



*Российская Академия Наук*

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК

**ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ  
БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ**



RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES

**NUCLEAR SAFETY  
INSTITUTE**

Препринт ИБРАЭ № ИBRAE-2013-04

Preprint IBRAE-2013-04

**П.А. Кизуб, Д.А. Колташев, Е.Ф. Митенкова**

**АНАЛИЗ НЕЙТРОННО-ФИЗИЧЕСКИХ  
ХАРАКТЕРИСТИК В ЯЧЕЕЧНЫХ РАСЧЕТАХ  
РЕАКТОРА ВВЭР С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ КОДОВ  
MCNP5 И MCU\_FREE**

Москва  
2013

Moscow  
2013

**Митенкова Е.Ф.** Анализ нейтронно-физических характеристик в ячеечных расчетах реактора ВВЭР с использованием кодов MCNP5 и MCU\_FREE / П.А. Кизуб, Д.А. Колташев, Е.Ф. Митенкова, — (Препринт / Ин-т проблем безопас. развития атом. энергетики РАН, № ИБРАЭ-2013-04). — М. : ИБРАЭ РАН, 2013. — 23 с. — Библиогр.: 12 назв. — 60 экз.

Представлены результаты сравнительного анализа базовых нейтронно-физических характеристик (коэффициента эффективного размножения, потоков нейтронов, скоростей реакций деления и поглощения), полученных в ячеечных расчетах реактора ВВЭР-1000 с помощью кодов MCNP5 и MCU\_FREE. Для таких расчетов важным критерием правильности результатов является получение корректного источника нейтронов. На примере симметричной модели ТВС приводится методика выбора параметров расчета для гарантированного получения стабильного и корректного источника нейтронов.

©ИБРАЭ РАН, 2013

Mitenkova, E. Neutron characteristics analysis for VVER reactor lattice calculations using MCNP5 and MCU\_FREE codes / P.A. Kizub, D.A. Koltashev, E.F. Mitenkova— (Preprint / Nuclear Safety Institute RAS, October 2013, № ИБРАЭ-2013-04). — Moscow : NSI RAS, 2013. — 23 p. — Bibliogr.: 12 items.

On the basis of VVER-1000 reactor lattice calculations using MCNP5 and MCU\_FREE codes, the comparative analysis results of basic neutronic characteristics (effective multiplication factor, neutron flux, reaction rates and acquisitions division) are discussed. Ensuring the correct calculation results is largely determined by the use of the adequate neutron source. Generation of guaranteed-stable and correct neutron source is shown by example of a symmetric FA calculation model.

©Nuclear Safety Institute, 2013

# Анализ нейтронно-физических характеристик в ячеечных расчетах реактора ВВЭР с использованием кодов MCNP5 и MCU\_FREE

П.А. Кизуб, Д.А. Колташев, Е.Ф. Митенкова

ИНСТИТУТ ПРОБЛЕМ БЕЗОПАСНОГО РАЗВИТИЯ АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ  
115191, Москва, ул. Б. Тульская, 52  
тел.: (495) 955-22-02, факс: (495) 955-20-29, эл. почта: [mit@ibrae.ac.ru](mailto:mit@ibrae.ac.ru)

## Содержание

Введение .....	3
1 Краткое описание расчетных кодов MCNP и MCU .....	4
2 Особенности задания источника нейтронов в коде MCNP .....	5
2.1 Постановка задачи и анализ возможностей SRC-источника .....	6
2.2 Формирование SRC-источника нейтронов для решения задач на критичность .....	7
2.3 Анализ устойчивости SRC-источника нейтронов для симметричной модели ТВС .....	9
3 Задание источника нейтронов в коде MCU .....	12
3.1 Влияние задаваемого источника и общей статистики на потоки нейтронов .....	13
3.2 Анализ отклика $K_{\infty}$ на изменение температуры теплоносителя .....	15
3.3 Влияние статистических параметров расчета на потоки нейтронов .....	16
4 Сравнение нейтронно-физических характеристик в MCNP5 и MCU_FREE для бесконечной решетки ТВС реактора ВВЭР .....	17
4.1 Описание модели .....	18
4.2 Сравнительный анализ базовых нейтронно-физических характеристик в расчетах MCNP5 и MCU_FREE .....	19
Выводы .....	22
Литература .....	23

## Введение

Высокая точность расчета нейтронно-физических характеристик методом Монте-Карло достигается путём проведения многовариантных расчетов и тщательного анализа полученных значений с учетом чувствительности рассчитываемых характеристик к входным и модельным (расчетным) параметрам [1, 2]. Обоснование значений нейтронно-физических характеристик является неотъемлемой составляющей всех нейтронно-физических расчетов, базирующихся на методах Монте-Карло. При анализе результатов следует учитывать проблемы, связанные с оценкой систематической погрешности (первого и второго рода) и возможным смещением результатов расчета. Некорректное использование расчетных параметров может приводить к неверным значениям, поэтому, как правило, для определения параметров расчета и обоснования корректности представляемых результатов требуются многовариантные расчеты.

При решении задач ядерно-радиационной безопасности стандартный код класса MCNP [3] традиционно применяется в ИБРАЭ РАН для уточнения нейтронно-физических характеристик. В исследовательских центрах и конструкторских организациях РФ программа MCU [4] активно используется для решения задач физики реакторов. Для уяснения возможных «систематических» отличий в значениях базовых нейтронно-физических характеристик, полученных в расчетах с использованием MCNP и российской программы MCU, обусловленных алгоритмическими особенностями и используемыми библиотеками ядерно-физических данных, проведен сравнительный анализ базовых нейтронно-физических характеристик для ячейчных расчетов реактора типа ВВЭР с применением кодов MCNP и MCU.

Ячеечные расчеты выполнены на базе стандартных ТВС реактора ВВЭР-1000 с твэгами и без твэгов [5]. При этом анализируются следующие нейтронно-физические характеристики:

- Коэффициент размножения нейтронов ( $K_{\infty}$ )
- Средние потоки нейтронов в топливе, оцененные по длине пробега и нормированные на один нейтрон генерации
- Скорости реакций деления и радиационного захвата в топливе

Расчеты выполнены при различных температурах топлива, теплоносителя и конструкционных материалов. Анализируется устойчивость результатов, полученных при разной статистике, проводится сравнение значений погрешностей в расчетах MCNP и MCU при одинаковой статистике.

## 1 Краткое описание расчетных кодов MCNP и MCU

Коды класса MCNP (Monte Carlo N-Particle transport code) широко используются для моделирования процессов переноса различных частиц в сложных средах. Коды MCNP4b, MCNP4c, MCNP5, MCNPX (далее MCNP), разработанные в США в Лос-Аламосской национальной лаборатории, основываются на методах Монте-Карло и позволяют осуществлять прецизионные расчеты при решении задач нейтронной физики в ядерной энергетике, медицинской физике, а также различных задач ядерно-радиационной безопасности и др.

Представленные в данной работе результаты получены при использовании версии MCNP5 и библиотеки ядерных данных, сформированной на базе стандартных ENDF/B-VII.0 - файлов (Evaluated Nuclear Data File B-VII.0) [6].

Версия MCNP5 используется для моделирования переноса нейтронов в моде “N”, фотонов (мода “P”), электронов (мода “E”), а также в комбинированных модах типа “N, P” в средах, описываемых полномасштабной 3-D геометрией, задаваемой как пересечения, объединения и совокупности областей, ограниченных поверхностями до 4-ого порядка. Для проверки правильности задаваемой геометрии используется стандартная система PLOT [7], позволяющая отображать сечения геометрической структуры рассматриваемой системы в различных плоскостях.

Код MCNP позволяет проводить расчеты различных функционалов, представляющих свертку нейтронного потока с ядерно-физическими данными. Все функционалы – это функции времени и энергии, нормированные на один нейтрон генерации. Функционалы рассчитываются в зонах регистрации, которые представляются в виде различных областей (сегмент ячейки или несколько ячеек, поверхность, участок поверхности, несколько поверхностей и др.).

Усредненный поток нейтронов  $F$  в объеме  $V$ , определяется как:

$$F = \frac{1}{V} \int dE \int dt \int dV \int d\Omega \Psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t), \text{ где}$$

$\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t$  - вектор положения, вектор направления частицы, энергия и время;  $\Psi$  – угловой поток.

В MCNP предусмотрен расчет различных характеристик полей излучения (энерговыведение в материалах, скорости ядерных реакций указанного типа в материалах и отдельных нуклидах и др.). Скорости реакций рассчитываются как:

$$w_R = C \int dE \int dt \int dV \int d\Omega \sigma_R(E) \Psi(\vec{r}, \hat{\Omega}, E, t), \text{ где}$$

$\sigma_R$  – микроскопическое сечение взаимодействия для реакции типа  $R$ ,  $C$  – нормировочная константа, зависящая от атомной плотности материала и объема ячейки.

Важнейшими задачами физики реакторов является задачи на критичность с расчетом коэффициента размножения нейтронов.

Как правило, в кодах, использующих метод Монте-Карло, в задачах на критичность коэффициент размножения нейтронов оценивается несколькими способами – по числу соударений, поглощений, по длине пробега и с использованием комбинаций из них.

Далее для сравнения коэффициента размножения нейтронов используется комбинированная оценка  $k_{com}$ , определяемая как:

$$\frac{1}{k_{com}} = \frac{1}{k_{col}} + \frac{1}{k_{abs}} + \frac{1}{k_{il}}, \text{ где}$$

$k_{col}$ ,  $k_{abs}$  и  $k_{dl}$  — коэффициенты размножения, оцененные по числу соударений, поглощений и длине пробега соответственно.

Программа MCU (*Monte-Carlo Universal*) разработана в РНЦ «Курчатовский Институт» и предназначена для моделирования процессов переноса излучения (нейтронов, гамма-квантов, электронов и позитронов) методами Монте-Карло в 3-D геометрии с использованием библиотек ядерных данных в непрерывном и групповом представлении. Работы в рамках проекта MCU были начаты в 1982 г. по инициативе Л.В. Майорова и поддержке начальника отдела Я.В. Шевелева. К 1985 г. создана первая версия MCU-1.1 [8]. На сегодняшний день существует несколько версий программы MCU, последней официальной версией является MCU-5 [9], на базе которой скомпилированы несколько версий MCU таких как MCU-TR, MCU-PTR, MCU-PD и версия MCU-FREE [10], предназначенная для учебных и научно-поисковых задач. Программа MCU позволяет моделировать трехмерные системы с произвольной геометрией, используя комбинаторный подход, при котором сложные пространственные формы представляются в виде комбинаций простых тел. Геометрия расчетной модели задается с помощью конечного числа геометрических зон, заполненных однородными материалами, параметры которых задаются пользователем. Для визуализации исходных данных, а также графического отображения дополнительной информации используется программный комплекс MCU Office, позволяющий отображать сечения геометрии расчетной модели в различных плоскостях с сообщениями об ошибках в задании исходных данных. С помощью MCU проводятся расчеты эффективного коэффициента размножения нейтронов, энергораспределения в топливных зонах, эффективной доли запаздывающих нейтронов, потоков частиц и других нейтронно-физических характеристик.

Решение задач на критичность в MCU осуществляется методом поколений. Суммарная статистика расчета (*NPS*) определяется параметрами, задаваемыми пользователем. Эти параметры включают число нейтронов *NTOT* в моделируемом поколении, количество последовательных независимых поколений *NBAT* и номер серии *MAXS*, после которой счет прекращается [11]. Суммарная статистика *NPS* расчета в MCU определяется как произведение этих параметров:

$$NPS=NTOT*NBAT*MAXS$$

Важной особенностью MCU является возможность задания температуры топлива и конструкционных материалов с точностью до одного градуса. Поскольку изначально программа MCU была ориентирована для расчетов тепловых реакторов типа ВВЭР, константное обеспечение программы MCUFREE\_121212 содержит банк ядерных данных MCUDB50, включающий полные ядерно-физические данные для теплоносителя (воды) при температурах 300, 350, 400 К и температурах рабочего диапазона реактора ВВЭР-1000 – 533, 555, 579 и 600 К.

Приведенные в данной работе результаты расчетов получены с помощью версии программы MCUFREE\_121212 [11].

## 2 Особенности задания источника нейтронов в коде MCNP

В MCNP корректность решения транспортной задачи (карта задания *KCODE*) также, как и задач с заданным источником (карта задания *SDEF*) при решении детекторных задач, расчете ядерно-радиационных характеристик в задачах с ОЯТ и др. в значительной степени зависит от «качества» используемого источника генерации нейтронов, изначально задаваемое соответствующим распределением координат ( $x$ ,  $y$ ,  $z$ ) стартовых точек нейтронов. Полученные в расчетах распределения нейтронов, отражающие особенности размещения топливных областей рассматриваемой системы и обладающие достаточной полнотой, позволяют судить об адекватности сформированного источника моделируемой системе [1].

В расчётах с заданным источником необходимо указывать распределения вероятностей для параметров источника, с помощью которых описывается пространственное, энергетическое, угловое и временное распределения. Источник может быть точечным (по умолчанию, из центра координат), поверхностным (*S*-источник) или объемным (*V*-источник). *S*-источник задается с помощью указания поверхности, из которой должны стартовать нейтроны. *V*-источник в целях удобства работы может быть задан в декартовых, сферических или цилиндрических координатах. Так для описания сферического источника достаточно указать центр координат и радиус.

Энергетическое распределение источника можно задавать как  $E = \text{const}$  (моноэнергетическое, по умолчанию  $E = 14$  МэВ) или как спектр Максвелла, Гаусса и др.

Угловое распределение описывает направление вылетающих частиц, задаваемое косинусом угла между нормалью к поверхности источника и направлением вылетающих нейтронов. Например, источник может быть изотропным (по умолчанию) или мононаправленным.

Временное распределение задает промежутки генерации нейтронов, например, для импульсного источника с заданным периодом вылета нейтронов.

Для задания распределений вероятности допускается использование, как встроенных стандартных функций, так и поточечных распределений. Распределения могут быть представлены как функции, зависящие от других переменных (например, энергия – функция угла или координаты). Все эти возможности обеспечивают достаточно точное задание источника в соответствии с указанными параметрами.

При расчётах на критичность начальный источник распределения нейтронов задается либо с помощью карты задания *KSRC*, либо используется источник, наработанный в предварительных расчетах. Карта задания *KSRC* описывает начальный источник в виде координат точек  $(x, y, z)$  стартующих нейтронов. Источник нейтронов сохраняется в файле типа *srctp*. Обновление источника осуществляется в процессе расчёта в соответствии с заданными параметрами карты *PRDMP* [3]. Сформированный таким образом *SRC*-источник (соответствующий файл *srctp*) можно использовать при решении задач с аналогичной геометрией и схожим размещением топлива моделируемой системы. В этом случае можно говорить о расчётах с самосогласованным источником нейтронов.

В задачах на критичность в карте задания *KCODE* задается размер поколения (параметр *NSRCK*) и количество выполняемых циклов (параметр *KCT*). От параметров *NSRCK*, *KCT* и начального распределения стартующих нейтронов зависит качество *SRC*-источника.

## 2.1 Постановка задачи и анализ возможностей *SRC*-источника

Влияние параметров *NSRCK*, *KCT* и начального распределения нейтронов на *SRC*-источник анализируется для симметричной модели ТВС реактора типа ВВЭР. Для симметричной модели (при условии аксиальной утечки) источник нейтронов должен удовлетворять аксиальной симметрии согласно геометрическим параметрам модели.

Анализ формируемого *SRC*-источника осуществляется на протяжении всего расчёта. В результате источник может оказаться корректным, т.е. отвечающим параметрам размещения топлива, или соответственно некорректным. В качестве примера корректный и некорректный *SRC*-источник для данной модели приведен на рис. 1.

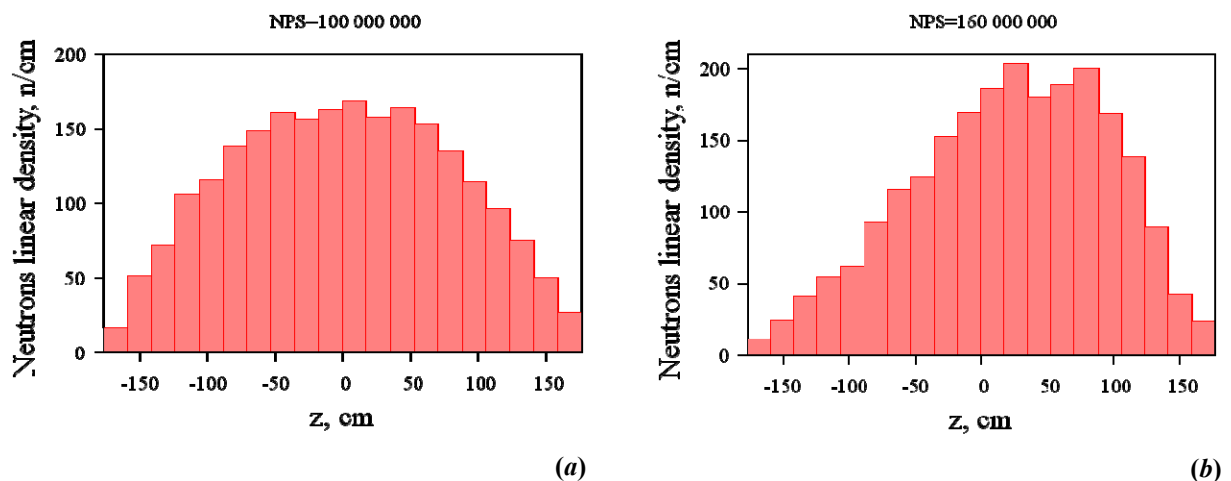


Рис. 1 Корректный (a) и некорректный (b) *SRC*-источник

Файл с источником *srctp* обрабатывается при помощи вычислительного модуля *stat-SRC* [1], позволяющего представлять бинарные массивы в виде списка координат точек стартующих нейтронов. С помощью графического редактора *Gnuplot* [12] осуществляется выборка этих точек по направлению заданной оси. Если источник нейтронов анализируется вдоль оси  $z$ , то выборка точек происходит в порядке увеличения их  $z$ -координат с определением количества точек, попадающих в интервалы  $(z, z+\Delta z)$ . Ре-

зультаты усреднения числа нейтронов по высоте активной зоны ТВС отображаются в виде гистограммы. Количество столбцов в гистограмме определяет задаваемый параметр  $N_{bins}$ .

При решении задач различной сложности необходим анализ гистограмм для разных значений  $N_{bins}$ , позволяющих проводить адекватную оценку качества источника. Так для задач со сложной геометрией и сильной гетерогенностью значение  $N_{bins}$  может оказаться большим, нежели для задач с простой геометрией.

Для уяснения влияния значений  $N_{bins}$  на гистограмму *SRC*-источника проанализированы гистограммы для  $N_{bins}=100, 30, 20$  (рис. 2). Гистограмма для  $N_{bins}=20$  (рис. 2с) имеет более сглаженную форму и скрывает пики, выпадающие из общей статистики. При большем значении  $N_{bins}$  может оказаться затруднительной оценка сформированного *SRC*-источника. Далее сравнительный анализ *SRC*-источника выполняется для  $N_{bins}=20$ .

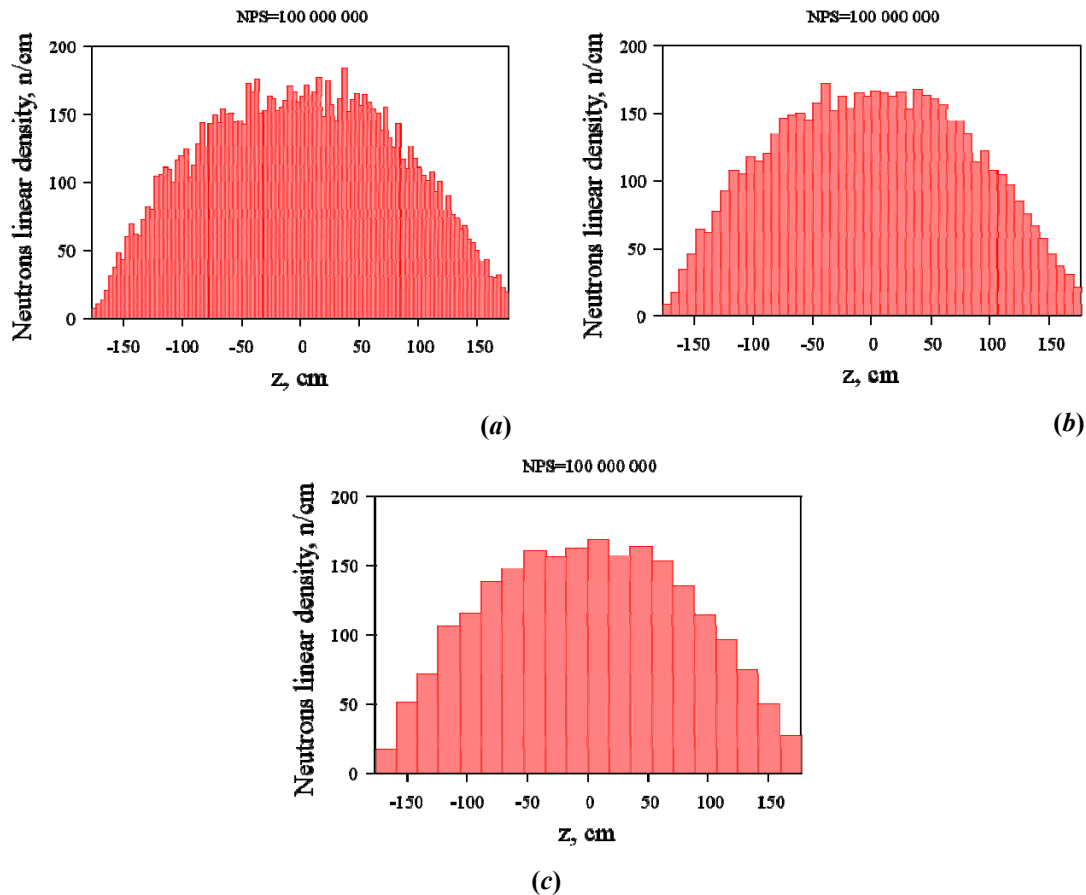


Рис. 2 *SRC*-источник для  $N_{bins}=100$  (a),  $N_{bins}=30$  (b) и  $N_{bins}=20$  (c)

## 2.2 Формирование *SRC*-источника нейтронов для решения задач на критичность

В расчетах на критичность размер поколения (параметр  $NSRCK$ ), количество циклов (параметр  $KCT$ ) задаются пользователем. Полную статистику расчета определяет параметр  $NPS = NSRCK \times KCT$ .

При решении различных задач с помощью MCNP базовой задачей является определение параметров расчета  $NSRCK$ ,  $KCT$ ,  $NPS$  и  $IKZ$  (количество пропущенных циклов), обеспечивающих корректность расчетов с требуемой точностью.

Источник нейтронов для описанной модели (п.2.1) анализируется в зависимости от начального распределения нейтронов и параметров  $NSRCK$ ,  $KCT$ . Начальное распределение задается в виде  $(x, y, z)$  координат точек (карта задания  $KSRC$ ) или в виде предварительно сформированного источника нейтронов (самосогласованный *SRC*-источник). Результаты расчетов приведены для параметра  $NSRCK$ , варьируемого в диапазоне 5 000 – 40 000н.

Два *SRC*-источника, сформированные при разных начальных распределениях нейтронов для  $NPS=20 \times 10^6$  с  $NSRCK=20\,000$ н, представлены на рис. 4. Первый *SRC\_P*-источник (рис. 3 а) получен для начального источника, заданного при помощи *KSRC* в виде точечного изотропного источника в начале координат (0, 0, 0). Второй *SRC\_src\_p*-источник (рис. 4 б) наработан для начального распределения в виде самосогласованного *SRC\_P*-источника при статистике  $20 \times 10^6$  с  $NSRCK=20\,000$ н. Схема получения самосогласованного *SRC\_src\_p*-источника приведена на рис. 3.

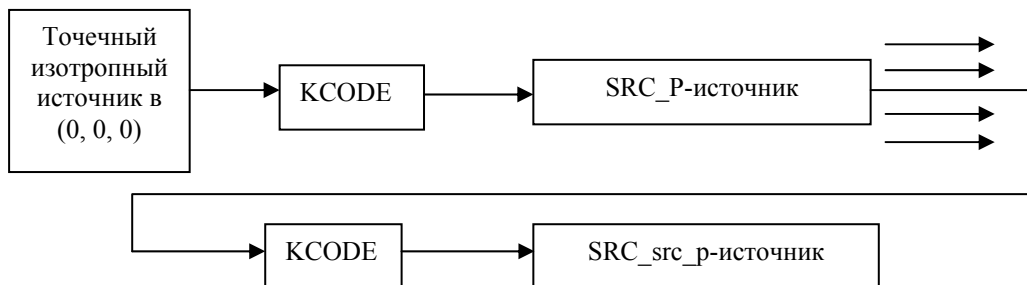


Рис. 3 Схема получения самосогласованного *SRC\_src\_p*-источника

Симметричная относительно центра и плавно убывающая по высоте твэла форма наблюдаются у *SRC\_src\_p*-источника. Поэтому все представленные далее *SRC*-источники в качестве начального распределения имеют *SRC\_src\_p*-источник ( $NPS=20 \times 10^6$  с  $NSRCK=20\,000$ н).

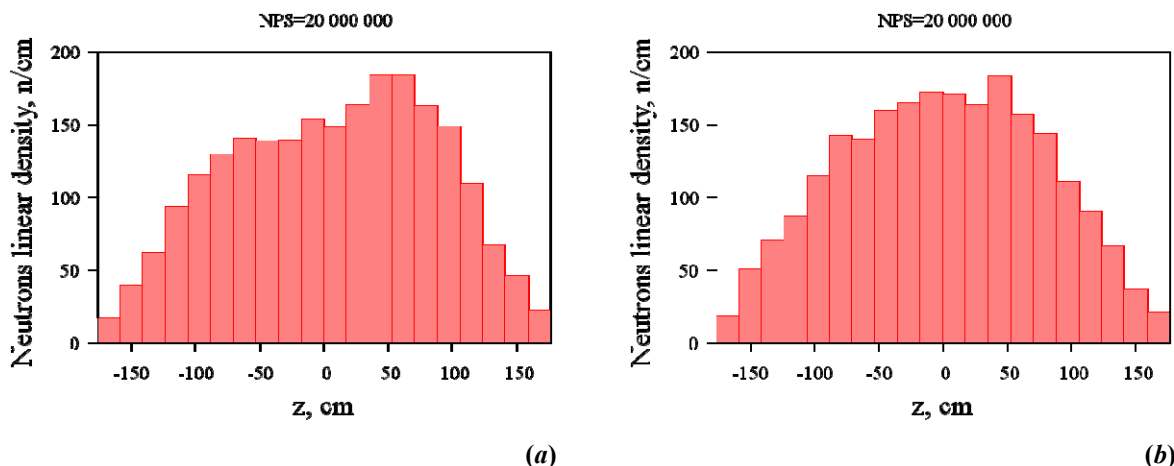


Рис. 4 *SRC\_P*-источник с начальным распределением в виде точечного изотропного источника для  $NPS=20 \times 10^6$  с  $NSRCK=20\,000$ н (а) и *SRC\_src\_p*-источник с начальным распределением в виде *SRC\_P*-источника для  $NPS=20 \times 10^6$  с  $NSRCK=20\,000$ н (б)

На рис. 5 (а, б) представлены источники нейтронов при  $NPS = 40 \times 10^6$  с  $NSRCK=20\,000$  и  $5000$ н, соответственно. На рис. 5 (с, д) – при  $NPS = 160 \times 10^6$ . Можно заметить, что при одинаковой статистике у источников с  $NSRCK = 5000$ н нарушается симметрия, они становятся смещенными относительно  $z = 0$  по сравнению с источниками с  $NSRCK = 20\,000$ н.

Приведенные рисунки подтверждают важность параметра *NSRCK* при формировании *SRC*-источника, непосредственно влияющего на «качество» источника даже при большой *NPS* статистике.



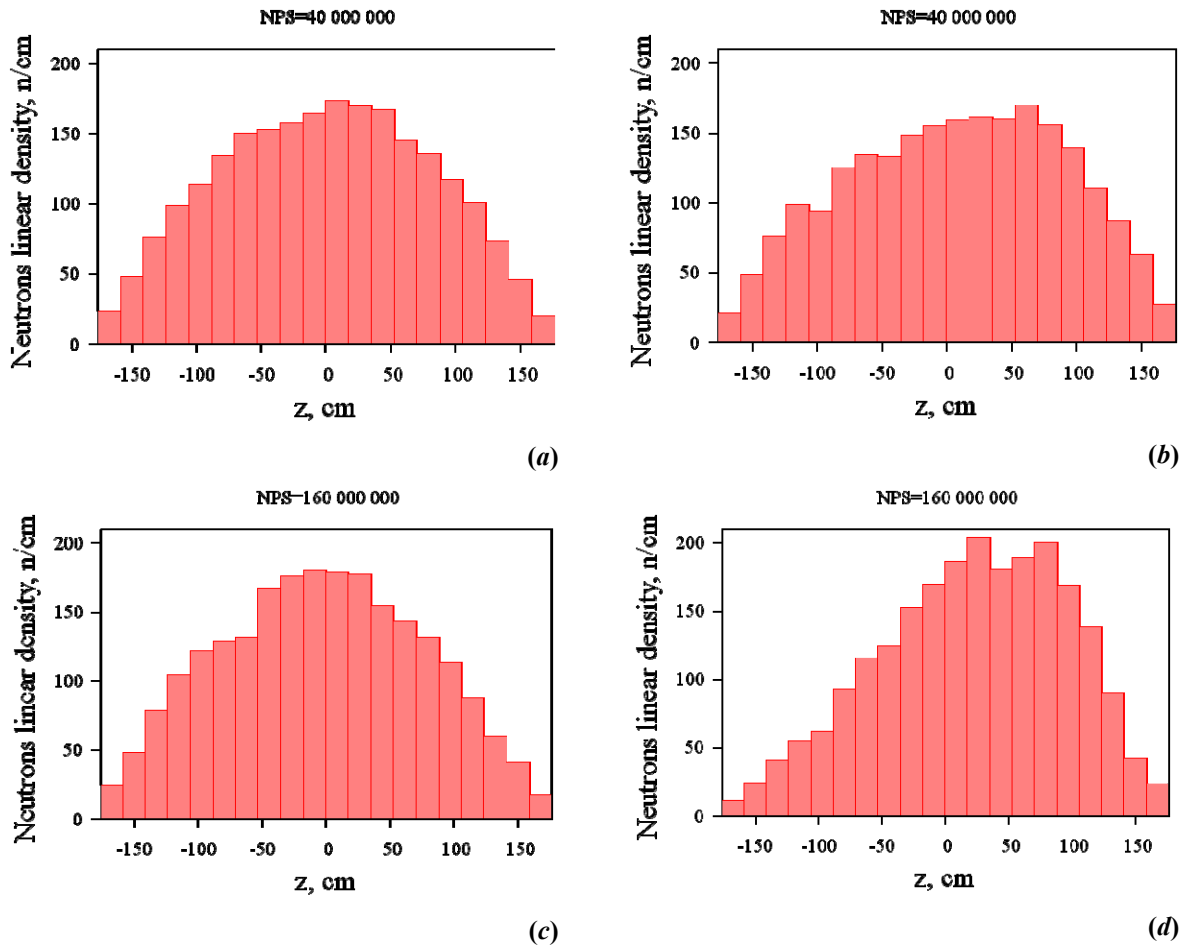


Рис. 5 SRC-источник с  $KCT = 2000$ ,  $NSRCK = 20\ 000\text{н}$  (a);  $KCT = 8000$ ,  $NSRCK = 5000\text{н}$  (b);  $KCT = 8000$ ,  $NSRCK = 20\ 000\text{н}$  (c);  $KCT = 32\ 000$ ,  $NSRCK = 5000\text{н}$  (d)

### 2.3 Анализ устойчивости SRC-источника нейтронов для симметричной модели ТВС

Анализ устойчивости результатов к увеличению статистики очень важен в расчетах методом Монте-Карло. Для симметричной модели ТВС (п.2.1) исследуется устойчивость полученных SRC-источников, непосредственно влияющих на корректность и качество расчетов.

Исходя из опыта проведения расчетов с помощью MCNP [1, 2], статистика  $NPS \sim 50 \times 10^6$  в ячеечных расчетах (далее п. 4) является достаточной для обеспечения корректности SRC-источника нейтронов. Если источник при такой статистике оказывается некорректным, то предположение о неправильном выборе расчетных параметров становится вполне оправданным. Устойчивость SRC-источника анализируется для разных значений параметра  $NSRCK$ . На рис. 6–8 представлены источники нейтронов, сформированные для  $NSRCK = 5\ 000 - 40\ 000\text{н}$  при разной статистике.

При формировании SRC-источника с  $NSRCK = 5\ 000\text{н}$  (рис. 6) в качестве начального распределения используется корректный  $SRC\_src\_p$ -источник (рис. 4 b) с  $NSRCK = 20\ 000$  и при  $NPS = 20 \times 10^6$  н. Как видно из рис. 6, источник не остается таким же, как исходный  $SRC\_src\_p$ -источник, а с увеличением статистики ухудшается. Таким образом, использование в качестве начального распределения самосоглазованного источника не является достаточным условием для получения устойчивого корректного результата; при расчёте с размером поколения 5000н источник становится некорректным.

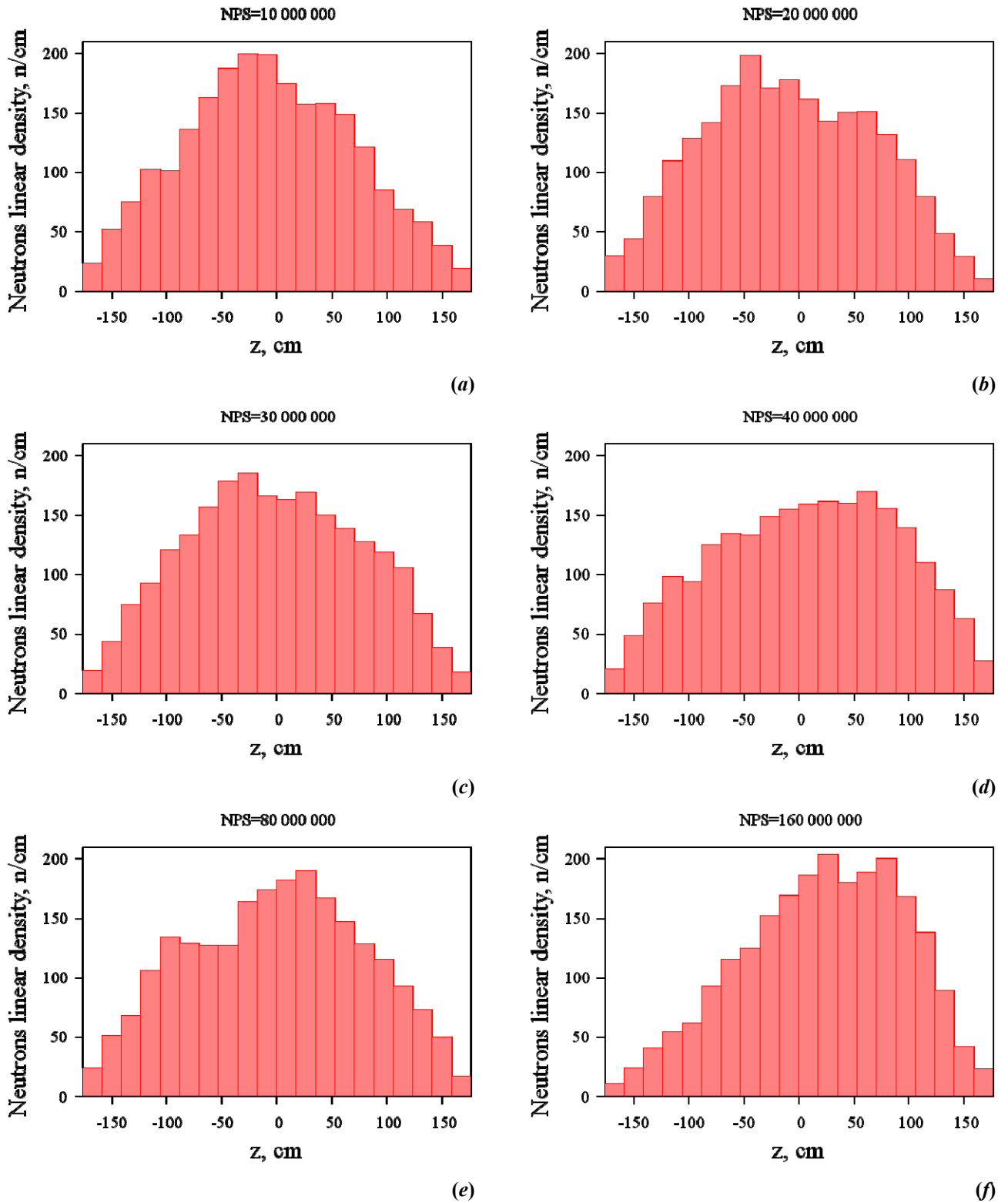
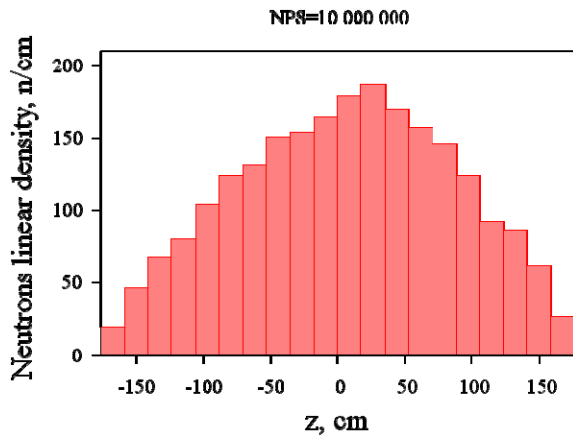
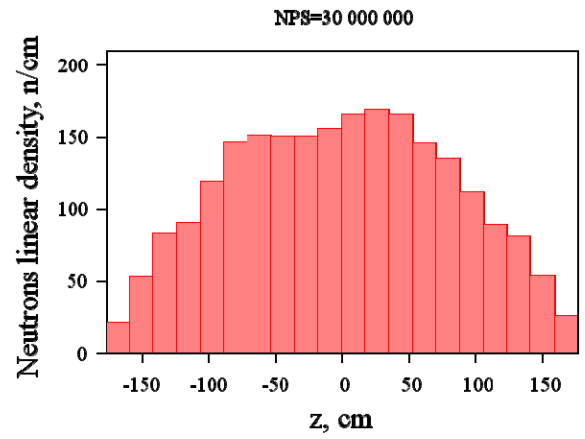


Рис. 6 SRC-источник с  $NSRCK = 5000n$  при  $NPS=10 \times 10^6$  (a),  $20 \times 10^6$  (b),  $30 \times 10^6$  (c),  $40 \times 10^6$  (d),  $80 \times 10^6$  (e) и  $160 \times 10^6$  (f)

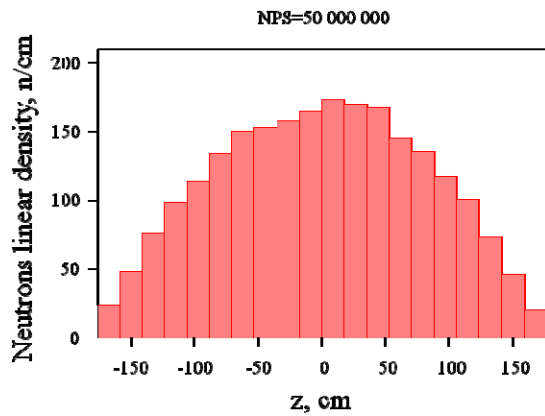
При всех представленных значениях  $NPS$  источник нейтронов с  $NSRCK = 20\,000n$  (рис. 7) оказывается лучше источника с  $NSRCK = 5\,000n$  с точки зрения симметрии. При более детальном анализе полученных SRC-источников можно заметить, что источник нейтронов с увеличением статистики не улучшается. Качество симметричных источников, полученных при  $NPS=10 \times 10^6$  и  $50 \times 10^6$ , ухудшается с увеличением статистики для  $NPS=30 \times 10^6$  и  $160 \times 10^6$  соответственно.



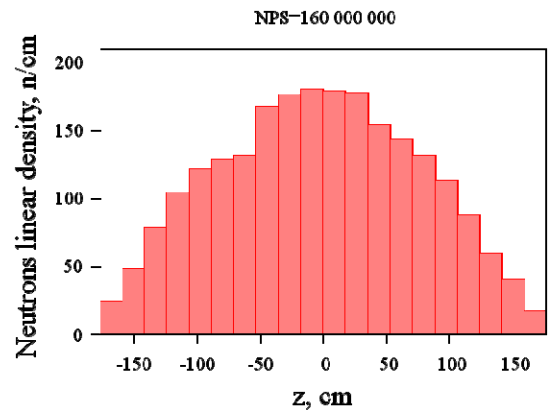
(a)



(b)



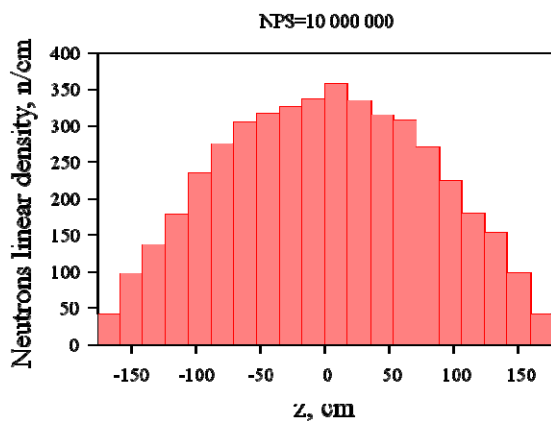
(c)



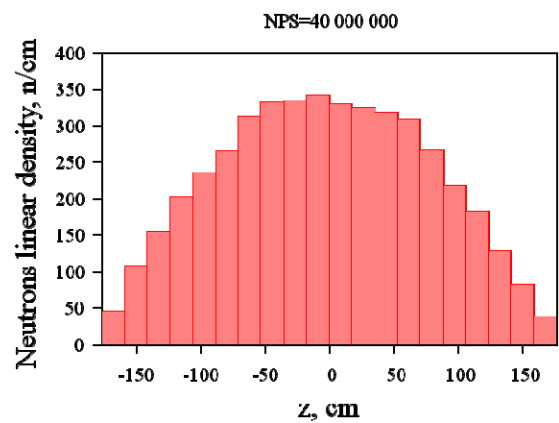
(d)

Рис. 7 SRC-источник с  $NSRCK = 20\,000$ н при  $NPS=10 \times 10^6$  (a),  $30 \times 10^6$  (b),  $50 \times 10^6$  (c),  $160 \times 10^6$  (d)

На рис. 8 приведен источник нейтронов с  $NSRCK = 40\,000$ н. В отличие от SRC-источников с меньшими значениями  $NSRCK$  данный источник остается корректным при всех представленных  $NPS$ , т.е. значение  $NSRCK = 40\,000$ н гарантированно обеспечивает корректное формирование SRC-источника.



(a)



(b)

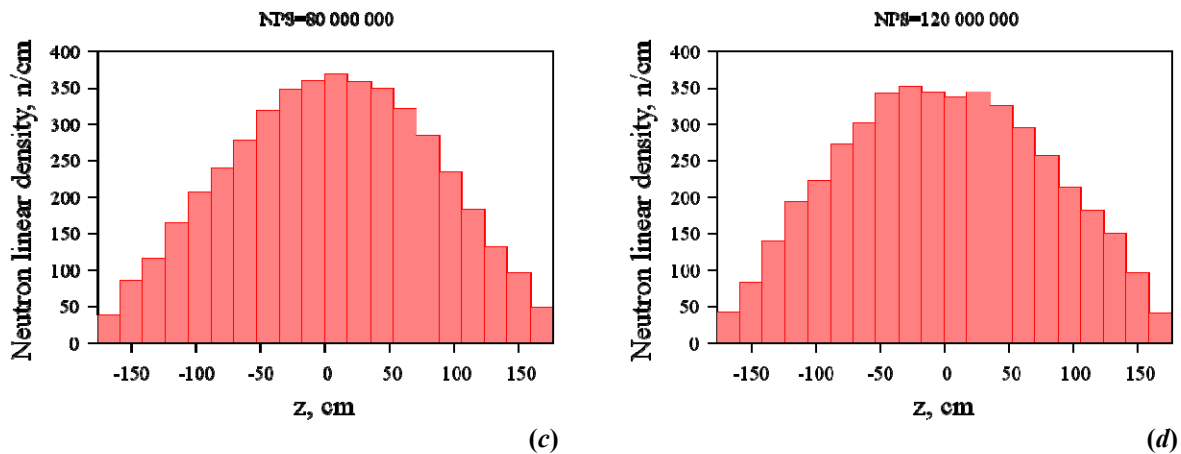


Рис. 8 SRC- источник с  $NSRCK = 40\,000$ н при  $NPS=10 \times 10^6$  (a),  $40 \times 10^6$  (b),  $80 \times 10^6$  (c),  $120 \times 10^6$  (d)

Для систем с сильной гетерогенностью важным аспектом является формирование источника с учетом значимости локальных областей, содержащих топливные материалы. Для задач с гетерогенной компоновкой топливных зон и сложной геометрией проблема устойчивости SRC-источника и адекватной статистики расчетов требует специального анализа.

### 3 Задание источника нейтронов в коде MCU

В настоящее время для повышения качества прогнозирования нейтронно-физических характеристик в задачах ядерной безопасности, в расчетах разрабатываемых объектов ядерной энергетики и т.д. приоритетным направлением является использование связанных расчетов. Решением подобных проблем занимаются во многих ведущих лабораториях Европы и США. Технологии связанных расчетов используются при создании кодов “с нуля” или при обеспечении согласованных расчетов на основе уже существующих и широко используемых кодов в нейтронике, теплогидравлике и термомеханике. Связность кодов обеспечивается с помощью обратных связей, устанавливающих температурную и плотностную зависимость сечений ядерных реакций, энерговыделения и др.

При решении проблемы “связных кодов” с использованием нейтронно-физических кодов, базирующихся на методах Монте-Карло, одной из базовых задач является определение параметров расчета, обеспечивающих устойчивость значений нейтронно-физических характеристик, используемых для “связки” нейтронного кода и теплогидравлического/термомеханического кодов. Для отработки технологии связанных кодов используются ячеечные расчеты, включающие модели бесконечной решетки ТВС и твэлов.

Ячеечные расчеты являются основой при решении задач физики реакторов. Ячеечные расчеты позволяют уяснить особенности программы, изучить ее чувствительность на изменение геометрических, статистических и температурных параметров, а также определить расчетные параметры, обеспечивающие корректность результатов.

Для связанных расчетов определение параметров расчета, обеспечивающих устойчивость результатов, оказывается одной из важнейших задач, требующих исследования влияния статистических, температурных и геометрических параметров на значения базовых нейтронно-физических характеристик.

Модуль источника SRC обеспечивает выполнение расчётов с одним из двух типов источников – простым и сложным.

В MCU используется простой источник двух видов – *Простой Точечный Источник (ПТИ)* и *Простой Распределённый Источник (ПРИ)*. Для задания источника ПТИ достаточно указать его координаты. Для источника ПРИ пользователь задает геометрические параметры для призмы, цилиндра или сектора цилиндра с вертикальной образующей. При этом точки генерации нейтронов равномерно распределены по заданному объему, выбор точек рождения нейтронов и розыгрыш частиц осуществляется программой.

Сложный источник представляется в виде комбинации простых источников с ненормированными весами вероятности. Для задания сложных источников используются сетки и решетки, позволяющие с указанным шагом размещать простые источники в заданном пространстве. В частности, это использу-

ется при задании гетерогенной модели с повторяющимися объектами (например, размещение ТВС в активной зоне, задание модели бесконечной решетки твэлов и др.).

### 3.1 Влияние задаваемого источника и общей статистики на потоки нейтронов

Для стандартной модели твэла реактора ВВЭР-1000 [5] анализируется влияние используемого простого источника на поток нейтронов. В процессе расчета используются источники *ПТИ* и *ПРИ*. Источник *ПТИ* располагается по центру твэла. Для изучения влияния типа источника также осуществляются расчеты с источником, размещенным в торцевой зоне. На рис. 9 представлена расчетная модель твэла в плоскости *OZX* с симметричными торцевыми зонами *Zone\_1* и *Zone\_2*, высота (*h*) которых варьируется от 5 до 40 см. Рассматривается бесконечная решетка твэлов с зеркальным отражением в плоскости *OXY* и утечкой по высоте.

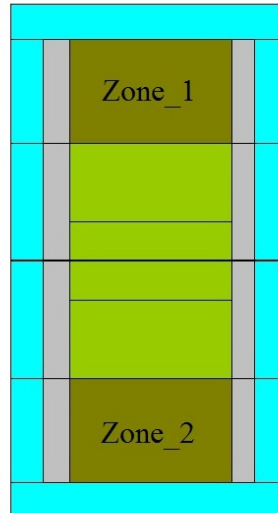
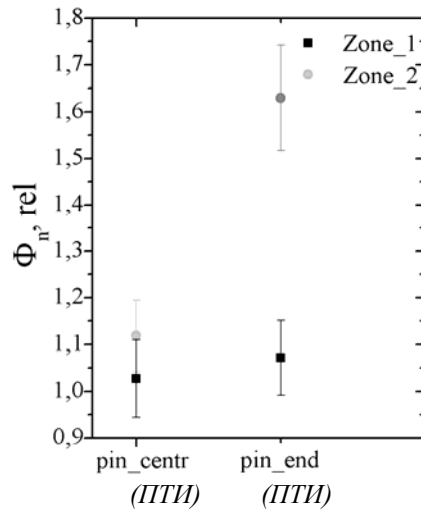


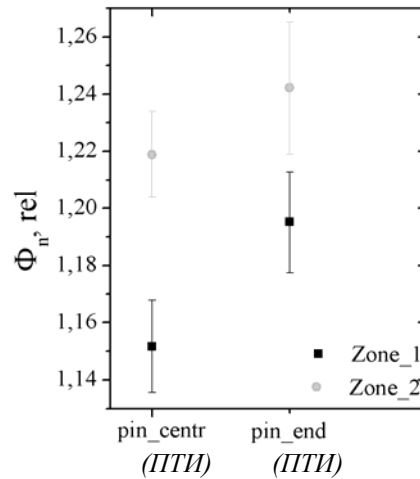
Рис. 9 Расчетная модель твэла в плоскости *OZX*

На рис. 10 и 11 представлены значения потоков нейтронов в симметричных относительно центра торцевых зонах *Zone\_1* и *Zone\_2* высотой 40 см в расчетах с использованием источника *ПТИ*, размещенного в центре (*pin\_cent*) и в торцевой зоне регистрации *Zone\_2* (*pin\_end*). Статистика результатов составляет *NPS* ~ 1 млн и 50 млн соответственно.

При *NPS*~1млн значения потоков нейтронов в торцевых зонах регистрации совпадают только при использовании источника размещенного в центре. При увеличении статистики, совпадение значений потоков нейтронов в зонах *Zone\_1* и *Zone\_2* достигается и при использовании источника, размещенного в *Zone\_2*. Это объясняется тем, что источник используется только при генерации нейтронов нулевого поколения, и увеличение общего количества поколений нейтронов ведет к уменьшению влияния каждого отдельного поколения на результат.



**Рис. 10** Поток нейтронов ( $\Phi_n$ ) в симметричных зонах твэла с ПТИ источником для NPS-1млн

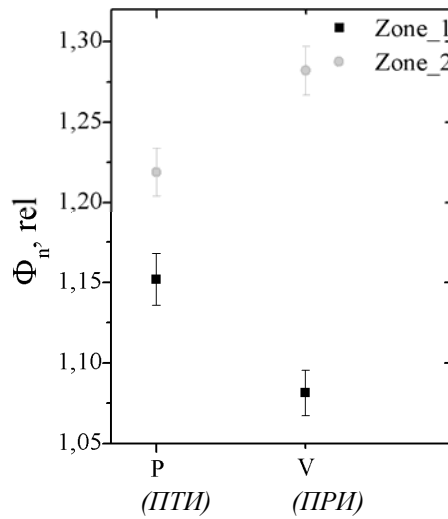


**Рис. 11** Поток нейтронов ( $\Phi_n$ ) в симметричных зонах твэла с ПТИ источником для NPS-50млн

Сравнение результатов расчета потоков нейтронов с использованием ПТИ и ППИ источником выполнено для симметричной модели бесконечной решетки твэлов (рис. 9).

Источник ППИ представляется в виде цилиндра, и все точки рождения нейтронов нулевого поколения равномерно располагаются внутри топлива. Количество нейтронов в поколении сильно влияет на качество объемного источника, поскольку при малом количестве нейтронов, точки их рождения могут заполнять область источника неравномерно, что приведет к некорректным результатам расчета.

На рис. 12 представлены значения потоков нейтронов в торцевых зонах Zone\_1 и Zone\_2 ( $h=40$  см) с простым точечным источником ПТИ, размещенным в центре твэла (P), и объемным источником ППИ (V). Суммарная статистика расчета NPS-40 млн.



**Рис. 12** Поток нейтронов ( $\Phi_n$ ) в симметричных зонах твэла с ПТИ и ПРИ источниками для NPS-40 млн

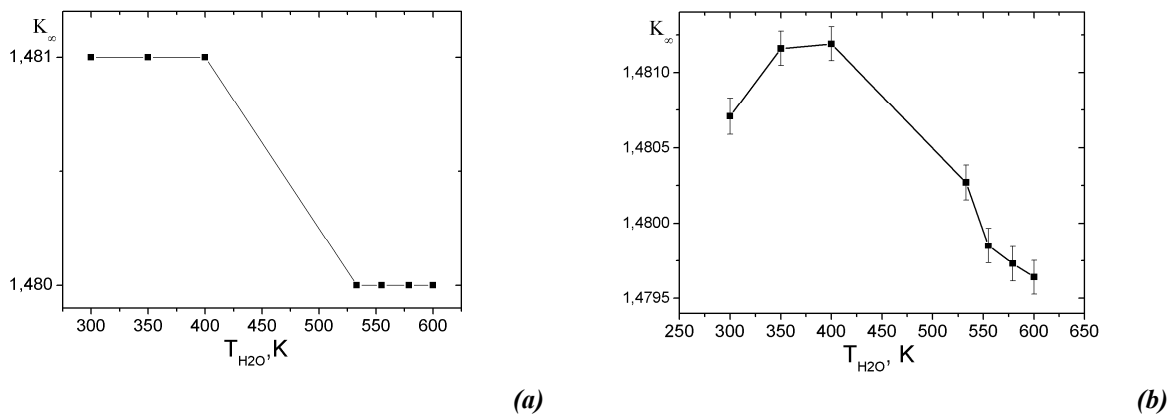
Различия значений потоков нейтронов в симметричных областях при указанной статистике составляют 3 и 9% при использовании источников ПТИ и ПРИ соответственно. В данном случае точечный источник обеспечивает лучшее совпадение значений потоков в симметричных зонах, и оценка эффективности использования объемного ПРИ источника требует дополнительного анализа.

Для задач с простой геометрией использование точечного источника обеспечивает корректные результаты. При расчете гетерогенных систем с распределенными топливными зонами может быть оправдано использование источника ПРИ. Также для более быстрого выхода на устойчивое распределение нейтронов использование источника ПРИ оказывается эффективным.

### 3.2 Анализ отклика $K_\infty$ на изменение температуры теплоносителя

Для определения характера обратных связей в сквозных расчетах типа Нейтроника – Теплогидравлика анализируется чувствительность нейтронно-физических характеристик на изменение температурных параметров. Коэффициент размножения нейтронов является интегральной характеристикой, поэтому на основе ячеечных расчетов рассматривается влияние температуры теплоносителя на значение интегрального параметра  $K_\infty$ .

На рис. 13 приведены значения  $K_\infty$  при NPS~1 млн (а) и 16 млн (б) при заданной температуре топлива  $T=300\text{ K}$  и различных температурах теплоносителя.



**Рис. 13** Значение  $K_\infty$  в решетке ТВС при температуре топлива 300K и различных температурах теплоносителя

При статистике  $NPS \sim 1$  млн полученная точность значений  $K_{\infty}$  не позволяет изучить отклик системы на изменение температуры теплоносителя в пределах изменения температуры  $\sim 25^{\circ}$ , представленных в MCUDB50.

По результатам, приведенным на рис. 13, определена суммарная статистика расчета  $NPS \sim 20$  млн, позволяющая оценить отклик изменения  $K_{\infty}$  на изменение температуры топлива и теплоносителя.

Значения  $K_{\infty}$  в зависимости от температуры теплоносителя (при температуре топлива 305 и 325 К) приведены на рис. 14 ( $NPS \sim 16$  млн). С учетом имеющихся библиотек ядерных данных в MCUDB50 версии MCUFREE\_121212 зависимость  $K_{\infty}$  анализируется для воды с температурой 533, 555, 579 К.

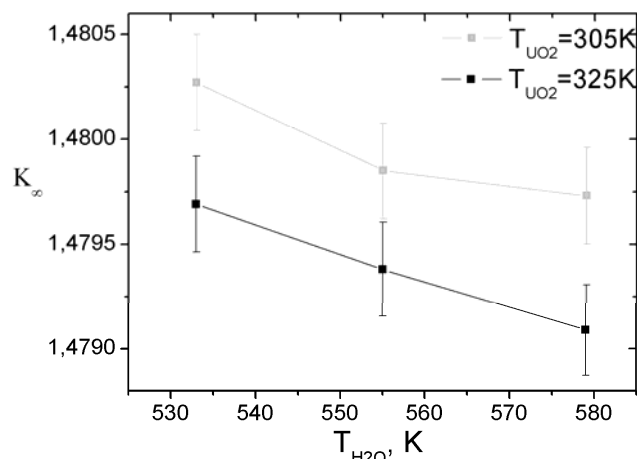


Рис. 14. Значение  $K_{\infty}$  в решетке ТВС при различной температуре воды

На основе проведенного анализа определена статистика  $NPS \sim 20$  млн, обеспечивающая необходимый отклик  $K_{\infty}$  (рис 13) на изменение температуры теплоносителя с шагом  $\sim 25^{\circ}$ . Также проводится дополнительный анализ для изучения отклика других нейтронно-физических характеристик на изменение температуры теплоносителя, что необходимо для проведения сквозных расчетов.

### 3.3 Влияние статистических параметров расчета на потоки нейтронов

На основе ячеечных расчетов реактора ВВЭР-1000 рассматривается влияние расчетных параметров на устойчивость значений нейтронно-физических характеристик, рассчитанных в коде MCU\_FREE при использовании ПРИ источника.

Погрешность расчетов в значительной степени зависит от параметров, задаваемых пользователем, включающих количество нейтронов в поколении, число поколений, функцию распределения нейтронов нулевого поколения и т. д., поэтому корректность полученных результатов напрямую зависит от выбора статистических параметров расчета.

Для изучения влияния статистических параметров анализируются потоки нейтронов в расчетах бесконечной решетки твэлов (рис. 9) реактора ВВЭР-1000 при температуре  $T=300$  К. В расчетах используются модели с различными значениями  $h = 5 - 40$  см. На приведенных рисунках статистические параметры на оси X представлены в виде  $N_n * N_{ср}$  при постоянном  $N_{пок} = 3$ .

На рис. 15 и 16 представлены значения потоков нейтронов в симметричных торцевых зонах  $Zone\_1$  и  $Zone\_2$  твэла в зависимости от статистических параметров –  $N_n$  и  $N_{ср}$  для  $h=10$  и 40 см.



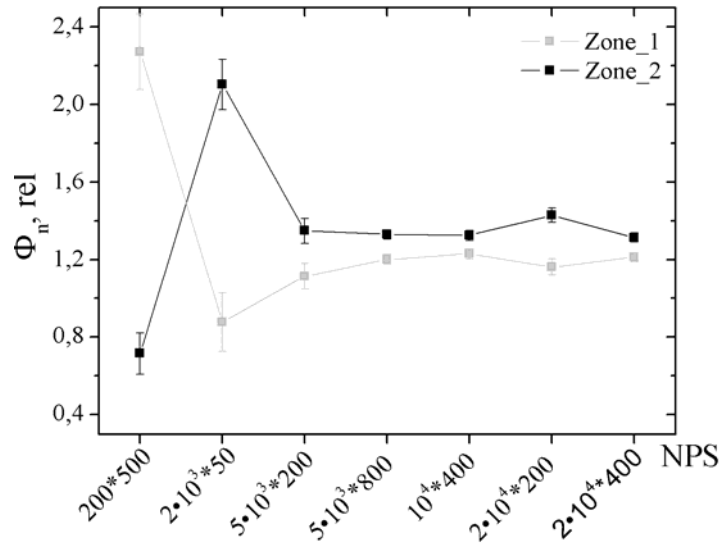


Рис. 15 Поток нейтронов ( $\Phi_n$ ) в симметричных зонах твэла с ППИ источником ( $h=40$  см)

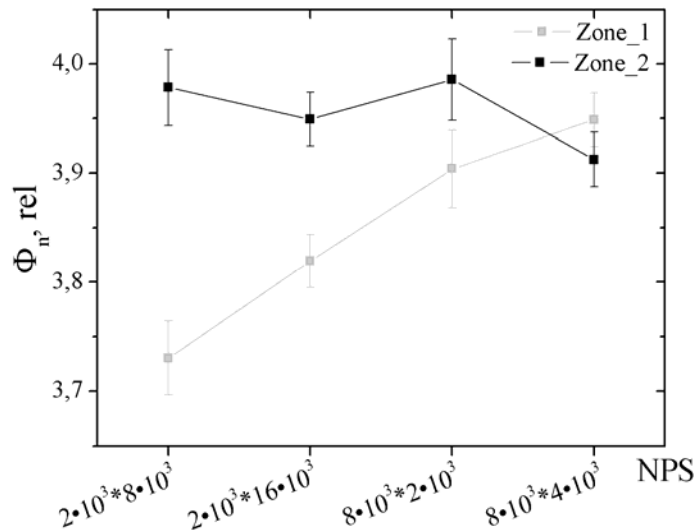


Рис. 16 Поток нейтронов ( $\Phi_n$ ) в симметричных зонах твэла с ППИ источником ( $h=10$  см)

С увеличением статистики различие значений потоков нейтронов в *Zone\_1* и *Zone\_2* уменьшается. При статистике  $NPS=8000*4000$  значения нейтронных потоков совпадают в симметричных зонах с учетом погрешности ( $2\sigma$ ).

#### 4 Сравнение нейтронно-физических характеристик в MCNP5 и MCU\_FREE для бесконечной решетки ТВС реактора ВВЭР

На базе ячеечных расчетов проводится сравнение базовых нейтронно-физических характеристик, включающих коэффициент размножения нейтронов, средний поток нейтронов в топливе и скорости реакций для основных изотопов гадолиния и урана.

Ячеечные расчёты выполнены в условиях радиального отражения и аксиальной утечки для «холодной» ТВС ( $T_{мол.} = 300K$ ) и для ТВС с  $T_{мол.} = 600, 900K$  и температуре  $600K$  теплоносителя и конструкционных материалов.

## 4.1 Описание модели

В качестве расчетной модели рассматриваются два типа ТВС реактора ВВЭР-1000 – ТВС без твэгов и ТВС типа 43ZSZ [11] с твэгами. Кассета ТВС без твэгов состоит из 331 ячейки, в 312 из которых расположены твэлы с обогащением 4.4%, в 18-направляющие каналы СУЗ, состоящие из стальной оболочки (стержни СУЗ подняты), а центральная ячейка остается пустой. Вторая ТВС отличается тем, что в 6 твэлах вместо оксидного уранового топлива в них используется топливо на 95% состоящее из оксида урана  $UO_2$  с обогащением 3.6% и на 5% - из оксида гадолиния  $Gd_2O_3$ . Высота твэлов и твэгов составляет 353 см. Сверху и снизу кассеты располагается слой воды толщиной 20 см. На границах задано радиальное отражение и аксиальная утечка.

### Базовые характеристики ТВС реактора ВВЭР-1000

Размер ячейки «под ключ», мм	234
Шаг размещения твэл, мм	12.75
Высота активной зоны, мм	3530
Наружный диаметр оболочки твэл и твэг, мм	9.1
Внутренний диаметр оболочки твэл и твэг, мм	7.72
Диаметр таблетки, мм	7.57
Наружный диаметр СУЗ, мм	6.25
Внутренний диаметр СУЗ, мм	5.45
Зазор между топливом и оболочкой, мм	0.15

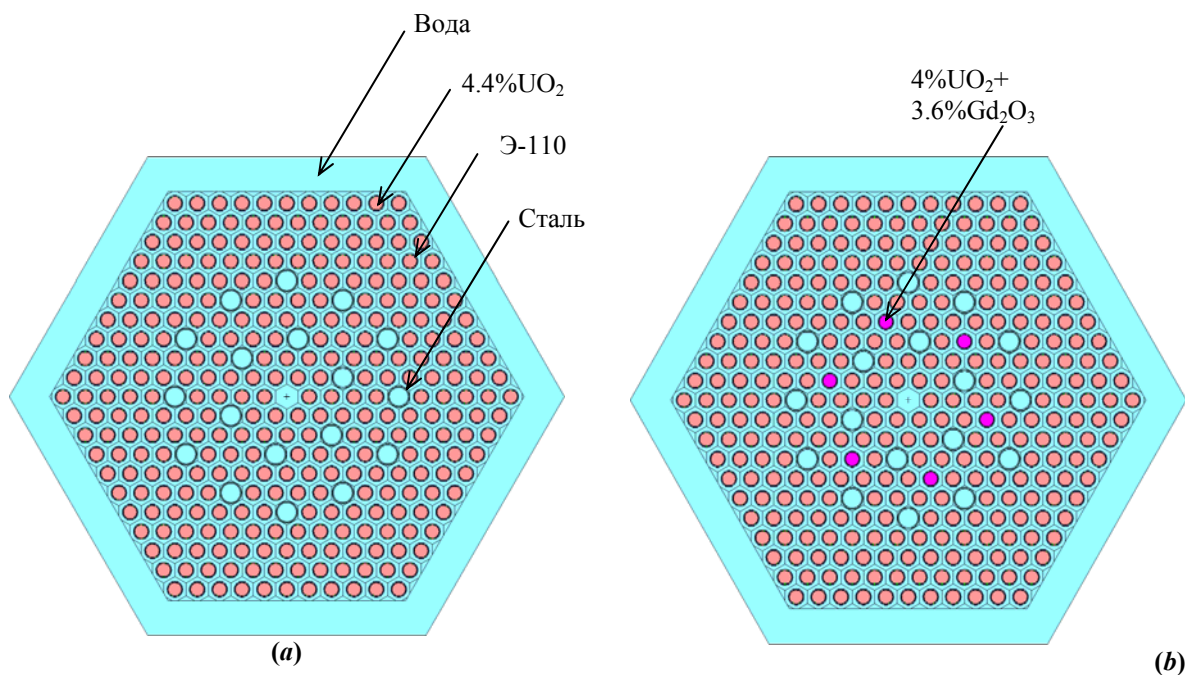


Рис. 17 Расчетная модель ТВС реактора ВВЭР-1000 без твэгов (a) и ТВС типа 43ZSZ (b) в плане

### Материальный состав ТВС

- Топливо –  $UO_2$ ,  $Gd_2O_3+UO_2$ ,  $\rho = 10.4 \text{ г/см}^3$
- Оболочка твэла – сплав Э-110 (99% Zr, 1% Nb по массе),  $\rho = 6.44 \text{ г/см}^3$
- Теплоноситель –  $H_2O$ ,  $\rho = 1.0 \text{ г/см}^3$  (300 K) и  $\rho = 0.723 \text{ г/см}^3$  (600K)
- Зазор между топливом и оболочкой – He,  $\rho = 0.00357 \text{ г/см}^3$
- СУЗ – сталь,  $\rho = 7.8 \text{ г/см}^3$

## 4.2 Сравнительный анализ базовых нейтронно-физических характеристик в расчетах MCNP5 и MCU\_FREE

Отличия значений нейтронно-физических характеристик, полученных в MCNP и MCU, оцениваются относительно значений MCNP. Так, например, различие между скоростями реакции радиационного захвата ( $n, \gamma$ ) определяется как

$$\frac{R_{(n,\gamma)}^{MCNP} - R_{(n,\gamma)}^{MCU}}{R_{(n,\gamma)}^{MCNP}} \times 100\%.$$

Значения  $K_{\infty}$  получены для бесконечной решетки ТВС (п.4.1) при разных температурах топлива. Результаты в MCNP5 и MCUFREE\_121212 представлены в таблице 1. Для наиболее детального их сравнения значения  $K_{\infty}$  и значения погрешностей указаны с пятью знаками после запятой. Значения нейтронных потоков в ТВС с твэгами при  $T_{\text{топл.}} = 300$  и  $900\text{K}$  представлены в таблице 2. Скорости реакций деления ( $n, f$ ) и радиационного захвата ( $n, \gamma$ ) приведены в таблицах 3–8. Для уточнения различий скоростей реакции ( $n, \gamma$ ) в гадолинии проведен расчёт с поизотопным заданием гадолиния, результаты в таб.5. Сравнительные значения скоростей реакции ( $n, \gamma$ ) для изотопов гадолиния, которые вносят основной вклад в процесс радиационного захвата в твэге, приводятся в таблице 6.

Таблица 1. Значения  $K_{\infty}$  для бесконечной решетки ТВС реактора ВВЭР-1000

Температура, К			Тип ТВС	$K^{MCNP}$	$K^{MCU}$	$\frac{K^{MCNP} - K^{MCU}}{K^{MCNP}}, \%$
Топливо	Теплоноситель	Констр. мат.				
300			без твэга	1.45146 ± 0.00018	1.44935 ± 0.00014	0.15
600				1.38753 ± 0.00035	1.38649 ± 0.00033	0.07
900	600	600		1.37689 ± 0.00032	1.37553 ± 0.00034	0.10
300			с твэгом	1.39442 ± 0.00018	1.39283 ± 0.00014	0.11
600				1.32535 ± 0.00018	1.32429 ± 0.00015	0.08
900	600	600		1.31449 ± 0.00033	1.31326 ± 0.00035	0.09

Анализ значений таблицы 1 позволяет сделать следующие выводы:

- Значения  $K_{\infty}$  для обоих типов ТВС оказываются больше в расчетах MCNP, чем в MCU при всех указанных температурах. При этом отличия в  $K_{\infty}$  в рамках погрешности  $1\sigma \sim 0.1\%$  сохраняются и при “достаточной” статистике  $\sim 20 \times 10^6$  н.
- При относительно небольших отличиях в значениях  $K_{\infty}$  совпадение не наблюдается даже с учетом погрешности ( $2\sigma$ ). При этом отличия составляют 0.15 ( $1\sigma$ ) и 0.1% ( $2\sigma$ ).

Таблица 2. Средние потоки нейтронов в ТВС ( $NPS=2 \times 10^6$ )

Поток в топливе	T=300K		T=900-600-600K	
	MCNP	MCU	MCNP	MCU
ТВЭЛ	10.150 ± 0.030	10.220 ± 0.040	12.756 ± 0.040	12.901 ± 0.060
ТВЭГ	0.1654 ± 0.0030	0.1656 ± 0.0060	0.2183 ± 0.0030	0.2199 ± 0.0060

- Для ТВС с  $T_{\text{топл.}} = 300\text{K}$  значения потоков нейтронов совпадают в рамках погрешности  $1\sigma$ . Для ТВС с  $T_{\text{топл.}} = 900\text{K}$  в твэле значения совпадают в рамках  $2\sigma$ .
- Для ТВС с  $T_{\text{топл.}} = 300$  и  $900\text{K}$  при одинаковой статистике расчетов нейтронных потоков значения погрешностей в расчетах MCU оказываются больше соответствующих значений в MCNP.

Таблица 3. Скорости реакции деления ( $n, f$ ) в «холодной» ТВС ( $NPS=2 \times 10^6$ )

Нуклид	ТВЭЛ/ ТВЭГ	$R_{(n,f)} \times 10^2$		$\frac{R_{(n,f)}^{MCNP} - R_{(n,f)}^{MCU}}{R_{(n,f)}^{MCNP}}, \%$
		MCNP	MCU	
U238	ТВЭЛ	$2.33000 \pm 0.00300$	$2.39500 \pm 0.00300$	2.8
U235		$54.22600 \pm 0.03800$	$54.39900 \pm 0.03800$	0.3
U238+U235		$56.55500 \pm 0.04000$	$56.79500 \pm 0.04000$	0.4
U238	ТВЭГ	$0.03800 \pm 0.00014$	$0.03900 \pm 0.00030$	2.6
U235		$0.19200 \pm 0.00073$	$0.18500 \pm 0.00098$	3.6
U238+U235		$0.23000 \pm 0.00074$	$0.22400 \pm 0.00110$	2.6

- Различия скорости реакции деления ( $n, f$ ) для U235 в твэле и твэге составляют  $\sim 0.3$  и  $\sim 3.6\%$ , соответственно, для U238 подобное отличие составляет  $\sim 3\%$  и в твэле, и в твэге.
- Погрешности для скоростей реакции ( $n, f$ ) в твэле отличаются в целом незначительно. Вместе с тем для U238 в твэге можно отметить превышение погрешности, полученной в MCU относительно погрешности в MCNP, примерно в 2 раза.

Таблица 4. Скорости реакции ( $n, \gamma$ ) в «холодной» ТВС ( $NPS = 2 \times 10^6$ )

Нуклид	ТВЭЛ/ ТВЭГ	$R_{(n,\gamma)} \times 10^2$		$\frac{R_{(n,\gamma)}^{MCNP} - R_{(n,\gamma)}^{MCU}}{R_{(n,\gamma)}^{MCNP}}, \%$
		MCNP	MCU	
U238	ТВЭЛ	$20.26780 \pm 0.02030$	$20.55820 \pm 0.01640$	1.4
U235		$11.60830 \pm 0.00700$	$11.47020 \pm 0.00690$	1.2
U238	ТВЭГ	$0.28450 \pm 0.00260$	$0.29400 \pm 0.00280$	3.3
U235		$0.06750 \pm 0.00037$	$0.06390 \pm 0.00054$	5.3
Gd155		$0.69090 \pm 0.00300$	$0.69610 \pm 0.00280$	0.8
$\Sigma(\text{Gd})$		$3.26030 \pm 0.01600$	$3.24740 \pm 0.01360$	0.4

Таблица 5. Скорости реакции ( $n, \gamma$ ) в твэге ТВС ( $NPS = 2 \times 10^6$ )

Нуклид	$R_{(n,\gamma)} \times 10^2$			
	300K		900-600K	
	MCNP	MCU	MCNP	MCU
Gd152	$0.00130 \pm 0.00001$	$0.00120 \pm 0.00002$	$0.00170 \pm 0.00001$	$0.00160 \pm 0.00002$
Gd154	$0.00460 \pm 0.00008$	$0.00520 \pm 0.00012$	$0.00630 \pm 0.00008$	$0.00690 \pm 0.00011$
Gd155	$0.69080 \pm 0.00300$	$0.69610 \pm 0.00270$	$0.77100 \pm 0.00300$	$0.78520 \pm 0.00270$
Gd156	$0.01610 \pm 0.00040$	$0.01620 \pm 0.00040$	$0.02240 \pm 0.00050$	$0.02280 \pm 0.00060$
Gd157	$2.53300 \pm 0.01190$	$2.51330 \pm 0.00960$	$2.71870 \pm 0.01170$	$2.73380 \pm 0.00870$
Gd158	$0.01260 \pm 0.00045$	$0.01350 \pm 0.00052$	$0.01710 \pm 0.00046$	$0.01810 \pm 0.00052$
Gd160	$0.00190 \pm 0.00007$	$0.00180 \pm 0.00007$	$0.00260 \pm 0.00007$	$0.00270 \pm 0.00010$

$\Sigma(\text{Gd}+\text{U})$	$3.60660 \pm 0.01480$	$3.60750 \pm 0.01300$	$4.02380 \pm 0.01490$	$4.05350 \pm 0.01220$
------------------------------	-----------------------	-----------------------	-----------------------	-----------------------

Таблица 6. Скорости реакции  $(n, \gamma)$  в твэге ТВС ( $NPS=2 \times 10^6$ )

Нуклид	Т, К	$R_{(n,\gamma)} \times 10^2$		$\frac{R_{(n,\gamma)}^{MCNP} - R_{(n,\gamma)}^{MCU}}{R_{(n,\gamma)}^{MCNP}}, \%$
		MCNP	MCU	
Gd155	300	$0.6908 \pm 0.0030$	$0.6961 \pm 0.0027$	0.8
Gd156		$0.0161 \pm 0.0004$	$0.0162 \pm 0.0004$	0.6
Gd157		$2.5330 \pm 0.0119$	$2.5133 \pm 0.0096$	0.8
$\Sigma(\text{Gd}+\text{U})$		$3.6066 \pm 0.0148$	$3.6075 \pm 0.0130$	0.01
Gd155	900-600-600	$0.7710 \pm 0.0030$	$0.7852 \pm 0.0027$	1.8
Gd156		$0.0224 \pm 0.0005$	$0.0228 \pm 0.0006$	1.8
Gd157		$2.7187 \pm 0.0117$	$2.7338 \pm 0.0087$	0.6
$\Sigma(\text{Gd}+\text{U})$		$4.0238 \pm 0.0149$	$4.0535 \pm 0.0122$	0.7

- При относительно небольших отличиях наиболее весомое различие наблюдается в твэге  $\sim 3.3$  и  $5.3\%$  для U238 и U235 соответственно, а в твэге составляет  $\sim 1.4\%$ . Совпадение между значениями скорости реакции  $(n, \gamma)$  не наблюдается даже в рамках  $2\sigma$ .
- Погрешности в твэге отличаются незначительно. Для U235 в твэге имеет место отличие в значениях погрешности при одной и той же статистике - в MCU погрешность больше, чем в MCNP  $\sim 1.5$  раза. Для изотопов гадолиния (Gd155,157) погрешность в MCNP больше, чем в MCU, что наблюдается впервые.
- Значения скорости реакции  $(n, \gamma)$  для основных изотопов гадолиния отличаются в среднем на  $\sim 0.1\%$  для ТВС с  $T_{\text{монл.}} = 300\text{К}$  и на  $\sim 2\%$  для ТВС с  $T_{\text{монл.}} = 900\text{К}$ .

Таблица 7. Скорости реакций  $(n, \gamma)$  и  $(n, f)$  в твэге ( $NPS=60 \times 10^6$ )

Нуклид	$R_{(n,\gamma)} \times 10^2$			$R_{(n,f)} \times 10^2$		
	MCNP	MCU	$\frac{R_{(n,\gamma)}^{MCNP} - R_{(n,\gamma)}^{MCU}}{R_{(n,\gamma)}^{MCNP}}, \%$	MCNP	MCU	$\frac{R_{(n,f)}^{MCNP} - R_{(n,f)}^{MCU}}{R_{(n,f)}^{MCNP}}, \%$
U238	$0.28830 \pm 0.00049$	$0.29210 \pm 0.00047$	1.3	$0.03800 \pm 0.00003$	$0.03910 \pm 0.00006$	2.9
U235	$0.06730 \pm 0.00007$	$0.06370 \pm 0.00010$	5.4	$0.19080 \pm 0.00013$	$0.18570 \pm 0.00017$	2.7
Gd155	$0.69060 \pm 0.00055$	$0.69500 \pm 0.00049$	0.6	-	-	-
Gd156	$0.01660 \pm 0.00009$	$0.01740 \pm 0.00009$	4.8	-	-	-
Gd157	$2.52600 \pm 0.00227$	$2.50990 \pm 0.00176$	0.6	-	-	-
$\Sigma(\text{Gd}+\text{U})$	$3.60910 \pm 0.00289$	$3.6012 \pm 0.00216$	0.2	$0.22880 \pm 0.00014$	$0.22480 \pm 0.00018$	1.7

Таблица 8. Сравнительные значения скорости реакций  $(n, \gamma)$  и  $(n, f)$  в твэге в кодах MCNP и MCU

NPS	$2 \times 10^6$		$8 \times 10^6$	$6 \times 10^6$	$40 \times 10^6$	$30 \times 10^6$	$60 \times 10^6$	
Нуклид	MCNP	MCU	MCNP	MCU	MCNP	MCU	MCNP	MCU
$R_{(n,\gamma)} \times 10^2$								
U238	$0.28450 \pm 0.00260$	$0.29400 \pm 0.00280$	$0.28840 \pm 0.00133$	$0.29380 \pm 0.00153$	$0.28850 \pm 0.00058$	$0.29110 \pm 0.00067$	$0.28830 \pm 0.00049$	$0.29210 \pm 0.00047$

U235	0.06750± 0.00037	0.06390± 0.00054	0.06730± 0.00019	0.06440± 0.00031	0.06720± 0.00009	0.06400± 0.00014	0.06730± 0.00007	0.06370± 0.00010
Gd155	0.69080± 0.00300	0.69610± 0.00270	0.69330± 0.00146	0.69760± 0.00153	0.69090± 0.00069	0.69470± 0.00076	0.69060± 0.00055	0.69500± 0.00049
Gd156	0.01610± 0.00040	0.01620± 0.00040	0.01640± 0.00023	0.01730± 0.00030	0.01660± 0.00011	0.01750± 0.00013	0.01660± 0.00009	0.01740± 0.00009
Gd157	2.53300± 0.01190	2.51330± 0.00960	2.53730± 0.00584	2.52000± 0.00580	2.52710± 0.00253	2.50960± 0.00251	2.52600± 0.00227	2.50990± 0.00176
Σ(Gd+U)	3.60660± 0.01480	3.60750± 0.01300	3.62310± 0.00761	3.61630± 0.00760	3.61080± 0.00325	3.60000± 0.00324	3.60910± 0.00289	3.60120± 0.00216
$R_{(n,f)} \times 10^2$								
U238	0.03800± 0.00014	0.03900± 0.00030	0.03810± 0.00007	0.03900± 0.00019	0.03800± 0.00003	0.03910± 0.00008	0.03800± 0.00003	0.03910± 0.00006
U235	0.19200± 0.00073	0.18500± 0.00098	0.19120± 0.00036	0.18600± 0.00058	0.19080± 0.00015	0.18600± 0.00026	0.19080± 0.00013	0.18570± 0.00017
ΣU	0.23000± 0.00074	0.22400± 0.00110	0.22930± 0.00037	0.22600± 0.00063	0.22880± 0.00016	0.22510± 0.00027	0.22880± 0.00014	0.22480± 0.00018

На основе результатов в таблицах 7 и 8 можно сделать следующие заключения:

- Отличия значений скорости реакции захвата ( $n, \gamma$ ) с ростом статистики уменьшаются.
- Значения скорости реакции деления ( $n, f$ ) не изменяются при  $NPS > 2 \times 10^6$ .
- Значения скорости реакции ( $n, \gamma$ ) в MCNP для основных изотопов урана практически не изменяются при  $NPS > 8 \times 10^6$ .
- Погрешности скорости реакций в твэе отличаются незначительно в целом. В твэе наблюдаются два значимых отличия: 1) для U235 значения погрешностей скоростей реакций ( $n, \gamma$ ) и ( $n, f$ ) в MCU больше погрешности MCNP примерно в полтора раза, 2) для U238 значение погрешности скорости реакции ( $n, f$ ) в MCU больше погрешности MCNP примерно в два раза.

## Выводы

Сравнительный анализ базовых нейтронно-физических характеристик –  $K_\infty$ , нейтронных потоков и скоростей реакций захвата и деления, полученных в ячеечных расчетах реактора ВВЭР-1000 по MCNP5 с библиотекой непрерывных ядерно-физических данных, сформированной на базе ENDF/B-VII.0, и MCUFREE\_121212 с библиотекой MCUDB50, показывает:

1. Значения  $K_\infty$  для различных типов ТВС оказываются больше в расчетах MCNP5 на ~0.1%, чем в MCUFREE при различных температурах и статистике расчетов.
2. Значения потоков нейтронов совпадают с учетом погрешности ( $2\sigma$ ).
3. Скорости реакций ( $n, \gamma$ ) и ( $n, f$ ) в MCNP5 и MCU FREE не совпадают с учетом погрешности ( $2\sigma$ ), наибольшие различия наблюдаются в твэе. Подобные отличия можно отчасти объяснить использованием различных библиотек ядерных данных.
4. Расчетные значения погрешностей скоростей реакций ( $n, f$ ) и ( $n, \gamma$ ) в MCNP5 и MCU\_FREE при одинаковой статистике отличаются в целом незначительно, за исключением погрешностей скорости реакции ( $n, \gamma$ ) для U235 и ( $n, f$ ) для U235 и U238 в твэе. При этом в MCU\_FREE значение погрешности скорости реакции ( $n, \gamma$ ) для U235 оказывается больше примерно в 1,5 раза, а значение погрешности скорости реакции ( $n, f$ ) для U238 – в 2 раза.

## Литература

1. Митенкова Е.Ф., Новиков Н.В. “Технология прецизионных расчетов для решения нейтронно-физических задач ядерных реакторов” // Известия Российской Академии Наук, 2004, №2, с.72–86.
2. Mitenkova E., Novikov N. Precision neutronics calculations to resolve nuclear power safety-related tasks // Report of international conference “MONTE CARLO 2005”, April 17-21, Chattanooga, Tennessee, USA, 2005.
3. X-5 Monte Carlo Team, "MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code", version 5, April 2003.
4. <http://mcuproject.ru/rabout.html> (О проекте MCU)
5. А.К. Горохов, Ю.Г. Драгунов, Г.Л. Лунин, А.Н. Новиков, В.И. Цофин, Ю.А.Ананьев, Обоснование нейтронно-физической и радиационной частей проектов ВВЭР. –М.: ИКЦ “Академкнига”, 2004, – 496 с.
6. M. B. Chadwick, P. Oblozinsky, M. Herman et al. "ENDF/B-VII.0: Next Generation evaluated Nuclear Data Library for Nuclear Science and Technology", *Nucl. Data Sheets*, Volume 107, p. 2931 (2006).
7. X-5 Monte Carlo Team, "MCNP - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code", version 5, volume II: user's guide, appendix B, April 2003, – B-2 с.
8. Лиман Г.Ф., Майоров Л.В., Юдкевич М.С. Пакет программ MCU для решения методом Монте-Карло задач переноса излучений в реакторах // ВАНТ. Сер. ФизТЯР. Вып. 7. 1985. – с. 27 – 31.
9. Н.И. Алексеев, С.Н. Большагин, Е.А. Гомин, С.С. Городков, М.И. Гуревич, М.А. Калугин, А.С. Кулаков, С.В. Марин, Д.С. Олейник, А.В. Пряничников, Д.А. Шкаровский, М.С. Юдкевич. Статус MCU-5// ВАНТ. Сер. ФизТЯР. Вып 4. 2011. – с. 4 – 23.
10. <http://mcuproject.ru/rafree.html> (программа MCU-FREE)
11. Описание применения и инструкция для пользователей программ, собранных из модулей пакета MCU-5. Под редакцией Д.А. Шкаровского. UserGuide\_mcu5\_rus\_121205.docx. 2012
12. <http://www.gnuplot.info/> (О проекте Gnuplot)