

94. ПЛУТОНИЙ

94.1. Плутоний-236

Альфа-активен. ($T_{1/2}=2.858$ г) Вероятность спонтанного деления $8.5 \cdot 10^{-8}\%$.

Цепочка альфа распадов ведет к образованию урана-232, а затем – таллия-208.

В ФОНД-2.2 – оценка Mann, Shenter, Benjamin, McCrossen, 1978.

В ENDF/B-VII- оценка R.Wright, T.Hojuyama, 1995

В JENDL-3.3 и LEFF-3.1 – оценка O.Jawamoto, 2002.

Заключение

В РОСФОНД принимается оценка O.Jawamoto, 2002 со следующими изменениями:

1. Файл MF=8 исключен;

2. В файл MF=5 добавлена секция MT=455 со спектрами запаздывающих нейтронов, принятыми такими же, как для плутония-238.

Включить данные о спектрах запаздывающих нейтронов (8 групп), приняв их такими же, как для плутония-238.

Автор отбора данных

Николаев М.Н.

94.2. Плутоний-237

Радиоактивен. ($T_{1/2}=45.2$ д) Испытывает захват орбитального электрона образуя нептуний-237.

В ФОНД-2.2, ENDF/B-VII b Oyaa-3.1 – оценка Mann, Shenter, 1978.

В JENDL-3.3 – T.Nakagawa, B.Konshin, 1995

Заключение

В РОСФОНД принимается оценка T.Nakagawa, B.Konshin, 1995 из JENDL-3.3 со следующими изменениями:

1. в MF=1 MT=455 включены данные о запаздывающих нейтронах из JEFF-3.1 (8 групп);

2. в MF=5 Mt=455 включены спектры запаздывающих нейтронов такие же, как для плутония-239.

3. Файл MF=8 удален.

Автор отбора данных

Николаев М.Н.

94.3. Плутоний-238

Альфа-активен. ($T_{1/2}=87.74$ г) Распадается в уран-234. Вероятность спонтанного деления $1.86 \cdot 10^{-7}\%$

В ФОНД-2.2 – оценка Е.Суховицкого и А.Клепацкого, 1987

ENDF/B-VII = оценка Mann, Shenter, Alter, Danton 1978.

В JENDL-3.3 – Maslov, 1997

В JEFF-3.1 – оценка T.Kavakita, T.Nakagawa, 1989 из JENDL-2

Заключение

В РОСФОНД принимается оценка Маслова из JENDL-3.3 со следующими изменениями:

1. Выход запаздывающих нейтронов принимается в соответствии с рекомендацией JEFF-3.1.
2. Соответственно откорректировано полное число нейтронов деления.
3. Спектры запаздывающих нейтронов (8 групп) приняты такими же, как для урана-235.
4. Добавлена секция MF=1, MT=458 из JEFF-3.1
5. Добавлен файл MF=8 с MT=454 и MT=459 из ENDF/B-VI.

Автор отбора данных

Николаев М.Н.

94.4. Плутоний-239

1. Общие характеристики

1.1. $Z = 94$ -зарядовое число;

1.2. $A = 239$ (атомный вес);

1.3. $AW = 236.9986$ (отношение массы ядра к массе нейтрона);

1.4. Радиоактивен с периодом полураспада $T_{1/2}=2.411 \cdot 10^4$ лет, доминирует α -распад в уран-235с вкладом $3.1 \cdot 10^{-10}\%$ спонтанного деления;

1.5. Перечень нейтронных реакций, имеющих пороги до 20 МэВ:

MT	Реакция	Q, МэВ	$E_{\text{порог.}}$, МэВ	Ядро-продукт
4	n,n'	-0.0079	0.0079	Pu-239
16	n,2n	-5.6462	5.6700	Pu-238
17	n,3n	-12.6461	12.6994	Pu-237
37	n,4n	-18.5268	18.6050	Pu-236
18	деление	193.733		FP
102	n,g	6.5342		Pu-240
103	n,p	0.0598		Np-239
107	n,alfa	11.7900		U-236

2. Обзор современных оценок нейтронных данных для плутония

2.1. Общая характеристика сравниваемых оцененных данных

В современных библиотеках содержатся следующие оценки нейтронных данных плутония-239:

В **ФОНД-2.2** – оценка Kawai, Yoshida, Hida, 1989+ Abagyan, 1997.

В **JENDL-3.3** – оценка Kawai, Yoshida, Hida, 1987 (ревидии 1989, 1993, 2000, 2001 г.г.)

ENDF/B-VI.7 – оценка Young, Weston, Poenitz, 1989, ревизии -1993, 1997

ENDF/B-VII - оценка Talou, Chadwick, Madland, Young, (данные ENDF/B-VI.7, ревидированные в 2000, 2002, 2003 и 2004 г.г.)

В **JEFF-3.1** – оценка Romain, Morillon, Dos Santos, Uzarrolde, 2005

Проведем качественное сравнение этих оценок.

1) ФОНД-2.2 Эта оценка принята за основу при получении групповых констант Pu-239 в библиотеках БНАБ-93.1 и БНАБ-93.2. Та же оценка была использована в РНЦ «Курчатовский институт» в расчетах по программе MCU-REA/2.

Как отмечалось выше, за основу был принят файл, скомпилированный Каваи, Йошида и Нида в 1987 году для библиотеки JENDL-3.0. К моменту, когда этот файл был принят в библиотеку ФОНД-2.0., в него был внесен ряд изменений: в 1988 г. были внесены небольшие изменения в энергетическую зависимость ν , пересмотрены параметры разрешенных резонансов, изменено сечение реакции $(n,2n)$, а в 1989 г. были частично изменены параметры в области неразрешенных резонансов.

В версии библиотеки ФОНД-2.2. ниже 215 эВ принята оценка нейтронных сечений и числа вторичных нейтронов $\nu(E)$, выполненная Л.П.Абагян (РНЦ "КИ"). В области энергий до 5 эВ нейтронные данные заданы поточечно; выше – до 215 эВ - сечения описываются с помощью многоуровневого формализма Брейта-Вигнера, а затем вплоть до 1 кэВ - сечения описываются формулой Райха-Мура. Окончательная редакция резонансных параметров основана на частном сообщении Ж.Де-Соссюра (1988).

Область неразрешенных резонансов простирается до 30 кэВ; s- и p-волновые силовые функции и средние делительные ширины подобраны так, чтобы описать оцененные средние нейтронные сечения. Полное сечение ниже 7 МэВ сохранено таким, как в JENDL-2, т.е. основано на экспериментах, выполненных в 1964-1974 г.г. Выше 7 МэВ полное сечение принято в соответствии с экспериментом Пёнитца и др.¹. Сечение упругого рассеяния равно разности между полным сечением и сечением неупругих взаимодействий.

Сечения неупругого рассеяния на 18-ти уровнях с энергиями от 7.86 кэВ до 511.84 кэВ получены на основе расчета по модели связанных каналов с использованием параметров оптического потенциала, предложенных Е.Д.Артуром². Сечение неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней рассчитывалось по статистической модели с учетом флуктуационных и интерференционных эффектов и конкуренции со стороны реакций деления, $(n,2n)$, $(n,3n)$ и $(n,4n)$. Сечения трех последних реакций рассчитывались по программе GNASH. Детали расчета изложены в описании файла.

¹ Potnitz W.P. et al: Nucl. Sci. Eng., 78, 333 (1981).

² Arthur E.D. et al.: Nucl. Sci. Eng., 88, 56 (1984)

Сечение деления ниже 50 кэВ принято на основе экспериментов Гейзера и др.³ и Вагеманса⁴ и др., а при более высоких энергиях – на основе данных Канда и др.⁵. Сечение захвата ниже 1 МэВ получено путем умножения величины α , принимавшейся в JENDL-2, на принятую в данном файле оценку сечения деления. Выше 1 МэВ сечение захвата рассчитывалось по статистической модели.

Угловые распределения упруго и неупруго рассеянных нейтронов рассчитывались по статистической модели. Угловые распределения нейтронов реакций (n,2n), (n,3n) и (n,4n) приняты изотропными в системе центра инерции.

2) JENDL-3.3 Принятая оценка отличается от версии JENDL-2, взятой за основу в ФОНД-2.2, следующим.

1. В 1993 г. пересмотрены параметры разрешенных резонансов на основе оценки Дерриена⁶. Область разрешенных резонансов продлена до 2.5 кэВ.

2. В 2000 г. Шибата изменил данные о запаздывающих нейтронах деления, внес изменения в сечения деления и захвата и в спектры нейтронов, испускаемых при неупругом рассеянии с возбуждением континуума уровней и в реакциях (n,2n) и (n,3n).

3. В 2001 г. спектры мгновенных нейтронов деления были заменены оценкой Кавано⁷

3) ENDF/B-VI.7 В области разрешенных резонансов принята та же оценка, что и в JENDL-3.3. Область неразрешенных резонансов, как и во всех ранее рассмотренных оценках простирается до 30 кэВ. Оценка в этой области представляется более обоснованной экспериментальными данными, чем в японских оценках. V_{prompt} принято близким к оценке Форта и др.⁸. Параметры запаздывающих нейтронов – на основе оценки Брэди и Ингланда⁹. Сечение деления принято на основе оценки, выполненной группой по стандартам с небольшими корректировками. В оценке сечений других реакций широко использовались теоретические расчеты с параметрами, подобранными для лучшего описания имевшихся экспериментальных данных.

4) ENDF/B-VII За основу принята оценка из ENDF/B-VI.7 со следующими изменениями.

1. В 2000 г. внесены изменения в сечение реакции (n,2n) для учета дополнительных экспериментальных данных.

2. В 2002 г. Пересмотрено сечение деления при энергиях выше 0.85 МэВ.

3. В 2003 г. слегка изменено $V_{\text{prompt}}(E)$ и обновлены все данные по запаздывающим нейтронам.

4. В 2004 г. число дискретных уровней, возбуждаемых при неупругом рассеянии увеличено до 40 (подобно тому, как это было сделано в случае урана-238) и принято сечение деления в соответствии с оценкой группой по стандартам. Внесены небольшие изменения в $V_{\text{prompt}}(E)$.

³ Gayther D.B.: Conf. 1975 Washington, 2, 560 (1975)

⁴ Wagemans C. et al.: Ann. Nucl. Energy, 7, 495 (1980)

⁵ Kanda Y. et al.: Conf. 1985 Santa Fe, 2, 1567 (1986)

⁶ Derrien H.: J. Nucl. Sci. Technol., 30, 845 (1993)

⁷ Kawano T. et al.: Phys. Rev., C63, 034601 (2001)

⁸ E. Fort et al., Nuc.Sci.Eng. 99, 375 (1988)

⁹ M.C. Brady and T.R. England, Nucl.Sci.Eng. 103, 129 (1989)

Использовались нейтронные данные, относящиеся к релизу 7, как наиболее полной версии библиотеки ENDF/B-VI [22]. В основе - оценка Янга, Вестона, Пенитца, выполненная в 1989 году. В 1993 году в области разрешенных резонансов (1.E-5 эВ ÷ 2.5 кэВ) принята оценка Дерриена (ORNL) и Накагавы (JAERI), в которой область разрешенных резонансов расширена до 2.5 кэВ. В области ниже 1 кэВ резонансные параметры несколько изменились за счет учета новых экспериментальных данных [23]. Резонансные параметры в интервалах 1÷2 кэВ и 2÷2.5 кэВ определялись (как и при более низких энергиях) по программе SUMMY, независимо в каждом интервале. В области неразрешенных резонансов от 2.5÷4.0 кэВ использованы расчеты по статистическим программам FISINGA из Кадараша, а от 4.0÷30 кэВ использовались параметры оптической модели Лагранжа и Мадлэнда. В 1997 году данные претерпели незначительную корректировку. Оценка ν_p выполнена на основе оценки Форты [24]. Сечения при энергиях выше 30 кэВ оценены Янгом, Мак-Ферлэйном и Артуром на основе теоретических расчетов, базирующихся на совокупности имеющихся экспериментальных данных и на принятых для ENDF/B-VI стандартах [25].

4) JEFF-3.1=JEFF-3.0 Так же, как и в библиотеках ENDF/B-VII и JENDL-3.3, в области разрешенных резонансов принята оценка Дерриена и Накагавы. Данные в области неразрешенных резонансов – те же, что и в ENDF/B-VII. ν_{prompt} ниже 650 кэВ принято на основе оценки Форты⁸, при более высоких энергиях применены модельные расчеты¹⁰ с несколько измененными параметрами модели. Все сечения в области выше 30 кэВ получены на основе модельных расчетов с параметрами, подобранными для описания имеющихся экспериментальных данных.

Изложенное показывает, что оценки, принятые в современных библиотеках, с нейтронно-физической точки зрения представляются более обоснованными, чем оценка, принятая в библиотеке ФОНД-2.2, и качественных различий между ними не усматривается. В этих условиях при выборе оценки для включения в РОСФОНД, особенно важно обратить внимание на то, как различные варианты нейтронных данных позволяют описать интегральные эксперименты.

2. 2 Влияние выбора варианта оцененных данных на результаты расчета характеристик, измеренных в основных интегральных экспериментах

Было проверено влияние принимаемых констант плутония на значения величины $\alpha = \langle \sigma_c \rangle / \langle \sigma_f \rangle$, измеренные в центральной части активной зоны реактора БН-350 и в модуле из МОХ-топлива, вставленном в активную зону БН-350. Сравнение результатов расчета дается в табл.1.

Таблица 1 - Сравнение экспериментальных и расчетных значений величин α

	Эксперимент	БНАБ-93.2	ENDF/B-6R7	JENDL-3.3	JEFF-3.0
Центр АЗ	0.275±0.007	0.274	0.265	0.274	0.278
МОХ- модуль	0.229±0.006	0.232	0.223	0.233	0.237

Как видно, все рассмотренные библиотеки удовлетворительно описывают экспериментальные данные.

¹⁰ G.Vladuca, A.Tudora., Ann.Nuc.Energy. 28, 689 (2001).

С тем, чтобы не повторять огромное количество расчетов, и для упрощения процедуры анализа влияния нейтронных данных из различных библиотек на результаты расчетов различных бенчмарк-моделей, были отобраны наиболее характерные модели. По спектральным свойствам они охватывают тепловую, резонансную и быструю области энергетического спектра нейтронов. К ним относятся следующие эксперименты:

PU-MET-FAST-001/01, голая плутониевая сфера (Jezebel);
 PMF011/01, плутониевая сфера в толстом водяном отражателе;
 PST024/06, бак 107х107х37 см с раствором плутония 412 г/л;
 PST001/04, сфера с раствором нитрата плутония 132 г/л;
 PST012/05, бак 130х130х66 см с раствором нитрата плутония 13г/л.

Все три последних конфигурации – в толстом водяном отражателе.

В табл.2 приведены результаты расчета k_{eff} , полученные для перечисленных бенчмарк-моделей по различным системам констант. Расчеты выполнялись по программе MCNP-5 с использованием детальных энергетических зависимостей сечений, сгенерированных непосредственно из библиотек FOND-2.2, ENDF/B-VI.7, ENDF/B-VII, JEFF-3.1 и JENDL-3.3. Константы для всех сопутствующих нуклидов брались из ENDF/B-VII. В таблице приводится средняя энергия нейтронов, вызывающих деление в активной зоне каждой размножающей системы. В отдельном столбце приводится погрешность экспериментального определения коэффициента размножения (равного во всех случаях строго единице). Статистическая погрешность результатов расчета во всех случаях равнялась 0.02%).

Таблица 2 - Влияние констант Pu-239 на расчетно-экспериментальное расхождение (в процентах) в коэффициенте размножения

Бенчмарк	$\langle E_p \rangle$, эВ	Δk эксп.	FOND-2.2 (± 0.02)	ENDF/B- VI.7 (± 0.02)	ENDF/B-VII (± 0.02)	JEFF-3.1 (± 0.02)	JENDL-3.3 (± 0.02)
PMF01/ 01	$1.28 \cdot 10^6$	0.20	-0.19	-0.43	0.03	-0.01	-0.36
PMF11/ 01	$8.23 \cdot 10^4$	0.10	-0.16	-0.23	0	-0.24	-0.29
PST24/ 06	22.8	0.62	-0.58	0.19	0.25	0.18	0.36
PST01/ 04	0.281	0.50	-1.09	0.06	0.05	0	0.24
PST12/ 05	0.0552	0.58	0.28	0.9	0.89	0.87	1.08

Как видно, наилучшее согласие с экспериментальными данными обеспечивается при использовании констант плутония-239 из ENDF/B-VII. Исключением является сборка PST-12/05 с самым мягким нейтронным спектром, для которой все наборы данных, кроме FOND-2.2, дают превышение к-эфф над экспериментальной единицей, превышающее погрешность эксперимента.

Напомним, что во всех современных оценках область энергий разбивается на три части – область разрешенных резонансов – до 2.5 кэВ; область неразрешенных резонансов – до 30 кэВ и область быстрых нейтронов – выше 30 кэВ. Поскольку в области быстрых нейтронов не предполагается таких расхождений, которые затруднили бы выбор оцененных данных для РОСФОНДа, рассмотрение будет начинаться с этой области.

3. Сечения и ν в области быстрых нейтронов.

3.1. Полное сечение

На рис. 1 оцененные данные по полному сечению плутония сравниваются с экспериментальными данными, приведенными в EXFOR. Заметим, что в JENDL-3.3 и в FOND-2.2 полные сечения в этой области энергий совпадают.

Погрешности большинства экспериментальных данных не приводятся: о их величине можно судить по разбросу экспериментальных точек (которые находятся в узлах соединяющих их линий).

Из рис. 1а следует, что в области выше 5 МэВ полное сечение, принятое в ENDF/B-VII лучше других согласуется с совокупностью экспериментальных данных. Оценка JEFF-3.1 в этой области неоправданно занижена, а данные, принятые в JENDL-3.3 (и в FOND-2.2) опираются целиком на результаты работы Пёница. Как ни высока репутация этого экспериментатора, пренебрегать результатами более ранних работ, нам кажется, оснований нет.

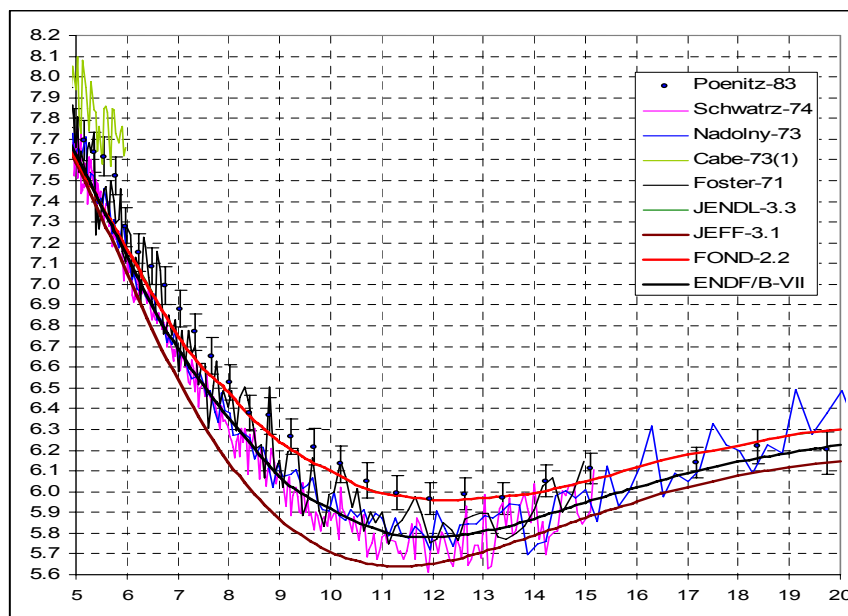


Рис. 1а. Полное сечение в интервале 5 – 20 МэВ

Рис. 2б показывает, что в интервале 2 – 5 МэВ, данные Пёница, наоборот, игнорируются всеми оценками. Если исходить только из имеющихся экспериментальных данных, то при энергиях ниже, примерно, 3.5 МэВ оценка JEFF-3.1 выглядит наиболее убедительно. Это впечатление сохраняется до 0.4 -0.5 МэВ, где обе эти оценки практически совпадают (см. рис. 1 в и 1 г). При более низких энергиях оценка ENDF/B-VII снова выглядит предпочтительнее.

Имея в виду, что оценка ENDF/B-VII лучше других описывает интегральные эксперименты, при выборе данных по полному сечению не представляется целесообразным составлять некую новую оценку из комбинации имеющихся.

При энергиях ниже 5 МэВ для принятия в РОСФОНД с равным основанием можно рекомендовать как данные ENDF/B-VII, так и данные JEFF-3.1; при энергиях выше 5 МэВ, данные ENDF/B-VII представляются предпочтительными.

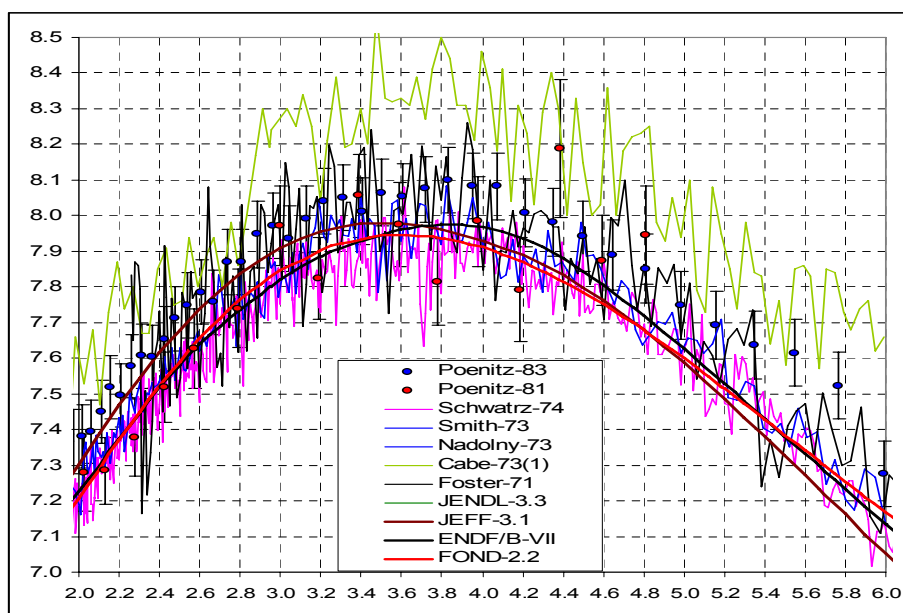


Рис. 1б. Полное сечение в интервале 2 – 6 МэВ

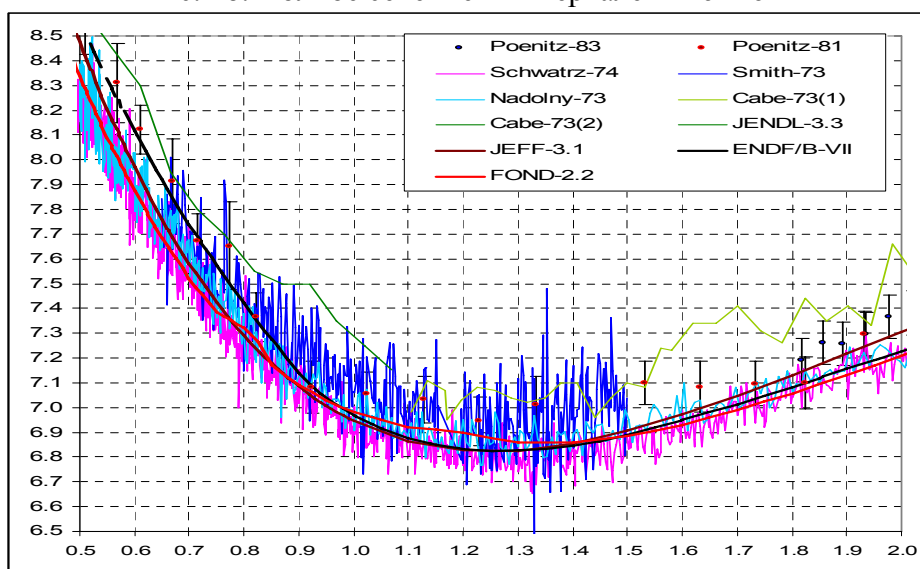


Рис. 1в. Полное сечение в интервале 0.5 – 2 МэВ

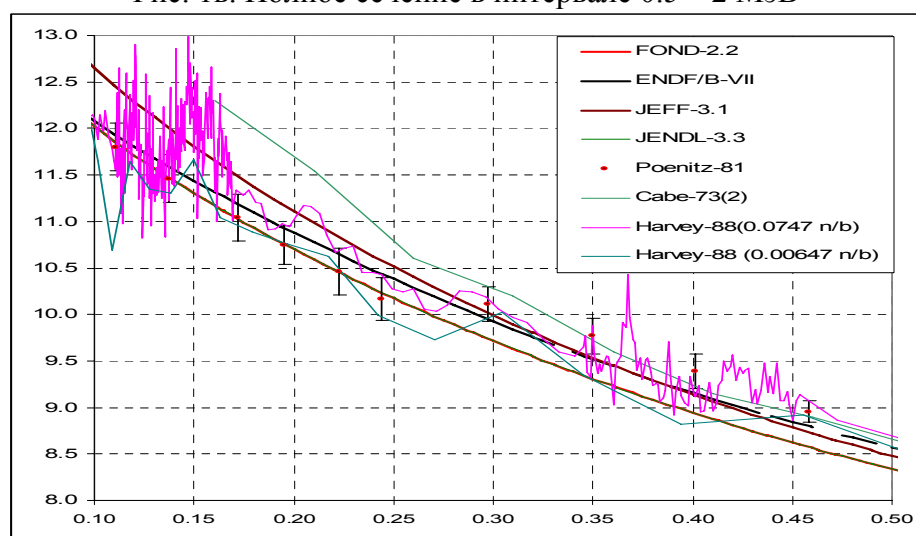


Рис. 1г. Полное сечение в интервале 0.1 – 0.5 МэВ

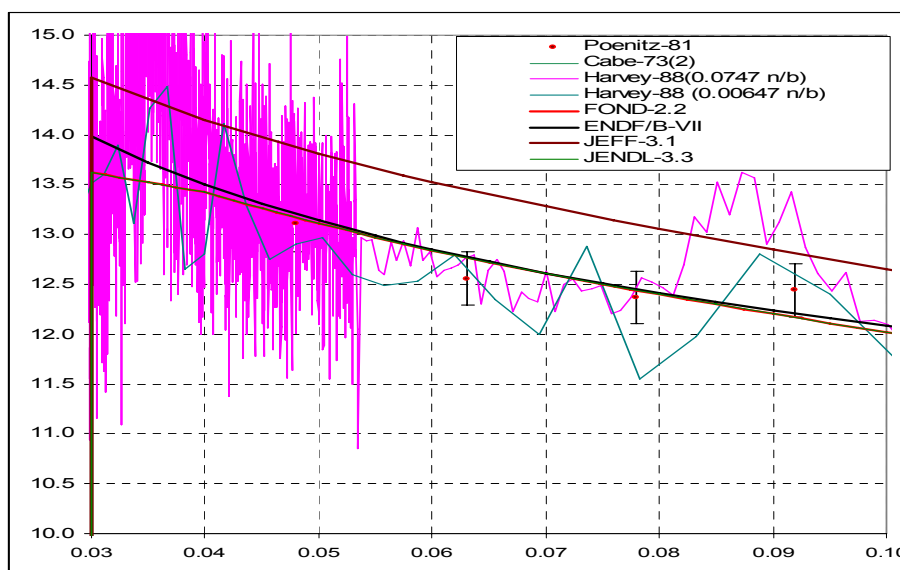


Рис. 1д. Полное сечение в интервале 0.3 – 0.1 МэВ

3. 2.Сечение деления.

На рис. 2 оцененные сечения деления сравниваются с экспериментальными данными, полученными после 1975 г. и занесенными в EXFOR. На рис. 3 проведено такое же сравнение отношения сечений деления плутония-239 и урана-235. Здесь, однако, данные приводятся только для ENDF/B-VII. Напомним, что сечение деления урана-235 в библиотеках РОСФОНД и ENDF/B-VII совпадают.

Из рис. 2 ясно, что абсолютные измерения сечения деления плутония-239 слишком разбросаны для того, чтобы можно было отдать предпочтение той или иной из рассматриваемых оценок. Не позволяют это сделать и данные по отношениям сечений. Это и естественно, поскольку все эти экспериментальные данные оценщикам были прекрасно известны. Исключением является интервал от 0.5 до 1 МэВ (рис. 2б), где оценка, принятая в JEFF-3.1, представляется завышенной, а наблюдающиеся в ней осцилляции –неоправданными.

Как правило, при оценках учитывались также результаты измерений отношений сечений деления и других изотопов к сечению деления урана-235 и оценки проводились на основе совокупного анализа всех имеющихся данных. Расхождение оценок может служить мерой погрешности современных оцененных данных (вероятно, оптимистической).

Представляет интерес сравнить сечения деления плутония, усредненные по спектру деления урана-235. Для ENDF/B-VII сечение, усредненное по спектру Максвелла с температурой 1.35 МэВ, равно 1.7858 барн. ENDF/B-VI.7 дает на 0.40% ниже; ФОНД-2.2 и JENDL-3.3 соответственно на 0.35 и на 0.38% выше; JEFF-3.1 – выше только на 0.07%. Можно заключить, что точность знания этого среднего сечения составляет, примерно, 0.4%.

Для принятия в РОСФОНД с равным основанием можно рекомендовать как данные ENDF/B-VII, так и данные JEFF-3.1.

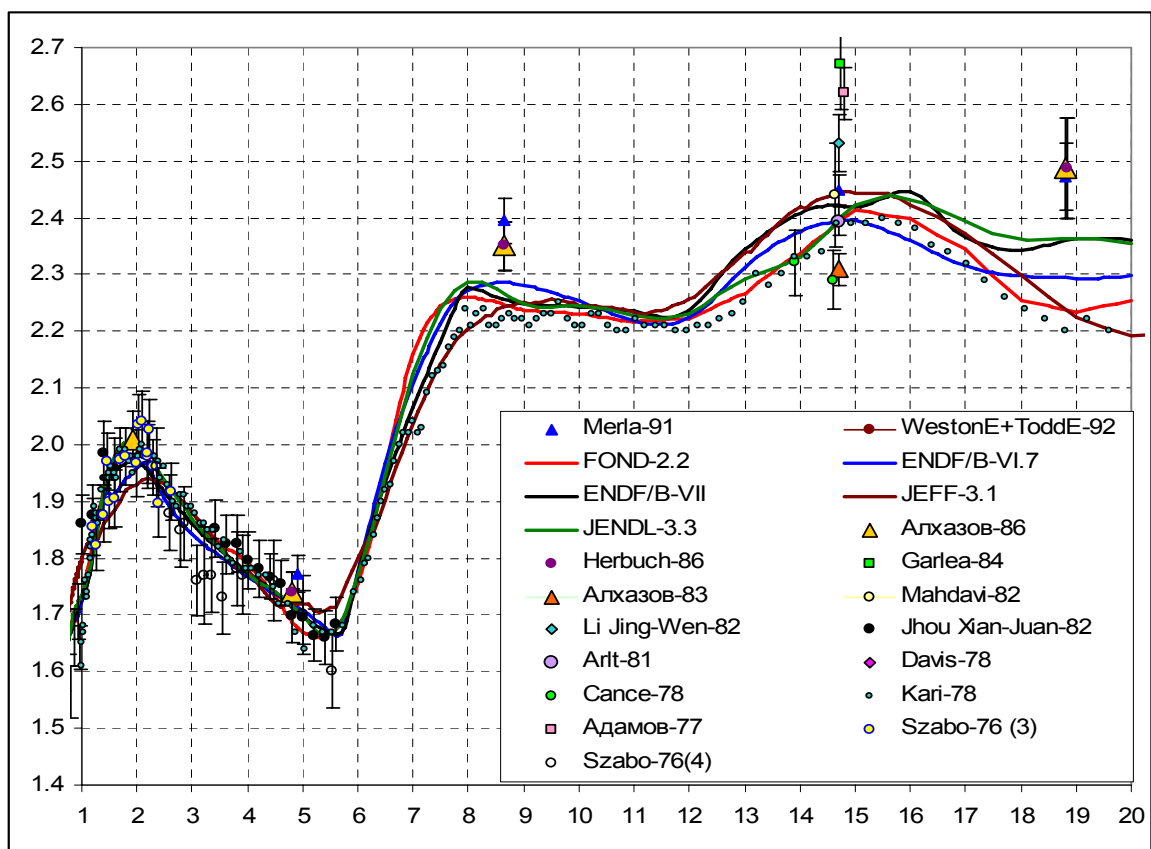


Рис. 2 а. Сечение деления выше 1 МэВ

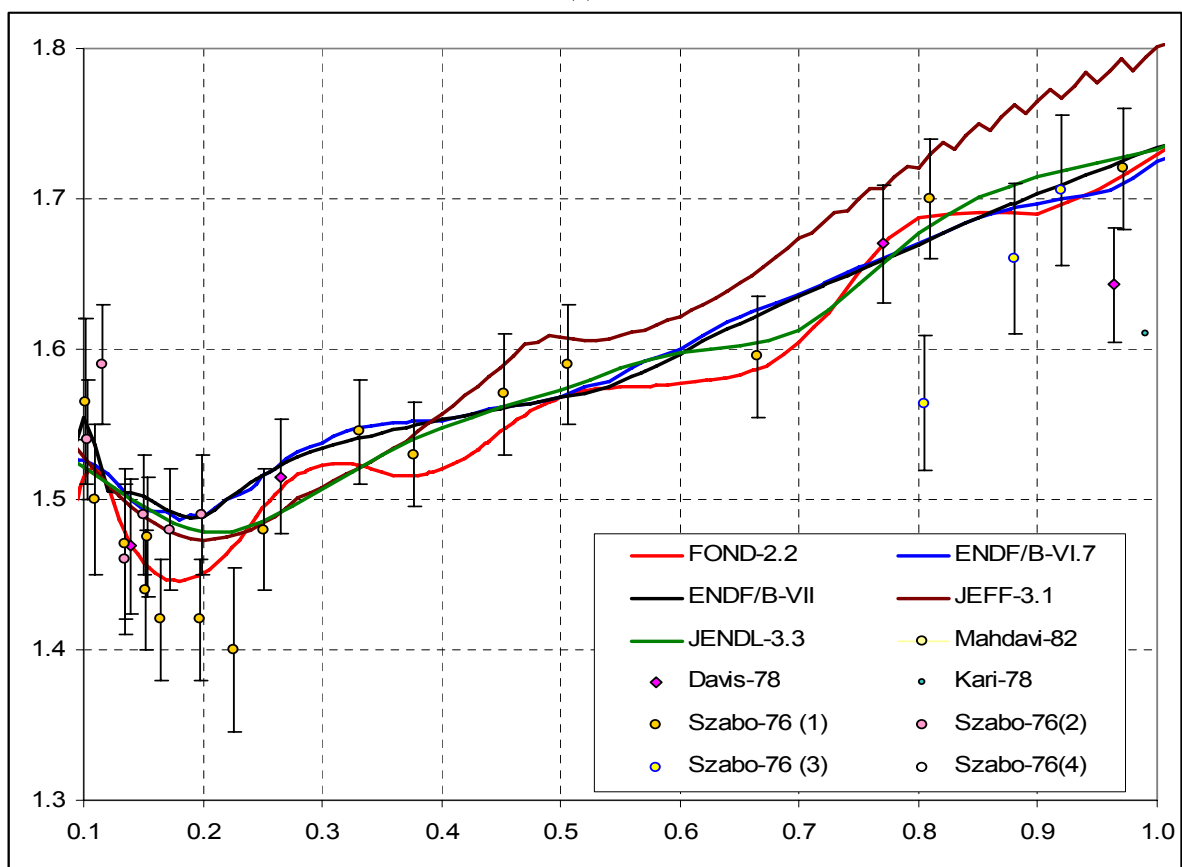


Рис. 2б. Сечение деления от 0.1 до 1 МэВ

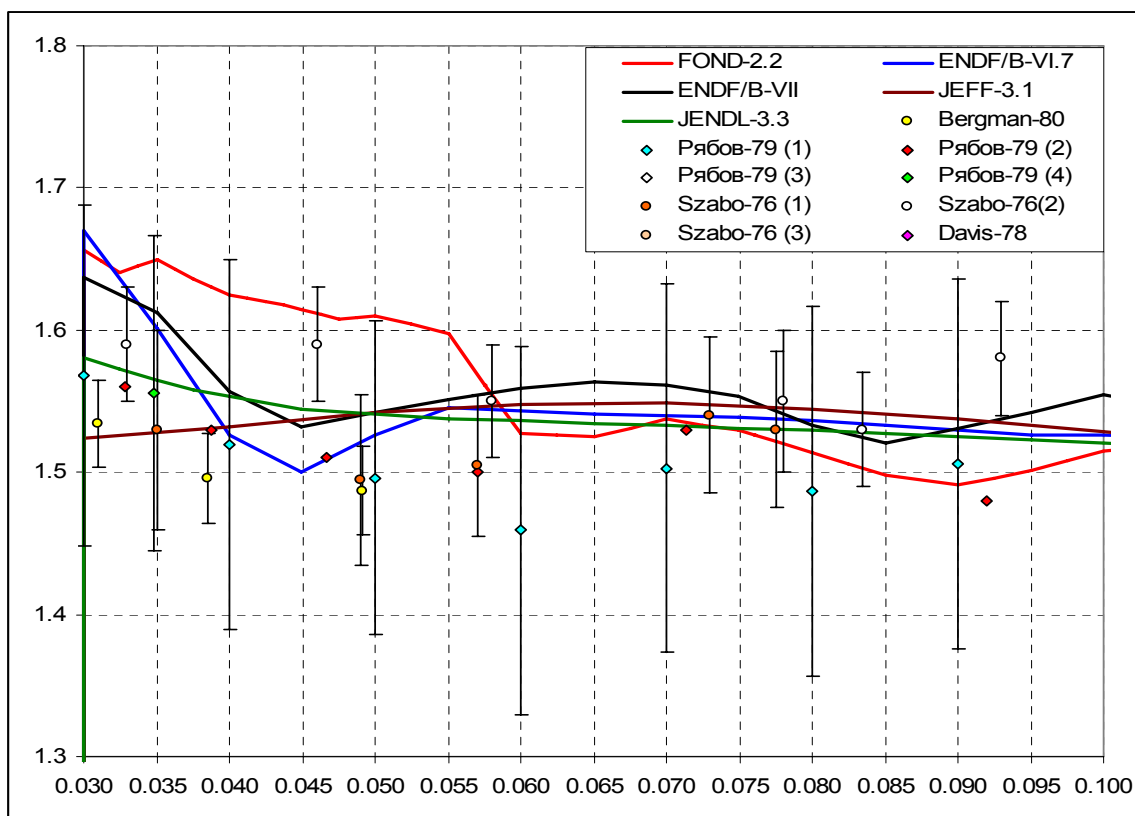


Рис. 2с. Сечение деления от 30 до 100 кэВ

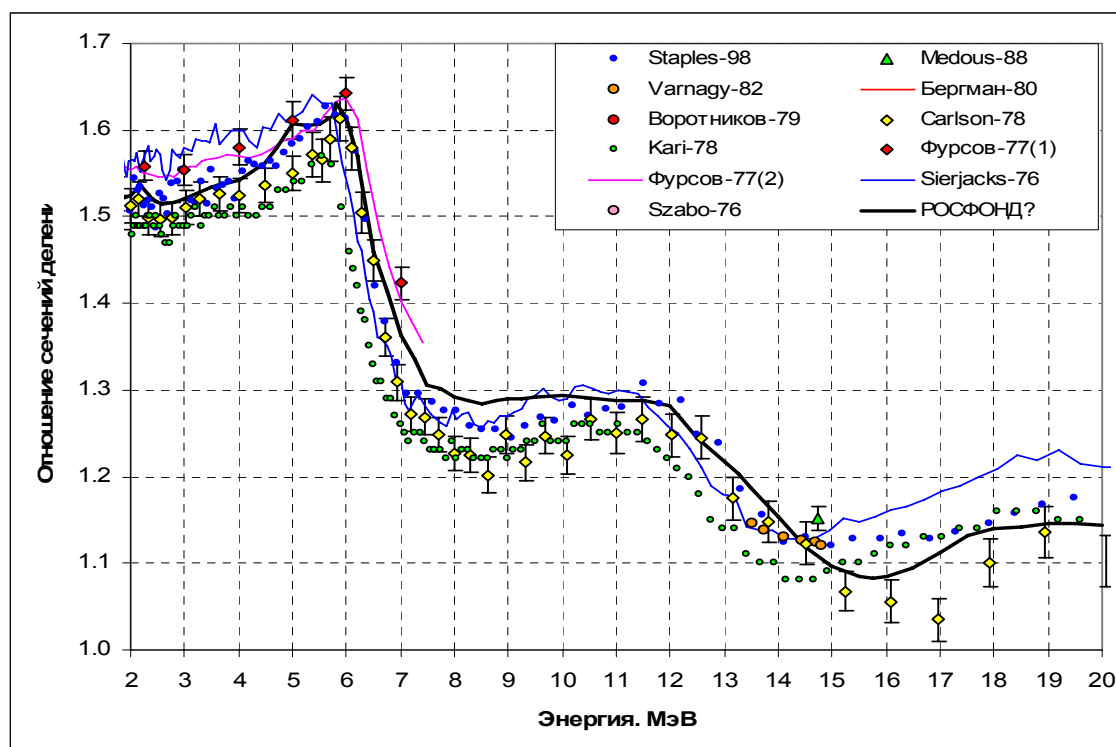
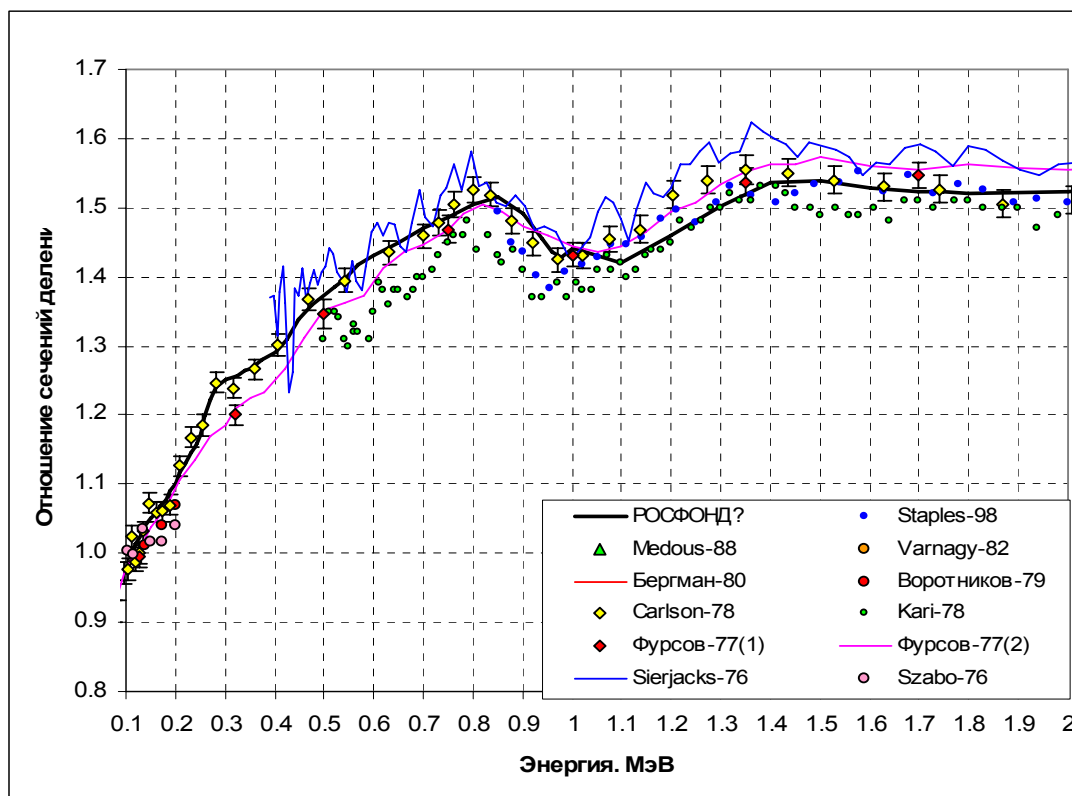


Рис. 3а. Отношение сечений деления Pu-239 и U-235 выше 2 МэВ



3. 3. Энергетическая зависимость числа мгновенных нейтронов деления.

Различия в оценках доли запаздывающих нейтронов деления невелики (см. ниже) и поскольку сама эта доля мала, здесь достаточно рассмотреть лишь энергетическую зависимость числа мгновенных нейтронов деления, поскольку в подавляющем большинстве экспериментов измерялись именно мгновенные нейтроны. На рис. 4 оцененные данные сравниваются между собой и с результатами экспериментов.

Как видно из приведенных на графиках данных, имеющиеся в наличии экспериментальные данные не позволяют отдать предпочтение той или иной оценке: разброс между ними, как правило, значительно меньше разброса экспериментальных данных и их погрешностей. В то же время обращает на себя внимание область энергий ниже 1 МэВ, где принимаемые ныне оценки V_{prompt} , представляются несколько завышенными относительно большинства экспериментальных данных. Сказанное лучше иллюстрируется рис. 5, на котором приведены отличия оцененных и экспериментальных данных от оценки, принятой в ENDF/B-VII. Приведены результаты лишь тех экспериментов, в которых V_{prompt} измерялось при многих энергиях и которые поэтому позволяют судить об энергетическом поведении этой величины. Рис. 5а показывает, что отклонения от ENDF/B-VII как в ту, так и в другую сторону на величину, достигающую до процента, вполне оправдываются экспериментальными данными, однако, следует признать, что в оценках FOND-2.2 JEFF-3.1 это сделано не наиболее убедительным образом. Рис. 5б показывает, что значение V_{prompt} в интервале 0.5 – 1 МэВ, действительно, скорее всего, принято слишком высоким.

Изложенное дает основание для переоценки V_{prompt} . Отмечая целесообразность такой переоценки, мы, однако, не решились ее выполнить, поскольку такая переоценка

требует более детального изучения всех условий выполнения каждого из рассматриваемых экспериментов, тщательной оценки погрешностей и корреляций между ними, сравнения с отличиями в экспериментальных и оцененных V_{prompt} для других делящихся ядер. Выполнение этой оценки выходит за рамки настоящей работы, целью которой является отбор для библиотеки РОСФОНД наиболее надежных из *имеющихся* оцененных данных (с уточнениями, введение которых не ставит под угрозу выполнение всей работы в установленный срок). **В этих условиях для принятия в РОСФОНД с равным основанием можно рекомендовать как данные ENDF/B-VII, так и данные JEFF-3.1.**

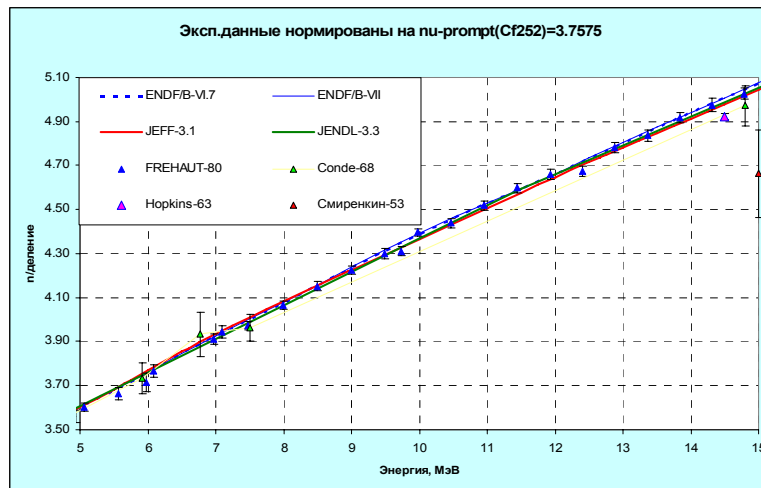


Рис. 4а. Энергетическая зависимость V_{prompt} выше 5 МэВ.

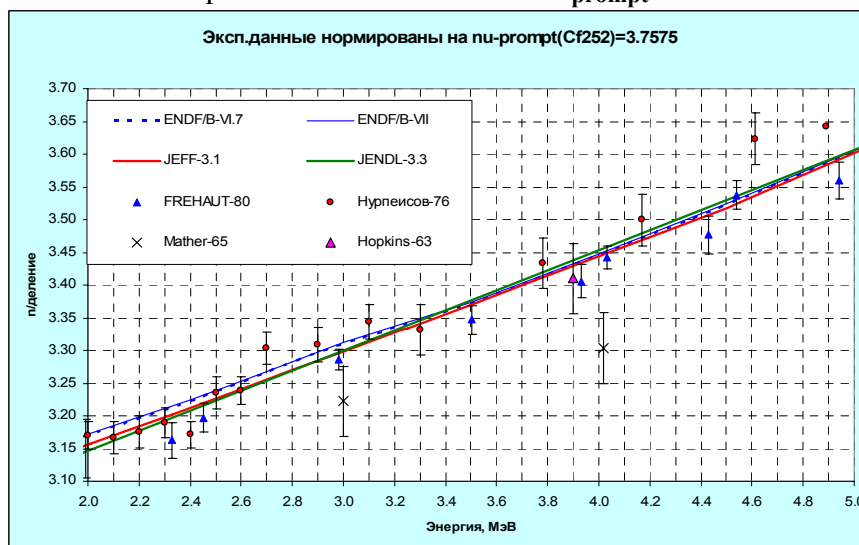


Рис. 4б. Энергетическая зависимость V_{prompt} от 2 до 5 МэВ.

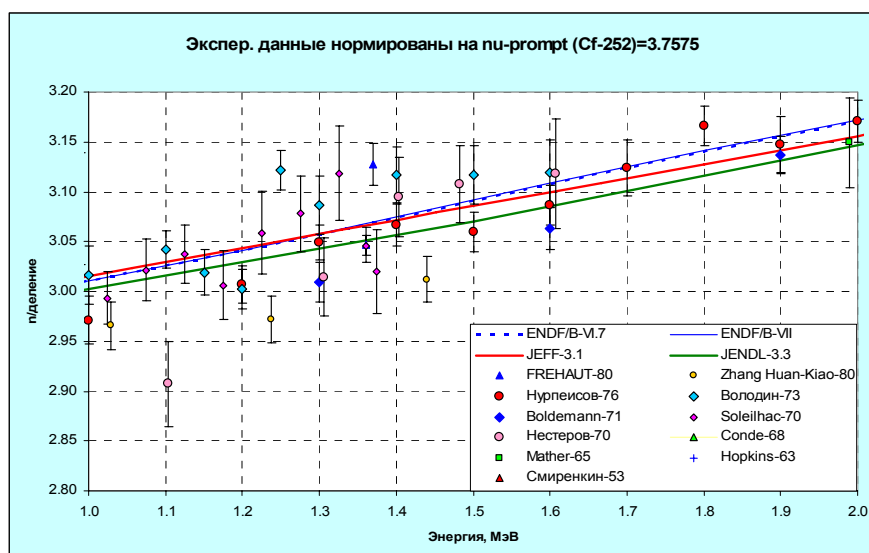


Рис. 4в. Энергетическая зависимость ν_{prompt} от 2 до 5 МэВ.

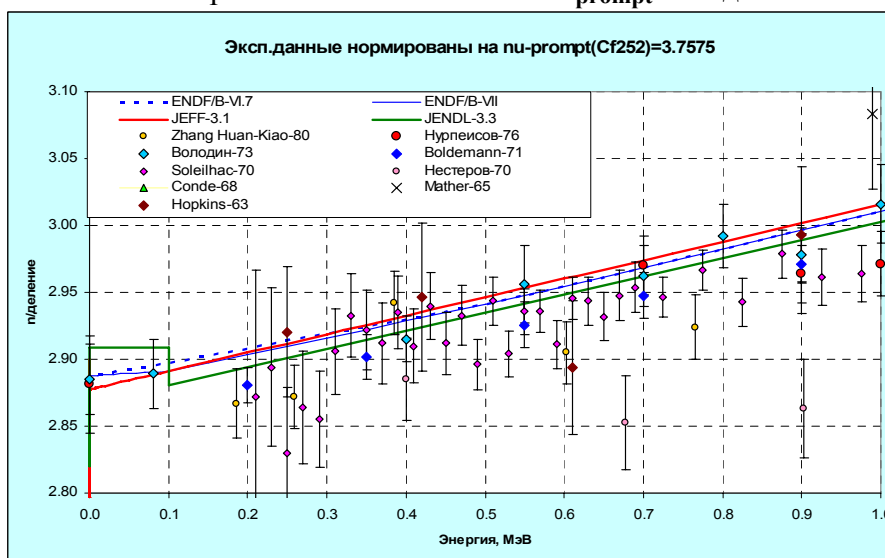


Рис. 4г. Энергетическая зависимость ν_{prompt} от 2 до 5 МэВ.

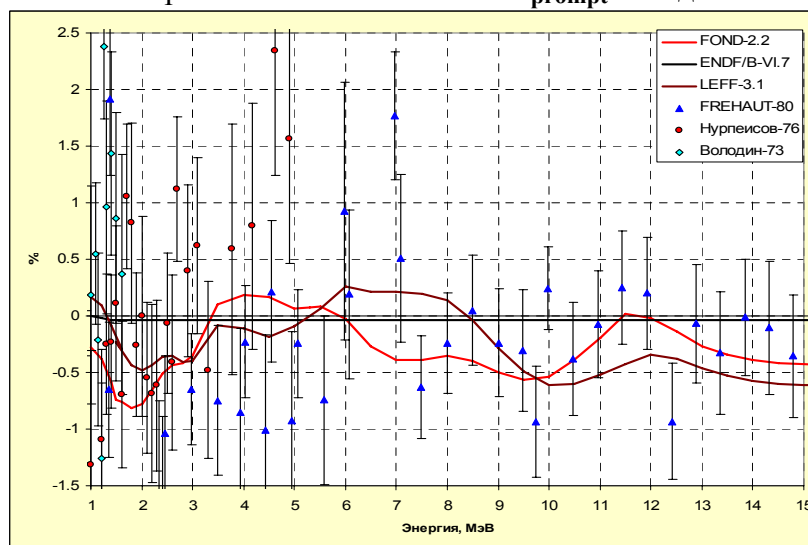
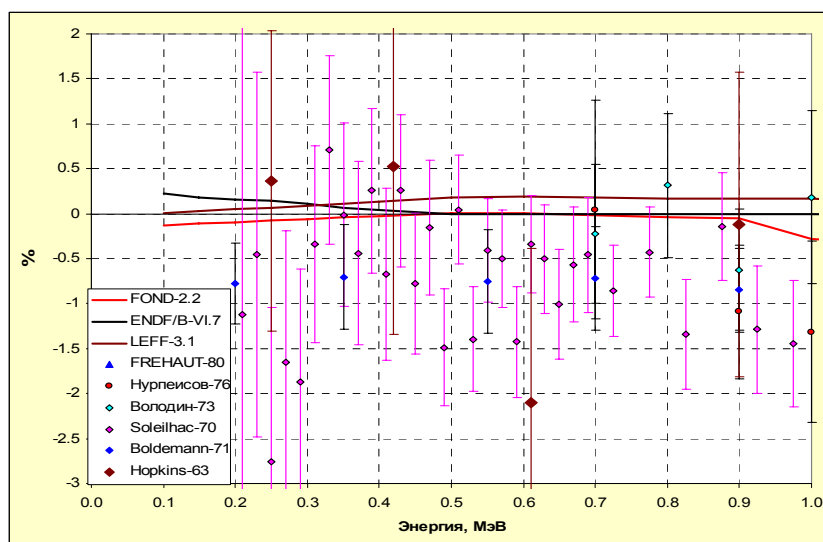


Рис. 5а. Отношение ν_{prompt} к оценке ENDF/B-VII выше 1 МэВ.



5б. Отношение V_{prompt} к оценке ENDF/B-VII ниже 1 МэВ.

3. 4. Суммарное сечение неупругих взаимодействий.

На рис. 6а суммарные сечения неупругих взаимодействий из оценок ENDF/B-VII и JEFF-3.1 сравниваются между собой. На рис. 6б в том же масштабе приведены полные сечения из этих оценок.

Обращают на себя внимание осцилляции в суммарном сечении неупругих взаимодействий, наблюдаемые в оценке ENDF/B-VII, наличие которых представляется довольно сомнительным. “Зазубрина” в суммарном сечении неупругих взаимодействий наблюдается и в оценке JEFF-3.1, однако она единична и имеет меньший масштаб.

Из сравнения данных рис. 6а и 6б видно, что расхождения в суммарном сечении неупругих взаимодействий и в полном сечении выше 4 МэВ имеют один и тот же знак, а в интервале 6 – 14 МэВ – и одинаковую величину. Ниже 4 МэВ более высокое суммарное сечение неупругих взаимодействий в ENDF/B-VII почти целиком скомпенсировано сечением упругого рассеяния (полные сечения здесь очень близки).

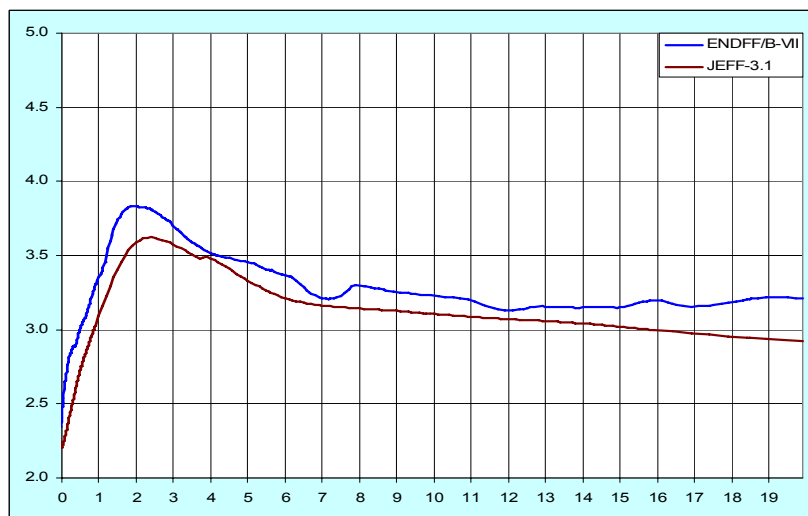


Рис. 6а. Суммарное сечение неупругих взаимодействий.

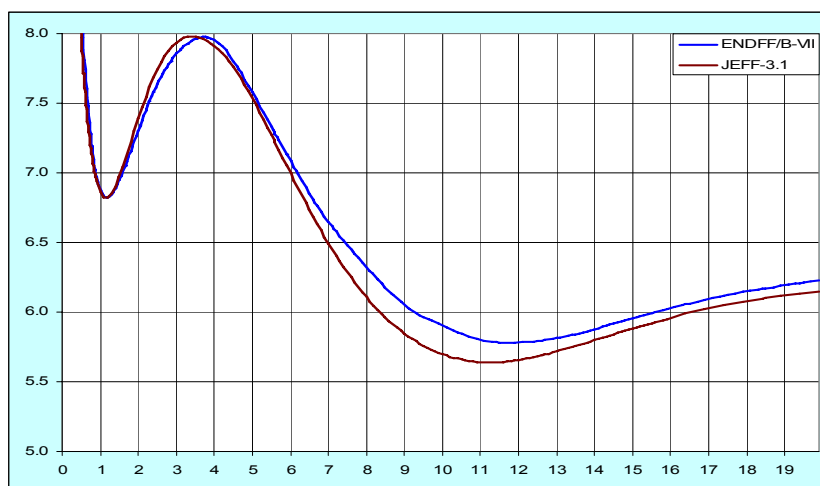


Рис. 6б. Полное сечение

3.5. Сечение неупругого рассеяния.

На рис. 7 оцененные значения неупругого рассеяния сравниваются между собой и с имеющимися весьма скудными экспериментальными данными. На том же рисунке тонкими линиями приведены оцененные сечения неупругого рассеяния с возбуждением континуума уровней. В последнем случае данные ENDF/B-VI.7 и ENDF/B-VII в точности совпадают.

Обращает на себя внимание то, что полное сечение неупругого рассеяния в ENDF/B-VII систематически превышает все остальные оценки, примерно, на 0.1 барна. Это расхождение в сильной степени коррелирует с расхождением в суммарном сечении неупругих взаимодействий (практически полностью объясняя его масштаб, но не структуру).

Провал в сечении неупругого рассеяния при 11 – 12 МэВ, наблюдаемый в оценке JENDL-3.3, разумному истолкованию, вероятно, не поддается. Эту оценку принимать в РОСФОНД, очевидно, нецелесообразно. В сущности, выбор можно делать только между данными ENDF/B-VII и JEFF-3.1, включающими самые последние по времени оценки.

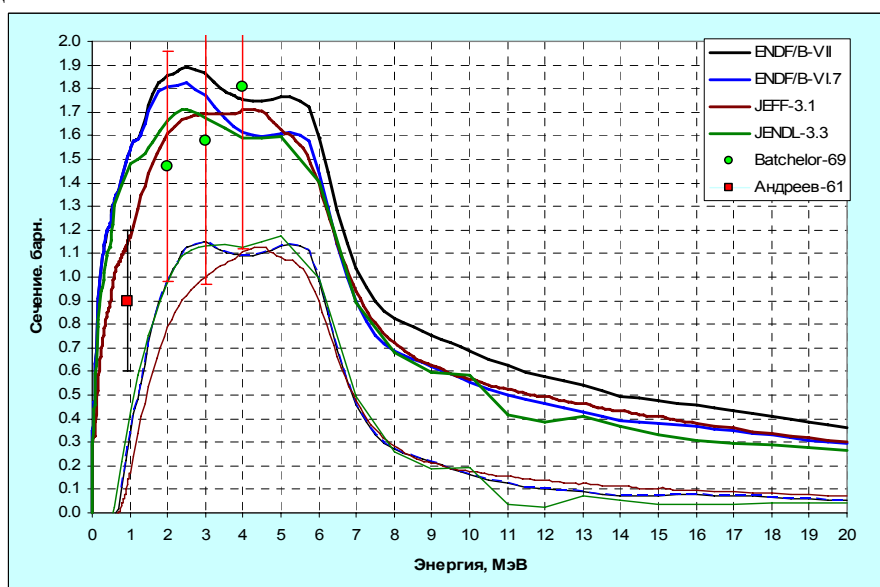


Рис. 7. Полные сечения неупругого рассеяния и сечения возбуждения континуума уровней ядра-мишени (тонкие линии)

Смущающим обстоятельством является сильное повышение сечения неупругого рассеяния при переходе от ENDF/B-VI.7 к ENDF/B-VII. Это изменение столь существенно сказывается на критических экспериментах с металлической активной зоной, что сохранение приемлемого качества описания этих экспериментов могло быть осуществлено только путем компенсации изменения сечения неупругого рассеяния другими факторами. Как будет видно из дальнейшего, одним из важнейших таких факторов является пересмотр данных об анизотропии упругого рассеяния.

Из проведенного рассмотрения невозможно отдать предпочтение одной из оценок. Следует внимательно рассмотреть, как различаются спектры нейтронов, испытавших неупругое рассеяние, что и будет сделано ниже (см. раздел 4.2)

3. 6. Сечения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$

Оцененные сечения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ сравниваются между собой на рис. 8. Сечение реакции $(n,4n)$ (порог – 18.59 МэВ) даже при 20 МэВ по всем оценкам составляет доли миллибарна и потому на рис. 8 не приводится. Сечения реакции $(n,3n)$ в ENDF/B-VI.7 и в ENDF/B-VII совпадают.

Как видно, понижение сечения реакции $(n,2n)$ на 0.1 барна при переходе к ENDF/B-VII произошло, главным образом, за счет неупругого рассеяния.

Понижение сечения реакции $(n,2n)$ в районе 14 МэВ при переходе от ENDF/B-VI.7 к ENDF/B-VII кроме соображений, возникших при подборе модельных параметров, обосновывается недавними высокоточными данными Лаутхеда (определялся Pu-238 в облученном масс-сепарированном Pu-239).

Оценки ENDF/B-VII и JEFF-3.1 близки друг к другу. Поведение кривой из ENDF/B-VII представляется более естественным.

Экспериментальных данных по реакции $(n,3n)$ не имеется. Оценка, принятая в ENDF/B-VII, возможно, и высоковата, однако практическое значение этой реакции в расчетах и реакторов и термоядерных систем невелико и, вообще говоря, можно принять любую из оценок. Ясно, однако, что решение о выборе оценки сечения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ должно приниматься согласованно с выбором оценки для сечения неупругого рассеяния.

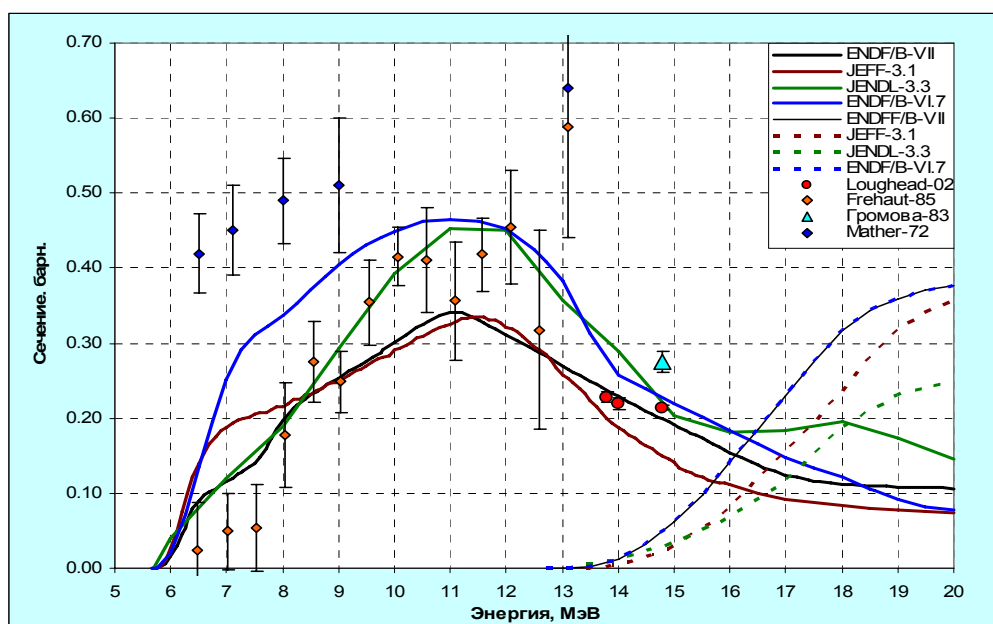


Рис.8. Сечения реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$

3. 7. Сечение радиационного захвата.

В рассматриваемой области энергий радиационный захват невелик и практически малосущественен. Сравнение оцененных данных друг с другом и с экспериментальными данными проводится на рис.9.

В интервале 0.7 – 5 МэВ сечение захвата, принятое в ENDF/B-VII представляется заниженным. В остальном оцененные данные весьма близки друг к другу и согласуются с результатами экспериментов.

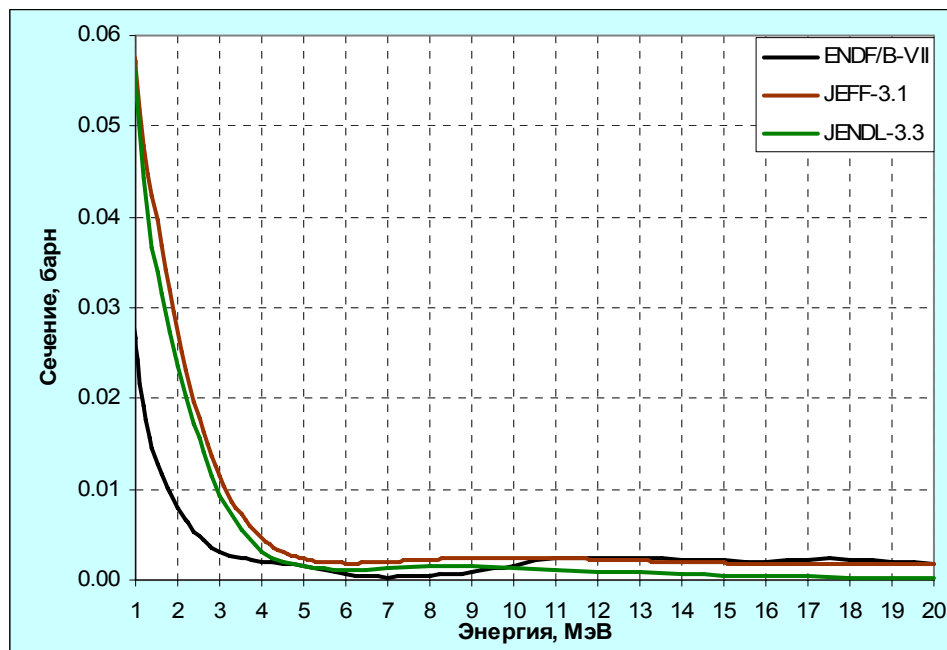


Рис. 9а. Сечение захвата выше 1 МэВ.

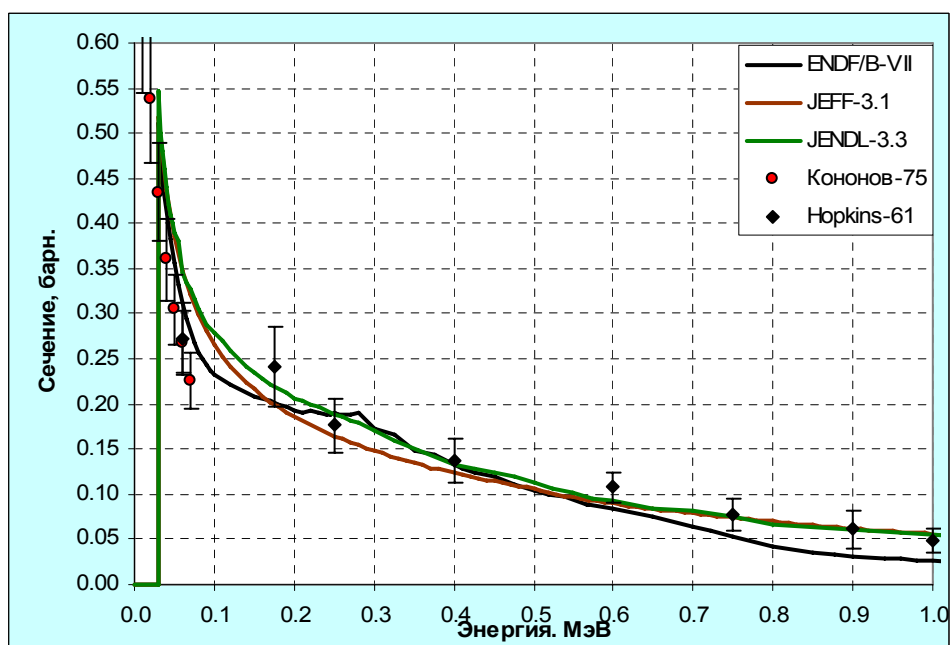


Рис. 9б. Сечение захвата ниже 1 МэВ.

3. 8. Сечения реакций (n,p) и (n,α). Реакция (n,4n).

Сечения этих реакций малы и потому в основных библиотеках оцененных данных не приводятся. В этом, однако, есть непоследовательность: сечение реакции (n,4n) еще меньше, но считается, что ее сечение в библиотеке должно быть приведено. В РОСФОНД будут включены сечения реакций (n,p) и (n,α), значения которых, полученные расчетным путем, взяты из EAF-2003. На рис. 10 поведение сечений этих реакций сравнивается с сечением реакции (n,4n).

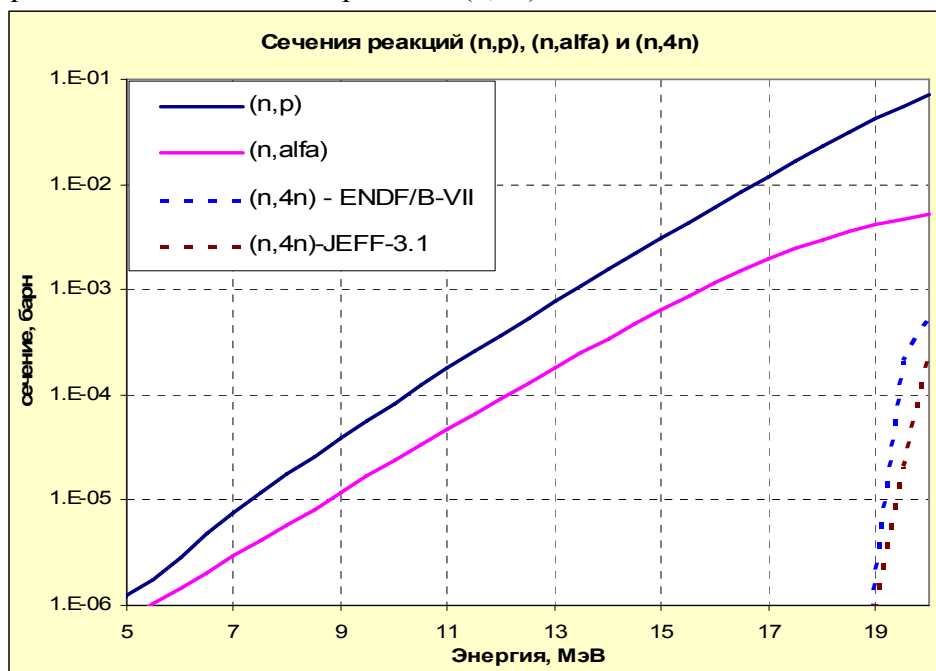


Рис. 10. Сечения реакций (n,p), (n,α) и (n,4n).

4. Энерго-угловые распределения быстрых нейтронов.

4.1. Спектры нейтронов деления.

На рис. 11 сравниваются энергетические зависимости средних энергий спектров нейтронов деления, от энергии нейтронов, вызывающих деления, принятые в оценках ENDF/B-VII и JEFF-3.1, а также зависимость, принимаемая в системе констант БНАБ-93. Напомним, что в этой системе констант спектр деления определяется формой Уатта

$$\chi(E) = \frac{2 \exp(-ab/4)}{\sqrt{\pi a^3 b}} \exp(-E/a) \operatorname{sh} \sqrt{bE},$$

параметры которой однозначно связываются с числом нейтронов ν , испускаемых при делении: $a=1.03$; $b=0.858\nu-0.436$. При этом средняя энергия равна

$$\bar{E} = a(3/2 + ab/4).$$

Как видно из рис. 11, эта зависимость удовлетворительно согласуется по средней энергии с современными оценками (лишь на 1.4% ниже), но существенно завышает среднюю энергию нейтронов деления выше порога реакции (n,n'f).

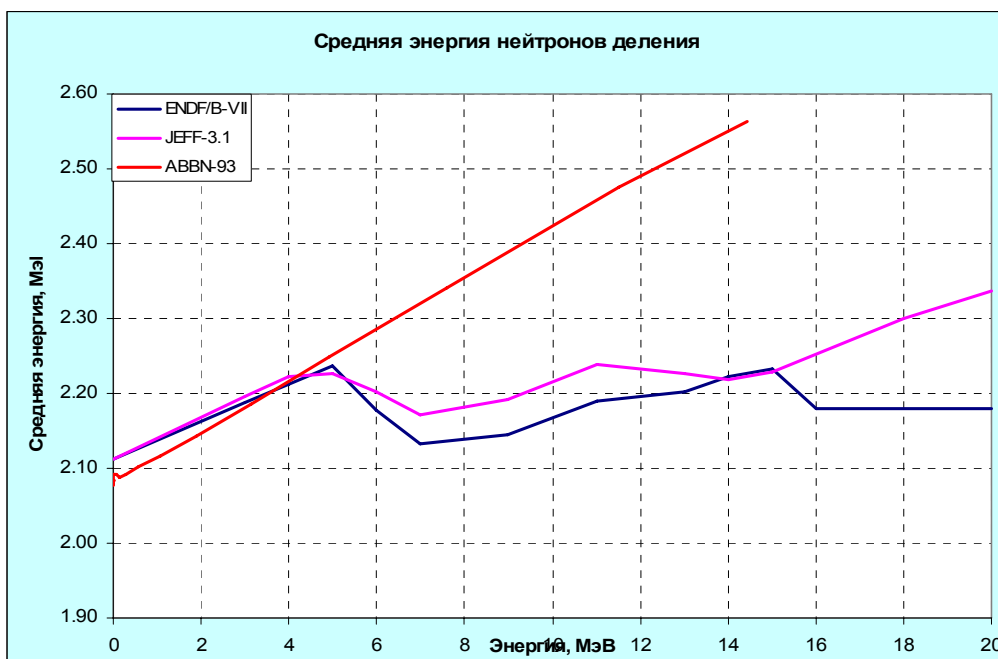


Рис. 11. Средние энергии нейтронов деления

Оцененные спектры основаны на модели Медлонда-Никса с параметрами, подобранными под имеющиеся экспериментальные данные с учетом теоретических представлений о влиянии второго, третьего и четвертого шансов деления на форму спектра. Различие результатов оценки отражает неопределенность как в этих представлениях, так и в самих экспериментальных данных (нормировка которых, как правило, достаточно сложна, т.к. требует экстраполяции на области энергий, в которых измерения не проводились, а во многих случаях и параметризации опорного спектра, относительно которого проводились измерения). **Для принятия в РОСФОНД с равным основанием можно рекомендовать как оценку ENDF/B-VII, так и оценку JEFF-3.1.**

4.2. Запаздывающие нейтроны деления.

В библиотеке РОСФОНД решено перейти к универсальному 8-групповому описанию запаздывающих нейтронов, подобно тому, как это сделано в JEFF-3.1. Поэтому данные о выходах групп запаздывающих нейтронов приняты в соответствии с этой оценкой. 8 групп запаздывающих нейтронов определены таким образом, что константы распада для них и энергетические спектры не зависят от делящегося ядра (в чем и проявляется универсальность 8-группового представления и его преимущество перед традиционным 6-групповым).

4.3. Спектры неупруго рассеянных нейтронов и реакций (n,xn).

Ниже будут сравниваться лишь две наиболее современные оценки, принятые в ENDF/B-VII и в JEFF-3.1. Методики проведения оценок весьма близки друг к другу, тем не менее, как отмечалось в разделах 3.5 и 3.6, и суммарные сечения неупругого рассеяния и реакций (n,2n) и (n,3n) оказались существенно различными.

Таблица 3. Схемы уровней плутония-239.

PCNUDAT-2			ENDF/B-VII	JEFF-3.1
№ ур.	Энергия	Спин и четность	Энергия	Энергия
1	7.861	3/2+	7.861	7.86
2	57.275	5/2+	57.276	57.3
3	75.706	7/2+	75.706	76.7
4	163.76	9/2+	163.76	163.8
5	192.81	11/2+	192.81	192.8
6	285.46	5/2+	285.46	285.5
7	318.1	13/2+	318.1	318.1
8	330.125	7/2+		330.1
9	358.1	15/2	345	358.1
10	387.41	9/2+		387.4
11	391.587	7/2-	389.5	391.6
12	434	9/2-	431.5	434
13	462	11/2+	457	462
14	469.8	1/2-		469.8
15	487	11/2-	476	487
16	492.1	3/2-	490	492.2
17	505.5	5/2-	505.5	505.5
18	511.84	7/2+		511.8
19	519.2	19/2+		519.2
20	538		525	538
21	556.1	7/2-	556.1	556.1
22	565	9/2+		565
23	570.1	19/2+	574	571.1
24	583	9/2-		583
25	620	15/2-	627	620
26	634	11/2+		634
	Граница континуума →		634	659.9718
42	933.3	1/2,3/3	939	
45	1017	1/2-	1001	
52	1126.6	27/2+	1136	
54	1174.2		1170	
59	1261	5/2,3/2	1250	
67	1437		1440	
			1590	
72	1749	33/2+	1750	
73	1845.6	35/2+	1850	
			1950	
			2150	
			2300	
			2390	
			2390	
			2492.8	
			2940	
			3189	
			3388	
			3538	
			3637	
			3737	
			3838	

В таблице 3 приведены схемы уровней плутония-239, принятые во внимание при расчетах неупругого рассеяния. Там же приведены энергии, спины и четности уровней из одной из современных оценок данных по структуре ядер¹¹.

Как видно из таблицы, в JEFF-3.1 учтены все известные уровни плутония, лежащие ниже принятой в этой оценке границы континуума. В ENDF/B-VII при практически той же границе континуума, схема уровней ниже этой границы

¹¹ База данных PCNUDAT-2 (07.2000)

существенно упрощена. Зато введено много уровней выше границы континуума, конкурирующих с возбуждением непрерывного спектра конечных состояний. Некоторые из этих уровней достаточно близко соответствуют уровням схемы, приведенной в PCNUDAT, большинство же введены формально.

Сечения возбуждения уровней первой ротационной полосы (с 1-го по 5-й плюс 7-й) в обеих оценках рассчитывались по оптической модели с учетом связи каналов и вклада процессов, идущих через составное ядро. Детали расчета сечений возбуждения более высоколежащих уровней несколько отличались.

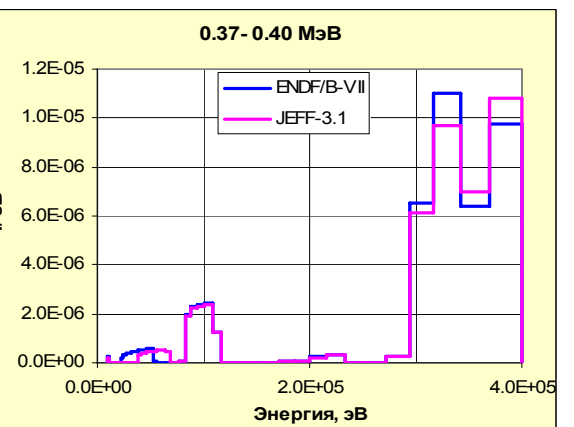
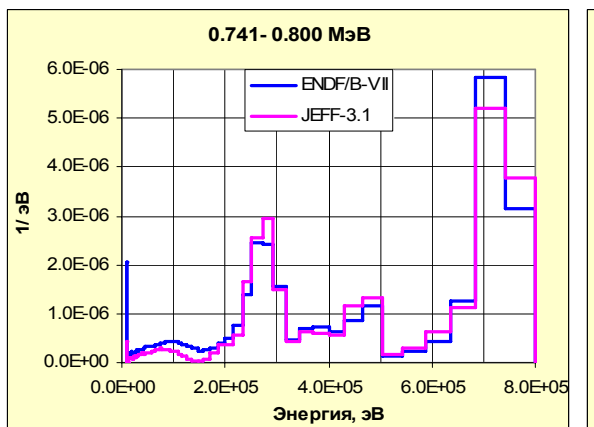
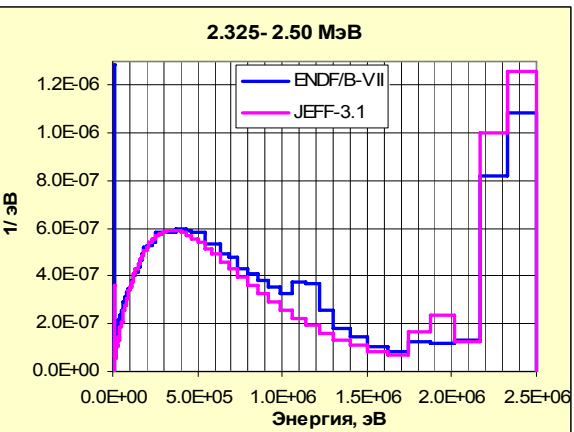
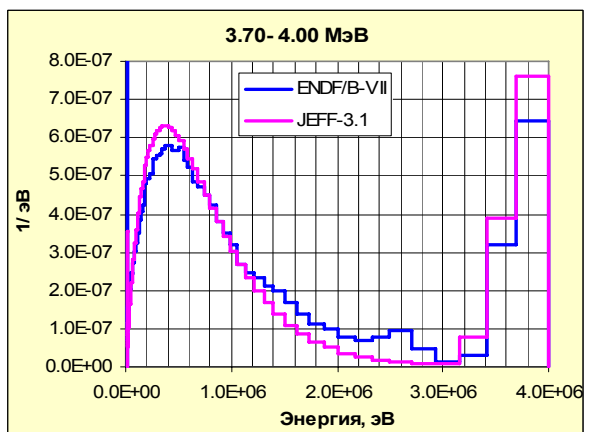
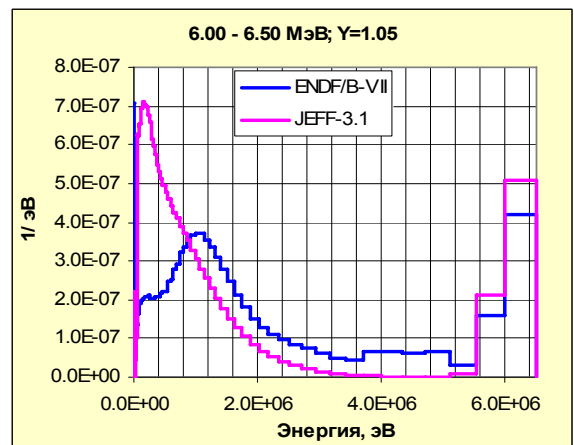
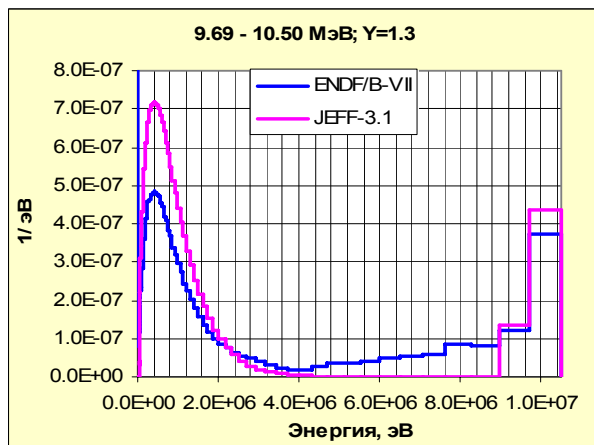
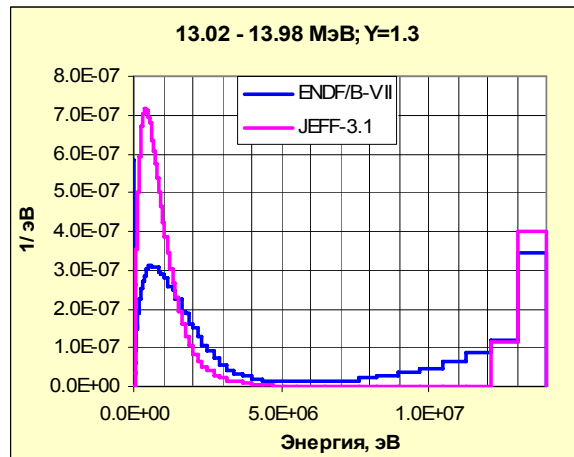
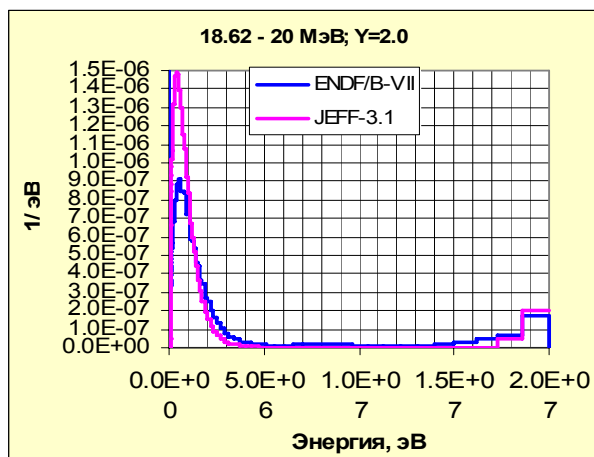
Сечение возбуждения непрерывного спектра при неупругом рассеянии и сечение реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ в обеих оценках рассчитывались по модели Хаузера-Фешбаха с учетом предравновесных процессов. При этом в оценке ENDF/B-VII принимались во внимание выделенные дискретные уровни. Детали учета этих уровней не сообщаются.

Обсуждать здесь различия в деталях теоретических расчетов едва ли целесообразно, поскольку, несомненно, что при принятии оценки и в том и в другом случае решающее значения имело качество описания критичности металлических плутониевых сфер, которое в обеих оценках весьма высоко (см. таблицу 2). В случае плутониевой металлической сферы с водяным отражателем JEFF-3.1 дает превышение расчетного значения над экспериментальной единицей на 0.24%, что в 2.4 раза превышает экспериментальную погрешность. С другой стороны эта погрешность представляется неоправданно оптимистичной: во всех случаях, когда исследовалось несколько подобных критсборок, погрешность, приписываемая экспериментаторами коэффициенту размножения (согласующаяся со среднеквадратичным разбросом данных) оказывается не менее 0.2%. Поэтому расхождение в 0.24% не представляется чрезмерным.

При прочих равных условиях оценка неупругого рассеяния в JEFF-3.1 представляется более убедительной: ниже области возбуждения континуума в этой оценке учтены все уровни без исключения, а плотность уровней выше этой границы уже достаточно высока, чтобы статистический подход был оправдан.

Что касается реакций $(n,2n)$, $(n,3n)$ и $(n,4n)$, то в ENDF/B-VII энерго-угловые распределения нейтронов этих реакций заданы в файле 6, т.е. учитываются корреляции между энергией нейтрона и углом его вылета. Учет этих слабых корреляций ведется на основе систематики Калбаха-Манна. В JEFF-3.1 энергетические спектры нейтронов, испускаемых в этих реакциях, считаются независимыми от угловых распределений, которые приняты изотропными. Ни в одной из оценок фотоны, испускаемые в рассматриваемых нейтронных реакциях, не определены. В JEFF-3.1 образование фотонов вообще не описывается, в ENDF/B-VII определено испускание фотонов в сумме по всем неупругим взаимодействиям, кроме деления и при делении. Преимущество использования файла MF=6 для описания энерго-угловых распределений всех продуктов реакций в ENDF/B-VII, таким образом, не реализовано.

Детальное сравнение спектров неупруго рассеянных нейтронов довольно мало что дает для понимания существа различий в оценках этого процесса, принятых в ENDF/B-VII и в JEFF-3.1. тем не менее, на серии рисунков 12, такое сравнение проводится. Данные представлены в мультигрупповой форме. Приведенные спектры нормированы на множественность нейтронов, испускаемых в сумме процессов $(n,2n)$, $(n,3n)$ и при неупругом рассеянии. Начальная энергия нейтронов и множественность Y (в случаях отличия ее от единицы) указываются в заголовках рисунков.



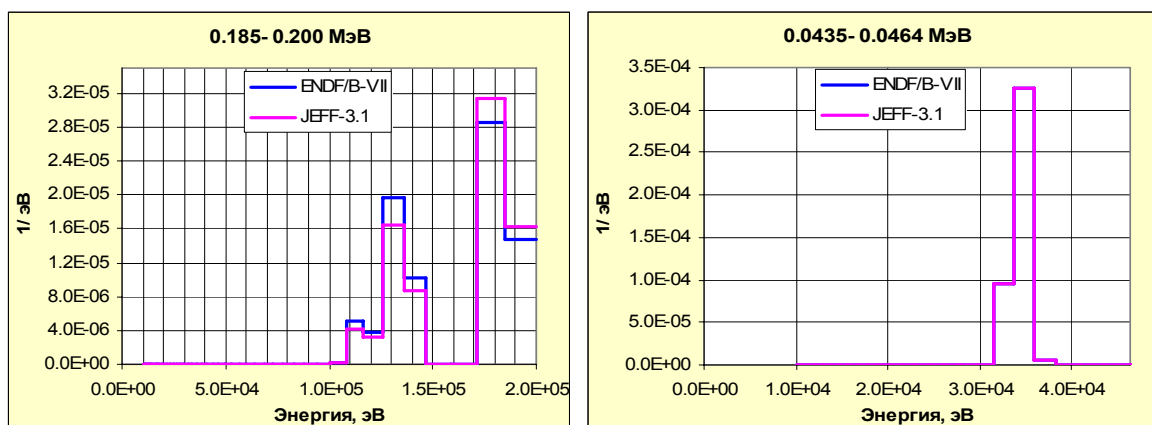


Рис. 12. Сравнение спектров неупруго рассеянных нейтронов.

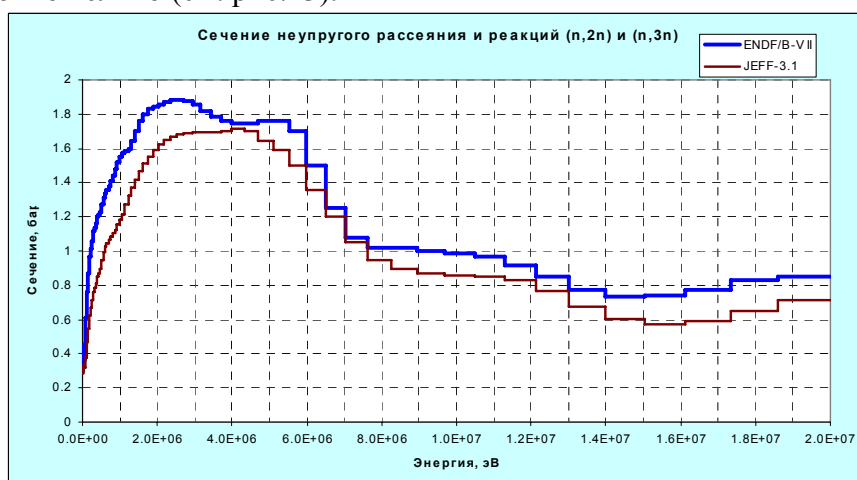
На спектрах нейтронов с энергиями около 4-х и 2.5 МэВ в оценке ENDF/B-VII заметны выбросы при энергиях примерно на 1.2 МэВ ниже начальной. Это, очевидно, влияние искусственно введенных уровней при энергиях выше порога континуума.

Из рис. 12 видно, что при энергиях выше 4 МэВ, где полное сечение плутония сравнительно низко, спектры неупруго рассеянных нейтронов, принятые в JEFF-3.1, значительно мягче, чем в американской оценке, и это в какой-то степени компенсирует более низкие сечения неупругого рассеяния. При энергиях ниже 1 МэВ, формы спектра сближаются, а вблизи порога, где возбуждается только первый уровень плутония-239, спектры, естественно, становятся идентичными.

Для качественного сравнения данных о спектрах неупруго рассеянных нейтронов и нейтронов реакции $(n,2n)$ и $(n,3n)$ на рис. 13а и 13б приведены суммарные сечения этих реакций в сравниваемых оценках и соответствующие “замедляющие способности”, определенные как произведение сечения на среднее приращение латаргии при рассеянии (при этом вклад нейтронов реакции $(n,2n)$ учитывается дважды, а реакции $(n,3n)$ – трижды).

Как видно из рис. 13, несмотря на то, что сечение неупругого рассеяния в JEFF-3.1 ниже, замедляющая способность неупругого рассеяния при энергиях выше 1 МэВ заметно выше, чем в ENDF/B-VII. Благодаря этому нейтроны в результате неупругого рассеяния быстрее теряют энергию, попадают в область энергий с большим полным сечением (см. рис.1), в которой вероятность утечки из размножающей системы снижается.

Заметим, что среднее приращение латаргии при неупругом рассеянии достаточно велико (см. рис.13).



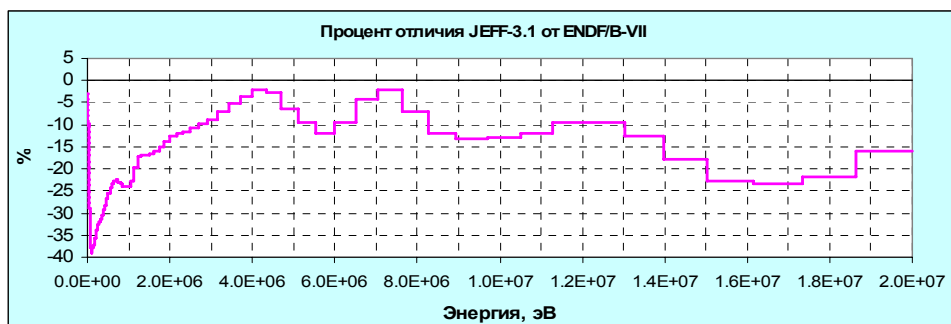


Рис. 13а

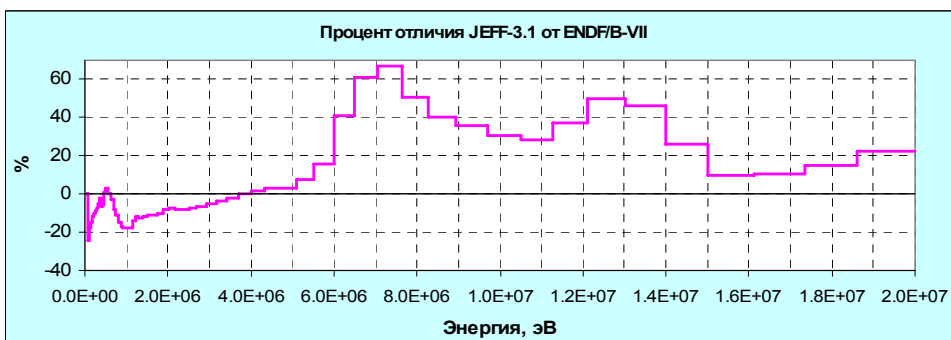
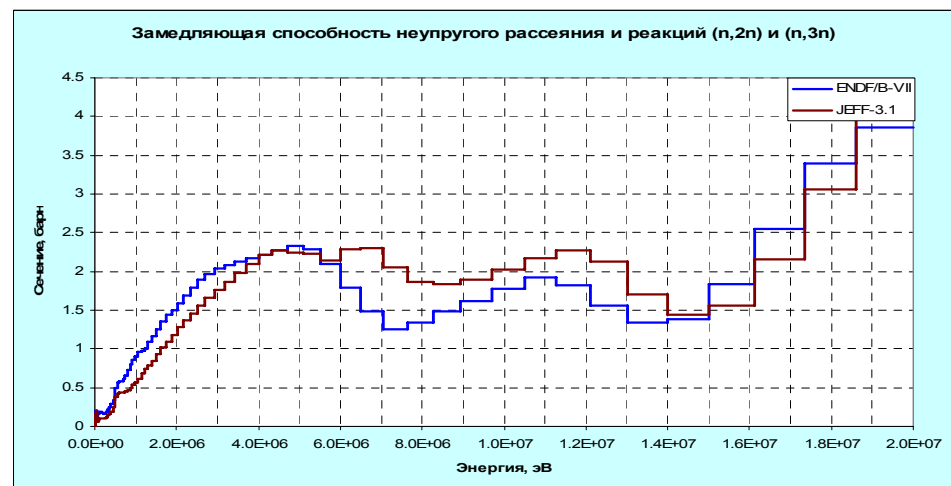


Рис.13б

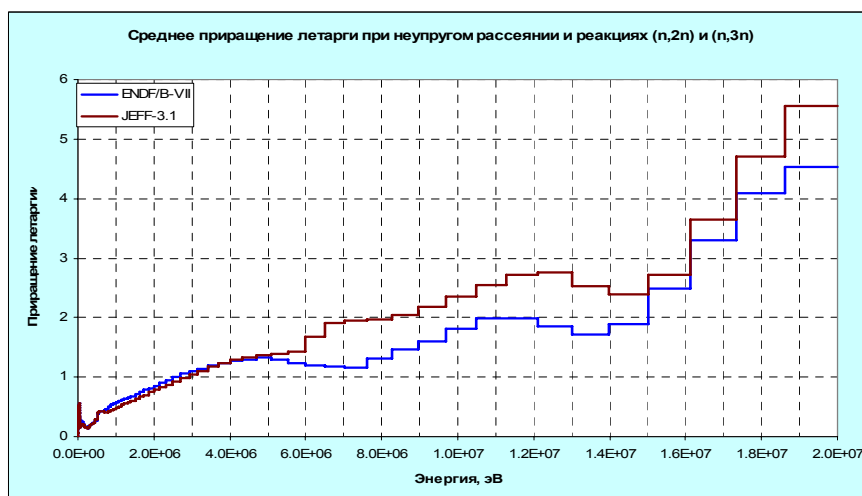


Рис. 14. Среднее приращение летаргии при неупругих взаимодействиях.

4.4. Анизотропия упругого рассеяния.

На рис. 15 сравниваются средние косинусы угла упругого рассеяния, рассчитанные по угловым распределениям, принятым в оценках ENDF/B-VII и JEFF-3.1. Как видно, в широком энергетическом интервале от нескольких сот электронвольт и до МэВ'а средний косинус угла упругого рассеяния согласно оценке JEFF-3.1, значительно ниже, чем это принимается в ENDF/B-VII. Это приводит к существенному повышению транспортного сечения ($\sigma_{tr} = \sigma_t - \mu_e \sigma_e$) – см. рис.16, т.е к заметному снижению утечки нейтронов средних энергий из плутония. Экспериментальных данных, позволяющих провести валидацию оцененных значений среднего косинуса угла упругого рассеяния на плутонии-239 нейтронов с энергиями ниже 1 МэВ, не имеется. Можно, однако, полагать, что анизотропия упругого рассеяния на плутонии-239 должна быть близка к анизотропии упругого рассеяния на уране-238. На рис. 15 приведено расхождение между μ_e для урана-238 и μ_e для плутония-239 из оценки ENDF/B-VII. Как видно, это расхождение близко к тому, что наблюдается между μ_e , оцененному в JEFF-3.1 и ENDF/B-VII. Это служит аргументом в пользу JEFF-3.1.

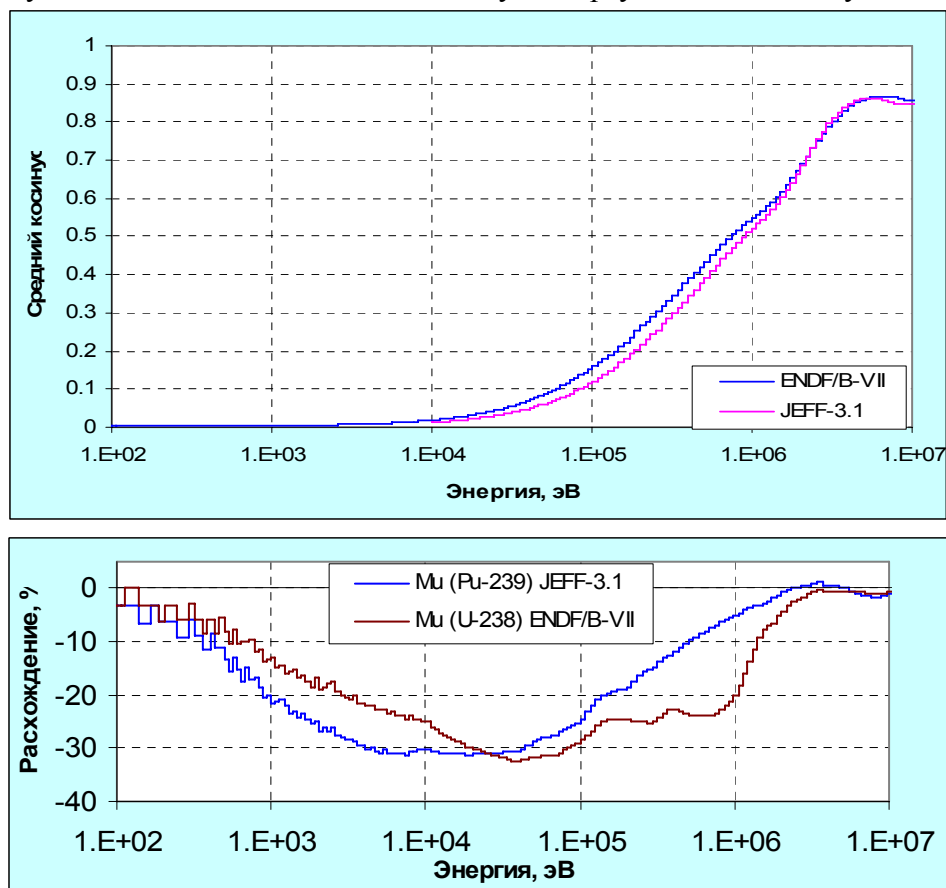


Рис.15. Средний косинус угла упругого рассеяния и различие между его оценками

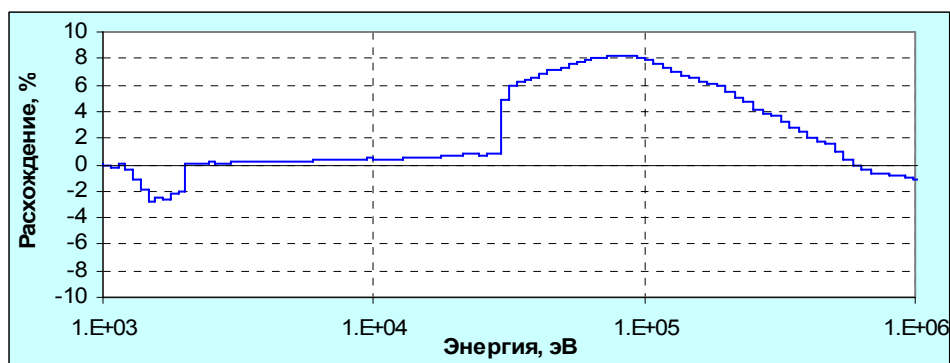


Рис.16. Различие между оцененными значениями транспортного сечения

Различия в характере анизотропии рассеяния нейтронов достаточно высоких энергий, где имеются экспериментальные данные (правда, не очень надежные, поскольку упругое рассеяние практически не отличимо от неупругого рассеяния с возбуждением низколежащих уровней) не велики. Об этом говорит и близость оцененных значений среднего косинуса угла рассеяния при энергиях, равным нескольким МэВ³ам.

Изложенное показывает, что оценка анизотропии упругого рассеяния в JEFF-3.1, как и оценка неупругого рассеяния, выглядит более обоснованной.

Как видно из таблицы 2, обе сравниваемых оценки практически с одинаковой точностью описывают критичность голой плутониевой сферы. Анализ показывает что это достигнуто благодаря тому, что отличие в оценках сечения неупругого рассеяния компенсируется отличием в анизотропии рассеяния. В связи с этим, несмотря на то, что полное сечение для области выше 5 МэВ в ENDF/B-VII представляется более обоснованным, повышать сечение упругого рассеяния, принятое в JEFF-3.1 так, чтобы получить полное сечение таким, как в ENDF/B-VII, опасно, т.к. это чревато потерей отмеченной компенсацией погрешностей.

Таким образом в области быстрых нейтронов в РОСФОНД целесообразно включить данные JEFF-3.1 целиком.

5. Сечения и ν в области неразрешенных резонансов.

В ENDF/B-VII и в JEFF-3.1 в области неразрешенных резонансов принята одна и та же оценка, в которой все сечения, кроме сечения неупругого рассеяния, полностью описываются средними резонансными параметрами. Сечение неупругого рассеяния (и обусловленный им вклад в полное сечение) задается как нерезонансная подложка в файле MF=3 а в средних резонансных параметрах ширина, соответствующая конкурирующим процессам (неупругому рассеянию) положена равной нулю. Это, разумеется, несколько искажает характер резонансной структуры сечений. Несколько различаются и величины сечения неупругого рассеяния (см. рис.17). Область неразрешенных резонансов простирается от 2.5 кэВ до 30 кэВ.

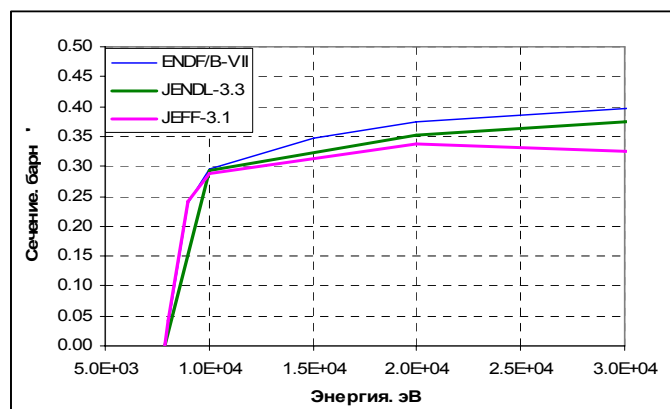


Рис.17. Сечение возбуждения первого уровня плутония-239 в области неразрешенных резонансов.

В JENDL-3.3 ширина, соответствующая неупругому рассеянию приводится, хотя, разумеется, само сечение неупругого рассеяния задается в файле MF=3. Границы области неразрешенных резонансов – те же, что и в ENDF/B-VII.

На рис. 18 - 20 приведены энергетические зависимости средних резонансных параметров из сравниваемых оценок.

Оцененные плотности уровней в обеих оценках близки (см. рис.11). Зависимость плотности уровней от их четности отсутствует. Плотности уровней со спинами $J=0$ и $J=1$ пропорциональны $2J+1$, но для уровней со спином $J=2$ эта закономерность нарушается.

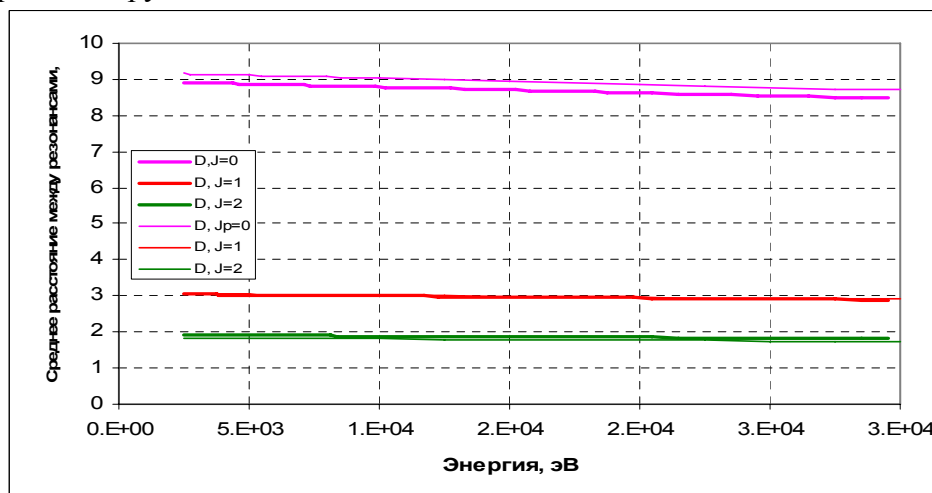


Рис. 11. Энергетические зависимости средних расстояний между резонансами с одинаковым спином и четностью. Толстые линии – оценка ENDF/B-VII, тонкие – JENDL-3.3.

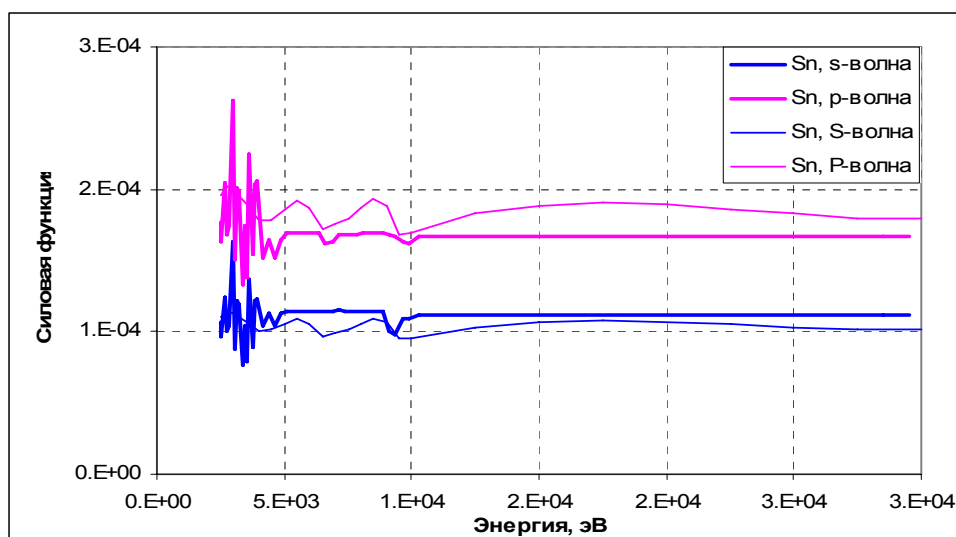


Рис. 18. Нейтронные силовые функции. Толстые линии – оценка ENDF/B-VII, тонкие – JENDL-3.3.

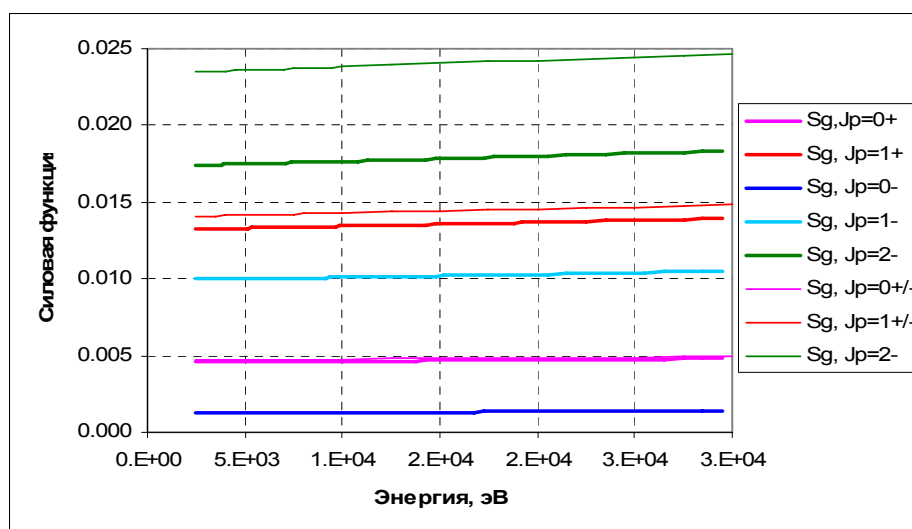


Рис. 19. Радиационные силовые функции. Толстые линии – оценка ENDF/B-VII, тонкие – JENDL-3.3.

Нейтронные силовые функции в оценке ENDF/B-VII имеют сложную структуру с целью более детально описать наблюдаемые флуктуации нейтронных сечений. В JENDL-3.3 вклад р-волны более высок, а s-волны – соответственно ниже.

Радиационные силовые функции в оценке ENDF/B-VII существенно зависят от четности, тогда как в оценке JENDL-3.3 эта зависимость отсутствует и радиационные функции близки к тем, что приняты в ENDF/B-VII для уровней с положительной четностью. Исключением является силовая функция для уровней со спином $J=2$, которая в JENDL-3.3 принята значительно более высокой.

Делительные силовые функции для $J=0-$ в обеих оценках приняты равными нулю. Описание наблюдаемой структуры сечения деления в области неразрешенных резонансов в обеих оценках осуществляется путем введения структуры в делительную силовую функцию для $J=0$ с положительной четностью. Однако сделано это существенно по-разному.

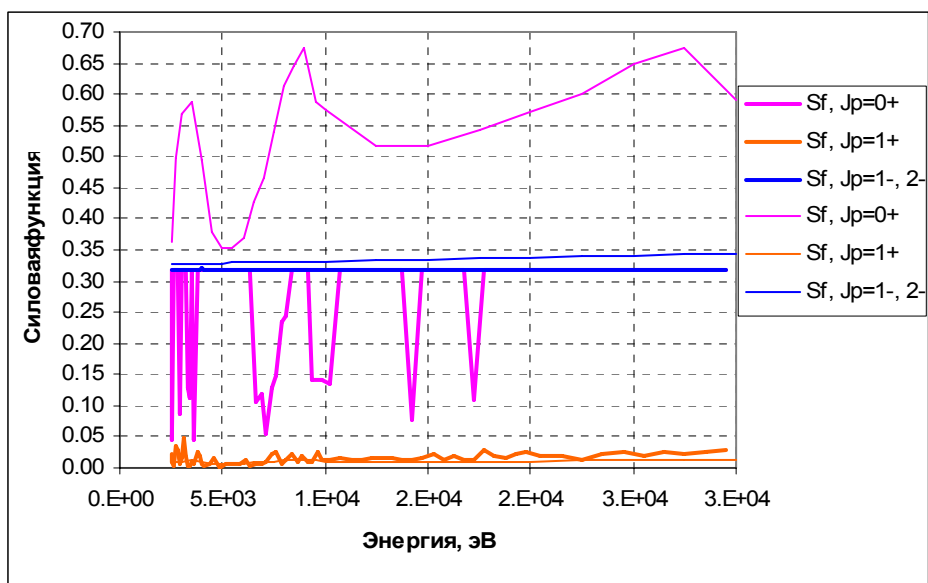


Рис.20. Делительные силовые функции. Толстые линии – оценка ENDF/B-VII, тонкие – JENDL-3.3.

На основе рассмотрения способов параметризации сечений в рассматриваемой области энергий трудно сделать определенное заключение. Непросто прийти к нему и сравнивая сечения, рассчитанные по средним резонансным параметрам, с экспериментальными данными. Примером может служить рис. 21, где такое сравнение проводится для сечения деления. В случае сечения захвата сказать что-либо определенное еще сложнее.

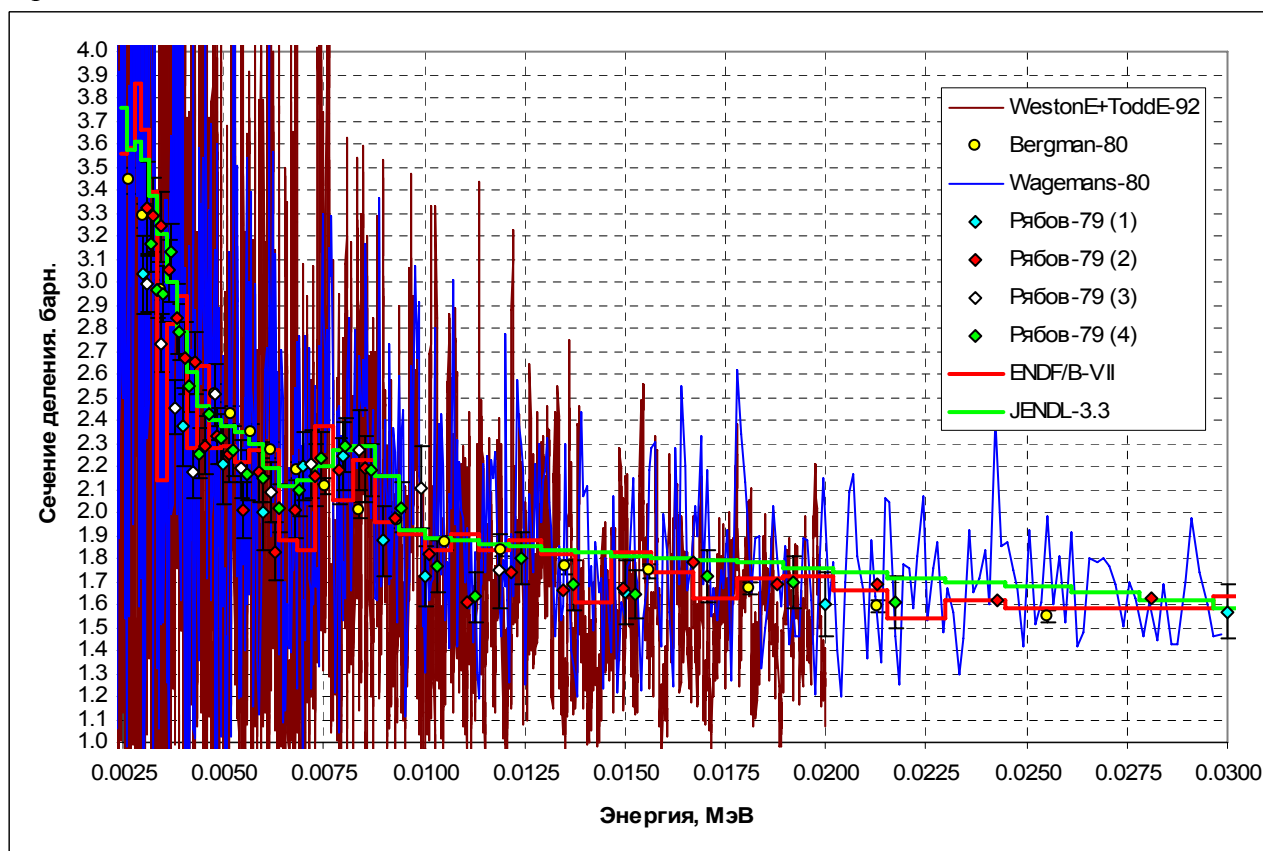


Рис. 21. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

На рис. 22 приводятся отклонения сечений деления, захвата, величин α и ν из оценок JENDL-3.3 и ENDF/B-VII. Заметим, что в рассматриваемой области энергий данные ФОНД-2.2 совпадают с JENDL-3.3, а данные JEFF-3.1 – с данными ENDF/B-VII (кроме небольших различий в ν – см. рис.22). В интервалах 2.5 -10 кэВ; 10 – 20 кэВ и 20 – 30 кэВ расхождения данных JENDL-3.3 от данных ENDF/B-VII составляют:

- в сечении деления: 5.1%, 3.1% и 4.2%;
- в сечении захвата: 2.1%, 0.6% и 2.9%;
- в альфа: -1.6%, -3.4% и -1.0%.
- в η : 2.2%, 2.0% и 1.1%.

Учитывая, что в оценке ENDF/B-VII все же учтена некоторая дополнительная информация, а именно результаты измерений полного сечения ниже 4 кэВ, выполненных с высоким разрешением в Сакле, и что эта оценка без изменений включена в 2005 г. в JEFF-3.1, представляется целесообразным включить эту оценку и в РОСФОНД.

Некоторые детали методики оценки излагаются в текстовой части файла.

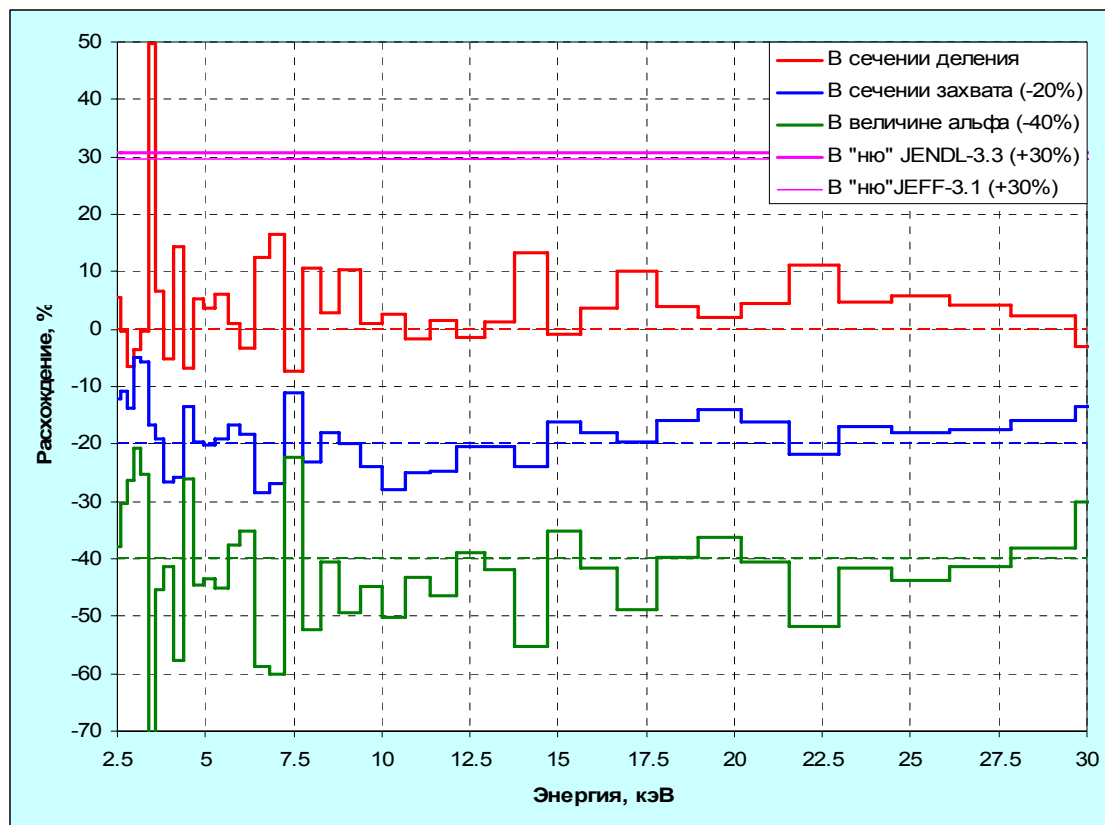


Рис.22. Отклонение оцененных данных JENDL-3.3 от таковых из ENDF/B-VII. Чтобы избежать наложения кривых данные для сечения захвата и величин “альфа” и “ню” смещены. Величины смещений приведены в подписях к данным.

6. Область разрешенных резонансов.

В библиотеках ENDF/B-VII, JENDL-3.3 и JEFF-3.1 содержится одна и та же оценка параметров разрешенных резонансов, авторами которой являются Н. Derrien и Т. Nakagawa. Область разрешенных резонансов разделена на три части – до 1 кэВ; от 1 кэВ до 2 кэВ и от 2 кэВ до 2.5 кэВ. Средние расстояния между резонансами в этих областях составляют 2.5 эВ, 2.3 эВ и 2.5 эВ, т.е. столь явного пропуска уровней, какой

имел место в случае урана-235¹², в данном случае не наблюдается. Совокупный анализ данных экспериментов по пропусканию, по измерению сечений деления и поглощения, а также сечений, рекомендованных группой стандартов¹³ был выполнен с помощью известной программы SUMMY. Сравнение сечений при энергии 0.0253 эВ приведено в табл. 4. В этой же таблице даны значения тепловых сечений, рекомендованных международной группой по стандартам в 2005 г.¹⁴

Таблица 4. Сечения и ν в “тепловой” точке.

Величина	ENDF/B-VIIb1.2 ¹⁾	ENDF/B-VIIb1.2 ²⁾	Стандарт 1997	Стандарт 2005
σ_f , барн	747.64	747.69	747.99±1.87	750.00±1.82
σ_c , барн	271.10	270.66	271.43±2.14	271.50±2.14
σ_e , барн	7.97	7.99	7.88±0.97	7.80±0.96
ν	2.87777	2.879		2.8836±0.0046

¹⁾Результат, полученный программой SUMMY, и приведенный в 451-й секции файла

²⁾Результат, полученный программой NJOY при обработке того же файла.

Как видно, принятые в оценке значения согласуются в пределах погрешностей и с последними рекомендациями, полученными путем совместной оценки сечений всех реакций, используемых в качестве нейтронных стандартов, однако степень согласия несколько хуже. Различия между результатами расчетов сечений по программам SUMMY и NJOY обусловлен различием алгоритма учета эффектов теплового движения (приводимые данные относятся к температуре 297 К)

Как бы то ни было, оснований для выбора какой-либо иной оценки параметров разрешенных резонансов, кроме общепринятой оценки Дерьена и Накагавы, не имеется.

Отличительной чертой современных оценок $\nu_{\text{prompt}}(E)$ в резонансной области является учет резонансной структуры. Резонансная зависимость ν_{prompt} обусловлена двумя факторами: во первых, зависимостью этой величины от каналов деления, вклады которых в разных резонансах различны, а во-вторых от наличия процесса $(n,\gamma f)$ – деления, происходящего после испускания одного- двух фотонов, унесших не слишком большую энергию.

Оценки ν_{prompt} в ENDF/B-VII и в ENDF/B-VI в резонансной области совпадают оценка основана на экспериментальных данных Форта¹⁵. В JEFF-3.1 для ν_{prompt} принята более поздняя оценка авторами которой являются E.Fort и B. Morillon. Как и в ENDF/B-VII? ниже 650 эВ эта оценка опирается на экспериментальные данные Форта, однако результаты оценки заметно различаются: в JEFF-3.1 резонансная структура выражена сильнее (см. ниже рис. 23). При более высоких энергиях оценка опирается на полуэмпирическую модель, разработанную в Лос-Аламосе и усовершенствованную в работе Владука и Тедоры¹⁶. Отмечается однако, что принятые параметры несколько отличаются от рекомендованных в цитированной работе.

Экспериментальные данные Форта до сих пор не включены в базу данных EXFOR. Однако энергетическая зависимость ν_{prompt} отмечалась экспериментаторами и ранее, но не принималась во внимание при оценке (см.рис.23).

¹² См. главу 92. УРАН в настоящем сборнике обоснований.

¹³ Poenitz et al. ANL/NDM-139 [ENDF-358], 1997.

¹⁴ В.Г.Проняев. Частное сообщение.

¹⁵ E/Fort et al. Nucl. Sci. Eng., 99,375 (1988)

¹⁶ G.Vladuc, A.Tudora. Ann. Nucl. Energy, 28, 689 (2001).

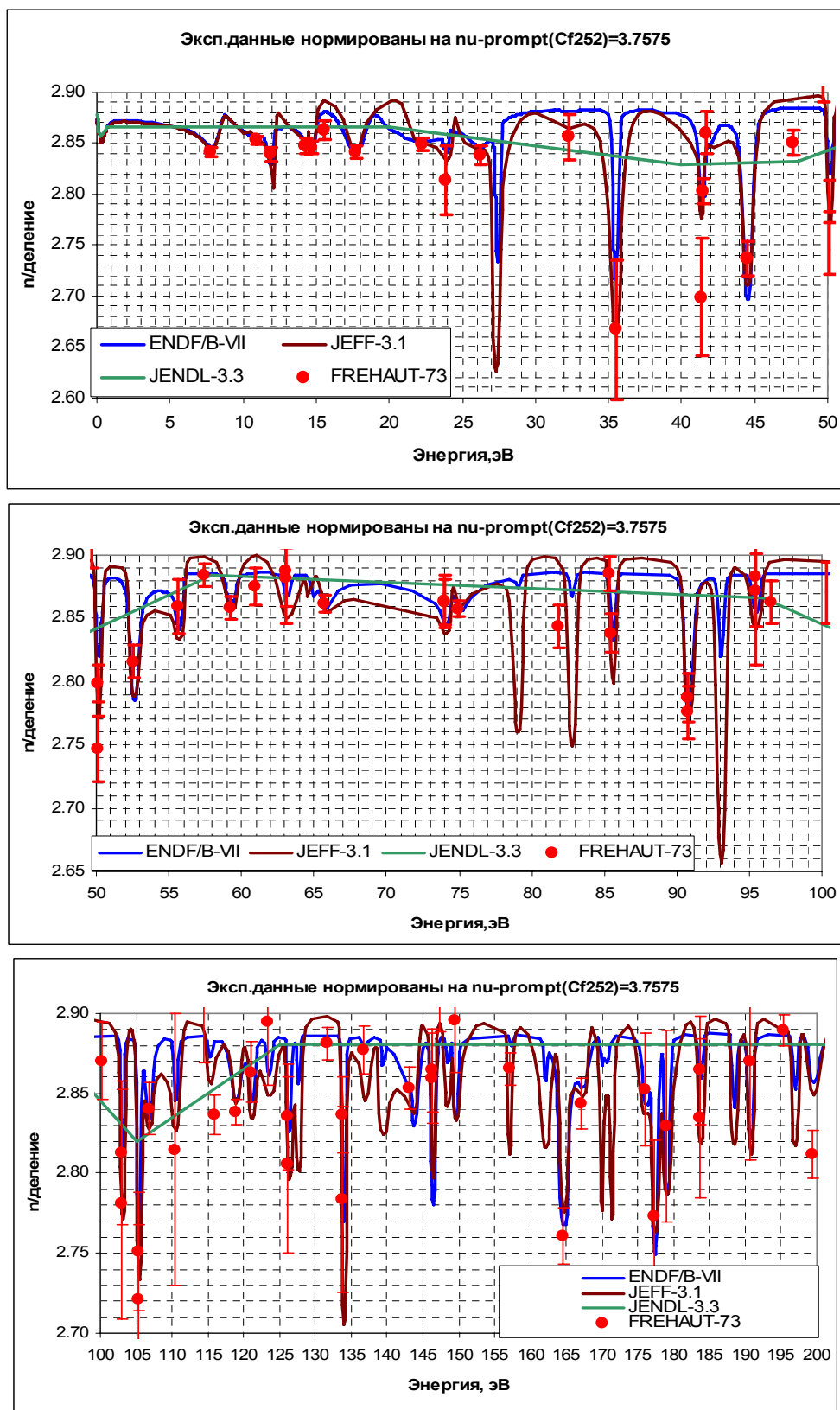


Рис. 23. Поведение ν в области разрешенных резонансов.

Из приведенных на рис. 23 данных видно, что имеются все основания учесть в библиотеке РОСФОНД резонансную структуру ν . Причины наблюдаемых различий в

значениях ν , принятых в ENDF/B-VII и в JEFF-3.1 не ясны. **Поскольку оценка, принятая в JEFF-3.1 выполнена позже, она представляется предпочтительней.**

Смущающим является лишь то обстоятельство, что оценка JEFF-3.1, как и оценка, ENDF/B-VII, существенно завышает коэффициент размножения разбавленных растворов высокообогащенного урана (см. пример в последней строке таблицы 1). Этому недостатка лишена оценка, принятая в FOND-2.2, которая, однако, не может быть рекомендована в РОСФОНД из-за имеющихся в ней неоправданных скачков в энергетической зависимости ν (один из них виден на рис. 4г).

Заметим, что влияние констант плутония-239 на утечку нейтронов из разбавленных водных растворов мало. Определяющим является влияние констант ^{239}Pu на k_{∞} , которое, в свою очередь, для разбавленных растворов со средней энергией нейтронов, вызывающих деления порядка 0.05 эВ, определяется величиной $\eta = \nu \sigma_f / (\sigma_f + \sigma_c) = \nu / (1 + \alpha)$.

На рис. 24 показаны различия в величине η между различными оценками (относительно оценки ENDF/B-VII). Для оценки ФОНД-2.2 даны отдельные вклады в отличие η за счет отличия в ν и в $1 + \alpha$.

Как видно, различия между данными JEFF-3.1 и ENDF/B-VII совершенно незначительны. JENDL-3.3 дает чуть большее значение η , благодаря чему использование этой оценки завышает k_{∞} разбавленных растворов еще чуть сильнее, чем ENDF/B-VII (см. табл.1). Константы ФОНД-2.2 позволяют лучше описать критичность разбавленных растворов, но недопредсказывают k_{∞} для растворов с более высокой концентрацией плутония, что и не удивительно, если обратить внимание на снижение η при энергиях ниже 0.2 эВ. Интересно отметить, что основной причиной различия в η является различие в сечениях деления и захвата, а не в ν .

Очевидно, имеется возможность так пересмотреть оценку сечений в области низких энергий, чтобы описать критичность и высококонцентрированных и разбавленных растворов плутония.

Это становится очевидным, если сравнить расхождения в оценках величины η (рис.24) и чувствительности к этой величине коэффициентов размножения растворов разной концентрации (рис. 25). Видно, что эти чувствительности существенно различны по величине и по форме энергетической зависимости, что и обеспечивает возможность оптимальной корректировки сечений. Очевидно, эта процедура должна производиться путем вариации резонансных параметров, т.е. с использованием программы SUMMY. При этом могут быть наложены и условия сохранения тепловых значений нейтронных сечений, рекомендуемых группой по стандартам.

Отмечая возможность и желательность совершенствования оцененных данных для плутония-239, выполнение этой переоценки выходит далеко за рамки настоящей работы.

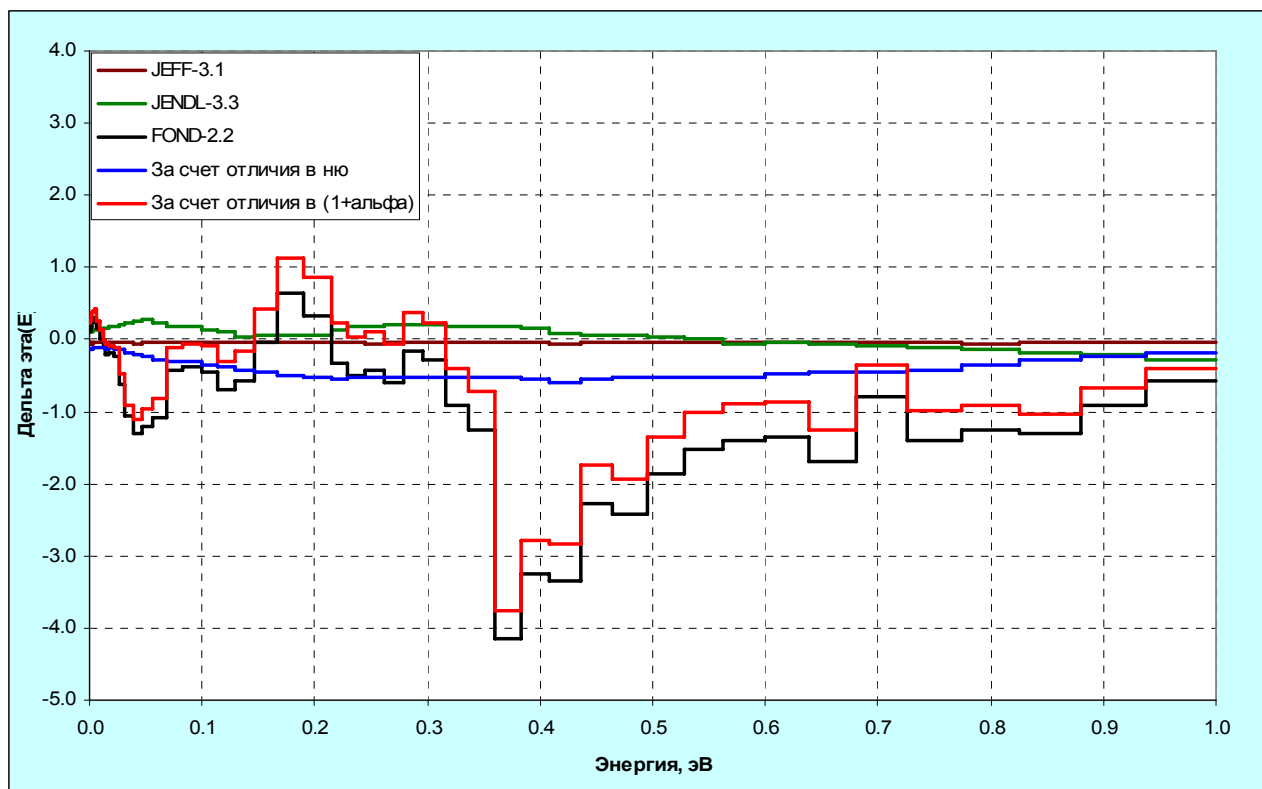


Рис.24. Отличия в величине η между различными оценками.

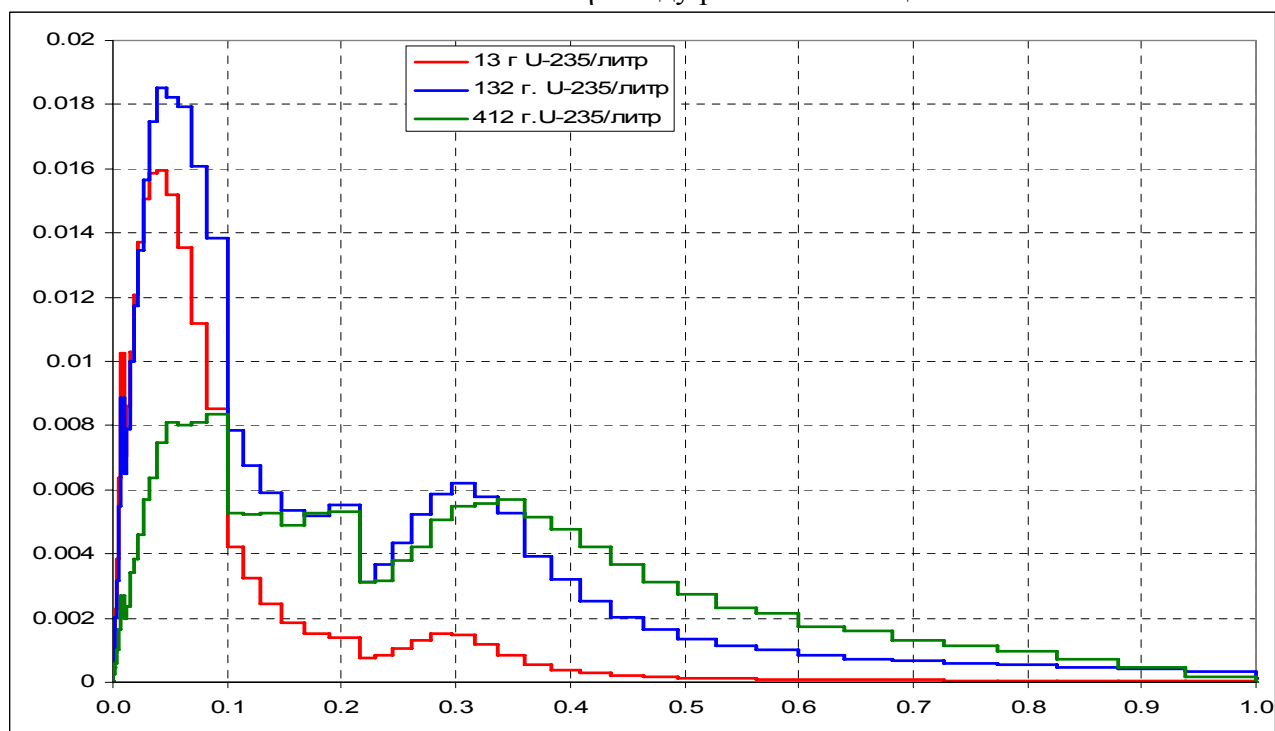


Рис.25. Чувствительности коэффициентов размножения к величине η при энергиях ниже 1 эВ.

7. Образование фотонов в нейтронных реакциях.

В JEFF-3.1 данных образовании фотонов в нейтронных реакциях не содержится. В ENDF/B-VII сохранены прежние (из ENDF/B-VI) данные, представленные для суммарных реакций: $MT=3$, $MT=4$, $MT=18$ и, разумеется, для $MT=102$. В JENDL-3.3 данные об образовании фотонов представлены отдельно для неупругого рассеяния с возбуждением отдельных уровней, с возбуждением континуума уровней, для реакций $(n,2n)$, $(n,3n)$ и т.д. Таким образом, эти данные могут быть использованы только совместно с оценкой сечений.

Данные об образовании фотонов в нейтронных реакциях из ENDF/B-VII могут быть использованы совместно с оценками сечений из любой другой библиотеки.

8. Заключение.

На основании проведенного рассмотрения рекомендуется включить в РОСФОНД оцененные данные из библиотеки JEFF-3.1, дополнив их данными об образовании фотонов из ENDF/B-VII. Спектры принятых восьми групп запаздывающих нейтронов принять такими же, как и для урана-235 и всех остальных делящихся ядер. В файл вводятся также данные о выходах продуктов деления из библиотеки ENDF/B-VI (оценка 1992 г.). Приводятся сечения реакций (n,p) и (n,α) в соответствие с оценкой EAF-2003. Введены соответствующие коррекции: ниже 10 кэВ – в суммарное сечение неупругих взаимодействий, а выше – сечение упругого рассеяния.

В дальнейшем целесообразно переоценить параметры резонансов плутония, ближайших к энергии связи, с целью обеспечения лучшего согласия между расчетными и экспериментальными критическими параметрами плутониевых растворов. Следует также надежнее разобраться с оценками сечения и спектров неупругого рассеяния нейтронов, используя, возможно, экспериментальные данные о спектрах нейтронов, испускаемых сборкой Jesebel.

9. Авторы отбора оцененных данных

Николаев М.Н. и. Кошечев В.Н.

94.5 Плутоний-240

В современных библиотеках оцененных данных для плутония-240 содержатся следующие оценки:

В ФОНД-2.2 и БРОНД-2 – оценка Коньшина, Суховицкого и Анципова, 1980.

В ENDF/B-VII – оценка L.Weston, E.Arthur, 1986

В JENDL-3.3 – оценка T.Murata, T.Kawano, T.Nakagawa, 2000/

В JEFF-3.1 – оценка BOULAND, Derrien, Morillon, Romain, 2004.

В данном обзоре наряду с упомянутыми выше рассматривается новая оценка, выполненная для библиотеки БРОНД-3.

1. Общие характеристики

1.1. $Z = 94$ -зарядовое число;

1.2. $A = 240$ (атомный вес);

1.3. $AW = 237.9920$ (отношение массы ядра к массе нейтрона);

1.4. Радиоактивен с периодом полураспада $T_{1/2} = 6564(11)$ лет, доминирует α -распад с вкладом $5.7 \cdot 10^{-6} \%$ спонтанного деления;

1.5. Перечень нейтронных реакций, имеющих пороги до 20 МэВ:

MT	Реакция	Q, МэВ	$E_{\text{порог.}}$, МэВ	Ядро-продукт
4	n,n'	-.04282	.04300	Pu-240
16	n,2n	-6.5336	6.5608	Pu-239
17	n,3n	-12.1800	1.2232	Pu-238
18	деление	194.295	0	продукты деления
102	n,g	5.2415	0	Pu-241

1.7. Радиоактивность: Наиболее полный анализ оценок основных характеристик радиоактивного распада Pu-240 был выполнен А.Николсом в 1971 г. и его результаты включены в библиотеки JEF-2.2 и FENDL/D-2. Ниже приведены средние энергии различных видов излучения:

```

MEAN GAMMA ENERGY   = 0.0285  KEV
ALPHA ENERGY         = 5155.5952 KEV
RECOIL ENERGY        = 87.4204  KEV
MEAN X-RAY ENERGY    = 1.3340  KEV
MEAN AUGER ELECTRON ENERGY = 2.4215  KEV
MEAN CONVERSION ELECTRON ENERGY= 8.6948  KEV
SPON. FISSION GAMMA ENERGY = 0.0004  KEV
SPON. FISSION NEUTRON ENERGY = 0.0002  KEV
SPON. FISSION FRAGMENT ENERGY = 0.0099  KEV
SPON. FISSION NUBAR    = 2.1510
EFFECTIVE Q VALUE     = 5255.9106  KEV

```

Соответствующие спектры испускаемых частиц содержатся в указанных выше библиотеках.

2. Нейтронные данные в резонансной области (MF=2)

2.1 Область разрешенных резонансов.

В настоящее время имеются параметры разрешенных нейтронных резонансов вплоть до энергии 5.7 кэВ [84M]. В оценку БРОНД-2, выполненную в 1985 г., были включены резонансы лишь до энергии 1 кэВ. В оценку ENDF/B-VI, выполненную в 1986 г., включены резонансы до 5.7 кэВ с параметрами, рекомендованными в работах [74W, 84W]. В 1996 г. на основе программы SAMMY был выполнен более полный резонансный анализ всей совокупности экспериментальных данных [96B]. В отличие от предыдущих анализов, основанных на формализме многоуровневого Брейта-Вигнера, в программе SAMMY использован формализм Рейха-Мура, который обеспечивает более корректное описание интерференции резонансов в условиях сильных флуктуаций делительных ширин, обусловленных двугорбой природой барьеров деления.

Посредством программы SAMMY был проведен согласованный анализ данных по полным нейтронным сечениям [60B], данных по пропусканию [95H] и данных по сечениям деления [60L] в области энергий от 0.02 до 1.5 эВ с целью получить сечения для тепловых нейтронов (0.0253 эВ) и параметры резонанса при энергии 1.056 эВ,

вклад которого в резонансный интеграл захвата нейтронов составляет более 90%. Полученные параметры этого резонанса оказались очень близки к значениям, полученным ранее в работе [87S] и использованным в оценках JEF-2 и ENDF/B-VI. Для энергии 0.0253 эВ были получены следующие значения сечений:

	SAMMY	ENDF/B-VI	JENDL-3.2	84Mug
Total	288.66 b	288.6 b	291.9 b	
Scattering	2.67 b	.096 b	2.66 b	1.64 (.09) b
Capture	285.93 b	287.6 b	289.1 b	289.5 (1.4) b
Fission	0.059 b	.064 b	0.059 b	.056 (.030) b

В диапазоне энергий от 10 эВ до 5700 эВ был проведен анализ экспериментальных данных по пропусканию для двух образцов различной толщины при энергиях от 20 до 700 эВ и одного образца при энергиях от 20 до 5700 эВ [68K], а также данных по сечениям деления [84W]. Для данных по пропусканию была выполнена тестировка нормализации, а также поправок на фон и экспериментальное разрешение. В сравнении данными, включенными в предыдущие файлы, было получено существенно большее число резонансов, в частности, в области энергий выше 1500 эВ. Эти дополнительные резонансы имеют сравнительно малые нейтронные ширины, и их можно идентифицировать только в данных по сечениям деления при условии малых фонов или при анализе статистических флуктуаций экспериментальных данных по пропусканию. Учет таких слабых резонансов приводит к более реалистичному определению среднего расстояния между резонансами для всей области разрешенных резонансов и позволяет избежать введения «подложки» резонансных сечений вблизи верхней границы резонансов. Сравнение нейтронных силовых функций и среднего числа резонансов в файле ENDF/B-VI и настоящей оценке представлено в следующей таблице:

Диапазон энергий эВ	Силовые функции		Число резонансов	
	SAMMY	ENDF/B-VI	SAMMY	ENDF/B-VI
0- 500	1.089	1.102	42	36
500-1000	1.049	1.027	42	33
1000-1500	1.021	1.008	45	32
1500-2000	1.221	1.167	39	26
2000-2500	0.993	0.911	40	25
2500-3000	1.041	0.948	36	21
3000-3500	0.731	0.628	37	17
3500-4000	0.661	0.539	34	16
4000-4500	1.215	0.952	35	18
4500-5000	1.032	0.896	31	18
5000-5700	1.206	1.047	44	25

Низкие значения силовых функций в области энергий от 3 до 4 кэВ (~22% ниже средних значений) не связаны с каким-либо пропуском резонансов. Они отражают локальные флуктуации силовых функций, аналогичные наблюдаемым для U-238 и других ядер.

Средние значения сечений радиационного захвата нейтронов для соответствующих интервалов энергий в сравнении с результатами предыдущих оценок приведены в таблице:

Энергии эВ	Weston [77W]	SAMMY	B-VI	JEF-2.2	JENDL-3.2
	b	b	b	b	b
0.02- 1.5		5922	5930	5897	5652
1.5- 50		56.85	56.83	55.34	57.33
50- 100		49.96	48.40	48.57	48.71

100- 200		23.30	24.64	25.57	25.64
200- 300	8.710.61	7.27	7.41	9.07	9.08
300- 400	10.270.72	7.93	7.89	9.92	9.94
400- 500	6.600.46	6.01	5.97	7.02	7.03
500- 600	7.140.50	6.22	5.91	7.15	7.16
600- 700	5.090.36	4.44	4.64	4.65	4.65
700- 800	2.630.18	2.04	1.64	3.31	3.31
800- 900	6.630.46	5.70	5.25	5.31	5.31
900-1000	5.530.39	5.75	5.47	6.15	6.15
1000-1500	3.500.25	3.13	2.89	3.46	3.46
1500-2000	3.030.21	2.52	2.24	3.05	3.05
2000-3000	2.420.17	1.90	1.54	2.40	2.40
3000-4000	1.890.13	1.20	1.29	1.89	1.90
4000-5000	1.670.12	1.13	1.55	1.76	1.75
5000-5700		0.95	1.54	1.60	1.60
0.02- 200		81.76	82.09	81.99	80.73
200-5000	3.02	2.42	2.37	3.03	3.03

Приведенные выше средние значения сечений были вычислены в NEA Data Bank с программой NJOY-94.0. В оценках JEF-2 и JENDL-3 сечения в области энергий от 200 до 5000 эВ были нормализованы к экспериментальным данным [77W]. Средние сечения захвата настоящей оценки и оценки ENDF/B-VI ниже на 25% и 27%, соответственно. Следует отметить, что при проведении оценки ENDF/B-VI Вестон не включил в рассмотрение свои собственные данные [88W].

Средние значения сечений деления, вычисленные в NEA Data Bank, приведены ниже:

Энергии эВ	SAMMY mb	B-VI mb	JEF-2.2 mb	JENDL-3.2 mb
0.02- 1.5	1649	1170	1140	1048
1.5- 50	91	94	381	94
50- 100	74	76	346	76
100- 200	46	50	337	50
200- 300	52	53	222	53
300- 400	15	18	228	18
400- 500	47	49	188	49
500- 600	20	23	185	21
600- 700	54	54	208	66
700- 800	879	905	1020	938
800- 900	698	615	693	613
900-1000	86	80	155	75
1000-1500	206	199	257	147
1500-2000	316	297	422	312
2000-3000	210	181	332	242
3000-4000	75	74	116	6
4000-5000	60	50	88	67
5000-5700	150	145	91	124
1.5 -5700	159.5	149	228	158

В интервале энергий от 1.5 до 700 эВ значения сечений деления в оценке JEF-2.2 существенно выше, чем в других оценках. В целом, новая оценка согласуется с результатами ENDF/B-VI и JENDL-3.2. Обращает на себя внимание противоречивость оценки JENDL-3.2 в интервале энергий от 3000 до 4000 эВ.

Резонансные интегралы захвата и деления сравниваются в следующей таблице:

	SAMMY b	B-VI b	JEF-2.2 b	JENDL-3.2 b	Mug84
Capture	8481	8494	8445	8102	8100 (200)
Fission	3.16	2.46	3.52	2.29	8.8

Отличие значений интеграла захвата в оценке JENDL-3.2 от остальных оценок обусловлено низким значением нейтронной ширины резонанса 1.056 эВ.

Сравнение результатов настоящей оценки с JEF-2.2 демонстрирует существенное уменьшение сечений захвата и деления в области разрешенных резонансов, которое согласуется с тенденциями, обнаруженными при тестировке файлов библиотеки JEF-2.2 [94F].

Параметры разрешенных нейтронных резонансов, полученные посредством программы SAMMY, включены в новые оценки JENDL-3.3 и JEFF-3.0 с различными верхними границами области разрешенных резонансов. Радиус потенциального рассеяния в оценке ENDF/B-VI был принят равным 8.88 фм [84M] и на основе анализа SAMMY увеличен до 9.42 фм в оценках JENDL-3.3 и JEFF-3.0.

2.2 Статистические параметры разрешенных резонансов.

На рис. 1 представлена энергетическая зависимость числа s-резонансов, включенных в оценки ENDF/B-VI и JENDL-3.3 (=JEFF-3.0). Отчетливо виден значительный пропуск резонансов в оценке ENDF/B-VI уже при достаточно низких энергиях (< 1000 эВ), следствием которого является завышенное значение среднего расстояния между резонансами $D_0=14.1$ эВ, оцененное по низкоэнергетическому участку нарастающей суммы резонансов. В данных JENDL-3.3 (=JEFF-3.0) пропуск резонансов начинается лишь при энергиях выше 3000 эВ, и линейному участку нарастающей суммы резонансов соответствует значение $D_0=(12.2 \pm 0.2)$ эВ. Учитывая пропуск резонансов, в оценке JENDL-3.3 верхняя граница разрешенных резонансов принята равной 2700 эВ, тогда как в JEFF-3.0 при тех же резонансах верхняя граница принята равной 5700 эВ.

На рис. 2 представлена энергетическая зависимость кумулятивной суммы приведенных нейтронных ширин s-резонансов, включенных в рассматриваемые оценки. Так как основной вклад в сумму ширин вносят «сильные» резонансы с большими значениями ширин, то пропуск «слабых» резонансов приводит к сравнительно небольшим искажениям кумулятивной суммы ширин и, соответственно, к достаточно малому отличию нейтронных силовых функций $S_0=(1.07 \pm 0.05) \cdot 10^{-4}$, определяемых по линейному участку нарастающей суммы приведенных ширин.

Чтобы получить оптимальную оценку пропуска резонансов, наряду с анализом энергетической зависимости кумулятивной суммы резонансов часто привлекают анализ соответствия параметров резонансов Портер-Томасову распределению нейтронных ширин. Результаты такого анализа для двух указанных выше границ разрешенных резонансов представлены на рис. 3. Данный анализ показывает, что независимо от выбора верхней границы в рассматриваемом наборе резонансов присутствует около 20 «лишних» слабых резонансов, которые не соответствуют распределению Портера-Томаса в области малых ширин и которые, по-видимому, следует отнести к p-резонансам.

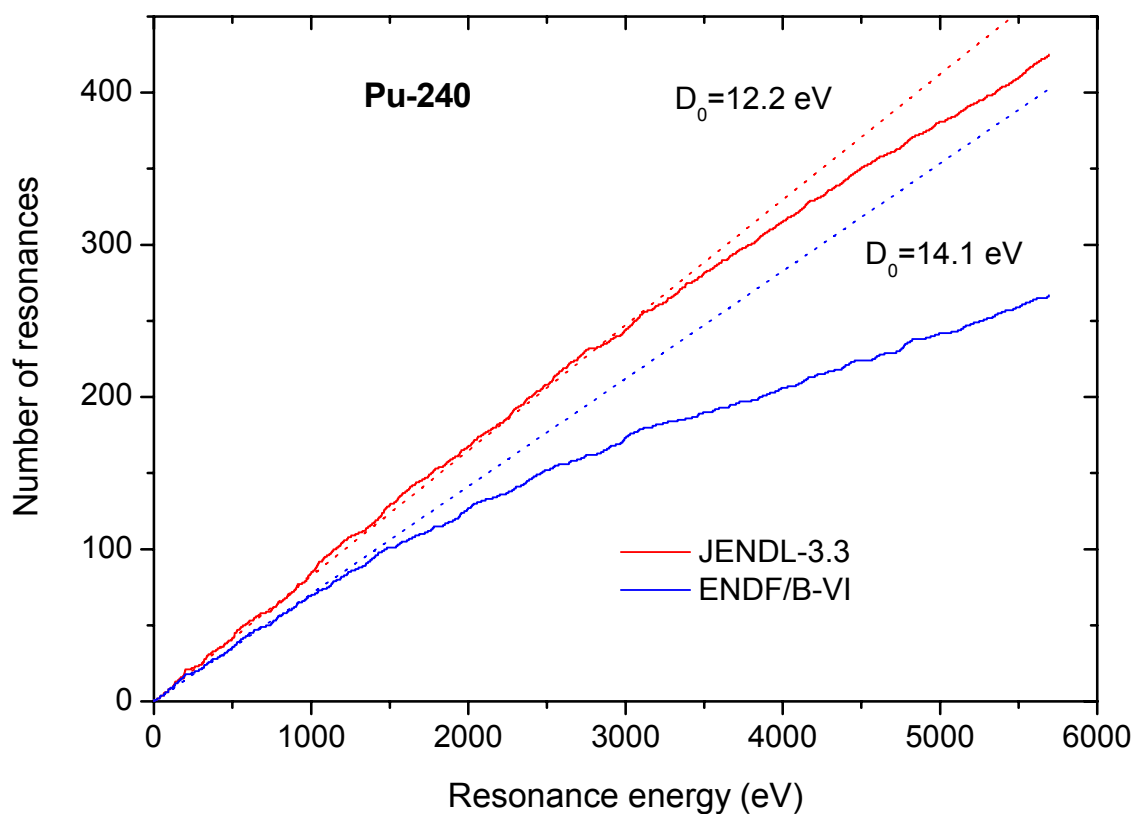


Рис. 1. Энергетическая зависимость числа резонансов в оценках JENDL-3.3 и ENDF/B-VI

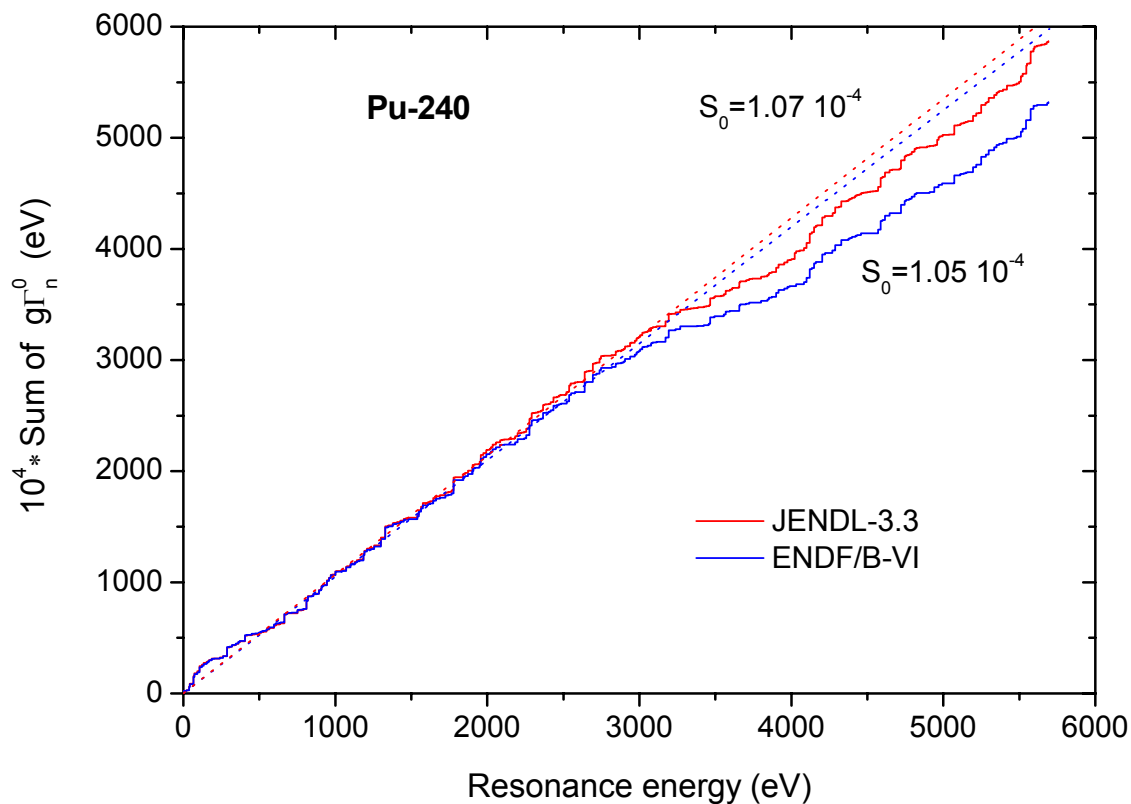


Рис. 2. Кумулятивная сумма приведенных нейтронных ширин в оценках JENDL-3.3 и ENDF/B-VI

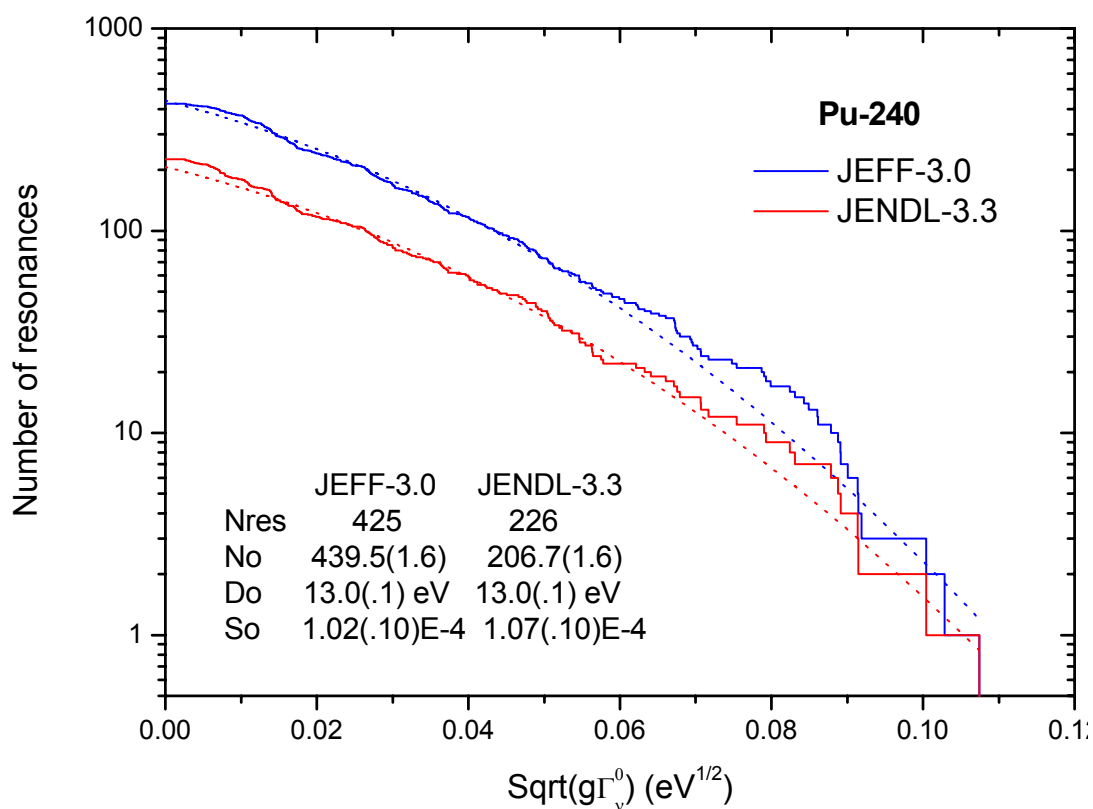


Рис. 3. Анализ пропуска резонансов в оценках JEFF-3.0 и JENDL-3.3

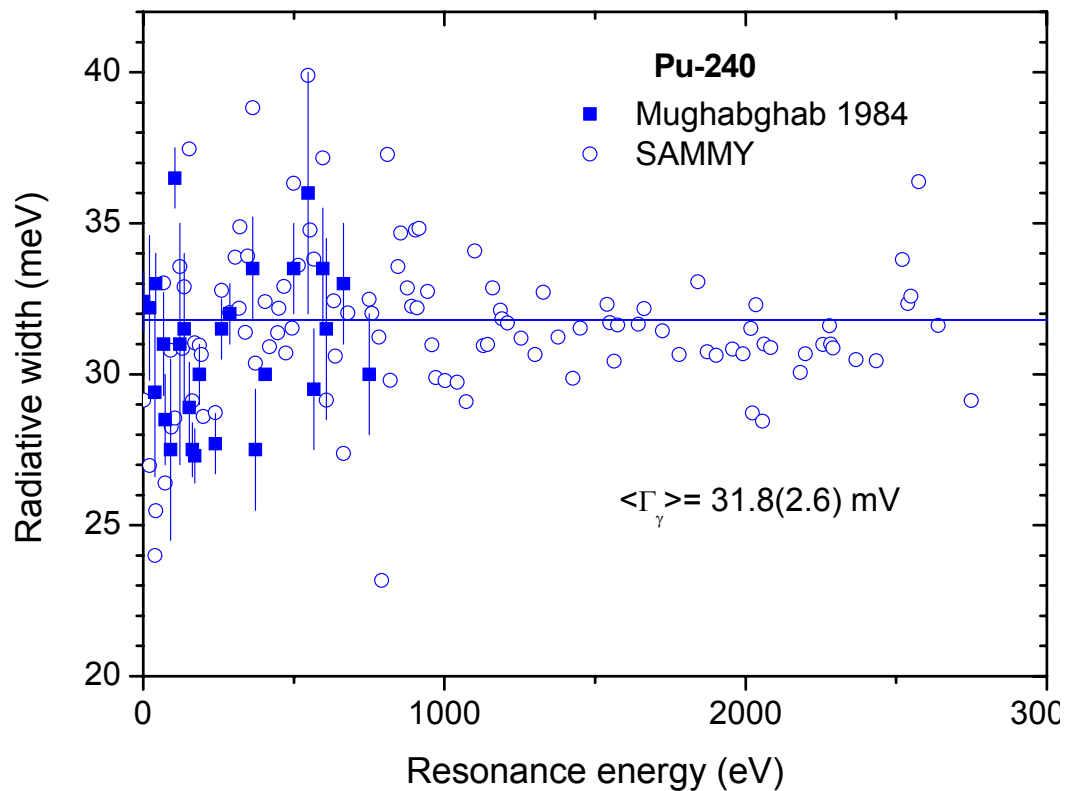


Рис. 4. Радиационные ширины нейтронных резонансов, полученные в предыдущем [84M] и новом анализе экспериментальных данных

Учет возможного вклада р-резонансов увеличивает погрешности определения средних параметров s-резонансов, и на основе анализа всей совокупности данных оптимальными следует признать значения $D_0 = (13.0 \pm 0.2)$ эВ и $S_0 = (1.07 \pm 0.10) 10^{-4}$.

Полные радиационные ширины надежно определены лишь для сравнительно небольшого числа низколежащих резонансов. Имеющаяся совокупность данных представлена на рис. 4, и ей соответствует среднее значение радиационной ширины $\langle \Gamma_\gamma \rangle = (31.8 \pm 2.6)$ мВ. Значение 31.8 мВ принято в оценках JENDL-3.3 и JEFF-3.0 для всех резонансов с неизвестными радиационными ширинами. В оценке ENDF/B-6 использовалось несколько более низкое значение 30.6 эВ.

На основе проведенного статистического анализа резонансов верхняя граница разрешенных резонансов 2.7 кэВ, принятая в оценке JENDL-3.3, кажется более оправданной, чем более широкая область разрешенных резонансов в ENDF/B-6 и JEFF-3.0. В соответствии с данным заключением, **в БРОНД-3 была включена без каких-либо изменений оценка JENDL-3.3 для разрешенных резонансов с верхней границей 2.7 кэВ.**

2.3 Область неразрешенных резонансов:

Верхняя граница области неразрешенных резонансов во всех последних оценках простирается до энергии ~40 кэВ, которая близка к порогу неупругого рассеяния нейтронов. Так как формат ENDF/B допускает использование только формул одноуровневого Брейта Вигнера, то различие между оценками определяется только принятыми значениями средних расстояний между нейтронными резонансами, нейтронными силовыми функциями и параметризацией делительных ширин.

Во всех оценках включена сумма орбитальных моментов для s-, p- и d-волн, и использованные значения радиусов потенциального рассеяния, расстояний между s-резонансами и нейтронных силовых функций при энергии нейтронов 5.7 кэВ приведены в следующей таблице:

Оценка	R_s фм	D_0 кэВ	S_0 10^{-4}	S_1 10^{-4}	S_2 10^{-4}	Γ_γ мВ
ENDF/B-VI	8.88	13.1	1.20	2.30	1.24	31.0
JENDL-3.3	9.50	12.0	1.04	2.02	2.08	28.0
JEFF-3.0	9.0988	13.175	1.075	1.865	1.031	30.78

При этом в оценке ENDF/B-VI приведенные выше параметры приняты независимыми от энергии, тогда как в JENDL-3.3 и JEFF-3.0 учтены энергетические изменения D_0 и соответствующие изменения средних нейтронных ширин, а также небольшие изменение радиационных ширин. Во всех оценках средние делительные ширины зависят от энергии не монотонно, и флуктуации ширин в какой-то мере отражают промежуточные структуры, наблюдаемые в сечениях деления ядер [68M, 84W].

Следует отметить, что в оценке JEFF-3.0 параметры неразрешенных резонансов приведены только для расчетов резонансной блокировки сечений, тогда как сами сечения даны непосредственно в секции MF=3. В оценках ENDF/B-VI и JENDL-3.3 вся совокупность нейтронных сечений определяется приведенными параметрами резонансов и нет каких-либо добавочных сечений (подложек) в секции MF=3.

На рис. 5, 6 и 7 рассмотренные выше оценки для области разрешенных и неразрешенных резонансов приведены в сравнении с имеющимися экспериментальными данными. Так как параметры разрешенных резонансов получены непосредственно из экспериментальных данных, то хорошее согласие оценок и данных в диапазоне энергий до 5.7 кэВ является вполне естественным. В диапазоне энергий от 5.7 до 40 кэВ данные по сечениям радиационного захвата нейтронов измерены лишь в одной

работе [77W], и все оценки воспроизводят эти данные. Для сечений деления разногласия оценок в области неразрешенных резонансов весьма существенны, но погрешности экспериментальных данных здесь столь велики, что преимущество какого-либо из оценок вряд ли можно обосновать (рис. 7). Для полных нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов экспериментальных данных нет, и различия в приведенных выше радиусах потенциального рассеяния и силовых функциях d-волны приводит расхождению между оценками $\sim 7\%$ для энергии нейтронов 40 кэВ. Экспериментальные данные по полным нейтронным сечениям имеются при энергиях выше 100 кэВ (см. следующий раздел), эти данные хорошо согласуются с энергетической зависимостью оценки JENDL-3.3, тогда как в оценку JEFF-3.0 пришлось ввести скачкообразное 10% увеличение полного сечения на верхней границе области неразрешенных резонансов, чтобы устранить противоречия с экспериментальными данными при энергиях выше 100 кэВ.

Проведенный анализ показал, что для области неразрешенных резонансов оценка JENDL-3.3 является оптимальной, и она включена в БРОНД-3 с расширением верхней границы области неразрешенных резонансов до энергии 42.98 кэВ, соответствующей порогу неупругого рассеяния нейтронов.

- 60B R.C.Block et al., Nucl. Sci. Eng. **8**,112(1960).
- 60L B.R.Leonard et al.,Hanford Report Series 67219,4 (1960).
- 68K W.Kolar et al., J.Nucl.Energy, **22** (1968) 299.
- 68M E.Migneko and J.P.Theobald, Nucl. Phys., **A112**, (1968) 603.
- 74W H.Weigmann,G.Rohr and F.Poortmans. Proc.Conf. on Resonance Parameters of Fertile Nuclei and 239-Pu, Sacley, NEANDC(E) 163U (1974).
- 77W L.W.Weston et al., Nucl. Sci. Eng., **63** (1977) 143.
- 84M S.F.Mughabghab, Neutron Cross Sections, Academ Press, NY, 1984, v. 1, p. B.
- 84W L.W.Weston and J.H.Todd, Nucl. Sci. Eng., **88** (1984) 567.
- 86O D.K.Olsen et al., Nucl. Sci. Eng., **94** (1986) 102.
- 87S R.Spencer et al., Nucl. Sci. Eng., **96** (1987) 318.
- 88W L.W.Weston et al.,ORNL-TM-10386 (1988).
- 94F E.Fort et al., Gatlinburg Conference,Tennessee,May 9-16,1994
- 95H J.H.Harvey,Private communication at ORNL (1995).
- 97B O.Bouland et al.: Nucl. Sci. Eng., **127** (1997) 105.

3. Нейтронные данные вне резонансной области (MF=3, 4, 5, 6)

3.1. Полное сечение

В последние годы были выполнены прецизионные измерения полных нейтронных сечений ^{238}U [01Ab]. Эти данные позволяют надежно определить параметры обобщенного оптического потенциала, с помощью которого можно рассчитать полные нейтронные сечения близлежащих ядер. Так как различия полных сечений близлежащих ядер достаточно малы, то такая оценка полных сечений может оказаться более надежной, чем непосредственное описание более ранних экспериментальных данных, погрешности которых существенно выше погрешностей, полученных для ^{238}U . Мы провели соответствующие расчеты полных нейтронных сечений ^{240}Pu , и их результаты показаны на рис. 8 в сравнении с имеющимися экспериментальными данными и другими оценками этих сечений. Разногласия между различными оценками невелики, но проведенные расчеты наилучшим образом описывают совокупность экспериментальных данных во всем диапазоне энергий нейтронов. Полученная в

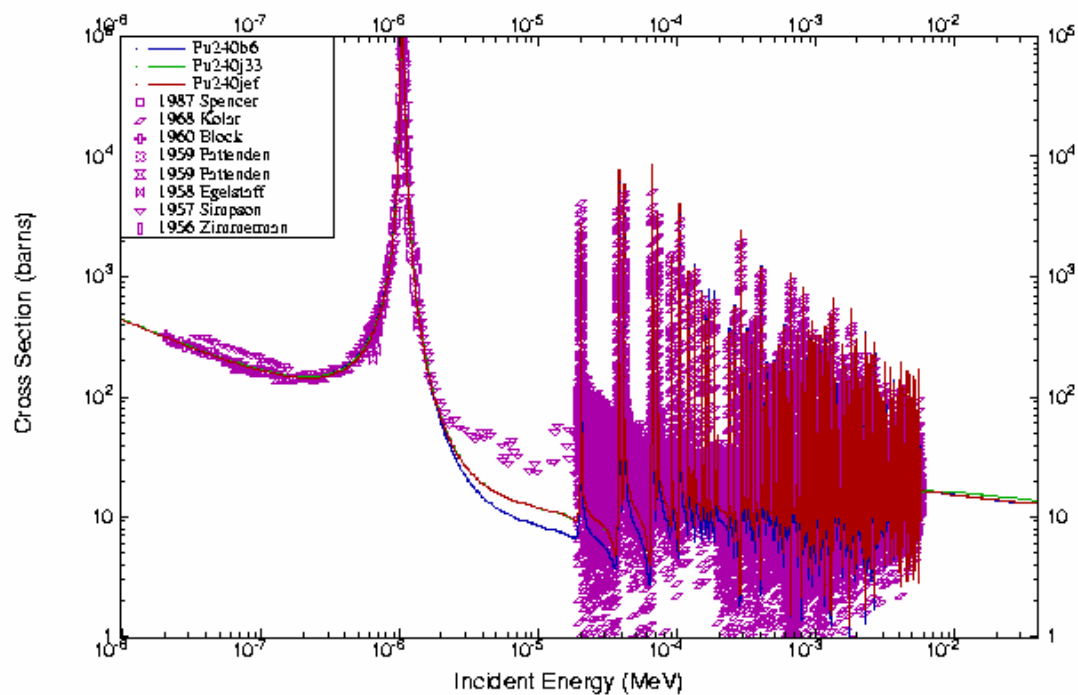


Рис. 5. Экспериментальные данные о полных нейтронных сечениях в области энергий до 40 кэВ в сравнении с различными оценками

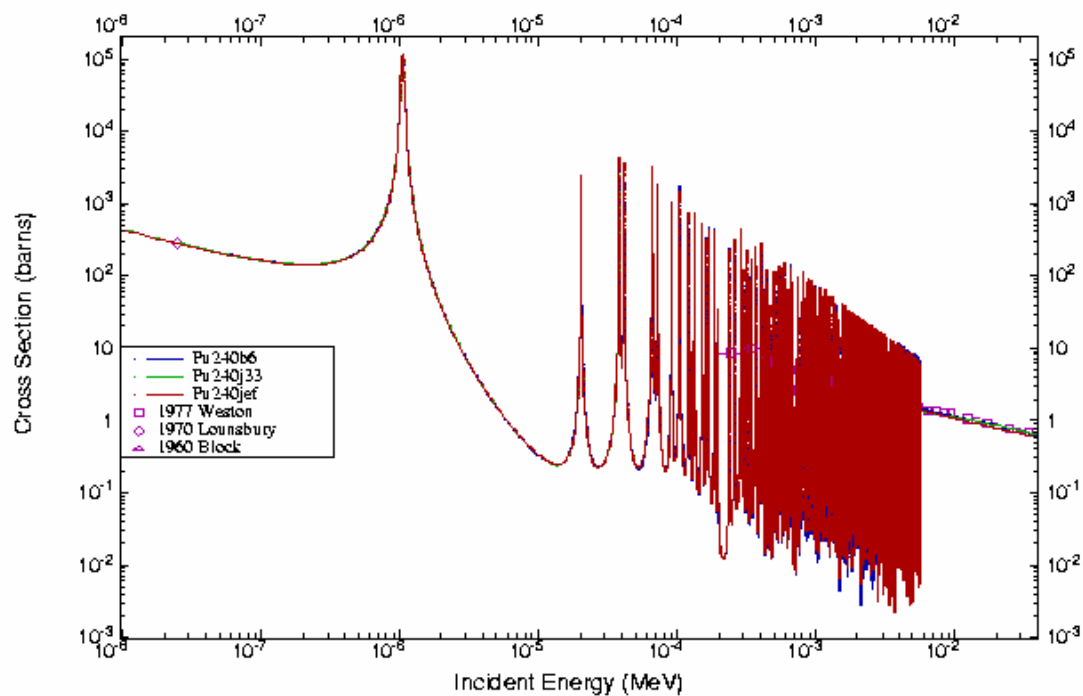


Рис. 6. Экспериментальные данные о сечениях радиационного захвата нейтронов в области энергий до 40 кэВ в сравнении с различными оценками

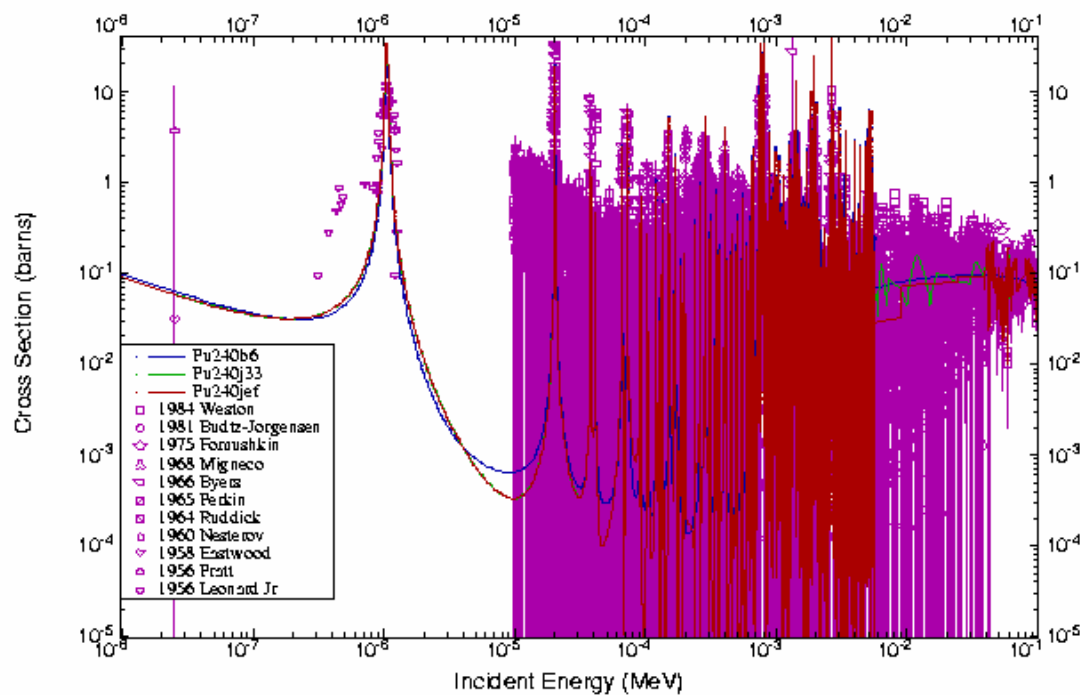


Рис. 7. Экспериментальные данные о сечениях деления ^{240}Pu в области энергий до 40 кэВ в сравнении с различными оценками

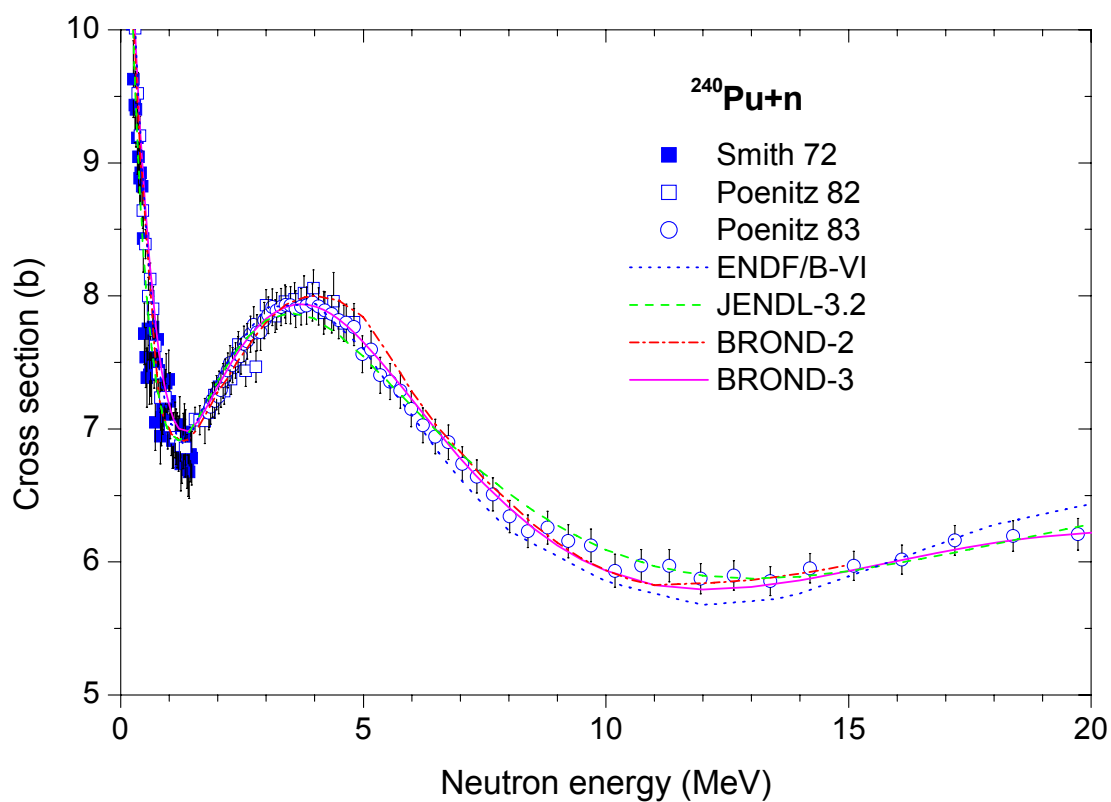


Рис. 8. Оценки полных нейтронных сечений ^{240}Pu в сравнении с экспериментальными данными

расчетах кривая была принята в качестве новой оценки БРОНД-3, и найденный оптический потенциал был использован для расчетов сечений и угловых распределений упруго и неупруго рассеянных нейтронов.

3.2. Упругое рассеяние и угловые распределения нейтронов

Во всех оценках сечение упругого рассеяния, обычно, определяется как разность полного сечения и суммы всех остальных оцененных сечений. На рис. 9 показано сравнение различных оценок упругого рассеяния с экспериментальными данными. Измерения интегрального сечения упругого рассеяния и соответствующих угловых распределений нейтронов было выполнено только в одной работе [72S], и для энергий нейтронов ниже ~ 600 кэВ экспериментальные данные хорошо согласуются со всеми оценками. Однако выше этой энергии экспериментальные данные наряду с упругим рассеянием содержат также вклад от неупругого рассеяния нейтронов на низколежащих коллективных уровнях, который искажает как интегральные сечения, так и угловые распределения упруго рассеянных нейтронов. Поэтому во всех оценках предполагается, что расчеты угловых распределений упругого рассеяния нейтронов на основе оптической модели с параметрами потенциала, полученными из описания более достоверных экспериментальных данных для близлежащих ядер, являются более надежными, чем прямые данные работы [72S].

В ENDF/B-VI угловые распределения были взяты на основе расчетов для ядра Pu-242 [78M], в JENDL-3.3 и JEFF-3.0 была сохранена более ранняя оценка JENDL-1, основанная на расчетах со сферической оптической моделью. Для БРОНД-3 расчеты угловых распределений были выполнены с деформированным оптическим потенциалом, хорошо описывающим экспериментальные данные для U-238 во всем диапазоне энергий нейтронов от ~ 100 кэВ до 20 МэВ.

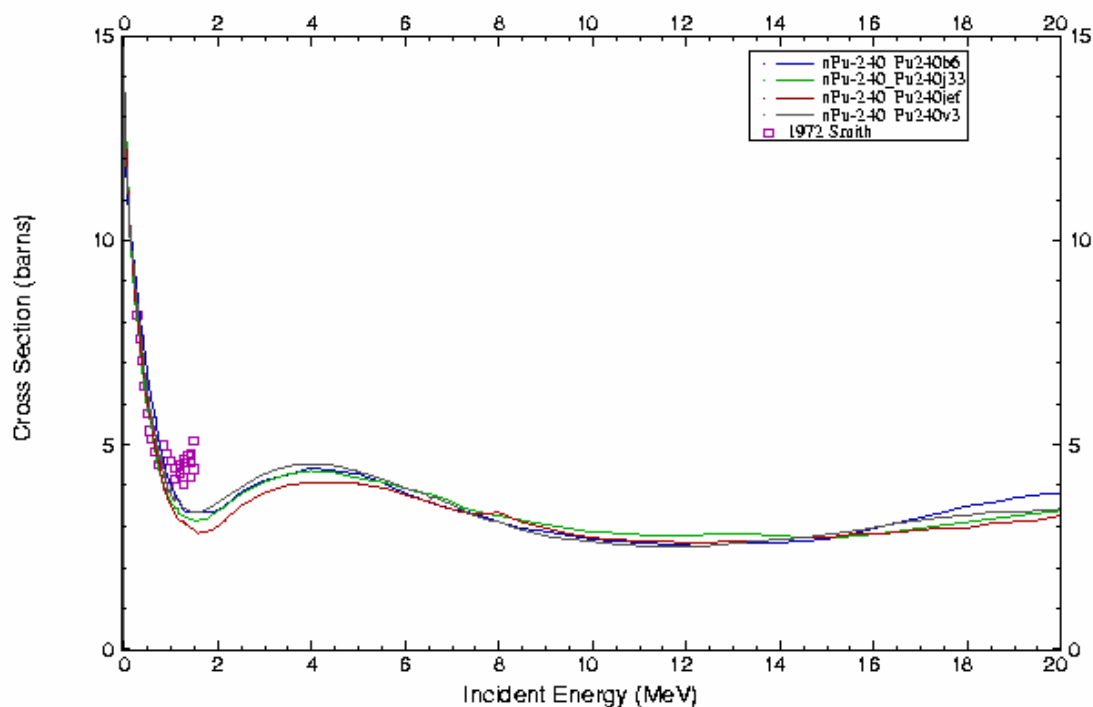


Рис. 9. Оценки сечений упругого рассеяния нейтронов в сравнении с экспериментальными данными

3.3. Сечение радиационного захвата нейтронов

Экспериментальные данные по сечению радиационного захвата нейтронов получены только в одной работе [77W], и все оценки привязаны к этим данным (рис. 10). Оценки получены на основе стандартных оптико-статистических расчетов, и их разногласия в области энергий выше 400 кэВ обусловлено различными приближениями в описании конкуренции радиационных и нейтронных ширин на начальных этапах каскада гамма-переходов. Оценка БРОНД-3 получена на основе расчетов по программе GNASH, в которой описание радиационных ширин тестировано по сечению радиационного захвата нейтронов на U-238, измеренного до энергий ~ 3 МэВ. В области энергий выше 8-10 МэВ во всех оценках рассматривается механизм прямого-коллективного захвата нейтронов, но приближения, привлекаемые для его описания, различаются весьма значительно. Следует, однако, отметить, что ввиду малой величины сечения захвата нейтронов с энергиями выше 1 МэВ, разногласия оценок в области высоких энергий не оказывает сколь-либо заметного влияния на расчеты характеристик ядерных реакторов.

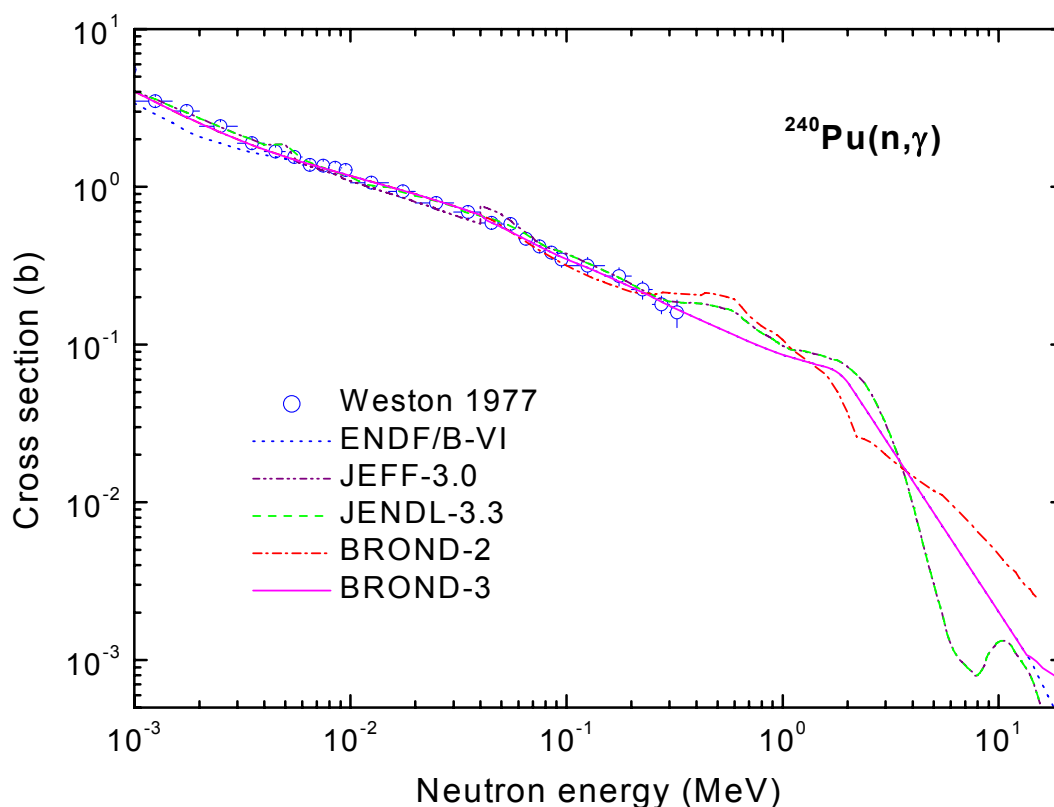


Рис. 10. Оценки сечений радиационного захвата нейтронов ^{240}Pu в сравнении с экспериментальными данными

3.4 Неупругое рассеяние нейтронов

Все оценки сечений неупругого рассеяния нейтронов опираются на стандартные оптико-статистические расчеты и разногласия оценок обусловлено, главным образом, различиями параметров оптического потенциала, используемого в расчетах.

Ниже приведены схемы низколежащих уровней ^{240}Pu , используемые в различных оценках (спектр уровней в JEFF-3.0 практически тот же, что и в JENDL-3.3) :

№	ENDF/B-VI		JENDL-3.3		BROND-3	
	Энергия МэВ	J π	Энергия МэВ	J π	Энергия МэВ	J π
G.S.	0.0	0 +	0.0	0 +	0.0	0 +
1	0.0428	2 +	0.04282	2 +	0.04282	2 +
2	0.1417	4 +	0.14168	4 +	0.14168	4 +
3	0.294	6 +	0.2943	6 +	0.2943	6 +
4	0.498	8 +	0.4975	8 +	0.4975	8 +
5	0.597	1 -	0.5974	1 -	0.5974	1 -
6	0.649	3 -	0.6489	3 -	0.6489	3 -
7	0.742	5 -	0.7423	5 -	0.7423	5 -
8	0.8607	0 +	0.8607	0 +	0.7514	10 +
9	0.900	2 +	0.9003	2 +	0.8607	0 +
10	0.938	1 -	0.9381	1 -	0.9003	2 +
11	0.959	2 -	0.9589	2 -	0.9381	1 -
12	0.993	4 +	0.9922	4 +	0.9589	2 -
13	1.002	3 -	1.0019	3 -	0.9922	4 +
14	1.031	3 +	1.0305	3 +	1.0019	3 -
15	1.038	4 -	1.0375	4 -	1.0305	3 +
16	1.076	4 +	1.0762	4 +	1.0375	4 -
17	1.0897	0 +	1.0895	0 +	1.0762	4 +
18	1.116	5 -	1.1156	5 -	1.0895	0 +
19	1.1375	2 +	1.1320	2 +	1.0900	cont
20	1.140	cont	1.1370	2 +		
21			1.1615	6 -		
22			1.1775	3 +		
23			1.2325	4 +		
24			1.2408	2 -		
25			1.2820	3 -		
26			1.3087	5 -		
27			1.4108	0 -		
28			1.4200	cont		

Так как выше уровня с энергией 1.0895(0⁺) имеются неопределенности идентификации спинов уровней, в оценку БРОНД-3 включено несколько меньшее число дискретных уроаней, чем в оценки JEFF-3.0 и JENDL-3.3. Небольшое различие в числе дискретных уровней и соответствующих границах непрерывного спектра не влияет сколь-либо заметным образом на результаты расчетов интегральных сечений и спектров неупруго рассеянных нейтронов.

Экспериментальные данные по неупругому рассеянию нейтронов имеются только для первых трех уровней [72Sm], по интегральному сечению данных нет. Сравнение интегральных сечений показано на рис. 11. Оценка БРОНД-3 согласуется с ENDF/B-VI и JENDL-3.3, и расхождения с предыдущей оценкой БРОНД-2 обусловлено погрешностями оптического потенциала, используемого в этой оценке. Оценка JEFF-3.0 проходит существенно выше всех других оценок в области энергий нейтронов до 6 МэВ, и это расхождение обусловлено сделанной в оценке перенормировкой расчетов для трех нижайших уровней. Эта перенормировка будет обсуждена несколько ниже.

На рис. 12, 13 и 14 показано сравнение оценок с экспериментальными данными по рассеянию нейтронов на трех нижайших уровнях. Для первого уровня все оценки достаточно хорошо согласуются с данными [72Sm]. Однако для второго уровня согласие с экспериментальными данными уже не столь хорошее (рис. 13), а для третьего уровня большинство оценок расходится с экспериментом (рис. 14). В этой связи следует отметить большие погрешности эксериментальных данных и

значительные флуктуации экспериментальных точек при энергиях нейтронов выше 1 МэВ. Как уже отмечалось выше, в данном эксперименте разделение вкладов упругого рассеяния и неупругого рассеяния на нижайших уровнях, по-видимому, не было достаточно надежным. Поэтому данные для третьего уровня представляются существенно завышенными.

Следует сказать, что значительно более надежные экспериментальные данные по рассеянию нейтронов имеются для U-238 [03M], и их анализ подтверждает достаточно высокую достоверность оптико-статистических расчетов в описании сечений возбуждений ротационных уровней четно-четных ядер. Поэтому нет оснований ожидать заметных отличий сечений в максимуме для рассеяния на U-238 и Pu-240. Данные для Pu-240 по рассеянию на первом и втором уровнях, в целом, подтверждают такое подобие сечений. Однако, для третьего уровня данные [72Sm] более чем в три раза превосходят аналогичные данные U-238. Учитывая противоречия данных [72Sm], в оценке ENDF/B-VI расхождению с ними не придавалось какого-либо значения. В то же время, в оценке JEFF-3.0, основанной на аналогичных ENDF/B-VI оптико-статистических расчетах [77L], было принято решение перенормировать рассчитанные функции возбуждения нижайших уровней на экспериментальные данные. Такая перенормировка устраняет разногласия с данными [72Sm], но она приводит к завышенным значениям интегральных сечений неупругого рассеяния, показанным на рис. 11. Оценка JEFF-3.0 для сечений неупругого рассеяния нейтронов была включена также в JENDL-3.2, но в более поздней оценке JENDL-3.3 от каких-либо перенормировок расчетов отказались и предпочли более низкие значения сечений рассеяния на третьем уровне.

Оценка БРОНД-3 для упругого и неупругого рассеяния нейтронов полностью основана на теоретических расчетах, тестированных на экспериментальных данных для U-238, и при переходе к Pu-240 сечений рассеяния нейтронов изменялись лишь за счет различий в сечениях деления этих ядер.

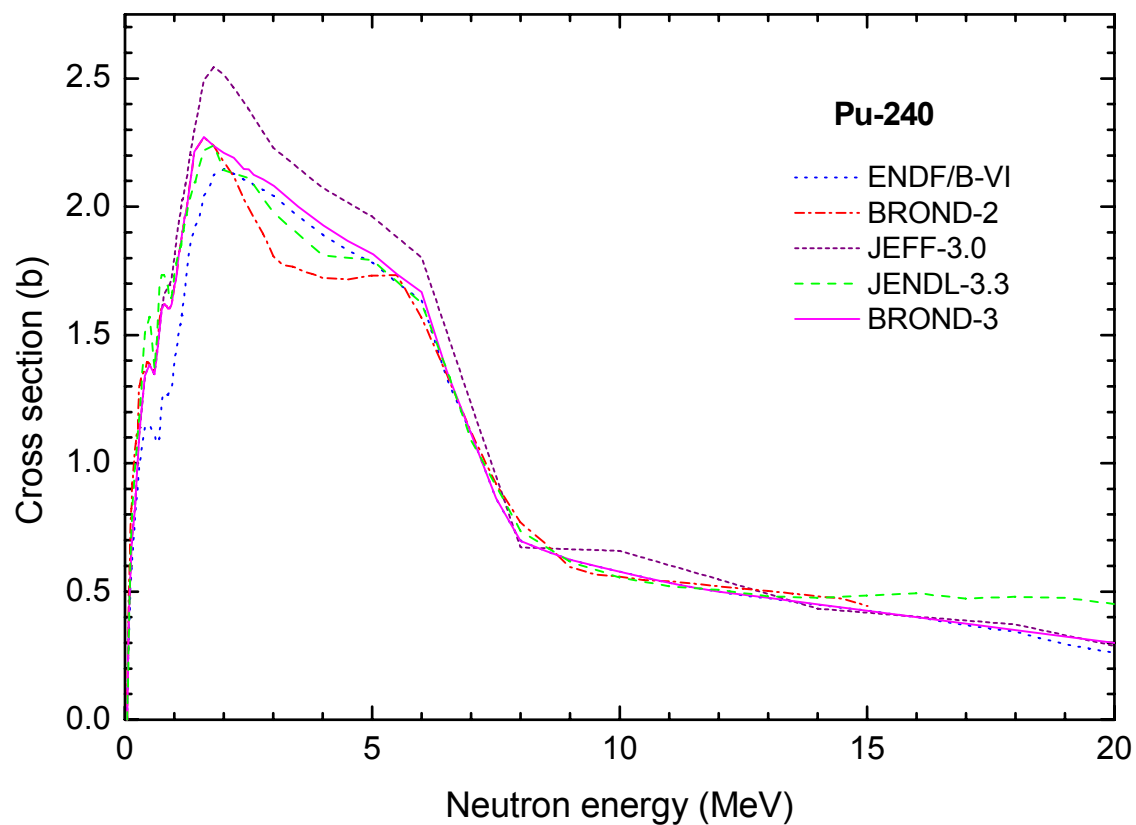


Рис. 11. Оценки интегрального сечения неупругого рассеяния нейтронов на ^{240}Pu

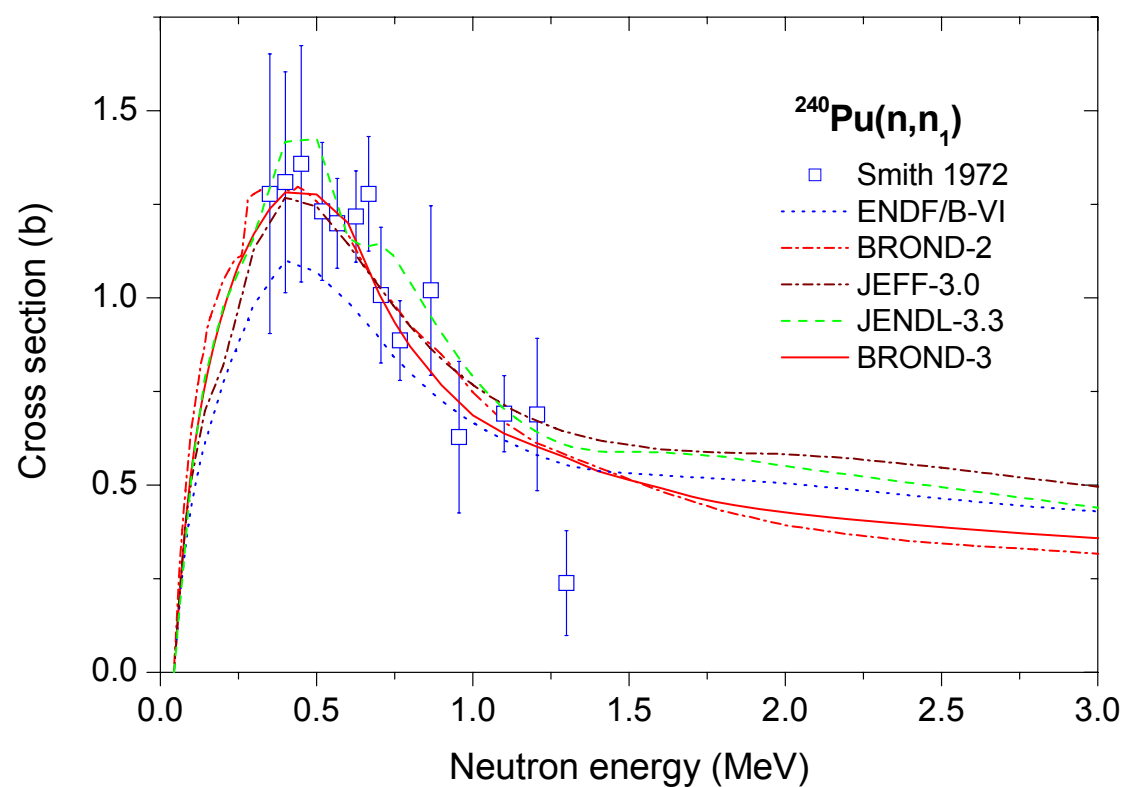


Рис. 12. Оценки сечения неупругого рассеяния нейтронов на первом возбужденном уровне ^{240}Pu

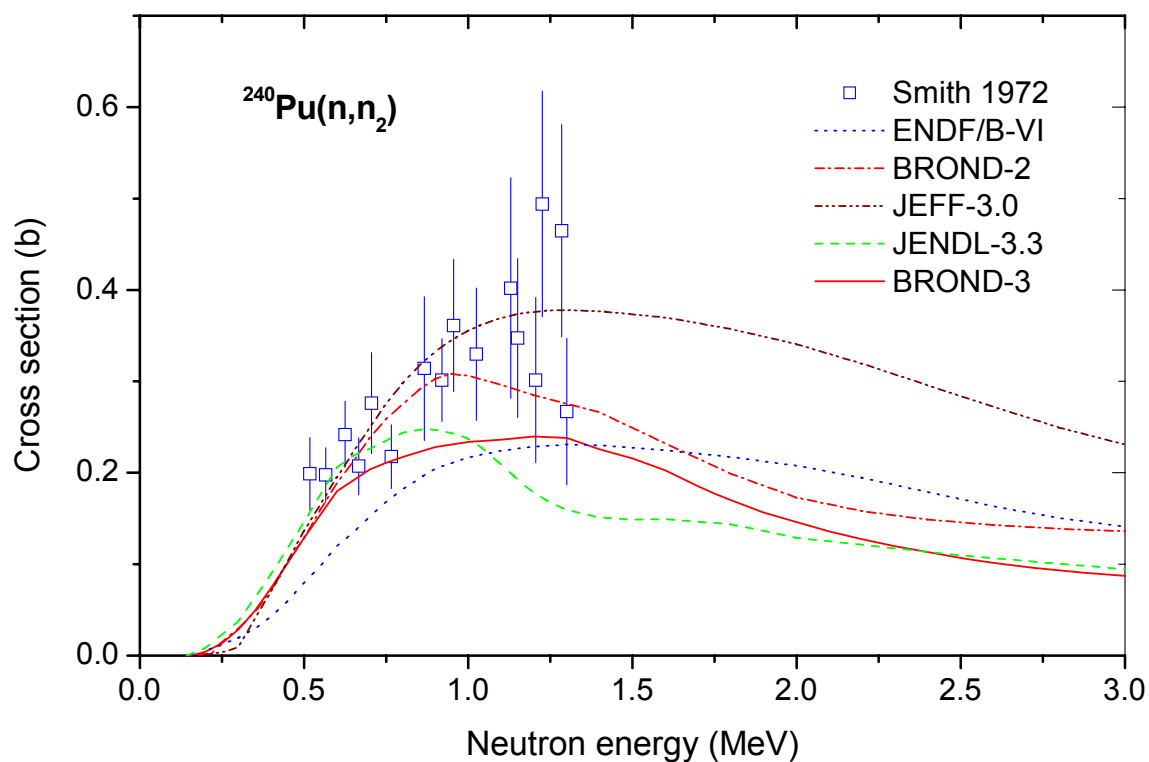


Рис. 13. Оценки сечения неупругого рассеяния нейтронов на втором уровне ^{240}Pu

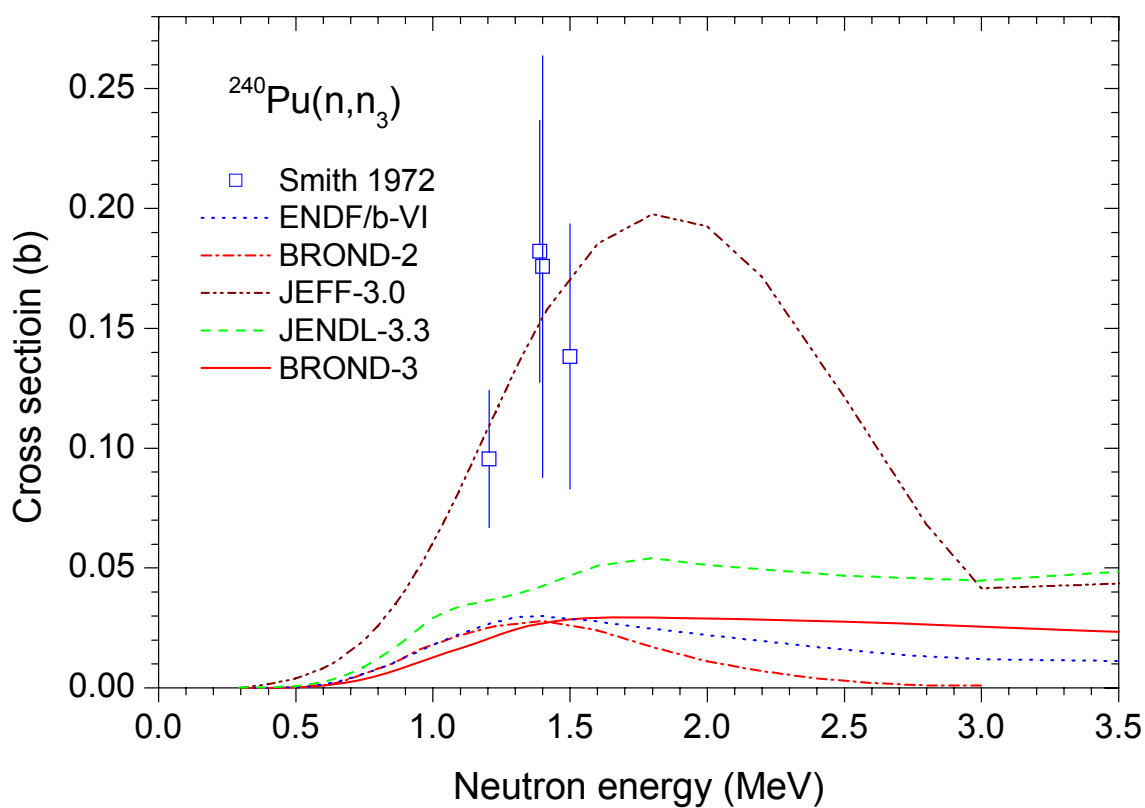


Рис. 14. Оценки сечения неупругого рассеяния нейтронов на третьем уровне ^{240}Pu

Для угловых распределений рассеянных нейтронов все оценки учитывают вклад прямых процессов для уровней ротационной полосы, который приводит к повышенному выходу нейтронов для передних углов, и асимметрия угловых распределений увеличивается с ростом энергии налетающих нейтронов. Для рассеяния на более высоких не коллективных уровнях в ENDF/B-VI принято изотропное угловое распределение, тогда как в остальных оценках учтена небольшая анизотропия угловых распределений нейтронов, обусловленная предравновесными процессами. Для БРОНД-3 расчеты соответствующих распределений сделаны на основе программы GNASH.

3.5. Реакция (n, 2n) и (n, 3n):

Имеющиеся оценки интегральных сечений этих реакций показаны на рис. 15, и разногласия между оценками обусловлены, в основном, расхождениями в определении вкладов предравновесных процессов. Оценки ENDF/B-VI, JENDL-3.3 и БРОНД-3 достаточно хорошо согласуются между собой. Экспериментальных данных по реакциям (n, 2n) и (n, 3n) на ^{240}Pu нет.

3.7. Реакция деления

Для сечений деления имеется большой объем экспериментальных данных, и все оценки сечений деления оказываются достаточно близкими. Новые экспериментальные данные [90I, 98S], полученные за последние десятилетия, хорошо согласуются с предыдущими оценками вплоть до энергии нейтронов 15 МэВ и требуют определенного уточнения лишь рекомендуемые сечения выше этой энергии. Мы провели полный статистический анализ всей совокупности экспериментальных данных, результаты которого приняты в качестве оценки БРОНД-3, приведенной на рис. 16 совместно с предыдущими оценками. На основе нового метода статистического

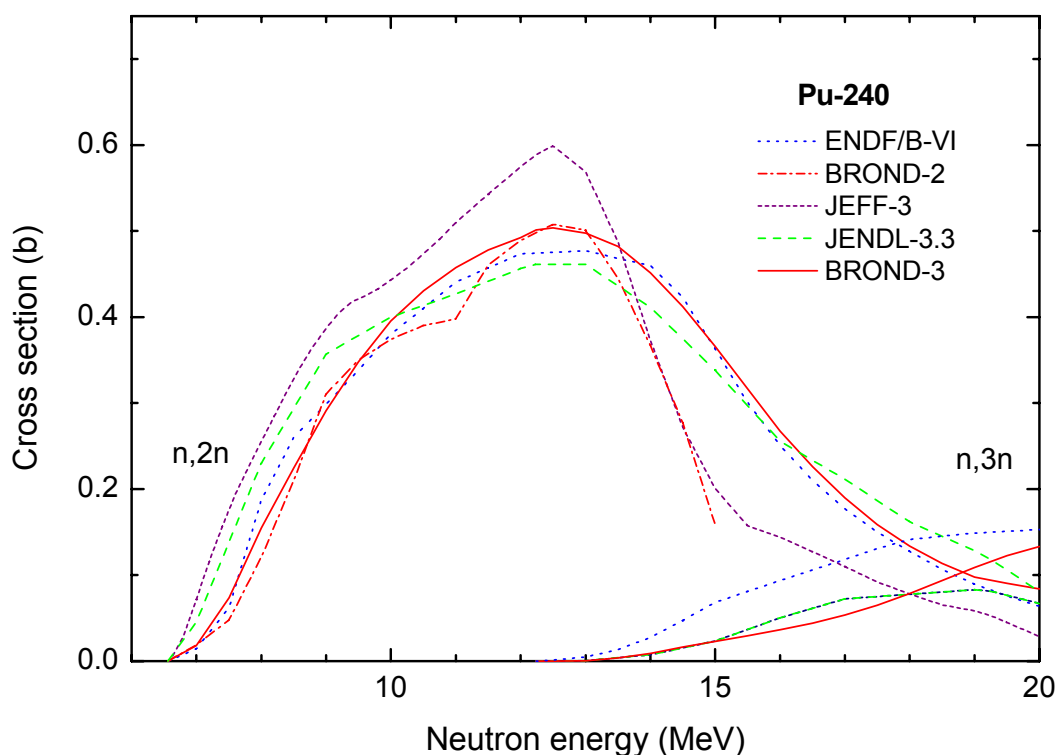


Рис. 15. Оценки сечений реакций (n,2n) и (n,3n)

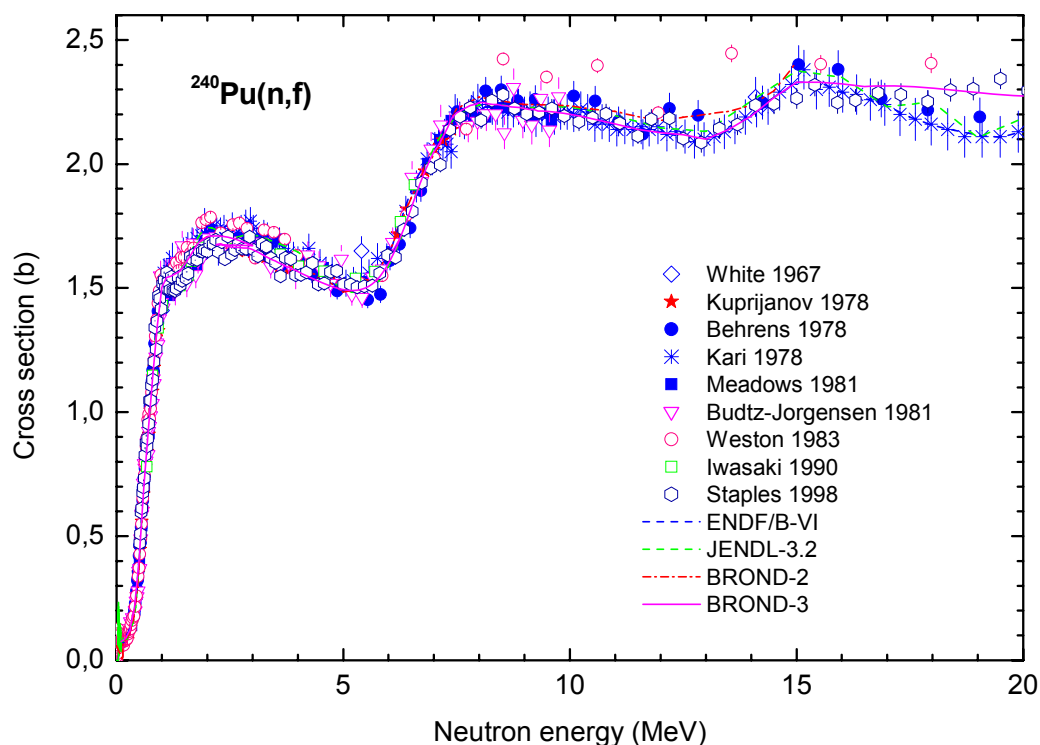


Рис. 16. Оценки сечений деления ^{240}Pu нейтронами в сравнении с экспериментальными данными

учета систематических погрешностей экспериментальных данных уточнены рекомендуемые погрешности оцененных сечений деления и определена ковариационная матрица погрешностей. Важной особенностью полученной ковариационной матрицы является достаточно большие значения далеких недиагональных элементов, отражающие корреляции рекомендуемых данных в широких энергетических интервалах.

Наряду с сечениями деления одной из важнейших характеристик делящихся ядер является множественность нейтронов деления. Оценки числа вторичных нейтронов, испускаемых при делении ^{240}Pu , приведены на рис. 17 совместно с имеющимися экспериментальными данными. Значительных расхождений в оценках нет, но ввиду достаточно высоких требований к точности оценки множественности нейтронов деления, для БРОНД-3 оценка была выполнена на основе статистического анализа всей совокупности экспериментальных данных, включая результаты последних измерений [94K], не учитываемых в предыдущих оценках.

На основе модели Мэдланда-Никса [82M] для БРОНД-3 выполнена новая оценка спектров нейтронов деления. Энергетическая зависимость средней энергии полученных спектров показана на рис. 18 в сравнении с другими оценками. Согласие новой оценки с ENDF/B-VI и JENDL-3.3 достаточно хорошее для области энергий, соответствующих первому плато сечения деления, но при более высоких энергиях в оценке БРОНД-3 учтено уменьшение средней энергии нейтронов при эмиссионном делении. Очевидно, что влияние эмиссионного деления не учитывалось в предыдущих оценках спектров нейтронов деления, и поэтому новую оценку следует считать более реалистичной.

На рис. 19 показаны оценки числа запаздывающих нейтронов деления. Все оценки опираются на единственную экспериментальную точку [82B], и для расчетов изменения выходов запаздывающих нейтронов выше порога эмиссионного деления привлекается эмпирическая систематика выходов запаздывающих нейтронов [75T]

72S A.B.Smith et al., Nucl. Sci. Eng., **47**, (1972) 19.

75T R.J. Tuttle, Nucl. Sci. Eng., **56**, (1975) 37.

77W L.W.Weston et al., Nucl. Sci. Eng., **63** (1977) 143.

78M D.G.Madland and P.G.Young, Report BNL 50991 (1978), p. 189.

78L C.L.Lagrange and J.Jary. Report NEANDC(E) 198"L" (1978).

82B G.Benedetti et al.: Nucl. Sci. Eng., **80** (1982) 379.

82M D.G.Madland, J.R.Nix J.R. Nucl. Sci. Eng., **129** (1998) 149.

90I T.Iwasaki et al. Nucl. Sci. Tech., **27** (1990) 885.

94K Yu.A.Khohlov et al. Nucl. Data for Science and Technology (Gatlinburg, 1994), Ed. J.Dickens, ORNL, 1994, p.272.

98S P.Staples et al. Nucl. Sci. Eng., **129** (1998) 213.

01A W.P.Abfallter et al. Phys. Rev. **C63** (2001) 044608.

03M V.M.Maslov et al. Report IAEA(BEL)-0014, Vienna, 2003.

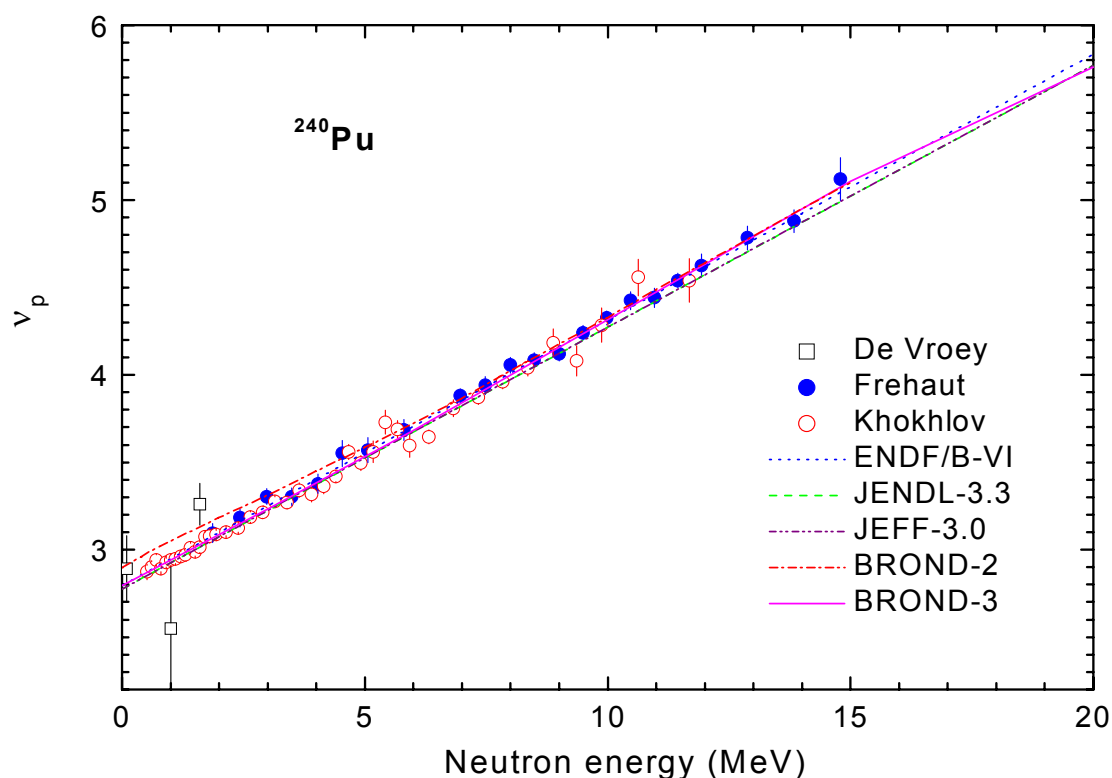


Рис. 17. Оценки среднего числа нейтронов деления в реакции $^{240}\text{Pu}(n,f)$ в сравнении с экспериментальными данными

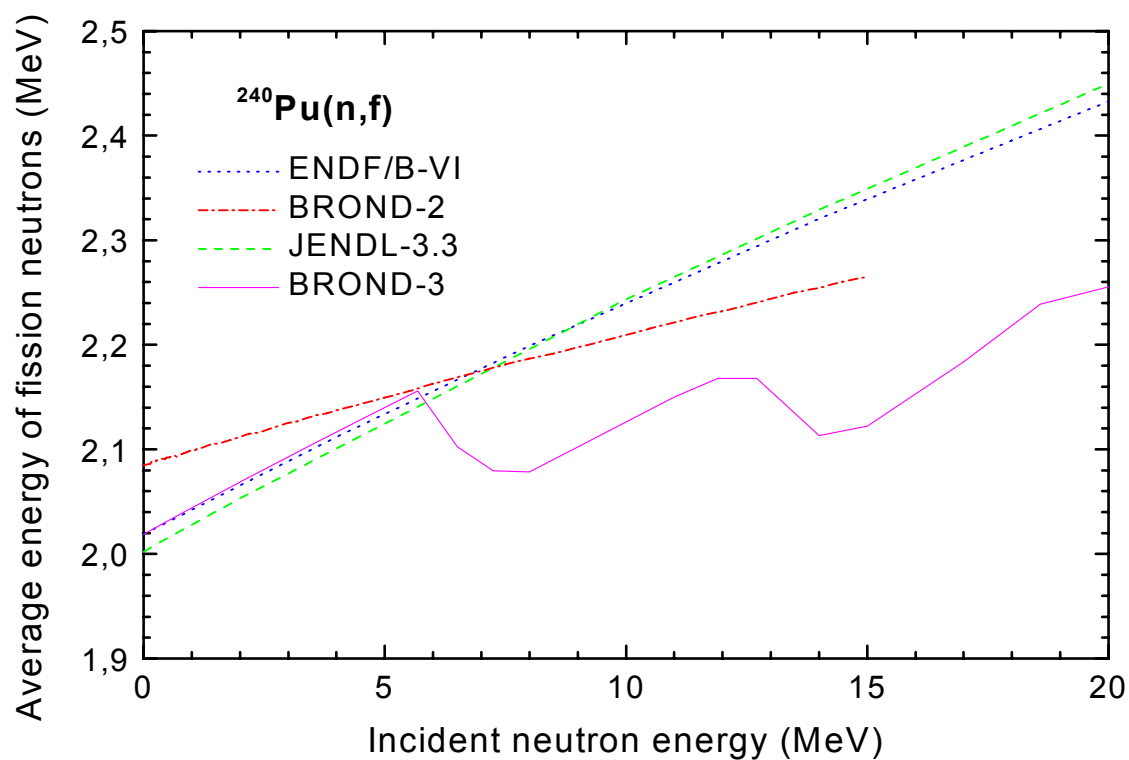


Рис. 18. Оценки средней энергии нейтронов деления в реакции $^{240}\text{Pu}(n,f)$

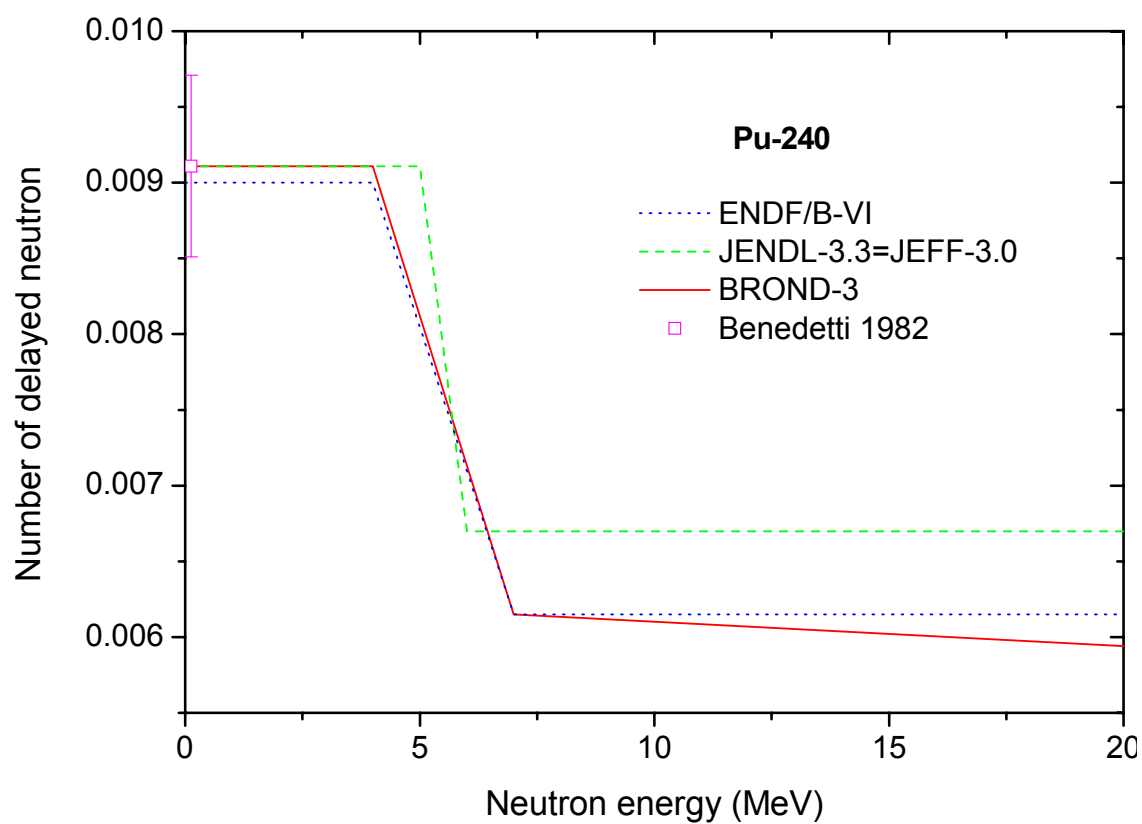


Рис. 19. Оценки числа запаздывающих нейтронов в реакции $^{240}\text{Pu}(n,f)$

4. Образование фотонов (MF=12, 13, 14, 15)

В БРОНД-3 уточнены оценки интегральных выходов и спектров гамма-лучей, сопутствующих процессам радиационного захвата, неупругого рассеяния нейтронов и деления материнского ядра, а также деления изотопов плутония, образующихся после испускания нейтронов. Новая оценка интегральных выходов гамма-лучей не сильно отличается от оценки ENDF/B-VI (рис. 19). Следует отметить, что в файлах JENDL-3.3 не содержится данных по выходам гамма-лучей, а в файле JEFF-3.0 включены только оценки выходов гамма-лучей, сопутствующих реакциям неупругого рассеяния и (n,xn) реакций, но нет данных о гамма-лучах, связанных с делением ядер, которые доминируют в интегральных выходах гамма-лучей.

5. Заключение

5.1. В РОСФОНД предлагается включить оценку, выполненную для библиотеки БРОНД-3.

При включении внесены следующие изменения:

- 1. Максимальная энергия ограничена 20 МэВ.**
- 2. В файл MF=1, MT=455 внесены данные для 8 групп запаздывающих нейтронов из JEFF-3.1.**
- 3. Спектры запаздывающих нейтронов приняты такими же, как для урана-235.**
- 4. Секции MT=5 в MF=3 и MF=6 удалены**
- 5. Секции MT=16, 17, 102 в файле MF=8 удалены**
- 6. В файл MF=8 включены выходы продуктов деления MT=454 and MT459 из JEFF-3.1**

5. 2 Авторы оценки БРОНД-3,

А.В.Игнатюк, Е.В.Гай, В.П.Лунев, Н.Н.Титаренко, Ю.Н.Шубин

94.6.Плутоний-241

1.Общие характеристики

1.1. $Z = 94$ -зарядовое число;

1.2. $A = 241$ (атомный вес);

1.3. $AW = 236.9986$ (отношение массы ядра к массе нейтрона);

1.4. Радиоактивен с периодом полураспада $T_{1/2}=2.411 \cdot 10^4$ лет, доминирует β -распад в америций-235; вероятность α -распада в уран-237 $2.45 \cdot 10^{-3}\%$; вероятность спонтанного деления $2.4 \cdot 10^{-14}\%$.

1.5. Перечень нейтронных реакций, имеющих пороги до 20 МэВ:

MT	Реакция	Q, МэВ	$E_{\text{порог.}}$, МэВ	Ядро-продукт
4	n,n'	-0.004195	0.0042126	Pu-241
16	n,2n			Pu-240
17	n,3n			Pu-239
37	n,4n			Pu-238
18	деление			FP
102	n,g			Pu-242
103	n,p			Np-241
107	n,alfa			U-238

2. Общая характеристика рассматриваемых оцененных данных

В современных библиотеках содержатся следующие оценки нейтронных данных плутония-239:

В **BROND-2** и **FOND-2.2** – оценка Г.В.Анципова, В.А.Коньшина и др., 1979 г.

В **JENDL-3.3** – за основу принята оценка из JENDL-3.2 (1993г.) со следующими изменениями, сделанными Накаждима и Кавано в 2000г.:

пересмотрены сечения деления и захвата и. соответственно – сечение упругого рассеяния;

пересчитаны непрерывные спектры нейтронов неупругого рассеяния, реакций (n,2n) и (n,3n);

пересмотрены спектры запаздывающих нейтронов.

В **JEFF-3.1** – за основу принята та же оценка из JENDL-3.2 с заменой резонансных параметров на более позднюю оценку Derrien & Courcelle (2002г.); запаздывающие нейтроны описываются в универсальном 8-групповом представлении.

В **ENDF/B-VII.b2** – оценка Weston, Wright, Derrien at al., 2003 г. Данные для области разрешенных резонансов – те же, что и в JEFF-3.1.

Первая из перечисленных оценок устарела и далее рассматриваться не будет.

3. Нейтронные сечения в тепловой области и в резонансных областях резонансов.

3.1. Тепловая область и область разрешенных резонансов.

Во всех рассматриваемых оценках область разрешенных резонансов простирается до 300 эВ.

В JENDL-3.3 в этой области заданы параметры 236 s-резонансов; кроме того введено 7 резонансов за пределами этой области – 4 связанных состояния и 3 резонанса при энергиях выше 300 эВ (первый из них – реальный).

В ENDF/B-VII и JEFF-3.1 кроме резонансов, описанных в оценке JENDL-3.3, введен еще один слабый резонанс при энергии 0.15 эВ и соответственно изменены параметры ближайших к нему резонансов.

В таблице 1 сравниваются сечения реакций при энергии 0.0253 эВ, следующие из перечисленных оценок и указанные в заголовочных секциях соответствующих файлов. В той же таблице приводятся результаты оценки этих сечений, полученные в 2005 г. группой экспертов МАГАТЭ, занимавшихся оценкой данных для нейтронных стандартов, в результате совместного анализа совокупности экспериментальных данных для основных топливных материалов, золота, бора-10 и лития-6¹⁷. Наконец, в той же таблице приводятся результаты независимой оценки тепловых сечений, полученные в 2003 г. Л.П.Абагян. В двух последних оценках приводятся и погрешности оцененных данных. В таблице 1 приведены также значения числа вторичных нейтронов деления и величины α и η , полученные из приведенных данных о сечениях и ν . Погрешности этих величин получены с учетом корреляций погрешностей сечений и ν , оцененных группой по стандартам.

Таблица 1. Тепловые константы

Величина	ENDF/B-VIIb2	JENDL-3.3	Стандарт	Л.П.Абагян
σ_f	1012.2	1012.3	1014.0±6.6	1012.3±6.1
σ_c	363	361.5	361.8±5.0	365±5
σ_e	11.3	11.1	12.13±2.6	11.7±10
σ_t	1386.5	1384.9	1387.9±8.5	1389±8
α	0.359	0.357	0.357±0.014	0.361±0.014
ν	2.9453	2.9313	2.9479±0.0054	
η	2.168	2.160	2.173±0.036	

Прежде всего, обращает на себя внимание то, что независимые оценки погрешностей прекрасно согласуются между собой¹⁸. Различия в оцененных данных существенно меньше этих погрешностей, т.е. не существенны.

Весьма важно, конечно, что значения, приводимые в библиотеках оцененных данных, получены из содержащихся в них резонансных параметров. **Поскольку в ENDF/B-VII (и в JEFF-3.1) использована более поздняя, уточненная оценка резонансных параметров, именно эту оценку и целесообразно принять в РОСФОНД.**

Для того, чтобы оценить надежность принятых данных целесообразно рассмотреть статистические свойства параметров разрешенных резонансов. На рис. 1

¹⁷ Частное сообщение В.Г.Проняева.

¹⁸ Кроме погрешности сечения рассеяния, которую Л.П.Абагян сама не оценивала. Приведенная погрешность σ_e получена как корень квадратный из суммы квадратов погрешностей полного сечения, сечений деления и захвата.

показаны нарастающие суммы числа резонансов со спинами $J=2$ и $J=3$. Пунктиром проведены хорды, стягивающие изображенные кривые. Как видно, в обоих случаях кривые почти во всей энергетической области лежат над этими хордами, что указывает на то, что к концу области разрешенных резонансов накопилось заметное количество пропущенных резонансов. Сплошными тонкими линиями проведены касательные к начальным участкам кривых нарастающих сумм. Предполагая, что на этих участках пропуск уровней несущественен, находим, что к концу интервала пропущено менее 5% резонансов с $J=2$ и несколько более 13% резонансов с $J=3$. Этот результат представляется естественным, поскольку нейтронные ширины резонансов с $J=3$ в среднем почти вдвое меньше нейтронных ширин резонансов с $J=2$ и, следовательно, вероятность пропуска этих резонансов должна быть выше. Средние расстояния между резонансами со спинами $J=2$ и $J=3$ составляют по этой оценке 2.7 эВ и 2.0 эВ; их отношение равно 0.74, что близко к обратному отношению величин $(2J+1)$: $5/7=0.714$.

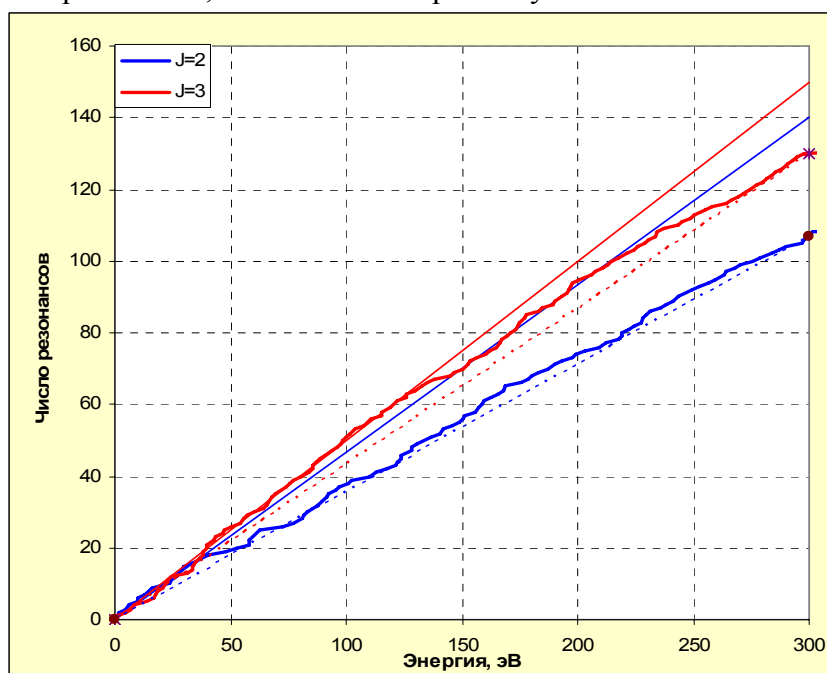


Рис.1. Нарастающие суммы числа разрешенных s-резонансов.

На рис. 2. изображены нарастающие суммы приведенных нейтронных ширин и проведенные через них линии тренда. Как видно, отклонения от этих линий не носят систематического характера (пропуск резонансов с малыми нейтронными ширинами практически не сказывается на этих нарастающих суммах) и по ним можно оценить нейтронные силовые функции. Они оказываются равными $1.55 \cdot 10^{-4}$ для $J=2$ и $0.96 \cdot 10^{-4}$ для $J=3$.

Для оценки средних нейтронных ширин целесообразно рассмотреть их распределения относительно средних значений. Для каждого из рассматриваемых семейства резонансов это распределение есть χ^2 -распределение с одной степенью свободы. Верхние границы 10% квантилей этого распределения лежат при значениях отношения приведенной нейтронной ширины к среднему значению, равных 0.016; 0.064; 0.148; 0.274; 0.455; 0.708; 1.074; 1.642; 2.71; ∞ . На рис. 3 в форме гистограмм приведены распределения приведенных нейтронных ширин по этим квантилям, полученные при различных предположениях о величине средних приведенных нейтронных ширин. Максимальное значение приведенной нейтронной ширины получено в предположении об отсутствии пропуска резонансов. Розовые гистограммы получены в предположении об отсутствии пропуска резонансов.

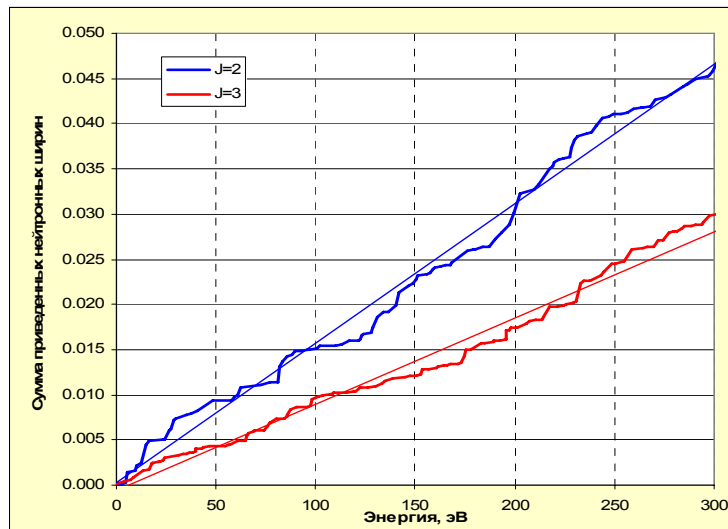


Рис. 2. Нарастающие суммы приведенных нейтронных ширин.

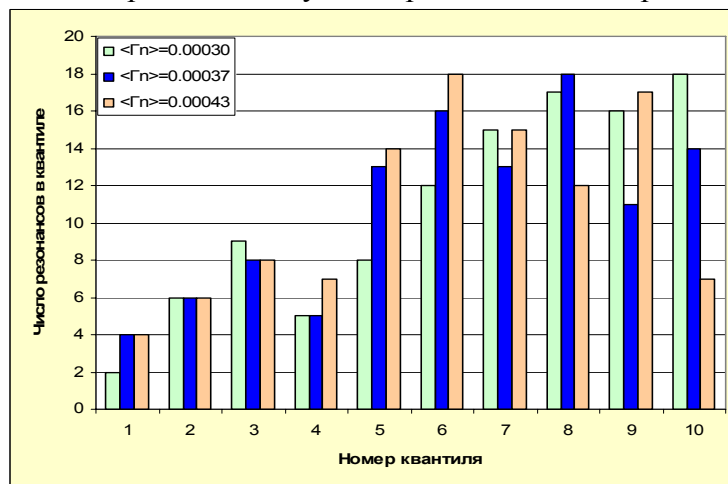


Рис. 3а. Распределения приведенных нейтронных ширин резонансов с $J=2$ при различных предположениях о величине средней приведенной ширины.

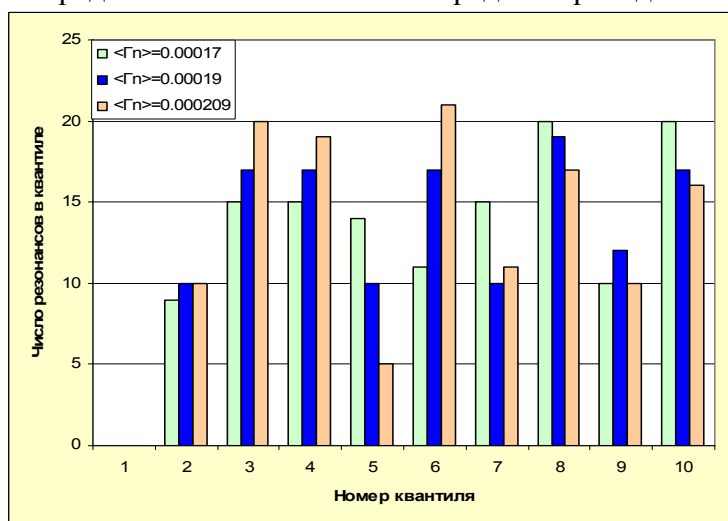


Рис. 3б. Распределения приведенных нейтронных ширин резонансов с $J=3$ при различных предположениях о величине средней приведенной ширины.

Как видно, при этом предположении в квантилях, содержащих самые широкие резонансы их число оказывается ниже среднего, что свидетельствует о том, что принятая средняя ширина завышена в результате пропуска слабых резонансов. Бледно-зеленые гистограммы получены при слишком низкой средней ширине: числа резонансов с большими ширинами оказываются избыточными. Синие гистограммы соответствуют максимально равномерному распределению приведенных нейтронных ширин по квантилям, содержащим наиболее широкие резонансы, вероятность пропуска которых мала.

Оценка пропуска резонансов из рассмотрения распределений приведенных ширин показывает, что число пропущенных резонансов с $J=3$ близко к 13%, что прекрасно согласуется с оценкой пропуска по нарастающей сумме этих резонансов. Однако подбор средней приведенной ширины резонансов с $J=2$ для обеспечения согласия с распределением Портера-Томаса приводит к выводу о пропуске 24% резонансов. Это противоречит оценке, сделанной выше на основе рассмотрения нарастающей суммы. Кроме того, поскольку нейтронные ширины резонансов с $J=2$ в среднем в два с лишним раза превышают нейтронные ширины резонансов с $J=3$, трудно допустить, что вероятность пропуска первых из них больше, чем вторых. Правда, в интервале до 50 эВ, нарастание числа резонансов со спином $J=2$, действительно, происходит в темпе на 24% более высоким, чем при более высоких энергиях (см. рис.4, на котором изображены начальные участки кривых, приведенных на рис.1). Если принять, что штриховая линия, изображенная на рис. 4, соответствует реальной плотности резонансов с $J=2$, то число таких резонансов, пропущенных во всей области разрешенных резонансов, достигнет 24% в полном согласии с выводом о пропуске уровней, следующем из анализа распределения приведенных нейтронных ширин. Однако отношение средних расстояний между уровнями с $J=3$ и $J=2$ станет равным 0.89, что противоречит обычному предположению о пропорциональности плотности уровней $2J+1$. Таким образом, допущение о большом пропуске резонансов с $J=2$ ведет сразу к двум противоречиям.

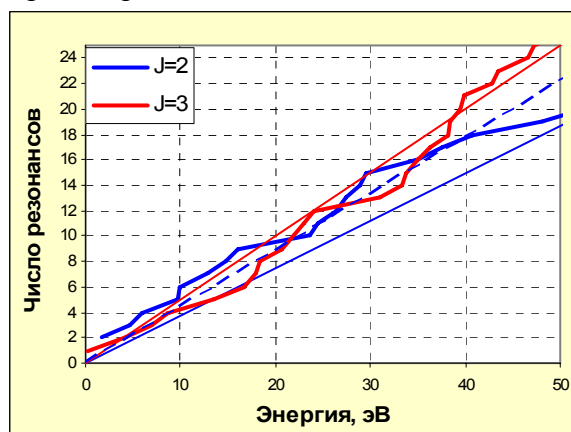


Рис.4. Начальный участок кривых из рис.1

Более естественным объяснением является предположение о погрешностях в установлении спинов резонансов. Если части резонансов со спином 3, лежащих во 2-м и 3-м квантилях распределения ширин (см. рис. 3б) приписать спин равный 2, они попадут в 3-й и 4-й квантили распределения резонансов со спином 2 и существенно сократят долю пропущенных резонансов. Конечно, доля пропущенных резонансов с $J=3$ возрастет, что и естественно, поскольку они обладают, в среднем, меньшими нейтронными ширинами. Поведенное рассмотрение показывает, что вероятный пропуск резонансов в области до 300 эВ составляет порядка 20%. Этот пропуск,

однако, не должен сказаться на величине сечений, рассчитываемых по принятым параметрам, т.к. сами параметры получены из условия описания измеренных сечений. Вклад пропущенных резонансов в сечения деления и захвата должен был при этом компенсироваться соответствующим увеличением делительных и радиационных ширин разрешенных резонансов, соседних с пропущенными. Поэтому отмечая наличие пропуска, мы не считаем необходимым вносить в оцененные данные корректировку на основе статистических соображений (например, путем случайной расстановки фиктивных слабых резонансов взамен пропущенных или учета их в нерезонансной подложке).

3.2. Область неразрешенных резонансов.

В ENDF/B-VIIb2 простирается до порога неупругого рассеяния (принятого в этой оценке равным 40.2 кэВ). Приводятся данные для s- и p-волн. Данные файла MF=2 рекомендуются для расчета всех сечений, а не только для расчета факторов самоэкранировки. Никакой подложки к сечениям в области неразрешенных резонансов в файле MF=3 не задается

В JEFF-3.1 и LENDL-3.3 используется одна и та же оценка средних параметров неразрешенных резонансов, распространяющаяся от 300 эВ до 30 кэВ. Данные приводятся только для s- и p-волн. Данные файла MF=2 рекомендуются для расчета всех сечений, а не только для расчета факторов самоэкранировки. К сечениям деления и захвата (и, разумеется, к полному сечению) в интервале от 15 до 30 кэВ в файле MF=3 задаются подложки. При 30 кэВ подложка к сечению деления превышает 5% от полного сечения деления, а к сечению рассеяния 1% от полного сечения захвата.

На рис. 5 мультигрупповые полные сечения, рассчитанные по оцененным средним резонансным параметрам³, сравниваются с результатами измерений Харви и Сименса (единственным экспериментом по измерению полного сечения в этой области энергий, содержащемся в EXFOR). В той части интервала, где экспериментальное разрешение столь высоко, что это затрудняет сравнение данных, желтой гистограммой приведены экспериментальные данные, усредненные по достаточно широким интервалам.

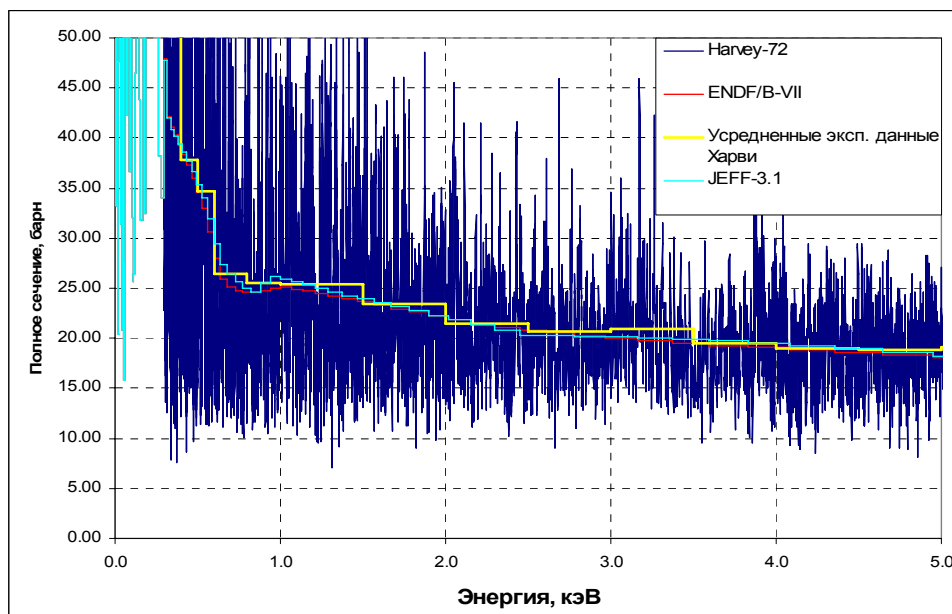


Рис.5а. Полное сечение в области неразрешенных резонансов

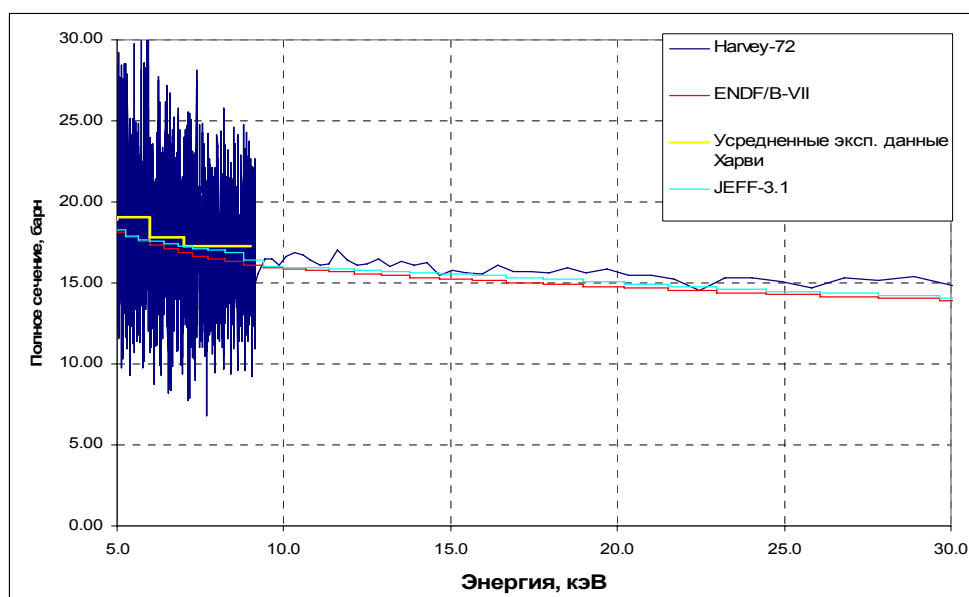


Рис. 5б. Полное сечение в области неразрешенных резонансов

Как видно, выше 5 кэВ оцененные полные сечения идут заметно ниже экспериментальных данных, приведенных в EXFORe. Причина этого расхождения в описании оценки не указывается. Возможно, авторы оценки располагали какими-то дополнительными экспериментальными данными; возможно – имели информацию о необходимости пересмотра экспериментальных данных. Практически наблюдаемое расхождение не очень значимо. Важно как согласуются с экспериментом сечения деления и захвата.

На рис. 6 мультигрупповые сечения деления, рассчитанные по оцененным средним резонансным параметрам¹⁹, сравниваются с экспериментальными данными, усредненными по достаточно широким интервалам.

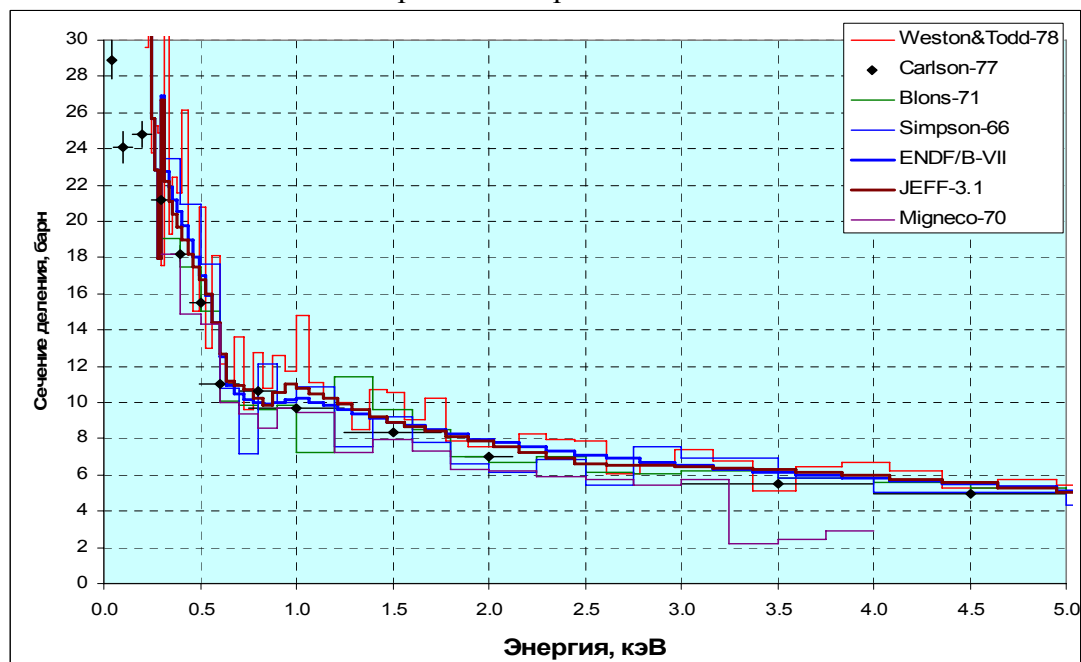


Рис.6а. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

¹⁹ К результатам расчета по параметрам JEFF-3.1, естественно, добавлена нерезонансная подложка из файла 3.

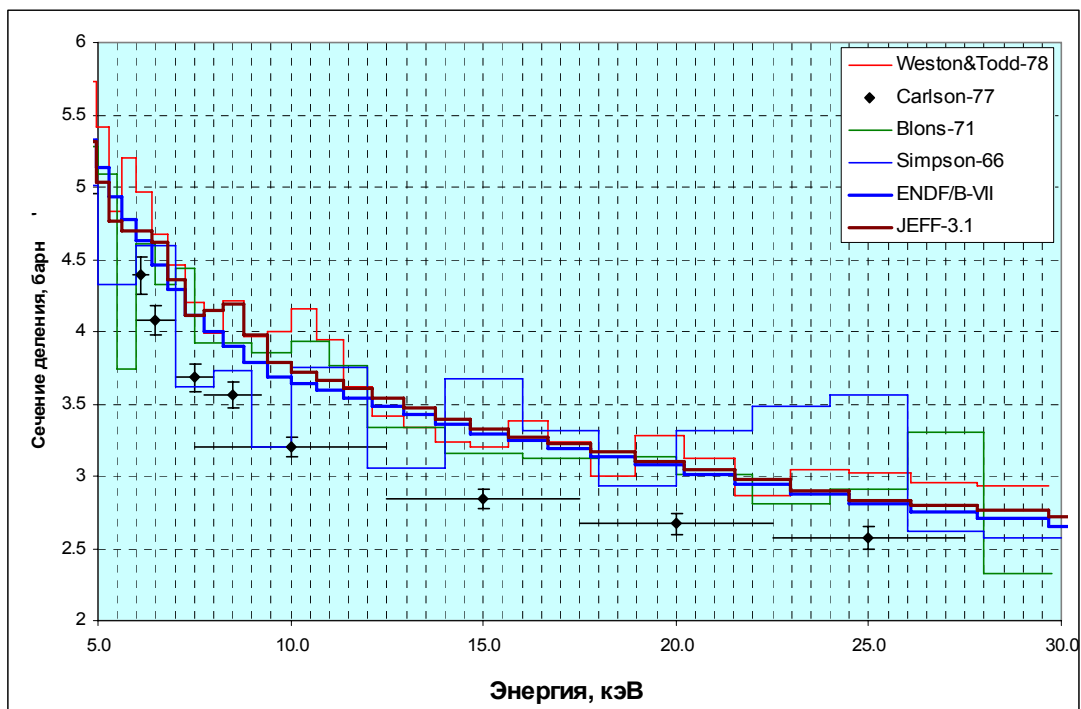


Рис.6б. Сечение деления в области неразрешенных резонансов

Как видно, разброс экспериментальных данных достаточно велик. Лучше других согласуются друг с другом и с оцененными данными результаты измерений Блонса (1971) и Вестона и Тодда (1978). В интервалах, соответствующих мультигрупповому разбиению, были усреднены только данные Вестона и Тодда. На рис. 7 приводятся расхождения этих данных от сечений, рассчитанных по параметрам ENDF/B-VII. Приводятся также и расхождение между оцененными данными. Характер и величины расхождений дают представление о точности оцененного в этой области сечения деления.

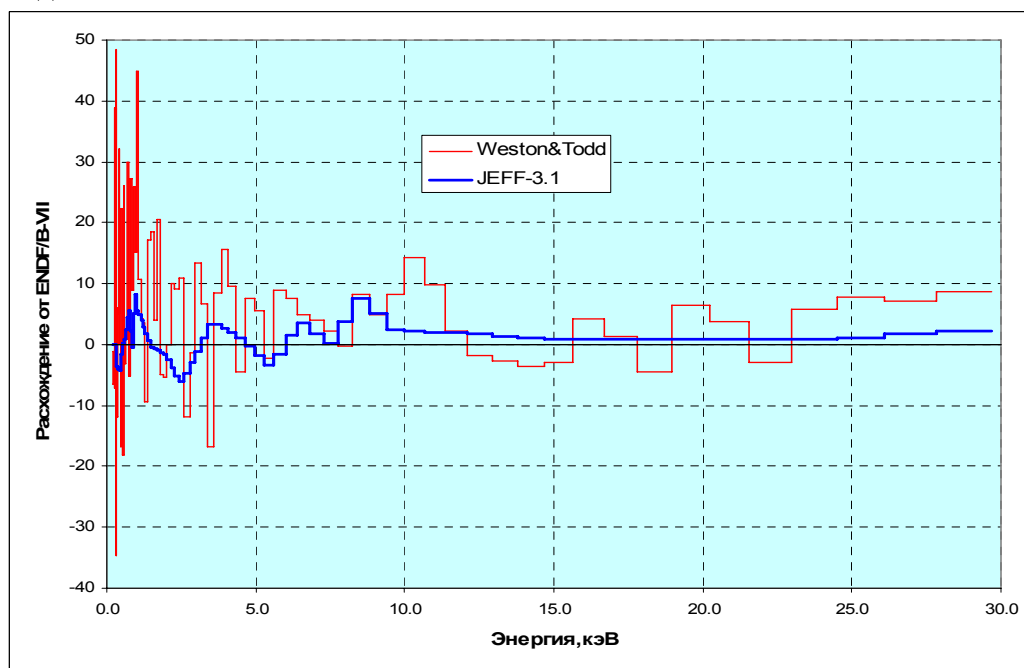


Рис.7. Расхождения в сечениях деления в области неразрешенных резонансов (относительно ENDF/B-VII).

На рис. 8 оцененные сечения захвата сравниваются с результатами единственного в области неразрешенных резонансов эксперимента Вестона и Тодда. На рис. 9 приведены расхождения от оценки ENDF/B-VII, которые дают представление о погрешности оцененных сечений захвата.

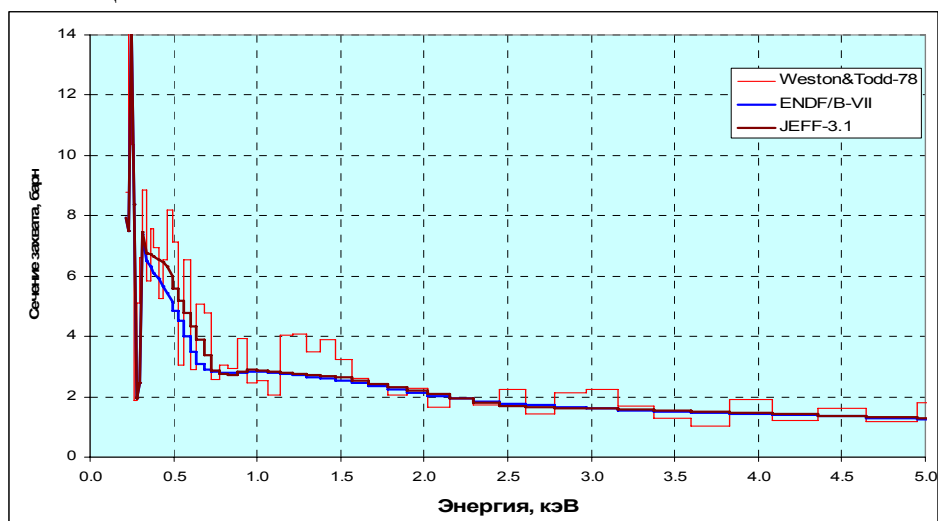


Рис.8а. Сечение захвата в области неразрешенных резонансов.

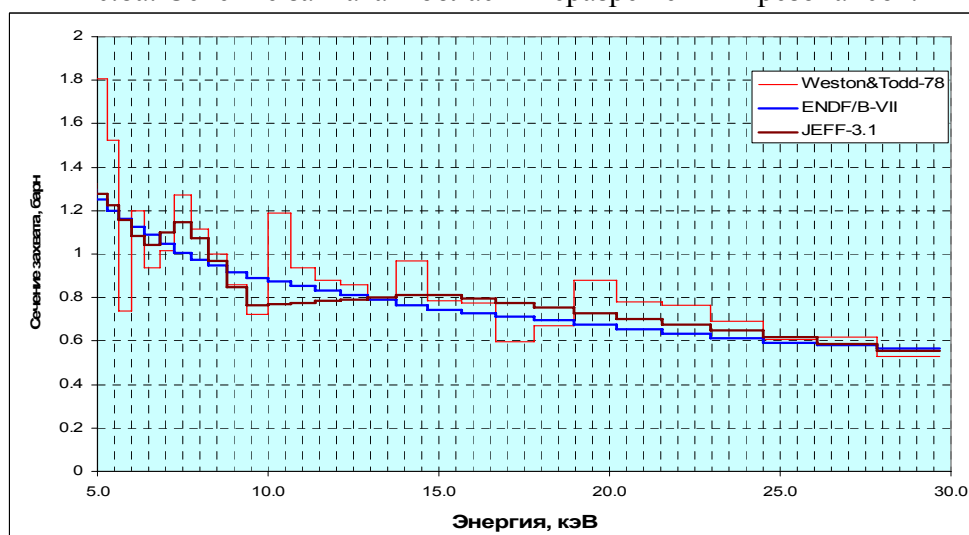


Рис.8б. Сечение захвата в области неразрешенных резонансов.

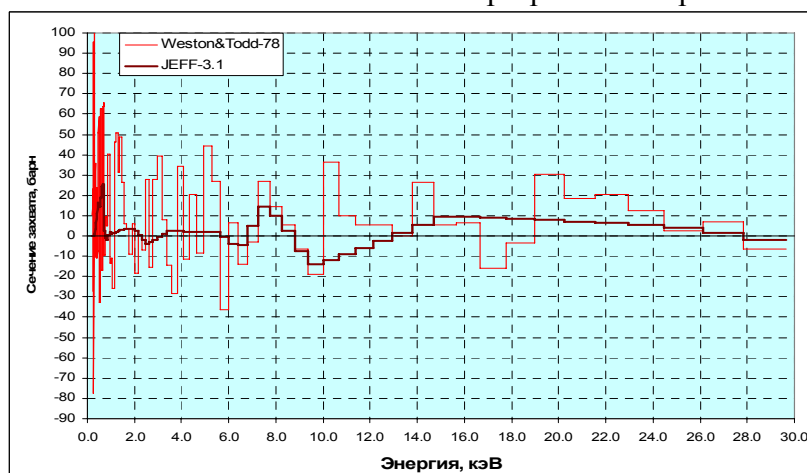


Рис.9. Расхождения в сечениях захвата в области неразрешенных резонансов (относительно ENDF/B-VII).

Проведенное рассмотрение показывает, что введение в JEFF-3.1 нерезонансной подложки в сечения не привело к сколько-нибудь существенному улучшению согласия с экспериментальными данными, положенными в основу оценки. Поэтому из рассмотренных двух оценок **в РОСФОНД рекомендуется принять оценку ENDF/B-VII.**

4. Нейтронные сечения вне резонансной области

4.1 Нейтронные сечения.

4.1.1. Полное сечение

Вне резонансной области экспериментальные данные имеются только по сечению деления. Все остальные сечения рассчитывались на основе оптико-статистических моделей. На рис. 10 сравниваются полные сечения из оценок, принятых в ENDF/B-VII и в JENDL-3.3. Оценки близки друг к другу, хотя в первой из них наблюдаются небольшие нерегулярности, связанные, вероятно, с погрешностями при формировании файла. Заметим, что полное сечение, принятое в БРОНД-2 в точности, со всеми нерегулярностями, совпадает с ENDF/B-VII.

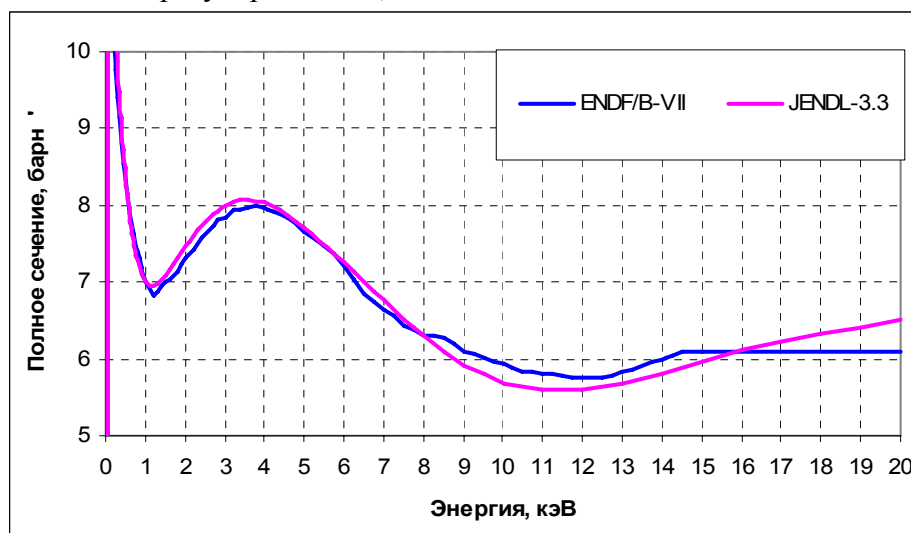


Рис. 10. Полное сечение

4.1.2. Сечение неупругого рассеяния

На рис. 11 сравниваются оцененные данные по сечению неупругого рассеяния. Поведение оцененных сечений существенно различается. Глубокий провал в сечении неупругого рассеяния, имеющий место в оценке ENDF/B-VII, в двух других независимо выполненных оценках не проявляется. Преимуществ у новых оценок перед более ранней оценкой, принятой в БРОНД-2 и в ФОНД-2.2, не просматривается.

4.1.3. Сечения реакций (n,xn)

На рис. 12 сравниваются оцененные данные по сечениям реакций ($n,2n$) и ($n,3n$). В случае JENDL-3.3 приводится также и реакция ($n,4n$). Поведение сечения реакции ($n,2n$) в БРОНД-2.2 представляется ошибочным. В сечении этой реакции, принятом в JENDL-3.3 наблюдается необъяснимый провал при 10 МэВ. Сечение реакции ($n,3n$) чрезмерно высоко. При большом разбросе оценок сечения рассматриваемых реакций, принятые в ENDF/B-VII, представляются наиболее реалистичными. Целесообразно, видимо, учесть и реакцию ($n,4n$), уменьшив ее сечение вдвое по сравнению с оценкой JENDL-3.3 (считая, что сечение этой реакции в этой оценке завышено подобно

сечению реакции $(n,3n)$). Сечение реакции $(n,3n)$ должно быть соответственно сокращено.

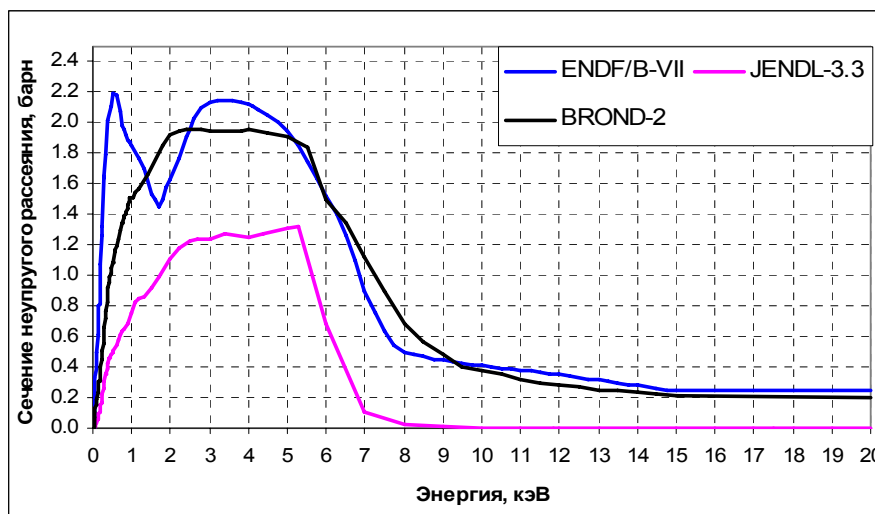


Рис.11. Сечение неупругого рассеяния

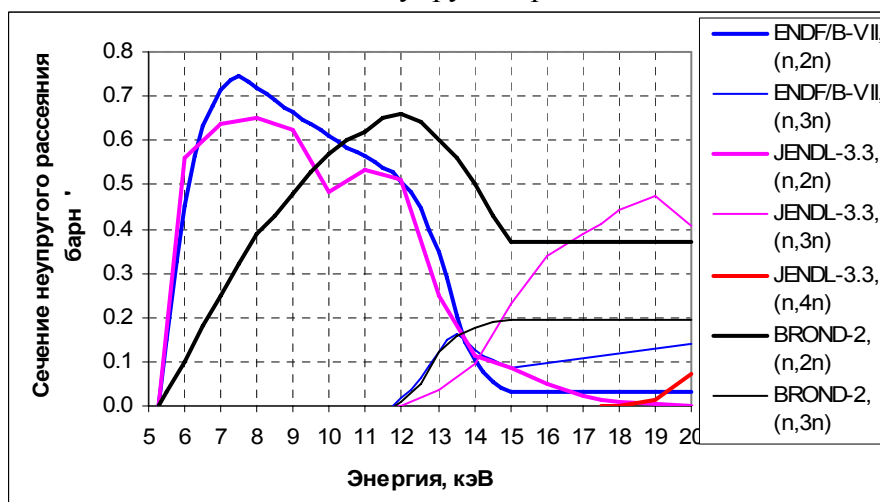


Рис. 12. Сечения реакций (n,xn)

4.1.4. Сечение радиационного захвата.

На рис. 13 сравниваются оценки сечения захвата. Они различаются весьма сильно. Пунктиром приведены оценки сечения захвата для ^{239}Pu . Как видно, наиболее близко по форме к этим оценкам сечение захвата, принятое в БРОНД-2.

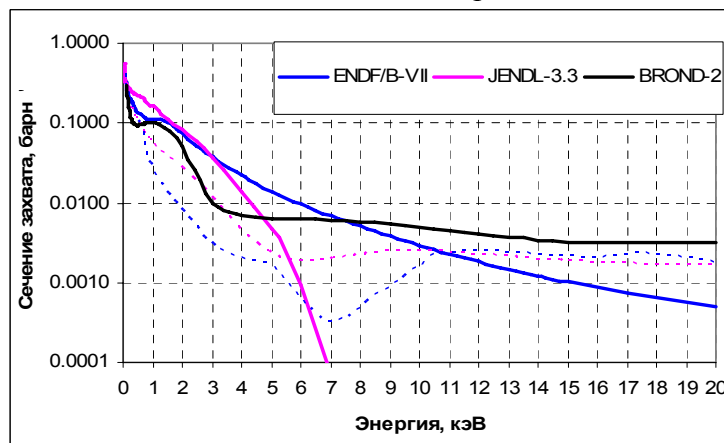


Рис. 13. Сечение захвата. Пунктиром приведены оценки сечения захвата для ^{239}Pu

4.1.5. Сечение деления

На рис. 14 оцененные данные по сечению деления сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Данные White (1967) приводятся в том виде, в каком они даны в базе данных EXFOR, а также перенормированными на современные значения сечения деления урана-235, по отношению к которому проводились измерения. При энергиях ниже 1 МэВ это привело к заметному сближению результатов этого эксперимента с данными жругих авторов. При энергиях выше 2 МэВ, разброс данных велик, а самих данных мало. Сечения, принятые в ENDF/B-VII в этой области представляются заниженными, а в сечениях, принятых в JENDL-3.3, проявляется неоправданная структура.

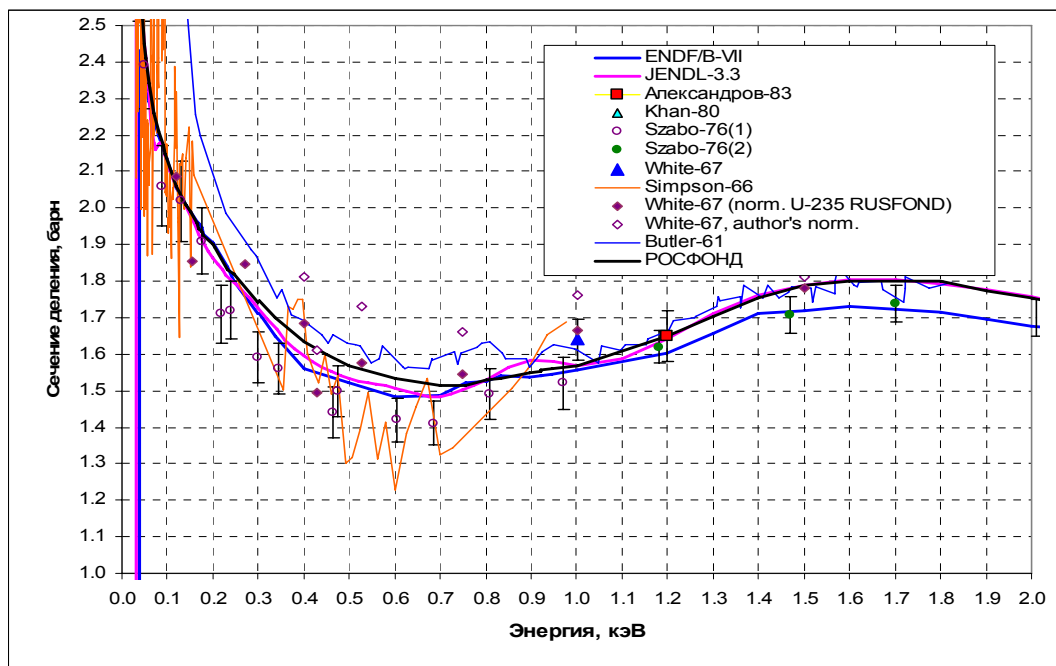


Рис. 14а. Сечение деления

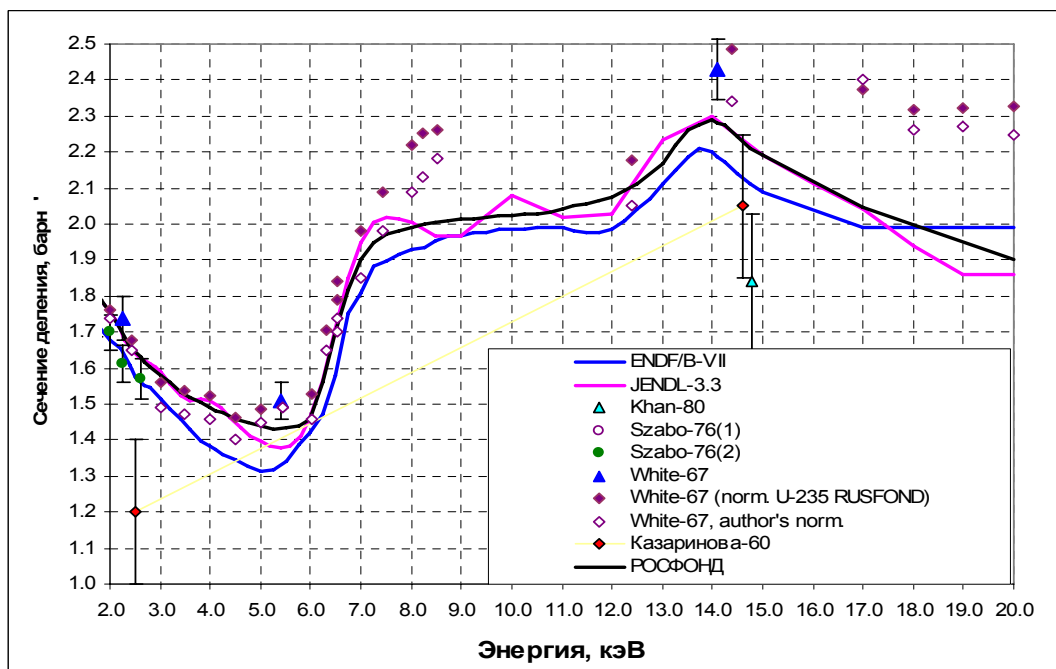


Рис.14б. Сечение деления

При столь больших расхождениях в данных весьма важны результаты интегральных экспериментов. Двумя группами авторов в 1983 г. было измерено среднее сечение деления ^{241}Pu на спектре спонтанного деления ^{252}Cf . В таблице 2 приводятся результаты этих измерений и результаты усреднения оцененных сечений деления по спектру деления калифорния-252.

Таблица 2. Среднее сечение деления на спектре деления ^{252}Cf

Grundl-83	Адамов-83	Среднее	ENDF/B-VII	JENDL-3.3	BROND-2	РОСФОНД
1.616±0.080	1.740±0.054	1.704±0.048	1.599	1.651		

Заметим, что среднеквадратичное отклонение экспериментальных результатов от их среднего, равное 0.048, практически совпадает с погрешностью среднего значения (± 0.045), оцененного исходя из указанных авторами погрешностей результатов измерений. Это повышает надежность оценки погрешности экспериментальных данных.

Данные таблицы 2 показывают, что занижено не только сечение деления, принятое в ENDF/B-VII, но и (в меньшей степени) сечение из JENDL-3.3. Нами проведена плавная кривая, близкая к оценке JENDL-3.3, в которой нет осцилляций, не оправданных экспериментальными данными. Среднее сечение на спектре деления калифорния-252, следующее из этой кривой, совпадает с усредненным экспериментальным результатом в пределах экспериментальной погрешности.

4.1.6. Сечения реакций с вылетом заряженных частиц.

Оцененные данные о сечениях реакций с вылетом заряженных частиц содержатся только в активационных библиотеках. На рис.15. приведены сечения реакций (n,p) и (n, α) из библиотеки EAF-2003. Перелом в сечении реакции (n,p) при 6-7 МэВ, обусловлен, видимо, конкуренцией со стороны реакции (n,2n).

Данные о сечениях этих реакций, разумеется, целиком основаны на теоретических расчетах и не надежностью не отличаются. Тем не менее, эти сечения целесообразно учесть в файле данных РОСФОНД в качестве справочной информации.

4.1.7. Выводы

Проведенное рассмотрение привело к следующим выводам относительно выбора сечений для библиотеки РОСФОНД.

1. Полное сечение вне резонансной области принять в соответствии с оценкой JENDL-3.3.
2. Сечение неупругого рассеяния принять в соответствии с оценкой БРОНД-2.
3. Сечения реакций (n,2n) и (n,3n) принять в соответствии с оценкой ENDF/B-VII. В последнюю внести коррективу для учета конкуренции со стороны реакции (n,4n).
4. Сечение реакции (n,4n) принять вдвое меньшим, чем рекомендуется в JENDL-3.3.
5. Сечение радиационного захвата принять в соответствии с оценкой БРОНД-2.
6. Сечение деления принять в соответствии с настоящей оценкой (черная кривая на рис.14).
7. Сечение упругого рассеяния получить как разность между полным сечением и суммой сечений неупругих взаимодействий.

4.2. Число и спектр нейтронов деления.

В таблице 3 приведены средние значения числа вторичных нейтронов, испускаемых при делении плутония-241, принятые в разных библиотеках, результаты экспериментов, данные которых содержатся в EXFOR, а также оценка этого числа международной группой по стандартам¹. Все измерения выполнялись относительно того или иного стандарта; в таблице приведены данные, в которых для опорных значений ν приняты значения, рекомендованные группой по стандартам.

Таблица 3. Среднее число нейтронов деления тепловыми нейтронами

Boldemann-85 ^{*)}	Jaffey-70 ^{**)}	Colvin-65 ^{***)}	De-Saussure-59 ^{***)}	Sanders-56 ^{***)}	СТАНДАРТ
2.9332±0.0072	2.888±0.015	2.910±0.015	3.151±0.049	3.00±0.13	2.9479±0.0054
ENDF/B-VII	JENDL-3.	BROND-2	РОСФОНД		
2.9453	2.9313	2.9370	2.948		

^{*)} Измерено относительно ν Cf-252.

^{**)} Измерено относительно ν U-235, Pu-239 и U-233 и усреднено.

^{***)} Измерено относительно ν U-235

Как видно, все экспериментальные данные согласуются с оценкой, выполненной группой по стандартам в пределах своих погрешностей. Погрешность оценки, выполненной этой группой, разумеется, меньше любого из экспериментальных результатов, поскольку оценка проводилась путем совместного анализа всех данных (кроме данных по ν , учитывались также данные по η и т.д.). Из данных, принятых в библиотеках, ближе всего к оценке группы по стандартам значение ν из ENDF/B-VII. В РОСФОНД, естественно, целесообразно принять значение, рекомендованное группой по стандартам.

Энергетические зависимости $\nu(E)$, принятые в разных библиотеках, сравниваются на рис.15.

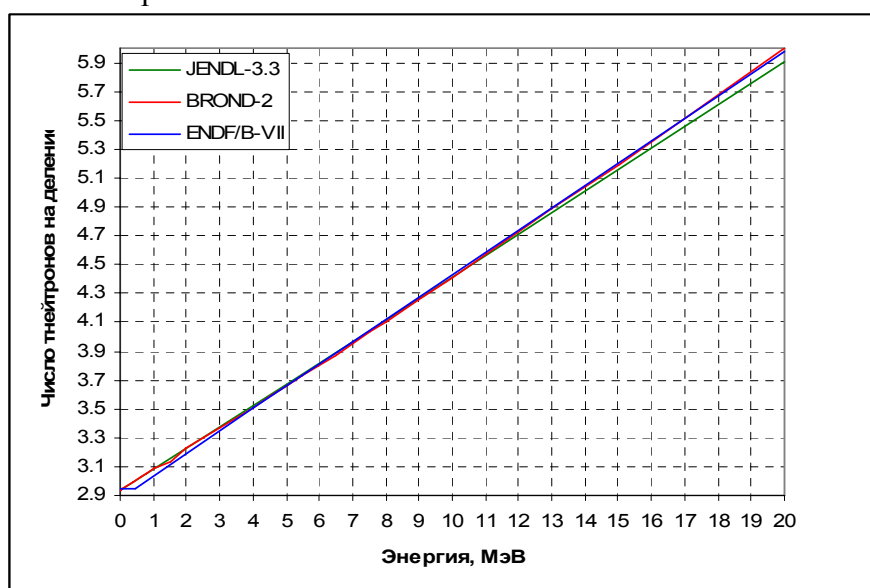


Рис. 15. Энергетические зависимости ν .

Отличия невелики. **В РОСФОНД принимается энергетическая зависимость из JENDL-3.3, являющаяся наиболее простой.** В БРОНД-2 энергетическая зависимость описывается в неоправданно большом числе точек. Экспериментальных оснований для принятия постоянного значения ν при низких энергиях, как это сделано в ENDF/B-VII, не имеется.

Что касается возможной резонансной структуры величины ν , то результаты измерений Гвина и др. (1984 г.), приведенные на рис.16, согласуясь в пределах погрешностей с оценкой группы по стандартам (показана красной линией), отклоняются от нее лишь немногим более, чем на одно стандартное отклонение и эти отклонения не коррелируют с резонансной структурой сечения деления (положение первого резонанса и его полуширина показаны синими линиями). Таким образом учитывать энергетические особенности в поведении ν в тепловой области нет оснований.

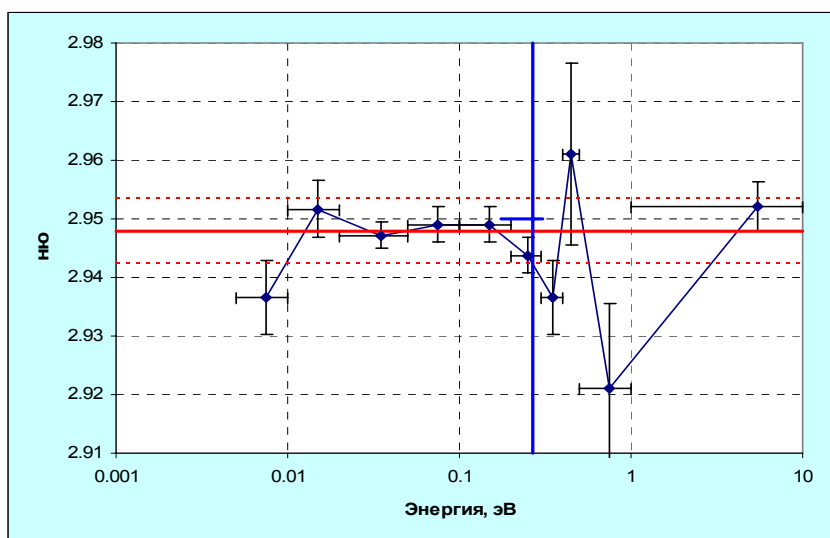


Рис.16. Энергетическое поведение ν при низких энергиях.

Что касается спектра нейтронов деления, то во всех рассматриваемых оценках он описывается простой Максвелловской формой

$$\chi(E \rightarrow E') = \text{Const} * \sqrt{E'} \exp[-E' / \theta(E)].$$

На рис. 17 приводятся оцененные зависимости температуры θ от энергии нейтронов, вызывающих деления. Ясно, что неопределенность в оценке этого параметра весьма велика. **В РОСФОНД рекомендуется принять оценку JENDL-3.3 (принятую, как отмечалось и в JEFF-3.1)**

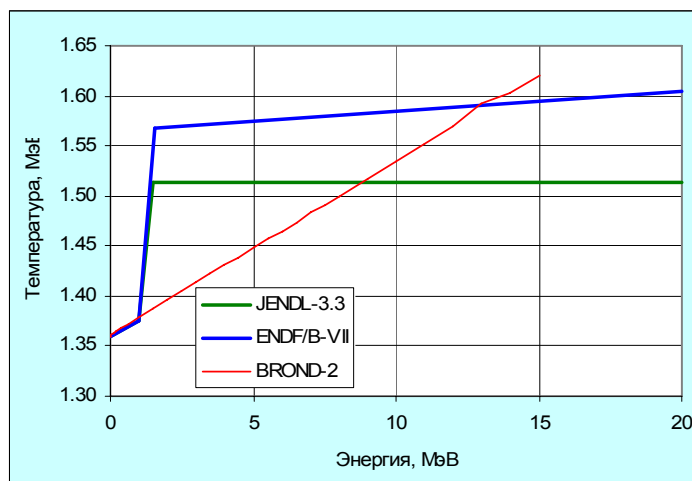


Рис.17. Температура нейтронов спектра деления.

4.3. Запаздывающие нейтроны.

Различия в оценке числа запаздывающих нейтронов, испускаемых при делении ^{241}Pu тепловыми нейтронами, невелики: в JEFF-3.1 и JENDL-3.3 принимается $\nu_d = 0.0160$; в ENDF/B-VII - $\nu_d = 0.0162$. Эти значения считаются неизменными вплоть до 5 МэВ (в JEFF-3.1) или 4 МэВ (в ENDF/B-VII), а затем спадают линейно с энергией к 7 МэВ до 0.00911 (в JEFF-3.1) или до 0.0084 (в ENDF/B-VII). Эти значения сохраняются вплоть до 20 МэВ.

В JEFF-3.1 запаздывающие нейтроны описываются в 8-групповом представлении, принятом и в РОСФОНДе. Это послужило стимулом для выбора данных именно этой библиотеки и для ν_d . Доли каждой из 8 групп запаздывающих нейтронов в оценке JEFF-3.1 считаются не зависящими от энергии. Так принято и в РОСФОНДе. В ENDF/B-VII и JENDL-3.3, где принято традиционное 6-групповое представление, доли групп также не зависят от энергии. Что касается спектров групп запаздывающих нейтронов, то они не зависят от делящегося ядра и приняты такими же, как для урана-235.

4.4. Энерго-угловые распределения вторичных нейтронов.

4.4.1. Анизотропия упругого рассеяния.

Поскольку прямых экспериментальных данных нет во всех библиотеках включены данные, полученные в результате расчетов по оптической модели. **В РОСФОНДе решено включить данные об анизотропии упругого рассеяния из JENDL-3.3, поскольку полное сечение, также рассчитанное по оптической модели, взято из этой библиотеки. Матрица перевода коэффициентов Лежандра из системы центра инерции в систему центра масс удаляется.**

4.4.2. Энерго-угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов.

Как отмечено в разделе 4.1, сечение неупругого рассеяния в РОСФОНДе принято таким, как в БРОНД-2. Естественным принять из этой библиотеки и все составляющие этого сечения — сечения возбуждения дискретных уровней плутония-241 и сечение возбуждения непрерывного спектра уровней, если это решение не наталкивается на какие-либо противоречия или не страдает какими-либо недостатками. С этой целью было проведено сравнение схемы уровней ^{241}Pu , содержащейся в ENSDF, с уровнями, возбуждаемыми при неупругом рассеянии, согласно имеющимся оценкам.

В ENSDF приводятся энергии 53 уровней, с энергиями до 1009 кэВ включительно. В оценке БРОНД-2 учитывается возбуждение 25 из этих уровней, причем последний из этих уровней имеет энергию 1009 кэВ. До 200 кэВ учтено возбуждение всех известных уровней. От 200 до 500 кэВ учтено возбуждение 10 из 15 известных уровней (пропущены уровни с неточно установленными спинами и четностями). Возбуждение континуума начинается с 1010 кэВ.

В ENDF/B-VII учитывается возбуждение 15 уровней, последний из которых имеет энергию 941 кэВ. Возбуждение континуума начинается с 1195 кэВ. Таким образом, не учтено возбуждение большинства известных уровней.

В JEFF-3.1 (как и в JENDL-3.3) учтено возбуждение 11 уровней, последний из которых лежит при 445 кэВ, т.е. не учтено возбуждение большего числа уровней, чем в БРОНД-2. Возбуждение континуума начинается с 490 кэВ.

Из проведенного рассмотрения следует, что **в БРОНД спектр неупруго рассеянных нейтронов описывается более детально и в лучшем соответствии с имеющейся информацией о структуре ^{241}Pu , чем в других оценках. Эти данные и принимаются в РОСФОНД.**

Что касается угловых распределений неупруго рассеянных нейтронов, то в БРОНД-2 анизотропия рассеяния описывается только для 1-го уровня, а угловые распределения всех остальных приняты изотропными. В ENDF/B-VII все угловые распределения неупруго рассеянных нейтронов приняты изотропными. В JEFF-3.1 анизотропия описана для всех дискретных уровней. Для второго и третьего уровня, по энергии совпадающих с соответствующими уровнями в БРОНД-2, эта анизотропия включена и в файл РОСФОНДа.

Спектр нейтронов, неупруго рассеянных с возбуждением континуума уровней в также принят в соответствии с оценкой БРОНД-2 (точнее – ФОНД-2.2, где, как отмечалось используется та же оценка, но где область энергий расширена с 15 МэВ до 20 МэВ и исправлен ряд форматных ошибок, в частности, в секции, описывающей спектры нейтронов, неупруго рассеянных с возбуждением континуума уровней ядра-мишени).

4.4.3. Энерго-угловые распределения нейтронов реакций (n,xn).

Угловые распределения нейтронов этих реакций во всех оценках приняты изотропными; естественно, они приняты такими же и в РОСФОНДе. Что касается спектров этих нейтронов, то они приняты такими же, как в тех библиотеках, из которых приняты сечения этих реакций: для **реакций (n,2n) и (n,3n) – из ENDF/B-VII; для реакции (n,4n) – из JEFF-3.1.**

5. Образование фотонов в нейтронных реакциях.

Данные об образовании фотонов в нейтронных реакциях представлены в двух библиотеках – ENDF/B-VII и БРОНД-2. В последней из них данные представлены отдельно для неупругого рассеяния, реакций (n,2n), (n,3n), для деления и радиационного захвата. В ENDF/B-VII выделено образование фотонов при делении и радиационном захвате, а образование фотонов во всех остальных реакциях рассматривается совокупно. Первый способ описания, является, очевидно, предпочтительным. **В РОСФОНД принимаются данные БРОНД-2.**

6. Ковариации погрешностей нейтронных данных.

В библиотеке JENDL-3.3 содержатся данные о ковариациях погрешностей сечений нейтронных реакций –полном, упругого рассеяния, деления, реакций (n,2n), (n,3n), (n,4n), неупругого рассеяния в целом и неупругого рассеяния с возбуждением отдельных дискретных уровней и континуума уровней; приводятся также ковариации погрешностей числа мгновенных и запаздывающих нейтронов деления и полного числа нейтронов деления; даны ковариации погрешностей резонансных параметров, а также данных об угловых распределениях упруго рассеянных нейтронов.

В библиотеке ENDF/B-VII приводятся данные о ковариациях погрешностей числа вторичных нейтронов деления.

В остальных библиотеках (включая JEFF-3.1, в которой приняты оцененных данные из JENDL-3.3) данных о ковариациях не содержится. Не включаются они и в РОСФОНД, поскольку для проведения серьезной экспертизы качества данных о ковариациях в рамках настоящей работы нет ни времени, ни сил.

7. Заключение

Файл нейтронных данных для ^{241}Pu для библиотеки РОСФОНД на основании проведенного рассмотрения должен быть скомпилирован из данных разных библиотек следующим образом.

1. Описание сечений в областях разрешенных и неразрешенных резонансов – из ENDF/B-VII.
2. Полное сечение – в соответствии с JENDL-3.3.
3. Полное сечение неупругого рассеяния, а также сечения возбуждения дискретных уровней и континуума уровней – из ФОНД-2.2 (=БРОНД-2 с устранением ряда погрешностей).
4. Сечения реакций (n,2n) и (n,3n) – из ENDF/B-VII. Из последней вычесть вклад реакции (n,4n).
5. Сечение реакции (n,4n) взять из JENDL-3.3, сократив его вдвое.
6. Сечение радиационного захвата взять из ФОНД-2.2.
7. Сечение деления принять в соответствии с настоящей оценкой.
8. Сечения реакций (n,p) и (n, α) принять в соответствии с EAF-2003.
9. Сечение упругого рассеяния получить из условия баланса.
10. Энергетическую зависимость полного числа нейтронов деления принять такой же, как в JENDL-3.3, перенормировав ее на значение ν при тепловой энергии, равное, в соответствии с рекомендацией международной группы по стандартам, 2.948.
11. Энергетическую зависимость числа запаздывающих нейтронов деления принять в соответствии с данными JEFF-3.1. Значения постоянных распада 8 групп запаздывающих нейтронов (не зависящих от делящегося ядра) принять из того же источника.
12. Энергетическую зависимость числа мгновенных нейтронов деления получить как разность между полным числом нейтронов деления и числом запаздывающих нейтронов.
13. Составляющие энерговыделения при делении принять такими же, как в ENDF/B-VII.
14. Угловые распределения упруго рассеянных нейтронов принять такими же, как в ENDF/B-VII.

15. Угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянных с возбуждением первого уровня ^{241}Pu , принять такими же, как в БРОНД-2.
16. Угловые распределения нейтронов, неупруго рассеянных с возбуждением второго и третьего уровней ^{241}Pu , принять такими же, как в JENDL-3.3.
17. Угловые распределения вторичных нейтронов, испускаемых во всех остальных реакциях, принять изотропными в системе центра инерции.
18. Энергетические распределения нейтронов реакций $(n,2n)$ и $(n,3n)$ принять такими же, как в ENDF/B-VII.
19. Энергетические распределения нейтронов реакции $(n,4n)$ принять таким же, как в JENDL-3.3.
20. Спектр нейтронов деления принять таким же, как в JENDL-3.3.
21. Спектр нейтронов, испытавших неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней ядра-мишени, принят таким, как в ФОНД-2.
22. Доли групп запаздывающих нейтронов принять такими же, как в JEFF-3.1, а спектры нейтронов этих групп – универсальными (как для ^{235}U в библиотеке РОСФОНД).
23. Данные об образовании фотонов в нейтронных реакциях принять такими же, как в ФОНД-2.2²⁰.
24. Включить файл MF=8 с секциями MT=454 и MT=459 из ENDF/B-VI.

Автор отбора данных – Николаев М.Н.

94.7.Плутоний-242

Радиоактивен. ($T^{1/2}=3.750 \cdot 10^5$ лет). Испытывает альфа-распад в уран-238. Вероятность спонтанного деления : $5.54 \cdot 10^{-4}\%$.

Оценки нейтронных данных плутония-239 в современных библиотеках:

В ФОНД-2.2 – оценка Коньщина, Суховицкого и Анципова, 1980.

В ENDF/B-VII – оценка Mann, Benjamin, Madland, Howerton, 1978.

В JENDL-3.3 – оценка T.Murato, T.Kawano, 2000

В JEFF-3.1 – оценка A. Ventura, S. Masetti. A. Trkov, 1998.

Заключение

В РОСФОНД целесообразно включить недавнюю оценку T.Murato, T.Kawano, 2000 из JENDL-3.3 **со следующими коррективами:**

1. Принять оценку запаздывающих нейтронов из JEFF-3.1

2. Спектры 8 групп запаздывающих нейтронов принять такими же, как для урана-235.

3. Включить данные о выходах продуктов деления из JEFF-3.1

4. Включить данные об образовании фотонов из JEFF-3.1/

Автор рекомендации

Николаев М.Н.

²⁰ Это значит, что испусканием фотонов в реакции $(n,4n)$ пренебрегается, что вполне оправдано вблизи порога этой реакции. Пренебрегается и испусканием фотонов в реакциях с вылетом заряженных частиц.

94.8.Плутоний-243

Радиоактивен. ($T^{1/2}=4.956$ ч). Испытывает бета-распад в америций-243. Вероятность спонтанного деления : 0.0251%.

Оценки нейтронных данных плутония-239 в современных библиотеках:

В ФОНД-2.2 , ENDF/B-VII и JEFF-3.1 –компиляция Kinsey (Benjamin, Smirenkin, Konjin et al) 1976

В JENDL и EAF– данных нет

Заключение

В РОСФОНД целесообразно сохранить оценки из ФОНД-2.2.

Включить данные о выходе и спектрах запаздывающих нейтронов, приняв их такими же, как для плутония-241.

94.9.Плутоний-244

Радиоактивен. ($T^{1/2}=8.00 \cdot 10^7$ лет). Испытывает альфа-распад в уран-240 (а затем в нептуний-240 и плутоний-240). Вероятность спонтанного деления : 0.125%.

Оценки нейтронных данных плутония-239 в современных библиотеках:

В ФОНД-2.2 –оценка Коньшина, Суховицкого и Анципова, 1980.

В ENDF/B-VII и JEFF-3.1 – оценка Mann, Shenter, Benjamin, McCrosson, 1978.

В JENDL-3.3 – оценка T.Nakagawa, V.Konjshin, 1995

Заклучение

В РОСФОНД целесообразно включить недавнюю оценку T.Nakagawa, V.Konjshin, 1995 из JENDL-3.3. Включить данные о выходе и спектрах запаздывающих нейтронов, приняв их такими же, как для плутония-242. Соответственно откорректировать выходы мгновенных нейтронов.

Автор рекомендации

Николаев М.Н.

94.10.Плутоний-246

Радиоактивен. ($T^{1/2}=10.85$ д). Испытывает бета-распад в изомер америция-246, а затем – в кюрий-246.

В современных библиотеках данные для этого изотопа содержатся только в JENDL-3.3 (оценка T.Nakagawa, 1995)

Заклучение

В РОСФОНД целесообразно включить единственную оценку T.Nakagawa 1995 из JENDL-3.3. Включить данные о выходе и спектрах запаздывающих нейтронов, приняв их такими же, как для плутония-242.

Содержание файла РОСФОНД для 94-Pu-246

MF = 1 Общая и специальная информация о нуклиде

MT = 451 заголовочная секция

MT = 452 полное среднее число нейтронов деления

MT = 455 запаздывающие нейтроны деления

MT = 456 среднее число мгновенных нейтронов деления

MF = 2 Резонансные параметры

MT = 151 секция резонансных параметров

MF = 3 Нейтронные сечения

MT = 1 полное сечение

MT = 2 упругое рассеяние

MT = 4 суммарное сечение неупругого рассеяния

MT = 16 реакция (n,2n) 94-Pu-245

MT = 17 реакция (n,3n) 94-Pu-244

MT = 18 все процессы деления

MT = 51 - 52 неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней

MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней

MT = 102 радиационный захват: реакция (n,gamma) 94-Pu-247

MF = 4 Угловые распределения вторичных нейтронов

MT = 2 упругое рассеяние

MT = 16 реакция (n,2n) 94-Pu-245

MT = 17 реакция (n,3n) 94-Pu-244

MT = 18 все процессы деления

MT = 51 - 52 неупругое рассеяние с возбуждением дискретных уровней

MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней

MF = 5 Энергетические распределения вторичных нейтронов

MT = 16 реакция (n,2n) 94-Pu-245

MT = 17 реакция (n,3n) 94-Pu-244

MT = 18 все процессы деления

MT = 91 неупругое рассеяние с возбуждением континуума уровней