

устойчивость среднего технологического канала РБМК-1000 исключена.

Однако следует иметь в виду, что в реакторах типа РБМК теплоподвод к теплоносителю является нестационарным и определяется сложным характером обратных связей, обусловленных эффектами реактивности по паросодержанию, горючему и замедлителю. При положительном паровом эффекте реактивности распределение мощности в РБМК-1000 может оказаться неустойчивым [7]. В этом случае переходная функция $F(t)$, рассчитанная с учетом эффектов реактивности, может иметь либо неограниченное полное изменение, либо при «ухудшении» от состояния равновесия отклонения переменных выйдут из области линейности математической модели. Последнее можно видеть на примере функции $F_2(t)$, приведенной на рис. 1, б. Эта функция, как и $F_1(t)$, рассчитывалась для среднего канала РБМК-1000 на основе системы (4)–(7), дополненной «точечными» уравнениями кинетики и уравнениями, описывающими процесс передачи тепла от горючего к теплоносителю и замедлителю. Расчет $F_2(t)$ проводился при «выключенном» регуляторе общей мощности. Паровой эффект реактивности принимался равным 3β , а коэффициенты реактивности по горючему и графиту выбирались соответственно равными $-1,6 \cdot 10^{-5}$ и $4 \cdot 10^{-51} / ^\circ\text{C}$.

Характер поведения функции $F_2(t)$ указывает на то, что «разомкнутый» по скорости на входе реактора средний ТК экспоненциально неустойчив, а механизм неустойчивости РБМК-1000 имеет нейтронно-физическую природу.

В заключение отметим, что условием применимости предлагаемой методики является устойчивость разомкнутой системы, для которой находится переходная функция $F(t)$. В тех случаях, когда разомкнутая система неустойчива, т. е. функция $F(t)$ имеет неограниченное полное изменение или переменные при расчете

$F(t)$ выходят из области линейности, для исследования устойчивости кипящего канала следует провести размыкание обратной связи по реактивности и рассчитать переходную функцию $E(t)$. Последняя находится по тем же уравнениям (4)–(7) и той же самой программе, что и функция $F(t)$. Разница состоит лишь в месте размыкания системы уравнений и в переменной, по которой наносится ступенчатое возмущение. При расчете $E(t)$ скорость на входе ТК* определяется по уравнению (6). Ступенчатое возмущение целесообразно подавать по тепловому потоку в теплоноситель, а в качестве выходной переменной рассматривать среднее паросодержание по высоте активной зоны. В этом случае удобно выделить область устойчивости в плоскости коэффициентов реактивности по горючему и паросодержанию. Вывод соответствующего характеристического уравнения и техника построения областей устойчивости приведены в работе [7].

Авторы благодарят Е. Ф. Сабаева за полезное обсуждение работы.

Поступила в Редакцию 22.VIII.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Морозов И. И., Герлига В. А. Устойчивость кипящих аппаратов. М., Атомиздат, 1969.
2. Горяченко В. Д. Методы теории устойчивости в динамике ядерных реакторов. М., Атомиздат, 1971.
3. Мейер Д., Роуз П. «Теплопередача» (Труды американского общества инженеров-механиков), 1963, сер. С, т. 85, № 1, с. 3.
4. Будников В. И., Сабаев Е. Ф. В кн.: Вопросы теории тепло- и массообмена. Под ред. Т. Л. Перельмана. Минск, ИТМО АН БССР, 1970, с. 244.
5. Петросьянц А. М. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 31, вып. 4, с. 333.
6. Будников В. И., Сабаев Е. Ф. «Вопросы атомной науки и техники. Сер. Динамика ядерных энергетических установок», 1976, вып. 1(9), с. 65.
7. Будников В. И., Сабаев Е. Ф. Там же, 1975 вып. 2(8), с. 59.

* Напомним, что при расчете $F(t)$ уравнение (6) не используется.

УДК 539.172.4

Состояние экспериментальных данных по альфа ^{239}Pu

КОНОНОВ В. Н., ПОЛЕТАЕВ Е. Д.

Эксперименты по измерению α (отношение сечений радиационного захвата и деления) являются основным источником информации о сечении захвата быстрых нейтронов в ^{239}Pu ,

которое относится к числу ключевых ядерно-физических констант, определяющих важнейшие реакторно-физические и технико-экономические характеристики быстрых реакторов-раз-

множителей. За последнее десятилетие в связи с выдвижением вопроса о времени удвоения ядерного топлива и накопления тяжелых актиноидов в энергетических реакторах-размножителях было выполнено большое число экспериментов по измерению α ^{239}Pu , анализ которых проводился в работах [1, 2]. В настоящее время число экспериментальных работ значительно пополнилось, поэтому целесообразно провести новую оценку α , используя опубликованные к настоящему времени экспериментальные данные [3—25].

Измерение $\alpha(E)$ в области промежуточных и быстрых нейтронов относится к числу трудных экспериментальных задач, что обусловлено необходимостью регистрировать события радиационного захвата и деления на фоне в несколько раз более вероятного процесса рассеяния нейтронов. Поскольку процессы захвата и деления сопровождаются испусканием мгновенных γ -квантов с близкими характеристиками, возникает дополнительная трудность, связанная с разделением событий захвата и деления. В связи с последним обстоятельством для всех существующих методик измерения α характерным является тот факт, что в опыте измеряется не сама величина $\alpha = \sigma_n \gamma / \sigma_f$, а величина N_γ / N_f , связанная с α в простейшем случае линейным соотношением

$$A(N_\gamma / N_f) \approx \alpha + B,$$

где N_γ — измеряемая в опыте скорость счета γ -квантов захвата и деления; N_f — скорость счета событий деления; A и B — аппаратные константы. Очевидно, в этих условиях точность измерения α в сильной степени зависит от абсолютного значения константы метода B (для различных экспериментов B составляет от 0,3 до 2,5), так как погрешности α , связанные с вычитанием фона и введением ряда поправок, возрастают в $(1 + B\alpha^{-1})$ раз. Погрешность измерения α сильно увеличивается при уменьшении ее абсолютного значения, которое характерно для ^{239}Pu в области энергии нейтронов выше ~ 5 кэВ. Большое значение аппаратной константы B и невысокая точность ее определения, по-видимому, явились одной из главных причин значительного разброса результатов ранних работ и, в частности, аномально большого значения α ^{239}Pu при энергии нейтронов выше 1 кэВ, полученного в 1967—1968 гг. в работах группы из Харуэлла [3].

Измерения α выполнялись на разных установках с использованием различных методов

и детекторных систем. Условно их можно разделить на три группы: эксперименты на спектрометрах резонансных нейтронов (СРН) с использованием различных типов импульсных источников с замедлителем [3—14]; эксперименты на импульсных электростатических генераторах (ИЭГ) [15—21] и эксперименты на стационарных квазимоноэнергетических источниках нейтронов [22—25].

Эксперименты первой группы охватывают интервал энергий от 0,1 до нескольких десятков кэВ, а в некоторых последних работах [11, 12] до 200 кэВ. Все измерения этой группы являются относительными и используют для нормировки полученных данных или значения α для нескольких хорошо разрешенных резонансов [3, 4, 7—9, 14], или значения α для спектров тепловых нейтронов [6, 13], или значения сечений деления и поглощения в области 0,05—0,4 эВ [10—12]. При этом не всегда обоснованно предполагается, что эффективности регистрации детекторных систем, определяющие константы A и B в приведенном выражении, не изменяются с энергией падающих нейтронов во всем исследуемом диапазоне энергии.

На импульсных электростатических генераторах были проведены абсолютные [15—19] и относительные [20, 21] измерения. В работах по абсолютному измерению α применяли большие жидкостные сцинтилляционные детекторы объемом 500—1000 л, благодаря чему удалось достигнуть значения константы B 0,2—0,3. Использование этого метода позволило получить абсолютные данные по α в области энергии нейтронов 10 кэВ—1 МэВ с погрешностью 10—15%. В экспериментах на ИЭГ по относительному измерению α применяли детекторы небольшого размера, что дало возможность проводить измерения на коротких пролетных базах. Это, в свою очередь, позволило расширить область энергии нейтронов, доступную в опытах на ИЭГ, до 3—5 кэВ и перекрыть интервал энергии нейтронов, который ранее являлся граничным как для СРН, так и для абсолютных измерений на ИЭГ.

Третья группа экспериментов на квазимоноэнергетических нейтронах включает ранние опыты в сферической геометрии на фотонейтронных источниках [22—24], а также относительные измерения, выполненные на фильтрованных реакторных пучках [25]. Получение данных по α из опытов в сферической геометрии имеет известные трудности, связанные с учетом резонансной природы сечения при рассмотрении прохождения нейтронов через толстые

сферические образцы, применяемые в этом методе. В измерениях α на фильтрованных пучках [25] использовалась нормировка по тепловой области, поэтому данные этой работы дают важную дополнительную информацию по α в области быстрых нейтронов.

Анализ использованных для измерения α методик показывает, что пока еще не существует универсального метода, который позволил бы получать надежные данные с высокой точностью и в широкой области энергии нейтронов. Вследствие того, что все известные методы не являются прямыми, получаемые результаты наряду со статистическими погрешностями имеют также значительные систематические погрешности, которые обусловлены определением аппаратных констант, нормировкой, учетом фона, введением различного рода поправок, несовершенством измерительной аппаратуры. Влияние этих факторов на результаты по измерению α частично анализировалось в обзорах [1, 2]. В дальнейшем подробно остановимся только на вопросе учета фона, который, по-видимому, является основным источником больших систематических погрешностей, в частности, при измерениях на СРН в области быстрых нейтронов.

Особенность опытов на СРН состоит в том, что основным источником фона в них являются быстрые нейтроны, энергия которых лежит за пределами области измерения α , а величина фона, вызванного этими нейтронами, зависит от интервала времени после нейтронной вспышки. Следовательно, фон в γ -канале, наряду с постоянной составляющей, связанной с радиоактивностью и космическим излучением, имеет большую переменную составляющую. Переменный фон имеет два основных компонента: мгновенный фон (момент регистрации фоновых событий такого типа совпадает с моментом пролета вызывающих его нейтронов через образец) и задержанный фон (момент регистрации событий такого типа сдвинут на некоторое время — время «блуждания» нейтронов — относительно момента пролета вызывающих его нейтронов через образец). Хотя соотношение между компонентами фона и его величина зависят от типа применяемых детекторов, коллимирующих устройств и измерительных помещений, для большинства экспериментов на СРН характерно, что суммарный переменный фон при энергии нейтронов выше 1—5 кэВ составляет 50—80% полного счета в канале регистрации γ -квантов.

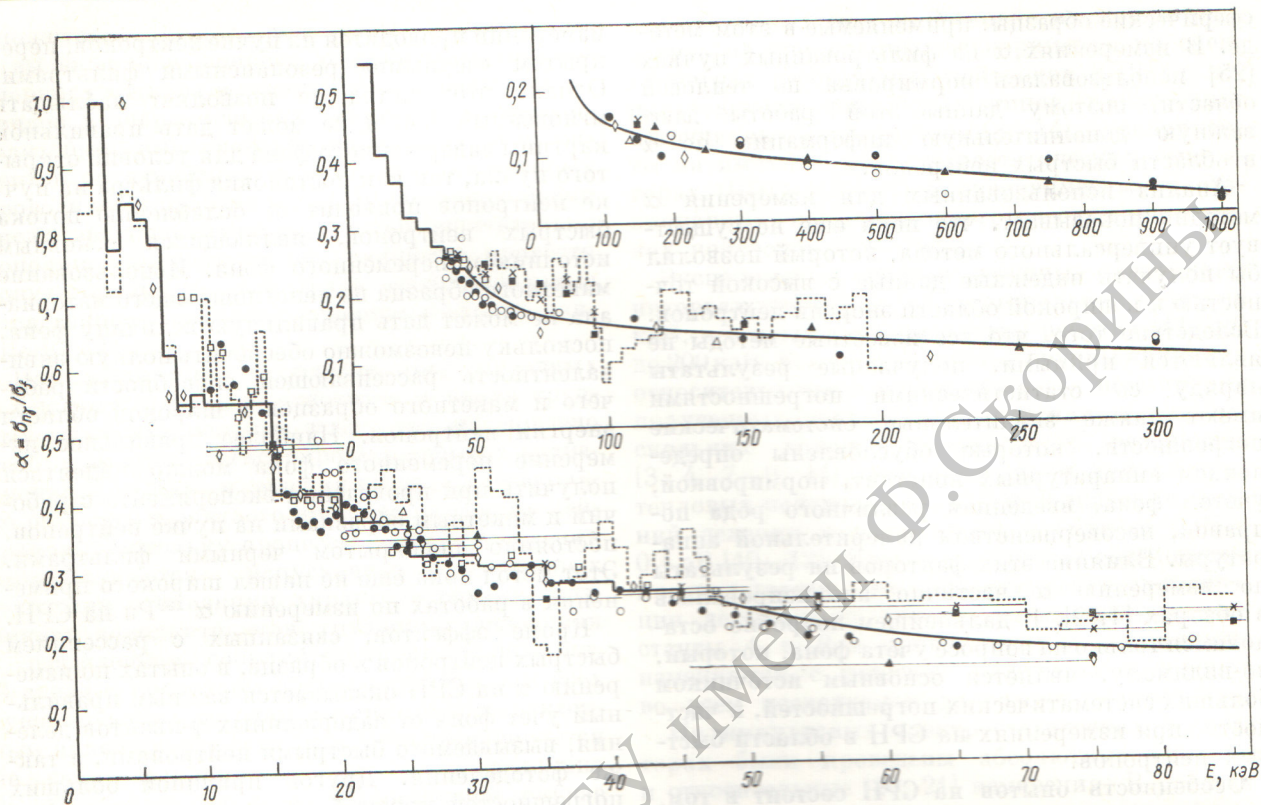
Метод, обычно используемый для определения переменного фона, состоит в том, что часть

измерений проводится на пучке нейтронов, перекрытом «черными» резонансными фильтрами. Однако этот метод не позволяет наблюдать мгновенный фон и не может дать правильной картины задержанного фона для условий открытого пучка, так как постановка фильтра на пучке нейтронов приводит к ослаблению потока быстрых нейтронов, являющихся основным источником переменного фона. Использование макетного образца из непоглощающего материала не может дать правильную величину фона, поскольку невозможно обеспечить полную эквивалентность рассеивающей способности рабочего и макетного образцов в широкой области энергии нейтронов. Наиболее правильное измерение переменного фона можно надеяться получить при проведении эксперимента с рабочим и макетным образцами на пучке нейтронов, постоянно перекрытом черными фильтрами. Этот метод пока еще не нашел широкого применения в работах по измерению α ^{239}Pu на СРН.

Кроме эффектов, связанных с рассеянием быстрых нейтронов в образце, в опытах по измерению α на СРН оказывается важным правильный учет фона от задержанных γ -квантов деления, вызываемого быстрыми нейтронами, а также фотоделения. Другой причиной больших погрешностей может быть перегрузка детекторов и регистрирующей аппаратуры в момент вспышки импульсного нейтронного источника.

Так как большинство использованных методик имеет относительно низкую чувствительность к величине α (большое значение константы B), то рассмотренная выше проблема точного определения переменной составляющей фона в экспериментах на СРН при энергии нейтронов выше 1—5 кэВ является, вероятно, главной причиной больших систематических погрешностей этих измерений α в области быстрых нейтронов и обуславливает значительное (до 50%) расхождение результатов разных авторов.

В области энергии нейтронов 0,1—5 кэВ эксперименты на СРН являются основным источником информации по α . В этой области, особенно в экспериментах, где используются большие пролетные базы, время пролета нейтронов становится больше времени жизни нейтронов, вызывающих задержанный фон, и уровень переменного фона сильно уменьшается. В связи с этим надежность экспериментальных данных по α , получаемых на СРН в области промежуточных нейтронов, достаточно высока, и многочисленные данные по α в этой области энергий, в основном, находятся в удовлетворительном согласии.



Энергетическая зависимость α ^{239}Pu в области энергии 1 кэВ — 1 МэВ:
 ■, ×, ... — [11, 12]; ▲ — [15]; ○ — [16]; ● — [19]; □ — [20]; ◇ — [21]; △ — [25]; — — настоящая оценка (горизонтальные линии, проведенные через отдельные точки, характеризуют энергетическое разрешение в этих точках)

Проблема правильного учета большого фона в γ -канале актуальна и в экспериментах на ИЭГ. Однако в этих опытах благодаря наличию верхней границы в используемом сплошном спектре нейтронов истинный фон определяется непосредственно в рабочей серии, а изменение фона как функции времени пролета не превышает нескольких процентов во всем исследуемом диапазоне энергии. Эти два обстоятельства позволяют, несмотря на достаточно большой фон, надежно определить его уровень. Хорошее согласие результатов экспериментов по абсолютному измерению α в области энергии 10 кэВ — 1 МэВ [15—19] подтверждает этот факт.

Совокупность результатов большинства экспериментальных работ по измерению α ^{239}Pu в области энергии нейтронов выше 1 кэВ представлена на рисунке. Из работ, выполненных на СРН, приведены только результаты работы [12], наиболее совершенной с точки зрения использования метода и уровня экспериментальной техники и охватывающей наибольший диапазон энергии нейтронов. Можно отметить, что в обла-

сти энергии нейтронов выше 10 кэВ в настоящее время имеется удовлетворительное согласие ($\sim 10\%$) большинства экспериментов, хотя приведенные на рисунке подробные экспериментальные данные, полученные на спектрометре резонансных нейтронов ORELA [12], лежат в этой области энергии несколько выше данных большинства других работ. Характерно для результатов работы [12] наличие глубоких структур в α при энергии нейтронов 35 и 90—120 кэВ, которые в значительной степени повторяют форму энергетической зависимости потока нейтронов, присущую этому спектрометру, и соответствуют положению сильных резонансов алюминия. Это обстоятельство может свидетельствовать о недостаточно правильном учете переменного фона в работе [12] и служит подтверждением важности обсуждавшейся выше проблемы определения фона при измерении α на СРН при энергии нейтронов выше 1—5 кэВ.

В результате анализа всех работ по измерению α ^{239}Pu была проведена оценка ее величины в области энергии нейтронов 0,1 кэВ — 1 МэВ

Оцененные значения α ^{239}Pu в формате Таблица 1
десятичных энергетических интервалов

E_n , кэВ	α	E_n , кэВ	α
0,1—0,2	0,863	20—25	0,369
0,2—0,3	0,936	25—30	0,317
0,3—0,4	1,161	30—35	0,300
0,4—0,5	0,501	35—40	0,274
0,5—0,6	0,736	40—45	0,258
0,6—0,7	1,497	45—50	0,241
0,7—0,8	0,973	50—60	0,209
0,8—0,9	0,818	60—70	0,183
0,9—1,0	0,724	70—80	0,168
1—2	0,880	80—90	0,162
2—3	1,020	90—100	0,155
3—4	0,779	100—200	0,134
4—5	0,850	200—300	0,108
5—6	0,825	300—400	0,093
6—7	0,787	400—500	0,082
7—8	0,624	500—600	0,071
8—9	0,547	600—700	0,060
9—10	0,563	700—800	0,050
10—15	0,547	800—900	0,040
15—20	0,412	900—1000	0,030

(табл. 1). При выработке оцененных данных рассмотрены особенности каждой работы и проанализированы источники и корреляционные свойства погрешностей. Некоторые детали этого рассуждения содержатся в работе [26]. В табл. 2 приведены оцененные значения α , сечения радиационного захвата и их погрешности для 13 групп в формате 26-групповой системы констант [27]. Здесь же содержится полученная матрица погрешностей α . Характерная структура корреляционной матрицы погрешностей α является отражением того, что сведения о ней

Оцененные значения α и сечения радиационного захвата для ^{239}Pu в формате Таблица 2
26-групповой системы констант

i	E_n , кэВ	α	Корреляционная матрица погрешностей α	σ_{γ} , б
5	800—1400	$0,029 \pm 0,008$	1	
6	400—800	$0,068 \pm 0,012$	0,93 1	$0,05 \pm 0,01$
7	200—400	$0,102 \pm 0,013$	0,90 0,89 1	$0,11 \pm 0,02$
8	100—200	$0,134 \pm 0,015$	0,87 0,87 0,87 1	$0,15 \pm 0,02$
9	46,5—100	$0,184 \pm 0,021$	0,70 0,70 0,71 0,71 1	$0,20 \pm 0,02$
10	21,5—46,5	$0,304 \pm 0,028$	0,36 0,38 0,42 0,42 0,48 1	$0,30 \pm 0,04$
11	10—21,5	$0,483 \pm 0,045$	0,27 0,29 0,31 0,29 0,33 0,36 1	$0,49 \pm 0,05$
12	4,65—10,0	$0,714 \pm 0,064$	0,28 0,30 0,32 0,30 0,32 0,36 0,45 1	$0,84 \pm 0,08$
13	2,15—4,65	$0,904 \pm 0,075$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 1	$1,47 \pm 0,14$
14	1,0—2,15	$0,889 \pm 0,073$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 1	$2,63 \pm 0,24$
15	0,465—1,0	$0,827 \pm 0,068$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 0,87 1	$3,71 \pm 0,33$
16	0,215—0,465	$0,930 \pm 0,077$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 0,87 0,87 1	$6,89 \pm 0,61$
17	0,100—0,215	$0,868 \pm 0,072$	0 0 0 0 0,14 0,31 0,49 0,46 0,87 0,87 0,87 0,87 1	$12,0 \pm 1,06$
				$16,4 \pm 1,45$

базируются в основном на двух группах экспериментов, выполненных на СРН (0,1 — 10 кэВ) и ИЭГ (5 кэВ — 1 МэВ). Внутри каждого из этих интервалов экспериментальные данные являются сильно скоррелированными, причем коэффициент корреляции всюду положителен.

Сравнение известных оценок α и сечения захвата ^{239}Pu [1, 2, 27—29] с результатами настоящей работы показало, что хотя в отдельных энергетических интервалах имеется заметное различие, в целом все оценки согласуются удовлетворительно. Подтверждением этого являются приведенные в табл. 3 средние по спектру активной зоны стандартного реактора Бейкера [27] значения $\langle \alpha \rangle$, полученные из рассмотрения результатов различных оценок. Для областей энергии нейтронов, не охваченных в тех или иных оценках, были использованы данные из работы [27]. Следует отметить, что описание погрешностей оцененных данных полученной ковариационной матрицей приводит к увеличению более чем в 2 раза погрешности $\langle \alpha \rangle$ по сравнению с тем случаем, когда ковариационная матрица принимается диагональной.

Большая работа по измерению α ^{239}Pu , проведенная в течение последнего десятилетия во многих лабораториях в СССР и за рубежом, привела к значительному уточнению ее значения во всей области энергии нейтронов, представляющей интерес для программы работ по быстрым реакторам-размножителям. Достигнутый уровень точности α (8—12%) в основном удовлетворяет выдвинутому в настоящее время требованиям [30]. Вместе с тем можно также утверждать, что известные методы измерения α на существующих источниках нейтронов прак-

Сравнение различных оценок α ^{239}Pu Таблица 3

Работа	$\langle \alpha \rangle$	$\langle \alpha \rangle_i$
		$\langle \alpha \rangle_{\text{наст. раб}}$
[1]	0,307	1,030
[2]	0,303	1,017
БНАБ-70 [27]	0,300	1,007
ENDF/B-III [12]	0,299	1,003
ENDF/B-IV [28]	0,304	1,020
[29]	0,292	0,980
Настоящая работа	$0,2982 \pm 0,020^*$ $\pm 0,000^{**}$	1,000

* Погрешность с учетом корреляционной матрицы из табл. 2.
** Погрешность в предположении диагональной корреляционной матрицы.

тически полностью исчерпали свои возможности и для дальнейшего уточнения α ^{239}Pu представляются актуальным изыскание новых эффективных методов измерения и совершенствование источников нейтронов.

В заключение авторы выражают признательность М. Ф. Троянову, Л. Н. Усачеву, В. Н. Маюхину за внимание и содействие настоящей работе, а также пользуются возможностью поблагодарить А. И. Воропаева и А. А. Ванькова за многочисленные плодотворные обсуждения.

Поступила в Редакцию 28.XII.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Sowerby M., Konshin V. «Atomic Energy Rev.», 1972, v. 10, N 4, p. 453.
- Коньшин В. А. и др. В кн.: Ядерные константы. Вып. 16. М., Атомиздат, 1974, с. 329.
- Schomberg M. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactors — 1970». V. I. Helsinki, 15—19 June 1970, p. 315.
- Farrell T. e.a. Ibid., p. 543.
- Czirr J., Lindsey I. Ibid., p. 331.
- Беляев Ф. Н. и др. [3], с. 339.
- Рябов Ю. В. и др. [3], с. 345; «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 3, с. 258.
- Куров М. А. и др. [3], с. 345; «Атомная энергия», 1971, т. 30, вып. 4, с. 362.
- Мурадян Г. В. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 1. Киев, «Наукова думка», 1972, с. 309.
- Gwin R. e.a. «Nucl. Sci. and Engng», 1971, v. 45, p. 25.
- Gwin R. e.a. In: Proc. 4rd Conf. Neutron Cross Sections and Technology. Washington, 3—7 March 1975, v. 2, p. 627.
- Gwin R. e.a. «Nucl. Sci. and Engng», 1976, v. 59, p. 79; EXFOR Library, ENTRY 10267, SABENT 001—043, 1976.
- Бергман А. А. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 4, с. 291.
- Болотский В. П. и др. «Атомная энергия», 1977, т. 42, вып. 3, с. 218.
- Hopkins L., Diven B. «Nucl. Sci. and Engng», 1962, v. 12, p. 169.
- Saussure G. e.a. In: Proc. IAEA Symp. «Nuclear Data for Reactors — 1966». V. II. Paris, 17—21 Oct. 1966, p. 233.
- Кононов В. Н. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, вып. 1, с. 85; Препринт ФЭИ-274. Обнинск, 1971; INDC (ССР)-21/L. Vienna, IAEA, 1972.
- Кононов В. Н. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 2, с. 82.
- Поletaев Е. Д. Канд. дис., Димитровград, НИИАР, 1976; EXFOR Library, ENTRY 40412, SABENT 001—008, 1977.
- Bandl R. e.a. «Nucl. Sci. and Engng», 1972, v. 48, p. 324.
- Воротников П. Е. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 4. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, с. 42.
- Спивак П. Е. и др. «Атомная энергия», 1956, т. 3, с. 21.
- Андреев В. Н. «Атомная энергия», 1958, т. 4, вып. 2, с. 185.
- Ваньков А. А., Ставиский Ю. Я. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 1, с. 41.
- Двухшерстнов В. Г. и др. «Атомная энергия», 1974, т. 37, вып. 2, с. 131.
- Кононов В. Н., Поletaев Е. Д. В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. М., изд. ЦНИИатоминформ, 1977, вып. 25, с. 23; INDC (ССР)-108/U. Vienna, IAEA, 1977.
- Абаган А. П. и др. Препринт ФЭИ-525. Обнинск, 1974.
- Garber D., Kinsey R. BNL-325, 3rd Ed., 1976, v. 2.
- Породзинский Ю. В., Коньшин В. А. и др. В кн.: Труды конф. «Нейтронная физика». Ч. 4. М., изд. ЦНИИатоминформ, 1977, с. 42.
- WRENDA-76/77 (World Request List for Nuclear Data), INDC (SEC)-55/URSF. Vienna, IAEA, 1976.