

К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНОЙ САМОЭКРАНИРОВКЕ СЕЧЕНИЙ ЗАХВАТА И ДЕЛЕНИЯ УРАНА-235

О.Н. Павлова*, В.А. Дулин**

**Обнинский государственный технический университет атомной энергетики,
г. Обнинск*

***ГНЦ РФ-Физико-энергетический институт им. А.И. Лейпунского, г. Обнинск*



В экспериментах на быстрой критической сборке со смягченным спектром БФС-79-5 была обнаружена необычная зависимость реактивности вносимых образцов урана-235 с обогащением 90% – при малых размерах их реактивность становилась отрицательной. Анализ этой зависимости показал, что расчетное описание эксперимента удается достигнуть с помощью констант БНАБ-93 при следующих условиях:

- факторы резонансной самоэкранировки радиационного захвата должны быть значительно меньше при малых значениях сечения разбавления σ_0 ;
- групповые сечения захвата нейтронов в резонансной области энергий должны быть заметно больше, в соответствии с последними микроскопическими экспериментами.

ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

При проведении экспериментов по возмущению критичности, путем внесения образцов различных размеров в критическую конфигурацию из высокообогащенного урана и диоксида кремния на Большом физическом стенде (сборка БФС-79-5) были получены данные, которые резко отличались от результатов расчетов, получаемых с помощью обоснованной к тому времени расчетной модели. Весь предыдущий опыт хорошего совпадения результатов экспериментов и расчетов с использованием этой модели [1-3] говорит о том, что, в принципе, неправильное описание экспериментальных зависимостей возможно связано не с недостатками модели как таковыми, а с неточностью ядерных данных для ^{235}U в резонансной области.

Оказалось, что реактивность, вносимая образцами ^{235}U с обогащением ~90% и толщинами, лежащими в диапазоне 0.31-0.62 мм, становится отрицательной (см. рис. 1). С увеличением же толщины образца до 1.24-5 мм реактивность становилась стандартной (положительной).

Конечно, в первую очередь, эффект отрицательной реактивности тонких образцов связан с необычным составом и конфигурацией активной зоны. Она состояла из вертикально расположенной матрицы алюминиевых труб внешним диаметром 50 мм и толщиной стенок 1 мм, установленных в гексагональной решетке с шагом 51 мм (обычная конфигурация стенда БФС).

В трубы были помещены таблетки металлического урана с обогащением 90.1%, внешним диаметром 46 мм и толщиной 5 мм (весом 148 г), в алюминиевой оболочке

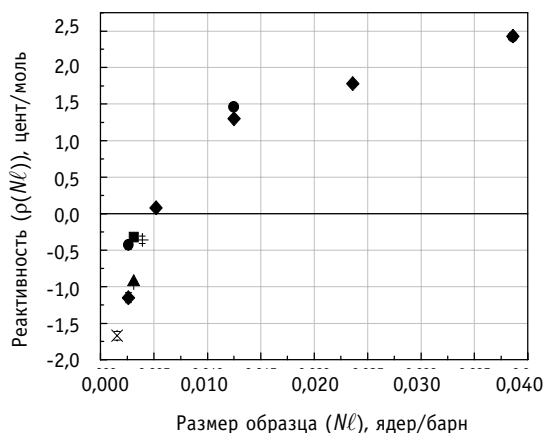


Рис. 1. Экспериментальные значения реактивности образцов урана: ● диск U ($\epsilon^5 = 89.7\%$) против SiO_2 ; ⊗ диск U ($\epsilon^5 = 89.7\%$) против U; ■ цилиндр U ($\epsilon^5 = 88.6\%$) против SiO_2 ; ⊙ цилиндр U ($\epsilon^5 = 88.6\%$) против U; ⊗ диск UO_2 ($\epsilon^5 = 36.7\%$) против SiO_2 ; ⊘ диск U ($\epsilon^5 = 90.1\%$) против SiO_2

ка толщиной 5 мм, именно такие таблетки входили в состав элементарной ячейки.

Описываемый эффект оказался столь необычным, что в многократных экспериментах была проведена тщательная проверка с использованием таблеток не только металлического урана, но и образцов двуокиси урана с близким обогащением. Обнаруженный эффект не может вызывать сомнения.

РАСЧЕТЫ ЯЧЕЙКИ

Была написана программа расчета слоевых потоков и ценностей в интегрально-транспортном приближении. В целом, за некоторым отличием, она основана на модели использованной при создании программы HETERA_M [4, 8], и других программ, например, японской программы SLAROM [10]. Отличие состояло в переопределении сечений упругого замедления посредством введения коэффициентов $BJ_{\text{гет}}$ после получения гетерогенных потоков и последующей итерационной процедуре. Результат расчета таких гетерогенных групповых потоков и ценностей хорошо совпал с расчетом $\Phi_{\text{гет}}^{\text{М.К.}}$ и $\Phi_{\text{гет}}^{+\text{М.К.}}$ методом Монте-Карло в области энергий выше 1 эВ (см. рис. 2 а).

Здесь следует вернуться к описанию эксперимента и уточнить состав элементарной ячейки. Наличие каждого третьего стержня без таблеток урана учитывалось добавлением к семи таблеткам SiO_2 , входящим в состав элементарной ячейки, еще четырех, чтобы в среднем в ячейке на одну таблетку урана приходилось 11 таблеток SiO_2 (11 слоев). Но поскольку измерения проводились в полости, образованной удалением трубы с ураном, то дискообразные образцы оказывались в окружении трех стержней с ураном и трех без урана. Исходя из этой геометрии, также был произведен расчет ячейки с 14 таблетками SiO_2 (14 слоев).

При проведении расчетов было установлено, что максимум захвата нейтронов ядрами ^{235}U при спектре сборки БФС-79-5 приходится на интервал энергий 5-500 эВ. Кстати, эта область энергий играет сравнительно небольшую роль как в реакторах на быстрых, так и на тепловых нейтронах, и поэтому ранее не подвергалась серьезной проверке в макроскопических экспериментах.

толщиной 0.3 мм и таблетки SiO_2 толщиной 20 мм. На две таких «топливных» трубы приходится одна труба, заполненная целиком таблетками SiO_2 .

На рис. 1 приведены результаты измерений коэффициентов реактивности образцов, нормированные на единицу. Образцами служили либо полые цилиндры урана с внешним диаметром 6 мм и толщиной стенок 0.2 мм, помещавшиеся в межтрубные зазоры регулярной решетки труб, либо таблетки (диски) металлического урана диаметром 46 мм и весом 8 г (толщиной 0.3 мм). Увеличение $N\ell$ достигалось сложением двух, пяти и десяти таблеток (дисков) урана. Образец наибольшего размера – таблетка

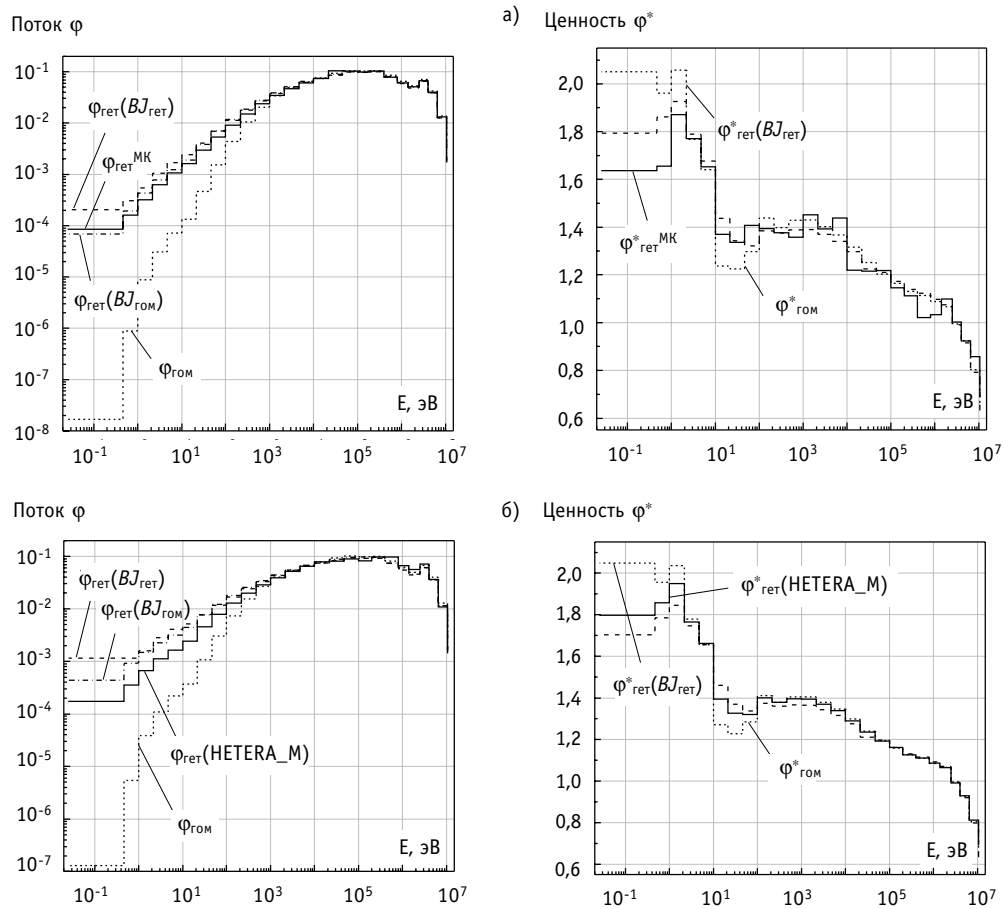


Рис. 2. Сравнение потоков и ценностей, рассчитанных по различным программам для двух видов состава ячейки: а) 11 слоев; б) 14 слоев SiO_2

УЧЕТ КОНЕЧНЫХ РАЗМЕРОВ ОБРАЗЦОВ

Выражение для среднего по всем слоям (гетерогенного) возмущения реактивности первого порядка в интегрально-транспортном приближении (для бесконечно тонких образцов) имеет следующий вид [3]:

$$\langle \rho_R \rangle = \sum_{n=1}^M t_n \sum_{j=1}^{26} \left[-(\bar{\sigma}_{fRn}^j + \bar{\sigma}_{cRn}^j) \psi_n^{+j} + \frac{v_R^j \bar{\sigma}_{fRn}^j}{k_{eff,h}} \sum_{i=1}^{26} \chi_{Rn}^i \psi_n^{+i} + \sum_{i=j}^{11} \sigma_{inRn}^{j \rightarrow i} (\psi_n^{+i} - \psi_n^{+j}) + \right. \\ \left. + \bar{\sigma}_{(l)Rn}^j b^j (\psi_n^{+j+1} - \psi_n^{+j}) \right] \phi_n^j, \quad (1)$$

где ψ_m^{+j} – ценность вносимого в слой m ячейки нейтрона группы j ; $\bar{\sigma}_{xRn}^j = \sigma_{xRn}^j \cdot f_{xRn}^j(\sigma_{0n}^j)$ – блокированные в слое n ячейки сечения для реакции типа x элемента R ; $f_{xRn}^j(\sigma_{0n}^j)$ – факторы резонансной самоэкранировки БНАБ [7] для сечений разбавления σ_{0n}^j в слое n ячейки; $t_n = \frac{X_n}{\sum X_n}$ – удельная толщина слоя.

Для образцов конечных размеров в выражении (1) вместо потока нейтронов ϕ_n^j следует использовать $\phi_n^j(N\ell)$ – поток в слое n , возмущенный образцом размера ℓ с плотностью ядер в образце N , где $\ell = 4V/S$ – средняя хорда, а сечения будут блоки-

рованы на величину $d_x^j(N\ell, \sigma_{0n}^j)$ (подробнее см. [3]).

Для дальнейшего обсуждения основные составляющие реактивности, отвечающие поглощению и рождению нейтронов, в выражении (1) удобно представить в виде:

$$\langle \rho_R(N\ell)_{\text{оч}} \rangle = \langle \sigma_f^5(N\ell) \rangle \left[\frac{\langle v^5 \rangle}{k_{\text{eff},h}} \langle \phi_{\chi}^+ \rangle - \langle 1 + \alpha^5(N\ell) \rangle \langle \phi_a^+ \rangle \right], \quad (2)$$

где $\langle \rangle$ – символ усреднения по местоположению образца и группе.

Для проверки программного комплекса были произведены расчеты критических сборок БФС–26 [1] и КБР–3 [5], в которых возмущение критичности производилось теми же образцами (дисками высокообогащенного урана). Сравнение расчета и эксперимента проведено на рис. 3. Составы сборок сильно отличались. Сборка БФС–26 состояла из тех же «толстых» таблеток урана, что и БФС–79–5, но вместо SiO_2 там находились железо, алюминий и графит. Зависимость групповых ценностей была близка к данным рис. 2, но спектр содержал заметно меньше нейтронов ниже 1 кэВ. Эти расчетные зависимости совпадают с результатами, полученными другими авторами для этих критсборок [1, 5, 9]. Исходя из этого, можно сделать вывод, что данный расчетный комплекс достаточно хорошо описывает экспериментальные зависимости КР от размеров вводимых образцов в предыдущих критсборках.

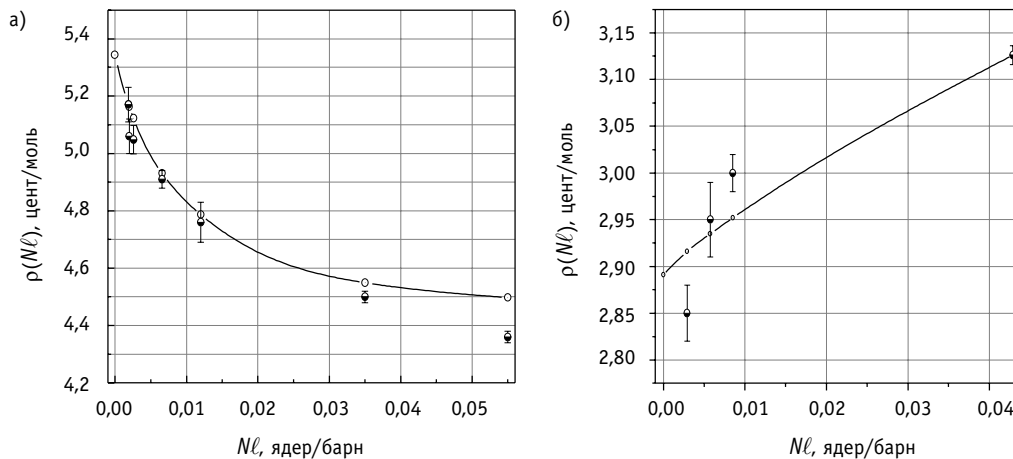


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные зависимости коэффициента реактивности от размеров $N\ell$ вводимых образцов U с обогащением 89,7% для различных критсборок: а) КБР–3; б) БФС–26

АНАЛИЗ РАСХОЖДЕНИЯ РАСЧЕТНЫХ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ЗНАЧЕНИЙ

Из рис. 1. видно, что зависимость коэффициента реактивности от размеров вводимого образца урана резко спадает с уменьшением его толщины. Первые расчеты с использованием констант БНАБ–78 и 93 показали, что расчетная зависимость коэффициента реактивности имеет принципиально иной характер (см. рис. 4а). Поскольку для тонких образцов ($\sigma_0 \approx 400$ барн) эффект самоэкранировки относительно мал ($f_{\text{эф}} \approx 1$) и экспериментальное значение реактивности имеет отрицательную величину, а для «толстых» – положительную, то, очевидно, здесь важны величины коэффициентов самоэкранировки.

Величина сечения деления ^{235}U известна с достаточно хорошей точностью 2–3%. Варьирование же данных по захвату ^{235}U представляется возможным в более широких пределах. Указание на возможное увеличение захвата было получено при исследовании

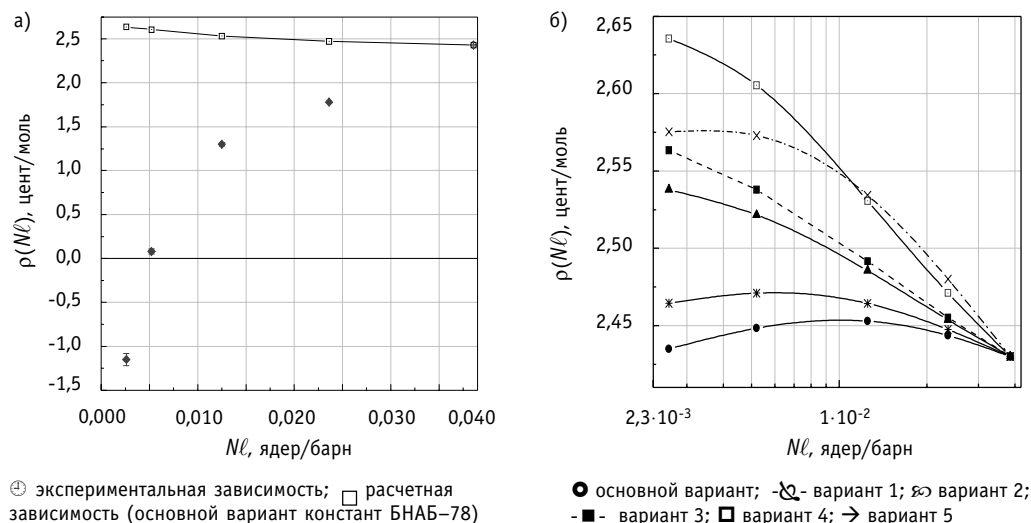


Рис. 4. Зависимости реактивности от размеров образцов U^{235} с обогащением 89,7%, расположенных против слоя с SiO_2 для разных вариантов изменений ядерных констант; зависимости отнормированы на результат самой большой толщины образца; шкала рис. 4 б) растянута по вертикали

довании свойств гомогенных растворных реакторов на обогащенном уране Т.Т. Ивановой (кандидатская диссертация). В этой работе рассматриваются случаи для сечений разбавления ^{235}U , лежащих в интервале 10^2 – 10^4 барн. Ею было предложено возможное увеличение сечения захвата в библиотеке БНАБ-93 до 10% для энергий в районе 1 – 10^3 эВ. Там же показано, что оцененные ядерные сечения захвата ^{235}U из различных библиотек имеют большой разброс.

В пользу предположения об увеличении групповых сечений захвата в резонансной области говорят и недавние результаты микроскопических экспериментов [6]. Экспериментальные данные (см. второй столбец табл. 1) величины альфа оказываются выше значений, принятых в БНАБ-93 (см. третий столбец табл. 1). Кроме того, данные табл. 1 (см. пятый столбец) прямо указывают на значительно меньшую величину факторов резонансной самоэкранировки захватов по сравнению с факторами деления.

Таблица 1

Экспериментальные значения величины альфа ($\alpha = \sigma_c / \sigma_f$) для ^{235}U [6]

Энергия (эВ)	$\alpha(0)$	$\alpha(0)$ БНАБ-93	$\alpha(0.5 \text{ мм})$	$\alpha(0.5 \text{ мм}) / \alpha(0)$
1000 – 465	0.49 ± 0.05	0.44	0.29 ± 0.06	0.59 ± 0.14
465 – 215	0.45 ± 0.05	0.43	0.28 ± 0.06	0.62 ± 0.15
215 – 100	0.75 ± 0.07	0.59	0.48 ± 0.10	0.64 ± 0.15
100 – 46.5	0.66 ± 0.06	0.48	0.45 ± 0.10	0.68 ± 0.16
46.5 – 21.5	0.78 ± 0.07	0.61	0.53 ± 0.11	0.68 ± 0.15
21.5 – 10.0	1.02 ± 0.08	0.92	0.53 ± 0.12	0.52 ± 0.12
10.0 – 4.65	1.17 ± 0.08	0.79	0.67 ± 0.15	0.57 ± 0.13

ИЗУЧЕНИЕ ВАРИАНТОВ ВОЗМОЖНЫХ СМЕЩЕНИЙ ЯДЕРНЫХ КОНСТАНТ

Исходя из экспериментальных результатов, первое, что логично было бы предпринять по изменению констант – это увеличить значения групповых сечений захвата, и вместе с этим уменьшить (по сравнению с единицей) их факторы резонансной самоэкранировки вблизи ($\sigma_0 \approx 25$ барн).

Факторы резонансной самоэкранировки деления следует приблизить к единице при тех же σ_0 . Такое изменение при удачной комбинации может не изменить спектр нейтронов сборки и увеличить ценность нейтронов в резонансной области энергий, т.е. увеличить (по модулю) величину $\langle \rho_a \rangle = -\langle 1 + \alpha^5(N\ell) \rangle \langle \phi_a^+ \rangle$ по сравнению с $\langle \rho_f \rangle$ в (2), и в результате дать $\langle \rho_R(N\ell)_{\text{очн}} \rangle < 0$.

Все изменения факторов самоэкранировки и групповых сечений проводились в резонансной области энергий (11-23 группах в 26-групповой системе констант). За основу была взята система констант БНАБ–78, при этом были произведены полные расчеты по вышеописанной программе с помощью ядерных данных, измененных по следующим вариантам.

1. В первой подгруппе всех групп сечение захвата увеличивалось в 2 раза (другими словами, увеличивалась высота резонанса), тогда как в остальных подгруппах сечения захвата уменьшались таким образом, чтобы групповые сечения захвата оставались неизменным. Вместе с этим сечение деления в первой подгруппе наоборот уменьшалось в 2 раза так, чтобы групповое сечение деления также оставалось неизменным. Такая корректировка ядерных данных никак не отражается на групповых константах, при этом факторы самоэкранировки деления возрастают, а факторы самоэкранировки захвата падают.

2. В первой подгруппе сечения захвата и деления изменялись так же, как и в предыдущем случае, но при этом сечение захвата не нормировалось на старое. Такой сдвиг данных уже влияет на групповые константы, а именно, приводит к возрастанию группового сечения захвата на 8–80%, и полного на 0.5–20% в зависимости от номера группы. В этом случае факторы самоэкранировки захвата и деления меняются таким же образом, как это было описано в варианте 1.

3. В первой подгруппе уменьшалась величина a^{1j} в 2 раза (другими словами, сужалась ширина подгруппы), а все подгрупповые сечения пересчитывались так, чтобы групповые сечения оставались неизменным. Это изменение влияло только на факторы самоэкранировки.

4. В первой подгруппе уменьшалось значение величины a^{1j} , как и в предыдущем варианте, при этом факторы самоэкранировки деления и факторы самоэкранировки захвата изменялись как и ранее. Сечения сдвигались подобно варианту 1.

5. Последний вариант сочетал в себе вариант 3 (изменение a^{1j}) и вариант 2 (изменение групповых сечений). Тогда в зависимости от номера группы сечение захвата возрастало на 5–62%, а полное на 0.3–15%.

Очевидно (см. рис. 4 б), что рассмотренные изменения не привели к каким-либо значительным улучшениям в описании эксперимента. Действительно, даже наибольшее изменение расчетной кривой $\rho(N\ell)$ не превышает 10%.

Подгрупповые параметры в системе ядерных констант БНАБ устроены таким образом, что ширины подгрупп a^{1j} для всех типов реакций (захвата, деления и упругого рассеяния) одинаковы, поэтому любое изменение подгрупповых параметров приводит к практически одинаковым изменениям факторов резонансной самоэкранировки, не зависящей от величины сечения разбавления. Эксперимент выявил сильную зависимость коэффициентов реактивности от размеров вводимых образцов (сечений

разбавления), значит, для его описания и факторы $f_c(\sigma_0)$ и $f_f(\sigma_0)$ должны меняться по-разному при изменении сечений разбавления σ_0 .

Все дальнейшие вычисления проводились в следующем направлении:

- значения групповых сечений захвата увеличивались в области энергий 1 эВ – 1 кэВ, тогда как их факторы резонансной самоэкранировки более заметно уменьшались для сечения разбавления около 25 барн (этот диапазон является характерным для таблеток ^{235}U в ячейках данной критсборки), а для сечения разбавления >100 барн, наоборот, увеличивались. Это приводило к увеличению величины $\langle \phi_a^+ \rangle$ (см. (2)) и $\alpha^5(N\ell)$ для величин $N\ell < 0.005$ ($\sigma_0 > 200$ барн).

- величины факторов резонансной самоэкранировки деления несколько увеличивались в области $\sigma_0 > 10$ барн, тем самым, увеличивая ценность $\langle \phi_a^+ \rangle$; в целом это приводило к существенному увеличению (по модулю) отрицательной составляющей реактивности (2).

На данном этапе было рассмотрено два варианта изменения констант: с изменением факторов резонансной самоэкранировки захвата и деления и группового сечения захвата; и без его изменения (рис. 5). Разумное совпадение с видом экспериментальной кривой было достигнуто только для первого случая (рис. 6 и 7 а).

Здесь следует отметить, что этому совпадению способствовало не только изменение потока и ценности, но и увеличение значения гетерогенного эффективного коэффициента размножения $k_{eff..h}$. Из (1) и (2) видно, что компонента реактивности, отвечающая рождению нейтронов, обратно пропорциональна величине $k_{eff..hr}$ и следовательно, чем больше $k_{eff..h}$ единицы, тем меньше вклад рождения относительно поглощения.

На рис. 7(2) приведены соответствующие табл. 2 расчеты $\rho(N\ell)$. Они несколько хуже описывают эксперимент, однако у нас нет уверенности, что ячейчные расчеты $k_{eff..h}$ (расчеты для голого реактора) соответствуют реальной геометрии сборки. В действительности на границе активной зоны и отражателя имелось некоторое количество полиэтилена. Поэтому нельзя утверждать, что $k_{eff..hr}$ рассчитанное для ячейки, не может превышать единицы.

В результате проведения расчетов был выбран поправленный вариант изменения ядерных данных с точки зрения описания рассматриваемого эксперимента. На рис. 8, как типичный пример, показан сдвиг для факторов резонансной самоэкранировки

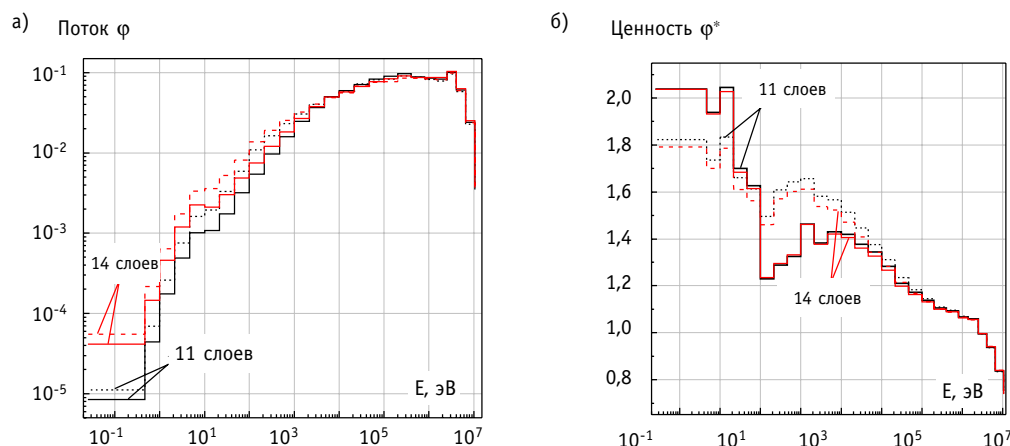


Рис. 5. Сравнение потоков и ценностей в слое с U^{235} , рассчитанных для двух видов состава ячейки: пунктирными линиями обозначены потоки и ценности, рассчитанные по измененным (поправленным) константам; сплошные линии соответствуют расчету по основному варианту констант

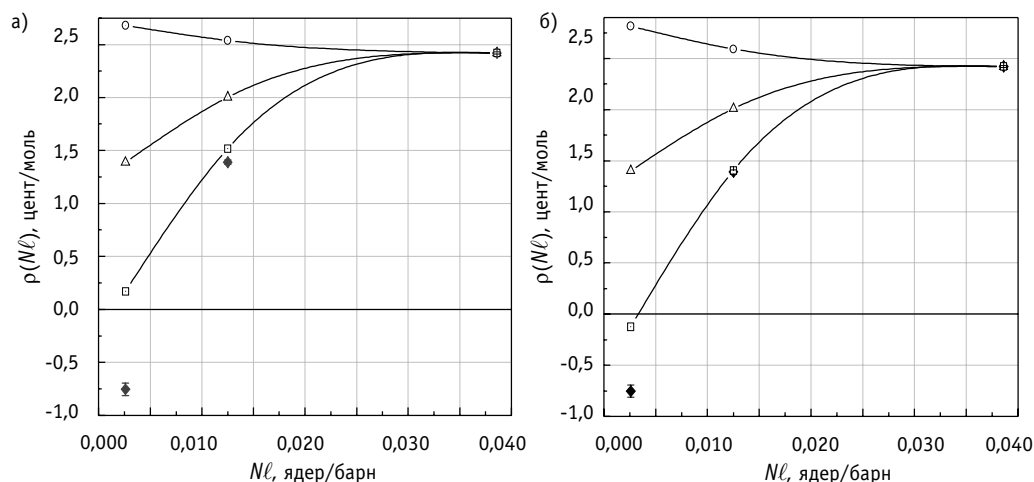


Рис. 6. Сравнение зависимости реактивности от размеров образцов U^{235} с обогащением 89,7%, расположенных против слоя с U^{235} , рассчитанные для двух видов состава ячейки: а) 11 слоев; б) 14 слоев SiO_2 ; \odot экспериментальная зависимость; \bullet основной вариант (БНАБ-78); \square изменены блокировки; \blacklozenge изменены блокировки и сечение захвата

захвата и деления относительно стандартных систем констант БНАБ в 18 и 21 энергетических группах.

Показательным является тот факт, что после выполнения расчетов (рис. 6. и 7.), нами было проведено сравнение отклонений поправленного варианта и данных работы [6] (последний столбец табл. 3). В среднем отклонение сечений поправленного варианта в области энергий 5 эВ – 1 кэВ от БНАБ составило 21% (последний столбец табл. 3), а данных [6] $(23 \pm 11)\%$ (см. также табл. 1).

Таблица 2

Эффективный коэффициент размножения для бесконечной среды и гетерогенного случая, и утечка для двух видов составов ячейки зависимости от варианта изменения ядерных констант

Число слоев SiO_2		k_{∞}	B^2	$k_{\text{eff},h}$
Основной вариант	11	1,664	$9,302 \cdot 10^{-4}$	1,0070
	14	1,629	$8,043 \cdot 10^{-4}$	1,0067
Изменены блокировки	11	1,664	$9,302 \cdot 10^{-4}$	1,0858
	14	1,629	$8,043 \cdot 10^{-4}$	1,0983
Изменены блокировки и сечение захвата	11	1,597	$8,664 \cdot 10^{-4}$	1,1269
	14	1,557	$7,380 \cdot 10^{-4}$	1,1456
Изменены блокировки и сечение захвата	11	1,597	$10,800 \cdot 10^{-4}$	1,0072
	14	1,557	$9,600 \cdot 10^{-4}$	1,0060

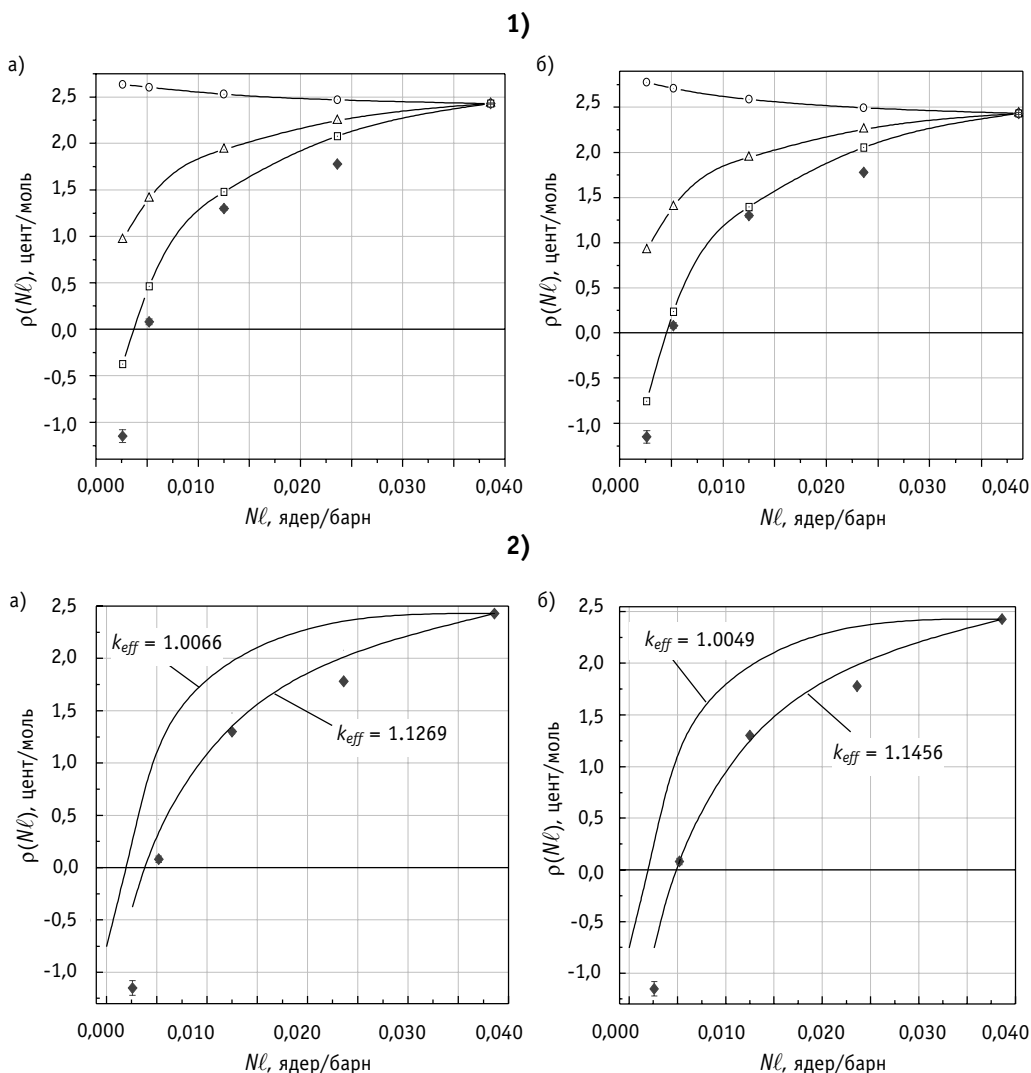


Рис. 7. Сравнение зависимости реактивности от размеров образцов U^{235} с обогащением 89.7%, расположенных против слоя с SiO_2 , рассчитанные для двух видов состава ячейки: а) 11 слоев; б) 14 слоев SiO_2 ; 2) – расчетные зависимости реактивности, рассчитанные по измененным (поправленным) константам для двух значений эффективного коэффициента размножения; \circ экспериментальная зависимость; \bullet основной вариант (БНАБ-78); \square изменены блокировки; \blacklozenge изменены блокировки и сечение захвата

Расчеты показали, что для описания эксперимента необходимо, чтобы энергетические зависимости потока и ценности лежали выше в резонансной области. Поскольку в ячейке с 14 слоями SiO_2 поток и ценность нейтронов мягче (см. рис. 5), то и расчетные значения для этого состава ячейки ближе к экспериментальной зависимости. В принципе для быстрых сборок БФС измеренный спектр (см., например, [5]) всегда содержал больше нейтронов в области малых энергий, чем расчеты по всем версиям системы БНАБ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Эта работа демонстрирует необходимость совершенствования знаний по резонансной структуре сечений захвата ^{235}U в области малых энергий и малых σ_0 . Конечно, изложенное и обоснованное выше объяснение не единственное. Все же показатель-

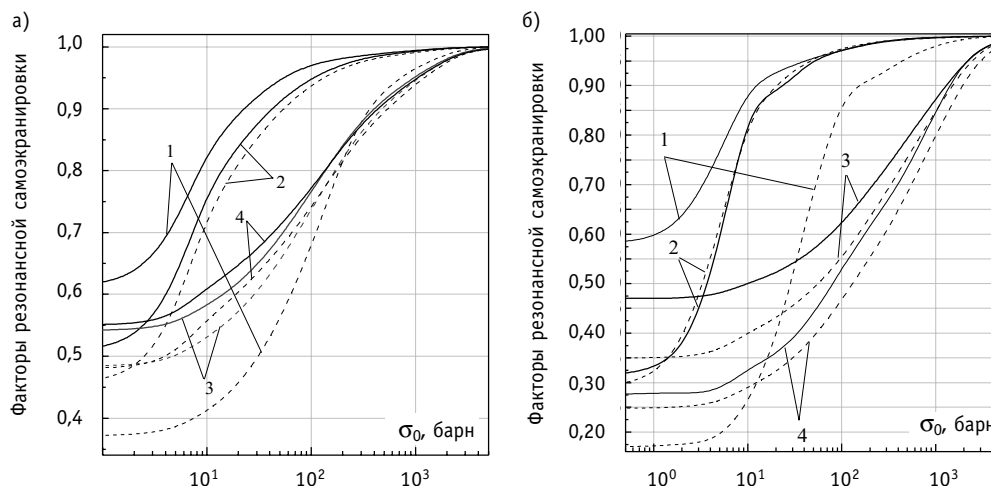


Рис. 8. Факторы резонансной самоэкранировки захвата и деления U^{235} при температуре 300 К для различных систем констант в 18 и 21 энергетических группах: — f_f ; - - - f_c ; 1 – поправленный вариант; 2 – БНАБ–93; 3 – БНАБ–78; 4 – БНАБ–64

ной является неудача использования подгруппового представления для объяснения эксперимента. Вероятно, здесь неприменимо приближение узких резонансов, а также возможно играет роль заметное различие в форме делительных и захватных резонансов ^{235}U , т.е. в зависимости возбуждений, соответствующих процессам деления и захвата от энергии нейтрона.

Желательно проведение специализированных экспериментов по уточнению величины α для ^{235}U в резонансной области энергий для образцов больших размеров.

По-видимому, имеет смысл использование мультигруппового приближения и последних микроданных по ^{235}U . В настоящее время производится оценка таких мультигрупповых смещений.

Таблица 3

Величина

$$\delta\sigma = (\sigma_{\text{с поправлен.}} - \sigma_{\text{с БНАБ}}) / \sigma_{\text{с БНАБ}}$$

$t = 0.03 \text{ мм}$					
G	E_n	$\delta\sigma_{\text{с}} \%$ (БНАБ-78)	$\delta\sigma_{\text{с}} \%$ (БНАБ-64)	$\delta\sigma_{\text{с}} \%$ (БНАБ-93)	$\delta\sigma_{\text{с}} \%^*$ [6]
11	10.0 – 21.5 кэВ	4	–26	1	–
12	4.65 – 10.0 кэВ	12	–34	1	–
13	2.15 – 4.65 кэВ	24	–26	2	–
14	1.0 – 2.15 кэВ	22	–10	4	–
15	465 – 1000 эВ	25	–10	5	11
16	215 – 465 эВ	29	–1	7	5
17	100 – 215 эВ	29	15	12	27
18	46.5 – 100 эВ	32	–5	16	28
19	21.5 – 46.5 эВ	12	–0.2	25	11
20	10.0 – 21.5 эВ	20	–4	44	28
21	4.65 – 10.0 эВ	15	–2	37	48
22	2.15 – 4.65 эВ	29	35	7	–
23	1.0 – 2.15 эВ	28	42	13	–

*) $\delta\sigma = (\sigma_{\text{с Григорьев}} - \sigma_{\text{с БНАБ-93}}) / \sigma_{\text{с БНАБ-93}}$

Однако один из авторов сомневается, что все ухищрения экспериментаторов-ядерщиков смогут быть более полезными для установления величин эффектов самоэкранировки нейтронов в образцах, чем метод самоиндикации И.И. Бондаренко, столь блистательно оправдавший себя ранее.

Литература

1. Дулин В.А., Казанский Ю.А., Мамонтов В.Ф., Сидоров Г.И. Некоторые физические исследования на быстрых критических сборках БФС-1//Атомная энергия. – 1976. – Т. 40. – Вып. 5.
2. Дулин В.А. Возмущение критичности реакторов и уточнение групповых констант. – М.: Атомиздат, 1979.
3. Дулин В.А. Оценка экспериментов по возмущению критичности реакторов при внесении малых образцов//Атомная энергия. – 1989. – Т. 66. – Вып. 2.
4. Дулин В.А., Михайлов Г.М. Влияние гетерогенной структуры реактора на определяемую реактивностным методом величину k_{∞} //Известия вузов. Ядерная энергетика. – 1994. – № 6-7.
5. Белов С.П., Дулин В. А., Казанский Ю. А. и др. Исследование характеристик размножающей среды из ^{235}U и нержавеющей стали. В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы. – 1978. – Вып. 4(31). – С. 54-59.
6. Grigoriev Yu. V., Kitaev V. Ya., Moiseev K. V. The investigation of a resonance self-shielding effect in the α -value of ^{235}U , ^{239}Pu in the 4.65-2150 eV energy range: VII International Seminar on Interaction of Neutrons with nuclei (Dubna, May 25-28, 1999).
7. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчетов реакторов и защиты: Справочник / Под ред. М.Н. Николаева. – М.: Энергоиздат, 1981.
8. Михайлов Г.М. Экспериментальное определение абсолютной шкалы реактивности – эффективной доли запаздывающих нейтронов – в моделях реакторов на быстрых нейтронах/ Препринт ФЭИ. – Обнинск, 1997.
9. Бедняков С.М., Голубев В.И., Дулин В.А., Мамонтов В.Ф. Экспериментальное обоснование методов оценки возмущений критичности быстрых сборок малыми образцами//Атомная энергия. – 1988. – Т. 65. – Вып. 6.
10. Takeshi Sakurai, Shigeaki Okajima Analysis of benchmark experiments of effective delayed neutron fraction β_{eff} at FCA: Progress in nuclear energy. – 1999. – Vol. 35. – № 2.

Поступила в редакцию 22.10.2004

of fuel subassemblies; decontamination of reactor production rooms and equipment; $\bar{D} \sim 13$; 8 mSv.
1972–1986, 1989–1997, 2000–2002 – normal operation of reactor; $\bar{D} \sim 5$ mSv.

УДК 621.039.514

About One Exact Solution of Kinetics Equation \M.V. Kaschev; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 5 pages, 1 illustration. – References, 4 titles.

Exact analytical solution of kinetics equation taking into account one weighted average delayed neutron group under line reactivity introduction was got.

УДК 621.039.5

A Study of Physical Characteristics of Light-Water Reactor Loaded with (Th-U-Pu) Oxide Fuel \G.G. Kulikov, V.V. Artisyuk, A.N. Shmelev, V.A. Apse; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 9 pages, 3 illustrations, 6 tables. – References, 12 titles.

The paper is devoted to analysis of weapon-grade plutonium utilization by its introduction into homogenous uranium and neptunium dioxides and irradiation in LWR. Main attention is given to proliferation protection of uranium-233, which is produced in neutron irradiation of thorium and may be used in multi-cycle LWR operation regime. Coolant temperature reactivity coefficients are determined for the established and non-established fuel cycles.

УДК 621.039.516

About the Resonance Self-Shielding for Radioactive and Fission Capture of Uranium-235 \O.N. Pavlova, V.A. Doulin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 10 pages, 8 illustrations, 3 tables. – References, 10 titles.

Unexpected dependence of reactivity of uranium-235 samples on size of fast critical assembly BFS-79-5 whose softened spectrum was discovered in case uranium-235 samples enriched up to 90%. For small sample sizes its reactivities are negative. The analysis of this dependence has shown that values listed in ABBN – 93 can be predicted by calculations under following conditions:

- the effects of resonance self-shielding for radiative capture must be much lower for low values σ_0 ;
- in accordance with the last microscopic experiments, group neutron cross-section of radiative capture must be larger in the resonance energy region.

УДК 621.039.54

The Comparing Analysis of Different High Burnup Achievement Modes in Reactor Systems without Additional Absorbers \V.I. Savander, M.A. Uvakin; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 6 pages, 1 illustration, 1 table. – References, 5 titles.

This work deals with comparing analysis of two different excess reactivity compensation modes in reactors without additional absorbers: uninterrupted reloads of nuclear fuel and operating neutron spectrum. This task was solved by preparing simple model of nuclear fuel burning process in heavy-water reactor with adjusted critical conditions. Such model allows calculating achievable burnup of nuclear fuel. This work contains the description of model, calculating scheme, and comparing analysis of obtained results.

УДК 628.4.047

Handling of Spent Fuel of the First NPP \D.P. Masalov; Editorial board of journal «Izvestia visshikh uchebnikh zavedeniy. Yadernaya energetika» (Communications of High Schools. Nuclear Power Engineering). – Obninsk, 2005. – 4 pages, 4 illustrations, 1 table.

For cutting of spent fuel subassemblies in «hot» cell radioactive graphite and steel wastes are formed. By the end of 2005 graphite wastes (24,5 t, 1,26 TBk) and steel wastes (8,2 t, 262 TBk) will be