

ние наведенной активности внутри стенок корпуса реактора, что использовалось при создании защитного контейнера (рис. 6). Применение последнего позволяет сэкономить 600 тыс. р. на проведение одного осмотра корпуса.

Поступила в Редакцию 7/1 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бадяев В. В. и др. В сб.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 1. М., Атомиздат, 1975, с. 182.
2. Глущенко А. И., Орлов Ю. В., Цыганков В. Д. Там же, с. 222.
3. Кужиль А. С. и др. Там же, с. 85.
4. Ломакин С. С. и др. «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 1, с. 54.
5. Роквелл Т. Защита ядерных реакторов. Пер. с англ. Под ред. С. Г. Цыпина. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
6. Бергельсон Б. Р., Зориков Г. А. Справочник по защите от излучения протяженных источников. М., Атомиздат, 1965.

УДК 539.125.5.173.162.3

Экспериментальное исследование влияния внутренних замедлителей кольцевых ТВЭЛОВ на резонансное поглощение ураном

КИСИЛЬ И. М., ЛЮБЧЕНКО В. Ф., МАРКЕЛОВ И. П., ОРЛОВ Р. Е., ФРОЛОВ В. В., ШАРАПОВ В. Н.

В соответствии с теорией для резонансов промежуточной ширины IR при вычислении эффективного интеграла $J_{эфф}$ уранового блока с замедлителем используется так называемое эквивалентное сечение рассеяния [1, 2]

$$\Sigma_s^* = \bar{k} \Sigma_s, \quad (1)$$

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния замедлителя. Коэффициент \bar{k} получают усреднением значений $k(\lambda_i)$ для отдельных резонансов ^{238}U

$$\bar{k} = \frac{\sum_i k(\lambda_i) J_{эфф, i}}{\sum_i J_{эфф, i}}, \quad (2)$$

где индекс i относится к резонансу при энергии E_{ri} ;

$$k(\lambda_i) = 1 - \frac{\eta_i}{\lambda_i} \operatorname{arctg} \frac{\lambda_i}{\eta_i}; \quad (3)$$

η_i — функция, учитывающая температурную зависимость резонансного поглощения;

$$\lambda_i = \alpha E_{ri} / \Delta_{эфф}; \quad \alpha = 4A / (A + 1)^2; \quad (4)$$

$$\Delta_{эфф} = \Gamma_i \sqrt{\frac{\Sigma_0}{\Sigma_m + \Sigma_s^*}}, \quad (5)$$

где Γ_i — ширина резонанса; Σ_0 — макроскопическое сечение в резонансе:

$$\Sigma_m = 1/0,83d; \quad (6)$$

d — внешний диаметр блока. В формуле (2) суммирование ведется по «сильным» (т. е. заблокированным) резонансам. Таким образом, $\bar{k}(\lambda)$ зависит от атомной массы и сечения рассеяния замедлителя, концентрации ядер поглотителя и размеров блока, энергии и параметров резонанса и принимает значения $0 < \bar{k}(\lambda) < 1$. Для тяжелых ядер $\bar{k}(\lambda) \approx 0,15 - 0,20$. Зависимость \bar{k} от атомной массы замедлителя A и эквивалентного сечения рассеяния $\sigma_m = (\Sigma_m + \Sigma_s^*)/\rho$ приближенно может быть представлена как зависимость от $\lambda_0 = (a\sqrt{\sigma_m})/A$, где a — произвольный размерный коэффициент.

Результаты экспериментального исследования зависимости $J_{эфф}$ кольцевого уранового блока от атомной массы рассеивателя во внутренней полости блока опубликованы в [4–7]. При исследованиях использовалась полуэмпирическая формула Хелстренда с поправкой Карлвика и Першагена [8]:

$$J_{эфф} = 2,95 + 25,8 \sqrt{(S + \gamma_k S_{вн})/M}, \quad (7)$$

где S и $S_{вн}$ — площадь наружной и внутренней

* Отсюда следует справедливость формулы Гуревича — Померанчука [3] для $J_{эфф}$ уранового блока и для блоков большого диаметра, где ее исходное предположение $d\Sigma_s \ll 1$ не выполняется. Используя вместо Σ_s величину Σ_s^* , получаем, что условие $d\Sigma_s^* \ll 1$ выполняется и для блоков большого диаметра.

поверхностей блока, см²; M — масса урана, г;

$$\gamma_k = P (L \Sigma_{sk}); \quad (8)$$

индекс k характеризует тип замедлителя во внутренней полости кольцевого блока; P — вероятность нейтрона, изотропно падающего на поверхность замедлителя, пролететь сквозь него без столкновений; L — средний путь нейтрона во внутренней полости:

$$L = (4V/S) (d_k^2/d_0^2).$$

Здесь V и S — объем и площадь поверхности замедлителя; d_0 — диаметр полости; d_k — диаметр замедлителя в кольцевом блоке.

Надо заметить, однако, что вариации $J_{эфф}$ кольцевого блока под воздействием замедлителя в полости являются очень малыми. Это следует из формулы (7): изменение γ_k и Σ_{sk} на 10—20% ведет к изменению $J_{эфф}$ на 1—3%, что обычно близко к погрешности экспериментов.

В настоящей работе исследуется зависимость резонансного поглощения нейтронов от атомной массы замедлителя путем измерения вариаций активности урановой фольги, расположенной на внутренней поверхности кольцевого уранового блока, при помещении в полость различных замедлителей. Причем вариации активности фольги оказываются в 10—20 раз большими вариаций $J_{эфф}$, что позволяет повысить точность измерений исследуемого эффекта.

Если N_k — активность уранового индикатора при помещении в полость k -го замедлителя, а N_{Π} — та же активность при его отсутствии, то простые выкладки, основанные на теории «узкого» резонанса, приводят к соотношению

$$(N_k - N_{\Pi})/N_{\Pi} = \frac{1}{2} P (d \Sigma_{sk}) (J_{эфф}^{(2)} - J_{эфф}^{(1)})/J_{эфф}^{(1)}, \quad (9)$$

где $J_{эфф}^{(1)}$ — эффективный резонансный интеграл для индикатора в пустой полости; $J_{эфф}^{(2)}$ — тот же интеграл при окружении индикатора бесконечным замедлителем (для очень тонкого индикатора $J_{эфф}^{(2)} = J_R$, где J_R — незаблокированный резонансный интеграл). Сравнивая результаты двух подобных измерений с замедлителями k_1 и k_2 , получаем

$$(N_{k1} - N_{\Pi})/(N_{k2} - N_{\Pi}) = P (d \Sigma_{sk1})/P (d \Sigma_{sk2}).$$

Таким образом, измерения активности индикаторов в полости дают возможность найти $P (d \Sigma_{sk})$, или γ_k . С другой стороны, γ_k могут быть найдены по приближенной формуле [9]

$$\gamma_k = 1 - \exp(-L \Sigma_{sk}^*), \quad (10)$$

откуда может быть определено Σ_{sk}^* (или $k = \Sigma_{sk}^*/\Sigma_{sk}$), зависящее от атомной массы замедлителя.

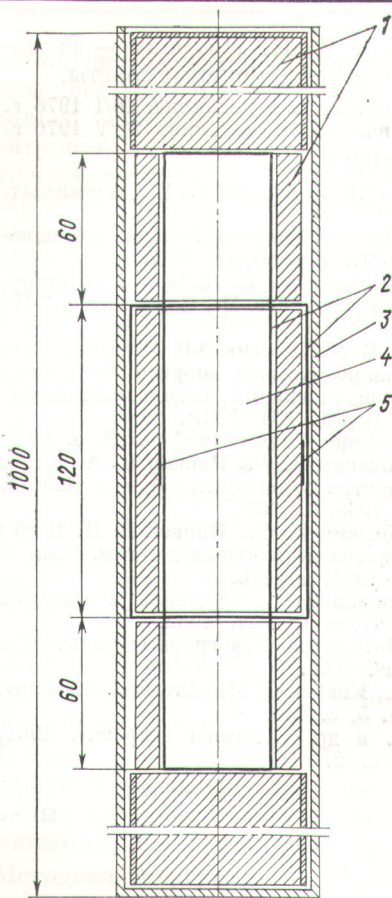
Найденные таким образом зависимости Σ_{sk}^* могут быть сравнимы с теоретическими расчетами, учитывающими конечность ширины резонансов ²³⁸U. Не располагая подобными расчетами для условий эксперимента, авторы попытались сравнить результаты с расчетами для замедлителя, размешанного равномерно по блоку [формула (2)]. При этом можно рассчитывать лишь на качественное согласие теории и эксперимента в связи с различием условий, принятых в них:

измерялось поглощение в тонком слое на поверхности блока, тогда как расчет дает среднее поглощение в блоке достаточно больших размеров;

в формуле (2) предполагается малая вероятность рассеяния на ядре массы A (приближение однократного рассеяния), тогда как в эксперименте не было проведено экстраполяции на малые размеры замедлителя и роль многократных рассеяний могла быть велика.

Результаты измерений. Измерения выполнялись в центральной ячейке уран-графитового реактора [10]. Исследовались кольцевые урановые блоки размером 34×3 мм и 34×9 мм с замедлителями во внутренней полости. Для исследований брались замедлители, не имеющие резонансов рассеяния в интервале энергий разрешенных резонансов ²³⁸U. Схема экспериментального канала приведена на рисунке. Нижняя и верхняя части сплошного урана имеют высоту по 380 мм и диаметр 35 мм, высота центральной части — 240 мм, внешний и внутренний диаметр кольцевого блока — 34 и 28 или 16 мм.

В качестве индикаторов и мониторов использовались диски диаметром 19,6 мм и толщиной 0,1 мм из природного или обедненного урана. Индикатор на внешней поверхности служил для определения влияния замедлителей внутри блока на поток нейтронов на внешней поверхности. Как показали измерения, влияние оказалось слабым и не превышало 2%. Монитор при измерениях покрывался кадмием толщиной 0,3 мм и помещался в реакторе на расстоянии 30 см от экспериментального канала, где влияние исследовавшихся замедлителей не сказывалось. Активация индикаторов и монитора после облучения определялась гамма-спектрометром с кристаллом NaI(Tl) диаметром 40 мм и толщиной 20 мм. По этим данным находилось отношение N_k/N_M активации индикатора на внутренней



Канал для измерения приращения потока нейтронов на внутренней поверхности кольцевого уранового блока:

1 — металлический уран; 2 — кадмиевое покрытие; 3 — авиационная труба 43 × 1 мм; 4 — внутренняя полость для размещения замедлителя; 5 — индикаторы

Значения \bar{k} (λ), вычисленные по приращению активности индикатора на внутренней поверхности кольцевых урановых блоков

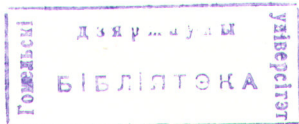
Размер блока, мм	Замедлитель	L, см	$(N_k - N_{II})/N_{II}$	\bar{k}_a	\bar{k}_p	Размер блока, мм	Замедлитель	L, см	$(N_k - N_{II})/N_{II}$	\bar{k}_a	\bar{k}_p				
34 × 3	Плексиглас	2,42	1,95 ± 0,02	0,24 ± 0,02	—	34 × 9	Плексиглас	1,33	2,66 ± 0,04	0,40 ± 0,03	—				
		12C	2,42	1,45 ± 0,02				0,54 ± 0,03	0,76	12C		1,33	1,25 ± 0,02	0,54 ± 0,03	0,69
		24Mg	2,42	0,64 ± 0,02				0,53 ± 0,04	0,61	24Mg		1,33	0,50 ± 0,02	0,50 ± 0,04	0,59
	27Al	2,42	0,40 ± 0,02	0,59 ± 0,05	0,58	27Al	1,33	0,29 ± 0,01	0,52 ± 0,04	0,50					
	40Ca	2,42	0,41 ± 0,02	0,72 ± 0,07	0,49	40Ca	1,33	0,23 ± 0,01	0,50 ± 0,05	0,42					
	56Fe	2,42	1,60 ± 0,02	0,26 ± 0,02	0,43	56Fe	1,33	1,28 ± 0,02	0,24 ± 0,02	0,35					
	59Ni	2,42	1,79 ± 0,03	0,18 ± 0,02	0,44	59Ni	1,33	1,80 ± 0,04	0,20 ± 0,02	0,34					
	59Ni	1,94	1,60 ± 0,02	0,19 ± 0,02	0,43	59Ni	1,33	0,52 ± 0,02	0,18 ± 0,02	0,27					
	59Ni	1,35	1,29 ± 0,02	0,21 ± 0,02	0,43	96Mo	1,33	0,22 ± 0,01	0,22 ± 0,02	0,26					
	59Ni	0,86	0,99 ± 0,02	0,23 ± 0,02	0,42	119Sn	1,33	0,28 ± 0,02	0,12 ± 0,02	0,21					
	59Ni	0,74	0,89 ± 0,02	0,25 ± 0,02	0,42										
	91Zr	2,42	0,43 ± 0,01	0,21 ± 0,02	0,35										
	96Mo	2,42	0,58 ± 0,02	0,16 ± 0,02	0,34										
	119Sn	2,42	0,28 ± 0,01	0,23 ± 0,02	0,31										

поверхности кольцевого блока (N_k) к активности монитора N_m .

Для абсолютной градуировки коэффициентов γ_k измерялся $J_{эфф.с}$ кольцевого уранового блока размером 34 × 3 мм с графитовым замедлителем во внутренней полости. При определении $J_{эфф.с}$ использовалось соотношение

$$\frac{N_{ac}}{N_{ап}} = \frac{J_{эфф.с} + \sigma_a^{U} 1/v}{J_{эфф.п} + \sigma_a^{U} 1/v}, \quad (11)$$

где N_{ac} и $N_{ап}$ — β -активность ^{239}U на единицу массы урана кольцевого блока при облучении его соответственно с графитовым замедлителем во внутренней полости и без него; $\sigma_a^{U} 1/v$ — часть надтеплового сечения захвата урана, изменяющаяся по закону $1/v$ и равная 1,35 б; $J_{эфф.п}$ — резонансный интеграл кольцевого блока без замедлителя, рассчитанный по формуле (7) при $\gamma_k = 0$ и равный 14,35 б. Изотоп ^{239}U выделялся химическим путем по методике [11]. Значение $N_{ac}/N_{ап}$ оказалось равным $1,11 \pm 0,01$. На основании этих результатов получено, что для кольцевого блока размером 34 × 3 мм $J_{эфф.с} = 16,08$ б, откуда по формуле (9) $\gamma_c = 0,40 \pm 0,03$, $\Sigma_{sc}^* = 0,20 \pm 0,02$ см⁻¹. При градуировке коэффициентов γ_k для кольцевого блока размером 34 × 9 мм значение γ_c определялось по формуле (9), исходя из $\Sigma_{sc}^* = 0,20 \pm 0,02$ см⁻¹. В таблице приведены отношения $(N_k/N_m) - (N_{II}/N_m)/(N_{II}/N_m)$, полученные по экспериментальным значениям N_k/N_m для кольцевых блоков размером 34 × 3 и 34 × 9 мм. Погрешность определения N_k/N_m составляла 0,5—1%. Значение N_{II}/N_m для пер-



вого кольцевого уранового блока оказалось равным $0,634 \pm 0,003$, второго — $0,454 \pm 0,002$. В таблице же приводятся значения k_0 , вычисленные по экспериментальным данным, и k_p , рассчитанные по теории IR для урановых стержней диаметром 3,4 см, содержащих гомогенно смешанные уран и замедлитель в тех же количествах, что и в кольцевых блоках, применявшихся в экспериментах.

Выводы. Экспериментально исследовано влияние внутренних замедлителей кольцевого уранового блока на резонансное поглощение ^{238}U в широком диапазоне атомной массы рассеивателей. Результаты подтверждают выводы теории о зависимости этого влияния от атомной массы замедлителей и других условий (размер блока и т. п.).

Экспериментальные результаты могут быть использованы для проверки теории резонансного поглощения уровнями промежуточной ширины, для чего необходимо рассчитать поглощение в условиях близких к тем, в которых проводилось измерение.

Авторы выражают благодарность Б. Г. Дубовскому за помощь в организации экспериментов и обсуждение полученных результатов,

А. А. Лукьянову и В. И. Наумову — за полезное обсуждение работы и ценные советы.

Поступила в Редакцию 16/1 1976 г.
В окончательной редакции 20/V 1976 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Орлов В. В. В сб.: Труды ФЭИ. М., Атомиздат, 1974, с. 157.
2. Лукьянов А. А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
3. Гуревич И. И., Померанчук И. Я. В сб.: Реакторостроение и теория реакторов. М., Изд-во АН СССР, 1955.
4. Егизаров М. Б. В сб.: Сессия АН СССР по мирному использованию атомной энергии 4—5 июля 1955 г. Заседание отделения физико-математических наук. М., Изд-во АН СССР, 1955.
5. Hellstrand E. «J. Appl. Phys.», 1957, v. 28, p. 1493.
6. Шведов О. В., Белкин В. Ф., Попков В. А. В сб.: Бюл. Информ. центра по ядерным данным. Вып. 2. М., Атомиздат, 1965, с. 238.
7. Шведов О. В., Белкин В. Ф., Попков В. Н. В сб.: Бюл. Информ. центра по ядерным данным. Вып. 5. М., Атомиздат, 1968, с. 176.
8. Дреснер Л. Резонансное поглощение в ядерных реакторах. М., Госатомиздат, 1962.
9. Марчук Г. И. Методы расчета ядерных реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
10. Голашвили Т. В., Кисиль И. М. «Атомная энергия», 1962, т. 43, вып. 5, с. 435.
11. Глазков Ю. Ю. и др. «Атомная энергия», 1961, т. 41, вып. 1, с. 5.

УДК 621.039.548.34

Образование вакансионных микропор при бомбардировке никеля одноименными ионами с энергией до 300 кэВ

АГАПОВА Н. П., АФРИКАНОВ И. Н., ВЛАДИМИРОВ Б. Г., ГУСЕВ В. М., ОНУФРИЕВ В. Д., ЦЫПЛЕНКОВ В. С.

Одной из важнейших инженерных проблем создания термоядерного реактора является выбор материала так называемой первой стенки вакуумной камеры, которая должна в течение длительного времени выдерживать воздействие горячей плазмы.

В связи с этим в последнее время значительное внимание уделяется исследованию поверхностных и объемных радиационных эффектов, в частности поведению материала стенки при облучении потоком быстрых (14 МэВ) нейтронов.

Как известно, бомбардировка некоторых материалов быстрыми нейтронами при определенных температурах приводит к возникновению в облученных образцах вакансионных микропор, в результате чего происходит объемное расширение (распухание) образцов. Так, в нержавеющей стали, меди, никеле, ванадии об-

разование вакансионных пор было зарегистрировано при температуре $(0,3 \div 0,5) T_{пл}$ [1—5].

До последнего времени вызываемые быстрыми нейтронами радиационные повреждения изучались преимущественно путем облучения материалов в реакторах деления. Однако необходима известная осторожность при использовании результатов этих исследований при разработке термоядерного реактора из-за существенных различий энергии и интегральных доз нейтронов. В связи с этим в настоящее время для имитации воздействия нейтронного облучения все более широко применяют бомбардировку материалов ионами элементов, входящих в состав материалов [6—10].

Преимущество метода ионных пучков — в возможности использования его при различной температуре образца, в широком диапазоне интенсивности потока ионов и доз при точном