

© 2011 В. Ф. Разбудей

*Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев*

## МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОМ РЕАКТОРЕ ВВР-М ИЯИ НАН УКРАИНЫ

Изложена идеология моделирования нейтронных экспериментов с использованием метода Монте-Карло для оптимизации экспериментальных условий и анализа результатов измерений. Показаны возможности и выработаны рекомендации по использованию моделирования как на стадии планирования эксперимента, так и при введении поправок на факторы, искажающие результаты измерений.

*Ключевые слова:* исследовательский ядерный реактор, нейтронные пучки, моделирование эксперимента, метод Монте-Карло, ядерные данные.

### **Особенности экспериментов по определению нейтронных констант, выполняемых на выведенных пучках исследовательского реактора ВВР-М**

Моделирование экспериментов бывает весьма полезным еще на стадии планирования эксперимента. Оно дает возможность не только оценить величину эффекта, но и определить факторы, затрудняющие корректное измерение, установить, с какими элементами установки связаны эти факторы. Все это можно учесть на стадии проектирования установки и выбора методики измерения. Кроме того, благодаря модельным расчетам оказывается возможным учитывать эти факторы при анализе результатов эксперимента и вносить необходимые поправки.

Большая часть экспериментов на нейтронных пучках имеет целью определение нейтронных сечений для последующего включения их в международные библиотеки ядерных констант. К настоящему времени накоплена обширная экспериментальная информация о нейтронных сечениях для подавляющего большинства стабильных и практически важных радиоактивных изотопов. Это относится как к полным, так и к парциальным ( $(n, \gamma)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, p)$ , деления и др.) сечениям. Оцененные данные систематизированы в общих библиотеках ядерных констант, на основе которых составлены специализированные библиотеки для компьютерных программ, в частности для программы MCNP [1]. В связи с тем, что их использование получило широкое применение в разных областях науки и техники (проектирование объектов ядерной энергетики, производство радиоактивных изотопов, нейтронно-активационный анализ, материаловедение, радиационная медицина и др.), постоянно повышаются требования к точности и надежности ядерных констант. Поэтому продолжают эксперименты по их уточнению и выходят новые версии библиотек.

На исследовательском реакторе ВВР-М ИЯИ НАН Украины в отделе нейтронной физики накоплен уникальный опыт по разработке и использованию нейтронных фильтров [2], созданных на основе материалов высокой чистоты как природного изотопного состава, так и высокообогащенных по отдельным изотопам. С помощью фильтров на горизонтальных каналах формируются высокоинтенсивные (до  $10^7$  нейтрон/(см<sup>2</sup> · с)) коллимированные нейтронные пучки с малой энергетической шириной ( $\Delta E/E \sim 0,1$ , где  $\Delta E$  – ширина линии на полувысоте) и спектральной чистотой линии  $\sim 99\%$ . В целом набор фильтров заполняет диапазон от тепловой энергии до сотен килоэлектрон-вольт. С их помощью нейтронные сечения измеряются в небольшом числе энергетических точек (около десяти), но с очень малыми статистическими погрешностями (до 0,1 % и ниже) и поэтому могут стать опорными точками при оценке всей совокупности информации по нейтронным константам. Однако получение ядерных констант с полной погрешностью менее 1 % остается сложной задачей из-за трудно учитываемых факторов, влияние которых может значительно превышать 1 % (многократное рассеяние в образце, рассеяние воздухом, конструкционными и защитными материалами и т.п.). В эксперименте регистрируются частицы, попавшие в детектор в результате взаимодействия нейтронов пучка с образцом. Однако нейтроны могут рассеиваться, причем многократно, ядрами, входящими в состав не только образца, но и воздуха, рабочего вещества детектора, конструкционных и защитных материалов. При рассеянии изменяется не только направление движения нейтрона, но и энергия, так как часть ее расходуется на отдачу или возбуждение ядра мишени. Все это усложняет картину эксперимента и затрудняет корректное извлечение измеряемой величины из показаний детектора. Возникает необходимость введения поправок в измеренную величину, которые могут состав-

лять несколько процентов. Причем далеко не всегда удается осуществить это достаточно корректно в связи с обилием и взаимной зависимостью поправок. В отделе нейтронной физики разрабатывается методика введения поправок, учитывающих действие всей совокупности возмущающих факторов, путем моделирования эксперимента с помощью метода статистических испытаний (метод Монте-Карло).

**Программа MCNP  
и некоторые приемы ее применения**

Для реализации данного метода используется компьютерная программа MCNP расчета транспорта нейтронов, гамма-квантов и электронов в материальных средах. Она основана на методе Монте-Карло и может быть применена в случае геометрии практически любой сложности. В ней учитывается рождение, поглощение и рассеяние упомянутых частиц при взаимодействии с атомными ядрами среды в результате ядерных реакций. В качестве входных данных задаются расположение источников и спектры их излучения, а также геометрия и составы материалов среды. Вероятности реакций вычисляются с использованием библиотек эффективных сечений реакций, которые также включены в программный комплекс MCNP. Следует отметить, что эта программа довольно широко используется в мире, в том числе и в ИЯИ НАН Украины. Однако случаи применения ее к экспериментам на исследовательском реакторе ВВР-М редки. Мы надеемся

восполнить этот пробел. Процесс моделирования заключается в составлении входного файла, в котором в математическом виде воспроизводятся близко к реальным условиям геометрия эксперимента, составы образца, детектора, конструктивных и защитных материалов, спектр и угловое распределение нейтронов исходного пучка. При этом модельные расчеты доводятся до величин, непосредственно фиксируемых регистрирующим устройством в эксперименте. Как правило, этими величинами являются количества частиц, зарегистрированных счетчиком детектора.

Непосредственными результатами расчетов по программе MCNP являются плотности потоков частиц, нормированные на одну частицу, испущенную источником. Но с помощью дополнительных приемов составления входных файлов могут быть рассчитаны и другие характеристики радиационных полей (энерговыведение в материалах, накопление радиоизотопов, радиационные дозы в биологических тканях, количество ядерных реакций определенного типа и др.).

Важным инструментом является использование специальных множителей, задаваемых картами MF, DE, DF входного файла, на которые умножается поток регистрируемых частиц. Множители могут быть как константами, так и функциями, зависящими от энергии частицы. Поскольку в инструкции к программе они в явном виде не приводятся, мы считаем полезным привести наиболее важные сочетания множителей и соответствующие им физические величины (табл. 1).

Таблица 1

| Физическая величина   | Размерность                       | Множитель  | Карта-множитель | Примечание                             |
|---|-----------------------------------|--|-----------------|--|
| Нейтронный поток, нормированный на одну частицу источника         | см <sup>-2</sup>                  | 1  | Не требуется    |  |
| Нейтронный поток, нормированный на интенсивность источника Q      | см <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup> | Q  | FM Q            |  |
| Количество реакций типа i на ядре NZ в объеме V за 1 с            | с <sup>-1</sup>                   | $Q \cdot n_{NZ} \cdot V \cdot \sigma_{i,NZ} = A \cdot \sigma_{i,NZ}$                               | FM A m i        | $A = Q \cdot n_{NZ} \cdot V$           |
| Количество реакций типа i на ядре NZ в 1 см <sup>3</sup> за 1 с   | см <sup>-3</sup> ·с <sup>-1</sup> | $Q \cdot n_{NZ} \cdot \sigma_{i,NZ} = B \cdot \sigma_{i,NZ}$                                       | FM B m i        | $B = Q \cdot n_{NZ}$                   |
| Количество реакций типа i на ядре NZ в 1 г за 1 с                 | с <sup>-1</sup> ·г <sup>-1</sup>  | $Q \cdot n_{NZ} / \rho_m \cdot \sigma_{i,NZ} = C \cdot \sigma_{i,NZ}$                              | FM C m i        | $C = Q \cdot n_{NZ} / \rho_m$          |
| Удельное энерговыведение при облучении нейтронами материала m     | Вт/см <sup>3</sup>                | $Q \cdot 1,90206 \cdot 10^{-13} \cdot n_m \times \sigma_{tot,m}^n(E) \cdot H_m^n(E)$               | FM D m -1 -4    | $D = 1,90206 \cdot 10^{-13} \cdot n_m$ |
| Удельное энерговыведение при облучении гамма-квантами материала m | Вт/см <sup>3</sup>                | $Q \cdot 1,90206 \cdot 10^{-13} \cdot n_m \times \sigma_{tot,m}^{\gamma}(E) \cdot H_m^{\gamma}(E)$ | FM D m -5 -6    | $D = 1,90206 \cdot 10^{-13} \cdot n_m$ |

| Физическая величина   | Размерность | Множитель  | Карта-множитель  | Примечание   |
|---|-------------|--|--|--|
| Мощность эквивалентной дозы в биологической ткани для нейтронов и гамма-квантов | сЗв/ч       | $Q \cdot F1$   | FM Q<br>DE E <sub>1</sub> E <sub>2</sub> ... E <sub>k</sub><br>DF F1 <sub>1</sub> F1 <sub>2</sub> ...F1 <sub>k</sub>         |  |
| Мощность эквивалентной дозы от нейтронов в биологической ткани                  | сЗв/ч       | $Q \cdot 5,767 \cdot 10^{-5} \cdot n_m / \rho_m \times \sigma_{tot,m}^n(E) \times H_m^n(E) \cdot F2$     | FM D m -1 -4<br>DE E <sub>1</sub> E <sub>2</sub> ... E <sub>k</sub><br>DF F2 <sub>1</sub> F2 <sub>2</sub> ...F2 <sub>k</sub> | $D = Q \cdot 5,767 \cdot 10^{-5} \cdot n_m / \rho_m$ |
| Мощность эквивалентной дозы от гамма-квантов в биологической ткани              | сЗв/ч       | $Q \cdot 5,767 \cdot 10^{-5} \cdot n_m / \rho_m \times \sigma_{tot,m}^{\gamma}(E) \cdot H_m^{\gamma}(E)$ | FM D m -5 -6   | $D = Q \cdot 5,767 \cdot 10^{-5} \cdot n_m / \rho_m$ |

Примечание.  $F1_k(E)$  – коэффициенты преобразования флюэнса частиц с энергией  $E_k$  в эквивалентную дозу. Значения функций  $F1(E)$  можно взять из стандартов США [3]. Они приводятся в инструкции к программе MCNP (в таблицах H-1 и H-2).  $F2_k(E)$  – коэффициенты качества, размерность [Зв/Гр]. Их можно взять в тех же таблицах. NZ - индекс ядра с массовым числом N и порядковым номером (количеством протонов) Z. i – индекс реакции согласно спецификации ENDF или инструкции к MCNP.  $\sigma_{i,NZ}$  - сечение реакции типа i на ядре NZ.  $n_{NZ}$  - атомная плотность нуклида NZ в материале m.  $\rho_m$  и  $n_m$  – массовая и атомная плотности материала m. m – номер материала согласно карте Mm.  $5,767 \cdot 10^{-5}$  (сГр/ч)/(МэВ/(с·г)) – коэффициент перевода поглощенной дозы из МэВ/(с·г) в сГр/ч.  $\sigma_{tot,m}^n(E)$  – полное нейтронное сечение материала m, усредненное по всем нуклидам, входящим в его состав, для энергии нейтрона E.  $\sigma_{tot,m}^{\gamma}(E)$  – полное сечение материала m для гамма-квантов, усредненное по всем нуклидам, входящим в его состав, для энергии гамма-кванта E.  $H_m^n(E)$  – среднее энерговыделение (МэВ) при одном столкновении нейтрона с ядром материала m.  $H_m^{\gamma}(E)$  – среднее энерговыделение при одном столкновении гамма-кванта с ядром материала m.

**Моделирование источников излучения**

Процессом, в котором рождаются первичные частицы в реакторе, является деление ядер урана. Спектры испускаемых частиц известны. При многократных столкновениях с ядрами материалов, находящихся в реакторе, происходит их замедление и поглощение с рождением других частиц. В результате чего устанавливается характерный «реакторный» спектр излучения, который состоит из трех характерных участков: тепловых (0 - 0,5 эВ), эпитепловых (0,5 эВ - 0,8 МэВ) и быстрых (0,8 – 20 МэВ) нейтронов. Причем вклад каждого из участков в спектр в каждой точке реактора свой. Общая тенденция такова: наибольший вклад быстрых нейтронов в центре активной зоны, вклад тепловых увеличивается по мере смещения в сторону периферии.

Для исследовательского реактора ВВР-М разработана модель [4] в виде входного файла к программе MCNP-4C. В ней подробно (в соответствии с проектно-строительной и технологической документацией) введены 256 тепловыделяющих сборок (по три тепловыделяющих элемента в каждой), три аварийных и шесть регулирующих стержней, бериллиевый отражатель, конструкционные элементы, бериллиевые вытеснители, каналы охлаждения активной зоны, 10 горизонтальных и 19 вертикальных экспериментальных каналов, две полости для облучения крупногабаритных объектов. При этом учтено выгорание топлива в процессе предыдущей

эксплуатации, а также накопление сильно поглощающих нуклидов в бериллиевом отражателе и вытеснителях («отравление» нуклидами <sup>3</sup>He и <sup>7</sup>Li при длительном пребывании бериллия в интенсивных нейтронных полях).

Расчеты по программе MCNP-4C, выполненные в режиме «Критичность», позволяют вычислять не только эффективный коэффициент размножения нейтронов, но также потоки и спектры излучения в любой точке реактора и за его пределами.

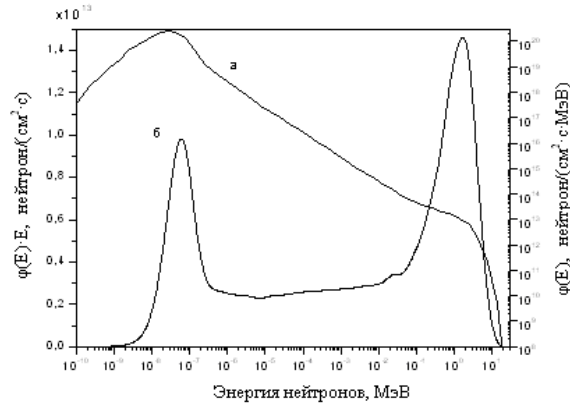


Рис. 1. Спектр нейтронов в топливе (усреднено по объему всего топлива в твэлах реактора) при мощности реактора 10 МВт: а – на единицу энергии (шкала справа); б – на единицу лётаргии (шкала слева).

Типичный расчетный спектр нейтронов изображен на рис. 1. На кривой а по вертикальной шкале представлена плотность нейтронного по-

тока в расчете на единичный интервал энергии. Наиболее выразительно проявляются характерные черты реакторного спектра, когда плотность потока  $\phi(\Lambda(E))$  представлена в расчете на единичный интервал летаргии  $\Lambda$  (по определению летаргии  $\Lambda = \ln(E_0/E)$ ). Связь между этими двумя представлениями получается из соотношения  $\phi(\Lambda(E)) d\Lambda = -\phi(E)dE$ , т. е.  $\phi(\Lambda) = -\phi(E)dE/d\Lambda = \phi(E) \cdot E$ , так как  $dE/d\Lambda = -E$ .

Из рисунка видно, что модель, основанная на методе статистических испытаний, отражает закономерности стохастических процессов столкновений нейтронов с ядрами атомов среды. В результате большого числа столкновений нейтронов с атомами среды формируется характерный реакторный спектр. Его низкоэнергетическая часть представляет собой спектр термализованных нейтронов, т. е. находящихся в тепловом равновесии со средой, средняя – спектр замедления  $1/E$  (в представлении «на единицу летаргии» он изображается горизонтальной линией), высокоэнергетическая часть сохраняет черты спектра деления.

Для моделирования установок на выведенных горизонтальных пучках в принципе можно (и это было бы наиболее корректным) исходить из общей модели реактора, дополнив ее элементами экспериментальной установки. Однако практически это невозможно, так как требует огромного времени счета на доступных современных компьютерах. Это видно из следующих соображений. При одном акте деления  $^{235}\text{U}$  освобождается энергия примерно  $180 \text{ МэВ} = 2,884 \cdot 10^{11} \text{ Дж}$ . Мощность реактора 10 МВт. Следовательно, в реакторе происходит  $3,467 \cdot 10^{17}$  актов деления в секунду. Среднее количество нейтронов, испускаемых при одном делении, около 3, а всего в реакторе испускается порядка  $10^{18}$  нейтронов в секунду. Для того чтобы обеспечить в расчетах такую же статистику, как в эксперименте, нужно разыграть  $10^{18}$  историй. Скорость выполнения операций современными персональными компьютерами позволяет для такого сложного объекта, как реактор, разыгрывать порядка одной истории в секунду. С помощью специальных приемов, предусмотренных программой MCNP, можно повысить статистику примерно в миллион раз. Отсюда получается, что для обеспечения такой статистики, которая в эксперименте с эффективностью детектора  $\sim 1\%$  набирается за 1 с, вычислительное время должно быть  $\sim 100$  лет. Поэтому расчеты проводились в два этапа.

Вначале была проведена серия расчетов в режиме «Критичность», в которых были определены потоки и спектры нейтронов во всех вертикальных и на выходе всех горизонтальных кана-

лов [4]. При этом для получения абсолютных значений потоков в качестве нормирующего множителя вводился выведенный выше множитель  $3,467 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$  (он может считаться константой для реактора любого типа мощностью 10 МВт, при других мощностях он изменяется пропорционально мощности). После этого модели экспериментов на конкретных пучках строятся, начиная от выхода пучка из канала реактора, а далее вводятся все детали установки. При этом спектр нейтронов источника берется из результатов расчета на 1-м этапе, а интенсивность  $Q$  принимается равной  $\phi \cdot S$ , где  $\phi$  – рассчитанная на 1-м этапе плотность потока на выходе канала,  $S$  – площадь сечения канала. При наличии коллиматоров источник помещается в выходном окне последнего коллиматора, для него же соответственно берутся  $\phi$  и  $S$ . Направление излучения вдоль оси пучка. При наличии фильтров для учета ослабления пучка применяют, как правило, программу Filter [5], позволяющую вычислять нейтронный спектр на выходе фильтра через расчет его пропускания. Сам фильтр в модель не вводится за исключением случаев, когда необходимо учесть многократное рассеяние в фильтре.

#### Моделирование эксперимента по определению дифференциального сечения рассеяния нейтронов ядрами бериллия

Далее проиллюстрируем конкретными расчетами проработку эксперимента по измерению угловых распределений рассеянных нейтронов образцом бериллия при энергии падающих нейтронов 59 кэВ. Примерно такая установка создана в отделе нейтронной физики на 8-м горизонтальном канале реактора (рис. 2). Будем считать, что в качестве детектора нейтронов используется  $^3\text{He}$ -счетчик (рис. 3).

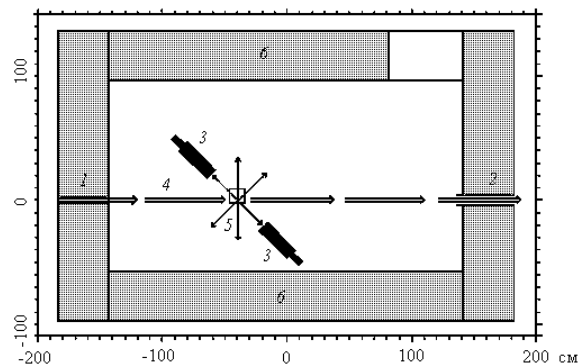


Рис. 2. Модель установки для измерения угловых распределений рассеянных нейтронов: 1 – входной в пространство эксперимента коллиматор; 2 – выходной коллиматор; 3 – детекторы с  $^3\text{He}$ -счетчиками; 4 – нейтронный пучок; 5 – образец Be; 6 – защитные баки.

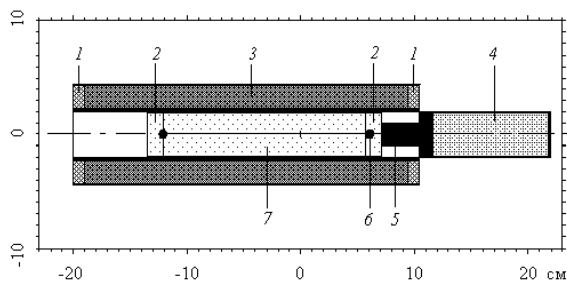


Рис. 3. Детектор нейтронов: 1 – защита  $^3\text{He}$ -счетчика (борированный полиэтилен); 2 – нечувствительные объемы счетчика; 3 – защита  $^3\text{He}$ -счетчика (карбид бора); 4 – преусилитель; 5 – анод (нержавеющая сталь); 6 – бусинка (стекло); 7 – чувствительный объем  $^3\text{He}$ -счетчика.

Введем понятие «идеального» эксперимента, т. е. такого эксперимента, в котором нет факторов, искажающих его результаты. Каждому реальному эксперименту можно поставить в соответствие его «идеальный» аналог. В частности, «идеальный» эксперимент по определению дифференциального сечения рассеяния определим как эксперимент, в котором выполняются следующие условия: параллельный пучок нулевого радиуса в поперечном сечении, точечный образец, точечный детектор, в пространстве эксперимента нет никаких материальных объектов, кроме образца. Посколь-

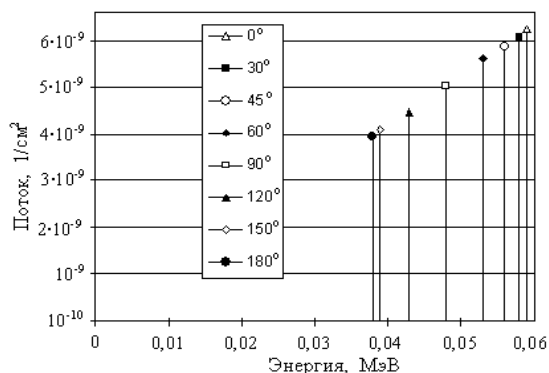


Рис. 4. Спектры нейтронов, рассеянных под разными углами (расчет по MCNP) в условиях "идеального" эксперимента: толщина образца по пучку 0,002 мм, радиус 0,002 мм; радиус пучка 0,001 мм. В пространстве эксперимента ничего, кроме образца.

При переходе к условиям реального эксперимента спектр нейтронов в чувствительном объеме  $^3\text{He}$ -счетчика теряет свою сингулярность (рис. 6) (для примера будем здесь и далее рассматривать рассеяние под углом  $45^\circ$ ). Спектр растягивается в широком диапазоне от 0 до исходной энергии в пучке (в нашем случае 59 кэВ). При энергии 56 кэВ наблюдается пик (его максимум в 20 - 100 раз превышает значения при

ку программа MCNP работает с объектами ненулевых размеров, в наших расчетах «идеальным» представлялся эксперимент с объектами «почти нулевых» размеров: радиус пучка  $R = 0,001$  мм, радиус образца  $r = 0,002$  мм, толщина образца по пучку  $a = 0,002$  мм ( $n\sigma a = n\sigma r = 0,00028$ ), детектор точечный.

Спектры нейтронов, рассеянных под восемью углами, рассчитанные по MCNP в условиях "идеального" эксперимента, представлены на рис. 4. Как видно из рисунка, все они представляют собой  $\delta$ -видную функцию (т.е. имеется единственная точка, в которой функция не равна нулю) с сингулярностью при энергии, равной энергии нейтронов в пучке минус энергия отдачи. Потоки нейтронов, представленные на рисунке, нормированы на 1 нейтрон исходного пучка. То же относится и к рис. 5 - 8, а также к табл. 3. На рис. 5 построена рассчитанная по MCNP зависимость потока рассеянных нейтронов от угла рассеяния (точки). Линия на том же рисунке – результаты расчета по формулам кинематики столкновений. Из рисунка видно, что в условиях идеального эксперимента модель на основе MCNP вполне адекватно воспроизводит процесс рассеяния нейтронов.

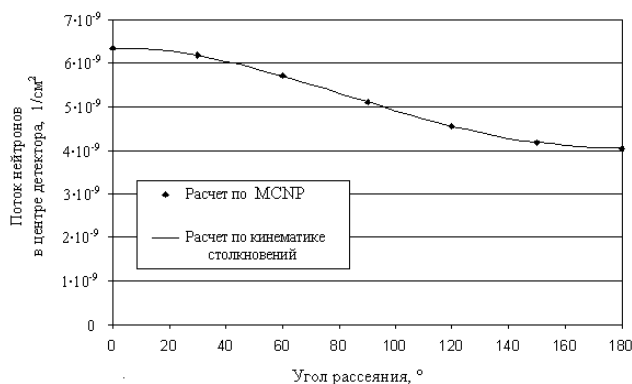


Рис. 5. Угловое распределение нейтронов, рассеянных образцом бериллия в условиях "идеального" эксперимента.

других энергиях). Сдвиг относительно исходной энергии объясняется потерей энергии на отдачу (по кинематическим расчетам энергия нейтронов, рассеянных ядрами бериллия под  $45^\circ$ , равна 55,25 кэВ, шаг расчетного спектра 1 кэВ). Тот же спектр, но построенный в логарифмическом масштабе, позволяет детальнее рассмотреть структуру спектра в широком диапазоне энергий.



Рис. 6. Расчет усредненного по объему счетчика спектра нейтронов, рассеянных под углом  $45^\circ$ , в условиях реального эксперимента: образец – бериллий, толщина по пучку 0,4 мм, радиус 14,6 мм. Радиус пучка 10 мм. *a* – построено в линейном масштабе по вертикали, левая шкала; *b* – в логарифмическом масштабе, правая шкала.

Для выяснения причин, обусловивших формирование всего спектра в условиях реального эксперимента, были проведены специальные модельные расчеты. Начиная от "идеального" эксперимента, в модель установки поэтапно включались новые элементы реального эксперимента (рис. 7). (1) – спектр в «идеальном» эксперименте изображается вертикальной линией при энергии нейтронов 56 кэВ. (2) – переход от «идеального» эксперимента к образцу, пучку и чувствительной части детектора с реальными размерами:  $R = 1$  см,  $r = 1,46$  см,  $a = 0,04$  см ( $n\sigma_a = 0,028$ ), радиус чувствительной части счетчика 1,9 см, длина 17,77 см, расстояние от центра образца до переднего торца чувствительной части счетчика 37,92 см. На спектре появились две особенности. Первая особенность: в пике мы видим не одну, а две точки. Это энергетическое уширение объясняется угловым разбросом нейтронов, рассеянных образцом. По оценке, в данной геометрии в детектор попадают нейтроны под углами от  $41,1$  до  $49,0^\circ$ . Из кинематики рассеяния им соответствует диапазон энергий от 54,6 до 55,8 кэВ. Очевидно, весь «эффект» содержится только в этих двух точках (хотя и в них есть вклад фона). Остальная часть спектра – фон. Вторая особенность: появление низкоэнергетического «хвоста» от 26 до 54 кэВ. Объяснить его нельзя иначе, чем многократным рассеянием в образце. Данный расчет показывает, что даже в относительно тонком образце с пропусканием 97,2 % многократное рассеяние увеличивает количество нейтронов, попадающих в детектор на 16 %. (3) – в модель включены баки защитного домика с железным скрапом и раствором борной кислоты, а также пол. Как видно из кривой, баки и пол не

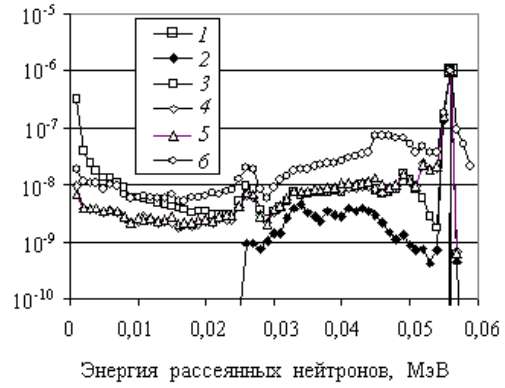


Рис. 7. Изменение спектра нейтронов по мере перехода от "идеального" эксперимента (вертикальная линия при 56 кэВ) к реальному, т. е. по мере заполнения пространства эксперимента реальными материалами.

вливают на участок спектра в области пика, но существенно повышают и расширяют до нуля по энергии низкоэнергетический участок спектра. (4) – в модель введена защита детектора. По сравнению с (3) в среднем на порядок падают значения в самой низкоэнергетической части спектра (ниже 10 кэВ), остаются без изменения в области от 15 до 54 кэВ и существенно (в 5 - 10 раз) увеличиваются в области, примыкающей к пику (50 - 54 кэВ). Из сравнения кривых 3 и 4 можно заключить, что защита детектора, состоящая из карбида бора, эффективна только в низкоэнергетической части спектра, а в области пика даже увеличивает поток фоновых нейтронов. Это объясняется тем, что рассеяние защитой детектора увеличивает поток нейтронов в счетчике и, следовательно, увеличивает фон. (5) – в модель введены конструкционные материалы и рабочий газ детектора, входной и выходной коллиматоры. Как видно из сравнения спектров (4) и (5), эти элементы не влияют на спектр, кроме участка 44 - 47 кэВ, где наблюдается небольшое его повышение. На этом этапе модель установки уже полностью заполнена материалами, за исключением воздуха, заполняющего пространство эксперимента. (6) – завершающий этап: "напускание" воздуха в защитный домик, т. е. заполнение воздухом всего экспериментального пространства, кроме элементов установки. Из сравнения кривых 5 и 6 мы видим, что плотность нейтронного потока в детекторе выросла в диапазоне до 44 кэВ в 2 - 5 раз, а в интервале 44 - 51 кэВ в 5 - 8 раз. При этом появились точки с неравными нулю значениями при энергиях между 59 кэВ (энергия нейтронов в исходном пучке) и 56 кэВ (энергия нейтронов, рассеянных образ-

цом бериллия под углом  $45^\circ$ ). До «напуска» воздуха интенсивность в них была равна нулю. Весь характер спектра при наличии воздуха объясняется тем, что рассеяние ядрами азота, кислорода и аргона, содержащимися в воздухе, происходит на всем протяжении пучка от входного коллиматора до выходного, поэтому углы рассеяния изменяются в очень широком диапазоне: от значений, близких к  $0^\circ$ , до близких к  $180^\circ$ . Энергия рассеянных нейтронов при этом попадает в интервал от 59 до 44 кэВ. Это объясняет как появление в спектре точек 56 - 59 кэВ, так и скачок в спектре при 44 кэВ. Весь спектр при энергиях меньше 44 кэВ обусловлен многократным рассеянием нейтронов как в воздухе и образце, так и в комбинации с рассеянием другими материалами. В общем же наличие воздуха приводит к сильному повышению фона, который составляет около 60 % общего потока в объеме счетчика.

В действительности в реальном (не расчетном) эксперименте с реальным счетчиком регистрируется не плотность потока нейтронов, а количество (n, p)-реакций в чувствительном объеме  $^3\text{He}$ -счетчика. Поэтому спектр зарегистрированных нейтронов будет иной, так как сечение (n, p)-реакции на  $^3\text{He}$  падает при росте энергии нейтрона. На рис. 8 сравниваются спектр нейтронов в чувствительном объеме счетчика (кривая 2) и спектр нейтронов, регистрируемых счетчиком (кривая 1). Для удобства сравнения подбором масштаба для кривой 2 точки в вершине пиков были совмещены. Из сравнения обеих кривых мы видим значительное превышение кривой 1 над кривой 2, причем, чем ниже энергия, тем оно сильнее. В результате общий фон возрастает с 60 до 80 %.

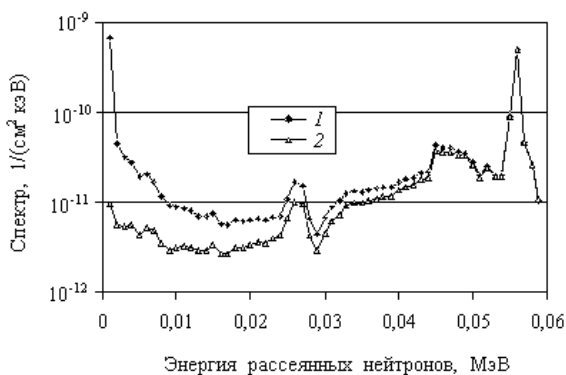


Рис. 8. Сравнение энергетических зависимостей спектров нейтронов и количества (n, p)-реакций.

### Вычисление эффекта

В рамках нашей задачи определим «эффект» как количество импульсов, регистрируемых  $^3\text{He}$ -счетчиком (т.е. количество (n, p)-реакций), когда

на пучке установлен исследуемый образец. Нормироваться эффект может на 1 нейтрон пучка или на интенсивность пучка (на количество нейтронов пучка на входе в «пространство эксперимента»). Здесь в расчетах использована нормировка эффекта на 1 нейтрон пучка. На эффект влияют не только сечение рассеяния нейтронов ядрами образца, но и факторы, не связанные с образцом: наличие воздуха в «пространстве эксперимента» (воздух уменьшает эффект), геометрии и давления рабочего газа в счетчике (давление напрямую влияет на эффективность регистрации).

Введем две разновидности понятия «эффект»: (а) «эффект по потоку» и (б) «эффект по количеству реакций».

Под «эффектом по потоку»  $\Psi_1$  будем подразумевать средний по объему чувствительной части счетчика  $V$  поток нейтронов в эксперименте в результате однократного рассеяния нейтронов ядрами образца, причем без промежуточного рассеяния ядрами какой-либо другой среды, включая рабочий газ счетчика.

Под «эффектом по количеству реакций»  $\Psi_2$  будем подразумевать количество  $^3\text{He}(n, p)^3\text{H}$  реакций в чувствительном объеме счетчика в эксперименте в результате однократного рассеяния нейтронов пучка без промежуточного рассеяния ядрами какой-либо из сред.

В реальном эксперименте, как и в модельных расчетах с помощью программы MCNP, можно определить только «эффект» в сумме с фоном. В чистом виде определить «эффект» нельзя. Но его можно рассчитать, исходя из общих соображений. Например, в идеальном эксперименте «эффект по потоку» в центре детектора равен

$$\Psi_1 = na \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{1}{R_0^2}, \quad (1)$$

а «эффект по количеству реакций»

$$\Psi_2 = na \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{1}{R_0^2} n_{\text{He}3} V \sigma_{\text{He}3}(E(\theta)). \quad (2)$$

Здесь  $n$  — атомная плотность образца бериллия;  $a$  — толщина образца по пучку;  $R_0$  — расстояние между центрами образца и детектора;  $V$  — чувствительный объем счетчика;  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  — дифференциальное сечение рассеяния нейтронов ядрами бериллия;  $\sigma_{\text{He}3}(E(\theta))$  — сечение (n, p)-реакции в рабочем газе  $^3\text{He}$ -счетчика при энергии  $E(\theta)$ ;  $E(\theta)$  — энергия нейтрона, рассеянного под углом  $\theta$ ;  $n_{\text{He}3}$  — атомная плотность рабочего газа  $^3\text{He}$ -счетчика (7 атм, 97 %  $^3\text{He}$  и 3 % Ar).

В идеальном эксперименте с использованием счетчика цилиндрической формы, ось которого проходит через центр образца, «эффект по потоку» равен

$$\Psi = na \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{1}{R_2 - R_1} \cdot \int_{R_1}^{R_2} \frac{dR_0}{R_0^2} = na \frac{d\sigma}{d\Omega} \cdot \frac{1}{R_2 \cdot R_1}, \quad (3)$$

где  $R_1$  и  $R_2$  – расстояния от центра образца до ближнего и дальнего торцов чувствительной части счетчика.

Если перейти к геометрии реального эксперимента, то следует ввести поправочные коэффициенты. Для их расчета получены следующие выражения. Поправочный коэффициент на ослабление рабочим газом в чувствительной и нечувствительной частях счетчика

$$B(\theta) = T_{ins} \cdot \frac{R_2 \cdot R_1}{R_2 - R_1} \cdot \int_{R_1}^{R_2} e^{-n_{He3} \sigma_t^{He3}(E(\theta)) \cdot (R_0 - R_1)} \frac{dR_0}{R_0^2},$$

где  $T_{ins}(\theta) = e^{-n_{ins} \sigma_t^{ins}(E(\theta)) \cdot a_{ins}}$  – пропускание нечувствительной торцевой части счетчика, обращенной к образцу;  $n_{ins}$ ,  $a_{ins}$  и  $\sigma_t^{ins}(E(\theta))$  – атомная плотность, толщина среднее полное сечение ядер материала нечувствительной части счетчика при энергии нейтрона  $E(\theta)$ . Интеграл по  $dR_0$  рассчитывается численно.

Поправочный коэффициент на ослабление «эффекта» при прохождении нейтронов через образец

$$C(\theta) = \frac{1}{a} \int_0^a e^{-n\sigma_t^1 x} e^{-n\sigma_t^2(\theta)(a-x)/\cos\theta} dx =$$

$$= \frac{1}{na} \cdot \frac{1}{\sigma_t^1 - \sigma_t^2(\theta)/\cos\theta} e^{-n\sigma_t^2(\theta)a/\cos\theta} (1 - e^{-na(\sigma_t^1 - \sigma_t^2(\theta)/\cos\theta)})$$

для  $\theta < 90^\circ$ .

$$C(\theta) = \frac{1}{a} \int_0^a e^{-n\sigma_t^1 x} e^{-n\sigma_t^2(\theta)(-x)/\cos\theta} dx =$$

$$= \frac{1}{na} \cdot \frac{1}{\sigma_t^1 - \sigma_t^2(\theta)/\cos\theta} (1 - e^{-na(\sigma_t^1 - \sigma_t^2(\theta)/\cos\theta)})$$

для  $\theta > 90^\circ$ .

Здесь  $\sigma_t^1$ ,  $\sigma_t^2(\theta)$  – полные сечения бериллия до и после рассеяния.

Поправочный коэффициент на ослабление «эффекта» при прохождении нейтронов через воздух  $D(\theta)$  рассчитывается через пропускание нейтронов слоями воздуха до и после рассеяния.

Тогда

$$\Psi_1 = na \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \frac{1}{R_1 \cdot R_2} B(\theta) C(\theta) D(\theta).$$

Таким способом мы сможем рассчитать эффект «по потоку», усредненный по объему счетчика. Аналогично «эффект по количеству реакций» равен

$$\Psi_2 = \Psi_1 \cdot n_{He3} \cdot V \cdot \sigma_{np}^{He3}(\theta).$$

Вычисленные или взятые из библиотек данные для расчета эффекта приведены в табл. 2.

Таблица 2

| Величина                                 | 0°    | 45°   | Величина                        | 0°    | 45°   |
|--|-------|-------|---------------------------------|-------|-------|
| $E(\theta)$ , кэВ                        | 59    | 55,25 | $\sigma_t^{He3}(\theta)$ , б    | 5,028 | 5,160 |
| $\frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega}$ , б/ср | 0,563 | 0,529 | $\sigma_{np}^{He3}(\theta)$ , б | 2,458 | 2,561 |
| $\sigma_t^{Be}(\theta)$ , б              | 5,727 | 5,757 | $\sigma_t^{Air}(\theta)$ , б    | 4,88  | 4,981 |
| $\sigma_{el}^{Be}(\theta)$ , б           | 5,727 | 5,757 | $\sigma_t^{ins}(\theta)$ , б    | 3,893 | 5,187 |

### Вычисление фона

В эксперименте фон обычно определяется путем отдельного измерения нейтронных потоков при снятом с пучка исследуемом образце. Фактически бериллий в образце заменяется воздухом. Конечно, при этом допускается некоторая некорректность: часть фона может быть обусловлена именно образцом вследствие многократного рассеяния нейтронов в образце, а также комбинации рассеяния (вначале в образце, а затем в других телах, расположенных в пространстве эксперимента). Оценка степени некоррект-

ности также может быть проверена расчетами по MCNP.

Для такой проверки необходимо сравнить расчетный поток нейтронов в счетчике при отсутствии на пучке образца с расчетным значением фона. И если первая из этих величин рассчитывается просто по программе MCNP, то вторую можно получить путем вычитания из полного потока (т. е. из величины «эффект + фон», которая рассчитывается также по MCNP) значения эффекта, рассчитанного по процедуре, описанной в предыдущем разделе.



В эксперименте регистрируются электрические импульсы, порожденные протонами и тритонами из реакции  ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ . Суммарная энергия протона и тритона равна  $Q$  реакции (764 кэВ) + энергия рассеянного нейтрона ( $E_{\text{рас}}(45^\circ) = 55,25$  кэВ). После математической обработки этих спектров можно получить как общее количество  $(n, p)$ -реакций в детекторе, так и спектр нейтронов, зарегистрированных детектором, который, в свою очередь, может быть пересчитан соответственно в средний поток и спектр нейтронов в объеме детектора. При низких энергиях нейтронов пучка (примерно до 30 кэВ) при обра-

ботке приходится использовать полученные данные о полном потоке и общем количестве  $(n, p)$ -реакций, так как полная энергия протона и тритона мало отличается от  $Q$  реакции. Но при 59 кэВ разрешающей способности спектрометра достаточно, чтобы на экспериментальном спектре отделить 764 кэВ от  $764 + 59 = 823$  кэВ.

В табл. 3 приводятся результаты расчетов для обоих вариантов анализа спектров: (а) по полному нейтронному потоку и по общему количеству  $(n, p)$ -реакций; (б) по потоку в интервале энергий 54 - 56 кэВ и по количеству  $(n, p)$ -реакций в интервале энергий 54 - 56 кэВ.

Таблица 3

| Способ расчета и рассчитанная величина                     |              | По полному потоку, усредненному по объему счетчика | По общей скорости $(n,p)$ -реакций в объеме счетчика | По потоку в интервале энергий 54 - 56 кэВ | По количеству $(n, p)$ -реакций в интервале энергий 54 - 56 кэВ |
|--|--------------|--|--|---|---|
| Расчет по формулам (см. раздел "Эффект")                   | Эффект       | $1,099 \cdot 10^{-6}$                              | $1,103 \cdot 10^{-7}$                                | $1,099 \cdot 10^{-6}$                     | $1,103 \cdot 10^{-7}$   |
| Расчет по MCNP   | Эффект + фон | $2,518 \cdot 10^{-6}$                              | $4,424 \cdot 10^{-7}$                                | $1,187 \cdot 10^{-6}$                     | $1,192 \cdot 10^{-7}$   |
| Фон = (эффект + фон) - эффект                              |              | $1,419 \cdot 10^{-6}$                              | $3,321 \cdot 10^{-7}$                                | $8,788 \cdot 10^{-8}$                     | $8,852 \cdot 10^{-9}$   |
| Расчет по MCNP   | «No sample»  | $1,051 \cdot 10^{-6}$                              | $2,398 \cdot 10^{-7}$                                | $5,406 \cdot 10^{-8}$                     | $5,428 \cdot 10^{-9}$   |
| Отношение фона к эффекту, %                                |              | 129,18   | 301,07   | 8,00                                      | 8,03  |
| Доля фона, неучтенная «No sample», %                       |              | 25,973   | 27,782   | 38,493                                    | 38,69   |
| Отношение части фона, неучтенной «No sample», к эффекту, % |              | 33,55  | 83,64  | 3,08                                      | 3,10  |

\* «No sample» означает расчет в условиях эксперимента, когда образец бериллия удален с пучка.

Нужно отметить, что при энергии нейтронов 59 кэВ чаще применяют более эффективные водородные счетчики, но в данной работе мы анализируем возможности эксперимента с  ${}^3\text{He}$ -счетчиками.

Из расчетов, представленных в табл. 3, можно сделать следующие выводы.

1. В общем количестве зарегистрированных  $(n, p)$ -реакций фон составляет 75 %.

2. Общее количество зарегистрированных  $(n, p)$ -реакций, определенное путем измерения спектров «без образца» (то, что называют «измерением фона»), дает заниженное значение фона на 26 %.

3. Модельные расчеты позволяют делать коррекцию фона, но при таких высоких значениях фона рассчитывать на получение прецизионных значений дифференциальных сечений не приходится.

4. В количестве  $(n, p)$ -реакций, зарегистрированных в интервале энергий 54 - 56 кэВ, фон составляет 7,4 %.

5. Из них 4,5 % можно определить путем измерения спектра зарегистрированных  $(n,p)$ -реак-

ций «без образца» в интервале энергий 54 - 56 кэВ; на остальные 2,9 % следует сделать поправку, используя модельные расчеты. То есть для получения истинного фона нужно экспериментальные значения спектра  $(n, p)$ -реакций, зарегистрированных в опыте «без образца» в интервале энергий 54 - 56 кэВ, умножить на  $7,4/4,5 = 1,64$ .

#### Введение поправок к измеряемой величине с использованием модельных расчетов по методу Монте-Карло

В анализе мы полагаем, что значение некоей физической величины, введенное в библиотеку констант, которой мы пользуемся, например в библиотеку, прилагаемую к программе MCNP (обозначим его пока в общем случае через  $X_{\text{lib}}$ ), отличается от его истинного значения  $X$  на величину  $X - X_{\text{lib}}$ .

При обработке результатов эксперимента зарегистрированная в эксперименте величина  $Y_{\text{exp}}$  сравнивается с ее расчетным значением  $Y_{\text{calc}}$ , полученным исходя из библиотечного значения  $X_{\text{lib}}$

и геометрии эксперимента. Как  $Y_{\text{exp}}$ , так и  $Y_{\text{calc}}$  состоят из эффекта и фона:  $Y_{\text{exp}} = \Psi_{\text{exp}} + \Phi_{\text{exp}}$ ,  $Y_{\text{calc}} = \Psi_{\text{calc}} + \Phi_{\text{calc}}$ . По различию  $\Delta Y = Y_{\text{exp}} - Y_{\text{calc}}$  определяем отличие  $\Delta X$  измеряемой нейтронной константы от ее значения, взятого из библиотеки оцененных ядерных данных. Это и есть искомая поправка. Мы полагаем, что эффект пропорционален значению измеряемой константы (т.е.  $\frac{\Psi_{\text{exp}}}{\Psi_{\text{calc}}} = \frac{X_{\text{exp}}}{X_{\text{lib}}}$ ), а фон можно определить по процедуре, описанной в предыдущем разделе. Получается простое соотношение для поправки

$$\Delta X = X - X_{\text{lib}} = X_{\text{lib}} \cdot \frac{\Psi_{\text{exp}} - \Psi_{\text{calc}}}{\Psi_{\text{calc}}}.$$

В случае нашего примера (эксперимента по измерению дифференциального сечения рассеяния нейтронов ядрами бериллия)

$$X_{\text{lib}} = \left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{\text{lib}} - \text{дифференциальное сечение}$$

рассеяния нейтронов ядрами бериллия из библиотеки MCNP.

$$X = \left( \frac{d\sigma(\theta)}{d\Omega} \right)_{\text{exp}} - \text{дифференциальное сечение}$$

рассеяния ядрами бериллия, измеряемое в данном эксперименте.

В дальнейшем мы ограничимся вариантом, который считаем оптимальным – полагаем, что  $Y_{\text{exp}}$  и  $Y_{\text{calc}}$  – количество (n, p)-реакций, зарегистрированных детектором в диапазоне энергий 54 - 56 кэВ.

Тогда можно записать  $\Phi_{\text{exp}} = Y_{\text{ns}} \cdot 1,64$ . Отсюда следует

$$\Delta X = X_{\text{lib}} \cdot \frac{Y_{\text{exp}} - 1,64 Y_{\text{ns}} - \Psi_{\text{calc}}}{\Psi_{\text{calc}}},$$

где  $Y_{\text{ns}}$  – количество (n, p)-реакций, зарегистрированных в интервале энергий 54 - 56 кэВ, при измерении «без образца» (no sample).

## Заключение

Показана возможность использовать моделирование реальных экспериментов на реакторе для их детальной проработки: выбора методики, конструкции и материалов установки, оценки ожидаемых результатов и мешающих факторов, а также внесения поправок в результаты измерений.

Разработан общий подход к моделированию экспериментов по определению нейтронных констант на выведенных пучках нейтронов. В качестве основного инструмента имитации ядерных взаимодействий в пространстве эксперимента был применен метод Монте-Карло, реализованный в программе MCNP-4C. Показано, каким образом с помощью моделирования можно выявить основные трудности еще на стадии подготовки эксперимента и проектирования установки.

На примере эксперимента по угловым распределениям рассеянных нейтронов при помощи модельных расчетов показано, что фон в измерениях может достигать больших величин (до 80 % от общего количества отсчетов в детекторе, но он может быть снижен до 7,5 %, если использовать только выбранную часть спектра). Кроме того, показано, что традиционный метод определения фона путем измерений при отсутствии на пучке образца дает заниженное значение фона. Однако с помощью модельных расчетов оно может быть откорректировано, т. е. предложенный способ позволяет разделить фон и эффект в измеряемых спектрах.

Также показано, как с помощью моделирования вносить поправки в результаты измерений на многие трудно учитываемые факторы, например многократное рассеяние нейтронов в образце и других объектах.

Описанные приемы позволяют получать прецизионные значения нейтронных констант из экспериментов на интенсивных нейтронных пучках.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Briesmeister J.F.* (Ed.), MCNP - A General Monte Carlo N-particle Transport Code. Version 4C. - Los Alamos National Laboratory, NM (USA). Report № LA-13709-M, March 2000. - 788 p.
2. *Gritzay O., Koloty V., Libman V. et al.* Neutron Filter Beams at the Kyiv Research Reactor // Proc. of the NPAE-2008, June 9 - 15, 2008, Kyiv, Ukraine. - P. 537.
3. ANS-6.1.1 Working Group, *M.E. Battat* (Chairman), "American National Standard Neutron and Gamma-Ray Flux-to-Dose Rate Factors", ANSI/ANS-6.1.1-1977 (N666)].
4. *Ворона П. М., Разбудей В. Ф.* Розрахункові дослідження та аналіз характеристик дослідницького реактора ВВР-М як джерела нейтронів для вирішення наукових та прикладних задач // Ядерна фізика та енергетика. - 2010. - Т.11, № 1. - С. 57 - 65.
5. *Gritzay O., Koloty V., Libman V., Kaltchenko O.* Neutron filters at Kyiv Research reactor. - Kiev, 2001. - (Prepr. / Nat. Ac. Sci. Ukr. Institute for Nuclear Research; KINR-01-6).

**В. Ф. Разбудей**

**МОДЕЛЮВАННЯ НЕЙТРОННИХ ЕКСПЕРИМЕНТІВ  
НА ДОСЛІДНИЦЬКОМУ РЕАКТОРІ ВВР-М ІЯД НАН УКРАНИ**

Викладено ідеологію моделювання нейтронних експериментів із використанням методу Монте-Карло для оптимізації експериментальних умов та аналізу результатів вимірювань. Показано можливості та вироблено рекомендації по використанню модулювання як на стадії планування експерименту, так і при введенні поправок на фактори, що викривлюють результати вимірювань.

*Ключові слова:* дослідницький ядерний реактор, нейтронні пучки, моделювання експерименту, метод Монте-Карло, ядерні дані.

**V. F. Razbudey**

**MODELING OF THE NEUTRON EXPERIMENTS  
AT RESEARCH REACTOR WWR-M IN THE INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH,  
NATIONAL ACADEMY OF SCIENCES OF UKRAINE**

Ideology of simulation of neutron experiments using Monte Carlo method for optimization of experimental conditions and analysis of measurement results is set out. Potentialities are shown and recommendations are worked out relative to use of simulation both on the stage of planning experiment and while correcting the results of measuring for ill-wresting factors.

*Keywords:* research nuclear reactor, neutron beams, simulations of nuclear experiments, Monte Carlo method, nuclear data.

Поступила в редакцію 04.01.11,  
после доработки - 02.06.11.