между постоянной решетки пор a_L и абсолютной температурой облучения T:

$$a_L = \alpha T;\ \alpha = 0{,}32\ \text{Å/K}. \qquad (1)$$

Сравнение рассчитанных по формуле (1) значений a_L с экспериментальными (таблица) свидетельствует о плохом описании опытных данных для молибдена, облученного в реакторе при повышенных температурах. Несколько лучшего согласия с экспериментом можно добиться, если воспользоваться зависимостью $N_V \sim \exp(-\beta T)$ [2] для описания температурного хода концентрации пор в облученных металлах и учесть, что N_V и a_L связаны для ОЦК-решетки соотношением $N_V = 2/a_L^3$. В таблице приведены значения a_L, рассчитанные на основе зависимости

$$a_L = 54{,}57 \exp\left(\frac{T}{530{,}79}\right),\ \text{Å}, \qquad (2)$$

найденной путем обработки экспериментальных данных методом наименьших квадратов. При $T_{обл} = 1000°$ С расчетное значение a_L отличается от экспериментального на величину, значительно превосходящую погрешность измерения a_L (таблица).

Экспериментальные и расчетные значения постоянной решетки пор в облученном быстрыми нейтронами молибдене

$T_{обл.}$, °С	Реактор	Постоянная решетки пор, Å			
		Эксперимент a_L, Å	Расчет по формулам		
			(1)	(2)	(3)
430	EBR-11	220 [2]	225	205	221
580	EBR-11	270 [2]	272	272	268
585	EBR-11	265 [3]	275	274	270
640	DFR	300 [4]	292	304	293
680	EBR-11	320 [2]	305	328	312
800	EBR-11	390—410 [2]	343	412	390
900	EBR-11	470 [2]	375	497	491
1000	EBR-11	660 [2]	407	600	664

Цель настоящего сообщения — показать, что существующие экспериментальные данные для a_L в молибдене хорошо описываются зависимостью

$$a_L = 121\ \text{Å}\ \frac{1558\ \text{K}}{1558\ \text{K} - T}. \qquad (3)$$

Критическая температура $T_c = 1558$ K $= 0{,}52\ T_{пл}$ совпадает с верхней температурной границей существования вакансионной пористости в жаропрочных металлах. Зависимость (3) может указывать на существование особого фазового перехода, связанного с образованием пространственной решетки пор. Согласно формуле (3), концентрация полостей должна зависеть от температуры облучения следующим образом:

$$N_v \sim \left(\frac{T_c - T}{T_c}\right)^3 \qquad (4)$$

и при $T \to 0$ достигать максимального значения, равного для молибдена $1{,}1 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$. Для дальнейшей

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. СКОРИНЫ

проверки формул (2) и (3) особый интерес представляют данные о a_L при повышенных температурах в интервале от 0,44 $T_{пл}$ до 0,52 $T_{пл}$.

Поступило в Редакцию 16/VII 1975 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Moteff J., Sikka V.** «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1973, v. 16, p. 97.
2. **Sikka V., Moteff J.** «J. Nucl. Mater.», 1974, v. 54, p. 325.
3. **Wiffen F.** In: Proc. AEC Symp. «Radiation Induced Voids in Metals». N. Y., 9—11 June, 1971, p. 386.
4. **Eyre B., Bartlett A.** «J. Nucl. Mater.», 1973, v. 47, p. 143.

УДК 539.125.5.174.162.3:539.125.5.162.3

Замедление резонансных нейтронов в веществе

КОЖЕВНИКОВ Д. А.

Прохождение импульса нейтронов через резонансы сечений рассеяния и поглощения. В теории замедления нейтронов аналитическое выражение функции Грина нестационарного уравнения переноса удалось получить лишь в трех случаях: а) $\sigma_s(E) = \text{const}$; $\sigma_a(E) = \text{const}$; б) $\sigma_s(E) = \text{const}$; $\sigma_a(E) \sim 1/v$; в) $\sigma_s \sim 1/v$; $\sigma_a \sim 1/v$ [1]. Последний случай практического применения не имеет. Наибольший интерес представляет изучение нестационарного поля нейтронов в веществе с учетом резонансной структуры сечений взаимодействия. В настоящем сообщении дается аналитическое решение этой общей задачи, основанное на использовании «причинной» формы центральной предельной теоремы.

Функция энергетически-временного распределения нейтронов в веществе произвольного состава при произвольной энергетической зависимости сечений взаимодействия находится решением обобщенного уравнения Вейнберга — Вигнера — Корнгольда — Орлова * методом спектральных приближений и имеет следующее интегральное представление [3]:

$$\psi_0(t, u) = \frac{1}{2\pi i} \int\limits_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \psi_0(s, u)\, e^{st}\, ds, \tag{1}$$

где

$$\psi_0(s, u) = \frac{\psi_0(u)\, \psi_0(s, u^+)\, e^{-A(s, u)}}{[1 + s\tau(u)]\,[1 - \delta\xi_1(s, u)]}; \tag{2}$$

$$\psi_0(u) = \frac{h(u^+)}{\tilde{\xi}(u)} \exp\left[-\int\limits_{u^+}^{u} g(u') \frac{du'}{\tilde{\xi}(u')} \right]; \tag{3}$$

$$\delta\xi_1(s, u) = \frac{1}{\tilde{\xi}(u)} [\xi_1(s, u) - \xi_1(u)]; \tag{2 а}$$

$$A(s, u) = \int\limits_{u^+}^{u} \frac{sh(u')\,\tau(u') + g(u')\,[1 + s\tau(u')]\,\delta\xi_1(s, u)}{[1 + s\tau(u')]\,[1 - \delta\xi_1(s, u^1)]} \times$$

$$\times \frac{du'}{\tilde{\xi}(u')}; \tag{2 б}$$

u^+ — начальная летаргия; $h(u) = 1 - g(u)$ — полная вероятность рассеяния; $\tau(u)$ — время свободного пробега; $\psi_0(s, u^+)$ — трансформанта функции Грина нестационарного односкоростного уравнения переноса; величины $\tilde{\xi}(u)$, $\xi_1(u)$ и $\xi_1(s, u)$ определены в работе [3] формулами (8), (9) и (19) соответственно.

Для учета резонансной структуры сечений разобьем интервал замедления $[u^+, u]$ на достаточно большое число N соответствующим образом расположенных подынтервалов $[u_{k-1}, u_k]$, $1 \leqslant k \leqslant N$, $u_N \equiv u$ так, чтобы в каждом из них сечения рассеяния и поглощения можно было считать постоянными. Тогда

$$A(s, u) = \sum_{k=1}^{N} A_k(s),$$

и (2) можно записать в виде

$$\psi_0(s, u) = \psi_0(u) \prod_{k=0}^{N+1} f_k(s), \tag{4}$$

где $f_0(s) = \psi_0(s, u^+)$; $f_k(s) = e^{-A_k(s)}$, $1 \leqslant k \leqslant N$;

$$f_{N+1}(s) = \{[1 + s\tau(u)]\,[1 - \delta\xi_1(s, u)]\}^{-1}.$$

Следовательно,

$$\psi_0(t, u) = \frac{\psi_0(u)}{2\pi i} \int\limits_{\sigma - i\infty}^{\sigma + i\infty} \prod_{k=0}^{N+1} f_k(s)\, e^{st}\, ds =$$

$$= \psi_0(u) \int\limits_0^\infty dt_0 f_0(t_0) \ldots \int\limits_0^\infty dt_{N+1} f_{N+1}(t - t_0 - \ldots - t_{N+1}). \tag{5}$$

При выполнении следующих условий:

1) третий временно́й момент $\psi_0(t, u)$ конечен и меньше произвольной константы C: $\overline{t^3} < C$; 2) сумма дисперсий $d_k[t]$

$$\left[d_k[t] = \int\limits_0^\infty (t - \langle t \rangle_k)^2 f_k(t)\, dt \Big/ \int\limits_0^\infty f_k(t)\, dt,\ 0 \leqslant K \leqslant N + 1 \right]$$

обладает свойством $D[t] = \sum\limits_{k=0}^{N+1} d_k[t] \to \infty$ при $u \to \infty$; многократная свертка (5) вследствие центральной предельной теоремы (ц. п. т.) для «причинных» функ-

* Это уравнение является одной из точных неканонических форм уравнения переноса [2].

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины