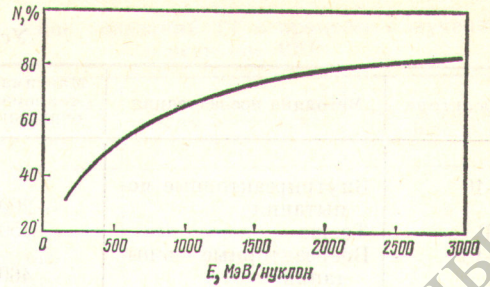
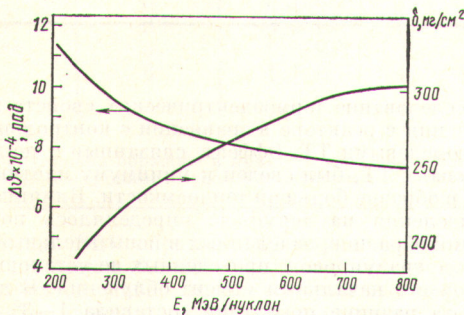


Р и с. 1. Зависимость зарядового состава пучка ионов урана (N_z) от атомного номера элемента мишени Z_α при энергии 250 МэВ/нуклон и $Z = 91$ (1); 92 (2) и 90 (3)



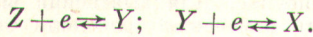
Р и с. 3. Зависимость доли ядер урана N от энергии E для оптимальной мишени



Р и с. 2. Зависимость равновесной толщины оптимальной мишени δ и угловой расходимости пучка $\Delta\phi$ от энергии пучка ионов E

мишени и могут быть подсчитаны по формулам Бете [5] и Померанчука [6].

Выбор мишени и расчеты относительного содержания ядер в пучке. Оптимальные параметры мишени определяются в основном процессами в K -оболочке иона урана



Здесь Y, X — ионы урана с одним и двумя электронами на K -оболочке соответственно; Z — голые ядра.

Запишем для этих процессов кинетические уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= -2\sigma_i X + \frac{\sigma_{\Pi}}{2} Y; \\ \frac{dY}{dt} &= 2\sigma_i X - \sigma_i Y + \sigma_{\Pi} Z + \frac{\sigma_{\Pi}}{2} Y; \\ \frac{dZ}{dt} &= \sigma_i Y - \sigma_{\Pi} Z, \end{aligned} \quad (5)$$

где $l = N_\alpha x$; x — длина мишени; $X + Y + Z = 1$, σ_i — сечение ионизации (1); $\sigma_{\Pi} = 2\sigma_{\text{Б.К.}} + \sigma_{\text{р.п.}}[\sigma_{\text{Б.К.}} \text{ и } \sigma_{\text{р.п.}}]$

сечения кулоновского и радиационного захвата, вычисленные по формулам (2) и (3); X, Y, Z — доля ионов и ядер урана в пучке.

Приведенные формулы позволяют рассчитывать зависимость зарядового спектра пучка ионов урана от номера элемента материала мишени при условии выполнения неравенства $Z_\alpha/Z_{\text{эф}} \ll 1$ для энергии соударения свыше 60 ГэВ. Обнаружен максимум выхода ядер в области $Z_\alpha \approx 25 \div 28$ (рис. 1). Рассчитаны зависимости «равновесной» толщины δ и среднего квадратичного угла рассеяния $\Delta\phi$ ионов урана от энергии пучка (рис. 2), а также доля ядер урана Z в пучке (рис. 3).

Потеря энергии и уширение энергетического спектра ионов в пучке при прохождении равновесной толщины мишени для этих условий практически не зависит от энергии в диапазоне энергий столкновения от 0,25 до 2 МэВ/нуклон и равны соответственно 700 и 30 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А. Б. «ЖЭТФ», 1970, т. 61, с. 2209.
2. Веников Н. И. и др. В кн.: Труды V Всесоюз. совещ. по ускорителям. Т. 1. М., «Наука», 1977, с. 88.
3. Hansteen J., Mosebekk O. «Nucl. Phys.», 1973, v. A201, p. 541.
4. Думан Е. Л., Меньшиков Л. И. Препринт ИАЭ-3053. М., 1978.
5. Думан Е. Л., Меньшиков Л. И. «Докл. АН СССР», 1979, т. 244, № 6.
6. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский А. П. Релятивистская квантовая теория. Ч. I. М., Физматгиз, 1968.
7. Берестецкий В. Д., Лифшиц Е. М., Питаевский А. П. Там же, ч. II.
8. Померанчук И. Я. Собрание научных трудов. Т. 2. М., «Наука», 1972, с. 110.

Поступило в Редакцию 11.12.78

УДК 536.5:621.362

Поведение термоэлектрических термометров под воздействием реакторного облучения

ФРАКТОВНИКОВА А. А., РЕДЧЕНКО М. И., КРУГЛОВ А. С.

Применение термоэлектрических термометров (ТТ) из вольфраморениевых сплавов в условиях реакторного облучения вызывает необходимость введения поправок в показания вследствие изменений термо-эдс, вызываемых радиационными дефектами. Опубликованные данные между собой не согласуются. Так, показания ТТ W/W25Re

увеличились на 150° при температуре 2200 °С и флюенсе тепловых нейтронов $2,6 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² [1], а показания ТТ W5Re/W26Re — уменьшились на 90° при температуре ~1200 °С после облучения их в реакторе МТР в течение 5500 ч [2]. Облучение ТТ W5Re/W20Re до флюенса тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{19}$ нейтр./см² привело к увеличению

Условия облучения ТТ

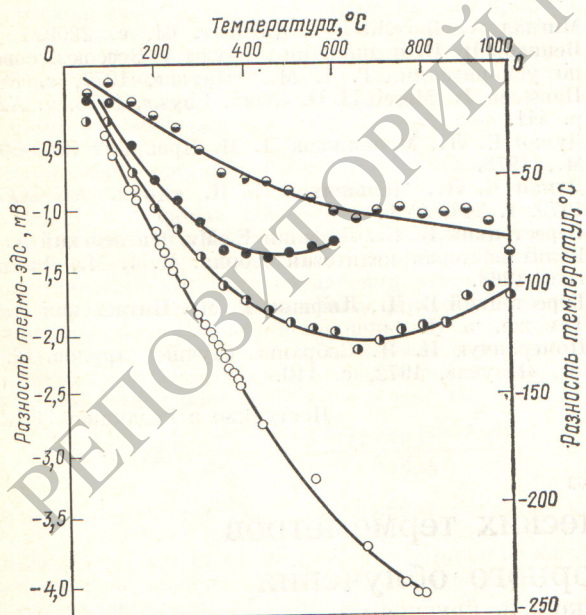
Тип реактора	Методика исследования	Максимальная температура облучения, °С	Максимальная плотность потока нейтронов, * нейтр./см ² ·с	Максимальный флюенс нейтронов, * нейтр./см ²
БР-10	Внутриреакторные испытания	200	$3 \cdot 10^9 / 10^{14}$	$3,4 \cdot 10^{16} / 1,1 \cdot 10^{21}$
ВВР	То же	650	$5,7 \cdot 10^{13} / 2,4 \cdot 10^{13}$	$0,7 \cdot 10^{21} / 2,8 \cdot 10^{20}$
БР-10	Внереакторные испытания	460	—	$4,2 \cdot 10^{17} / 1,14 \cdot 10^{22}$
СМ-2	То же	100	$2,4 \cdot 10^{14} / 4 \cdot 10^{14}$	$1,75 \cdot 10^{20} / 2,9 \cdot 10^{20}$

* Числитель — тепловые нейтроны; знаменатель — быстрые.

показаний на 25° при температуре затвердевания алюминия [3].

Противоречие опубликованных данных, по-видимому, является следствием большого различия методик и условий испытаний, химических составов и конструкций образцов ТТ, технологии их изготовления и заделки в испытательном участке. В связи с этим авторами исследовалось поведение ТТ ВР5/20, изготовленных по единой технологии, при облучении различным спектром нейтронов (табл. 1). Эксперименты проводили по двум методикам.

1. Исследование термоэлектрических свойств ТТ, облученных в реакторе, в сравнении с образцами-свидетелями, не подвергавшимися облучению. Получаемые таким образом результаты не зависят от наличия переходных эффектов. Влияние на них наведенной термоэлектрической неоднородности учитывалось профилированием градиента температуры вдоль термоэлектродов при градуировке.



Изменение показаний облученных вольфраморениевых термоэлектрических термометров ВР5/20 в сравнении с показаниями образцов-свидетелей: ●, ○, ⊙ — образцы, облученные в реакторе ВР5/20 до флюенса нейтронов $\sim 2 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² в процессе изохронного отжига в интервале 20—650°С; после изохронного отжига до 650°С; в процессе изохронного отжига в интервале 650—1000°С соответственно; ○ — образцы, облученные в БР-10 до флюенса $1,14 \cdot 10^{22}$ нейтр./см² в процессе градуировки

2. Исследование термоэлектрических свойств в процессе облучения в реакторе в сравнении с контрольными хромель-алюмелевыми ТТ. Эффект, связанный с тепловыделением в спаях ТТ, был сведен к минимуму плотным монтажом ТТ в образце большой теплоемкости. Влияние эффекта тепловыделения на термо-эдс определялось по разнице показаний образцов, заделанных в испытательный участок, в процессе градуировок, проведенных до установки сборки в реактор и в начальный момент облучения. В настоящей работе эта разница показаний составила 1—3°.

Эксперименты проводили на миниатюрных ТТ (микротермопарах) [4] ВР5/20 с диаметром термоэлектродов 0,2 мм, покрытых окисью алюминия. Спаи ТТ выполнены сваркой термоэлектродов совместно с чехлом. В каждом эксперименте облучалось не менее трех ТТ. Нагрев их в реакторе осуществлялся за счет α, γ -излучения. Максимальная разница в показаниях ТТ не превышала 0,5%.

Изменения термо-эдс, полученные при градуировке облученных ТТ, в сравнении с образцами-свидетелями, показаны на рисунке. Для выяснения вклада дефектов структуры в эти изменения проводили отжиг образцов. Образцы, облученные в реакторе СМ-2, подвергали изохронному отжигу в интервале температуры 20—650 и 650—1000°С. Образцы нагревали ступенчато и примерно через каждые 50° проводили выдержку в течение 30 мин. При этом градуировку образцов проводили как в процессе изохронного отжига, так и после полного термического цикла. Из рисунка видно, что при температуре выше 900°С режим отжига не оказывает существенного влияния на термо-эдс облученных ТТ. Термо-эдс в процессе отжига частично восстанавливается, однако ее уменьшение достаточно велико и составляет 1,27 мВ (80°) при температуре 900°С. Остаточные изменения термо-эдс, по-видимому, связаны как с ядерно-химическими превращениями элементов, так и с дефектами структуры, которые не отожглись при нагреве до 1000°С.

На образцах, облученных в БР-10 (см. табл. 1), не представилось возможным провести изохронный отжиг и повторную градуировку из-за их сильного охрупчивания. Данные по внутриреакторным испытаниям изменений термо-эдс ТТ ВР5/20, проводившиеся в БР-10, представлены в табл. 2. Показания образцов при максимальной температуре облучения (~ 200 °С) уменьшились на 33°. После облучения до флюенса $6,4 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² проводили изохронный отжиг образцов в канале на нулевой мощности реактора при указанной в табл. 2 температуре. Для этого сборка была оснащена встроенным электрическим нагревателем. В табл. 2 показаны изменения показаний ТТ после часовой выдержки. Проведенный отжиг ТТ привел к снижению отклонений показаний до 22°. В процессе дальнейшего облучения отожженных ТТ изменения их показаний продолжали увеличиваться и достигли 37°.

Таблица 2

Изменения показаний ТТ в ВР-10

Температура облучения, °С	Мощность реактора, МВт	Флюенс нейтронов всех видов энергии, нейтр./см ²	Отклонение показаний, град
70	1	6,6·10 ¹⁸	0
80	1	2·10 ¹⁹	-1
125	2	5,7·10 ¹⁹	-8
125	2	1,6·10 ²⁰	-15
200	4	5,6·10 ²⁰	-31
85	1	5,7·10 ²⁰	-8
305*	0	6,4·10 ²⁰	-72
400*	0	6,4·10 ²⁰	-84
480*	0	6,4·10 ²⁰	-87
575*	0	6,4·10 ²⁰	-81
200**	5	6,6·10 ²⁰	-22
205	6	1,1·10 ²¹	-37

* Градуировка образцов в процессе изохронного отжига.
** После изохронного отжига в интервале 300—600° С.

Таблица 3

Изменение показаний ТТ в процессе облучения в реакторе ВВР

Флюенс тепловых нейтронов, нейтр./см ²	Температура образцов во время измерений, °С	Отклонение показаний, град
2,0·10 ¹⁹	330	+1
5,2·10 ¹⁹	370	-7
1,2·10 ²⁰	400	-8
2,2·10 ²⁰	350	-15
3,5·10 ²⁰	625	-20
3,5·10 ²⁰	415	-15
4,1·10 ²⁰	625	-37
4,3·10 ²⁰	520	-24
6,7·10 ²⁰	535	-15

ния термо-эдс невозможно объяснить только ядерно-химическими превращениями в материалах термоэлектродов.

В реакторе ВВР образцы ТТ облучались до флюенса тепловых нейтронов $6,7 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² без специального отжига дефектов (табл. 3). Из анализа данных табл. 3 видно, что в процессе облучения происходит частичный самоотжиг дефектов структуры, в результате которого наблюдается некоторый возврат значений термо-эдс, особенно заметный при температуре облучения $\sim 600^\circ \text{C}$.

Результаты, полученные при изохронном отжиге, показали, что существенный вклад в изменения термо-эдс вольфраморениевых ТТ вносят дефекты структуры материалов, особенно при облучении до флюенса более 10^{20} нейтр./см². Из работы [5] известно, что отжиг структурных дефектов монокристаллов вольфрама, облученных до флюенса $1,4 \times 10^{22}$ нейтр./см² при температуре $\sim 470^\circ \text{C}$, происходит при температуре $> 2000^\circ \text{C}$. Процессы формирования и отжига дефектов в вольфраморениевых термоэлектродов могут отличаться от исследованных в работе [5]. Однако известно [6], что режимы отжига радиационных дефектов в чистом вольфраме и сплаве вольфрама с рением ($W + 25\% \text{Re}$) мало различаются. Поэтому можно предположить, что при высокой температуре облучения (выше 1000°C) роль дефектов структуры в изменении термо-эдс будет оставаться значительной; происходящие под воздействием облучения при этой температуре процессы измене-

Таким образом, вольфраморениевые ТТ (ВР5/20) одного типоразмера, изготовленные по единой технологии, при облучении различными спектрами нейтронов показали отрицательные изменения градуировочной зависимости, достигавшие 250° при температуре 800°C и флюенсе нейтронов $1,4 \cdot 10^{22}$ нейтр./см². Данные по изохронному отжигу свидетельствуют о значительном вкладе дефектов структуры в изменение термо-эдс. Для ТТ, облученных до флюенса быстрых нейтронов $2,9 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² при 100°C , изменения показаний составили $\sim 80^\circ$ после отжига при температуре $\sim 1000^\circ \text{C}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kuhlman W. Evaluation of Thermal Neutron Induced Errors in the W/W25Re Thermocouple. AIAA Paper, 1965, № 65-563.
2. Bliss P., Fanciullo S. PWAC-462, 1965.
3. Маркина Н. В. и др. «Физика металлов и металловедение», 1974, т. 32, № 6, с. 1316.
4. Субботин В. П. и др. «Теплоэнергетика», 1965, № 5, с. 91.
5. Захарова М. И. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 2, с. 78.
6. Keys L. e.a. «J. Nucl. Mater.», 1969, N 3, p. 33.

Поступило в Редакцию 08.01.79

УДК 539.173.84

Некоторые особенности спектров запаздывающих нейтронов

МАКСЮТЕНКО Б. П., ШИМАНСКИЙ А. А., БАЛАКШЕВ Ю. Ф., ГРИЦКЕВИЧ С. Ф.

Знание спектров запаздывающих нейтронов необходимо для расчета кинетики реакторов. Подавляющая часть экспериментальных работ до настоящего времени посвящалась изучению стационарных спектров, которые, как и нестационарные, могут быть рассчитаны по спектрам от отдельных предшественников. Расхождение рассчитанных таким образом и экспериментальных спектров представлено на рис. 1 [1]. Оно связано с неточностями в значениях отношений выходов осколков-предшественников и вероятностей излучения ими запаздывающих нейтронов. Это заметно сказывается даже для такого изученного элемента, как ²³⁵U, при делении его тепловыми нейтронами.

Были начаты двумерные измерения спектров запаздывающих нейтронов, регистрировалась скорость счета в зависимости от энергии и времени. Результаты в этом случае не зависят от знания выходов осколков и вероятностей излучения нейтронов, поэтому могут быть непосредственно использованы в расчетах нестационарного режима реакторов. Отметим несколько качественных особенностей.

На рис. 2 показан аппаратный спектр запаздывающих нейтронов в последовательности его изменения с течением времени после выключения источника нейтронов (время облучения 5 мин). Усиление было выбрано так, чтобы по возможности охватить более высокоэнергетиче-