

Ба 239863

АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛОРУССКОЙ ССР
Институт ядерной энергетики

На правах рукописи

РАХНО Игорь Леонидович

УДК 539.17:621.039.51.17:681.3

РЕШЕНИЕ ПРЯМОГО И СОПРЯЖЕННОГО УРАВНЕНИЯ ПЕРЕНОСА
ДЛЯ ЗАДАЧ ЗАЩИТЫ И РАСЧЕТА ЛОКАЛЬНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ РЕАКТИВНОСТИ
МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

03.14.03 - ядерные энергетические установки

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата технических наук

Минск - 1990

Работа выполнена в Институте ядерной энергетики АН БССР

Научный руководитель: кандидат технических наук,
старший научный сотрудник
САЛЬНИКОВ Л. И.

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
старший научный сотрудник
МАЙОРОВ Л. В.
кандидат технических наук,
старший научный сотрудник
ЛИТВИНЕНКО В. А.

Ведущая организация: Московский инженерно-физический институт

Защита состоится "25" декабря 1990 г. в 12 час. на заседании специализированного совета К.006.03.01 при Институте ядерной энергетики АН БССР. С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института ядерной энергетики АН БССР.

Автореферат разослан "25" ноября 1990 г.

Отзыв на автореферат, заверенный ученым секретарем и скрепленный гербовой печатью, прошу направлять по адресу: 220109, г. Минск, пос. Сосны, ИЯЭ АН БССР, секретарю специализированного совета.

Ученый секретарь
специализированного совета,
кандидат технических наук



СТАВРОВ А. И.

Актуальность темы. В настоящее время существуют различные программные комплексы для проведения расчетов взаимодействия нейтронного излучения с веществом, при этом характерной особенностью до недавнего времени было использование специализированных (групповых) систем констант взаимодействия нейтронов с веществом (для расчетов реакторов на быстрых нейтронах, ВВЭР, РБМК, радиационной защиты и т. д.). Однако уже сейчас возникает необходимость в более универсальных подходах к нейтронно-физическим расчетам ядерно-технических установок. Например, энергетические спектры нейтронов тепловых и быстрых реакторов сближаются (достаточно сравнить паровой реактор-размножитель и ВВЭР с тесной решеткой), а создание небольших модульных быстрых реакторов приведет к необходимости рассмотрения более жестких нейтронных спектров, чем в современных больших энергетических быстрых реакторах. Большой практический интерес представляет также разработка различных ядерно-физических методов контроля делящихся веществ. Одно из первых мест при этом занимают нейтронные методы неразрушающего контроля с использованием внешних источников излучений, энергетические спектры которых могут варьироваться в широких пределах в зависимости от постановки задачи. Эффективная селекция (по времени или по энергии) первичного и индуцированного излучения может обеспечиваться, например, запаздывающими нейтронами деления. Все это делает актуальным решение как стационарного, так и нестационарного кинетического уравнения Больцмана для нейтронов в среде с учетом детальной энергетической структуры сечений и в ре-
альной геометрии. Важное значение для решения задач переноса излучения имеет введенная Л. Н. Усачевым концепция ценности и связанное с ней сопряженное уравнение переноса. Решение последнего дает возможность определить величины, которые трудно рассчитать при помощи прямого уравнения, например, поток излучения в локальном объеме

ИТ 0. 0 3. 2010

Державна
бібліотека
Б С С Р
Київ, І. Д. Чижевського

реакторе или на большой глубине в защите. Совместное решение прямого и сопряженного уравнений переноса позволяет рассчитывать, например, возмущения реактивности ядерных реакторов, представимой в виде билинейного функционала потока и ценности нейтронов. В качестве основы вычислительного процесса выбран численный метод Монте-Карло, поскольку он позволяет точно учесть все геометрические особенности задачи и процессы взаимодействия излучения с веществом.

Цель работы: - разработка методики решения неоднородного сопряженного уравнения переноса при детальном описании процессов взаимодействия с веществом;

- разработка программного обеспечения для численного решения (методом Монте-Карло) прямого и сопряженного неоднородных уравнений переноса при детальном описании процессов взаимодействия с веществом в широком интервале энергий;
- формирование константного обеспечения для моделирования процессов переноса нейтронов и псевдонейтронв.

Научная новизна. Разработана методика и создан комплекс программ для решения методом Монте-Карло прямого и сопряженного неоднородных уравнений переноса нейтронов при детальном (негрупповом) описании процессов взаимодействия с веществом в широком интервале энергий (10^{-5} эВ - 20 МэВ и 1 эВ - 20 МэВ соответственно). Сформирована машинная библиотека микроскопических констант для моделирования процессов переноса нейтронов и псевдонейтронв. Предложен алгоритм расчета локальных возмущений реактивности, основанный на одновременном моделировании прямого и сопряженного уравнений переноса, позволяющий эффективно рассчитывать возмущения, обусловленные делящимися и поглощающими образцами. Получена сопряженная оценка метода мате-

АНСНОВИ
 АНСТ
 1977
 1977

0105 .E .H .077

математических ожиданий для задач глубокого проникновения.

Практическое использование результатов диссертации. Результаты расчетов выходов и энергетических спектров мгновенных и запаздывающих нейтронов деления, вылетающих из мишени, облучаемой высокоэнергетическими нейтронами, использованы в Московском инженерно-физическом институте для решения задач, связанных с проблемой контроля делящихся веществ.

Положения, вынесенные на защиту.

1. Разработанная методика решения прямого и сопряженного неоднородных уравнений переноса нейтронов при детальном описании процессов взаимодействия с веществом в широком интервале энергий.
2. Рассчитанные таблицы микроскопических сечений псевдонейтрон в области энергий 1 эВ - 20 МэВ для ряда нуклидов - H, C¹², N¹⁴, O¹⁶, U²³⁴, U²³⁵, U²³⁸.
3. Алгоритм расчета локальных возмущений реактивности методом Монте-Карло, позволяющий эффективно рассчитывать возмущения, обусловленные делящимися и поглощающими образцами.
4. Сопряженная оценка метода математических ожиданий для задач глубокого проникновения.

Личный вклад автора. Положения, вынесенные на защиту, являются результатами работы автора по реализации поставленных перед ним задач. В постановке задач принимали участие Л.И. Сальников, С.Г. Розин и С.Е. Чигринов. В написании ряда программ и формировании машинной библиотеки микроконстант принимали участие А.В. Куликовская и Н.А. Тетерева.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались на 7-м Всесоюзном совещании по методам Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике (г. Новосибирск, 1985 г.), на Международной конференции по методам Монте-Карло в расчетах переноса нейтронов и γ -квантов (г. Будапешт, 1990 г.), а также на научных семинарах ИЯЭ АН БССР.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка использованной литературы, при этом содержит 70 страниц основного текста, 7 рисунков и список литературных ссылок из 89 наименований.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обоснована актуальность выбранной темы, указана цель работы, отражены новизна и практическая ценность результатов работы, сформулированы положения, вынесенные на защиту.

В первой главе описаны алгоритмы моделирования процессов переноса нейтронов и псевдонейтронных для решения прямого и сопряженного уравнений переноса, алгоритм табулирования сопряженных нейтронных сечений, содержание и структура машинной библиотеки ядерных данных для решения указанных уравнений, а также структура созданного комплекса программ MCD.

В § 1.1 перечислены основные особенности метода Монте-Карло применительно к задачам переноса излучения.

В § 1.2 рассматривается решение кинетического уравнения Больцмана для нейтронов при детальном описании процессов взаимодействия с веществом. Это решение естественным образом разделяется на две части - геометрическую и физическую. Для описания геометри-

ческих конфигураций рассчитываемых систем используются геометрические модули из пакета прикладных программ MCU, созданного в ИАЭ им. И. В. Курчатова (SPHERE и RZ79 - сферическая и цилиндрическая геометрия соответственно), а также универсальный геометрический модуль GEOUN из комплекса программ BRAND, созданного в ФЭИ. Последний модуль дает возможность адекватно описать практически любую геометрию, при этом каждая геометрическая зона рассчитываемой системы может быть ограничена любыми поверхностями второго порядка, плоскостями, параллелепипедами и призмами.

Физическая часть решения уравнения переноса методом Монте-Карло связана с моделированием процесса столкновения нейтрона с ядром. В связи с использованием детальных данных этот процесс, а также формирование библиотеки микроконстант взаимодействия нейтронов с веществом рассмотрены достаточно подробно. Соответствующая информация извлекается из файлов оцененных ядерных данных в формате ENDF/B-4. В основе алгоритма считывания лежит то обстоятельство, что каждая запись такого файла снабжена определенными значениями идентификаторов, расположенных в фиксированных полях: номера материала MAT согласно принятой классификации, номера внутреннего файла MF, номера секции MT и номера записи для этого материала. Считанная информация записывается на внешний носитель, тем самым формируя машинную библиотеку микроконстант. Программы, реализующие указанные функции, обеспечивают развитый сервис для обработки больших массивов информации. Аналогичная функция считывания (наряду со многими другими функциями) реализована, например, в известном программном комплексе NJOY, однако в данной работе сформированная библиотека используется не только для решения прямого уравнения переноса, но также и для табулирования сопряженных нейтронных сечений, необходимых для решения сопряженного уравнения переноса. В настоящее

время машинная библиотека содержит данные для 48 нуклидов, перечисленных в табл. 1.

Таблица 1

Состав машинной библиотеки

	Нуклид		Нуклид		Нуклид
1	1-H-1	17	25-Mn-55	33	82-Pb
2	1-H-2	18	26-Fe	34	90-Th-232
3	2-He-3	19	27-Co-59	35	91-Pa-233
4	3-Li-6	20	28-Ni	36	92-U-234
5	3-Li-7	21	29-Cu	37	92-U-235
6	4-Be-9	22	42-Mo	38	92-U-236
7	5-B-10	23	48-Cd	39	92-U-238
8	6-C-12	24	48-Cd-113	40	93-Np-237
9	7-N-14	25	54-Xe-135	41	94-Pu-238
10	8-O-16	26	63-Eu-151	42	94-Pu-239
11	9-F-19	27	63-Eu-152	43	94-Pu-240
12	12-Mg	28	63-Eu-153	44	94-Pu-241
13	13-Al-27	29	63-Eu-154	45	94-Pu-242
14	14-Si	30	73-Ta-181	46	95-Am-241
15	22-Ti	31	74-W-182	47	95-Am-243
16	24-Cr	32	79-Au-197	48	96-Cm-244

Примечание: наличие рядом с символом элемента только атомного номера означает, что данные приведены для природной смеси изотопов.

В процессе моделирования учитываются все индуцируемые нейтронами реакции согласно формату ENDF/B-4. Это означает, что помимо основных реакций (упругое и неупругое рассеяние, реакции $(n, 2n)$ и (n, γ) , деление) в расчеты включаются также более двух десятков различных пороговых реакций (если они есть). Гамма-кванты и заряженные частицы, рождающиеся в указанных реакциях, не прослеживаются, что достаточно обоснованно для последних из-за их макроскопи-

чески малых пробегов. Индикатриса упругого рассеяния либо рассчитывается на основании разложения по полиномам Лежандра, задаваемого в исходном файле, либо непосредственно берется из этого файла в табулированном виде. Энергетические распределения вторичных нейтронов описываются посредством усредненной табулированной функции или аналитически (максвелловский спектр деления, зависящий от энергии Ватт-спектр, испарительный и обобщенный испарительный спектры). В тепловой области энергий, где необходимо учитывать химические связи и тепловое движение ядер среды, для различных замедлителей разработаны специальные модели термализации. В данном комплексе программ используется простейшая из них - модель одноатомного газа. В области разрешенных резонансов сечения восстанавливаются по резонансным параметрам, при этом допускается только параметризация Брейта-Вигнера (одноуровневый или многоуровневый формализм). В области неразрешенных резонансов используется статистическая модель или подгрупповые параметры. Считается, что время протекания ядерных реакций (кроме реакции деления) намного меньше времени, необходимого нейтрону со "средней" энергией для "среднего" свободного пробега. Таким образом, время (как фазовая координата нейтрона) изменяется только в процессе свободного пробега между столкновениями и в процессе запаздывающего деления. Считается, что запаздывающие нейтроны испускаются в точке деления, что является хорошим приближением, т.к. осколки деления быстро теряют кинетическую энергию на ионизацию и возбуждение атомов среды.

В § 1.3 рассматривается решение неоднородного сопряженного уравнения переноса. Транспонирование переменных по отношению к прямому уравнению является источником ряда особенностей. Во-первых, ненормированность ядра столкновения приводит к необходимости введения весового множителя для каждого столкновения, что ухудшает схо-

димось. Во-вторых, возникает необходимость перейти от сопряженной функции $\psi^+(x)$ к функции $\tilde{\psi}^+(x) = \psi^+(x)b(x)$, при этом функция смещения $b(x)$ должна быть пропорциональна решению уравнения, сопряженного по отношению к тому уравнению, которое необходимо решить (т.е. пропорциональна решению прямого уравнения). В качестве такой функции для надтепловых энергий рекомендуется использовать функцию $1/E$, что является хорошим приближением для задач расчета систем с жестким спектром. И наконец, требуется рассчитать сопряженные нейтронные сечения, определяемые выражением

$$\sigma^+(E') = \int \sigma(E) p(E \rightarrow E') \frac{E'}{E} dE. \quad (1)$$

Здесь множитель $1/E$ возникает по вышеуказанной причине, E' вводится из соображений удобства, а пределы интегрирования определяются кинематикой рассматриваемых реакций. Выражение (1) используется для реакций $(n, 2n)$, (n, f) и (n, n') с возбуждением континуума уровней ядра. Для реакций же упругого рассеяния и неупругого рассеяния на дискретных уровнях ядра применяется иная форма этого выражения:

$$\sigma^+(E') = \int \sigma(E) p(\mu_0 | E) \left| \frac{\partial \mu_0}{\partial E'} \right| \frac{E'}{E} dE, \quad (2)$$

где $\mu_0 = \mu_0(E', E)$ - косинус угла рассеяния в с.ц.м. при рассеянии нейтрона от энергии E к E' , $p(\mu_0 | E)$ - индикатриса рассеяния в с.ц.м. при энергии E (именно эта функция вместо $p(E \rightarrow E')$ приводится в файлах оцененных ядерных данных в формате ENDF/B для двух последних реакций). Выражения (1) и (2) легли в основу алгоритма, исходя из которого был создан пакет программ для табулирования сопряженных нейтронных сечений для пяти перечисленных выше основных реакций. Табулирование производится таким образом, чтобы между соседними

точками можно было производить линейную интерполяцию, при этом для различных нуклидов и типов реакций энергетические шкалы, вообще говоря, различны. Для оценки погрешности интерполяции на каждом интервале интерполяции оценивается $\max \{[\sigma^+(E')]\}'$ по совокупности равноотстоящих точек. Используя созданный пакет программ были рассчитаны сопряженные нейтронные сечения для ряда легких и тяжелых нуклидов: H^1 , C^{12} , N^{14} , O^{16} , U^{234} , U^{235} , U^{238} . В резонансной области энергий сечение содержит гладкую и резонансную части - $\sigma(E) = \sigma_G(E) + \sigma_P(E)$, причем с достаточно высокой точностью можно считать, что это имеет место лишь для двух реакций - упругого рассеяния и деления, т.к. перенос псевдонейтрон в соответствии с выражением (1) происходит без поглощения. Для реакции деления резонансный характер сечения учитывается при помощи подгрупповых параметров, при этом фактически вместо $\sigma_G^+(E')$ рассчитывается $\langle \sigma_G^+(E') \rangle$. Усреднение здесь проводится по некоторому количеству испытаний, а каждое испытание представляет собой численное интегрирование согласно выражению (1). Для реакции упругого рассеяния вместо $\sigma^+ = \sigma_G^+ + \sigma_P^+$ табулируется только гладкая часть $\sigma_G^+(E')$, а резонансное слагаемое $\sigma_P^+(E')$ оценивается статистически в процессе моделирования исходя из соотношения

$$\sigma_P^+(E') = a_1 \int_{E_1}^{E_2} \sigma_P(E) p(\mu_a | E) \frac{E'}{E^2} dE \cong \frac{a_1 E'}{2(E')^2} \int_{E_1}^{E_2} \sigma_P(E) dE, \quad (3)$$

где $a_1 = (A+1)^2 / 2A$, $E = (E_1 + E_2) / 2$, A - отношение масс ядра и нейтрона. Расчет последнего интеграла производится приближенно с использованием параметризации Брейта-Вигнера.

Достаточно подробно рассматривается также моделирование процессов столкновения псевдонейтрон, поскольку плотности переходов

$$p^+(E', \Omega' \rightarrow E, \Omega) = \frac{\sigma(E) p(E, \Omega \rightarrow E', \Omega')}{\sigma^+(E')} \frac{E'}{E} \quad (4)$$

имеют структуру, достаточно сложную для розыгрыша координат псевдонейтрона после столкновения E и Ω . Для реакций $(n, 2n)$ и (n, n') с возбуждением континуума уровней ядра оказывается необходимым использовать специальную аппроксимацию для параметра θ испарительного спектра с целью избежать введения сильно флуктуирующих весовых множителей.

Геометрическая особенность переноса псевдонейтронных обусловлена тем, что в интегродифференциальном сопряженном уравнении переноса дивергентный член, в отличие от прямого уравнения, имеет знак "-", т.е. псевдонейтрон с координатами (r, E, Ω) полетит в направлении $-\Omega$. Это позволяет использовать при решении сопряженного уравнения переноса геометрические модули, созданные для решения прямого уравнения.

В § 1.4 описаны основные особенности созданного комплекса программ, а также перечислены рассчитываемые функционалы нейтронного потока и/или ценности:

- выход и пространственно-временной энергетический спектр нейтронов, вылетающих из мишени;
- пространственно-временное распределение поглощенных в мишени заряженных частиц;
- пространственно-временное распределение ядер (включая энергию возбуждения ядра), образованных в мишени в реакции (n, γ) , а также в неупругих реакциях (n, n') , $(n, 2n)$ и т.д.;
- поток нейтронов в локальном объеме (в т.ч. в точке) реактора или зашиты;
- локальные возмущения реактивности, обусловленные внесением в реактор малых образцов различных материалов.

Вторая глава посвящена расчетам линейных функционалов нейтронного потока для различных задач. Для задач глубокого проникновения и прецизионного расчета нейтронного потока в реакторе моделируется сопряженное уравнение переноса, а для расчета энергетического спектра излучения, выходящего из облучаемой мишени - прямое уравнение переноса. Приводятся также результаты тестирования предлагаемых методов расчета.

В § 2.1 получена сопряженная оценка метода математических ожиданий для задач глубокого проникновения, когда рассчитывается функционал потока на больших расстояниях от источника излучения. В такой ситуации при моделировании прямого уравнения переноса частицы редко доходят до представляющей интерес области, из-за чего статистическая погрешность расчета очень велика. При использовании сопряженного уравнения переноса детектор выполняет функцию источника, а источник - детектора, что отражается соотношением взаимности

$$F = \int \phi(x)g(x)dx = \int \phi^+(x)S(x)dx. \quad (5)$$

Если источник излучения $S(x)$ является локальным хотя бы по одной переменной, требуются дополнительные преобразования для устранения соответствующей δ -функции из выражения для оценки. При решении задач защиты источник довольно часто считается плоским, а для угловой зависимости обычно выбираются два предельных распределения - изотропное и δ -образное. Оценка метода математических ожиданий была получена и реализована программно для указанных случаев, при этом использовались соотношения между плотностями столкновений и испусканий исходя из интегрального уравнения переноса. В случае плоского мононаправленного источника излучения оценка является довольно громоздкой, что обусловлено проведением преобразований для устранения

двух δ -функций. Тестовые расчеты, проведенные на основе модельной задачи (полубесконечный слой воды), обнаружили хорошее согласие с расчетами по программам BRAND и PO3-6.

В § 2.2 рассмотрено применение неоднородного сопряженного уравнения для прецизионных расчетов нейтронного потока в реакторе. Такие расчеты необходимы, например, при подготовке групповых констант для реакторных расчетов или для уточнения диффузионных расчетов вблизи границ раздела зон. Особенностью созданного комплекса программ является возможность восстановления детальной энергетической структуры потока нейтронов в резонансной области. Основным моментом для перехода в реакторных расчетах к неоднородному уравнению является необходимость заранее рассчитать каким-нибудь способом источник нейтронов деления $S(r) = \int dE d\Omega \phi(r, E, \Omega) \nu_r \Sigma_f(r, E)$, где ϕ - решение однородного уравнения для условно-критического реактора. На практике это кусочно-постоянная функция. Решение сопряженного уравнения с функцией $g(x) = \delta(r-r_0) \delta(E-E_0)$ в качестве источника дает значение нейтронного потока в точке (r_0, E_0) . Расчет произвольного функционала потока достигается посредством соответствующей модификации функции $g(x)$ с использованием соотношения взаимности. В качестве теста были выполнены расчеты энергетического спектра нейтронов в центре критической сборки "Годива", при этом пространственное распределение источников нейтронов деления было рассчитано при помощи программ комплекса MCU со статистической погрешностью около 1%. Было достигнуто хорошее согласие с аналогичным расчетом по программе FOCUS (Hoogenboom J. E., 1981).

В § 2.3 обосновывается применимость созданного комплекса программ для расчетов характеристик взаимодействия высокоэнергетических нейтронных пучков с различными мишенями. Отмечается, что в последнее время большую актуальность приобрела проблема контроля делящих-

ся веществ. Сюда относятся вопросы определения количества делящихся веществ, их изотопного состава и т. д. Для активных методов контроля эта задача успешно решается лишь при условии селективной регистрации (по времени или другим параметрам) падающего и индуцированного излучения. Важное значение имеет также корректный учет геометрии мишени. Возможность проведения точных нейтронно-физических расчетов для такого рода систем обеспечивает выбор оптимальной конструкции детектора. Отмечается, что созданный комплекс программ позволяет выполнять расчеты такого рода. В качестве иллюстрации, а также с целью тестирования был выполнен расчет энергетического спектра нейтронов, вылетающих из облучаемой нейтронами сферической свинцовой мишени. Точечный изотропный источник нейтронов с энергией 14 МэВ был расположен в центре сферы. Эта система была использована в качестве одной из тестовых при оценке библиотеки файлов оцененных ядерных данных для термоядерных исследований FENDL.

Таблица 2

Спектр утечки из свинцовой сферы

	0-15 МэВ	0-1 МэВ	1-5 МэВ	5-10 МэВ	10-15 МэВ
Эксперимент <u>ENDF/B-4</u>	1.944(12)	1.105	0.676	0.019	0.144
BLANK (ИАЭ)	1.796	1.093	0.549	0.017	0.137
MCNP (София)	1.740	1.063	0.529	0.0195	0.126
MCNP (KfK)	1.78	1.08	0.54	0.02	0.14
Наш расчет <u>ENDF/B-5</u>	1.784(.6)	1.118(.3)	0.513(.9)	0.0259(5)	0.127(2)
TART (LLNL)	1.75	1.10	0.51	0.02	0.12
MCNP (GA)	1.746	1.060	0.5354	0.02163	0.1290
MCNP (UCLA)	1.749	1.045	0.549	0.021	0.134
<u>BROND</u>					
BLANK (ИАЭ) <u>JENDL-3T</u>	1.763	0.877	0.739	0.019	0.128
BERMUDA (JAERI)	1.788	0.971	0.687	0.0224	0.108

Примечание. В скобках приведена статистическая погрешность расчета и погрешность эксперимента в %.

В третьей главе описан алгоритм расчета локальных возмущений реактивности, основанный на одновременном моделировании прямого и сопряженного уравнений переноса, а также проведено сравнение результатов выполненных расчетов с экспериментальными данными.

В § 3.1 описан алгоритм расчета локальных возмущений реактивности, основанный на использовании известного выражения

$$\begin{aligned} \frac{\Delta k}{k} = \frac{1}{k} \int dr dE d\Omega \phi(r, E, \Omega) & \left[-\Delta \Sigma_{\lambda}(r, E) \phi^{+}(r, E, \Omega) + \right. \\ & + \int dE' d\Omega' \Delta \Sigma_{\lambda}(r; E, \Omega \rightarrow E', \Omega') \phi^{+}(r, E', \Omega') + \\ & \left. + \frac{1}{k'} \int dE' d\Omega' \frac{\Delta \nu_{\lambda} \Sigma_{\lambda}(r, E) \chi(E \rightarrow E')}{4\pi} \phi^{+}(r, E', \Omega') \right]. \quad (6) \end{aligned}$$

Особенность предложенного подхода заключается в том, что это выражение рассчитывается как многомерный интеграл методом Монте-Карло. Это означает, что в возмущенном объеме выбираются случайные точки (r, E, Ω) , в которых производится оценка подинтегрального выражения, что сводится в конечном счете к оценке значений функции потока $\phi(x)$ и сопряженной функции $\phi^{+}(x)$ в выбранных, а также в некоторых других точках. Для нахождения значения $\phi(x)$ из этой точки моделируется сопряженное уравнение переноса, а для определения значения $\phi^{+}(x)$ — прямое уравнение. Исходная система при этом считается системой с внешним источником, т. е. заранее рассчитываются источник нейтронов деления, а также ценность нейтронов спектра деления $Q^{+}(r) = \int dE d\Omega \phi^{+}(r, E, \Omega) \chi(E) / 4\pi$, где ϕ^{+} — решение соответствующего однородного уравнения. Недостаток данного алгоритма заключается в том, что приходится ограничиться первым порядком теории возмущений, т. к. не удается корректно учесть отличие возмущенной функции $Q^{+}(r)$ от не-

возмущенной $Q^+(r)$.

В § 3.2 рассмотрен расчет поля ценности нейтронов спектра деления $Q^+(r)$, что означает фактически решение однородного сопряженного уравнения. Это уравнение рассматривалось ранее в различных работах. Для расчета $Q^+(r)$ здесь используется один из предложенных алгоритмов (Hoogenboom J.E., 1981) с некоторыми отличиями, обусловленными тем, что вместо групповой модели взаимодействия с веществом используются детальные данные. Процедура пополнения пакета была аналогична процедуре А. Д. Франк-Каменецкого, т.к. считалось, что в реакции деления рождается один псевдонейтрон, а отличие нормировки ядра делений от 1 учитывается весом. Приведены результаты расчета $Q^+(r)$ для критической сборки "Годива".

В § 3.3 рассмотрен расчет плотностных эффектов реактивности с использованием предложенного алгоритма. Возмущения макроскопических сечений $\Delta\Sigma_i$ и $\Delta\Sigma_s$ при этом обусловлены изменениями плотности имевшихся или внесением новых материалов в систему. Приводятся результаты тестовых расчетов центральных коэффициентов реактивности для критической сборки "Годива", которые сравниваются с результатами S_n -расчетов и с экспериментальными данными для ряда поглощающих и

Таблица 3

Центральные коэффициенты реактивности
для критической сборки "Годива", цент/моль

Образец	Эксперимент	S_n -расчет	Наш расчет	
			$Q_0^+(r)$	$Q^+(r)$
Вор-10	-55.3	-40.9	-56.2 (7.0)	-48.8 (6.7)
Уран-235	149	146	188 (4.3)	162 (4.0)
Уран-238	24.3	23.7	25.6 (30.)	22 (27.)
Плутоний-239	285	286	361 (2.8)	313 (2.6)
Плутоний-240	170	158	240 (3.2)	208 (3.0)
Плутоний-241	-	276	339 (3.1)	294 (3.0)

Примечание. Для каждого образца производилось по 10000 независимых испытаний, на что требовалось по 25 мин. на ЭВМ ЕС-1061. В скобках указана статистическая погрешность расчета в процентах.

делящихся образцов. Для рассеивающих образцов эффективность расчета будет, естественно, ниже. В качестве нулевого приближения $Q_0^+(r)$ было выбрано нормированное должным образом распределение источников нейтронов деления, рассчитанное с погрешностью 1%. Статистическая погрешность расчета $Q^+(r)$ была равна 10-20%. Из приведенной таблицы видно, что кроме случая плутония-240 расхождение наших расчетов с экспериментальными данными составляет около 10%, что вполне приемлемо с практической точки зрения. Улучшение согласия с экспериментом требует более точного расчета распределения $Q^+(r)$. Для ориентировочных расчетов можно вообще обойтись без решения однородного сопряженного уравнения, используя функцию нулевого приближения $Q_0^+(r)$.

В заключении приводятся основные результаты работы, которые состоят в следующем:

1. Разработана структура и формат константного обеспечения - машинной библиотеки оцененных ядерных данных на детальном уровне, предназначенной для моделирования процессов переноса нейтронов в интервале энергий 10^{-5} эВ - 20 МэВ и псевдонейтронных в интервале 1 эВ - 20 МэВ. В машинную библиотеку включены ядерные данные 48 нуклидов из библиотеки ENDF/B-4. Делящиеся нуклиды представлены посредством Th^{232} , 4 изотопов U (кроме U^{233}) и 5 изотопов Pu. Для псевдонейтронных затабулированы сопряженные сечения для N^1 , C^{12} , N^{14} , O^{16} , U^{234} , U^{235} , U^{238} .
2. Предложен и реализован программно алгоритм расчета локальных возмущений реактивности, основанный на совместном решении прямого и сопряженного уравнений переноса, позволяющий эффективно рассчитывать возмущения, обусловленные делящимися и поглощающими образцами.
3. Получена и реализована программно сопряженная оценка метода ма -

тематических ожиданий для задач глубокого проникновения.

4. Разработан комплекс программ MCD для численного решения методом Монте-Карло прямого и сопряженного уравнений переноса нейтронов на основе детального описания сечений и процессов взаимодействия с веществом. Соответствующая машинная библиотека ядерных данных, полученная на основе библиотеки оцененных данных ENDF/B-4, сформирована при помощи программного интерфейса, входящего в данный комплекс. Учитываются все индуцируемые нейтронами реакции, предусмотренные форматом ENDF/B. Комплекс MCD ориентирован преимущественно на расчеты систем с жестким спектром. В настоящее время основная область его применения - расчет стационарных и нестационарных характеристик взаимодействия нейтронных пучков с гетерогенными мишенями.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Рахно И. Л., Розин С. Г. Способ решения сопряженного уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло // В сб.: Методы Монте-Карло в вычислительной математике и математической физике: Тез. докл. 7 Всесоюзного совещания. Новосибирск. - 1985. - с. 305-308.
2. Рахно И. Л., Куликовская А. В. СНС - программа расчета сопряженных нейтронных сечений на основе оцененных ядерных данных в формате ENDF/B // В сб.: ВАНТ, сер. Ядерные константы. - 1989. - вып. 2. - с. 94-99.
3. Рахно И. Л., Розин С. Г. Решение сопряженного уравнения переноса нейтронов методом Монте-Карло для задач глубокого проникновения // Атомная энергия. - 1989. - т. 66, вып. 3. - с. 182-185.

Бел. 2005

20



80000001953377

4. Рахно И. Л., Тетерева Н. А. ПЛМ - программа расче
кальной области методом Монте-Карло // В сб. ВАЯТ, сер. Физика
ядерных реакторов. - 1990. (В печати)
5. Rakhno I.L., Rozin S.G. Computer code MCD for simulation of
neutron transport // Proc. Int. Conf. on Monte Carlo methods
for neutron and photon transport calculations. Budapest, 1990,
September 25-28. (В печати)

239863

Подписано в печать 25.II.90г. Формат 60x84 1/16
Объем I уч.-издд. л. Тираж 100 экз. Заказ №86 от
25.II.90г. Бесплатно. Отпечатано на ротопринтере
ИЯЭ АН БССР. Минск-Сосны.

Дзяржаўная
бібліятэка
5 2
1990