
Погрешности
расчетов
защиты
от излучений

ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ

Погрешности расчетов защиты от излучений



МОСКВА
ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ
1983

ББК 22.386
П43
УДК 621.039.58

Рецензент: Т.А. Гермогенова

Авторы: В.В. Болятко, М.Ю. Вырский, А.И. Илюшкин, Г.Н. Мантуров,
В.П. Машкович, М.Н. Николаев, В.К. Сахаров, А.П. Суворов

П43 **Погрешности расчетов защиты от излучений/В.В. Болятко,**
М.Ю. Вырский, А.И. Илюшкин и др. Под ред. В.П. Машковича.
М.: Энергоатомиздат, 1983. – 176 с.

70 к.

Исследуются погрешности и неопределенности расчетов полей излучений в задачах защиты от ионизирующих излучений. Приводимые результаты позволят создавать более экономичные установки за счет удешевления защиты. По рассматриваемому вопросу книга является первой в мировой литературе и может быть широко использована как справочник-руководство.

Для инженеров-физиков, проектировщиков, конструкторов, а также работников, занимающихся вопросами переноса излучений и защиты при работе с источниками излучений.

П 2304000000-410 234-83
051 (01) -83

ББК 22.386
530.4

Оглавление

Введение	3
Глава 1. Основные понятия, определения, подходы	11
1.1. Характеристики поля излучения, погрешности и чувствительности результатов расчетов к входным параметрам	11
1.2. Физическая интерпретация относительной чувствительности	21
1.3. Математико-статистический подход к определению погрешности результата расчета	24
1.4. Возможности аппарата анализа чувствительности	30
Глава 2. Методы и модели расчетов	37
2.1. Константное обеспечение расчетов. Погрешности сечений взаимодействия	37
2.2. Комплексы программ расчета поля излучения, погрешности и чувствительности расчетных результатов к входным параметрам	42
2.3. Модели базовых расчетов	51
Глава 3. Погрешности и чувствительность результатов расчета защиты к входным параметрам	62
3.1. Методические погрешности расчетов	62
3.2. Чувствительность результатов расчетов к параметрам источника излучения и функции отклика детектора	79
3.3. Оценка погрешности и исследования чувствительности результатов расчетов к сечениям взаимодействия нейтронов для гомогенных и гетерогенных сред	106
3.4. Оценка погрешностей и исследования чувствительности расчетов полей излучений в моделях реальных защит	135
3.5. Оценка нелинейных эффектов в анализе чувствительности	148
Глава 4. Эксперименты в задачах анализа чувствительности и определения погрешностей расчетов	151
4.1. Базовые эксперименты и анализ чувствительности	151
4.2. Сравнение расчетов и экспериментов. Роль различных составляющих в погрешностях расчетов	156
Список литературы	166

ВВЕДЕНИЕ

В истории радиационной защиты можно условно выделить четыре этапа ее развития.

Первый, длительностью примерно 50 лет, относится к периоду от открытия рентгеновских лучей и радиоактивности до создания ядерных реакторов. Это был этап, когда в силу относительно малой мощности источников защита от воздействия излучений на организм могла быть обеспечена простыми способами, и это, естественно, не стимулировало проведения интенсивных исследований.

С созданием ядерных реакторов начинается новый этап развития защиты от излучений. Науке и промышленности потребовались быстрые ответы на постоянно возникающие новые вопросы радиационной безопасности. В этот период основные усилия были сконцентрированы на создании упрощенных, полуэмпирических и эмпирических моделей расчетов защиты. Например, широкое распространение получили в эти годы расчеты в экспоненциальном приближении с использованием экспериментальных значений длины релаксации. Вместе с тем в это же время начали развиваться и строгие методы решения уравнения переноса излучений. Некоторые специалисты считали упрощенные методы достаточными для решения практических задач; другие, их было большинство, задавали вопрос: "Когда будет конец эмпиризму и полуэмпиризму?". Именно этот период можно считать годами завершения выделения физики радиационной защиты в самостоятельную область прикладной ядерной физики.

Начало третьего этапа можно отмерять от решения спора между сторонниками эмпирических и полуэмпирических подходов и сторонниками строгих методов в пользу последних. Этот период характеризуется интенсивным развитием численных методов решения многогруппового уравнения переноса и метода Монте-Карло.

Утверждение ядерной энергетики как нового перспективного источника производства электроэнергии, выделение ядерной энергетики в крупную область энергетического производства, возрастающее использование в народном хозяйстве источников ионизирующих излучений — все это неразрывно связано с проблемой дальнейшего совершенствования радиационной безопасности, проектирования и создания оптимальных биологических защит и обуславливает постановку вопроса о резком повышении эффективности и качества комплексного решения проблем физики защиты. Теперь мы не можем быть удовлетворены просто получением результата. Мы должны давать оптимальное решение практических задач, включая выбор оптимального метода расчета и системы ядерных констант, указание погрешностей результатов и возможных пределов изме-

нения проектных данных. Да и требования к погрешностям расчетов теперь становятся более жесткими: во многих случаях мы должны определять характеристики полей излучений, особенно вблизи активной зоны реактора, с погрешностью до 5–15%. Таким образом, четвертый этап развития физики защиты, в который мы вступили, характеризуется необходимостью повышения качества расчетов, включая получение надежных оценок погрешностей результатов расчетов.

Необходимость определять и указывать погрешности расчетов или измерений обуславливается также сравнением расчетных и экспериментальных данных разных авторов. Интересно в этой связи отметить, что проводившееся сравнение методик измерения интегральных характеристик поля нейтронов и фотонов показывает [1], что результаты измерений разными методами расходятся между собой примерно до 2 раз, что превышает оцениваемые авторами погрешности методик измерения. Подобное сравнение обчета четырех базовых экспериментов разными авторскими коллективами [2] показало, что расхождения между расчетными и экспериментальными результатами во всех случаях превышают даваемые авторами погрешности расчетных данных: расхождение между расчетными и экспериментальными данными составило в среднем около 30–70% для интегральных характеристик поля излучения и около 3–5 раз для дифференциальных характеристик. Приведенные примеры показывают, что во многих случаях погрешности оцениваются недостаточно корректно.

Важность, практическая значимость и актуальность дальнейших исследований по защите от излучений для народного хозяйства страны очевидны. Нелишне напомнить, что толщина защиты, например, ядерного реактора сегодня составляет 3–3,5 м в пересчете на обычный бетон, а стоимость защиты современных ядерно-технических установок может достигать 20–30% стоимости всего сооружения. Такой же порядок величины стоимости следует ожидать и для энергетических установок термоядерного синтеза. Оценки показывают, что стоимость их защиты будет составлять около 15% стоимости термоядерного реактора.

В настоящее время принята более или менее общепринятая методология решения задач теории переноса для любых ядерно-технических установок, которая должна включать в себя оценку погрешностей расчетов.

В наиболее общем виде методология решения задач переноса излучений может быть проиллюстрирована схемой рис. В.1. Можно выделить четыре основных направления исследований: 1. Разработка методов, создание алгоритмов и программ расчетов защиты от излучений. 2. Сбор, оформление, оценка данных по сечениям взаимодействия излучений с веществом, создание библиотек ядерных данных, в том числе многогрупповых констант, вместе с файлами погрешностей. 3. Проведение реперных и модельных экспериментов. 4. Исследование и определение погрешностей и их источников при расчетах защиты. Исследование чувствительности результатов расчетов к исходным данным задачи позволяет оценить и наметить программу дальнейших работ по уточнению всего расчетного аппарата.

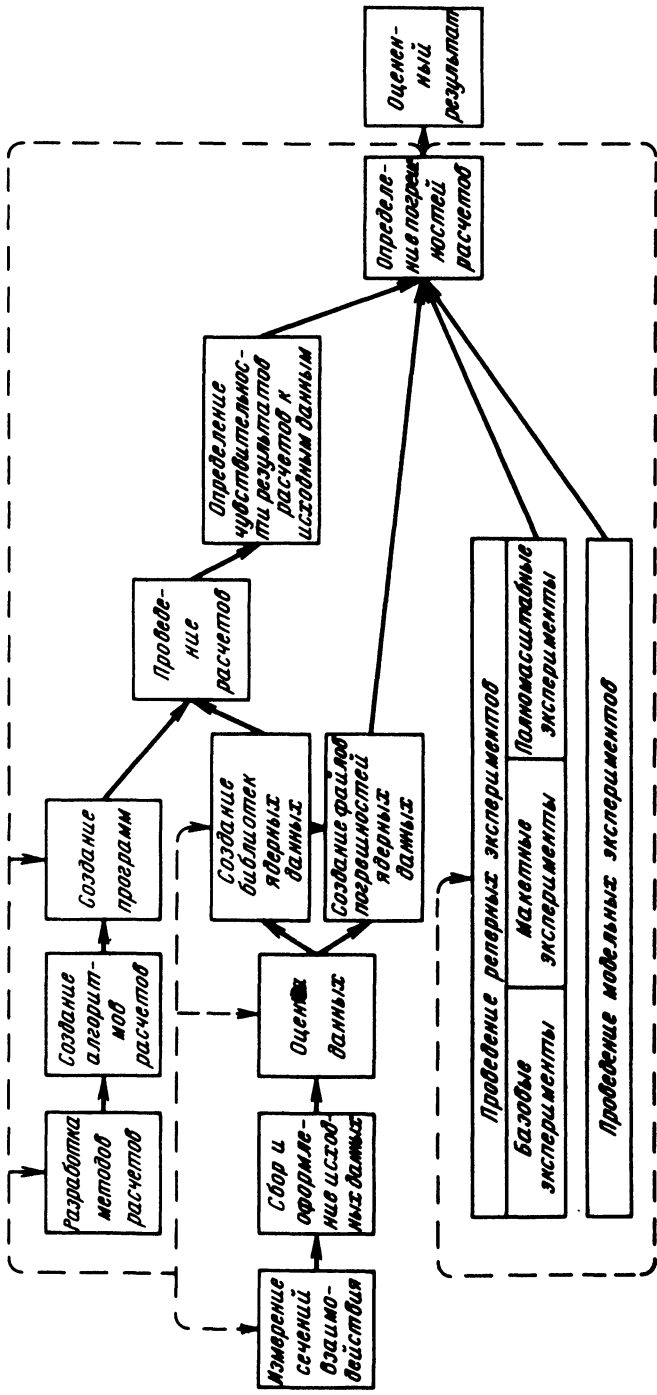


Рис. В.1. Схема общей методологии решения задач физики радиационной защиты

Аппарат исследования погрешностей и их источников в общей методологии решения проблемы переноса излучения позволяет включить в схему обратные связи, показанные на рис. В.1 штриховыми линиями.

Результатам исследований в первых трех направлениях в литературе посвящены десятки отечественных и зарубежных монографий, справочных изданий, сотни статей в периодической печати.

Среди расчетных методов в первую очередь следует отметить метод дискретных ординат и метод Монте-Карло с его многочисленными модификациями. При должной организации программ, достаточно мощной вычислительной технике и при наличии удовлетворительных библиотек ядерных данных эти методы дают возможность получать решения большинства практических задач физики радиационной защиты.

В меньшей степени в литературе рассмотрены проблемы исследования погрешностей и неопределенностей результатов расчета защиты от ионизирующих излучений (см., например, работы [3–30] и др.). Необходимо отметить, что первоначально применительно к задачам расчета реактора подобные исследования были успешно выполнены Л.Н. Усачевым, а также Ю.Г. Бобковым, А.А. Ваньковым, В.А. Дулиным и др. Опыт, накопленный в этой области, широко используется и при исследованиях погрешностей расчетов защиты.

Систематизация и анализ имеющейся по этому вопросу в литературе информации применительно к задачам защиты, изложение результатов исследований авторов являются основной задачей настоящей книги. Небольшой ее объем обусловил целесообразность ограничения изложения в основном источниками нейтронного излучения, расчет прохождения которого через вещество по сравнению с источниками фотонного излучения в целом требует больших усилий исследователей.

Погрешности расчетных результатов в задачах радиационной безопасности обуславливаются погрешностями принимаемых приближений расчетных методов, погрешностями сечений взаимодействия излучений с веществом защиты и конструкционными элементами, погрешностями задания характеристик источника, погрешностями описания функции отклика детектора, принятыми приближениями представления реальной компоновки защиты ядерно-технической установки и т.д.

В проблеме исследования погрешностей расчетных данных перспективно использование развитой в литературе методики исследования чувствительности результата расчетов к изменению входных параметров. Определяемая при этом относительная чувствительность — величина, умножая на которую относительные изменения исходных данных можно получить относительное изменение рассчитываемой на основании этих данных величины.

Аппарат исследования чувствительности результатов расчетов к входным параметрам развит на основе обобщенной теории возмущений [31–39]*, построение которой основано на решении сопряженных уравнений. Теория сопряженных уравнений реактора впервые была разработана в работах [40, 41], в работах [31, 32, 42–45] она была усовершенствована

* Исторический обзор развития работ по теории возмущений приведен в [39].

и получены общие результаты по теории сопряженных уравнений и сопряженных функций. Применительно к задачам защиты от излучений по этой проблеме опубликованы исследования [34, 46] и др.

Используя методiku анализа чувствительности, можно определить изменение величины любого функционала поля излучения при фиксированном малом изменении полного или парциального сечения взаимодействия или любого другого входного параметра расчетов.

Важность этого подхода определяет быстрые темпы разработки и внедрения метода в задачи защиты от излучений. Если 15 лет назад только появились первые работы по этой методике, то за последующие годы мы наблюдали быстрое развитие и внедрение методики в практику работы специалистов по проектированию защиты. Состоялось несколько международных встреч [3—6], посвященных этим задачам.

Вопросы чувствительности расчетов к входным параметрам и оценки погрешностей расчетов обсуждались на последних международных [7, 8] и всесоюзных [9—11] конференциях по защите от ионизирующих излучений. Если на Первой (1974 г.) [9] и Второй (1978 г.) [10] всесоюзных научных конференциях по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок лишь несколько докладов было посвящено оценкам погрешностей и задачам чувствительности результатов расчетов к погрешностям исходных данных [47—54], то на Третьей всесоюзной конференции (1981 г.) [11] работала специальная секция, обсуждавшая эти вопросы. Рассматриваемый метод должен стать установившейся частью процедуры проектирования и конструирования защиты.

Метод позволяет решать большой круг задач защиты от ионизирующих излучений. Среди них оценка погрешностей расчетов защиты, обусловленных методами расчета и различными неопределенностями и приближениями входных параметров (сечений взаимодействия излучений с веществом; задания характеристик источника, защиты и функции отклика детекторов и т.д.); выявление наиболее важного по влиянию на результаты входного параметра (например, определение важности того или иного парциального сечения или их групп на результат расчета); получение рекомендаций по требуемой точности измерений, вычислений и обработки данных о сечениях взаимодействия излучений с веществом; корректировка сечений взаимодействия для лучшего согласия с набором данных базовых экспериментов; исследование закономерностей распространения излучений в среде; планирование новых реперных и модельных экспериментов, чувствительных к выделенным параметрам; проведение количественных оценок важности для проекта защиты ядерно-технических установок в целом малых изменений в проекте; выдача практических рекомендаций по улучшению качества проектирования защиты.

Проиллюстрируем возможности метода лишь одним результатом расчета. Рисунок В.2 показывает относительную чувствительность дозы нейтронов на верхней крышке реактора на быстрых нейтронах CRBR (CRBR—Clinch River Breeder Reactor) к полному сечению взаимодействия нейтронов с натрием [22, 55]. Кривая рис. В.2 показывает, что относительная чувствительность достигает очень большого значения (10^3 на единицу летаргии) при минимуме в сечении взаимодействия натрия при 300 кэВ.

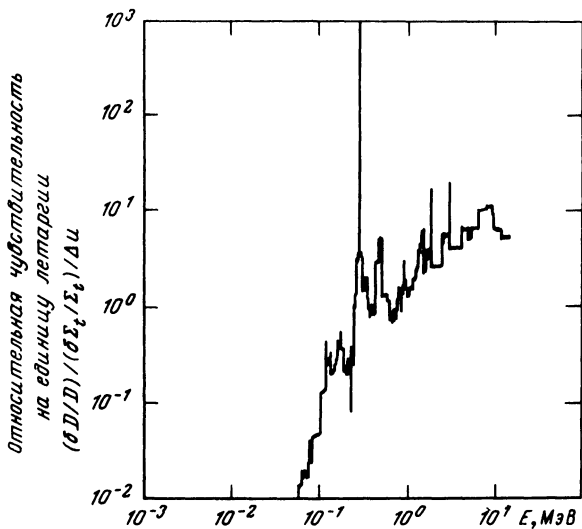


Рис. В.2. Относительная чувствительность дозы нейтронов на верхней крышке реактора CRBR к полному сечению взаимодействия нейтронов с натрием

Это приводит к тому, что изменение в сечении в области минимума, например на 10%, вызывает изменение полной дозы на верхней крышке на 60%. Приведенный пример, в частности, показывает важность достаточно точного знания сечения взаимодействия в минимуме.

Если рассматривать чувствительность результата к энергетической зависимости сечения взаимодействия излучений с веществом, как это сделано в рассмотренном только что примере, то можно определить как бы энергетические каналы, в которых распространяется основная доля радиации. В таком понимании эта концепция может быть названа энергетической канальной теорией [14].

В работах [23, 25, 26] предложена также пространственная канальная теория для определения главных каналов в пространстве, занимаемом защитой, по которым от источника к детектору натекает основная доля радиации.

Таким образом, методика исследования чувствительности результатов расчетов к изменению входных параметров является исходной не только для определения погрешностей расчетов защиты, но позволяет также решать целый круг указанных выше самостоятельных практически важных задач. Это обуславливает особое внимание, уделенное в книге методике анализа чувствительности.

В целом можно констатировать, что аппарат исследования чувствительности дал в руки специалистов мощный инструмент повышения качества выполняемых расчетов радиационной защиты.

Следует отметить, что само обращение специалистов к определению погрешностей расчетов свидетельствует о достаточно хорошем развитии расчетного аппарата решения задач распространения излучений в веществе.

Только на этой базе можно было обращаться к задачам определения погрешностей расчетов.

Вместе с тем было бы неверно представлять, что определение погрешностей расчетов защиты разработано настолько полно, что во всех случаях дело остается лишь за техникой вычислений. Для широкого внедрения аппарата вычисления погрешностей в решение задач переноса излучений необходима еще большая работа, связанная прежде всего с созданием и внедрением удобных специализированных систем программ типа SWANLAKE [15], ЗАКАТ [30, 56] FORSS [5, 57], ИНДЭКС для проведения расчетов в совокупности с действующими широко распространенными программами расчетов защиты и с обеспечением библиотек сечений оцененными файлами погрешностей констант взаимодействия излучений с веществом.

Книга состоит из введения и четырех глав. Первая глава вводная. В разд. 1.1 для автономности издания изложены основные понятия и терминология по рассматриваемым в книге вопросам. Здесь обсуждается также математико-статистический подход к определению погрешностей результатов расчетов (разд. 1.3), анализируются возможности аппарата анализа чувствительности (разд. 1.4). В отдельный разд. 1.2 авторы сочли целесообразным выделить физическую интерпретацию функции относительной чувствительности, сыгравшую значительную роль в широком внедрении методики в практику.

В гл. 2 собраны материалы по методам определения относительной чувствительности и погрешности расчетов. Разд. 2.1 этой главы знакомит читателя с константным обеспечением расчетов переноса излучений и погрешностями сечений взаимодействия излучений с веществом, разд. 2.2 — с программами расчетов погрешностей и относительной чувствительности результатов к входным параметрам. Отметим, что в этих разделах рассмотрены только оригинальные программные комплексы и система констант, использовавшиеся авторами книги для расчетов. При этом предполагалось, что с другими программами и системами констант можно ознакомиться по соответствующим публикациям. Систематизация моделей базовых расчетов (разд. 2.3) позволит читателю лучше представить объем выполненных исследований и сократит необходимость подробного их описания в следующих главах книги.

Основная глава — третья. В ней обсуждаются методические погрешности, погрешности и чувствительность результатов расчетов к входным параметрам для однородных, гетерогенных и реальных компоновок защиты, в основном для одномерных геометрий. Обилие конкретного материала по этим вопросам и небольшой объем книги не позволили авторам рассмотреть и проанализировать все имеющиеся в литературе работы. Авторы ограничились рассмотрением результатов собственных исследований и наиболее характерных данных других авторов. Основное внимание уделено погрешностям расчетов к сечениям взаимодействия излучений с веществом.

Погрешности исходных данных (погрешности сечений взаимодействия, погрешности компоновки защиты и т.д.) обычно сравнительно невелики. Поэтому в пределах их изменений для оценки погрешности результатов

расчета обычно удовлетворительно может использоваться линейное приближение. Вместе с тем важно знать погрешность такого приближения. Оценке нелинейных эффектов в анализе чувствительности посвящен заключительный раздел третьей главы.

Эксперимент — критерий истины. Поэтому последняя глава книги посвящена роли базовых экспериментальных исследований в задачах анализа чувствительности и определения погрешностей расчетов.

Книга написана с использованием Международной системы единиц (СИ). Для удобства читателя в тексте наряду с единицами СИ и разрешенными к использованию ГОСТ 8.417-81 единицами в квадратных скобках приводятся широко использовавшиеся ранее внесистемные единицы в ряде непростых случаев.

В книге В.В. Болятко написал гл. 4; М.Ю. Вырский — разд. 3.4; А.И. Илюшкин — разд. 3.5; В.П. Машкович — введение, разд. 1.1 и 1.4; В.К. Сахаров — разд. 2.3; А.П. Суворов — разд. 3.1; Г.Н. Мантуров и М.Н. Николаев — разд. 1.3, 2.1; А.И. Илюшкин и В.П. Машкович — разд. 1.2; А.И. Илюшкин и В.К. Сахаров — разд. 3.2; Г.Н. Мантуров, М.Н. Николаев и А.И. Илюшкин — разд. 2.2; М.Ю. Вырский, Г.Н. Мантуров, М.Н. Николаев, А.И. Илюшкин, А.П. Суворов — разд. 3.3.

Авторы далеки от мысли, что они смогли создать совершенную книгу по новому разделу физики защиты. Они надеются, однако, что предлагаемая читателю книга будет способствовать широкому внедрению аппарата определения погрешностей и чувствительности результатов расчетов к входным параметрам в практику решения задач распространения излучений в средах.

В заключение авторы выражают глубокую благодарность товарищам по работе, особенно Ю.И. Балашову, А.М. Жезлову, В.И. Иванову, И.Н. Качанову, В.А. Климанову, И.И. Линге, А.А. Строганову, В.А. Уткину, А.И. Шикину за полезные обсуждения и помощь в работе.

ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ, ОПРЕДЕЛЕНИЯ, ПОДХОДЫ

1.1 ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ,
ПОГРЕШНОСТИ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ
РАСЧЕТОВ К ВХОДНЫМ ПАРАМЕТРАМ

В настоящем разделе рассмотрены основные понятия и терминология по характеристикам поля излучения, по погрешностям измерений и расчетов, по чувствительности результатов расчетов к изменению входных параметров. Однозначная интерпретация этих понятий необходима для четкого понимания излагаемого в книге материала.

Характеристики поля излучения [58–66]

Для полного представления о поле излучения необходимо указать, сколько частиц, с какой энергией, в каком направлении приходят в любую точку среды в каждый момент времени.

Наиболее полная информация о стационарном поле в фиксированной точке детектирования \vec{r}_0 задается энергетическо-угловой плотностью потока частиц.

Энергетическо-угловая плотность потока частиц в точке детектирования \vec{r}_0 $\varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$ – отношение числа частиц dN с энергией от E до $E + dE$, распространяющихся в направлениях, определенных элементарным телесным углом $d\Omega$, содержащим данное направление $\vec{\Omega}$, и пересекающих за интервал времени dt элементарную площадку dS , центрированную в рассматриваемой фиксированной точке поля \vec{r}_0 , нормаль к которой совпадает с выбранным направлением распространения излучения $\vec{\Omega}$, к площади dS , к интервалу времени dt , к энергетическому интервалу dE , к элементарному телесному углу $d\Omega$; $\varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) = \frac{d^4N}{dSdt dE d\Omega}$. Единицей величины $\varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$ в Международной системе единиц (СИ) является $1/(\text{м}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{Дж} \cdot \text{ср}) = \text{м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Дж}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$. На практике удобной является единица $1/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{МэВ} \cdot \text{ср}) = \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \text{ср}^{-1}$, в которой использована разрешенная ГОСТ 8.417-81 [59] кратная внесистемная единица энергии – мегаэлектрон-вольт.

Для многих практических задач требуются менее детальные характеристики поля. В этих случаях используют приводимые ниже интегральные величины от энергетическо-угловых характеристик поля излучения: угловую плотность потока частиц

$$\varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) = \frac{d^3N}{dSdt d\Omega} = \int_0^\infty \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) dE; \quad (1.1)$$

энергетическую плотность потока частиц

$$\varphi(\vec{r}_0, E) = \frac{d^3N}{dS dt dE} = \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) d\Omega; \quad (1.2)$$

плотность потока частиц

$$\varphi(\vec{r}_0) = \frac{d^2 N}{dS dt} = \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) d\Omega = \int_0^\infty \varphi(\vec{r}_0, E) dE. \quad (1.3)$$

Единицы величин, определяемых формулами (1.1)–(1.3), легко записать, так как они в итоге получаются интегрированием величины $\varphi(\vec{r}_0, E, \Omega)$, единица которой приведена выше.

При решении многих задач требуется информация о характеристиках поля, определяемых частицами с энергией E выше некоторой граничной энергии $E_{гр}$. Тогда, например, плотность потока частиц с энергией выше $E_{гр}$ $\varphi(\vec{r}_0, E > E_{гр})$ в фиксированной точке детектирования \vec{r}_0 можно определить из соотношения

$$\varphi(\vec{r}_0, E > E_{гр}) = \int_{E_{гр}}^\infty \varphi(\vec{r}_0, E) dE. \quad (1.4)$$

Характеристики поля, аргументами которых являются энергия E и направление движения частиц $\vec{\Omega}$, называют дифференциальными. В этом смысле к дифференциальным относятся характеристики $\varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$, $\varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega})$, $\varphi(\vec{r}_0, E)$. Характеристики, не зависящие от E и $\vec{\Omega}$, называются интегральными. Однако обычно для краткости слова дифференциальный и интегральный опускают, так как аргумент величины ясно показывает, какая характеристика имеется в виду.

Указанные дифференциальные и интегральные плотности потока частиц могут иметь пространственную, временную или пространственно-временную зависимости. В наиболее общем случае пространственно-временной зависимости мы приходим к понятию пространственно-временной энергетическо-угловой плотности потока частиц $\varphi(\vec{r}, t, E, \vec{\Omega})$.

Для потоковых характеристик поля $\varphi(\vec{r}_0, E)$ и $\varphi(\vec{r}_0)$ характерно, что все частицы регистрируются с одинаковым весовым вкладом независимо от направления их движения.

Для решения многих задач удобными оказываются токовые характеристики поля излучения.

Наиболее полная информация о стационарном поле в фиксированной точке детектирования \vec{r}_0 задается энергетическо-угловой плотностью тока частиц $\vec{J}(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$, которая по модулю совпадает с $\varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$, но в отличие от $\varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$ является вектором, совпадающим с направлением распространения частиц $\vec{\Omega}$.

Следовательно,

$$\vec{J}(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) = \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}). \quad (1.5)$$

По аналогии с формулами (1.1)–(1.3) можно записать следующие интегральные величины от энергетическо-угловой характеристики плотности тока частиц в точке \vec{r}_0 :

$$\vec{J}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) = \int_0^\infty \vec{J}(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) dE = \int_0^\infty \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) dE = \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}); \quad (1.6)$$

$$\vec{J}(\vec{r}_0, E) = \int_{4\pi} \vec{J}(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) d\Omega = \int_{4\pi} \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) d\Omega; \quad (1.7)$$

$$\vec{J}(\vec{r}_0) = \int_{4\pi} \vec{J}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) d\Omega = \int_{4\pi} \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) d\Omega. \quad (1.8)$$

Интегрирование угловых характеристик тока по телесному углу в приведенных формулах сводится к суммированию векторов по правилам векторной алгебры. При этом направления результирующих векторов $\vec{J}(\vec{r}_0, E)$ и $\vec{J}(\vec{r}_0)$ в общем случае заранее неизвестны, их можно определить, лишь зная соответственно функции $\varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$ и $\varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega})$. Результирующий вектор определяет направление тока через единичную площадку, перпендикулярную к его направлению.

На практике нас обычно интересует не ток через площадку, положение которой строго определенным образом фиксируется результирующим вектором тока, а ток через площадку, ориентированную в пространстве в соответствии с условием задачи. Ориентацию площадки в пространстве будем определять единичным вектором \vec{k} , перпендикулярным к ее поверхности.

Энергетическо-угловую плотность тока частиц через произвольную площадку S_k , расположенную перпендикулярно вектору \vec{k} и центрированную в точке \vec{r}_0 , или, иными словами, компоненту энергетическо-угловой плотности тока частиц в точке \vec{r}_0 вдоль направления, задаваемого вектором \vec{k} , $J_k(\vec{r}_0, E, \Omega)$, можно определить по формуле

$$\begin{aligned} J_k(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) &= \vec{J}(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) \cdot \vec{k} = \\ &= (\vec{\Omega} \cdot \vec{k}) \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) = \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) \cos(\vec{\Omega}, \vec{k}). \end{aligned} \quad (1.9)$$

Таким образом, при расчете $J_k(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega})$ каждая частица учитывается со своим весовым множителем, который зависит от угла между векторами $\vec{\Omega}$ и \vec{k} , и равняется $\cos(\vec{\Omega}, \vec{k})$.

По аналогии с формулами (1.1)–(1.3) и (1.6)–(1.8) можно записать следующие интегральные величины от компоненты энергетическо-угловой плотности тока частиц вдоль направления, задаваемого вектором \vec{k} :

$$J_k(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) = \vec{J}(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) \cdot \vec{k} = \varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) (\vec{\Omega} \cdot \vec{k}) = \varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) \cos(\vec{\Omega}, \vec{k}); \quad (1.10)$$

$$\begin{aligned} J_k(\vec{r}_0, E) &= \vec{J}(\vec{r}_0, E) \cdot \vec{k} = \int \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) (\vec{\Omega} \cdot \vec{k}) d\Omega = \\ &= \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}_0, E, \vec{\Omega}) \cos(\vec{\Omega}, \vec{k}) d\Omega; \end{aligned} \quad (1.11)$$

$$\begin{aligned} J_k(\vec{r}_0) &= \vec{J}(\vec{r}_0) \cdot \vec{k} = \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) (\vec{\Omega} \cdot \vec{k}) d\Omega = \\ &= \int_{4\pi} \varphi(\vec{r}_0, \vec{\Omega}) \cos(\vec{\Omega}, \vec{k}) d\Omega. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Для токовых характеристик поля частиц также можно использовать пространственные, временные и пространственно-временные зависимости.

Единицы токовых характеристик поля совпадают с соответствующими единицами потоковых характеристик. При этом надо помнить, что физически токовые и потоковые величины существенно различаются между собой [63].

В качестве характеристик поля излучения широко используются также пространственные, временные и пространственно-временные зависимости энергетическо-угловой плотности потока энергии частиц, плотности тока энергии частиц или плотности тока энергии частиц через произвольную площадку S_k или их функционалы. Эти понятия вводятся аналогично приведенным выше определениям с той лишь разницей, что они характеризуют во всех случаях не число частиц, а переносимую ими энергию.

Для оценки воздействия излучения в практических задачах часто используют дозовые характеристики поля излучения.

Рассмотрим используемые в настоящей книге величины поглощенной и эквивалентной дозы.

Поглощенная доза излучения (доза излучения) D — отношение средней энергии dW , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме:

$$D = dW/dm. \quad (1.13)$$

Единица поглощенной дозы в СИ — джоуль на килограмм (Дж/кг). Джоуль на килограмм соответствует поглощению энергии любого вида ионизирующего излучения 1 Дж в 1 кг облученного вещества, эту единицу называют грэй (Гр).

Внесистемная единица поглощенной дозы — рад. Один рад соответствует поглощению 100 эрг энергии любого вида ионизирующего излучения в 1 г облученного вещества.

Таким образом, 1 рад = 100 эрг/г = $1 \cdot 10^{-2}$ Дж/кг = $1 \cdot 10^{-2}$ Гр; 1 Гр = 1 Дж/кг = 100 рад.

Для оценки биологического эффекта воздействия излучения произвольного состава в задачах радиационной безопасности при облучении малыми дозами (не превышающими пяти предельно допустимых доз) введено понятие эквивалентной дозы $D_{\text{ЭКВ}}$.

Для излучения одного качества эквивалентная доза $D_{\text{ЭКВ}}$ — произведение поглощенной дозы излучения в биологической ткани D на коэффициент качества K этого излучения в данном элементе биологической ткани:

$$D_{\text{ЭКВ}} = DK. \quad (1.14)$$

Коэффициент качества K определяет зависимость неблагоприятных биологических последствий облучения человека в малых дозах от полной линейной передачи энергии (ЛПЭ) излучения и представляет собой регламентированное значение относительной биологической эффективности излучения, установленное для контроля степени радиационной опасности при хроническом облучении. Значения K приведены, например, в работах [58, 61–63].

Единица эквивалентной дозы в СИ — зиверт (Зв). Один зиверт равен одному грэю, деленному на коэффициент качества K . Зиверт — единица эквивалентной дозы любого вида ионизирующего излучения в биологической ткани, которое создает такой же биологический эффект, что и поглощенная доза в 1 Гр образцового рентгеновского или γ -излучения.

Внесистемная единица эквивалентной дозы — бэр. Один бэр равен одному раду, деленному на коэффициент качества К.

Таким образом, 1 бэр = $1 \cdot 10^{-2}$ Зв; 1 Зв = 100 бэр.

Доза излучения в ткани распределена внутри биологических объектов неравномерно, причем максимум в распределении дозы может наблюдаться не на поверхности ткани, а внутри ее.

Степень воздействия излучения при облучении принято характеризовать максимальными значениями доз облучения в теле человека. Использование максимальных значений тканевых доз исключает превышение допустимой дозы в любой точке тела человека. При этом слово максимальный обычно для краткости опускается. Следуя этому, ниже в тексте под тканевыми дозами мы будем понимать их максимальные значения.

Использованные в расчетах авторами настоящего издания значения максимальных эквивалентных $\delta_{\text{экв}}$ и поглощенных δ доз на единичный флюенс 1 см^{-2} для принятого 26-группового представления нейтронных констант приведены в табл. 1.1. Строго говоря, вместо обозначения еди-

Таблица 1.1. Значения принятых в расчете максимальных эквивалентных $\delta_{\text{экв}}$ и поглощенных δ доз на единичный флюенс

Номер энергетической группы	Диапазон энергий данной группы, МэВ	$\delta, \frac{\text{мкГр} \cdot \text{м}^2}{\text{нейтр.}}$	$\delta_{\text{экв}}, \frac{\text{мкЗв} \cdot \text{м}^2}{\text{нейтр.}}$
		$\left[\frac{\text{рад} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}} \right]$	$\left[\frac{\text{бэр} \cdot \text{см}^2}{\text{нейтр.}} \right]$
1	10,5 — 6,5	$6,7 \cdot 10^{-9}$	$3,8 \cdot 10^{-8}$
2	6,5 — 4	$5,6 \cdot 10^{-9}$	$3,9 \cdot 10^{-8}$
3	4 — 2,5	$4,6 \cdot 10^{-9}$	$3,7 \cdot 10^{-8}$
4	2,5 — 1,4	$4,2 \cdot 10^{-9}$	$3,7 \cdot 10^{-8}$
5	1,4 — 0,8	$3,7 \cdot 10^{-9}$	$3,7 \cdot 10^{-8}$
6	0,8 — 0,4	$2,8 \cdot 10^{-9}$	$2,7 \cdot 10^{-8}$
7	0,4 — 0,2	$1,8 \cdot 10^{-9}$	$1,8 \cdot 10^{-8}$
8	0,2 — 0,1	$1,3 \cdot 10^{-9}$	$1,0 \cdot 10^{-8}$
9	0,1 — 0,0465	$9,0 \cdot 10^{-10}$	$7,0 \cdot 10^{-9}$
10	$4,65 \cdot 10^{-2} - 2,15 \cdot 10^{-2}$	$6,7 \cdot 10^{-10}$	$3,4 \cdot 10^{-9}$
11	$2,15 \cdot 10^{-2} - 1,0 \cdot 10^{-2}$	$5,7 \cdot 10^{-10}$	$2,8 \cdot 10^{-9}$
12	$1,0 \cdot 10^{-2} - 4,65 \cdot 10^{-3}$	$5,6 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-9}$
13	$4,65 \cdot 10^{-3} - 2,15 \cdot 10^{-3}$	$5,9 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
14	$2,15 \cdot 10^{-3} - 1,0 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
15	$1,0 \cdot 10^{-3} - 4,65 \cdot 10^{-4}$	$6,0 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
16	$4,65 \cdot 10^{-4} - 2,15 \cdot 10^{-4}$	$6,2 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$
17	$2,15 \cdot 10^{-4} - 1,0 \cdot 10^{-4}$	$6,6 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$
18	$1,0 \cdot 10^{-4} - 4,65 \cdot 10^{-5}$	$6,7 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-9}$
19	$4,65 \cdot 10^{-5} - 2,15 \cdot 10^{-5}$	$6,4 \cdot 10^{-10}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$
20	$2,15 \cdot 10^{-5} - 1,0 \cdot 10^{-5}$	$6,1 \cdot 10^{-10}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
21	$1,0 \cdot 10^{-5} - 4,65 \cdot 10^{-6}$	$5,7 \cdot 10^{-10}$	$1,4 \cdot 10^{-9}$
22	$4,65 \cdot 10^{-6} - 2,15 \cdot 10^{-6}$	$5,1 \cdot 10^{-10}$	$1,3 \cdot 10^{-9}$
23	$2,15 \cdot 10^{-6} - 1,0 \cdot 10^{-6}$	$4,7 \cdot 10^{-10}$	$1,2 \cdot 10^{-9}$
24	$1,0 \cdot 10^{-6} - 4,65 \cdot 10^{-7}$	$3,8 \cdot 10^{-10}$	$0,95 \cdot 10^{-9}$
25	$4,65 \cdot 10^{-7} - 2,15 \cdot 10^{-7}$	$3,4 \cdot 10^{-10}$	$0,85 \cdot 10^{-9}$
26	$2,15 \cdot 10^{-7} - 2,15 \cdot 10^{-9}$	$3,2 \cdot 10^{-10}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$

ниц в табл. 1.1. $\text{мкГр} \cdot \text{м}^2/\text{нейтр.}$, $\text{рад} \cdot \text{см}^2/\text{нейтр.}$, $\text{мкЗв} \cdot \text{м}^2/\text{нейтр.}$, $\text{бэр} \cdot \text{см}^2/\text{нейтр.}$ следовало бы принять $\text{мкГр} \cdot \text{м}^2$, $\text{рад} \cdot \text{см}^2$, $\text{мкЗв} \cdot \text{м}^2$, $\text{бэр} \cdot \text{см}^2$ соответственно, не добавляя определяющих слов "нейтрон". Определяющие слова следует присоединять к наименованию величины, например в указанных случаях "поглощенная доза нейтронов при единичном флюенсе $6,7 \cdot 10^{-9} \text{ мкГр} \cdot \text{м}^2$ ". Однако здесь и ниже в ряде случаев приняты исключения для лучшего понимания приводимых данных.

Мощность поглощенной дозы P или эквивалентной дозы $P_{\text{ЭКВ}}$ — отношение приращения поглощенной дозы dD или эквивалентной дозы $dD_{\text{ЭКВ}}$ за интервал времени dt к этому интервалу:

$$P = dD/dt; P_{\text{ЭКВ}} = dD_{\text{ЭКВ}}/dt. \quad (1.15)$$

Единицами этих величин являются частные от деления единиц поглощенной или эквивалентной дозы или их кратных или дольных единиц на подходящую единицу времени.

Погрешности измерений или расчетов [67–73]

В научной литературе, к сожалению, отсутствует однозначность в терминологии в области метрологии измерений, связанной с точностью измерений. Например, такие термины, как ошибка, точность, неопределенность величины, часто используют для характеристики погрешности. Приведем несколько примеров, выбранных из различных статей по переносу излучений, которые иллюстрируют эту неоднозначность.

"Зависимость интегрального токового альбеда от r и d с точностью $\pm 10\%$ описывается...". "Точность наблюдаемых значений выходов $^7\text{В}$ составляет $\pm 13\%$ ". "Ошибки измерения выходов тормозного излучения лежат в пределах 6–9%". "Ошибка в расчете дозы после разыгрывания 4000 историй составляет 5%". "Погрешность в определении относительной концентрации, связанная со статистическими ошибками расчета, составляет в среднем не более 3%".

Согласно ГОСТ 16263-70 [67] во всех приведенных примерах термины ошибка и точность должны быть заменены на термин погрешность.

Приведем определения основных терминов, связанных с характеристикой качества измерений или расчетов, следуя в определении погрешностей измерений в основном ГОСТ 16263-70 [67].

Погрешность результата измерения или расчета (погрешность измерения или расчета)* — характеристика результата измерения или расчета, представляющая собой отклонение найденного значения величины от ее истинного (при определении погрешности измерений) или точного (при определении погрешности расчетов) значения. Сделаем несколько примечаний к этому определению.

Под истинным или точным значением понимается значение физической величины, которое стремятся найти в соответствии с поставленной задачей в эксперименте или расчете соответственно и которое отражало

* В скобках приводится краткая форма терминов.

бы в качественном и количественном отношениях соответствующее свойство объекта.

Имеющаяся в измерении или расчете неполная адекватность методики и условий проведения измерений или расчетов в поставленной задаче приводит на практике к тому, что результат измерения или расчета отклоняется соответственно от истинного или точного значения, которое остается неизвестным. Таким образом, на практике может быть найдена только оценка истинного или точного значения. Для экспериментальных исследований оценка истинного значения называется действительным значением физической величины. Действительное значение физической величины (действительное значение) — значение физической величины, настолько приближающееся к истинному значению, что для данной задачи может быть использовано вместо него. Введение понятия истинного или точного значения тем не менее необходимо, так как без него трудно дать определение погрешности результата измерения или расчета. Из приведенного выше следует, что на практике можно найти лишь приближенную оценку погрешности результата измерения или расчета или, иными словами, погрешности измерения или расчета тоже являются приближенными величинами.

Различают абсолютную и относительную погрешности измерения или расчета.

Абсолютная погрешность результата измерения или расчета (абсолютная погрешность измерения или расчета) — погрешность измерения или расчета, выраженная в единицах измеряемой величины.

Относительная погрешность результата измерения или расчета (относительная погрешность измерения или расчета) — отношение абсолютной погрешности измерения или расчета к истинному значению измеряемой или точному значению рассчитываемой величины. Эта величина может быть выражена в процентах.

Определим основные составляющие погрешности результата.

Случайная составляющая погрешности результата измерения или расчета (случайная погрешность) — составляющая погрешности результата измерения или расчета конкретной физической величины, изменяющаяся случайным образом при повторных измерениях или расчетах одной и той же величины. Случайная погрешность имеет статистическую природу, подчиняется законам случайных величин и оценивается методами математической статистики. Поэтому их называют еще статистическими погрешностями. Примеры случайных погрешностей: погрешность при отсчитывании показаний измерительного прибора; погрешность, обусловленная статистическим законом радиоактивного распада при определении активности препарата; статистические погрешности при расчетах переноса излучения методом Монте-Карло и т.д.

Систематическая составляющая погрешности результата измерения или расчета (систематическая погрешность) — составляющая погрешности результата измерения или расчета конкретной физической величины, остающаяся постоянной или закономерно изменяющаяся при повторных измерениях или расчетах одной и той же величины. Примеры систематических погрешностей: смещение шкалы приборов, некорректная градуиров-

ка, погрешность вследствие постоянного уменьшения силы рабочего тока в цепи электроизмерительного прибора, расчетная методическая погрешность переноса нейтронов, обусловленная использованием конечного числа членов в разложении функции сечения рассеяния в ряд по полиномам Лежандра и т.д. Систематическую погрешность обычно стараются исключить из результатов экспериментов или расчетов. При этом остается лишь нескорректированный остаток систематической погрешности. При выполнении этих операций обычно пользуются понятиями поправки или поправочного множителя.

Поправка — значение физической величины, одноименной с измеряемой или рассчитываемой, которое следует алгебраически сложить с результатом измерения или расчета для исключения систематической составляющей погрешности.

Поправочный множитель — число, на которое следует умножить результат измерения или расчета для исключения систематической составляющей погрешности.

Грубая погрешность результата измерения или расчета (грубая погрешность) — составляющая погрешности результата измерения или расчета конкретной физической величины, существенно превышающая ожидаемую при данных условиях погрешность. Эту составляющую погрешностей иногда называют промахами или ошибками. Примеры грубых погрешностей: погрешность за счет введения неверных исходных данных или сбоев ЭВМ при расчете, появления неожиданных сильных воздействий на измерение и т.д.

Малым погрешностям всех видов, как систематическим, так и случайным, соответствует высокая точность. Вот почему нельзя отождествлять термины погрешность и точность.

Точность измерения или расчета — характеристика качества измерения или расчета, отражающая близость их результатов к истинному значению измеряемой или точному значению рассчитываемой величины.

Количественно точность может быть выражена обратной величиной модуля относительной погрешности. Например, если погрешность равна $10^{-2}\% = 10^{-4}$, то точность равна 10^4 .

ГОСТ 8.011-72 [68] устанавливает следующие показатели точности измерений: интервал, в котором погрешность измерения находится с заданной вероятностью; интервал, в котором систематическая составляющая погрешности измерений находится с заданной вероятностью; числовые характеристики систематической составляющей погрешности измерения; числовые характеристики случайной составляющей погрешности измерения; функция распределения (плотность вероятности) систематической составляющей погрешности измерения; функция распределения (плотность вероятности) случайной составляющей погрешности измерения.

На практике обычно нет необходимости в каждом измерении одновременно указывать все перечисленные показатели точности. Точность измерения может выражаться разными способами. Наиболее распространено указание интервала, в котором с установленной вероятностью находится суммарная погрешность измерения.

Чувствительность результатов расчетов к входным параметрам
[16, 35, 74, 75]

В 1961 г. Мурхэдэ [75] ввел понятие коэффициентов чувствительности к изменению нейтронных ядерных данных в задаче воспроизводства реактора на быстрых нейтронах и использовал полученные коэффициенты чувствительности для определения допустимых погрешностей ядерных данных, обеспечивающих заданную точность расчета коэффициента воспроизводства.

Советские ученые развили эффективный метод расчета коэффициентов чувствительности для различных реакторных параметров с помощью обобщенной теории возмущений [31–39].

Обозначим через R линейный функционал поля излучения, например плотность потока частиц, флюенс энергии частиц, мощность дозы, тепловыделение, радиационные повреждения и т.д.

Пусть величина R зависит от N различных входных параметров X_1, X_2, \dots, X_N , т.е. $R = R(X_1, X_2, \dots, X_N)$. Среди этих параметров в задачах защиты от излучений могут быть полные или парциальные сечения взаимодействия излучений с веществом, параметры функций задания источника или отклика детектора, геометрические характеристики и т.д.

Пусть какой-то из возможных параметров X_n изменился на малую величину ΔX_n . Это повлекло изменение результата на ΔR .

Тогда относительной чувствительностью функционала поля излучения R к параметру X_n $p_{Rn}(X_1, X_2, \dots, X_N)$ называется предел отношения $\Delta R/R$ к $\Delta X_n/X_n$ при стремлении $\Delta X_n/X_n$ к нулю

$$p_{Rn}(X_1, X_2, \dots, X_N) = \lim_{\Delta X_n/X_n \rightarrow 0} \frac{\Delta R/R}{\Delta X_n/X_n}, \quad (1.16)$$

где $n = 1, 2, \dots, N$.

Величину p_{Rn} в литературе часто называют также функцией чувствительности, профилем чувствительности или коэффициентом чувствительности.

Таким образом, значение функции $p_{Rn}(X_1, X_2, \dots, X_N)$ можно интерпретировать как изменение R в процентах при изменении величины X_n на 1%.

Пусть параметры X_1, X_2, \dots, X_N получили независимые малые приращения $\Delta X_1, \Delta X_2, \dots, \Delta X_N$. Тогда относительное изменение функционала поля излучения R с точностью до величин второго порядка малости по $\Delta X_n/X_n$ можно определить по формуле

$$\frac{\Delta R}{R} \approx \sum_{n=1}^N p_{Rn} \frac{\Delta X_n}{X_n}. \quad (1.17)$$

Если $\delta X_1, \delta X_2, \dots, \delta X_N$ – малые погрешности, с которыми известны X_1, X_2, \dots, X_N , то можно определить относительную погрешность R , используя выражение (1.17):

$$\frac{\delta R}{R} = \sqrt{\left(\frac{\delta R}{R}\right)^2} \approx \sqrt{\sum_{n, n'=1}^N p_{Rn} p_{Rn'} \frac{\delta X_n}{X_n} \frac{\delta X_{n'}}{X_{n'}} \rho_{nn}^*} =$$

$$= \sqrt{\sum_{n, n'=1}^N p_{Rn} p_{Rn'} w_{nn'}}, \quad (1.18)$$

где ρ_{nn}^* — коэффициенты корреляции величин $\delta \bar{X}_n, \delta \bar{X}_{n'}$; $w_{nn'}$ — элемент ковариационной матрицы \hat{W} ; $\hat{W} = \|w_{nn'}\|_{NN}$.

Приведенные выше соотношения получены на основе обобщенной теории возмущений [31–39] в предположении линейной зависимости $\Delta R/R$ от $\Delta X_n/X_n$.

Использовать функцию относительной чувствительности можно для учета нелинейных эффектов.

На основе выражения (1.17) легко написать выражение для дифференциала $\ln R$ как функции переменных X_1, X_2, \dots, X_N :

$$d \ln R = \frac{dR}{R} = \sum_{n=1}^N p_{Rn}(X_1, X_2, \dots, X_N) \frac{dX_n}{X_n}. \quad (1.19)$$

Предположим, что известно значение R при некотором значении параметров. Пусть, например, при значениях переменных $X_1^*, X_2^*, \dots, X_N^*$ $R^* = R(X_1^*, X_2^*, \dots, X_N^*)$. Тогда, интегрируя выражение (1.19) вдоль произвольного пути, соединяющего точки $(X_1^*, X_2^*, \dots, X_N^*)$ и (X_1, X_2, \dots, X_N) , получаем [74]:

$$R(X_1, X_2, \dots, X_N) = R^* \exp \left(\int_{(X_1^*, X_2^*, \dots, X_N^*)}^{(X_1, X_2, \dots, X_N)} \sum_{n=1}^N p_{Rn}(X_1', X_2', \dots, X_N') \frac{dX_n'}{X_n'} \right). \quad (1.20)$$

Точное выражение для $\frac{\Delta R}{R}$ принимает вид:

$$\frac{\Delta R}{R} = \exp \left(\int_{(X_1^*, X_2^*, \dots, X_N^*)}^{(X_1 + \Delta X_1, X_2 + \Delta X_2, \dots, X_N + \Delta X_N)} \sum_{n=1}^N p_{Rn}(X_1', X_2', \dots, X_N') \frac{dX_n'}{X_n'} \right) - 1. \quad (1.21)$$

Выражение (1.21) может быть использовано для определения относительной погрешности

$$\frac{\delta \bar{R}}{R} = \sqrt{\left(\frac{\delta R}{R} \right)^2} = \sqrt{1 - 2 \exp \left(\int_{(\bar{X}_1, \bar{X}_2, \dots, \bar{X}_N)}^{(\bar{X}_1 + \Delta X_1, \bar{X}_2 + \Delta X_2, \dots, \bar{X}_N + \Delta X_N)} \sum_{n=1}^N p_{Rn}(X_1', X_2', \dots, X_N') \frac{dX_n'}{X_n'} \right) + 1}$$

$$+ \exp \left(\frac{\int (\overline{X}_1 + \Delta X_1, \overline{X}_2 + \Delta X_2, \dots, \overline{X}_N + \Delta X_N)}{2 (\overline{X}_1, \overline{X}_2, \dots, \overline{X}_N)} \sum_{n=1}^N p_{Rn} (X'_1, X'_2, \dots, X'_N) \frac{dX'_n}{X'_n} \right), \quad (1.22)$$

где \overline{X}_n – математическое ожидание X_n .

Формулы (1.17) и (1.18) можно получить из (1.21) и (1.22). Предполагая $p_{Rn} = \text{const}$ в некоторой области $[X_1 - \Delta X_1, X_1 + \Delta X_1] \times \dots \times [X_N - \Delta X_N, X_N + \Delta X_N]$ и разлагая $\frac{\Delta R}{R}$ и $\frac{\delta R}{R}$ в ряд Тейлора около X_1, X_2, \dots, X_N с точностью до величин второго порядка малости по $\Delta X_n/X_n$, приходим к формулам (1.17) и (1.18).

Заметим кстати, что выражение (1.20) может быть использовано для приближенного описания аналитической зависимости R от X_1, X_2, \dots, X_N в некоторой области изменения этих параметров по рассчитанным R^* и p_{Rn} при построении приближенных методик расчетов.

Аспект анализа чувствительности, связанный с расчетами приращения ΔR и относительной погрешности $\delta \overline{R}/R$, получил название предсказательный.

1.2. ФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Рассмотрим физическую интерпретацию относительной чувствительности [16, 35], которая сыграла значительную роль и во многом способствовала широкому внедрению аппарата чувствительности в практику расчетов защиты от излучений.

Уравнение переноса и результат расчета для простоты изложения запишем в следующей форме:

$$\left. \begin{aligned} \hat{L}\varphi &= S; \\ \varphi|_{\Gamma \in \Gamma} &= 0 \text{ при } \vec{\Omega} \vec{n} < 0; \\ R &= \langle q, \varphi \rangle. \end{aligned} \right\} \quad (1.23)$$

В формулах (1.23) скобки $\langle \dots \rangle$ обозначают интегрирование по всему фазовому пространству ξ (пространственной r , угловой $\vec{\Omega}$ и энергетической E переменным); $\varphi(\xi)$ – пространственная энергетическо-угловая плотность потока частиц; $S(\xi)$ – функция задания источника; \hat{L} – оператор кинетического уравнения; \vec{n} – внешняя нормаль к поверхности Γ , ограничивающей защиту; $q(\xi)$ – функция отклика детектора.

Пусть входные параметры X_1, X_2, \dots, X_N получили малые независимые приращения $\Delta X_1, \Delta X_2, \dots, \Delta X_N$. Тогда приращение ΔR функционала R согласно линейной теории возмущений [16, 35] запишем в виде

$$\Delta R = \langle \Delta q, \varphi \rangle + \langle \Delta S, \varphi^* \rangle - \langle \varphi, \Delta L^* \varphi^* \rangle, \quad (1.24)$$

где φ^* – решение сопряженной задачи

$$\left. \begin{aligned} \hat{L}^* \varphi^* &= q; \\ \varphi^*|_{\Gamma \in \Gamma} &= 0 \text{ при } \vec{\Omega} \vec{n} > 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.25)$$

Здесь L^* — сопряженный оператор Лагранжа:

$$(\hat{L} \varphi, \varphi^*) = (\varphi, \hat{L}^* \varphi^*). \quad (1.26)$$

Пусть параметры X_1, X_2, \dots, X_N входят линейно в величины q, S и L^* , т.е.

$$\left. \begin{aligned} q &= \sum_n q(X_n, \xi) = \sum_n X_n q_n(\xi); \\ S &= \sum_n S(X_n, \xi) = \sum_n X_n S_n(\xi); \\ \hat{L}^* &= \sum_n \hat{L}_{X_n}^* = \sum_n X_n \hat{L}_n^*. \end{aligned} \right\} \quad (1.27)$$

Тогда

$$\left. \begin{aligned} \Delta q &= \sum_n \Delta X_n q_n(\xi); \\ \Delta S &= \sum_n \Delta X_n S_n(\xi); \\ \Delta \hat{L}^* &= \sum_n \Delta X_n \hat{L}_n^*. \end{aligned} \right\} \quad (1.28)$$

Подставив (1.28) в (1.24), умножив полученное выражение на величины $(1/R) : (\Delta X_n / X_n)$ и перейдя к пределу $\delta = \Delta X_n / X_n \rightarrow 0$, получим следующее выражение для относительной чувствительности R к входному параметру:

$$p_{Rn}(X_1, X_2, \dots, X_N) = \frac{\langle q(X_n), \varphi \rangle}{R} + \frac{\langle S(X_n), \varphi^* \rangle}{R} - \frac{\langle \varphi, \hat{L}_{X_n}^* \varphi^* \rangle}{R}. \quad (1.29)$$

Для выяснения физической интерпретации $p_{Rn}(X_1, \dots, X_N)$ рассмотрим поочередно члены, входящие в выражение (1.29). Первый член равен той части R , которая обусловлена регистрацией частиц детектором с эффективностью $q(X_n)$. В оставшиеся два члена входит функция ценности (опасности) φ^* . Известно, что значение φ^* в точке ξ равно вкладу в R от частицы, впущенной в эту точку фазового пространства. Произведение $\varphi^*(\xi)$ на число "впущенных" (образовавшихся) в ξ частиц равно вкладу этих частиц в функционал R . Таким образом, второй член выражения (1.29) равен той части R , которая обусловлена частицами источника $S(X_n)$, т.е. частицами, за генерацию которых "отвечает" параметр X_n . Величину $\varphi, \hat{L}_{X_n}^*$ в третьем члене интерпретируем как источник частиц, которые образуются в результате процессов взаимодействия, описываемых оператором $\hat{L}_{X_n}^*$. Следовательно, третий член в выражении (1.29) равен той части R , которая определяется процессами взаимодействия или другими характеристиками, описываемыми оператором $\hat{L}_{X_n}^*$, т.е. характеризруемыми параметром X_n .

Таким образом, $p_{Rn}(X_1, X_2, \dots, X_N)$ равна той части R , которая определяется процессами, характеризваемыми параметром X_n . Физическая интерпретация $p_{Rn}(X_1, X_2, \dots, X_N)$ объясняет название этой величины относительной чувствительностью R к входному параметру X_n .

Поясним изложенную интерпретацию относительной чувствительности результатов расчетов к входным параметрам на нескольких примерах.

Энергетическая зависимость относительной чувствительности R к функции отклика детектора количественно характеризует часть R , которая определяется параметром детектирования частиц с энергией E :

$$P_{Rq}(E) = \frac{1}{R} \int_V \int_{\Omega} q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dV d\Omega. \quad (1.30)$$

Относительная чувствительность R к параметрам функции задания источника в объеме V_m защиты количественно характеризует часть R , которая обусловлена частицами источника, генерируемыми в объеме V_m :

$$P_{RS}(V_m) = \frac{1}{R} \int_{V_m} \int_{\Omega} \int_E S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \varphi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dV d\Omega dE. \quad (1.31)$$

Энергетическая зависимость относительной чувствительности R к сечению упругого рассеяния в объеме защиты V_m количественно характеризует часть R , обусловленную параметром процесса упругого рассеяния частиц с энергией E в объеме V_m :

$$P_{R,el}(V_m, E) = \frac{1}{R} \int_{V_m} \int_{\Omega} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) [-\Sigma_{el}(\vec{r}, E) \varphi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) + \int_{E' \Omega'} \Sigma_{el}(\vec{r}, E \rightarrow E', \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') \varphi^*(\vec{r}, E', \vec{\Omega}') dE' d\Omega'] dV d\Omega, \quad (1.32)$$

где $\Sigma_{el}(\vec{r}, E \rightarrow E', \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}')$ — дважды дифференциальное сечение упругого рассеяния; $\Sigma_{el}(\vec{r}, E) = \int_{E' \Omega'} \Sigma_{el}(\vec{r}, E \rightarrow E', \vec{\Omega} \rightarrow \vec{\Omega}') dE' d\Omega'$.

Наибольшее практическое применение получили исследования энергетической зависимости относительной чувствительности R к сечениям взаимодействия излучения с веществом, которые, как отмечалось во введении, позволяют определить энергетические каналы, в которых эффективно взаимодействуют частицы при переносе от источника к детектору.

Полезным и важным дополнением канальной энергетической теории является пространственная канальная теория [23, 25, 26] для определения пространственных каналов, по которым от источника к детектору распространяются частицы, дающие основной вклад в R .

Решение задач канальной пространственной теории связано с определением величины

$$\vec{R}(\vec{r}) = \int_E \int_{\Omega} \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \varphi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE d\Omega, \quad (1.33)$$

называемой током отклика, которая характеризует вклад в показание (отклик) детектора по данному регистрируемому эффекту от тока частиц, проходящих через площадку, помещенную в пространстве в точке \vec{r} между источником и детектором.

Авторы работ [23, 25, 26], вводя величину (1.33), назвали ее contribution current.

Если источник и детектор излучения пространственно разнесены и защита граничит с вакуумом, то ток отклика $\vec{R}(\vec{r})$ связан с рассчитываемым функционалом поля излучения R следующим отношением:

$$R = \left| \int_{\Gamma} \vec{R}(\vec{r}) \vec{n} d\Gamma \right|. \quad (1.34)$$

В формуле (1.34) \vec{n} — нормаль к поверхности Γ ; интеграл берется по поверхности Γ , разделяющей защиту на две области, одна из которых содержит только источник, другая — только детектор.

Осуществляя последовательно сечения набором таких поверхностей $\Gamma_1, \Gamma_2, \dots, \Gamma_M$ и выбирая для каждого сечения точки $\vec{r}_1, \vec{r}_2, \dots, \vec{r}_M$, при которых модуль тока отклика принимает максимальные значения, можно определить пространственные каналы натекания излучения в детектор.

Обобщением канальных теорий [76] является выражение для определения пространственно-энергетических каналов переноса частиц, формирующих главным образом R ,

$$\vec{R}(\vec{r}, E) = \int_{\Omega} \vec{\Omega} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \varphi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) d\Omega. \quad (1.35)$$

По аналогии с понятием тока и потока частиц вводят также величину потока отклика

$$C(\vec{r}) = \int_E \int_{\Omega} \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \varphi^*(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dE d\Omega, \quad (1.36)$$

которая не имеет очевидной связи с вкладом в вычисляемый результат R .

В работе [25] показано, что во многих случаях $C(\vec{r}) = |R(\vec{r})|$.

1.3. МАТЕМАТИКО-СТАТИСТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ОПРЕДЕЛЕНИЮ ПОГРЕШНОСТИ РЕЗУЛЬТАТА РАСЧЕТА

Результаты расчета функционалов поля излучения R в точке \vec{r} , как отмечалось выше, можно определить как линейные функционалы энергетическо-угловой плотности потока излучения $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$R = \int q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) \varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) dV dE d\vec{\Omega}, \quad (1.37)$$

где q — функция отклика детектора, характеризующая чувствительность интересующего нас функционала поля излучения R к плотности потока излучения. Пространственная энергетическо-угловая плотность потока излучения $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ в свою очередь определяется уравнением переноса излучения (1.23).

Погрешность расчетного предсказания функционалов поля излучения R определяется следующими факторами. Во-первых, погрешностью функции отклика детектора $q(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$. Для большинства функционалов пространственные и энергетическо-угловые переменные функции отклика детектора разделяются:

$$q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = K(\vec{r}) F(E, \vec{\Omega}) \quad \text{или даже} \quad q(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = K(\vec{r}) T(E) O(\vec{\Omega}).$$

С наибольшей погрешностью известна чаще всего энергетическая зависимость функции отклика $T(E)$. Во-вторых, погрешность расчетного предсказания определяется погрешностями расчета плотности потока излучения $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$:

$$\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega}) = \hat{L}^{-1} S(\vec{r}, E, \vec{\Omega}). \quad (1.38)$$

В погрешности определения $\varphi(\vec{r}, E, \vec{\Omega})$ можно выделить пять составляющих. Первая – константная составляющая – обусловлена неопределенностью в задании характеристик взаимодействия излучения с веществом защиты. Вторая связана с неизбежной при расчетах идеализацией реальной обычно трехмерной геометрии защиты, часто с заменой ее на двумерную или одномерную геометрическую модель. Третья составляющая порождена приближенным описанием пространственно-угловой зависимости потока излучения, используемым при применении численных методов решения уравнения переноса. Четвертая обусловлена приближенностью методов решения уравнения переноса (методическая погрешность). Пятая определяется погрешностями задания характеристик внешнего источника S .

Перечисленные источники погрешностей расчетного предсказания разбиваются на три группы. К первой относятся неопределенности, порожденные постановкой задачи и поэтому принципиально не устранимые, например неопределенности задания внешнего источника. В некоторых задачах диапазон возможных вариаций характеристик источника, например его мощности, может быть весьма широк. В других случаях, например при расчете защиты от излучений активной зоны ядерного реактора заданной мощности, источник в принципе может быть задан практически точно, однако в реальных расчетах защиты источник первичного излучения часто приходится задавать приближенно. Вторую группу составляют методические погрешности, которые могут быть снижены до приемлемого уровня, если использовать при расчетах достаточно точные вычислительные методы и адекватную им вычислительную технику. К третьей группе относятся константные погрешности.

Методические и константные погрешности различаются не только своей природой, но и свойствами. Методические погрешности, порожденные несколькими приближениями, имеют систематический характер, в то время как для константных погрешностей типична случайность, поскольку они порождены множеством различных причин. К этим причинам в первую очередь относятся неточности знания ядерных данных (сечений взаимодействия, энергетическо-угловых распределений рассеянного излучения и т.п.). Другой источник константных погрешностей определяется технологией изготовления защитной установки, а точнее – допусками на среднюю плотность защиты и состав ее материалов, из-за которых реальные ядерные концентрации отличаются от проектных.

Так как ядерно-физическая и технологическая составляющие константной погрешности имеют статистическую природу, то для оценки их вклада в погрешность расчета функционалов полей излучения в защите естественно применить методы математической статистики.

Сформулируем кратко типичные задачи, которые могут быть решены этими методами. Пусть $Z = \{z_n\}$ ($n = 1, 2, \dots, N_1$) – вектор-столбец заданных проектировщиком ядерных концентраций в различных зонах защиты, а $Y = \{y_n\}$ ($n = N_1 + 1, N_1 + 2, \dots, N_1 + N_2$) – вектор-столбец используемых в расчетах сечений взаимодействия излучения с веществами защиты. Для расчетов защиты в многогрупповом приближении под Y понимается набор групповых констант. Эти константы, конечно, отличаются от неизвестных нам реальных значений $Y'' = \{y_n''\}$. Эти отличия обусловлены отличиями проектных ядерных концентраций от реальных $Z'' = \{z_n''\}$ в защите и приближением реальной плотности потока частиц в защите при получении групповых констант Y . Отклонения z_n от z_n'' и y_n от y_n'' носят случайный характер и, как правило, невелики (составляют несколько процентов), а распределения этих отклонений с приемлемой точностью можно считать нормальными, подчиняющимися законам

$$P(Z|Z'') = (2\pi)^{-N_1/2} (\det \hat{V})^{-1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} (Z'' - Z)^T \hat{V}^{-1} (Z'' - Z) \right]; \quad (1.39)$$

$$P(Y|Y'') = 2\pi^{-N_2/2} (\det \hat{W})^{-1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} (Y'' - Y)^T \hat{W}^{-1} (Y'' - Y) \right], \quad (1.40)$$

где $P(Z|Z'')$ – есть плотность вероятности того, что в реальной защите ядерные концентрации будут иметь значения Z'' при условии, что проектом предусмотрены значения Z , а $P(Y|Y'')$ – плотность вероятности того, что набор групповых констант, соответствующий реальной защите, есть Y'' , тогда как при расчете используется набор Y . Индекс T в формулах (1.39) и (1.40) означает транспонирование; $\det \hat{V}$ и $\det \hat{W}$ – детерминанты матриц \hat{V} и \hat{W} соответственно.

Очевидно, что принимаемые при проектировании значения концентраций Z и констант Y являются математическими ожиданиями соответственно случайных величин Z'' и Y'' :

$$Z = \bar{Z}'' = \int Z'' P(Z|Z'') dZ''; \quad (1.41)$$

$$Y = \bar{Y}'' \equiv \int Y'' P(Y|Y'') dY''. \quad (1.42)$$

В формулах (1.39) и (1.40) \hat{V} – ковариационная матрица погрешностей ядерных концентраций; \hat{W} – ковариационная матрица погрешностей констант:

$$\hat{V} = \|v_{nn'}\|; \quad \hat{W} = \|w_{nn'}\|;$$

$$v_{nn'} = \overline{(z_n - z_n'')(z_{n'} - z_{n'}'')} \equiv \int (z_n - z_n'')(z_{n'} - z_{n'}'') P(Z|Z'') dZ''; \quad (1.43)$$

$$w_{nn'} = \overline{(y_n - y_n'')(y_{n'} - y_{n'}'')} \equiv \int (y_n - y_n'')(y_{n'} - y_{n'}'') P(Y|Y'') dY''. \quad (1.44)$$

Диагональные элементы матриц \hat{V} и \hat{W} представляют собой дисперсии соответствующих концентраций или констант, недиагональные – ковариации погрешностей, которые равны нулю, если эти погрешности статистически независимы. Ковариационные матрицы погрешностей являются необходимыми характеристиками используемых данных, и мы будем считать их заданными.

Далее, пусть $\tilde{\mathbf{R}} = \{\tilde{R}_k\}$ ($k = 1, 2, \dots, K$) – набор рассчитываемых функционалов. Обозначим через $\hat{\mathbf{G}}$ и $\hat{\mathbf{H}}$ прямоугольные матрицы производных этих функционалов по ядерным концентрациям и групповым константам:

$$\tilde{\mathbf{G}} \equiv \left\| \frac{\partial \tilde{R}_k}{\partial z_n} \right\| ; \hat{\mathbf{H}} \equiv \left\| \frac{\partial \tilde{R}_k}{\partial y_n} \right\| . \quad (1.45)$$

Практическое вычисление элементов этих матриц может быть осуществлено с помощью теории возмущений, например, по программе ЗАКАТ (см. разд. 2.2).

Рассмотрим оценку точности расчетных предсказаний. Если отклонения z_n и y_n от z_n'' и y_n'' не слишком велики, то связь между погрешностями величин \mathbf{Z} и \mathbf{Y} и обусловленными ими погрешностями в $\tilde{\mathbf{R}}$ можно считать линейной:

$$\tilde{\mathbf{R}} - \tilde{\mathbf{R}}'' = \hat{\mathbf{G}}(\mathbf{Z} - \mathbf{Z}'') + \hat{\mathbf{H}}(\mathbf{Y} - \mathbf{Y}'') , \quad (1.46)$$

где $\tilde{\mathbf{R}}'' = \{\tilde{R}_k''\}$ – вектор реальных значений рассчитываемых функционалов. В этом случае плотность вероятности того, что реальные значения функционалов образуют набор $\tilde{\mathbf{R}}''$, тогда как их расчетные значения есть $\tilde{\mathbf{R}}$, будет описываться нормальным распределением:

$$P(\tilde{\mathbf{R}}|\tilde{\mathbf{R}}'') = (2\pi)^{-K/2} (\det \hat{\mathbf{U}})^{-1/2} \exp \left[-\frac{1}{2} (\tilde{\mathbf{R}}'' - \tilde{\mathbf{R}})^T \hat{\mathbf{U}}^{-1} (\tilde{\mathbf{R}}'' - \tilde{\mathbf{R}}) \right] , \quad (1.47)$$

где $\hat{\mathbf{U}}$ – ковариационная матрица погрешностей интересующих нас функционалов:

$$\hat{\mathbf{U}} = \hat{\mathbf{G}}\hat{\mathbf{V}}\hat{\mathbf{G}}^T + \hat{\mathbf{H}}\hat{\mathbf{W}}\hat{\mathbf{H}}^T . \quad (1.48)$$

Последняя формула может непосредственно использоваться для оценки константных составляющих погрешностей расчета характеристик радиационной защиты.

Рассмотрим теперь пути повышения точности расчетных предсказаний за счет учета данных базовых интегральных (макроскопических) экспериментов. Если константные составляющие погрешностей (1.48) слишком велики, можно попытаться уменьшить их, если учесть данные базовых экспериментов. Пусть мы располагаем результатами измерений набора интегральных характеристик $\mathbf{R}^0 = \{R_n^0\}$ ($n = 1, 2, 3, \dots, J$) полей излучения. Допустим, условия этих экспериментов таковы, что имеющиеся вычислительные возможности позволяют рассчитать измерявшиеся характеристики столь корректно, что методические погрешности результатов расчета много меньше погрешностей экспериментального определения этих характеристик, и ими можно пренебречь. Ковариационную матрицу $\hat{\mathbf{M}}$ экспериментальных погрешностей будем считать известной (она определяется условиями проведения эксперимента). Результаты расчетов измерявшихся величин функционально связаны с константами \mathbf{Y} , использовавшимися при расчетах. Обозначим эти результаты через $\mathbf{R} = \mathbf{R}(\mathbf{Y})$. Поскольку константы \mathbf{Y} отличаются от точных значений \mathbf{Y}'' , расчетные результаты также

будут отличаться от реальных значений R'' , которые были бы получены при использовании в расчетах точных констант Y'' :

$$R'' = R''(Y''). \quad (1.49)$$

Последнее равенство подчеркивает тот факт, что как методические погрешности, так и погрешности, с которыми известны размеры и составы экспериментальных установок, для базовых экспериментов несут существенны (одно из оснований для выбора этих экспериментов в качестве базовых).

Значения экспериментально измерявшихся характеристик R^0 , конечно, также отличаются от реальных значений R'' , соответствующая плотность вероятности есть

$$P(R|R'') = (2\pi)^{-J/2} (\det \hat{M})^{-1/2} \times \exp \left[-\frac{1}{2} (R'' - R)^T \hat{M}^{-1} (R'' - R) \right]. \quad (1.50)$$

Таким образом, мы имеем две группы экспериментов: микроскопические, по результатам которых были составлены использовавшиеся нами в расчетах константы Y и отклонения которых от истинных значений описываются распределением (1.40), и макроскопические, или интегральные, эксперименты, также несущие информацию об истинных значениях констант Y'' . Учет последней группы информации должен привести нас к иным, уточненным оценкам констант. Обозначим эти оценки через Y' , а их ковариационную матрицу через \hat{W}' . Для нахождения уточненных оценок целесообразно воспользоваться принципом максимального правдоподобия, сущность которого состоит в следующем.

Построим плотность вероятности того, что при реальных значениях констант Y'' в макроскопических и в микроскопических экспериментах будут получены именно те значения (R^0 и Y соответственно), которые действительно были получены. Поскольку погрешности этих групп экспериментов совершенно независимы, эта плотность вероятности равна

$$P(R^0, Y|Y'') = P[R^0|R(Y'')]P(Y|Y''), \quad (1.51)$$

где $P[R^0|R(Y'')]$ и $P(Y|Y'')$ определены согласно формулам (1.50) и (1.39), (1.40). $P(R^0, Y|Y'')$, рассматриваемую как функцию Y'' при заданных R^0 и Y , называют функцией правдоподобия. Принцип максимального правдоподобия рекомендует выбрать оценку Y' так, чтобы при $Y'' = Y'$ функция правдоподобия достигала максимума. Такая оценка называется максимально правдоподобной (МП-оценкой). МП-оценки состоятельны, эффективны, асимптотически нормальны и, если функция правдоподобия достаточно регулярна, обладают минимально возможными дисперсиями [77]. В интересующем нас случае последнее условие выполняется: поскольку погрешности констант невелики, можно положить

$$R(Y') = R(Y) + \hat{F}(Y' - Y), \quad (1.52)$$

где \hat{F} — прямоугольная матрица производных рассчитываемых характеристик по константам:

$$\hat{\mathbf{F}} \equiv \left\| \frac{\partial R_j^0}{\partial y_n} \right\|. \quad (1.53)$$

В линейном приближении (1.52) в показателе экспоненты функции правдоподобия (1.51) стоит квадратичная форма

$$-\frac{1}{2} \{ [\mathbf{R} - \mathbf{R}^0 + \hat{\mathbf{F}} (\mathbf{Y}' - \mathbf{Y})]^T \hat{\mathbf{M}}^{-1} [\mathbf{R} - \mathbf{R}^0 + \hat{\mathbf{F}} (\mathbf{Y}' - \mathbf{Y})] + (\mathbf{Y}' - \mathbf{Y})^T \hat{\mathbf{W}}^{-1} (\mathbf{Y}' - \mathbf{Y}) \} \quad (1.54)$$

и задача поиска максимума функции правдоподобия сводится к поиску минимума этой квадратичной формы. Дифференцируя (1.54) по каждой из констант \mathbf{Y}' и приравнявая производные нулю, приходим к системе линейных уравнений относительно уточнений констант:

$$(\mathbf{W}^{-1} + \hat{\mathbf{F}}^T \hat{\mathbf{M}}^{-1} \hat{\mathbf{F}}) (\mathbf{Y}' - \mathbf{Y}) = \hat{\mathbf{F}}^T \hat{\mathbf{M}}^{-1} (\mathbf{R} - \mathbf{R}^0), \quad (1.55)$$

решение которой есть

$$\mathbf{Y}' - \mathbf{Y} = (\hat{\mathbf{W}}^{-1} + \hat{\mathbf{F}}^T \hat{\mathbf{M}}^{-1} \hat{\mathbf{F}})^{-1} \hat{\mathbf{F}}^T \hat{\mathbf{M}}^{-1} (\mathbf{R} - \mathbf{R}^0). \quad (1.56)$$

Формула (1.56) требует обращения матриц ранга N_2 . Можно, однако, получить и альтернативную формулу

$$\mathbf{Y}' - \mathbf{Y} = \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T (\hat{\mathbf{M}} + \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T)^{-1} (\mathbf{R} - \mathbf{R}^0), \quad (1.57)$$

при использовании которой для получения решения достаточно обращения матрицы ранга J . Поскольку число величин, измерявшихся в базовых экспериментах, существенно меньше числа констант, целесообразно пользоваться формулой (1.57).

Ковариационная матрица погрешностей уточненных констант $\hat{\mathbf{W}}'$ равна:

$$\hat{\mathbf{W}}' = (\hat{\mathbf{W}}^{-1} + \hat{\mathbf{F}}^T \hat{\mathbf{M}}^{-1} \hat{\mathbf{F}})^{-1} = \hat{\mathbf{W}} - \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T (\hat{\mathbf{M}} + \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T)^{-1} \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}}. \quad (1.58)$$

Использование уточненных констант \mathbf{Y}' для расчета характеристик проектируемой защиты, естественно, повышает точность расчетных предсказаний интересующих нас характеристик $\hat{\mathbf{R}}$. Заменяя в (1.48) $\hat{\mathbf{W}}$ и $\hat{\mathbf{W}}'$, получаем:

$$\hat{\mathbf{U}}' = \hat{\mathbf{G}} \hat{\mathbf{V}} \hat{\mathbf{G}}^T + \hat{\mathbf{H}} \hat{\mathbf{W}}' \hat{\mathbf{H}}^T = \hat{\mathbf{U}} - \hat{\mathbf{H}} \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T (\hat{\mathbf{M}} + \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T)^{-1} \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{H}}^T. \quad (1.59)$$

Рассмотрим информативность базовых экспериментов. Допустим, что из всех рассчитываемых для проекта величин \mathbf{R} нас особенно интересует одна из них, \hat{R}_k . Из (1.59) видно, что в результате учета совокупности базовых экспериментов дисперсия расчетной оценки этой величины снижается на

$$I_a(\hat{R}_k) = u_{kk} - u'_{kk} = \sum_n \sum_{n'} p_{R_k n} \Delta \hat{\mathbf{W}}_{nn'} p_{R_k n'}, \quad (1.60)$$

где $\Delta \hat{\mathbf{W}}_{nn'}$ — элементы матрицы $\Delta \hat{\mathbf{W}} = \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T (\hat{\mathbf{M}} + \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}} \hat{\mathbf{F}}^T)^{-1} \hat{\mathbf{F}} \hat{\mathbf{W}}$. В работе [39] предложено называть это снижение информативностью совокупности макроэкспериментов по отношению к характеристике \hat{R}_k . Это определение отлично от принятого в теории информации, где в качестве меры ин-

формации используется величина, обратная дисперсии, и, следовательно, информативность следовало бы определить как $(u'_{kk})^{-1} - (u_{kk})^{-1}$. Однако определение (1.60) удобно и с вычислительной точки зрения и с точки зрения практической интерпретации. В работе [78] было введено понятие относительной информативности

$$I_r(\tilde{R}_k) = I_a(\tilde{R}_k)/u_{kk}, \quad (1.61)$$

в терминах которой удобно сравнивать информативность одного и того же набора базовых экспериментов по отношению к различным характеристикам. Оценив информативность ожидаемых результатов нескольких альтернативных вариантов экспериментальной программы, можно выбрать среди них наилучший.

Из выражения для $\Delta \hat{W}$ видно, что сколь бы ни был точен базовый эксперимент (т.е. сколь бы ни были малы элементы матрицы \hat{M}), его информативность не может превысить предельного значения, определяющегося, с одной стороны, точностью знания констант (т.е. матрицей \hat{W}), а с другой — степенью подобия чувствительностей к константам величин, изменявшихся в базовых экспериментах (матрица \hat{F}), и чувствительностей интересующей нас проектной характеристики (матрица-строка \hat{H}_k).

Более полное изложение рассмотренных выше вопросов можно найти в работах [39, 77–80].

1.4. ВОЗМОЖНОСТИ АППАРАТА АНАЛИЗА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Рассмотрим круг задач, решаемых с использованием функций относительной чувствительности, проиллюстрируем их решение на простых примерах.

1. Оценка погрешности расчетов, обусловленных неопределенностями (малыми погрешностями) входных параметров. Для решения задачи необходима информация об относительной чувствительности, погрешностях исходных данных и коэффициентах корреляции. Среди составляющих погрешностей расчетов особое по практической важности место занимает составляющая, обусловленная погрешностями сечений взаимодействия излучений с веществом (константная составляющая).

Исследование чувствительности к сечениям позволяет, в частности, определить влияние того или иного парциального сечения или их группы на результаты расчетов.

В настоящее время линейная теория возмущений — единственное эффективное средство оценки константной составляющей погрешности расчетов защиты. Однако необходимо каждый раз обосновывать применимость линейной теории возмущений при таких оценках.

Проиллюстрируем возможности использования аппарата анализа чувствительности на примере определения погрешности расчета поля нейтронов и фотонного излучения на расстоянии 2 км от термоядерного источника излучения в бесконечной воздушной среде [81]. Особую роль в формировании относительной чувствительности в этой задаче играет парциальное сечение (n, α) -реакции на азоте. Важность реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha)$ определяется, в частности, минимумом в сечении этой реакции в районе энергии 5 МэВ.

Проведенные оценки показали, что погрешность полной тканевой дозы в воздухе с доверительным интервалом 0,67 составляет 14%. Ранние оценки без учета корреляции давали погрешность 30%.

Отметим, что при этом погрешности сечений реакции $^{14}\text{N}(n, \alpha)$ обуславливают 45% полной погрешности тканевой дозы. Указанный пример иллюстрирует важность учета корреляций при определении погрешности.

Важную роль в определении ошибок расчетов играют также погрешности задания характеристик источника, защиты и отклика детектора. Чувствительность результатов к параметрам источника дает, например, возможность выяснить влияние той или иной области функции задания источника на результат расчетов. Для источника в групповом энергетическом представлении можно определить важность и роль i -й группы источника, вычисляя вклад этой энергетической группы в результат расчетов R .

2. Оценки погрешности расчетов, обусловленной приближениями или ограничениями метода, очень важны при решении задач теории переноса.

Например, важно решить вопрос о погрешностях, обусловленных представлением индикатрисы рассеяния конечным числом членов при разложении ее в ряд по полиномам Лежандра. Иллюстрация этого примера дана в табл. 1.2, где представ-

Таблица 1.2. Относительные изменения $\Delta\varphi_6(E \geq 1,4 \text{ МэВ})/\varphi_6(E \geq 1,4 \text{ МэВ})$ и $\Delta P_{\text{экв}}/P_{\text{экв}}$, обусловленные переходом от P_5 -приближения для индикатрисы рассеяния к более низким P_l -приближениям, %

Функционал	P_0	P_1	P_2	P_3
$\Delta\varphi_6(E \geq 1,4 \text{ МэВ})/\varphi_6(E \geq 1,4 \text{ МэВ})$	-267	-50	-3	-0,2
$\Delta P_{\text{экв}}/P_{\text{экв}}$	-14	+0,03	-	-

лены относительные погрешности расчета плотности потока быстрых нейтронов $\varphi_6(E \geq 1,4 \text{ МэВ})$ с энергией $E \geq 1,4 \text{ МэВ}$ и мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ за сферической защитой из железа диаметром 2 м с точечным изотропным источником ^{252}Cf в центре сферы, обусловленные переходом от P_5 -приближения индикатрисы рассеяния к более низким приближениям. Данные таблицы показывают, что в этом примере плотность потока быстрых нейтронов с $E \geq 1,4 \text{ МэВ}$ может быть рассчитана в P_2 -приближении в пределах погрешности 3%, а $P_{\text{экв}}$ в пределах погрешности 0,03% – в P_1 -приближении.

3. Количественная оценка важности для проекта защиты ядерно-технических установок малых изменений в проекте, которая позволяет выработать рекомендации о допустимых изменениях в проекте.

Пусть, например, для плоского мононаправленного источника нейтронов, энергетическое распределение которых задается спектром деления при энергиях выше 1,4 МэВ и спектром $1/E$ при меньших энергиях, за барьером из железа толщиной $d = 50 \text{ см}$ создается мощность поглощенной дозы P . Определим, на сколько можно изменить толщину железного барьера, чтобы мощность поглощенной дозы изменялась не более чем на $\pm 30\%$.

Решить эту задачу можно, используя значение $p_{P\Sigma_t}$ – относительной чувствительности к полному сечению взаимодействия нейтронов с железом Σ_t . Определенная на основе теории возмущений величина $p_{P\Sigma_t}$ по мощности дозы оказалась равной $-1,83$. Как отмечалось выше, величина $p_{P\Sigma_t}$ численно равна изменению

в процентах мощности дозы при изменении на 1% полного сечения, что эквивалентно изменению на 1% плотности среды, массы или толщины. Следовательно, $\frac{\Delta P}{P} = p_P \Sigma_t \frac{\Delta \Sigma_t}{\Sigma_t} = p_P \Sigma_t \frac{\Delta d}{d}$. Отсюда $\Delta d = \frac{1}{p_P \Sigma_t} \frac{\Delta P}{P} d = \left(\frac{1}{-1,83} \right) (\pm 0,3) \cdot 50 = \mp 8,2$ см.

4. Корректировка сечений взаимодействия излучений с веществом и прежде всего групповых сечений в математическом аспекте относится к оптимизационным задачам. Однако в силу важности и практической значимости этих исходных данных при решении задач переноса излучения вопрос об их оптимизации выделен в самостоятельный [30].

Под корректировкой констант можно понимать выбор оптимального энергетического разбиения констант на группы. Анализ чувствительности показал, например, что для расчета поля излучения на больших удалениях от источника и для источника нейтронов высоких энергий переход от 28-группового разбиения к 49-групповому позволил значительно повысить точность расчетов характеристик поля излучения [82].

5. Выработка рекомендаций по требуемой точности измерений и обработки исходных данных о сечениях взаимодействия излучений с веществом. Необходимая точность знания сечений взаимодействия определяется требуемой точностью знания характеристик поля в той или иной конкретной задаче. Естественно, что различные функционалы характеристик поля излучения требуют разной точности их определения. Интересна в этом отношении работа [83], в которой приведены 17 ответов специалистов из трех стран о требуемой точности знания функционалов поля излучения в защитах энергетических и исследовательских реакторов разного типа и облучательных установок. Частично эта информация приведена в табл. 1.3. По подобной информации можно с использованием аппарата анализа чувствительности решить задачу, обратную задаче оценки погрешности расчетов, и определить требуемую точность сечений взаимодействия излучений с веществом, приводящую к расчету функционалов выбранного типа с заданной погрешностью.

6. Планирование реперных и прежде всего базовых экспериментов, чувствительных к выделенным наиболее критическим параметрам расчетов защиты, предназначено для обоснования и оптимизации экспериментальных исследований по проверке расчетов, уточнению и корректировке исходных данных о сечениях взаимодействия излучений с веществом. Задача планирования состоит в выборе наиболее простой реализации исследований и наиболее информативной модели эксперимента.

При планировании такой задачи относительная чувствительность расчета к выделенному параметру должна иметь по модулю как можно большие значения в планируемом эксперименте. С планированием базовых экспериментов связана задача выбора данных по обоснованию расчетных исследований и корректировке исходных данных из наиболее подходящих уже выполненных экспериментов.

7. Исследование закономерностей распространения излучения в веществе, основанное на физической интерпретации функции относительной чувствительности $p_{Rn}(X_n)$. В расчетах анализа чувствительности возможен

Таблица 1.3. Требования к точности знания функционалов поля излучения в защитах энергетических и исследовательских реакторов [83], %

Функционал поля	Ответы разных экспертов о допустимых погрешностях для реакторов							
	энергетических				исследовательских			
Тепловыделение от фотонного излучения в материалах конструкций:								
а) без делящихся материалов	±5	±5	±20	--	20	-	±10	10
б) с делящимися материалами	20	20	--	--	--	--	±10	--
Тепловыделение от фотонного излучения:								
а) в сборке	±10	±10	20	±10	--	20	±10	--
б) в тепловой защите	--	--	20	--	20	--	--	--
в) в биологической защите	--	--	--	--	30	--	--	10
Тепловыделение в стержнях управления и защиты	±10	±10	--	±10	--	30	--	--
Концентрация смещений (при радиационных повреждениях):								
а) в коллекторе	±15	±50	±10	--	--	30	±20	--
б) в области отражателя	±15	±50	±10	--	--	--	±20	--
Концентрация смещений (при радиационных повреждениях):								
а) в несущих конструкциях	--	--	--	--	40	--	±20	--
б) внутри защитной системы	±25	±(50-100)	--	--	30	30	--	--
Активация:								
а) в парогенераторе	±50	2-3 раза	--	--	30	50	--	--
б) в трубопроводах охлаждения	--	--	--	±25	30	--	--	--
в) в турбине	--	--	--	--	50	--	--	--
Мощность дозы за биологической защитой	2-3 раза	2-3 раза	2-3 раза	±50	40	2-3 раза	±50	10

качественный и количественный анализ закономерностей формирования полей излучения в среде. При этом наибольшим по модулю значениям $p_{Rn}(X_n)$ соответствуют наиболее существенные с точки зрения формирования поля процессы регистрации, генерации и взаимодействия излучения с веществом. Оценка влияния различных процессов взаимодействия на погрешность расчетов позволяет определить наименее значимые процессы взаимодействия.

Рассмотрим небольшой пример, относящийся к ядерному реактору на быстрых нейтронах, над активной зоной которого имеется слой расплавленного натрия толщиной 5 м. Для этой задачи на рис. 1.1 [84] представлена энергетическая зависи-

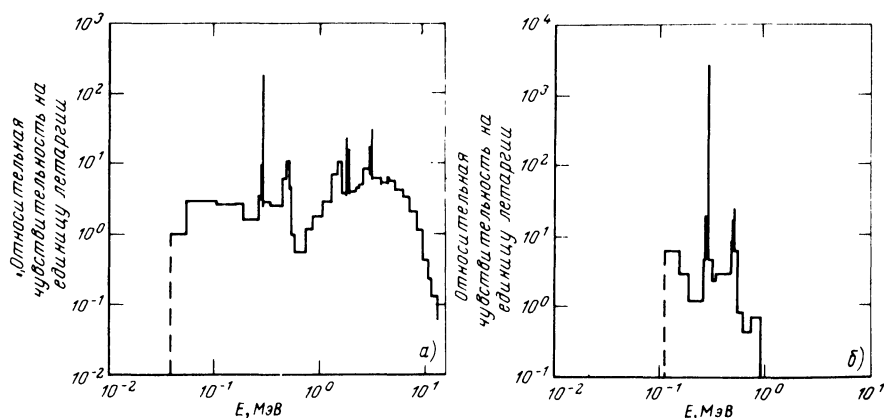


Рис. 1.1. Относительная чувствительность показания детектора с постоянной эффективностью регистрации нейтронов в диапазоне энергий 40–350 кэВ за слоем натрия толщиной 5 м к полному сечению взаимодействия нейтронов с натрием для плоского изотропного источника деления (а) и источника деления в диапазоне энергий ниже 0,9 МэВ (б)

мость относительной чувствительности показаний детектора с постоянной эффективностью регистрации плотности потока нейтронов в диапазоне энергий 40–350 кэВ за слоем натрия толщиной 5 м к полному сечению взаимодействия нейтронов с натрием для плоского изотропного источника. Расчеты выполнены по программам SWANLAKE + ANISN с библиотекой ядерных данных ENDF/B–IV для двух энергетических распределений нейтронов источника: источника деления (рис. 1.1, а) и источника с более мягким энергетическим спектром (источник деления в диапазоне энергий ниже 0,9 МэВ, нейтроны с большими энергиями отсутствуют) (рис. 1.1, б). На рис. 1.1, а площадь под пиками при энергиях около 300 и 500 кэВ составляет соответственно 2,3 и 5,9% полной чувствительности $\rho \Phi \Sigma_t$. Для более мягкого спектра (рис. 1.1, б) площадь под указанными пиками составляет 61,4 и 8,9% соответственно. Приведенные данные количественно характеризуют влияние антирезонансов в сечении натрия при энергиях около 300 и 500 кэВ на перенос нейтронов для источников с различными энергетическими распределениями испускаемых нейтронов.

Дополнительную информацию при изучении закономерностей распространения излучения в веществе дают значения тока отклика детектора. Эти величины позволяют определить основные пространственные и энергетические каналы переноса излучений.

8. Построение приближенных методик расчетов полей излучения в средах и исследования границ их применимости основываются на изучении физических закономерностей переноса частиц через вещество. Анализ чувствительности позволяет построить приближенные зависимости и методики и оценить погрешности их использования.

9. Оптимизация биологической защиты – необходимое звено проектирования защиты сложной компоновки. Рассчитанные относительные чувствительности позволяют не только автоматизировать трудоемкий процесс оптимизации, но могут быть также использованы при построении приближенных методик на начальных этапах оптимизации и оценки по-

грешности расчетов полей излучения в результате использования этих приближений. Отметим, что оптимизация защиты обычно связана с большими затратами машинного времени и поэтому проводится с использованием приближенных методик.

В качестве примера решения таких задач можно указать на работу [85], в которой с использованием относительной чувствительности функционала к толщине зон гетерогенной среды решена задача о конверторе нейтронов. В этой задаче найдена оптимальная толщина слоев четырехслойного конвертора нейтронов промежуточных энергий из железа и графита общей толщиной 30 см, на выходе которого формируется энергетическое распределение нейтронов, близкое к выбранному моделируемому спектру, соответствующему реакторам на быстрых нейтронах. Энергетическое распределение характеризовалось средней энергией и коэффициентом накопления, определяемым как отношение числа нейтронов с энергией меньше 1,4 МэВ к числу нейтронов с энергией больше 1,4 МэВ.

Как отмечалось выше, использование анализа чувствительности, позволяющего решать указанные выше задачи, включает в расчетный комплекс дополнительные связи, улучшающие качество расчета и позволяющие использовать итерационный подход к решению задачи.

Возможная схема подобного подхода иллюстрируется на рис. 1.2. Следующий ниже анализ комментирует схему расчетной модели рис. 1.2. Выбором расчетной модели, исходных данных о сечении взаимодействия излучений с веществом и компоновки защиты для данной задачи завершается этап формулирования задачи.

Обычно радиационная защита — это сложная композиция. Опыт и физическая интуиция проектировщика часто позволяют выбрать удовлетворительный вариант защиты, не нуждающийся в оптимизации. Иногда выполнение оптимизационных расчетов нецелесообразно. Например, если погрешность результатов, обусловленных постоянной составляющей, намного больше изменений функционалов, которые могут возникнуть в результате оптимизации характеристик защиты, то естественно процесс оптимизации отложить до уточнения исходных данных о сечениях взаимодействия излучений с веществом. Однако можно назвать немало задач, для которых оптимизация характеристик радиационной защиты целесообразна. При этом на начальном этапе оптимизации может возникнуть необходимость использования приближенных методик, которые обладают оцененной погрешностью предсказания характеристик поля излучения в защите. Указанные погрешности определяют условия выхода из оптимизационного процесса: нецелесообразно проводить дальнейшую оптимизацию методом, не обеспечивающим требуемую точность оптимизации. Отметим, что процесс оптимизации может состоять из последовательного применения приближенных методик с возрастающей точностью. На заключительном этапе оптимизации необходимо вернуться к исходному расчетному методу для исследований чувствительности расчетов к входным параметрам и оценки погрешностей расчетов выбранной оптимальной защитной композиции.

Если проведение оптимизации не включено в схему разрабатываемой защиты, а погрешность расчетов обеспечивает требуемую точность, то задачу проектирования защиты после выработки рекомендаций о допус-

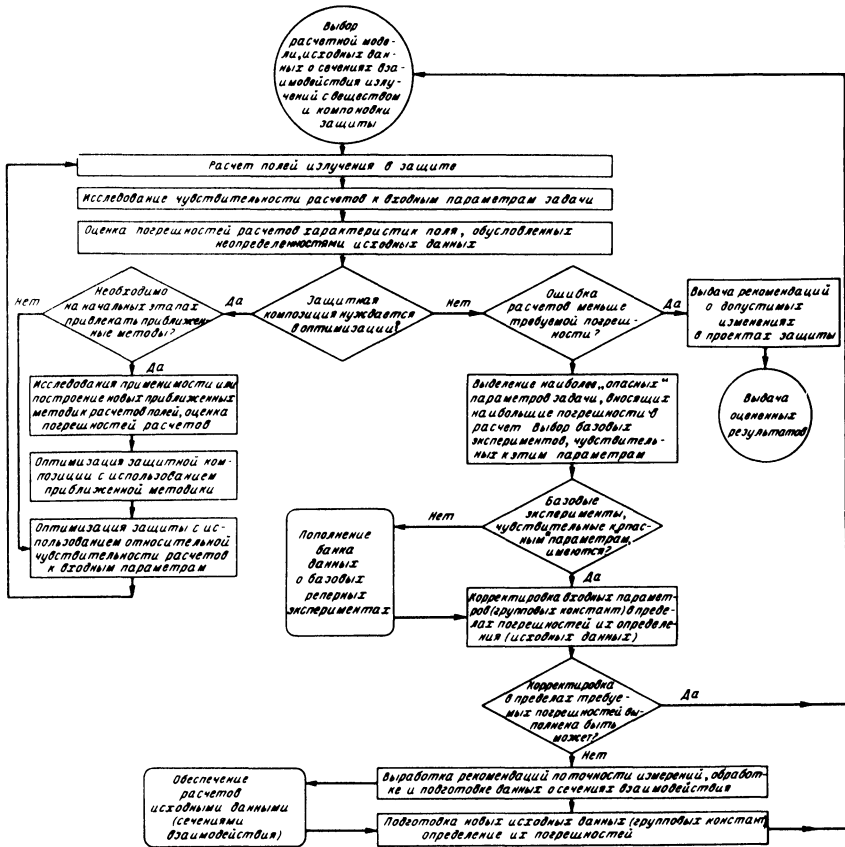


Рис. 1.2. Интеракционная схема решения задачи защиты от излучений

тимых изменениях в проекте защиты и построения физической картины переноса излучений можно считать завершенной.

В тех задачах, где полученные погрешности расчетов защиты превышают допустимую погрешность, необходимо выполнить корректировку исходных данных, уточнить методику приближенного решения или улучшить константное обеспечение. Для этого на основе исследований физических закономерностей формирования поля излучения в защите определяются наиболее "опасные" входные параметры и планируются (в случае их отсутствия) для их корректировки необходимые дополнительные базовые экспериментальные исследования, наиболее чувствительные к выделенным "опасным" параметрам. Константы взаимодействия излучения с веществом являются обычно наиболее важными входными параметрами, а их корректировка представляется наиболее трудоемкой задачей. Поэтому на схеме рис. 1.2 в скобках в качестве примеров указаны этапы решения именно этой задачи.

Если корректировка входных параметров невозможна в пределах погрешностей их определения, то необходимо выполнить уточнения самих исходных данных и их погрешностей. Для этого вырабатываются рекомендации и требования по точности измерений, вычислению и обработке исходных данных и планируются экспериментальные исследования для их уточнения. После исследований по уточнению исходных данных происходит возврат на начальный этап формулирования задачи. Затем цикл исследований повторяется на качественно более высоком уровне.

Заметим, что именно анализ чувствительности обуславливает возможность построения корректной итерационной схемы повышения качества решения задачи. Эта схема органически объединяет расчетные и экспериментальные исследования, константное обеспечение и анализ чувствительности в единый комплекс.

Таким образом, приведенный пример показывает как рассмотренные выше в этом разделе возможности анализа чувствительности могут быть комплексно использованы при решении задачи расчета защиты.

Глава 2

МЕТОДЫ И МОДЕЛИ РАСЧЕТОВ

2.1. КОНСТАНТНОЕ ОБЕСПЕЧЕНИЕ РАСЧЕТОВ. ПОГРЕШНОСТИ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

При расчетах на ЭВМ типа БЭСМ-6 или серии ЕС полей ионизирующих излучений в средах можно рекомендовать пользоваться для подготовки макро- и блокированных микроконстант системой константного обеспечения АРАМАКО-2F (Автоматизированный РАСчет МАКроскопических КОНстант) [86]. Указанная система отличается от более ранних программных комплексов модульной организацией входящих в нее программ, что значительно расширяет ее возможности.

АРАМАКО-2F обрабатывает 26-групповые константы, резонансная структура которых представлена факторами самоэкранировки или подгрупповыми параметрами. Предусмотрена также возможность расширения числа групп системы констант в сторону более высоких энергий [87].

В отличие от прежних версий АРАМАКО-2F обрабатывает данные о параметрах анизотропии упругого рассеяния и готовит константы, необходимые для решения уравнения переноса с учетом анизотропии рассеяния до P_5 -приближения. Комплекс АРАМАКО-2F совместно с комплексом программ АРАМАКО-G [88] используется для подготовки констант взаимодействия нейтронного и фотонного излучений [88].

В работах [86–88] подробно описаны форматы представления макро- и блокированных микроконстант на машинных носителях информации, а также даны инструкции по использованию модулей.

Алгоритмы расчета констант, реализованные в программных модулях АРАМАКО-2F, описаны в работе [86].

Точность результатов расчетов поля излучения зависит от соответствия исходных групповых констант новейшим экспериментальным данным и от качества алгоритмов переработки исходных групповых констант в микро- и блокированные макроконстанты. Поэтому для правильного использования многогрупповых констант необходимо хорошо знать приближения, положенные в основу многогруппового метода, и заложенные алгоритмы подготовки констант, реализованные в имеющихся программных комплексах. Необходимо иметь представление о погрешностях расчетных результатов, связанных с этими приближениями. Для оценки точности расчетных предсказаний необходимо располагать также достаточно надежной информацией о погрешностях исходных микроскопических констант и о погрешностях, реально закладываемых в расчет макроконстант среды. Погрешность последних в значительной мере определяется правильностью учета эффекта резонансной самоэкранировки сечений в реальной среде и эффекта отличия реального внутригруппового спектра от стандартного, принятого при усреднении сечений в групповых интервалах, что существенно влияет на значение сечения упругого замедления $\sigma_3(eI)$.

Внесение поправок в сечение замедления на форму внутригруппового спектра

Сечения упругого замедления $\sigma_3(eI)$ вычислены путем усреднения с весом стандартного спектра (спектр деления для энергий выше 1,4 МэВ, спектр Ферми $1/E$ при $E \leq 1,4$ МэВ и спектр с распределением Максвелла в области тепловых нейтронов), который может существенно отличаться от спектра нейтронов в реальной рассчитываемой системе, особенно при расчетах радиационной защиты. Следовательно, при проведении расчетов сечения упругого замедления должны быть поправлены на отличие реального спектра в g -й расчетной зоне от стандартного на фактор b_g . Для i -й энергетической группы нейтронов вместо $\sigma_3^i(eI)$ следует использовать $\sigma_3^i(eI) b_g^i / \bar{b}^i$, где b_g^i / \bar{b}^i — фактор, учитывающий отличие формы интегрального по g -й зоне внутригруппового спектра от стандартного.

Для не слишком легких ядер

$$b_g^i = \frac{\varphi_g(u_i - 2/3 \xi^i)}{\varphi_g^i / \Delta u_i}, \quad (2.1)$$

где ξ^i — средняя логарифмическая потеря энергии; $\varphi_g(u)$ — детальная форма интегрального спектра, а

$$\varphi_g^i = \int_{\Delta u_i} \varphi_g(u) du. \quad (2.2)$$

Таким образом, b_g^i зависят от изотопа, для которого вводится поправка, через ξ . Для тяжелых изотопов эта зависимость слаба, так как $\xi \ll \Delta u$ для $A > 100$.

Сложность расчета поправок b_g состоит в том, что многогрупповой расчет не позволяет произвести оценку $\varphi_g(u)$ и, таким образом, для вы-

числения b_g необходимо выйти за рамки многогруппового расчета. Для решения этой проблемы в имеющихся программных комплексах используются различные методы, которые можно разделить на две группы. В первой группе методов для оценки $\varphi_g(u)$ используются результаты расчетов спектров более детальные, чем многогрупповой (расчет спектров в приближении Грюлинга-Гертцеля; мультигрупповой расчет). Вторая группа методов основана на описании многогрупповой гистограммы интегрального спектра зоны более или менее плавной кривой (кусочно-линейная аппроксимация). Недостаток методов второй группы – медленная сходимость при итерационном уточнении многогрупповой гистограммы. Достоинство заключается в том, что они могут быть применены для оценки внутригрупповой формы спектра энергетической зависимости гармоник плотности потока излучения, т.е. могут быть применены при решении многогруппового уравнения переноса. А именно это необходимо при расчетах защиты от нейтронного излучения.

Учет резонансной самоэкранировки сечений

Решение этой задачи может быть осуществлено на основе концепции сечения разбавления σ_0 или путем построения функции распределения макросечений на основе задания подгрупповыми параметрами функций распределения сечений изотопов, входящих в состав среды.

Сечения разбавления σ_{0i} каждого изотопа i , обладающего резонансами в сечении, остальными изотопами определяются итерационно. Для k -й итерации

$$\sigma_{0i} = \frac{1}{\rho_{ii}} \sum_{jj=1}^I \rho_{jj} \sigma_{t0,jj}^{(k-1)} - \sigma_{t0,ii}^{(k-1)}, \quad (2.3)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{t0,jj}^{(k-1)} = & \sigma_{el,jj} f_{el,jj} (\sigma_{0jj}^{(k-1)}) + \sigma_{c,jj} f_{c,jj} (\sigma_{0jj}^{(k-1)}) + \\ & + \sigma_{f,jj} f_{f,jj} (\sigma_{0jj}^{(k-1)}) + \sigma_{in,jj}. \end{aligned} \quad (2.4)$$

Здесь ρ – концентрация; σ_{t0} , σ_c , σ_f , σ_{el} , σ_{in} – полное сечение, сечения захвата, деления, упругого и неупругого рассеяния соответственно; $\sigma_{t0} = \sigma_c + \sigma_f + \sigma_{el} + \sigma_{in}$; f_c, f_f, f_{el}, f_t – факторы резонансной самоэкранировки сечений захвата, деления, упругого рассеяния и полного сечения при данном сечении разбавления σ_0 (индекс группы здесь и далее опущен).

При решении уравнения переноса в P_1 -приближении рекомендуется принять факторы резонансной самоэкранировки сечений неупругого рассеяния равными факторам самоэкранировки сечений захвата, а не единице, как рекомендовано в работе [89].

При проведении расчетов с константами БНАБ-78 вводится понятие факторов самоэкранировки сечений упругого замедления для кислорода, которые определяются как

$$f_{z(el)} = (\sigma_t f_t - \sigma_c f_c - \sigma_f f_f - \sigma_{in} f_c) / \sigma_{el}. \quad (2.5)$$

При задании функции распределения сечений с помощью подгрупповых параметров учет самоэкранировки может быть осуществлен также с учетом влияния анизотропии рассеяния [90]. Факторы самоэкранировки сечений определяются для температур в диапазоне $300 \text{ K} \leq T \leq 2100 \text{ K}$.

Особенности применения групповых констант при решении уравнения переноса

Параметры анизотропии упругого рассеяния позволяют проводить расчеты с учетом анизотропии рассеяния до P_5 -приближения. При этих расчетах следует иметь в виду, что резонансная структура энергетической зависимости плотности потока нейтронов в среде при большом градиенте потока (а лишь в этом случае учет анизотропии рассеяния имеет смысл) сильно зависит от угловых координат. Вследствие этого среднегрупповые полные сечения, фигурирующие в уравнениях метода сферических гармоник нейтронного потока, различны для разных гармоник плотности потока нейтронов. При записи уравнения переноса излучения в интегро-дифференциальной форме анизотропия среднегруппового полного сечения ведет к появлению интегрального члена, учет которого эквивалентен введению анизотропного отрицательного сечения рассеяния, оставляющего нейтрон при рассеянии в пределах данной группы. Отмеченный эффект рассмотрен в работах [86, 90]. Здесь мы лишь обратим внимание на следующие характерные особенности: а) учет анизотропии полного сечения существен вне зависимости от точности учета анизотропии рассеяния; б) информация о структуре полного сечения, содержащаяся в факторах самоэкранировки, достаточна для учета анизотропии полного сечения лишь в транспортном приближении; учет анизотропии рассеяния в более высоком приближении может быть выполнен лишь с использованием подгрупповых констант [86]; в) эффект анизотропии полного сечения может приводить к плохой сходимости и даже расходимости итерационного процесса, если не будет принято специальных мер [86]; г) угловые распределения плотности потока нейтронов, восстановленные по пяти угловым моментам (в P_5 -приближении), сами по себе не являются положительно определенными при любом угле рассеяния, однако интегральная по угловым переменным плотность потока поля излучения всегда положительна.

Погрешности групповых констант

Для оценки точности расчетов защиты или нейтронно-физических характеристик реактора используемая система констант в многогрупповых нейтронных расчетах должна обеспечиваться ковариационной матрицей погрешностей этих констант.

Рекомендуемая для проведения расчетов система констант БНАБ-78 содержит такую ковариационную матрицу. Методика оценки ковариационной матрицы погрешностей констант БНАБ-78 описана в работах [91, 92].

В системе БНАБ-78 учтены все экспериментальные данные, опубликованные до середины 1977 г. При оценке погрешностей учитывались опре-

деляющие наборы данных, использованные в оценке сечений. Для каждого такого набора q были оценены независимые погрешности каждой экспериментальной точки n и общая погрешность всех экспериментальных точек, т.е. ковариации погрешностей двух различных точек q -го набора

$$w_{nn'}^q = \overline{\delta \sigma_{qn} \delta \sigma_{qn'}}, \quad (2.6)$$

обусловленные, например, во всех точках измерений одинаковой погрешностью нормировки, принимались одинаковыми для различных n и n' . В тех случаях, когда $w_{nn'}$ для различных пар n и n' сильно различались или максимальные значения $w_{nn'}$ были сравнимы с $\sqrt{w_{nn} w_{n'n}}$ и в публикации содержалось достаточно информации для количественной оценки ковариаций, ковариационная матрица набора данных строилась более детально. Преобразование предварительно оцененных ковариационных матриц отдельных наборов данных в ковариационную матрицу групповых констант проводилось в предположении, что процесс оценки группового сечения σ_i сводится к усреднению данных разных наборов

$$\sigma_i = \sum_q \sum_n w_{qni} \sigma_{qni}. \quad (2.7)$$

Для экспериментальных точек, лежащих в пределах группы g , веса w_{gni} определяются в большинстве случаев погрешностями измерений (грубо говоря, w_{gni} обратно пропорционально квадрату погрешности σ_{gni}). Часто оценка $\sigma(E)$ осуществлялась путем проведения кривых через экспериментальные точки "на глаз". В этих случаях веса w_{gni} могли быть определены очень грубо. Произвол в определении весов w_{gni} , конечно, снижает точность оценки погрешностей. Однако опыт показывает, что связанная с этим произволом неопределенность в оценке стандартных отклонений не превышает 30%.

Реалистичность полученных оценок погрешностей и корреляций групповых констант проверяли, сравнивая результаты различных оценок, базирующихся в основном на одном и том же экспериментальном материале. Сравнения были проведены с данными, представленными Центром по ядерным данным (ЦЯД), а также в библиотеках ENDF/B-IV, UKNDL, KEDAK, JENDL.

Расхождения, превышающие оцененные нами погрешности, были весьма редки. Сравнивались также результаты оценок ковариационных матриц, полученных различными авторами [92].

Полученная нами ковариационная матрица погрешностей ориентирована на использование ее для оценки погрешности расчетных предсказаний нейтронно-физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах и защиты. В настоящее время составлены ковариационные матрицы для сечений деления ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu ; для среднего числа нейтронов деления ядер этих изотопов; для сечений радиационного захвата ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , Na, Fe, Cr, Ni; для сечений неупругого рассеяния ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu , Na, Fe, Cr, Ni; для сечений упругого рассеяния Na, Fe, O, C; для полного сечения Fe, Cr, Ni, Na, O, C; для среднего косинуса угла упругого рассеяния μ_{t1} этих изотопов.

2.2. КОМПЛЕКСЫ ПРОГРАММ РАСЧЕТА ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ, ПОГРЕШНОСТЕЙ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАСЧЕТНЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ К ВХОДНЫМ ПАРАМЕТРАМ

Для практического применения математического аппарата анализа чувствительности и оценки погрешностей расчетов необходимо адекватное программное обеспечение, позволяющее проводить расчеты полей излучения в защите, их функционалов и чувствительностей этих функционалов к входным параметрам расчета; хранить в архиве все расчетные данные и результаты базовых экспериментов, ковариационную матрицу их погрешностей, ковариационную матрицу погрешностей групповых констант и т.п.; осуществлять над хранимыми в архиве матрицами и векторами операции матричной алгебры, необходимые для решения поставленной конкретной задачи. Среди зарубежных систем такого назначения наиболее известна система FORSS [57]. В нашей стране для решения аналогичных задач служит система ИНДЭКС, название которой является аббревиатурой одной из наиболее общих и громоздких задач анализа чувствительностей: Исправление Нейтронных Данных на основе анализа результатов макроскопических ЭКСпериментов. Под системой здесь понимается совокупность независимо разработанных для различных целей программ, поставленных на одной достаточно мощной ЭВМ (БЭСМ-6), привязанных к одной и той же системе константного обеспечения, информационно связанных между собой через машинные архивы и обладающих в своей совокупности функциональной полнотой, т.е. обеспечивающих возможность решения интересующего класса задач анализа чувствительностей и оценки погрешностей результатов расчетов.

Константное обеспечение действующей версии системы ИНДЭКС базируется на трех постоянных библиотеках констант и обслуживающих эти библиотеки программных комплексах. Совокупность этих библиотек и программ образует систему СОКРАТОР (Система Обеспечения Константами Расчетов Атомных реакТОров и Радиационной защиты) [93, 94]. Основной является библиотека Файлов Оцененных Нейтронных Данных (ФОНД), записанная в текстовом виде в формате ENDF/B [95]. Имеющаяся версия этой библиотеки в основном соответствует тем данным, на базе которых была получена система 28-групповых констант БНАБ-МИКРО [96]. Переработка данных библиотеки ФОНД, а при необходимости и других библиотек оцененных данных в групповые константы осуществляется при помощи пакета прикладных программ ГРУКОН (расчет ГРУППОВЫХ КОНСТАНТ) [94, 97]. Канал ФОНД—ГРУКОН позволяет обновлять и пополнять содержание второй константной библиотеки — библиотеки групповых констант системы АРАМАКО [86, 88], предназначенной для константного обеспечения многогрупповых расчетов полей излучения в реакторах и защите. В действующей версии системы АРАМАКО обеспечена практическая возможность проведения 26-, 28- или 49-групповых нейтронных расчетов и расчетов полей фотонного излучения в 15-групповом приближении. В качестве стандартной константной базы используется система констант БНАБ-78 [96], при необходимости с более подробным разбиением области высоких энергий нейтро-

нов [86, 96]. Переработка данных групповых библиотек в необходимые для расчета полей излучения макроскопические константы и получение констант, необходимых для расчета функционалов этих полей, оперативно осуществляется программами системы АРАМАКО, включенными для удобства управления заданием в пакет прикладных программ ОКС (Объединенная Константная Система) [98].

Третьей константной библиотекой является библиотека погрешностей нейтронных данных LUND (Library of Uncertainties of Nuclear Data) [29, 99]. Содержанием этой библиотеки служат ковариационные матрицы погрешностей групповых констант системы БНАБ-МИКРО, от которой используемая система констант БНАБ-78 отличается лишь некоторыми сечениями ^{238}U , откорректированными на основе данных экспериментов на быстрых критических сборках [96]. Описание оценки этих ковариационных матриц и соответствующие числовые данные содержатся в справочнике [92]. Кроме ковариационной матрицы погрешностей групповых констант основной библиотеки, в библиотеке LUND могут храниться и ковариационные матрицы погрешностей различных версий откорректированных констант.

Вторую большую группу программ, входящих в систему ИНДЭКС, образуют программы расчета полей излучения, их функционалов и относительных чувствительностей. Заметим, что система ИНДЭКС предназначена для анализа погрешностей результатов расчетов радиационной защиты и активной зоны ядерных реакторов, в частности, реакторов на быстрых нейтронах. Основными программами, использующимися для расчетов полей в радиационной защите, являются программы серии РОЗ (Расчет Одномерной Защиты) [100–103], осуществляющие расчеты полей нейтронного и фотонного излучений и их функционалов для защит одномерных геометрий. Авторы книги для проведения расчетов использовали программу РОЗ-11 [103].

Программа РОЗ-11 осуществляет численное решение в плоской геометрии с азимутальной симметрией и в сферической геометрии следующей системы основных уравнений переноса с граничными условиями для зеркального отражения или падающего извне излучения:

$$\bar{\Omega} \bar{\nabla} \varphi^i(r, \mu) + \Sigma_t^i(r) \varphi^i(r, \mu) - \sum_{j=1}^i \int_{2\pi}^1 \int_{-1}^1 \Sigma_S^{j \rightarrow i}(r, \mu_S) \varphi^j(r, \mu') d\varphi' d\mu' = \left\{ \begin{array}{l} \frac{S_a^i \delta(1-\mu) \delta(r-a)}{2\pi} - \frac{S_A^i \delta(1+\mu) \delta(r-A)}{2\pi} \text{ — для плоской геометрии;} \\ \frac{S_a^i \delta(1-\mu) \delta(r)}{2\pi 4\pi r^2} \text{ — для сферической геометрии;} \end{array} \right.$$

$$r \in [a, A];$$

$$\varphi^i(a, \mu) = \varphi(a, -\mu) \text{ или } \varphi^i(a, \mu) = \varphi_a^i(\mu) \text{ при } \mu > 0;$$

(2.8)

$$\varphi^i(A, \mu) = \varphi(A, -\mu) \text{ или } \varphi^i(A, \mu) = \varphi_A^i(\mu) \text{ при } \mu < 0;$$

$$i = \overline{1, I}.$$

Здесь $\varphi^i(r, \mu)$ – пространственная энергетическо-угловая плотность потока частиц i -й энергетической группы; $\Sigma_t^i(r)$ – полное макроскопическое сечение взаимодействия частиц i -й энергетической группы; $\Sigma_S^j \rightarrow i(r, \mu_S)$ – дважды дифференциальное сечение рассеяния частиц на угол $\theta = \arccos \mu_S$ из группы j в группу i ; $S^i(r, \mu)$ – пространственная энергетическо-угловая плотность источников частиц группы i , S_a^i, S_A^i – число частиц i -й энергетической группы источника, падающих мононаправленно на защиту в единицу времени; $\varphi_a^i(\mu), \varphi_A^i(\mu)$ – энергетическо-угловая плотность потока частиц, падающих на защиту; I – число групп в расчете.

Угловая зависимость величин $S^i(r, \mu), \varphi_a^i(\mu), \varphi_A^i(\mu)$ и $\Sigma_S^j \rightarrow i(r, \mu_S)$ описывается конечной суммой полиномов Лежандра. По пространственной переменной $S^i(r, \mu)$ является кусочно-линейной функцией с возможными разрывами на границах геометрических зон, которые могут отличаться плотностями и составами. Σ_t^i и $\Sigma_S^j \rightarrow i$ имеют постоянные значения в геометрических зонах $m = \overline{1, \dots, M}$. Если при $r = a$ или $r = A$ заданы мононаправленные источники S_a^i и S_A^i , то расчет нерассеянного излучения осуществляется по аналитическим формулам, а пространственная зависимость источников первых столкновений задается кусочно-экспоненциальной или кусочно-линейной интерполяциями с возможными разрывами на границах геометрических зон. При этом расчет нерассеянного нейтронного излучения и источников первых столкновений может осуществляться с использованием как заблокированных констант взаимодействия нейтронов с веществом, так и неблокированных. Расчет рассеянного нейтронного излучения осуществляется с использованием заблокированных констант. Также предусмотрена возможность численного решения сопряженной задачи.

В программе РОЗ-11 реализован вариационно-разностной метод с координатными функциями вида [104, 105]

$$\varphi_{kn}^i(r, \mu) = \frac{\omega_k(r) P_n(\mu)}{\sqrt{\Sigma_t^i(r) a_{kn}}}, \quad k = 0, \dots, K, \quad n = 0, \dots, N^i, \quad (2.9)$$

где K – число шагов пространственной сетки; $N^i + 1$ – число полиномов Лежандра, используемых для описания угловой зависимости решения уравнения переноса i -й группы; $\Sigma_t^i(r)$ – полное макроскопическое сечение взаимодействия излучения i -й группы с веществом; a_{kn} – нормировочный множитель; P_n – полиномы Лежандра; ω_k – координатные функции для описания пространственной зависимости (рис. 2.1). Решение $\varphi_i(r, \mu)$ представлено в виде

$$\varphi^i(r, \mu) = \sum_{k=0}^K \sum_{n=0}^{N^i} \alpha_{kn}^i \varphi_{kn}^i(r, \mu). \quad (2.10)$$

Программа РОЗ-11 имеет модульную структуру, динамическое в рамках ФОРТРАНА распределение памяти, написана на языке ФОРТРАН-IV,

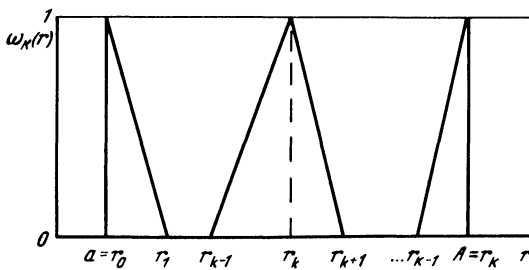


Рис. 2.1. Координатные функции $\omega_k(r)$, используемые в программе РОЗ-11 для описания пространственной зависимости решения уравнения переноса и функции задания источника и отклика детектора

поставлена на ЭВМ БЭСМ-6. Динамическое распределение памяти позволяет в широких пределах менять пространственную и угловую аппроксимации. Приближенно

$$(K + 1) \times (3 + (N^i + 1)/2 \times ((N^i + 1)/2 + 8)) \leq N_{\text{сл}} - 2000, \quad (2.11)$$

где $N_{\text{сл}}$ — число слов памяти ЭВМ, отводимое под массивы программы (задается в управляющей программе), например, для ЭВМ БЭСМ-6 при расширении памяти до 32 листов $N_{\text{сл}} \leq 16\,000$. Максимальное число групп в расчете определяется памятью на внешних устройствах. Максимальное число геометрических зон определяется условием: суммарное число узлов по всем зонам m не должно превышать максимально возможного числа узлов, определяемого выражением (2.11). В качестве программ константного обеспечения, кроме АРАМАКО-2F и АРАМАКО-G, могут быть использованы другие программы: необходимо лишь наличие у них выходного файла в формате FMAC5A системы АРАМАКО-2F.

Расчет относительных чувствительностей осуществлялся по программе ЗАКАТ (ЗАщитные КАнальные Теории) [56]. В программе расчета относительной чувствительности используются формулы обобщенной теории возмущений для линейных функционалов поля излучения в защите [31–39]. Программа ЗАКАТ [56] предназначена для расчета относительной чувствительности функционалов поля излучения к входным параметрам и реализует энергетическую и пространственную каналные теории в плоской геометрии с азимутальной симметрией и в сферической геометрии задачи. Программа ЗАКАТ рассчитывает следующие величины.

1. Энергетическую зависимость относительной чувствительности функционала R к сечению поглощения κ -го изотопа $\Sigma_c^{K_i}(r)$ в пространственной зоне V_m

$$p_{Rc}^{K_i}(i, V_m) = \frac{1}{R} \int_{\Omega} \int_{V_m} \varphi^i(r, \mu) \Sigma_c^{K_i}(r) \varphi^{i*}(r, \mu) d\Omega dV, \quad (2.12)$$

где $\varphi^{i*}(r, \mu)$ — функция ценности частиц i -й группы.

2. Энергетические зависимости относительной чувствительности функционала R к гармоникам и их сумме сечения упругого (неупругого) рас-

сеяния на κ -й изотопе $\Sigma_{el(in)l}^{\kappa i \rightarrow j}$, $\Sigma_{el(in)l}^{\kappa i}$ и $\Sigma_{el(in)}^{\kappa i}$ в пространственной зоне V_m

$$\left. \begin{aligned}
 & p_{Rel(in)}^{\kappa}(i \rightarrow j, l, V_m) = \\
 & = \left\{ \begin{aligned}
 & -\frac{1}{R} \int_{\Omega} \int_{V_m} \varphi^i(r, \mu) \Sigma_{el(in)0}^{\kappa i \rightarrow j}(r) \varphi^{j*}(r, \mu) d\Omega dV + \\
 & + \frac{1}{4\pi R} \int_{V_m} \varphi_0^i(r) \Sigma_{el(in)0}^{\kappa i \rightarrow j}(r) \varphi_0^{j*}(r) dV, l=0; \\
 & \frac{2l+1}{4\pi R} \int_{V_m} \varphi_l^i(r) \Sigma_{el(in)l}^{\kappa i \rightarrow j}(r) \varphi_l^{j*}(r) dV, l \neq 0;
 \end{aligned} \right\} \quad (2.13) \\
 & p_{Rel(in)}^{\kappa}(i, l, V_m) = \sum_{j=i}^I p_{Rel(in)}^{\kappa}(i \rightarrow j, l, V_m); \\
 & p_{Rel(in)}^{\kappa}(i, V_m) = \sum_{l=0}^{Lmax} p_{Rel(in)}^{\kappa}(i, l, V_m).
 \end{aligned}
 \right.$$

3. Энергетические зависимости относительной чувствительности функционала R к полному сечению κ -го изотопа $\Sigma_t^{\kappa i}(r)$ в пространственной зоне V_m

$$p_{Rt}^{\kappa}(i, V_m) = p_{Rc}^{\kappa}(i, V_m) + p_{Rel}^{\kappa}(i, V_m) + p_{Rin}^{\kappa}(i, V_m). \quad (2.14)$$

4. Энергетическую зависимость относительной чувствительности функционала R к функции задания источника и отклика детектора, сосредоточенных на границах защиты:

$$\left. \begin{aligned}
 & p_{RS}(i) = \frac{s(a(A))}{R} \int_{\Omega} S_{a(A)}^i \varphi^{i*}(r = a(A), \mu) d\mu; \\
 & p_{Rq}(i) = \frac{s(a(A))}{R} \int_{\Omega} q_{a(A)}^i \varphi^i(r = a(A), \mu) d\mu,
 \end{aligned} \right\} \quad (2.15)$$

где $s(r) = 1$ – в плоской геометрии, $s(r) = 4\pi r^2$ – в сферической.

5. Пространственно-энергетическую зависимость тока отклика

$$|\vec{R}(r, i)| = \frac{s(r)}{R} \left| \int_{\Omega} \mu \varphi^i(r, \mu) \varphi^{i*}(r, \mu) d\Omega \right|. \quad (2.16)$$

Необходимо отметить, что приведенные формулы справедливы, если в расчете используются константы одного сорта: только заблокированные или неблокированные. Если в расчете используются оба вида констант, то формулы (2.12)–(2.16) видоизменяются. В программе ЗАКАТ этот случай реализован. При этом необходимо решать две сопряженные зада-

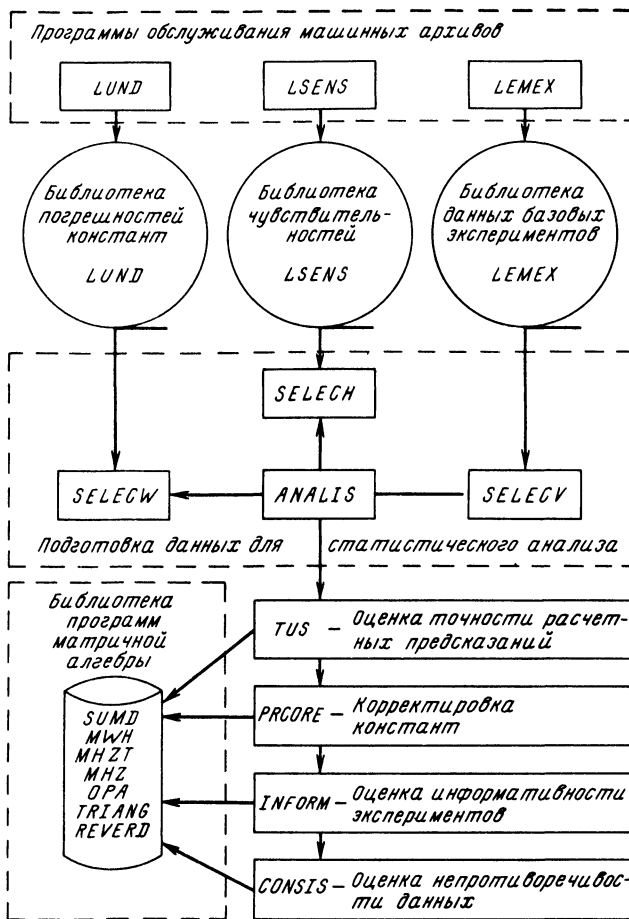


Рис. 2.2. Структура комплекса CORE

чи. Поскольку принципиальных трудностей при обобщении выражений (2.12)–(2.16) и получении уравнений для двух сопряженных задач не возникает, здесь они не приводятся.

Программа ЗАКАТ имеет модульную структуру, написана, как и программа РОЗ-11, на языке ФОРТРАН-IV, поставлена на ЭВМ БЭСМ-6. В ней осуществлено динамическое в рамках ФОРТРАНА распределение памяти, принят прямой доступ при работе к внешним устройствам.

Определенную часть функционального наполнения системы ИНДЭКС составляют программы, специализированные для проведения многогрупповых расчетов реакторов. К ним относятся программа NULGEO для проведения расчетов в B_1 -приближении; программа КРАБ для расчетов одномерных реакторов в P_1 и S_n -приближениях; программа ТВК-2D для диффузионных расчетов реакторов в XU - и RZ -геометриях; программы для расчетов реакторов и защит методом Монте-Карло в реальной трех-

мерной геометрии [106]. Каждая из указанных программ представляет собой комплекс, включающий подпрограммы расчета нейтронных полей, расчета различных практически важных функционалов этих полей и расчета чувствительностей основных функционалов к макроконстантам.

Третью часть системы ИНДЭКС образует комплекс программ анализа относительных чувствительностей и оценки погрешностей функционалов полей излучения — комплекс CORE. Структура комплекса CORE изображена на рис. 2.2. Основные данные, с которыми работают программы комплекса, сосредоточены в трех машинных библиотеках — библиотеке погрешностей LUND, библиотеке относительных чувствительностей LSENS (Library of SENSitivity coefficients) и библиотеке оцененных данных базовых макроэкспериментов LEMEX (Library of Evaluated Macroscopic EXperiments). Каждая библиотека снабжена программой обслуживания, предназначенной для занесения новой информации, пополнения или исправления уже занесенной, выдачи информации о содержании библиотеки и т.п., и программой-процедурой извлечения нужной информации. Эти процедуры используются центральной программой комплекса ANALIS — программой подготовки данных для дальнейшего статистического анализа.

Библиотека LSENS заполняется программным путем: результаты расчетов, полученные при помощи программ расчета чувствительностей, заносятся в нее при помощи специальных интерфейсных программ. Библиотека LEMEX заполняется вручную. В LEMEX заносятся: имена экспериментов и имена измерявшихся в них функционалов; экспериментальные результаты, включающие все поправки, необходимые для приведения этих результатов к обчисываемой модели эксперимента (поправки типа А), а также ковариационная матрица погрешностей экспериментальных данных (с учетом погрешностей поправок типа А); расчетные результаты, включающие все поправки, необходимые для их приведения к обчисываемой модели эксперимента (поправки типа В), а также ковариационная матрица погрешностей результатов расчета (с учетом погрешностей поправок типа В).

Рассмотрим алгоритмы расчетов, выполняемых программами TUS, PRCORE, INFORM, CONSIG комплекса CORE. Для выполнения операций матричной алгебры эти программы используют специальную библиотеку процедур, осуществляющих сложение прямоугольных матриц (SUMD); умножение прямоугольной матрицы на квадратную симметрическую (MWH); умножение прямоугольных матриц (MHZT); умножение прямоугольной матрицы на транспонированную ей самой (MHZ); транспонирование матрицы (OPA); преобразование квадратной симметрической матрицы в нижнюю треугольную матрицу (TRIANG); обращение квадратной симметрической матрицы (REVERD).

Подпрограмма TUS осуществляет оценку точности расчетных предсказаний и анализ источников их погрешностей. Дисперсия k -го результата расчета R_k согласно формулам (1.48) и (1.59) равна:

$$u_{kk} = \sum_n \sum_{n'} p_{Rkn} w_{nn'} p_{Rkn'} \quad (2.17)$$

Ковариационная матрица погрешностей констант \hat{W} имеет блочную структуру:

$$\hat{W} = \begin{pmatrix} \hat{W}_{11} & \hat{W}_{12} & \dots & \hat{W}_{1n} \\ \hat{W}_{21} & \hat{W}_{22} & \dots & \hat{W}_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ \hat{W}_{n1} & \hat{W}_{n2} & \dots & \hat{W}_{nn} \end{pmatrix}, \quad \hat{W}_{mm'} = \|w_{ll}^{mm'}\|, \quad (2.18)$$

где диагональные блоки $\hat{W}_{11}, \hat{W}_{22}, \dots, \hat{W}_{nn}$ есть ковариационные матрицы погрешностей, относящиеся к отдельным типам констант и разным изотопам (например, \hat{W}_{11} может являться ковариационной матрицей погрешностей групповых сечений захвата натрия, а \hat{W}_{22} — матрицей погрешностей групповых сечений упругого рассеяния кислорода и т.д.). Недиagonальные блоки описывают корреляции между различными типами констант как данного, так и разных изотопов.

Например. Пусть мы интересуемся погрешностью расчетного предсказания активации натрия контура быстрого реактора и хотим вычислить константную составляющую этой погрешности, обусловленную неопределенностью сечений захвата, упругого и неупругого рассеяний и полного сечения материалов защиты — изотопов стали Fe, Cr и Ni. Тогда матрица погрешностей \hat{W} будет представлять собой следующее. Диагональными блоками матрицы \hat{W} будут являться ковариационные матрицы погрешностей сечений захвата, упругого и неупругого рассеяний и полного сечения Fe, Cr и Ni. Недиagonальные блоки $\hat{W}_{ml} (m \neq l)$ почти все будут равны нулю, за исключением блоков, учитывающих корреляции между погрешностями полного сечения и сечения упругого рассеяния в отдельности для каждого из изотопов Fe, Cr и Ni за счет соотношения

$$\delta\sigma_{t0} = \delta\sigma_c + \delta\sigma_f + \delta\sigma_{el} + \delta\sigma_{in} \approx \delta\sigma_{el}.$$

В табл. 2.1 показано наличие в библиотеке LUND ковариационных матриц погрешностей констант Fe, Cr и Ni и наличие блоков корреляций между погрешностями различных типов констант.

Таблица 2.1. Наличие в библиотеке LUND блоков ковариационных матриц погрешностей констант изотопов Fe, Cr и Ni

Изотоп и сечение	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
σ_{t0} Fe	1	+		+								
σ_c Fe	2		+			+				+		
σ_{el} Fe	3	+		+								
σ_{in} Fe	4				+			+				+
σ_{t0} Cr	5											
σ_c Cr	6		+			+				+		
σ_{el} Cr	7											
σ_{in} Cr	8				+			+				+
σ_{t0} Ni	9											
σ_c Ni	10		+			+				+		
σ_{el} Ni	11											
σ_{in} Ni	12				+			+				+

Примечание. + означает, что данные имеются, пустая клетка — данные отсутствуют.

В программе TUS оцениваются вклады от различных типов констант в полную погрешность расчетного предсказания. Дисперсия k -го результата расчета из-за неопределенностей m -го типа констант есть:

$$w_{kk}^{mm} = \sum_l \sum_{l'} p_{R_k l} p_{R_k l'} w_{ll'}^{mm} p_{R_k l'} \quad (2.19)$$

В предположении слабых корреляций между различными типами констант полная дисперсия расчетного предсказания u_{kk} равна сумме вкладов u_{kk}^m (это предположение выполняется для большинства типов констант).

Подпрограмма PRCORE реализует алгоритмы корректировки констант по результатам базовых экспериментов. Новые уточненные оценки констант находятся по формулам (1.57). Ковариационная матрица уточненных значений констант рассчитывается согласно (1.58).

Подпрограмма INFORM оценивает информативность базовых экспериментов. Информативность $(J + 1)$ -го эксперимента оценивается как снижение дисперсии расчетного предсказания интересующего нас функционала R_k :

$$\begin{aligned} I_r(R_k) &= u_{kk}(J) - u_{kk}(J+1) = \\ &= \hat{H}_k \hat{W}' \hat{H}_{J+1}^T (\nu + \hat{H}_{J+1} \hat{W}' \hat{H}_{J+1}^T) \hat{H}_{J+1} \hat{W}' \hat{H}_k^T, \end{aligned} \quad (2.20)$$

где \hat{H}_k — вектор-столбец относительных чувствительностей функционала R_k ; \hat{H}_{J+1} — вектор-столбец относительных чувствительностей $(J+1)$ -го эксперимента; ν — его дисперсия; \hat{W}' — ковариационная матрица констант, скорректированных по результатам J измерений (без учета данного, информативность которого оценивается). Рассчитывается ряд значений величины относительной информативности I_r для нескольких значений дисперсии исследуемого эксперимента ν . Из анализа величины I_r и ее зависимости от ν можно сделать вывод о целесообразности или нецелесообразности постановки данного эксперимента с точки зрения оптимального соотношения между информативностью I_r и достижимой точностью эксперимента ν (информативность эксперимента может оказаться недостаточной, чтобы оправдать затраты на проведение эксперимента).

Подпрограмма CONSYS осуществляет оценку статистической непротиворечивости анализируемых экспериментальных и расчетных результатов. Для этой цели используются два критерия. Первым интегральным критерием является найденное минимальное значение S_{\min}^2 квадратичной формы (1.54), которая, будучи функцией случайных величин, сама является случайной величиной, распределение которой в случае справедливости линейной гипотезы и отсутствия в результатах расчета и эксперимента систематических ошибок подчиняется χ^2 -распределению с J степенями свободы, где J — число рассматриваемых функционалов. Если минимальное значение S_{\min}^2 функционала (1.54) отличается от ожидаемого значения, равного J , больше, чем на одно стандартное отклонение (равное $\sqrt{2J}$), можно подозревать наличие в анализируемых данных невыявленных систематических погрешностей.

Второй дифференциальный критерий непротиворечивости данных более мощный. Рассмотрим квадратичную форму, составленную из разностей между результатами макроэкспериментов R^0 и результатами расчетов по откорректированным константам $R + \hat{H} \Delta Y$:

$$\zeta^2 = (R^0 - R - \hat{H} \Delta Y)^T (\hat{M} + \hat{H} \hat{W}' \hat{H}^T)^{-1} (R^0 - R - \hat{H} \Delta Y). \quad (2.21)$$

Разложим матрицу $(\hat{M} + \hat{H} \hat{W}' \hat{H}^T)^{-1}$ на произведение двух треугольных матриц:

$$(\hat{M} + \hat{H} \hat{W}' \hat{H}^T)^{-1} = \hat{A}^T \hat{A}. \quad (2.22)$$

Тогда

$$\zeta^2 = [\hat{A} (R - R^0 - \hat{H} \Delta Y)]^T \hat{A} (R - R^0 - \hat{H} \Delta Y) = Q^T Q.$$

Компоненты вектора $Q = \{q_j\}$ $j = 1, 2, \dots, J$ в отсутствие систематических погрешностей в результатах оценки макроэкспериментов распределены по нормальному закону с нулевым средним и единичной дисперсией. Соответствие наблюдаемого распределения компонентов q_j ожидаемому проверяется по критерию Колмогорова [77]. При обнаружении существенных (в смысле критерия Колмогорова) отличий распределения компонентов q_j от нормального детальный анализ конкретного характера отличий обычно позволяет установить те функционалы, результаты измерений или расчета которых, по всей вероятности, содержат невыявленные систематические ошибки.

К настоящему времени накоплен немалый опыт анализа чувствительностей защитных и реакторных характеристик к константам взаимодействия, например в работах [29, 106–108]. Имеющийся опыт свидетельствует о том, что система ИНДЭКС является достаточно универсальным и удобным инструментом для анализа чувствительностей.

2.3. МОДЕЛИ БАЗОВЫХ РАСЧЕТОВ

Исследование чувствительности результатов расчетов к исходным параметрам задачи находит широкое использование в различных областях исследований защиты реакторов. Остановимся лишь на наиболее типичных задачах, рассчитанных при помощи анализа чувствительности [14, 29, 30, 84, 109–127].

В табл. 2.2 собраны характеристики основных расчетных исследований в области анализа чувствительности результатов к сечениям взаимодействия излучения с веществом, к функции задания источника и отклика детектора, к компоновке защиты, а на рис. 2.3 показаны геометрии рассматриваемых задач. Целесообразно классифицировать выполненные расчеты по компоновке изучаемых защит: гомогенные защиты (задачи № 1–5), гетерогенные композиции (задачи № 6–9) и макеты реальных защит реакторов на тепловых и быстрых нейтронах (задачи № 10–12).

Каждая задача характеризуется геометрией, угловым и энергетическим распределением излучения источника, характеристиками защиты (геометрия, материал, компоновка, толщина), исследуемыми характеристиками поля излучения (вычисляемые функционалы) внутри или за защи-

Таблица 2.2. Основные характеристики моделей базовых расчетов чувствительности

Но- мер зада- чи (мо- дели)	Характеристики источни- ка нейтронов		Характеристики защиты		Вычисляемый функционал	Характе Метод расчета
	Энергетиче- ское рас- пределение	Геометрия и угловое рас- пределение	Геомет- рия	Материал (толщина, м)		
1	$f + 1/E$, КПН	ПИ; ТИ; ПК; ПКЗ; ПМ	ПЛ; СФ	Fe(0,5); Na(4,6)	$P; P_{\text{экв}}; \varphi;$ $\varphi_6; \varphi_{\text{пром}};$ $\varphi_{1/\nu}; \varphi(x, E)$	В-РМ
2	f ; f при $E_0 <$ $< 0,9$ МэВ; 0 при $E_0 >$ $> 0,9$ МэВ	ПИ	ПЛ	Na (5)	φ	ДО
3	$E_0 = 2$ МэВ; $E_0 = 14$ МэВ	ПИ; ТИ	ПЛ; СФ	Fe (0,22; 1)	$\varphi(E)$	ММ
4	f	ПИ	ПЛ	Fe (20,3; 50,8; 76,2; 101,6)	$\varphi(E)$	ДО
5	^{252}Cf	ТИ	СФ	Fe (0,2; 1)	$\varphi; \varphi_6; P_{\text{экв}}$	ДО; В-РМ
6	$f + 1/E$; КПН; FTR	ПИ; ПК; ПКЗ; ПМ	ПЛ	Na (4,6) + + Fe (0,9); Na (4,6) + + Fe (0,5)	$P; P_{\text{экв}}; \varphi;$ $\varphi_6; \varphi_{\text{пром}};$ $\varphi_{1/\nu}; \varphi(x, E)$	В-РМ
7	FTR	ПИ	ПЛ	Na (4,6) + + Fe (0,9)	P	ДО
8	TSR-II	ПИ	ПЛ	Комбинация слоев нержаве- ющей стали и железа (табл. 2.4)	Детектор Боннера	ДО
9	Б-2	ПМ	ПЛ	Комбинация слоев стали и углерода	РН; $P_{\text{экв}}$; ТВ	В-РМ
10	Активная зо- на водного реактора под давлени- ем PWR		Ц	Модель ре- альной защи- ты (табл. 2.4)	РН; $P_{\text{экв}}$; ТВ	ДО ДО ДО ДО

функционалов поля нейтронного излучения к входным параметрам

ристики расчетного комплекса			Характеристики аппарата анализа чувствительности			Литературная ссылка
Программа	Приближения	Система констант	Параметр *	Метод расчета	Программа	
PO3-11	$P_9P_5; P_9P_3;$ $P_9P_0; P_9P_1$	APAMAКО-2F	$\Sigma_t, \Sigma_a,$ $\Sigma_{el}, \Sigma_{in},$ характеристики источника и детектора	ПЗ, ОТВ	ЗАКАТ	[109, 110]
ANISN	—	ENDF/B-IV	Σ_t , характеристика источника	ОТВ	SWANLAKE	[84, 111]
—	—	KFKGGA	Σ_t , характеристика источника	ПЗ	—	[14]
ANISN	$S_4P_3; S_8P_3;$ $S_{16}P_3; S_{16}P_2$	EURLIB UKNDL	Σ_t	ПЗ, ОТВ	SWANLAKE	[112]
ANISN; PO3-11	$S_{12}P_3;$ P_9P_5	EURLIB APAMAКО-2F	$\Sigma_t, \Sigma_a, \Sigma_S$	ПЗ ОТВ	SWANLAKE ЗАКАТ	[113, 114 наст. работа]
PO3-11	P_9P_5	APAMAКО-2F	$\Sigma_t, \Sigma_a, \Sigma_{el},$ Σ_{in} , характеристика источника и детектора	ПЗ, ОТВ	ЗАКАТ	[115]
ANISN	—	ENDF/B-III	Σ_t	ПЗ, ОТВ	SWANLAKE	[116, 117]
ANISN ДОТ-III	—	ENDF/B-IV	Σ_t	ОТВ	SWANLAKE	[118]
PO3-11 PO3-5	P_9P_5	APAMAКО-2F	$\Sigma_t, \Sigma_a,$ Σ_{el}, Σ_{in}	ОТВ ПЗ	ЗАКАТ	[30, 119]
ANISN	$S_8P_0; S_8P_1;$ $S_8P_2; S_8P_3$	EURLIB	Σ_t	ОТВ, ПЗ	SWANLAKE	[120, 121]
ANISN	$S_4P_1; S_4P_3$	DLC-2D	Σ_t	ПЗ, ОТВ	SWANLAKE	[122]
SABINE-3 DTF-IV	S_4	SABINE ** MULCOS	Σ_t, Σ_a для железа	ПЗ	—	[123]
ANISN	$S_6P_0; S_6P_1;$ $S_6P_2; S_6P_3$	EURLIB-IV	Σ_t	ОТВ	SWANLAKE	[124]
ANISN	$S_3P_0; S_3P_1;$ S_3P_2	—	Σ_t	ОТВ	SWANLAKE	[125]

Номер задачи (модели)	Характеристики источника нейтронов		Характеристики защиты		Вычисляемый функционал	Характеристика метода расчета
	Энергетическое распределение	Геометрия и угловое распределение	Геометрия	Материал (толщина, м)		
11	Активная зона реактора на быстрых нейтронах FBR		СФ	Модель реальной защиты (табл. 2.5; 2.6)	АК, РН	ДО
12				Модель реальной защиты (табл. 2.5; 2.6)		В-РМ

* Параметр, для которого рассчитывалась функция чувствительности

** Использовалась система констант программы SABINE.

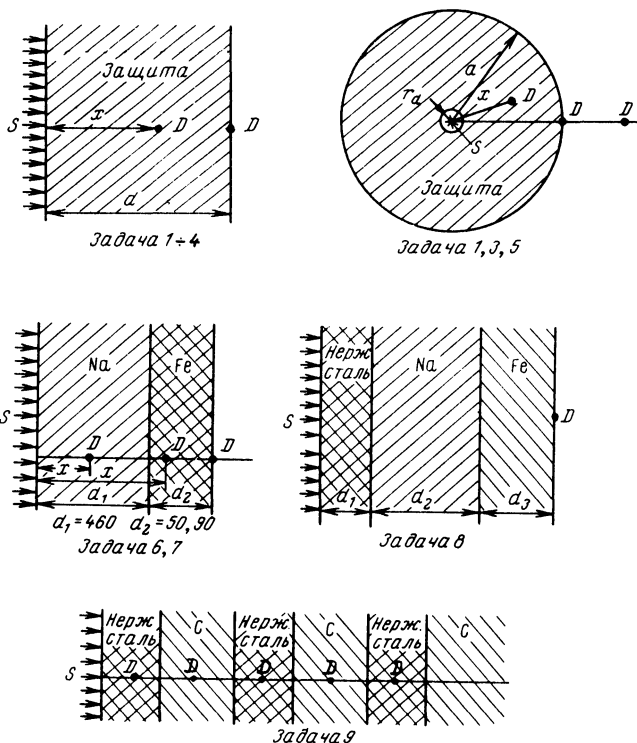


Рис. 2.3.

Характеристики расчетного комплекса			Характеристики аппарата анализа чувствительности			Литературная ссылка
Программа	Приближения	Система констант	Параметр*	Метод расчета	Программа	
ANISN	$S_3P_0; S_1P_2$	—	Σ_t	ОТБ	SWANLAKE	[125]
ANISN	S_4P_1	EURLIB-III	Σ_t	ОТБ	SWANLAKE	[126]
ANISN	$S_4P_1; S_4P_3$	EURLIB	$\Sigma_t, \Sigma_a, \Sigma_{in}$	ОТБ	SWANLAKE	[127]
РОЗ-11	P_9P_5	АРАМАКО-2F	Σ_t	ОТБ	ЗАКАТ	[29]

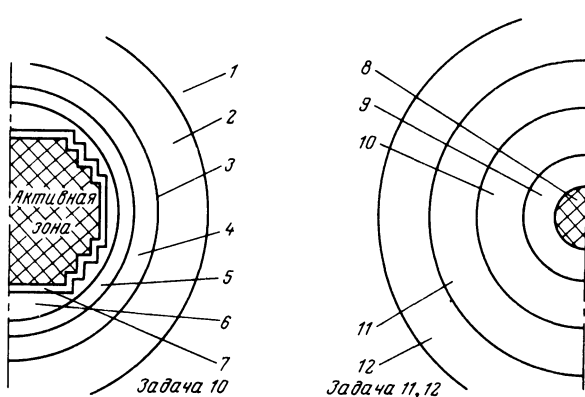


Рис. 2.3. Геометрии расчетных моделей. Принятые обозначения для задач 10–12:

1 – бетонная защита; 2 – корпус; 3 – аустенитное покрытие; 4 – 2-й слой воды; 5 – кожух (тепловой экран); 6 – 1-й слой воды; 7 – отражатель; 8 – активная зона; 9 – боковая защита; 10 – натриевый бассейн; 11 – теплообменник; 12 – натрий второго контура. Размеры указаны в сантиметрах

той, расчетным комплексом и характеристиками аппарата анализа чувствительности.

Рассмотрим подробнее характеристики моделей базовых расчетов, представленные в табл. 2.2.

Характеристики источника

Энергетическое распределение нейтронов источника охватывает довольно обширный диапазон энергий нейтронов: а) спектр нейтронов деления f ; б) спектр нейтронов спонтанного деления источника ^{252}Cf ;

в) нейтроны моноэнергетических источников с энергией E_0 , равной 2 и 14 МэВ; г) спектр нейтронов утечки из активной зоны реактора; в таблице обозначено: КПП – конвертер промежуточных нейтронов [128]; FTR (Fast Test Reactor) – реактор на быстрых нейтронах [116, 117]; TSR (Tower Shielding Reactor) – башенный реактор для исследования защит [118]; Б-2 – установка для исследования защит на пучке Б-2 реактора на быстрых нейтронах БР-10 [119]; д) спектр $f + 1/E$ (спектр деления при $E \geq 0,8$ МэВ и вида $1/E$ при $E < 0,8$ МэВ), по которому часто проводится усреднение многогрупповых констант. Указанные спектры нейтронов источника приведены в 26-групповом представлении по энергии в табл. 2.3.

В базовых задачах, моделирующих реальную конструкцию защиты водных реакторов под давлением PWR (Pressurised Water Reactor) и бы-

Таблица 2.3. Энергетические распределения нейтронов различных источников в 26-групповом разбиении по энергии, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})^*$; нейтр./с* для плоских и точечных источников соответственно

Номер группы	Верхняя граничная энергия, МэВ	$f + 1/E$	КПП	FTR	f	Б-2	^{252}Cf
1	10,5	9,11–4**	5,01–7	3,35–6	1,6–2	1,3–3	2,1–2
2	6,5	5,03–3	7,76–7	1,77–5	8,8–2	4,76–3	8,7–2
3	4,0	1,04–2	3,35–6	6,49–5	1,84–1	1,19–2	1,9–1
4	2,5	3,30–2	4,73–5	2,26–4	2,70–1	5,00–2	2,75–1
5	1,4	3,19–2	1,09–3	6,10–4	2,02–1	1,00–2	2,15–1
6	0,8	3,95–2	4,75–2	9,51–3	1,41–3	1,19–1	1,6–1
7	0,4	3,95–2	1,25–1	5,25–2	6,1–2	1,55–1	6,4–2
8	0,2	3,95–2	2,32–1	9,16–2	2,4–2	6,07–2	–
9	0,1	4,36–2	1,08–1	1,10–1	1,0–2	3,81–2	–
10	4,65–2	4,40–1	4,12–1	1,19–1	3,0–3	2,98–2	–
11	2,15–2	4,36–2	3,23–2	1,01–1	1,0–3	3,21–2	–
12	1,00–2	4,36–2	7,03–3	5,60–2	–	3,28–2	–
13	4,65–3	4,40–2	7,03–3	1,66–2	–	3,28–2	–
14	2,15–3	4,36–2	7,03–3	9,13–2	–	3,28–2	–
15	1,00–3	4,36–2	7,03–3	8,32–2	–	3,28–2	–
16	4,65–4	4,40–2	2,24–3	1,10–1	–	3,16–2	–
17	2,15–4	4,36–2	2,24–3	4,93–2	–	2,80–2	–
18	1,00–4	4,36–2	2,14–3	4,40–2	–	2,62–2	–
19	4,65–5	4,40–2	2,14–3	3,48–2	–	2,38–2	–
20	2,15–5	4,36–2	2,14–3	2,55–2	–	2,14–2	–
21	1,00–5	4,36–2	4,58–4	2,40–2	–	1,90–2	–
22	4,65–6	4,40–2	4,58–4	1,45–2	–	1,55–2	–
23	2,15–6	4,36–2	4,58–4	9,07–3	–	1,31–2	–
24	1,00–6	4,36–2	4,58–4	4,99–3	–	9,53–3	–
25	4,65–7	4,40–2	4,58–4	1,50–3	–	2,38–3	–
26	2,15–7	5,67–2	8,54–5	–	–	1,18–3	–
Сумма	–	1	1	1	1	1	1

* Приводится число нейтронов в данной энергетической группе.

** а–в читать как $a \cdot 10^{-b}$.

стрых реакторов FBR(Fast Breeder Reactor) и БН, активная зона реактора, являющаяся источником нейтронов, входила в качестве расчетной физической зоны. Можно предположить, что спектры нейтронов, выходящих из активной зоны реактора, были близки к спектру $f + 1/E$ для реактора PWR и близки к спектру FTR (или КПН) для реакторов FBR и БН.

Геометрия и угловое распределение нейтронов источника. Для оценки влияния углового распределения нейтронов источника на вычисляемый результат расчеты характеристик поля излучения внутри плоских защит и на выходе из барьеров проводились в работах [109, 110, 115] для четырех видов угловых распределений нейтронов источника, охватывающих весь диапазон возможных на практике угловых распределений плоских источников: изотропного (ПИ) — $f(\theta) = \frac{1}{2\pi}$; косинусоидального (ПК) — $f(\theta) = \cos \theta/\pi$; (ПКЗ) — $f(\theta) = 2\cos^3 \theta/\pi$ и мононаправленного (ПМ) — $f(\theta) = \delta(\theta - 0)$, где θ — угол, отсчитываемый от нормали к поверхности барьера, $\theta \in [0^\circ; 90^\circ]$.

В сферической геометрии исследования проводили, как правило, с точечным изотропным источником (ТИ) — $f(\theta) = 1/4\pi$.

Характеристики защиты

Геометрия защиты. Учитывая широкое использование программ расчета характеристик поля нейтронов в одномерной геометрии и развитый для одномерной геометрии вычислительный аппарат анализа чувствительности результатов расчетов к исходным параметрам задачи, все представленные в табл. 2.2 расчетные базовые модели изучали в одномерной геометрии. Исследуемые гомогенные или гетерогенные защитные композиции представляли собой плоские (ПЛ) или сферические (СФ) барьеры. При этом в случае плоской защиты излучение бесконечного плоского источника падало на внутреннюю поверхность защиты; детектор распо-

Таблица 2.4. Толщины гетерогенных защит из нержавеющей стали, натрия и железа базовой задачи № 8, см

Номер слоя	Материал	Номер композиции защиты									
		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	Нержавеющая сталь	47	47	47	47	47	47	47	47	47	47
2	Натрий	155	309	309	309	309	309	460	460	460	460
3	Железо	0	0	15	31	46	62	0	15	31	41

Номер слоя	Материал	Номер композиции защиты										
		11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21
1	Нержавеющая сталь	47	47	31	31	31	31	31	31	31	31	31
2	Натрий	460	460	460	460	460	460	460	460	460	460	460
3	Железо	51	62	0	15	31	41	51	62	72	82	90

Таблица 2.5. Физические зоны базовых расчетных моделей реальных защит

Расчетная модель № 10 реактора PWR (цилиндрическая геометрия)			Расчетная модель № 11 реактора FBR (сферическая геометрия)			Расчетная модель № 12 реактора БН (сферическая геометрия)		
Название зоны	Номер по порядку	Внешний радиус зоны, см	Название зоны	Номер по порядку	Внешний радиус зоны, см	Название зоны	Номер по порядку	Внешний радиус зоны, см
Активная зона	1	172,5	Источник	1	236,5*	Активная зона	1	60
Отражатель	2	175,0	Боковая защита	2	416,5		2	62,5
1-й слой воды	3	210,5	Натриевый бассейн	3	916,5	Экран	3	102,5
Кожух	4	218,5				Защита	4	147,5
2-й слой воды	5	250,0	Теплообменник	4	966,5		5	222,5
Аустенитное покрытие	6	250,6	Натрий второго контура	5	1016,5		6	312,5
							7	327,5
Корпус реактора	7	275,6					8	357,5
Бетонная защита	8	475,6						

*Толщина источника 0,01.

Таблица 2.6. Состав зон базовых расчетных моделей реальных защит, 10^{21} см⁻³

Элемент или нуклид	Расчетные зоны реактора PWR					Расчетные зоны реак	
	Активная зона (1)	Отражатель кожух, покрытие (2, 4, 6)	Корпус (7)	1-й и 2-й слои воды (3, 5)	Бетонная защита (8)	Источник и боковая защита (1, 2)	Бассейн и 2-й контур (3, 5)
²³⁸ U	6,3037	—	—	—	—	—	—
²³⁵ U	2,1040-1*	—	—	—	—	—	—
Zr	4,3246	—	—	—	—	—	—
Ni	—	8,5357	—	—	—	4,23	—
Fe	9,8235-1	6,4478+1	8,465+1	—	—	32,00	—
Mn	—	1,1187	—	—	—	—	—
Cr	—	1,6913+1	—	—	—	8,60	—
Ca	—	—	—	—	6,6115	—	—
Si	—	—	—	—	9,4350	—	—
Al	—	—	—	—	2,4553	—	—
Na	—	—	—	—	—	10,45	22,23
O	2,7154+1	—	—	2,5278+1	4,7751+1	—	—
C	—	—	—	—	—	—	—
B	—	—	—	—	—	—	—
H	2,8226+1	—	—	5,0556+1	4,4126	—	—

* a-b читать как $a \cdot 10^{-b}$.

лагался непосредственно на внешней поверхности барьера. Для сферической защиты в ее центре выделялась полость, в которую помещался точечный изотропный источник; детектор располагался на внешней поверхности сферы [14, 109, 113, 114] или на некотором удалении от нее [113, 114]. Базовые задачи, моделирующие реальную конструкцию защиты реакторов, представлялись в виде бесконечной одномерной цилиндрической геометрии (Ц) для PWR и в виде сферической многослойной защиты для FBR и БН.

Материал защиты. В большинстве исследований в качестве защитных материалов выбирали железо и натрий как материалы, широко встречающиеся в конструкциях реакторов на быстрых нейтронах, причем толщину этих материалов брали близкой к той, которая имеет место в проектах: железо — от 0,2 до 1 м и натрий — от 1,5 до 5 м. В задачах № 1–7 плотности железа и натрия принимались равными 7,87 и 0,97 г/см³ соответственно.

Гетерогенные композиции составляли из чередующихся слоев натрия и железа, причем железо, как и в проектных разработках защит, располагали последним слоем. В базовой задаче № 6 исследуемые композиции состояли из двух слоев: натрия толщиной 4,6 м, имитирующего бак с теплоносителем реактора на быстрых нейтронах, и железа толщиной 0,5 и 0,9 м.

В базовых расчетах № 8 исследовали 21 многослойную композицию, получающуюся комбинацией слоев нержавеющей стали (первый к ис-

тора FBR	Расчетные зоны реактора БН							
	1	2	3	4	5	6	7	8
Тепло- обмен- ник (4)								
—	6,3	5,9	13,5	—	—	—	—	—
—	1,7	2,3	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,20	2,4	2,4	2,1	4,0	6,2	1,4	1,4	1,4
9,06	13,2	13,2	11,4	29,6	45,1	10,3	10,3	10,3
—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,43	3,3	3,3	2,9	8,6	13,1	3,0	3,0	3,0
—	—	—	—	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—
18,90	7,8	7,8	4,2	11,0	5,3	4,7	4,7	18,3
—	16,1	16,5	27,1	—	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	48	46	—
—	—	—	—	—	—	—	1,0	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—

точнику), натрия и углеродистого железа. Толщина слоев рассмотренных комбинаций представлена в табл. 2.4.

В базовой задаче № 9 исследовалась многослойная композиция, состоящая из чередующихся барьеров из стали толщиной 0,16 м и углерода толщиной 0,2 м, общей толщиной 0,88 м.

В основу базовых расчетных вариантов защит типичных реакторов на тепловых PWR и быстрых FBR нейтронах были заложены реальные проекты боковой защиты энергетического реактора PWR и реактора на быстрых нейтронах SNR.

В нашей стране в качестве такого базового варианта была предложена сферическая модель боковой защиты реактора на быстрых нейтронах БН [29].

В табл. 2.5, 2.6 приведены размеры и состав зон указанных расчетных моделей.

Характеристики вычисляемых функционалов

Дифференциальной характеристикой поля излучения, которая может быть получена при решении уравнения переноса и чувствительность которой к параметрам задачи изучалась в ряде работ, является пространственно-энергетическая плотность потока нейтронов $\varphi(x, E)$.

Однако при проектировании защиты часто достаточно знать некоторые функционалы этой величины: тепловыделение в защите (ТВ), мощность поглощенной (P) и эквивалентной ($P_{\text{ЭКВ}}$) доз, активация защиты (АК), радиационные нарушения в материалах защиты (РН), плотность потока нейтронов φ и т.д. Именно эти функционалы в различных сочетаниях были взяты для анализа в рассматриваемых базовых задачах. В работах [109, 110, 115] в качестве функционалов приняты плотность потока быстрых нейтронов с энергией $E \geq 1,4 \text{ МэВ} - \varphi_6$, характеризующая в первом приближении радиационные нарушения, мощность эквивалентной дозы $P_{\text{ЭКВ}}$, характеризующая биологический эффект воздействия излучения, и отклик детектора с эффективностью регистрации нейтронов, изменяющийся по закону $1/v$, ($\varphi_{1/v}$), где v – скорость нейтрона. В первом приближении последний детектор можно рассматривать как регистрирующий скорость активации защиты. В базовой задаче № 8 в качестве детектора взят детектор Боннера, представляющий собой сферический счетчик диаметром 5,08 см, наполненный газом BF_3 и окруженный покрытой кадмием полиэтиленовой сферой с толщиной стенки 2,54 см. Он регистрирует примерно с одинаковой эффективностью нейтроны с энергией от 1 эВ до 100 кэВ.

Все детекторы принимались в расчетах точечными и изотропными.

В базовых задачах № 9–11, моделирующих реальные защиты реакторов, были выбраны указанные ниже расчетные функционалы. Для реактора PWR: 1) радиационные нарушения РН в корпусе реактора от нейтронного излучения; 2) мощность эквивалентной дозы $P_{\text{ЭКВ}}$ на внешней поверхности бетонной защиты; 3) тепловыделение ТВ в бетонной защите от фотонного излучения. Для реактора FBR: 1) активация натрия АК во вторичном контуре теплоносителя; 2) радиационные нарушения РН в железе в области железонатриевой защиты.

Характеристики расчетного комплекса

Методы и программы расчета. В настоящее время доминирующее положение среди численных методов решения кинетического уравнения занимают метод дискретных ординат (ДО) и вариационно-разностные методы (В-РМ), наиболее развитые для решения задач в одномерной геометрии. Реализацией метода дискретных ординат в виде вычислительных программ для ЭВМ могут служить программы РОЗ и зарубежные программы ANISN и DTF-IV. Реализацией вариационно-разностного метода является программа РОЗ-11 для ЭВМ БЭСМ-6. Программа ANISN является основной в зарубежных исследованиях по чувствительности результатов к входным параметрам задачи в одномерной геометрии, с помощью которой находятся решения основного и сопряженного уравнений переноса нейтронов. В исследованиях авторов книги для этой цели использовали программу РОЗ-11 (см. разд. 2.2). В ряде расчетных базовых задач по чувствительности, особенно в случае использования метода прямой замены (ПЗ), применяли метод моментов (ММ) (задача № 3) и полуэмпирические методы выведения диффузии (ВД), реализованные в виде машинных программ SABINE и REDIFFUSION.

Приближения. Для описания угловой зависимости решения кинетического уравнения и дифференциального сечения рассеяния, входящего в уравнение переноса, могут быть использованы различные приближения. С возрастанием номера приближения возрастает трудоемкость расчетов и затрачиваемое машинное время. Поэтому естественна попытка оценить достаточную степень приближения для получения результата с приемлемой точностью.

Степень приближения угловой зависимости решения уравнения переноса при расчетах по программе РОЗ-11 принималась постоянной — P_9 , при расчетах по программе ANISN аппроксимации угловой зависимости решения менялись в разных задачах от S_6 до S_{12} . Для описания угловой зависимости дифференциального сечения рассеяния использовались $P_0 - P_5$ -приближения.

Системы констант. Исходя из основной цели анализа чувствительности результатов к входным параметрам задачи — оценки чувствительности результатов к полному и парциальному сечениям взаимодействия нейтронов с веществом, базовые расчеты проводили с различными системами констант, широко используемыми в разных странах в практике проектирования защиты реакторов.

Отечественные расчеты были выполнены в 26-групповом приближении на основе библиотеки микроскопических сечений БНАБ-78 [89], данные которой перерабатывались программой АРАМАКО-2F [26].

Во многих базовых задачах, выполненных европейскими исследователями, использовались 100-групповая система нейтронных констант EURLIB, не учитывающая резонансную самоэкранировку сечений, и ее малогрупповые модификации, составленные на основе библиотек нейтронных данных ENDF/B-III и ENDF/B-IV. При этом в ряде задач исследовалась чувствительность результатов к различным системам констант, отличающихся спектром усреднения.

Базовые задачи во многих исследованиях решали с использованием библиотек нейтронных данных ENDF/B-III, ENDF/B-IV, UKNDL, DLC-2D.

Характеристики аппарата анализа чувствительности

Метод и программа расчета. В настоящее время для решения задач анализа чувствительности результатов расчетов к различным параметрам в одномерной геометрии используют метод прямой замены (ПЗ) в основном для сравнения различных систем констант, оценки функции задания источника, степени угловой аппроксимации решения и сечения рассеяния и применимости результатов линейной теории возмущений и метод, основанный на обобщенной теории возмущений (ОТВ), реализованный, например, в виде вычислительных программ ЗАКАТ (см. раздел 2.2) и SWANLAKE для расчета относительных чувствительностей результатов к сечениям взаимодействия нейтронов с веществом.

Введенные в табл. 2.2 обозначения в последующем изложении будут нами в ряде случаев использоваться для более краткого описания расчетной базовой задачи с последовательным указанием через тире всех или части характеристик задачи: номера задачи – характеристики источника – характеристики защиты – вычисляемого функционала – характеристики расчетного комплекса – характеристики аппарата анализа чувствительности – литературной ссылки.

Глава 3

ПОГРЕШНОСТИ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТА ЗАЩИТЫ К ВХОДНЫМ ПАРАМЕТРАМ

3.1. МЕТОДИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТОВ

Математические методы решения уравнения переноса в настоящее время разработаны настолько полно, что в пределе их можно считать точными, если при решении устремить номер приближения к бесконечности (при достаточно высокой аппроксимации решения). Вместе с тем с ростом номера приближения возрастает трудоемкость расчетов, причем в разных методах скорость сходимости решения к точному может существенно различаться. Поэтому часто для оценок пользуются приближенными методами. При необходимости в результаты таких расчетов можно ввести соответствующие поправки или поправочные множители, которые определены сравнением с результатами более точных расчетов.

В этом разделе рассматриваются методические погрешности (систематическая составляющая погрешности) расчетов защиты, обусловленные приближениями используемых методов решения уравнения переноса излучений. Вне рамок параграфа оставлены методические погрешности метода Монте-Карло. Здесь же отметим, что погрешность этого метода имеет также случайную составляющую, которую удастся довести до сравнительно малой величины, увеличивая до нужного значения число разыгрываемых историй частицы.

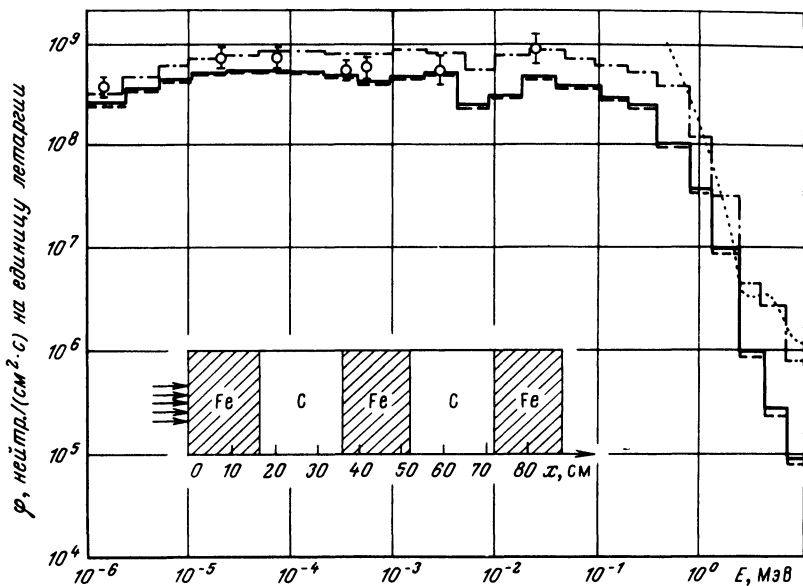


Рис. 3.1. Энергетическое распределение плотности потока нейтронов в сталь-графитовой защитной композиции на расстоянии $x = 42,5$ см: \odot , ... – экспериментальные данные; —, - - - – расчеты по программе PO3-5 с константами DLC-2D и БНАБ-64 соответственно; - · - · – расчеты по программе ANISN с константами DLC-2D. Геометрия задачи – слева внизу

Погрешность собственно метода расчета защиты, основанного на решении уравнения переноса, обусловлена выбором: а) порядка аппроксимации пространственной зависимости решения (шага пространственной сетки); б) порядка аппроксимации угловой зависимости решения (угловой квадратуры или номера приближения в методе сферических гармоник); в) приближения индикатрисы рассеяния излучений; г) алгоритма решения (численной схемой, итерационной схемой и т.д.).

При использовании достаточно строгих методов расчета, основанных на решении уравнения переноса в высоких приближениях, погрешность результатов определяется, по крайней мере для одномерных расчетов, в первую очередь погрешностью использованных сечений взаимодействия излучений с веществом, а не погрешностью собственно метода. Это видно, например, из рис. 3.1, на котором сравниваются результаты расчетов [119] по программе PO3-5 [129] в $2D_7P_5$ -приближении метода характеристик и по программе ANISN [130] в $S_{12}P_5$ -приближении S_N -метода. Рассчитаны энергетические распределения нейтронов в гетерогенной сталь-графитовой композиции толщиной 88 см (расчетная модель № 9, табл. 2.2). Расхождение результатов при использовании одной системы констант DLC-2D не превысило 20%. При переходе к константам БНАБ-64 результаты расчетов изменяются в области резонансных энергий нейтронов примерно в 2 раза и до 8 раз для быстрых нейтронов (особенно большое различие при энергиях выше 4 МэВ). При этом расчеты с константами

БНАБ-64 оказываются гораздо ближе к экспериментальным данным. Следует, однако, иметь в виду, что методические погрешности неодномерных расчетов могут быть довольно значительными.

Метод дискретных ординат

В группе этих методов наиболее распространены при решении основных и сопряженных задач в одномерной и двумерной геометриях S_N - и DS_N -методы Карлсона и метод характеристик [129].

При решении этими методами краевых задач, характерных для расчета защиты, вводится разностная сетка по угловым и пространственным переменным.

Значения пространственно-угловой плотности потока $\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega})$ в узлах разностной ячейки и ее средние значения в ячейке по угловым и пространственным переменным определяются из решения системы алгебраических уравнений, аппроксимирующих заданную краевую задачу.

В S_N и DS_N -методах такая система алгебраических уравнений получается в результате интегрирования уравнения переноса по угловым и пространственным переменным в пределах разностной ячейки. В методе характеристик это интегрирование проводится вдоль выделенных направлений — характеристик.

Модификации указанных методов связаны с дополнительными предположениями о зависимости решения и правой части (функции источника) от пространственных и угловых переменных в пределах ячейки.

Пусть $\varphi_{кр}(\vec{r}_k, \vec{\Omega}_n)$ — решение соответствующей алгебраической системы уравнений для конечно-разностной сетки $(\vec{r}_k, \vec{\Omega}_n)$, где $k = 1, \dots, K$; $n = 1, \dots, N$. Тогда погрешность конечно-разностного приближения задачи определяется разностью $\varphi_{кр}(\vec{r}_k, \vec{\Omega}_n)$ и $\bar{\varphi}(\vec{r}_k, \vec{\Omega}_n)$, где $\bar{\varphi}(\vec{r}_k, \vec{\Omega}_n)$ являются средними значениями точного решения $\varphi(\vec{r}, \vec{\Omega})$ в ячейке или значениями в узлах сетки в соответствии с получаемым конечно-разностным решением. При численном исследовании погрешности обычно в качестве $\bar{\varphi}(\vec{r}_k, \vec{\Omega}_n)$ выбирают значения конечно-разностного решения $\varphi_{кр}(\vec{r}_k, \vec{\Omega}_n)$, полученные для возможно более подробной сетки.

Для простоты рассмотрим случай плоской геометрии, для которой уравнение переноса записываем в виде

$$\mu d\varphi/dx + \Sigma(x)\varphi(x) = S(x). \quad (3.1)$$

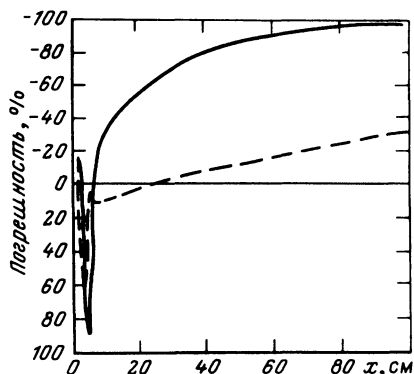
Интегрирование этого уравнения по ячейке разностной сети $\Delta x_k = x_{k+1/2} - x_{k-1/2}$ дает

$$\mu(\varphi_{k+1/2} - \varphi_{k-1/2}) + \Sigma_k \bar{\varphi}_k \Delta x_k = \bar{S}_k \Delta x_k. \quad (3.2)$$

Здесь

$$\left. \begin{aligned} \psi_{k+1/2} &= \varphi(x_{k \pm 1/2}); \\ \bar{\varphi}_k &= \frac{1}{\Delta x_k} \int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} \varphi(x) dx; \\ \Sigma_k &= \Sigma(x_k); \quad x_k = (x_{k-1/2} + x_{k+1/2})/2. \end{aligned} \right\} \quad (3.3)$$

Рис. 3.2. Погрешность плотности потока фотонного γ -излучения с энергией 9 МэВ в железной защите [132] при шаге пространственной сети $\Delta x = 2$ см (---) и $\Delta x = 5,16$ см (—), определяемая как отличие от результатов при $\Delta x = 0,25$ см



При применении S_N -метода требуется использование дополнительных уравнений, связывающих плотность потока в центре ячейки фазового пространства φ_k (или средней по ячейке $\bar{\varphi}_k$) с плотностью потока на границах ячейки $\varphi_{k-1/2}$ и $\varphi_{k+1/2}$.

Одной из наиболее широко употребляемых является схема алмазной разности [131], в которой используется следующее уравнение:

$$\bar{\varphi}_k = (\varphi_{k-1/2} + \varphi_{k+1/2})/2. \quad (3.4)$$

Из уравнений (3.3) и (3.4) можно получить

$$\varphi_{k+1/2} = \frac{2 - \delta_k}{2 + \delta_k} \varphi_{k-1/2} + \frac{2\delta_k}{2 + \delta_k} \frac{\bar{\varphi}_k}{\Sigma_k}, \quad (3.5)$$

где $\delta_k = \Sigma_k \Delta x_k / \mu$ — оптическое расстояние вдоль траектории в k -й ячейке. Отсюда видно, что даже если $\varphi_{k-1/2}$ и $\bar{\varphi}_k$ — положительны, это уравнение может приводить к отрицательным значениям угловой плотности потока, а иногда и полного потока при $\delta_k > 2$. Этот факт — одна из основных причин погрешности S_N -метода, приводящая в некоторых случаях к значительным осцилляциям пространственного распределения плотности потока.

Погрешность расчетов при применении схемы алмазной разности оказывается (при малых шагах Δx) пропорциональной второй степени величины шага пространственной сети Δx , т.е. на каждом шаге $\Delta\varphi_{\text{яч}} \sim -(\Delta x)^3$, а значит, для слоя защиты $\Delta\varphi = K\Delta\varphi_{\text{яч}} \sim -(\Delta x)^{-1}(\Delta x)^3 = -(\Delta x)^2$. Для иллюстрации степени погрешности расчетов при разных шагах Δx на рис. 3.2 приведена зависимость этой погрешности от расстояния до источника при расчетах в $S_8 P_3$ -приближении прохождения фотонов реакторного спектра в слое железа толщиной 100 см по программе DTF-IV [132]. Как видно, при использовании больших шагов погрешность расчетов значительна, и для $\Delta x = 5,16$ см результаты для плотности потока фотонов за слоем железа занижены по сравнению с точным решением (за которое можно принять данные для $\Delta x = 0,25$ см) на 98,5%, т.е. примерно в 60 раз. С уменьшением шага погрешность убывает: $\Delta\varphi/\varphi \approx 0,3; 0,07; 0,01$ при $\Delta x = 2; 1; 0,5$ см соответственно.

К сожалению, следующий отсюда вывод о необходимости уменьшения в расчетах шага конечно-разностной сети Δx с целью повышения точности

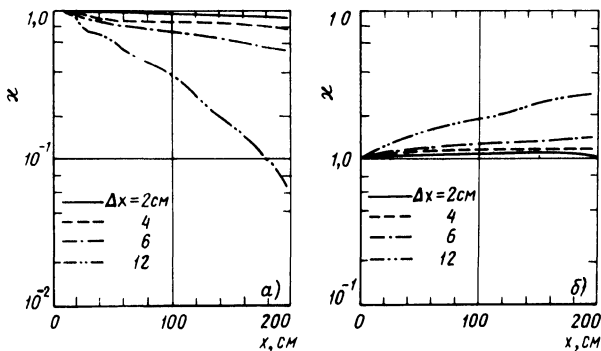


Рис. 3.3. Отношение K результатов расчетов плотности потока быстрых нейтронов в воде по программе ANISN при разных шагах Δx к результатам для $\Delta x = 0,125$ см:

a - схема алмазной разности; b - экспоненциальное приближение

расчетов приводит к возрастанию расчетного времени, иногда значительно, т.е. к потере экономичности расчетов, а в ряде случаев - к невозможности их выполнения из-за ограниченности быстродействия и памяти ЭВМ.

Поэтому на практике используется целый ряд других конечно-разностных аппроксимаций. Одной из наиболее перспективных считается экспоненциальный метод [133], использующий предположение экспоненциального распределения плотности потока внутри ячейки. При этом справедливо соотношение

$$\bar{\varphi}_k = (\varphi_{k-1/2} \varphi_{k+1/2})^{1/2}. \quad (3.6)$$

Погрешность расчетов (локальная) в экспоненциальном приближении при малых шагах также оказывается пропорциональной $(\Delta x)^3$, как и при применении алмазной разности, однако с другим знаком: $\Delta \varphi_{\text{яч}} \sim (\Delta x)^3$, т.е. это приближение завышает результаты. При этом коэффициент пропорциональности оказывается в 2 раза меньше, чем для схемы алмазной разности. Экспоненциальное приближение при положительных источниках всегда обеспечивает положительные значения плотности потока.

На рис. 3.3 результаты расчетов по этим двум схемам для плотности потока быстрых нейтронов (с $E > 0,82$ МэВ) в водной защите толщиной 200 см, облучаемой плоским изотропным источником нейтронов деления, сравниваются с точным решением (для шага $\Delta x = 0,125$ см) [133]. Расчеты проводили по программе ANISN в $S_8 P_3$ -приближении для 26-групповой системы констант, полученных из 100-групповой библиотеки *DLC-2D*.

Из рис. 3.3, b видно, что экспоненциальное приближение всегда завышает результат, погрешность расчетов (при малых шагах) примерно в 2 раза ниже погрешности расчетов по схеме алмазной разности, которая оказывается довольно большой. Так, например, при $\Delta x = 12$ см расчеты по схеме алмазной разности занижают результат на 95%, т.е. примерно в 20 раз.

Преимущества экспоненциального приближения увеличиваются с ростом шага (по крайней мере для однородных защит). При его использова-

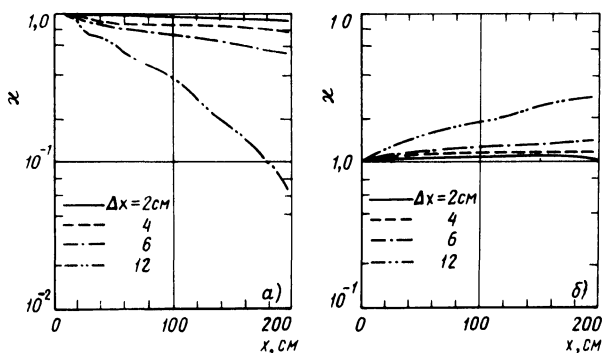


Рис. 3.3. Отношение K результатов расчетов плотности потока быстрых нейтронов в воде по программе ANISN при разных шагах Δx к результатам для $\Delta x = 0,125$ см:

a - схема алмазной разности; b - экспоненциальное приближение

расчетов приводит к возрастанию расчетного времени, иногда значительно, т.е. к потере экономичности расчетов, а в ряде случаев - к невозможности их выполнения из-за ограниченности быстродействия и памяти ЭВМ.

Поэтому на практике используется целый ряд других конечно-разностных аппроксимаций. Одной из наиболее перспективных считается экспоненциальный метод [133], использующий предположение экспоненциального распределения плотности потока внутри ячейки. При этом справедливо соотношение

$$\bar{\varphi}_k = (\varphi_{k-1/2} \varphi_{k+1/2})^{1/2}. \quad (3.6)$$

Погрешность расчетов (локальная) в экспоненциальном приближении при малых шагах также оказывается пропорциональной $(\Delta x)^3$, как и при применении алмазной разности, однако с другим знаком: $\Delta \varphi_{\text{яч}} \sim (\Delta x)^3$, т.е. это приближение завышает результаты. При этом коэффициент пропорциональности оказывается в 2 раза меньше, чем для схемы алмазной разности. Экспоненциальное приближение при положительных источниках всегда обеспечивает положительные значения плотности потока.

На рис. 3.3 результаты расчетов по этим двум схемам для плотности потока быстрых нейтронов (с $E > 0,82$ МэВ) в водной защите толщиной 200 см, облучаемой плоским изотропным источником нейтронов деления, сравниваются с точным решением (для шага $\Delta x = 0,125$ см) [133]. Расчеты проводили по программе ANISN в $S_8 P_3$ -приближении для 26-групповой системы констант, полученных из 100-групповой библиотеки *DLC-2D*.

Из рис. 3.3, b видно, что экспоненциальное приближение всегда завышает результат, погрешность расчетов (при малых шагах) примерно в 2 раза ниже погрешности расчетов по схеме алмазной разности, которая оказывается довольно большой. Так, например, при $\Delta x = 12$ см расчеты по схеме алмазной разности занижают результат на 95%, т.е. примерно в 20 раз.

Преимущества экспоненциального приближения увеличиваются с ростом шага (по крайней мере для однородных защит). При его использова-

Таблица 3.1. Относительная погрешность расчетов плотности потока энергии γ -излучения в свинце S_N методом по программе ANISN [133], %

x, см	Линейное приближение (схема алмазной разности)			Экспоненциальное приближение		
	$\Delta x = 0,25$ см	$\Delta x = 1$ см	$\Delta x = 6$ см	$\Delta x = 0,25$ см	$\Delta x = 1$ см	$\Delta x = 6$ см
0,5	-1,4	+7,4	+7,4	+1,4	+5,5	+5,5
6,5	-0,5	-7,5	-12,0	+0,4	+6,1	+34,7
11,5	-0,7	-10,3	+74,1	+0,5	+7,2	+105,2
17,5	-0,9	-14,3	+637,8	+0,6	+9,3	+250,3
23,5	-1,2	-18,3	+2970	+0,8	+11,8	+384,7
29,5	-1,4	-22,4	+12 340	+1,0	+14,5	+898,8
35,5	-1,7	-26,4	+50 260	+1,2	+17,4	+1571,4
40,5	-2,0	-29,6	+184 360	+1,3	+19,9	+2395,4
44,5	-2,2	-32,0	+295 330	+1,4	+22,0	+2812
49,25	-2,5	-36,4	+508 510	+1,3	+23,9	+3230

нии также несколько увеличивается скорость сходимости итерационного процесса (однако зависимость этой скорости от величины Σ_s/Σ сильнее).

В табл. 3.1 сравниваются результаты аналогичных расчетов распределения плотности потока энергии γ -излучения в свинцовом слое толщиной 50 см, облучаемом γ -излучением активированного корпуса реактора. Расчеты в S_8P_4 -приближении сравниваются с точными (для $\Delta x = 0,03$ см). Отличие результатов схемы алмазной разности и экспоненциального приближения для плотности потока энергии за свинцовым слоем при $\Delta x = 0,03$ см составило всего 0,05%.

Однако для расчетов с большими шагами в случае γ -излучения погрешность расчетов оказывается существенно большей, чем для нейтронов. Результаты, полученные по схеме алмазной разности, отличаются при $\Delta x = 6$ см от точных в несколько тысяч раз (причем завышены в отличие от случая малых шагов), а данные экспоненциального приближения – в несколько десятков раз.

Рассмотрим представление функции распределения источника. При решении уравнения переноса итерационным методом используется то или иное предположение о характере распределения источника $S(x, \mu)$ между узлами $x_{k-1/2}$ и $x_{k+1/2}$. Обычно используется линейная интерполяция

$$S_{кр}(x, \mu) = a_0 + a_1(x - x_{k-1/2}) \text{ при } x \in (x_{k-1/2}, x_{k+1/2}); \quad (3.7)$$

$$\bar{S}_{кр} = (1/\Delta x) \int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} [a_0 + a_1(x - x_{k-1/2})] dx = a_0 + a_1 \Delta x/2. \quad (3.8)$$

Константы a_0 и a_1 могут быть получены по различным схемам с использованием следующих предположений.

1. Сохранение (при переходе к конечно-разностному представлению источника) "узловых" значений источника S_{k-1} и S_k

$$a_0 = S_{k-1/2}; \quad a_1 = (S_{k+1/2} - S_{k-1/2}) / (x_{k+1/2} - x_{k-1/2}). \quad (3.9)$$

Таблица 3.1. Относительная погрешность расчетов плотности потока энергии γ -излучения в свинце S_N методом по программе ANISN [133], %

x, см	Линейное приближение (схема алмазной разности)			Экспоненциальное приближение		
	$\Delta x = 0,25$ см	$\Delta x = 1$ см	$\Delta x = 6$ см	$\Delta x = 0,25$ см	$\Delta x = 1$ см	$\Delta x = 6$ см
0,5	-1,4	+7,4	+7,4	+1,4	+5,5	+5,5
6,5	-0,5	-7,5	-12,0	+0,4	+6,1	+34,7
11,5	-0,7	-10,3	+74,1	+0,5	+7,2	+105,2
17,5	-0,9	-14,3	+637,8	+0,6	+9,3	+250,3
23,5	-1,2	-18,3	+2970	+0,8	+11,8	+384,7
29,5	-1,4	-22,4	+12 340	+1,0	+14,5	+898,8
35,5	-1,7	-26,4	+50 260	+1,2	+17,4	+1571,4
40,5	-2,0	-29,6	+184 360	+1,3	+19,9	+2395,4
44,5	-2,2	-32,0	+295 330	+1,4	+22,0	+2812
49,25	-2,5	-36,4	+508 510	+1,3	+23,9	+3230

нии также несколько увеличивается скорость сходимости итерационного процесса (однако зависимость этой скорости от величины Σ_s/Σ сильнее).

В табл. 3.1 сравниваются результаты аналогичных расчетов распределения плотности потока энергии γ -излучения в свинцовом слое толщиной 50 см, облучаемом γ -излучением активированного корпуса реактора. Расчеты в S_8P_4 -приближении сравниваются с точными (для $\Delta x = 0,03$ см). Отличие результатов схемы алмазной разности и экспоненциального приближения для плотности потока энергии за свинцовым слоем при $\Delta x = 0,03$ см составило всего 0,05%.

Однако для расчетов с большими шагами в случае γ -излучения погрешность расчетов оказывается существенно большей, чем для нейтронов. Результаты, полученные по схеме алмазной разности, отличаются при $\Delta x = 6$ см от точных в несколько тысяч раз (причем завышены в отличие от случая малых шагов), а данные экспоненциального приближения – в несколько десятков раз.

Рассмотрим представление функции распределения источника. При решении уравнения переноса итерационным методом используется то или иное предположение о характере распределения источника $S(x, \mu)$ между узлами $x_{k-1/2}$ и $x_{k+1/2}$. Обычно используется линейная интерполяция

$$S_{кр}(x, \mu) = a_0 + a_1(x - x_{k-1/2}) \text{ при } x \in (x_{k-1/2}, x_{k+1/2}); \quad (3.7)$$

$$\bar{S}_{кр} = (1/\Delta x) \int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} [a_0 + a_1(x - x_{k-1/2})] dx = a_0 + a_1 \Delta x/2. \quad (3.8)$$

Константы a_0 и a_1 могут быть получены по различным схемам с использованием следующих предположений.

1. Сохранение (при переходе к конечно-разностному представлению источника) "узловых" значений источника S_{k-1} и S_k

$$a_0 = S_{k-1/2}; \quad a_1 = (S_{k+1/2} - S_{k-1/2}) / (x_{k+1/2} - x_{k-1/2}). \quad (3.9)$$

2. Сохранение \bar{S} и градиента источника. В этой схеме константы a_0 и a_1 выбираются так, что

$$\int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} S_{\text{кр}}(x) dx = \int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} S(x) dx = \bar{S} \Delta x. \quad (3.10)$$

$$dS_{\text{кр}}(x)/dx = (S_{k+1/2} - S_{k-1/2})/\Delta x. \quad (3.11)$$

Таким образом,

$$a_0 = \bar{S} - (S_{k+1/2} - S_{k-1/2})/2; \quad a_1 = (S_{k+1/2} - S_{k-1/2})/\Delta x_k. \quad (3.12)$$

3. Сохранение \bar{S} и левого узлового источника $S_{k-1/2}$

$$a_0 = S_{k-1/2}; \quad a_1 = 2(S_k - S_{k-1/2})/\Delta x_k. \quad (3.13)$$

4. Сохранение \bar{S} и правого узлового источника $S_{k+1/2}$

$$a_0 = 2\bar{S}_k - S_{k+1/2}; \quad a_1 = 2(S_{k-1/2} - S_k)/\Delta x_k. \quad (3.14)$$

Более точной, естественно, оказывается квадратичная интерполяция функции распределения источника

$$S_{\text{кр}}(x, \mu) = a_0 + a_1(x - x_{k-1/2}) + a_2(x - x_{k-1/2})^2 \quad \text{для} \\ x \in (x_{k-1/2}, x_{k+1/2}). \quad (3.15)$$

Соответственно среднее значение источника равно

$$\bar{S}_k = a_0 + a_1 \Delta x/2 + a_2 \Delta x^2/3. \quad (3.16)$$

В этом случае константы выбирают, исходя из следующих условий:

$$\int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} dx [S_{\text{кр}}(x) - S(x)] = 0; \quad (3.17)$$

$$S_{\text{кр}, k+1/2} = S_{k+1/2}. \quad (3.18)$$

В результате

$$a_0 = S_{k+1/2}; \quad (3.19)$$

$$a_1 = 2(3\bar{S}_k - 2S_{k-1/2} - S_{k+1/2})/\Delta x_k; \quad (3.20)$$

$$a_2 = 3(S_{k+1/2} - S_{k-1/2} - 2S_k)/\Delta x_k^2. \quad (3.21)$$

Для сравнения указанных выше интерполяционных схем были проведены односкоростные расчеты для двух пробных функций источника, $x \exp(-x)$ и $\exp(-x)$ [134]. Такой выбор пробных функций был основан на хорошо известном факте: в плоском случае рассеянное излучение накапливается на небольших расстояниях от источника как $x \exp(-x)$, а начиная с некоторого расстояния как $\exp(-x)$. Для этих функций источника значения плотности потока могут быть получены аналитически. Значения погрешности расчетов плотности потока для указанных выше схем при $\Sigma_s/\Sigma_t = 0,5$ приведены на рис. 3.4. Из рисунка видно, что

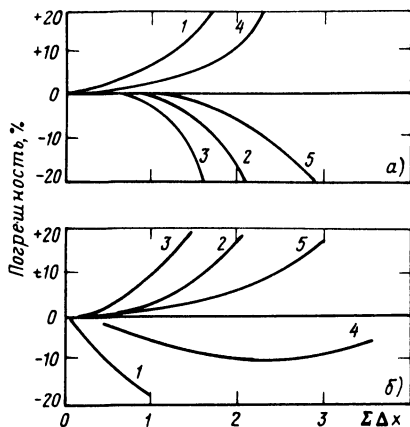
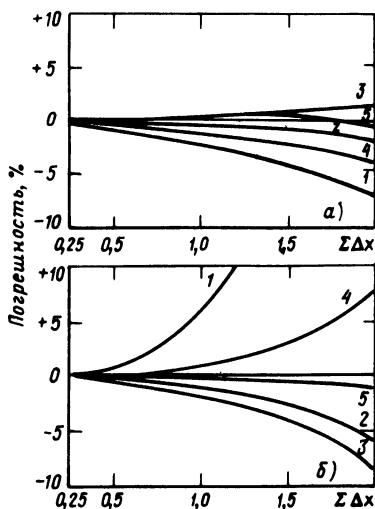


Рис. 3.4. Погрешность плотности потока нейтронов как функция величины шага пространственной сети (в длинах свободного пробега) при:

$a - S'(x) = \exp(-x)$; $b - S(x) = x \exp(-x)$ [134]. Цифры у кривых обозначают номера схем пространственной аппроксимации функции источника, приведенных в тексте, 5 – квадратичная интерполяция

Рис. 3.5. Погрешность факторов накопления фотонного излучения с энергией $E_0 = 1$ МэВ за железной пластиной толщиной 10 д.с.п. в задаче отражения (а) и прохождения (б) излучения. Остальные обозначения см. рис. 3.4

наименьшей точностью характеризуется 1-я схема, использующая узловые значения источника. Схемы (4-я и 2-я), в которых используются значения или $S_{k+\frac{1}{2}}$ и \bar{S}_k или $\Delta S/\Delta x$, обладают примерно одинаковой точностью. Они допускают использование шагов до одной длины свободного пробега с погрешностью менее 0,5%. Наибольшая точность из рассмотренных выше схем присуща квадратичной интерполяции, приводящей к погрешности 0,5% лишь для шага, равного двум длинам свободного пробега.

Класс точности указанных схем, определенный аналитически для малых шагов [135, 136], оказался следующим (для слоя защиты): 2-й, т.е. $\Delta\varphi/\varphi \sim (\Delta x)^2$ для первой схемы; 3-й, т.е. $\Delta\varphi/\varphi \sim (\Delta x)^3$ для 3-й и 4-й схем; 4-й, т.е. $\Delta\varphi/\varphi \sim (\Delta x)^4$ для 2-й и 5-й схем.

Погрешность этих схем для многогрупповых расчетов исследовалась на примере расчетов в S_8 -приближении прохождения фотонов с энергией 1 МэВ в слое железа толщиной 10 длин свободного пробега [134]. На рис. 3.5 приведены данные по погрешности таких расчетов по сравнению с расчетами с $\Sigma\Delta x = 0,1$. Как и в случае анализа с пробными функциями, можно увидеть, что среди схем с линейной интерполяцией наиболее точны схемы 2 и 4. Эти две схемы допускают использование шага шириной в одну длину свободного пробега с погрешностью 1% в факторе накопления прошедшего излучения (за защитой) по сравнению с $\Sigma\Delta x = 0,4$ для схемы, использующей "узловые" значения источника. Как и в односкоростной задаче, квадратичная схема обеспечивает наибольшую точность за счет исполь-

зования большего количества информации (2 узловых и среднего значения источника).

В практике расчетов применяют и другие схемы. Например, в программе ONETRAN [137] используется еще одна разновидность линейной интерполяции (3.7) – с сохранением \bar{S} , $S_{k+1/2}$ и $\int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} (x - x_{k-1/2}) S(x) dx$. Как показали расчеты в

S_8P_3 -приближении, для прохождения нейтронов источника с энергией 14 МэВ в бетонной защите толщиной 300 см плотность потока нейтронов за защитой при шаге $\Delta x = 5$ см отличается от соответствующей плотности потока при шаге $\Delta x = 0,8$ см на 1,8%.

Следует отметить, что в этой программе для пространственной аппроксимации плотности потока используют разрывные конечные элементы [138], что наряду с использованием разрывных угловых конечных элементов приводит к значительному уточнению результатов, в том числе при расчете защит с поглотителями, пустотами, анизотропией рассеяния высокого порядка без возрастания затрат вычислительного времени. Ожидается, что этот подход может быть эффективен и для устранения лучевых эффектов в двумерной геометрии (см. ниже).

Другим вариантом представления функции источника, способствующим уменьшению погрешности расчетов, является ее аппроксимация в каждой ячейке суммой пространственных моментов углового потока [132]

$$M_k^j(\mu) = \int_{x_{k-1/2}}^{x_{k+1/2}} dx (x - x_{k-1/2})^j \varphi(x, \mu). \quad (3.22)$$

Такая аппроксимация полиномом наряду с использованием весовой функции $g(x) = \exp(-\Sigma_{\min} x)$, где Σ_{\min} – наименьшее значение полного сечения из всех рассматриваемых групп, позволяет значительно повысить точность расчетов при использовании всего лишь двух пространственных моментов. Использование четырех моментов позволяет увеличить шаг пространственной сети примерно в 100 раз. Например, в расчетах прохождения фотонного излучения спектра реактора в железе толщиной 1 м переход от шага $\Delta x = 0,25$ см к шагу $\Delta x = 25$ см привел к погрешности расчетов всего лишь около 1%.

Наиболее экономичной схемой аппроксимации функции источника, приводящей к значительному повышению точности расчетов, в том числе в криволинейных и двумерных геометриях, можно считать схему, использованную в программе PALLAS [139, 140] и основанную на методе характеристик (прямом интегрировании вдоль траектории частиц). Применяется комбинация линейного и экспоненциального представления функции источника $S(r)$. Экспоненциальное представление используют, если перепад мощности источника по ячейке конечно-разностной пространственной сети составляет больше 2 или меньше 0,5. В противном случае применяется линейное представление. Экспоненциальная аппроксимация более приемлема в тех случаях, когда велика роль компонента нерассеянного излучения, линейная, когда доминирует компонент рассеянного излучения.

Согласно результатам расчетов, если перепад $S(r)$ в ячейке составляет ~ 2 , погрешность линейного представления плотности потока в середине ячейки составляет $\sim 6\%$, а при перепаде, равном 3, подобная погрешность составляет $\sim 15\%$, что явно неприемлемо.

Данные по погрешности расчетов распределения быстрых нейтронов в воде [140], полученные по программе PALLAS в S_{20} -приближении при изменении шага Δx от 2 до 12 см, представлены на рис. 3.6.

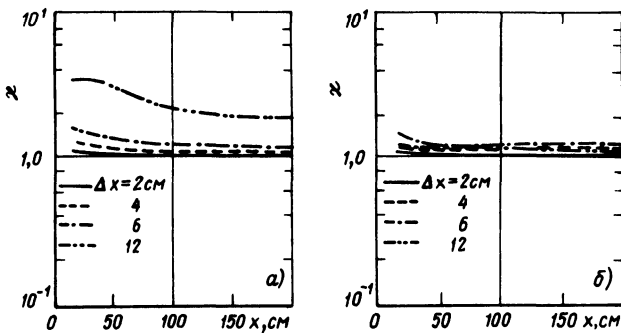


Рис. 3.6. Отношение K результатов расчетов плотности потока быстрых нейтронов в воде по программе PALLAS при разных шагах Δx к результатам для $\Delta x = 0,125$ см для линейного представления функции источника (а) и комбинации линейного и экспоненциального представления функции источника (б)

Как видно, использование комбинированного представления функции источника позволяет без заметного возрастания погрешности расчетов использовать достаточно большие шаги ($\Delta x = 12$ см).

Аналогичные расчеты по программе PALLAS для распределения плотности потока энергии фотонного излучения в слое свинца толщиной 50 см были выполнены для 34 групп фотонов для плоского изотропного источника фотонов деления [140]. Анализ этих данных показывает, что погрешность таких расчетов значительно меньше погрешности расчетов по программе ANISN. Максимальная погрешность при $\Delta x = 4$ см составляет 110% для линейного представления функции источника, 4% для комбинации линейного и экспоненциального представления функции источника, а для $\Delta x = 2$ см максимальная погрешность 20% для линейного представления.

Положение может оказаться сложнее для гетерогенных защит. Кроме того, при переходе к криволинейной или двумерной геометрии появляется необходимость интерполяции решения внутри каждой ячейки, и погрешность метода может возрастать по крайней мере при расчете гетерогенных защит.

Для установления степени погрешности метода, используемого в программе PALLAS, для двумерных (r, z)-геометрий расчетов защиты, по двумерному варианту этой программы был обчислен эксперимент, проведенный на водо-водяном реакторе JRR-4. На рис. 3.7 сравниваются результаты расчетов и данные измерений по распределению активности индикатора $^{58}\text{Ni}(n, p)$ по высоте боковой защиты реактора. Его диаметр равен 43,1 см. Боковая защита включает графит (23,2 см), алюминий (1,5 см), воду (39,2 см) и железо (20 см). Измерения проводили по вертикали в слое воды у внутренней поверхности слоя железа ($r = 85,5$ см). Расчеты проводили со средним шагом $\Delta r, \Delta z$ менее 2,5 см. Как видно, расчетные данные превышают экспериментальные примерно в 2 раза при $z \approx 80$ см и показывают волнообразные колебания вблизи $z \approx 50$ см из-за лучевых эффектов.

Результаты исследования зависимости погрешности расчетов от величины шага пространственной сети показаны в табл. 3.2, где приведены от-

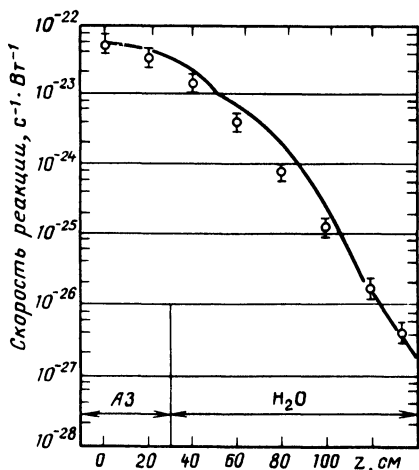


Рис. 3.7. Сравнение результатов двумерных расчетов по программе PALLAS с экспериментальными данными по активности индикаторов $^{58}\text{Ni}(n, p)$ по высоте боковой защиты реактора:

— эксперимент; --- расчет

личия результатов расчетов активности индикаторов $^{58}\text{Ni}(n, p)$ с разными шагами Δr , Δz в точках вдоль линии, где проводился эксперимент, от случая $\Delta r = \Delta z = 2,5$ см (z — расстояние от центральной плоскости активной зоны реактора).

Как видно из табл. 3.2, двумерные расчеты с большими шагами завышают результаты. Однако пространственное распределение погрешности не является монотонной функцией, как это обычно имеет место в одномерных расчетах. Наибольшая погрешность наблюдается вблизи $z = 120$ см, далее ее значения уменьшаются.

В целом этот численный эксперимент показал, что при использовании схемы, предложенной в программе PALLAS, удается добиться удовлетворительной точности расчетов даже при значительном возрастании шага сетки (в целях сокращения занятого объема памяти ЭВМ и машинного времени), вплоть до $\Delta r = 10$ см.

Аналогичные результаты по погрешности расчетов для комбинированной схемы представления функции плотности потока (линейной — на расстояниях менее длины свободного пробега от границ слоя и экспоненциальной — внутри слоя) были получены при применении программы РОЗ-5 [129], использующей метод характеристик в плоской геометрии. Погрешность расчета плотности потока излучения, прошедшего через слой толщиной 10 д.с.п. в случае изотропного рассеяния при $\Sigma_s/\Sigma = 0,9$, составила при шаге $\Sigma\Delta x = 3 \div 4$ всего 10–20%. При линейной анизотропии рассеяния и шаге $\Sigma\Delta x = 1$ эта погрешность уменьшилась до $\sim 0,1\%$. Соответствующие расчеты с линейным представлением функции источника дали результаты, отличающиеся от точного решения, полученного при шаге $\Sigma\Delta x = 0,05$, в несколько раз, а при больших шагах — в несколько тысяч раз.

Таблица 3.2. Погрешность двумерных расчетов активности индикаторов $^{58}\text{Ni}(n, p)$ по программе PALLAS, %

z , см	$\Delta r = \Delta z = 5$ см	$\Delta r = \Delta z = 10$ см	z , см	$\Delta r = \Delta z = 5$ см	$\Delta r = \Delta z = 10$ см
0	15,4	32,8	100	41,8	72,4
20	17,1	56,2	120	80,0	124,3
40	22,5	55,2	140	54,9	141,3
60	26,6	90,3	160	42,5	125,6
80	39,1	80,6	180	32,1	93,1
			200	14,2	47,4

Важное свойство разностных схем – положительность (при положительных источниках S и краевых условиях) и монотонность (отсутствие осцилляций) результатов решения задач.

Для гетерогенных защит пространственные и угловые производные решения могут терпеть разрыв или иметь особенность на границах зон и на поверхностях, касательных к ним [141]. В случае немонотонных схем это приводит к грубым ошибкам на редких сетках, которые из-за балансно- DS_N -метода распространяются в виде осцилляций [142].

В описанных выше вариантах DS_N -метода проблемы осцилляций окончательно не решены. Некоторых улучшений решения добиваются при помощи специальной коррекции на отрицательные значения потоков (например, зануление и т.д.). К настоящему времени разработан MDS_N -метод [142, 143], в котором для расчета ячеек с особенностями решения используется специальная монотонная схема. Рассмотрим теперь угловые квадратуры. Для демонстрации степени влияния выбора угловой сетки на погрешность расчетов защиты в табл. 3.3 приведены данные по погрешности плотности потока быстрых нейтронов в железобетонной защите водо-водяного реактора. Расчеты [144] проводили по программе РОЗ-2, использующей метод характеристик, в $2D_N P_3$ -приближении [129] для композиций защиты, состоящей из 10 см железа + 30 см воды + 10 см железа + 30 см воды и расположенной вплотную к активной зоне.

Как видно, при ослаблениях плотности потока нейтронов до 10^5 только при $N \geq 5$ можно получить погрешность плотности потока нейтронов не более 20%. При меньших ослаблениях возможно применение $2D_3$ -приближения.

Как показали многочисленные расчеты по программе РОЗ-5, в большинстве случаев $2D_5$ -приближение оказалось оптимальным для расчета плотности угловых и полных потоков с достаточной точностью без значительных затрат машинного времени.

Пример зависимости погрешности расчетов в двумерной (r, z) -геометрии от угловой квадратуры дан на рис. 3.8, где приведены результаты односкоростных расчетов в DS_N -приближении при $N = 2, 4, 8$ [145] про-

Таблица 3.3. Погрешность плотности потока быстрых нейтронов, рассчитанной в $2D_N P_3$ -приближении по программе РОЗ-2, % (угловая квадратура Гаусса)

E , МэВ	x , см	$N = 1$	$N = 2$	$N = 3$	$N = 5$	$N = 7$
$\geq 2,5$	10	32,5	2,4	-0,31	-0,12	-0,05
	40	-55,0	-9,0	-0,62	0,19	0,15
	50	-60,6	-19,1	0,21	0,20	0,19
	80	-84,8	-35,5	-2,13	-0,14	-0,21
$\geq 1,4$	10	21,8	1,1	-0,16	-0,03	0,02
	40	-57,3	-97,7	0,55	0,15	0,13
	50	-63,1	-17,5	0,37	0,15	0,14
	80	-85,1	-35,0	-2,08	-0,08	-0,13
0,1–1,4	10	15,6	0,33	-0,07	-0,01	0,01
	40	-60,0	-9,58	0,44	0,05	0,04
	50	-60,3	-5,56	0,29	0,05	0,03
	80	-98,6	-31,9	-1,68	-0,14	-0,15

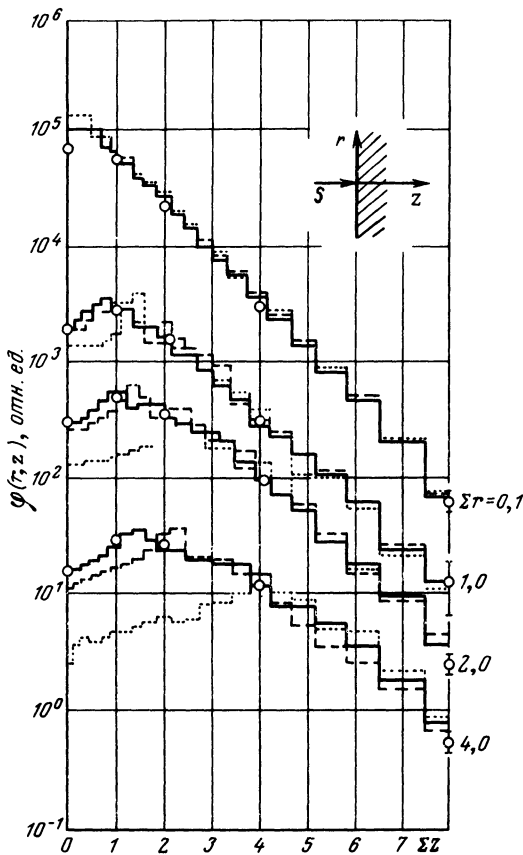


Рис. 3.8. Результаты расчетов пространственного распределения плотности потока нейтронов в полубесконечной среде от точечного мононаправленного источника методом Монте-Карло (o); в DS_8 -приближении (—); в DS_4 -приближении (---); в DS_2 -приближении (...). Для DS_N -расчетов приведены значения плотности потоков, усредненные по расчетным ячейкам ($\Delta z, \Delta r$)

пространственного распределения плотности потока нейтронов в полубесконечной однородной изотропно рассеивающей среде (при $\Sigma_s/\Sigma_t = 0,4$) от точечного мононаправленного источника. Там же представлены результаты расчетов методом Монте-Карло (при 60 тысячах историй). Видно, что погрешность расчетов увеличивается с удалением от оси пучка, особенно для DS_2 -приближения при малых z . Погрешность DS_4 -расчетов достигает 100%, погрешность DS_2 — еще больше. Таким образом, можно сделать вывод о достаточно большой погрешности двумерных DS_N -расчетов при $N < 8$.

Для характеристики погрешности двумерных расчетов угловых распределений плотности потока на рис. 3.9 рассмотрены результаты таких расчетов для быстрых нейтронов в тороидальной (r, θ_0)-геометрии. Приведены угловые распределения нейтронов в цилиндрической стальной стенке с внутренним радиусом 210 см на расстоянии 30 см от этого ради-

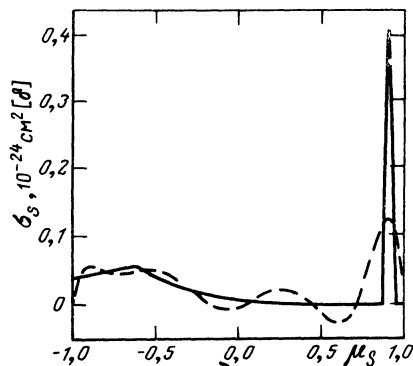
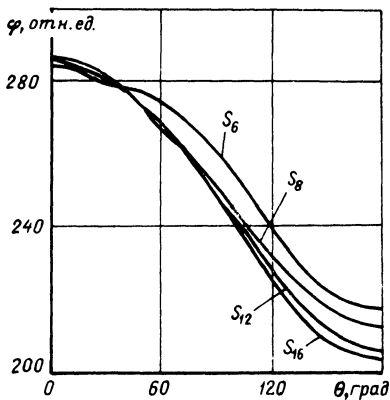


Рис. 3.9. Сходимость DS_n -расчетов в двумерной тороидальной геометрии. Угол θ отмеряется от направления, характеризуемого углом θ_0

Рис. 3.10. Угловая зависимость сечения рассеяния нейтронов с энергией 3,01–3,33 МэВ для воды при замедлении в групповой интервал 2,47–2,73 МэВ; — — — точная, - - - - P_8 -приближение

уса [146]. Источник — нитевидный, изогнутый по кольцу с радиусом изгиба $R = 625$ см, энергия нейтронов источника 14 МэВ. Как видно, DS_6 -приближение имеет довольно большую погрешность во всем интервале изменения углов. Максимальная погрешность DS_8 -приближения составляет $\sim 4\%$ (по сравнению с расчетами в DS_{16} -приближении).

Представляет несомненный интерес определение критерия корректного выбора угловой квадратуры. Такой критерий [147] определяется корректным описанием с помощью выбранной квадратуры индикатрисы рассеяния нейтронов на достаточно легких ядрах, учитывающим ее кусочно-линейный характер (рис. 3.10) с отличными от нуля значениями лишь на отдельных интервалах изменения аргумента ("носителя"). Правильно выбранная угловая квадратура должна обеспечивать описание всех ненулевых значений межгрупповых переходов $\sigma^{i \rightarrow j}(\mu_i \rightarrow \mu_j)$, где μ_i, μ_j — узлы квадратуры. Понятно, что структура переходов, а следовательно, и соответствующая точная угловая квадратура зависит от структуры энергетических групп. В табл. 3.4 приведены данные по проценту успеха гауссовых квадратур различного порядка N для упругого рассеяния нейтронов на легких ядрах [147] для верхних 20 групп библиотеки $DLC-2D$ (ширина энергетических групп в области быстрых нейтронов ~ 1 МэВ, границы некоторых из энергетических интервалов приведены на рис. 3.11, на котором показаны угловые распределения нейтронов, пропущенных и отраженных слоем воды). Здесь под процентом успеха понимается доля всех возможных межгрупповых переходов, описанных данной квадратурой не менее чем тремя угловыми переходами (т.е. доля случаев с попаданием в "носитель" не менее 3 точек), 100%-ный успех означает, что для данной групповой структуры и угловой квадратуры любой межгрупповой переход описывается не менее, чем тремя угловыми переходами

Таблица 3.4. Процент успеха гауссовой квадратуры для упругого рассеяния нейтронов на ядрах с массовым числом A для библиотеки $DLC-2D$

N	Массовое число			
	1	2	3	4
4	0	0	0	0
6	0	0	0	0
8	0	0	36,5	36,5
10	0	39,0	39,0	89,7
12	0	40,6	91,5	91,5
16	42,6	93,6	93,6	100
32	100	100	100	100

($\mu_l \rightarrow \mu_r$). Видно, что наиболее сложным оказывается описание индикатрисы при $A \rightarrow 1$, особенно для квадратур низкого порядка.

Необходимо отметить и противодействующую указанной выше тенденцию повышения точности расчетов путем перехода к несимметричным угловым квадратурам, "сгущенным" в области $\mu \rightarrow 1$ для возможно наиболее точного описания внутригрупповых переходов. Использование таких квадратур перспективно при описании сильно вытянутых индикатрис рас-

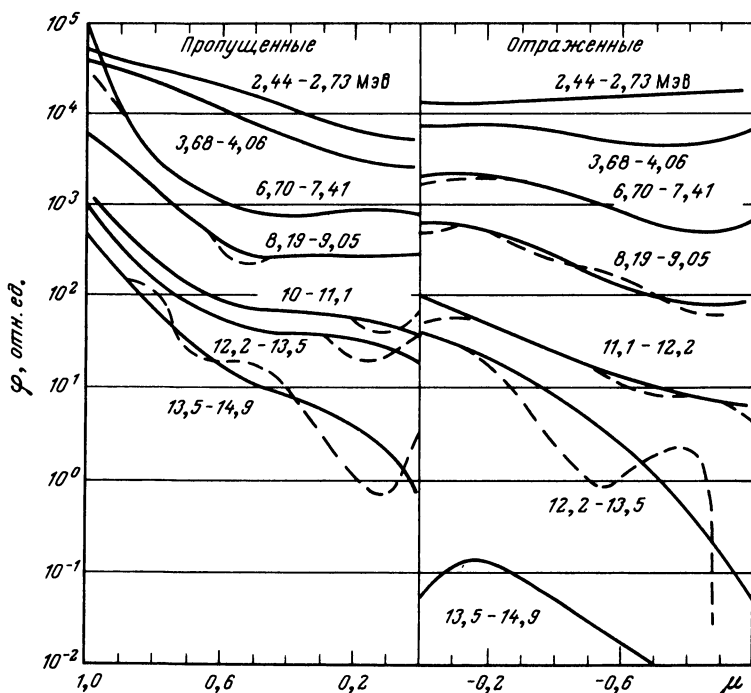


Рис. 3.11. Сравнение результатов расчетов углового распределения плотности потока быстрых нейтронов в P_8 -приближении индикатрисы рассеяния (---) с точными расчетами (—) в задаче отражения и прохождения нейтронов деления через слой воды толщиной 10 см

сеяния (рассеяние нейтронов на водороде, рассеяние фотонного излучения).

Помимо рассмотренных выше составляющих методической погрешности расчетов, обусловленных выбором пространственной и угловой сеток и аппроксимационной схемой, имеют место и другие методические погрешности, менее существенные, например погрешность итерационной схемы. Последняя, правда, регулируется выбором критерия сходимости итерационного процесса, хотя и зависит от числа итераций и выбранных параметров сходимости итерационного процесса, особенно при использовании того или иного метода ускорения этой сходимости.

Специфичны для погрешности двумерных расчетов так называемые лучевые эффекты [148—150], проявляющиеся в пространственных колебаниях плотности потока излучения в задачах с локализованными источниками. Природа этих эффектов объясняется ограниченным числом угловых узлов. При этом лучевые эффекты проявляются даже при использовании большого числа угловых узлов. Для устранения лучевых эффектов используется целый ряд приемов, например, добавление фиктивных источников, чтобы приблизить форму записи уравнения переноса в дискретных ординатах к форме метода сферических гармоник, где эти эффекты отсутствуют. Однако к настоящему времени надежные и простые методы устранения лучевых эффектов не разработаны.

Метод сферических гармоник (P_N -приближение)

Точность расчета нейтронных полей и его сложность увеличиваются при переходе от P_1 -приближения к более высоким P_N -приближениям. Для примера в табл. 3.5 приведены значения характеристического числа $\nu(P_N)$ (обратного значения длины релаксации, выраженной в д.с.п.) в различных P_N -приближениях при изотропном рассеянии нейтронов по сравнению с точным решением при различных отношениях Σ_s/Σ_t .

Как видно из этой таблицы, точность P_3 -приближения довольно высокая. При сравнении с экспериментальными данными на примере металлической защиты при толщине ~ 150 см [151] отмечена удовлетворительная точность описания потоков быстрых нейтронов в одномерных задачах P_3 -приближением.

Степень погрешности P_N -приближений в каждом конкретном случае определяется анизотропией углового распределения нейтронного потока, которая в первую очередь зависит от отношения Σ_s/Σ_t . Диффузия нейтронов в слабопоглощающих материалах хорошо описывается даже P_1 -приближением, которое в односкоростных задачах совпадает с диффу-

Таблица 3.5. Значения характеристического числа $\nu(P_N)$ при изотропном рассеянии ($\Sigma_t = 1$)

Σ_s/Σ_t	P_1	P_2	P_3	Точное значение ν
0,9	0,54772	0,52705	0,52556	0,52543
0,5	1,22474	1,03510	0,98875	0,95750
0,3	1,44914	1,16024	1,08012	0,99741

зионным приближением. В водородсодержащих материалах или сильно-поглощающей среде погрешность P_N -приближений низкого порядка существенно увеличивается. Другим фактором, влияющим на точность приближения, является степень анизотропии рассеяния нейтронов, связь которой с анизотропией углового распределения нейтронного потока очевидна.

Ясно, что при сильной анизотропии рассеяния для достижения заданной точности требуется более высокое приближение, чем при слабой анизотропии. Однако и для быстрых нейтронов в тяжелых материалах, когда достаточно велик увод нейтронов вследствие неупругого рассеяния и в то же время велика анизотропия упругого рассеяния, для расчета распределения плотности потока нейтронов на расстояниях примерно до 150 см практически достаточны P_3 - и P_4 -приближения.

Сходимость P_N -приближений, т.е. уменьшение отличия их решения от точного, с ростом N для угловой плотности потока нейтронов $\varphi(x, \mu)$ гораздо хуже, чем для плотности потока $\varphi(x)$.

Следует отметить, что погрешность расчетов в диффузионном приближении возрастает при переходе от одномерных задач к двумерным. Так, погрешность результатов диффузионных расчетов в бесконечной среде с $\Sigma_s/\Sigma_t = 0,9$ на расстоянии $\Sigma_t x = 9$ по сравнению с точным расчетом методом дискретных ординат составляет 7%, а в ограниченной цилиндрической среде радиусом 2 д.с.п. составляет 45% [152].

Вариационно-разностные методы

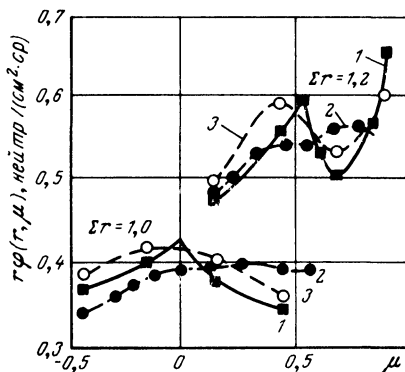
В качестве иллюстрации погрешности методов этой группы, синтезирующих решение задачи на основе вариационных принципов, рассмотрим вариационно-разностный метод с использованием конечных элементов, реализованный в программе РОЗ-11 (разд. 2.2).

Этот метод достаточно хорошо описывает интегральные по углу величины. Для угловых распределений точность метода ухудшается. Например, описать угловые распределения в случае гетерогенной сферической защиты, отличающейся особенностями угловых распределений (разрывами производных $\varphi(\mu)$ вдоль линий, касательных к поверхностям раздела слоев) удастся лишь с помощью метода характеристик. Характер угловых распределений с особенностями иллюстрирует рис. 3.12 для двухслойной защиты (первая зона радиусом 1 д.с.п. при $\Sigma_s/\Sigma_t = 0,5$; вторая зона – толщиной 4 д.с.п. при $\Sigma_s/\Sigma_t = 0,9$).

В заключение раздела сформулируем некоторые краткие выводы, существенные для практиков по расчету защиты. Выяснение величины методической составляющей погрешности расчетов является в общем случае довольно сложной задачей. Погрешность расчетов существенно зависит от композиции, геометрии и материалов защиты. И, например, не всегда повышение приближения приводит к уточнению решения. А в некоторых случаях методическая погрешность расчетов может быть чрезвычайно большой, особенно для реальных защит с криволинейной геометрией. В настоящем разделе были описаны лишь довольно общие характеристики разных методов, в основном для иллюстрации основных закономерностей.

Рис. 3.12. Угловое распределение плотности потока нейтронов в двухслойной сферической области

2 — S_{10} -приближение; 1 — метод характеристик ($2D_{18}$ -приближение); 3 — РОЗ-11 ($N = 11, K = 50$)



С точки зрения расчетчиков-практиков и потребителей результатов расчетов каждый расчетный инструмент — программа должна позволять проводить подробные варианты исследования сходимости приближений

данного метода, итерационного процесса, влияния выбора пространственной сетки и угловой квадратуры, выяснения тех или иных особенностей, например лучевых эффектов. У многих методов могут быть общие требования, например рекомендация использовать для групп быстрых нейтронов более густую угловую сетку и менее густую пространственную по сравнению с замедляющимися и тепловыми нейтронами. Но могут быть и свои специфические особенности.

Эти исследования должны быть выполнены не путем сравнения с экспериментальными данными, поскольку при таких сравнениях картина смазывается влиянием погрешности ядерных констант, а путем специальных численных экспериментов на одной и той же системе констант — сопоставлением со специальными реперными расчетами повышенной точности.

3.2. ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ К ПАРАМЕТРАМ ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ И ФУНКЦИИ ОТКЛИКА ДЕТЕКТОРА

На вычисляемый результат оказывают влияние следующие параметры источника: 1) геометрия; 2) мощность; 3) энергетическое распределение испускаемых частиц; 4) угловое распределение выходящего излучения. Неточности вычисляемого результата, связанные с неточностями задания мощности источника, легко определяются, если известны последние, так как они полностью переходят в вычисляемый результат.

Проектировщик защиты обычно довольно точно представляет геометрию источника. Вопрос о влиянии геометрии источника на вычисляемый результат может возникнуть, если принимается значительное упрощение геометрии или исследуются вопросы использования характеристик, например, ослабления излучения в защите, полученных в одной геометрии, к решению задачи для другой геометрии источника.

Для оценок влияния геометрии источника на получаемый расчетный результат может быть использован метод прямой замены.

Угловое распределение излучения источника часто моделируется зависимостью, пропорциональной $\cos^m \theta$.

Отсутствие линейной зависимости функции распределения источника от параметра m приводит к нецелесообразности применения теории возмущений для анализа чувствительности характеристик поля нейтронов к параметру m углового распределения излучения источника. В этом случае приемлемым методом анализа может служить метод прямой замены.

При анализе влияния энергетического распределения нейтронов источника на результат расчета существует линейная зависимость функции распределения источника $S^i(x, \mu)$ от параметров n_i , характеризующих выход нейтронов i -й энергетической группы. Поэтому в этом случае для расчетов относительной чувствительности R к функции задания источника может быть использован второй член формулы (1.29). Для рассматриваемых в моделях расчетов № 1 и 6 (см. табл. 2.2) плоских мононаправленных источников указанное выражение с учетом

$$S^i(x, \mu) = \delta(x) \delta(\mu - 1) \delta_{ij} n_j / 2\pi. \quad (3.23)$$

где δ_{ij} — символ Кронекера, преобразуется к виду

$$P_{RS}(i) = \frac{\varphi^{i*}(0, \mu = 1) n_i}{R} = \frac{\varphi^{i*}(0, \mu = 1) n_i}{\sum_j \varphi^{j*}(0, \mu = 1) n_j}. \quad (3.24)$$

Авторы книги для базовых расчетных задач № 1 и 6 (см. табл. 2.2) на примере однородных и гетерогенных одномерных защит из железа и натрия проводили методом прямой замены анализ чувствительности результатов расчетов к геометрии источника, к угловому и к энергетическому распределению излучения источника. Анализ чувствительности результатов к геометрии источника проводили путем сравнения (при сохранении неизменными остальных параметров задачи) расчетных данных для плоского источника (плоская геометрия защиты) и точечного источника (сферическая геометрия защиты). Исследования чувствительности данных к угловому распределению нейтронов источника выполнены путем сравнения результатов, полученных в плоской геометрии с плоскими источниками нейтронов одного и того же спектрального состава, но отличающихся видом углового распределения.

На основе обобщенной теории возмущений (ОТВ) выполнены исследования чувствительности R к энергетическому распределению нейтронов источника. При анализе результатов были рассмотрены источники нейтронов с различным энергетическим составом (см. табл. 2.3).

Степень влияния параметров источника зависит от вида регистрируемой характеристики поля излучения. Поэтому для общности задачи были выбраны для анализа несколько функционалов R поля излучения (см. табл. 2.2).

На рис. 3.13–3.15 представлены рассчитанные по программе РОЗ-11 пространственные распределения различных характеристик поля нейтронов внутри плоских и сферических однородных и гетерогенных защит для источников с различными угловыми и энергетическими распределениями излучения.

Сравнение пространственных распределений функционалов, полученных в плоской геометрии, с аналогичными, умноженными на $4\pi x^2$, в сфе-

рической гомогенной защите показывает, что для изучаемых толщин железной и натриевой защит эти данные различаются и по величине и по форме. Для сферической геометрии ослабление функционалов описывается более пологой функцией по сравнению с плоской геометрией, и для рассматриваемых функционалов не представляется возможным простым образом записать переход от одной геометрии к другой. Следует отметить, что указанное обстоятельство накладывает ограничения на возможности использовать характеристики ослабления нейтронов в защите, например, длины релаксации нейтронов, полученные для плоского мононаправленного источника, для расчетов сферической защиты, как это часто делается на практике.

Сравнение результатов, полученных в плоской геометрии для источников с различными угловыми распределениями, указывает на независимость формы пространственных распределений характеристик поля излучения в защите при толщине защиты $x \geq 2L_6$ (L_6 — длина релаксации быстрых нейтронов) от углового распределения излучения источника. При этом абсолютные значения, как и следовало ожидать, растут с ростом анизотропии углового распределения нейтронов источника.

Независимость формы пространственных распределений объясняется тем, что, за исключением плотности потока быстрых нейтронов, рассматриваемые функционалы поля излучения в изучаемых средах определяются замедленными нейтронами, о чем свидетельствуют их характеристики ослабления с толщиной защиты, и тем фактом, что полная плотность потока нейтронов полностью определяется нейтронами с энергией ниже 1,4 МэВ. Следовательно, можно говорить о формировании на толщине защиты $x \approx 2L_6$ некоего квазиисточника замедленных нейтронов с равновесным спектром. Угловое распределение его излучения в силу характера замедления нейтронов в железе и натрия практически не зависит от углового распределения излучения источника, а меняется лишь по мощности.

В табл. 3.6 для гомогенных железной и натриевой защит представлены усредненные по толщине защиты коэффициенты перехода от данных, полученных для плоского мононаправленного источника, к данным для источников с другими угловыми распределениями. Они по существу характеризуют чувствительность результатов расчетов к угловому распределению нейтронов источника. За исключением плотности потока быстрых нейтронов, независимо от исходного спектра источника влияние углового распределения нейтронов источника для рассматриваемых гомогенных защит не превышает 45–50%, для плотности потока быстрых нейтронов эта разница может достигать 2–3 раз. Следует отметить, что проектировщик защиты, как правило, обладает более точной информацией об угловом распределении нейтронов источника, а следовательно, и допускаемые им при проектировании защиты неточности, связанные с угловым распределением нейтронов источника, будут ниже.

В гетерогенных натрий-железных композициях в первом слое натрия характер ослабления нейтронов и зависимость характеристик поля от углового распределения нейтронов источника подобны наблюдаемому в гомогенной натриевой защите. Ослабление нейтронов в железе существенно видоизменяется. Это связано с тем, что за слоем натрия формиру-

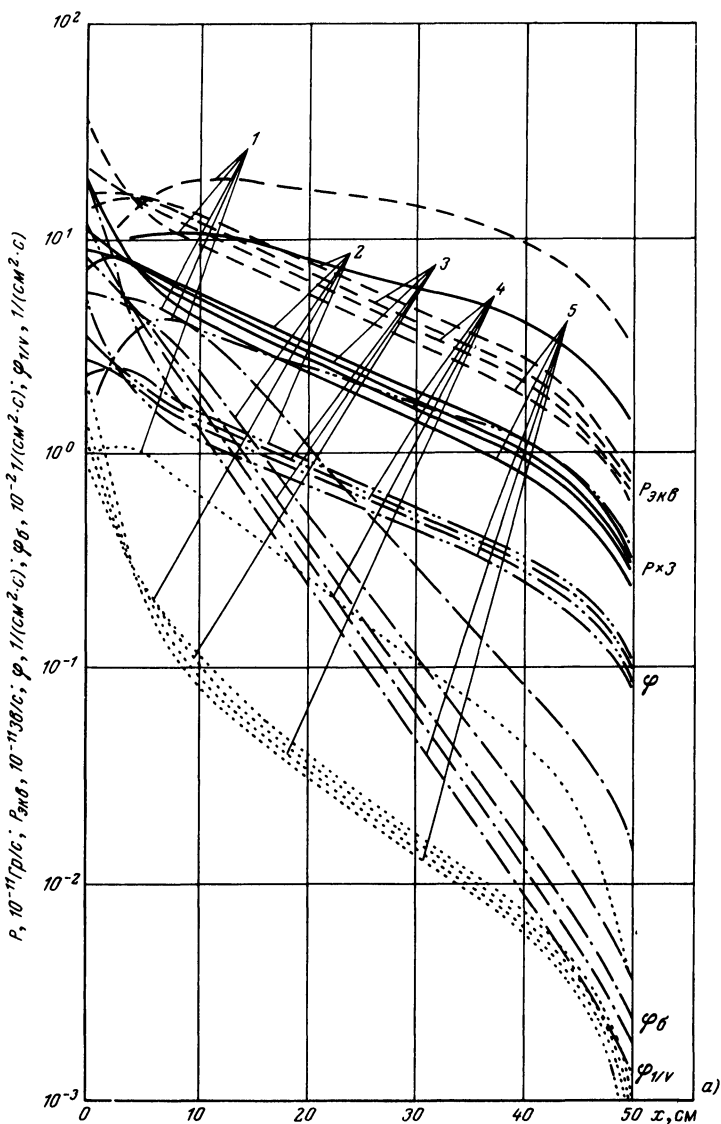
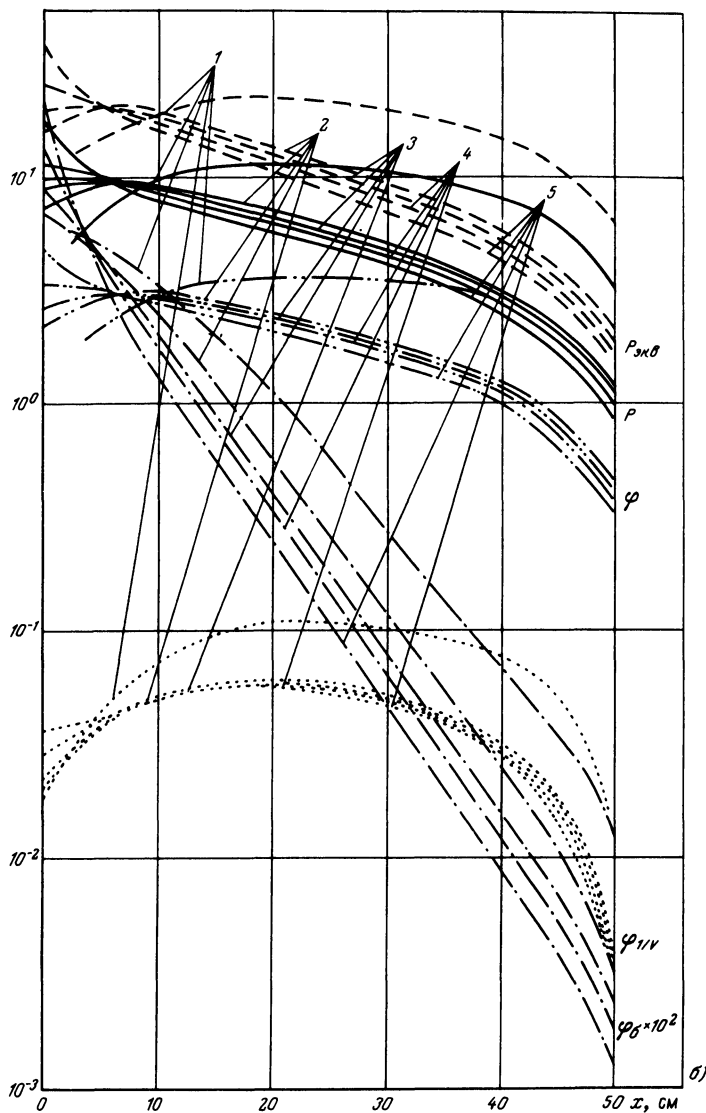


Рис. 3.13. Пространственные распределения в железе мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{экв}$ (---), полной плотности потока нейтронов φ (- · - ·), плотности потока быстрых нейтронов φ_b (- - - -) и показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ (....) от точечного изотропного источника мощностью 1 с^{-1} в сферической геометрии (1) и плоских изотропного (5), косинусоидаль-

ется независимо от спектра нейтронов источника энергетическое распределение нейтронов, обогащенное нейтронами низких энергий, которые затем эффективно поглощаются железом в результате радиационного захвата. При этом эффективное ослабление функционалов поля нейтронов происходит на первых 10 см и чем мягче исходный спектр источника,



ного $\cos \theta$ (4), кубической степени косинуса $\cos^3 \theta$ (3) и мононаправленного (2) источников мощностью $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в плоской геометрии с энергетическими распределениями нейтронов $f + 1/E$ (а) и КПН (б). Данные для точечного изотропного источника представлены умноженными на $4\pi x^2$

тем мягче спектр нейтронов за слоем натрия и тем эффективнее ослабление функционалов в слое железа.

Подтверждение этого факта можно наблюдать по энергетической плотности потока нейтронов в гетерогенной защите из натрия и железа (рис. 3.16). Увеличение в железе роли нейтронов более высоких энергий

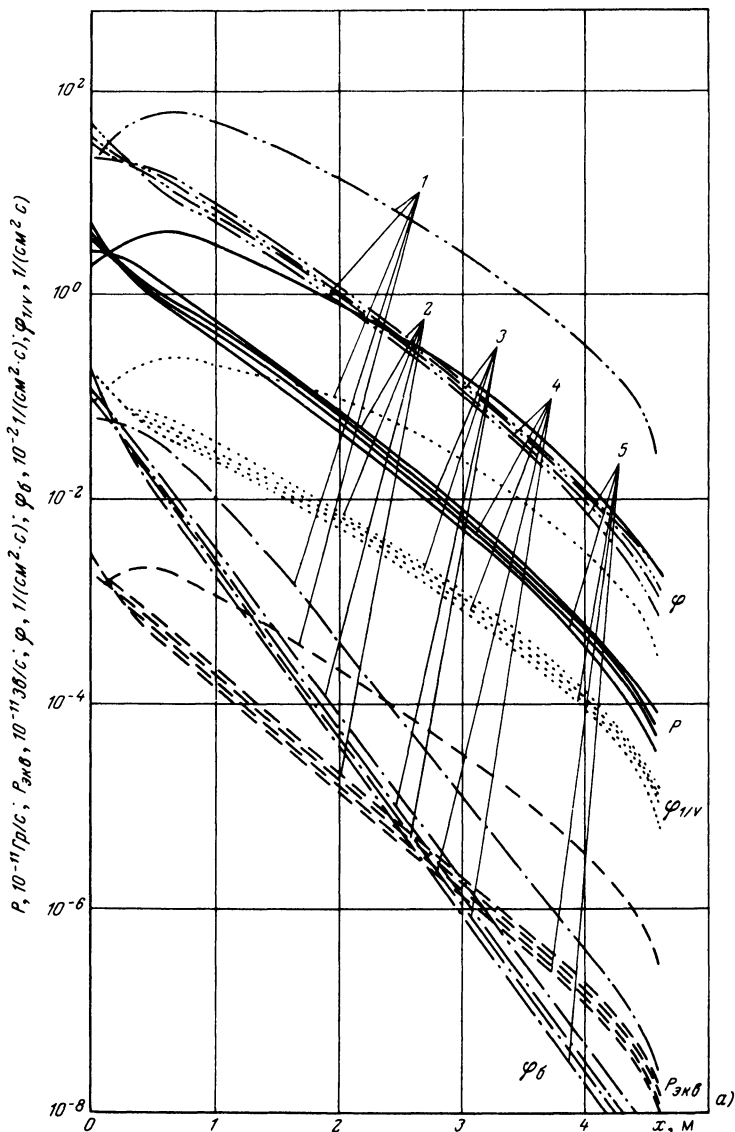
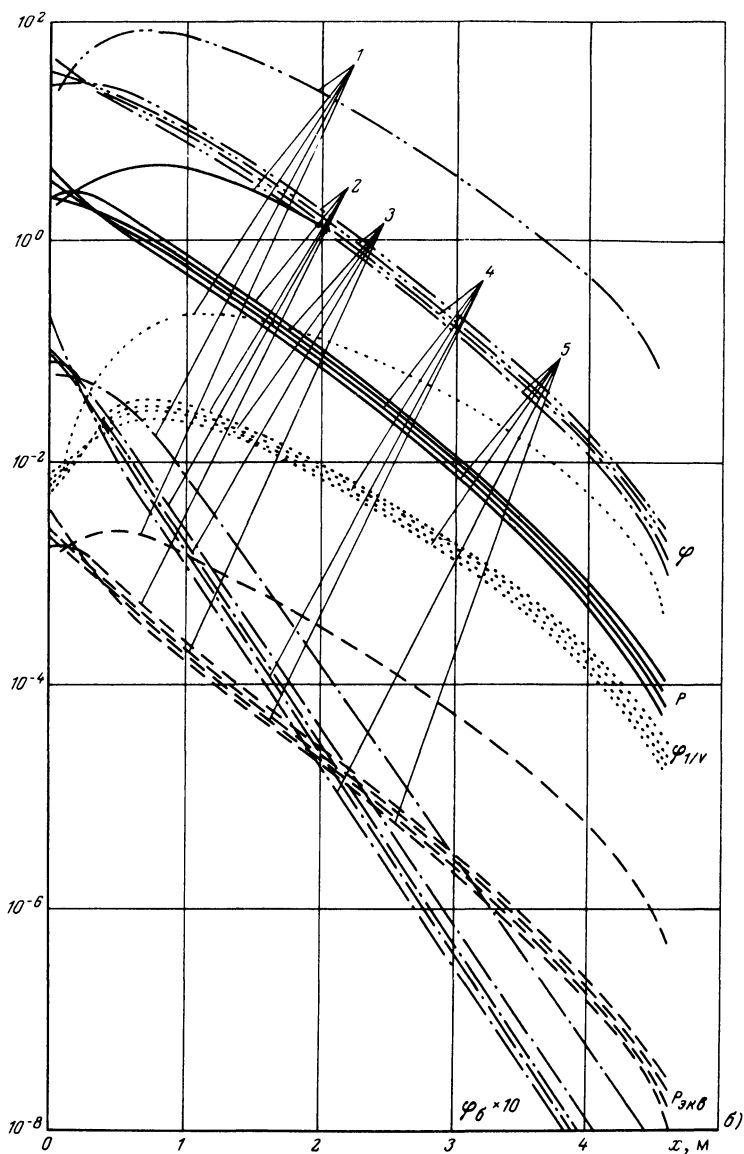


Рис. 3.14. Пространственные распределения в натрии мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ (---), полной плотности потока нейтронов φ (- · - · -), плотности потока быстрых нейтронов $\varphi_{\text{б}}$ (- · · · -), показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ (· · · · ·) от точечного изотропного источника мощностью 1 с^{-1} в сферической геометрии (1) и плоских изотропного (5), косинусо-

приводит к тому, что возрастает по сравнению с гомогенной защитой влияние углового распределения нейтронов источника на результат расчета.

В табл. 3.7 приведены коэффициенты перехода от данных для мононаправленного источника нейтронов к данным для изотропного источни-



идального $\cos \theta$ (4), кубической степени косинуса $\cos^3 \theta$ (3) и мононаправленного (2) источников мощностью $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ в плоской геометрии с энергетическими распределениями нейтронов $f + 1/E$ (а) и КПН (б). Данные в сферической геометрии представлены умноженными на $4\pi x^2$

ка для различных исходных спектров. Видно, что максимальная погрешность для большинства функционалов за счет неточности описания углового распределения излучения источника возрастает до 100%, т.е. примерно в 2 раза по сравнению с гомогенной защитой, и, начиная с толщины

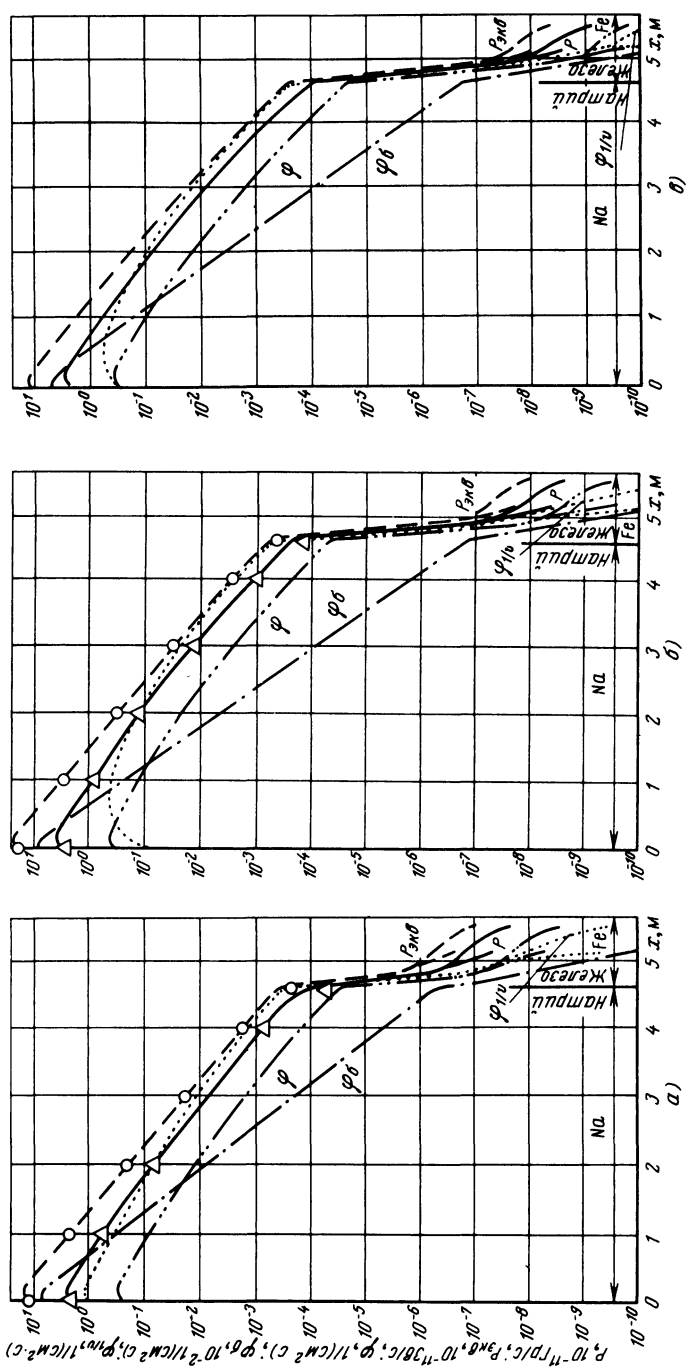


Рис. 3.15. Пространственные распределения в гетерогенных натрий-железных средах мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ (---), плотности потока нейтронов φ (---), плотности потока быстрых нейтронов φ_{δ} (---) и показаний детектора $1/\nu - \varphi 1/\nu$ (---) от плоского мононаправленного источника мощностью $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ с энергетическим распределением нейтронов $f + 1/E$ (δ), КПД (ϵ), КЛН (δ) и FTR (ϵ). Точками и треугольниками показаны данные в однородной защите из Na толщиной 4,6 м. Нижние кривые относятся к композиции Na (4,6) + Fe (0,5).

Таблица 3.6. Коэффициенты перехода от данных для мононаправленного источника к данным для плоских источников с другим угловым распределением излучения: изотропным (ПИ), $\sim \cos \theta$ (ПК), $\sim \cos^3 \theta$ (ПКЗ)

Источник	Функционал поля излучения					
	P	$P_{\text{Экв}}$	φ	φ_6	$\varphi_{\text{пром}}$	$\varphi_{1/\nu}$
Железо ($x = 15 \div 50$ см); исходный спектр $f + 1/E$						
ПИ	0,70 ± 0,01	0,68 ± 0,01	0,73 ± 0,01	0,41 ± 0,03	0,73 ± 0,01	0,75 ± 0,01
ПК	0,80 ± 0,01	0,79 ± 0,01	0,83 ± 0,01	0,54 ± 0,03	0,83 ± 0,01	0,84 ± 0,02
ПКЗ	0,88 ± 0,01	0,87 ± 0,01	0,90 ± 0,01	0,67 ± 0,03	0,90 ± 0,01	0,91 ± 0,01
Железо ($x = 15 \div 50$ см); исходный спектр – КПН						
ПИ	0,76 ± 0,03	0,73 ± 0,02	0,80 ± 0,04	0,39 ± 0,03	0,80 ± 0,04	0,88 ± 0,04
ПК	0,86 ± 0,02	0,83 ± 0,02	0,89 ± 0,03	0,52 ± 0,04	0,89 ± 0,03	0,95 ± 0,02
ПКЗ	0,93 ± 0,01	0,91 ± 0,01	0,95 ± 0,02	0,66 ± 0,04	0,95 ± 0,02	0,99 ± 0,01
Натрий ($x = 1 \div 4,6$ м); исходный спектр $f + 1/E$						
ПИ	0,66 ± 0,01	0,65 ± 0,01	0,67 ± 0,02	0,44 ± 0,05	0,67 ± 0,02	0,68 ± 0,01
ПК	0,76 ± 0,01	0,75 ± 0,01	0,77 ± 0,01	0,56 ± 0,05	0,77 ± 0,01	0,77 ± 0,01
ПКЗ	0,85 ± 0,01	0,84 ± 0,01	0,85 ± 0,01	0,69 ± 0,04	0,85 ± 0,01	0,86 ± 0,01
Натрий ($x = 1 \div 4,6$ м); исходный спектр КПН						
ПИ	0,68 ± 0,01	0,67 ± 0,01	0,68 ± 0,01	0,48 ± 0,03	0,68 ± 0,01	0,69 ± 0,01
ПК	0,77 ± 0,01	0,77 ± 0,01	0,77 ± 0,01	0,60 ± 0,03	0,77 ± 0,01	0,78 ± 0,01
ПКЗ	0,86 ± 0,01	0,86 ± 0,01	0,86 ± 0,01	0,72 ± 0,03	0,86 ± 0,01	0,87 ± 0,01

Таблица 3.7. Коэффициенты перехода от данных для плоского мононаправленного источника к данным для изотропного источника для композиции Na(4,6) + Fe(0,9)

Толщина защиты	Функционалы поля излучения					
	P	$P_{\text{Экв}}$	φ	φ_6	$\varphi_{\text{пром}}$	$\varphi_{1/\nu}$
Исходный спектр $f + 1/E$						
Гомогенный Na	0,66	0,65	0,67	0,44	0,67	0,69
$x = 4,6$ м	0,64	0,64	0,64	0,37	0,64	0,66
$x = 4,75$ м	0,59	0,57	0,6	0,36	0,6	0,63
$x = 5,2$ м	0,48	0,48	0,48	0,36	0,48	0,48
$x = 5,5$ м	0,48	0,48	0,48	0,36	0,48	0,48
Гомогенное Fe	0,70	0,68	0,73	0,41	0,73	0,75
Исходный спектр КПН						
Гомогенный Na	0,68	0,67	0,68	0,48	0,68	0,69
$x = 4,6$ м	0,66	0,66	0,66	0,38	0,66	0,66
$x = 4,75$ м	0,65	0,65	0,65	0,38	0,65	0,66
$x = 5,2$ м	0,59	0,58	0,58	0,33	0,58	0,58
$x = 5,5$ м	0,58	0,58	0,58	–	0,58	0,58
Гомогенное Fe	0,76	0,73	0,80	0,39	0,80	0,88
Исходный спектр FTR						
$x = 4,6$ м	0,66	0,66	0,67	0,38	0,67	0,67
$x = 4,75$ м	0,65	0,65	0,65	0,38	0,65	0,65
$x = 5,2$ м	0,57	0,57	0,57	0,37	0,57	0,57
$x = 5,5$ м	0,57	0,57	0,57	–	0,57	0,57

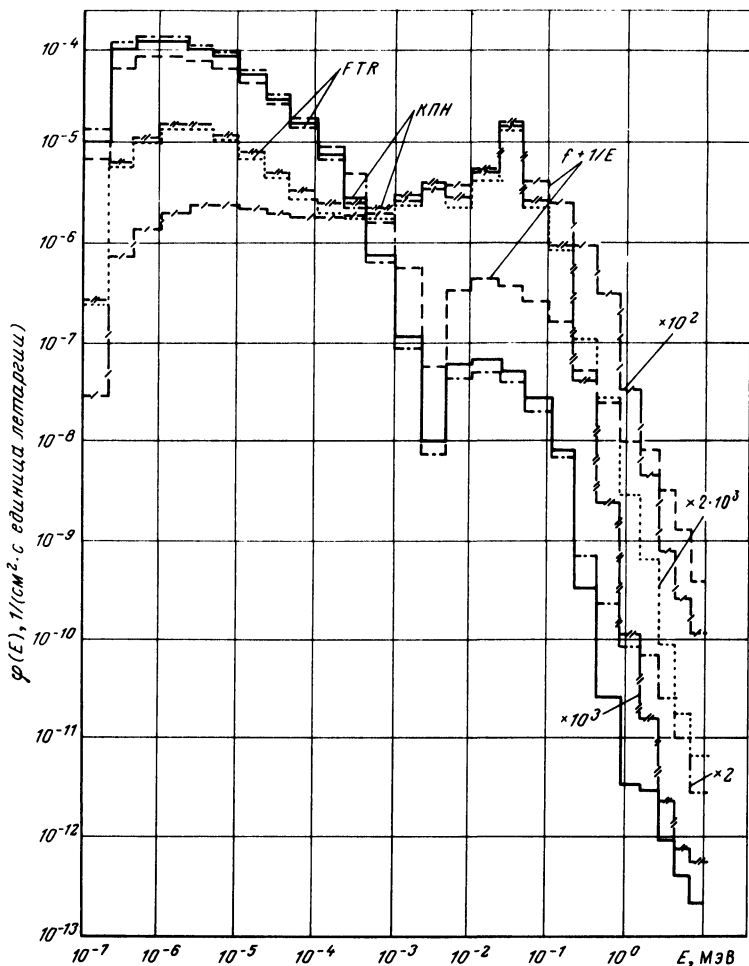


Рис. 3.16. Энергетические плотности потока нейтронов в Na на глубине 4,5 м (≡≡) и в Fe на глубине 4,9 м (— — — / — — —), входящих в состав композиции Na (4,6 м) + Fe (0,5 м), рассчитанные для плоских мононаправленных источников мощностью $1 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ с энергетическими распределениями нейтронов $f + 1/E$ (≡≡), КПН (— — —) и FTR (.....).

железа 30 см, т.е. когда устанавливается равновесный спектр, эта погрешность не зависит, как и в случае гомогенной защиты, от толщины.

Чувствительность результатов расчетов к энергетическому распределению нейтронов источника определялась на основе данных энергетической канальной теории, полученных с использованием теории возмущений по программе ЗАКАТ для четырех видов исходных спектров: спектр деления f , спектры $f + 1/E$, КПН, FTR для указанного выше набора детекторов нейтронов, расположенных за рассматриваемыми композициями.

Учитывая относительно слабую зависимость рассматриваемой относительной чувствительности результатов расчета от углового распределения

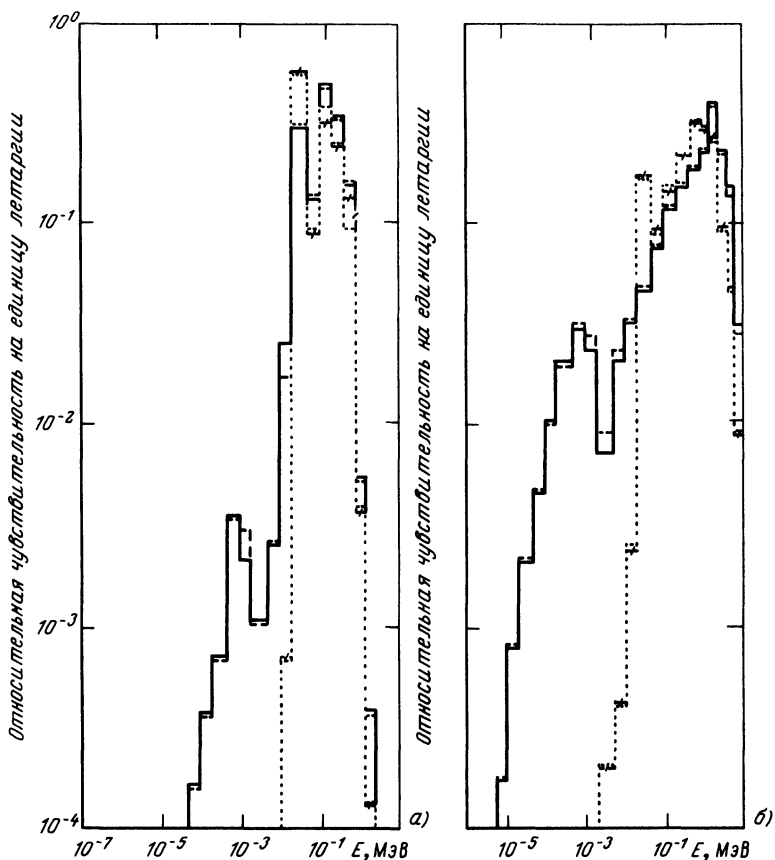


Рис. 3.17. Зависимость относительной чувствительности мощности эквивалентной дозы $R_{\text{экв}}$ к энергетическому распределению нейтронов бесконечных плоских изотропных (---, -'-) и мононаправленных (... , —) источников с исходными спектрами КПН (а) и $f + 1/E$ (б) в Fe (... , ---/---) и Na (—, ---)

излучения плоского источника (рис. 3.17), в дальнейшем будем рассматривать относительные чувствительности результатов к энергетическому распределению нейтронов источника для бесконечного плоского мононаправленного источника.

Информацию о влиянии энергетического распределения нейтронов источника на вычисляемый результат для произвольного спектра источника можно получить, зная функцию ценности, определенную в точке расположения источника, — она пропорциональна вкладу в функционал R от одной частицы в данной энергетической группе i , испускаемой источником нейтронов.

На рис. 3.18–3.20 в качестве примера приведены рассчитанные по программе РОЗ-11 функции ценности нейтронов источника. Энергетическая зависимость функции ценности для исследуемых композиций свидетельствует о значительной роли высокоэнергетических нейтронов ис-

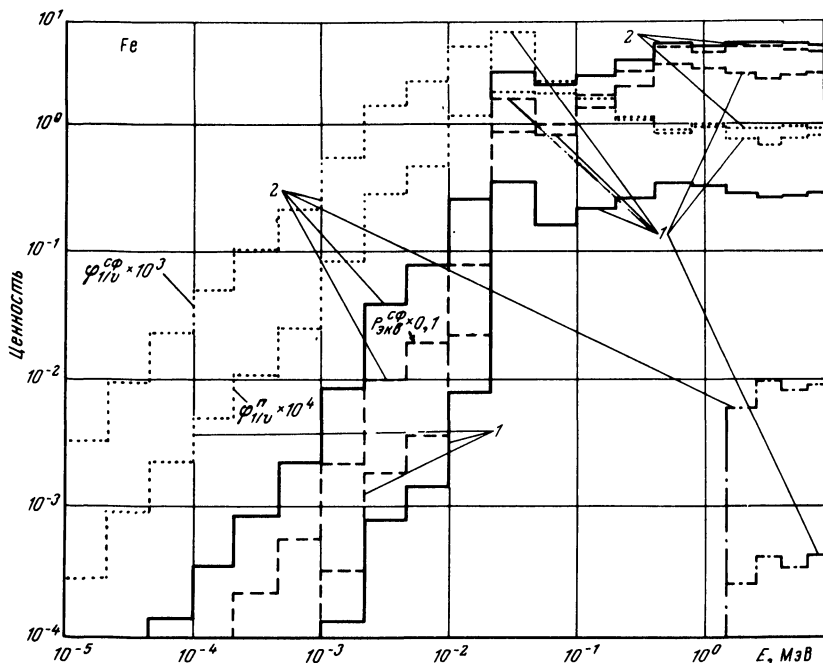


Рис. 3.18. Функция ценности нейтронов на входе в защиту для мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ (---), плотности потока быстрых нейтронов φ_B (— · —) и показаний детектора $1/v - \varphi_{1/v}$ (....) за защитой из Fe толщины 50 см в плоской (1) и сферической (2) геометриях

точника при формировании любого функционала. Отсюда следует, что если исходный спектр источника нейтронов обогащен быстрыми нейтронами (например, спектр нейтронов утечки термоядерного реактора), то практически все функционалы нейтронного поля в железонатриевых защитах будут определяться высокоэнергетическими нейтронами источника. Для "белого" спектра нейтронов источника основной вклад в вычисляемые функционалы в железе и натрии дают нейтроны с энергиями $E > 0,05$ МэВ, причем в этом диапазоне их вклады в зависимости от энергии слабо зависят от энергии для железа и растут довольно заметно с ростом энергии в натрии; в гетерогенных натрий-железных композициях вклад высокоэнергетических нейтронов еще более существен по сравнению с гомогенными защитами. Основной вклад здесь дают нейтроны источника с энергиями $E > 0,5$ МэВ. Следует отметить, что форма зависимости функции ценности нейтронов источника от энергии сохраняется при изменении толщины второго слоя — железа, абсолютные значения функции ценности для мощности поглощенной и эквивалентной доз за гетерогенной защитой Na (4,6) + Fe (0,5) могут быть получены из данных рис. 3.20 умножением на 2,5. В реакторных задачах спектры утечки из активной зоны в значительной степени обогащены промежуточными

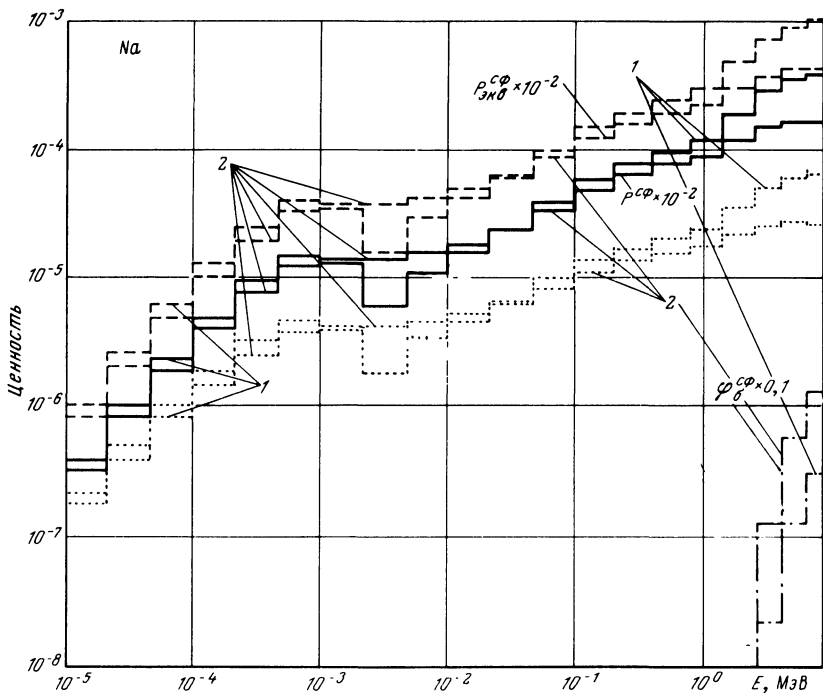
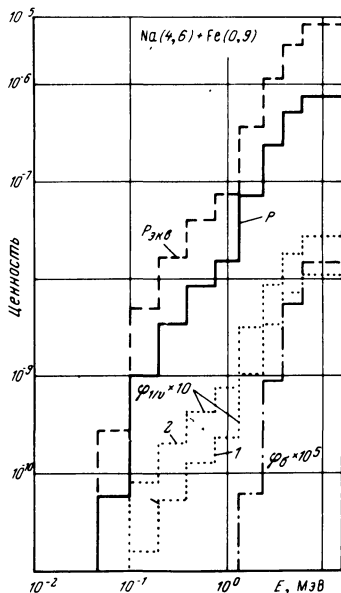


Рис. 3.19. Функции ценности нейтронов на входе в защиту для мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ (---), плотности потока быстрых нейтронов φ_6 (— · —) и показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ (...) за защитой из Na толщиной 4,6 м в плоской (1) и сферической (2) геометриях

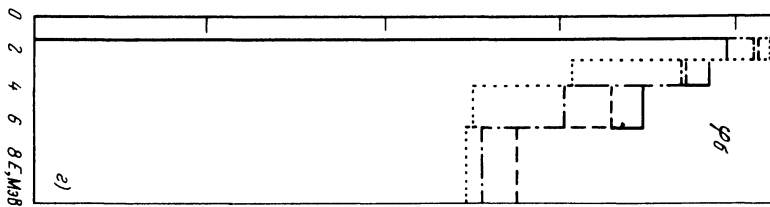
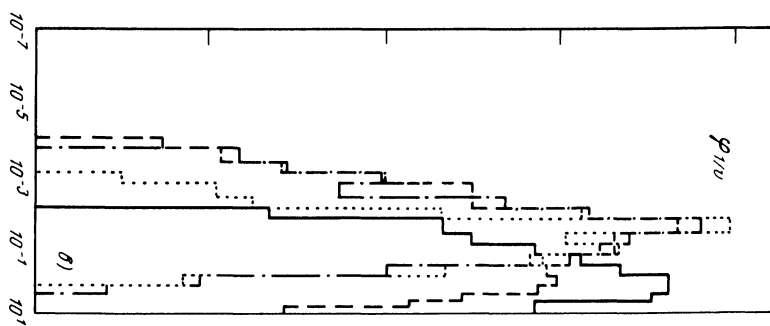
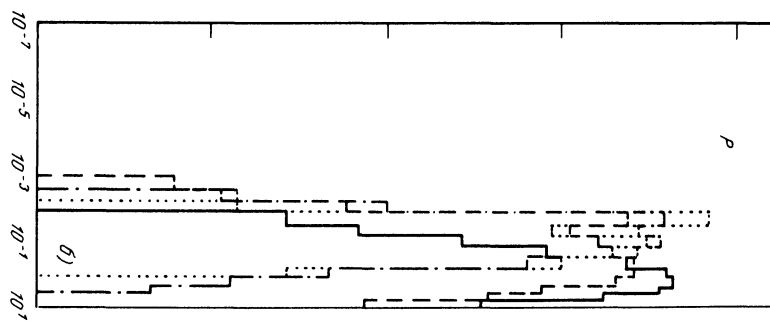
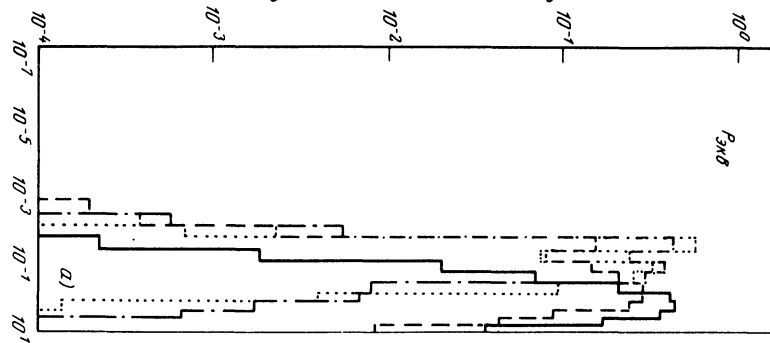
Рис. 3.20. Функция ценности нейтронов на входе в защиту для мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ (---), плотности потока быстрых нейтронов φ_6 (— · —) и показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ (...) за композицией Na(4,6) + Fe(0,9) в плоской (1) и сферической (2) геометриях

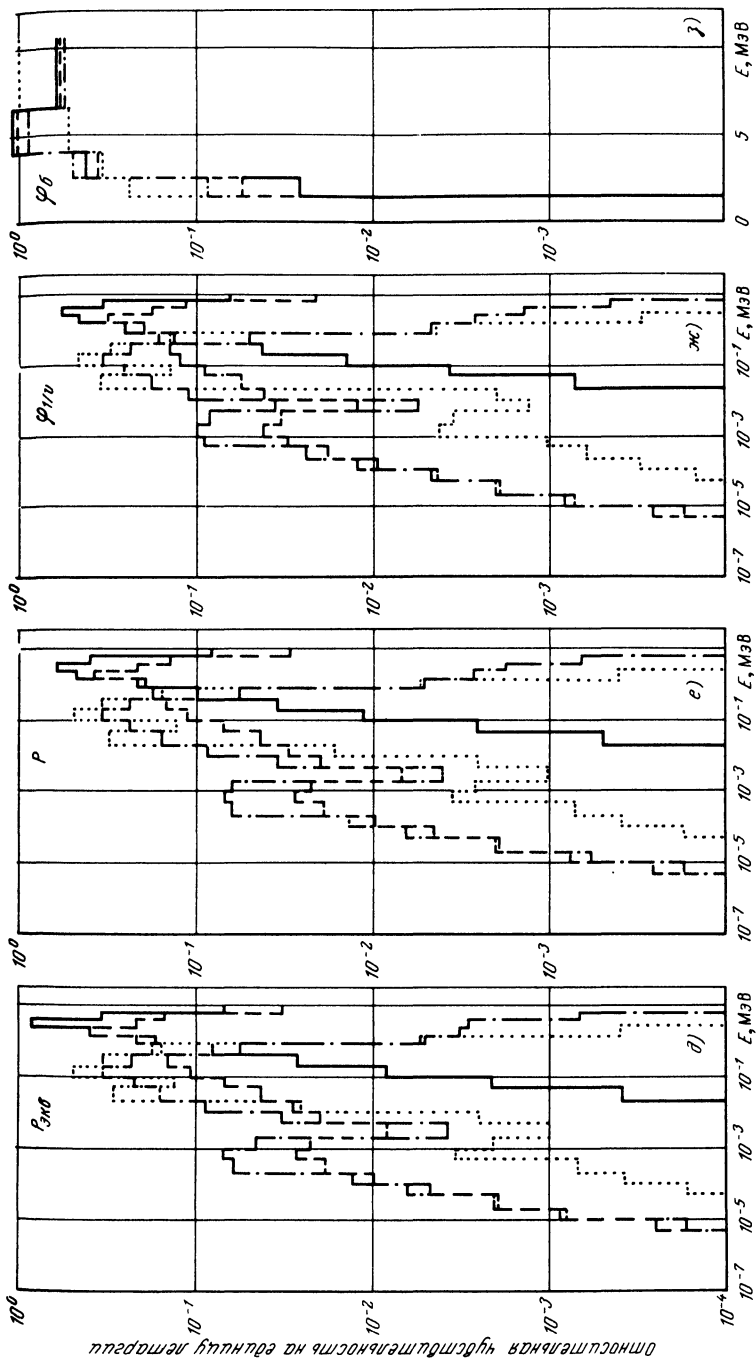


нейтронами, и в связи с этим чувствительность результатов расчетов будет зависеть от соотношения вкладов быстрых и промежуточных нейтронов в исходном спектре.

Довольно наглядно это проявляется в энергетической зависимости относительной чувствительности различных функционалов к параметрам функций задания распределения нейтронов реакторных источников с разным составом испускаемого нейтронного излучения, приведенных

Относительная чувствительность на единицу летаргии





Орфографические исправления в соответствии с оригиналом

Рис. 3.21. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности эквивалентной дозы $R_{Энв}$ (а, д), мощности поглощенной дозы в ткани P (б, е), показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ (в, ж) и плотности потока быстрых нейтронов φ_{δ} (з, з) за плоскими (—, . . .) и сферическими (---, - - -) барьерами из Fe толщиной 0,5 м ($a-z$) и Na толщиной 4,6 м ($\delta-z$) к параметрам n_i функции распределения нейтронов бесконечных плоских мононаправленных и точечных изотропных с соответствующей геометрией источников с исходными спектрами $f + 1/E$ (—, - - -) и КПН (---, . . .).

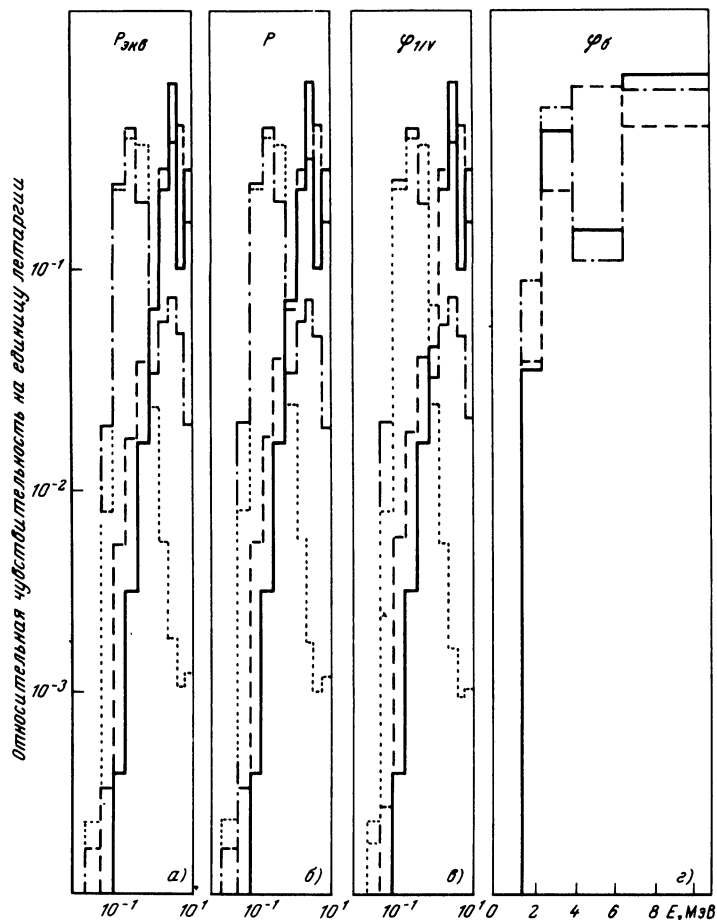


Рис. 3.22. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ (а), мощности поглощенной дозы в ткани P (б), показателя детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ (в), плотности потока быстрых нейтронов $\varphi_{\text{б}}$ (г) за гетерогенной защитой $\text{Na}^1(4,6 \text{ м}) + \text{Fe} (0,5 \text{ м})$ к параметрам n_i функции распределения нейтронов бесконечных плоских мононаправленных источников с исходными спектрами f (—), $f + 1/E$ (---), КПН (· · · · ·) и FTR (— · — · —)

на рис. 3.21–3.23 и в табл. 3.8 и 3.9. Как известно, они характеризуют относительное изменение функционала $\delta R/R$ при относительном изменении числа n_i нейтронов i -й энергетической группы источника $\delta n_i/n_i$ и позволяют оценить погрешность результата, обусловленную погрешностями задания i -й группы источника.

Анализ энергетической зависимости относительной чувствительности от функции распределения нейтронов источника позволяет выделить определяющие энергетические группы нейтронов источника, к которым предъявляются наиболее жесткие требования для задания энергетического спектра. В табл. 3.8 и 3.9 для изучаемых базовых расчетных задач приведены



Рис. 3.23. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности эквивалентной дозы $P_{\text{ЭКВ}}$ (а), мощности поглощенной дозы в ткани P (б), плотности потока быстрых нейтронов φ_{δ} (г) и показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ (в) за гетерогенной защитой Na (4,6 м) + Fe (0,9 м) к параметрам n_i функции распределения нейтронов бесконечных плоских мононаправленных источников с исходными спектрами f (—), $f + 1/E$ (---), КПН (...) и FTR (- · - · -)

нейтронные группы в спектре плоского мононаправленного источника, дающие определяющий вклад в относительную чувствительность результата расчета. Таким образом, основные погрешности в расчетный результат могут вносить нейтроны источника с энергиями 21,5 кэВ – 4,0 МэВ и 21,5 – 800 кэВ в Fe для спектров $f + 1/E$ и КПН соответственно; 0,465 кэВ – 10,5 МэВ и 46,5 – 800 кэВ в Na для аналогичных спектров и 0,2 – 10,5 МэВ в гетерогенных композициях из Na и Fe.

Большая роль высокоэнергетических нейтронов источника при формировании показаний любого детектора R даже для таких относительно мягких спектров, как $f + 1/E$, КПН, указывает на необходимость точного задания высокоэнергетического "хвоста" этих спектров, что на первый взгляд не кажется очевидным. Приведенные на рис. 3.18, 3.19 данные по ценности нейтронов источника для однородных сферических защит

Таблица 3.8. Номера нейтронных групп плоского мононаправленного источника, дающих определяющий вклад в результат расчета за Fe и Na

Функционал R	Вклад в функционал R , %							
	для Fe (0,5)				для Na (4,6)			
	20-30	50-60	90-93	99-99,5	20-30	50-60	90-93	99-99,5
	Исходный спектр $f + 1/E$							
P	10	—	4-10	2-10	4	3-6	2-11	1-16
$P_{\text{ЭКВ}}$	6	5-7	4-10	3-10	4	3-6	2-11	1-16
$\varphi_{1/\nu}$	10	9-11	4-11	3-13	4	4-7	1-12	1-17
φ_6	—	4	2-4	—	—	2	1-3	—
	Исходный спектр КПН							
P	—	10	7-10	6-10	8	7-8	7-10	6-10
$P_{\text{ЭКВ}}$	—	10	7-10	6-10	8	7-8	7-10	6-10
$\varphi_{1/\nu}$	—	10	8-10	7-10	8	7-8	7-10	6-10
φ_6	—	—	4	—	—	1	—	—

из железа и натрия свидетельствуют о том, что в сферической геометрии возрастает роль нейтронов источника с более низкими энергиями по сравнению с плоской геометрией. Следовательно, диапазон энергий нейтронов источника, дающих определяющий вклад в относительную чувствительность результата расчета, расширяется для сферической геометрии в сторону меньших энергий.

Полученные данные по относительной чувствительности p_{RS} результатов расчетов различных функционалов к энергетическому распределению нейтронов n_i источников с конкретными исходными спектрами позволяют определить аналогичные относительные чувствительности p'_{RS} для данных геометрий защит для источников нейтронов с произвольным спектром n'_i . Очевидно, что

$$p'_{RS}(i) = p_{RS}(i) \frac{n'_i}{n_i} \frac{R}{R'}, \quad (3.25)$$

где R и R' — результаты расчетов, полученные для источников нейтронов с различным энергетическим составом. Так как во многих практических задачах, особенно на первом этапе проектирования, важно оценить энергетический диапазон в спектре излучения источника, дающий основной вклад в погрешность определяемого функционала, не задаваясь целью определить абсолютное значение относительной чувствительности, то в формуле (3.25) можно опустить множитель R/R' , не зависящий от энергии нейтронов, и по данным рис. 3.21–3.23 определить энергетическую зависимость относительной чувствительности p'_{RS} для источника произвольного спектра нейтронов.

Рассмотрим теперь чувствительность результатов расчетов к параметрам функции отклика детектора. Из характеристик детектора, вносящих погрешность в результат, можно выделить следующие: 1) полную эффективность регистрации; 2) энергетическую зависимость эффективности регистрации; 3) угловую зависимость эффективности регистрации; 4) геометрию детектора.

Таблица 3.9. Номера нейтронных групп плоского мононаправленного источника, дающих определяющий вклад в результат расчета за гетерогенными композициями Na + Fe

Функционал R	Вклад в R, %							
	для Na (4,6) + Fe (0,5)				для Na (4,6) + Fe (0,9)			
	30-40	60-70	90-93	99-99,5	30-40	60-70	90-93	99-99,5
Исходный спектр КПП								
R	7	6-7	6-8	5-8	7	6-7	-	5-8
R _{ЭКВ}	7	6-7	6-8	5-8	7	6-7	-	5-8
$\varphi_{1/\nu}$	7	6-7	6-8	5-10	7	6-7	-	5-8
φ_6	-	1	1-3	-	-	1	-	-
Исходный спектр f + 1/E								
R	2	2-3	1-4	1-6	2	2-4	1-4	1-8
R _{ЭКВ}	2	2-3	1-4	1-6	2	2-4	1-4	1-8
$\varphi_{1/\nu}$	2	2-4	1-5	1-7	2	2-4	1-4	1-8
φ_6	-	2	1-3	-	-	1-2	1-3	-
Исходный спектр FTR								
R	7	7-8	4-8	2-9	7	7-8	4-8	2-9
R _{ЭКВ}	7	7-8	4-8	2-9	7	7-8	4-8	2-9

Для точечного изотропного детектора с заданной эффективностью регистрации единственным параметром, влияющим на погрешность вычисляемого результата, является энергетическая зависимость переходных коэффициентов $\delta_R(E)$ от единичного флюенса нейтронов с данной энергией к рассчитываемому функционалу поля излучения R (см., например табл. 1.1).

В групповом приближении энергетической переменной точно выполняется линейная зависимость функции отклика детектора $\delta_R(E)$ от параметров, характеризующих эффективность регистрации нейтронов *i*-й группы. Поэтому при анализе чувствительности результатов расчетов к энергетической зависимости эффективности регистрации или переходных коэффициентов $\delta_R(E)$ может быть использован первый член выражения (1.29). Для точечного изотропного детектора, установленного в точке x_0 за защитой некоторой толщины и детектирующего нейтроны *i*-й группы с эффективностью δ_R^i ,

$$q^i(x, \mu) = \delta(x - x_0) \delta_{ij} \delta_R^i / 4\pi, \quad (3.26)$$

где δ_{ij} – символ Кронекера, указанное выражение принимает вид:

$$p_{Rq}(i) = \varphi^i(x_0) \delta_R^i / R. \quad (3.27)$$

Из выражения (3.27) видно, что относительная чувствительность расчетного результата к функции отклика детектора зависит от энергетического распределения нейтронов за защитой $\varphi^i(x_0)$ и энергетической зависимости δ_R^i .

Для базовых расчетных задач № 1 и 6 (см. табл. 2.2) с использованием комплекса программ РОЗ-11 + ЗАКАТ + АРАМАКО-2F были проведены расчеты относительных чувствительностей различных функционалов

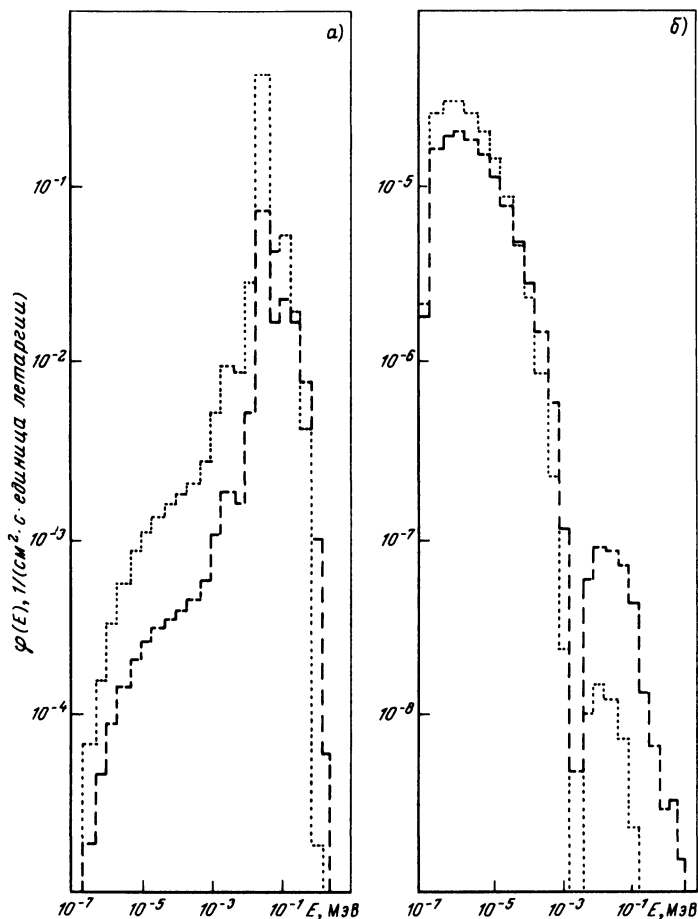


Рис. 3.24. Энергетическое распределение нейтронов за гомогенными барьерами из Fe толщиной 0,5 м (а) и Na толщиной 4,6 м (б) от плоских мононаправленных источников мощностью $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ с энергетическими распределениями испускаемых нейтронов вида $f + 1/E$ (---) и КПН (...)

за гомогенными и гетерогенными защитами из Na и Fe для плоских мононаправленных источников с различными энергетическими распределениями испускаемых нейтронов. Так как относительная чувствительность результатов зависит от энергетического распределения нейтронов за барьерами и используемых значений δ_R^i , то для интерпретации полученных результатов представляют интерес рассчитанные по программе РОЗ-11 указанные энергетические распределения нейтронов и используемые переходные коэффициенты. На рис. 3.24 и 3.25 представлены в 26-групповом разбиении по энергии энергетические распределения нейтронов за гомогенными и гетерогенными барьерами из Na и Fe для плоских мононаправленных источников с энергетическими распределениями нейтронов вида $f + 1/E$, КПН и FTR.

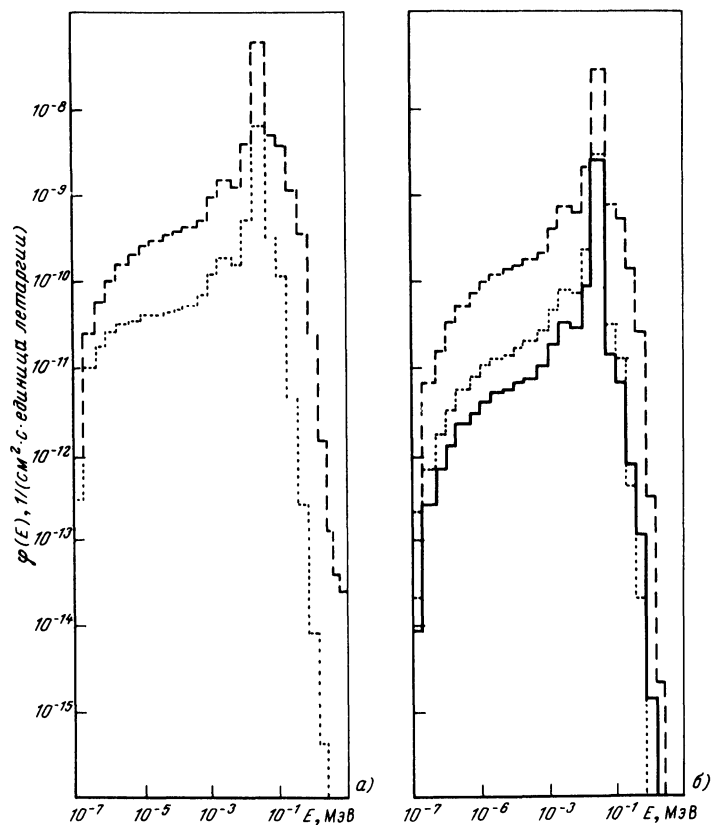


Рис. 3.25. Энергетическое распределение нейтронов за гетерогенными барьерами из Na (4,6 м) + Fe (0,5 м) (а), Na (4,6 м) + Fe (0,9 м) (б) от плоских мононаправленных источников мощностью $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ с энергетическими распределениями испускаемых нейтронов вида $f + 1/E$ (---), КПН (...) и FTR (—)

Как уже отмечалось выше, энергетическое распределение нейтронов за железной защитой характеризуется значительным вкладом промежуточных нейтронов, особенно в области энергий 21,5–46,5 кэВ, соответствующих минимуму в сечении железа при энергии 25 кэВ. Вклад нейтронов этой группы в полную плотность потока нейтронов за защитой составляет 50% для источника типа $f + 1/E$ и 73% для источника типа КПН.

Характерная особенность энергетического распределения нейтронов за натриевой защитой — накопление медленных нейтронов с энергиями от 10^{-6} до 10^{-4} МэВ. Вклад нейтронов с энергиями от 0,465 до 21,5 эВ в полную плотность потока нейтронов за натриевой защитой толщиной 4,6 м составляет 80% для источника типа $f + 1/E$ и 85% для источника типа КПН.

За гетерогенными композициями Na + Fe за счет интенсивного поглощения в Fe медленных нейтронов, накопившихся в Na, формируется спектр нейтронов, приближающийся к спектру нейтронов в чистом Fe

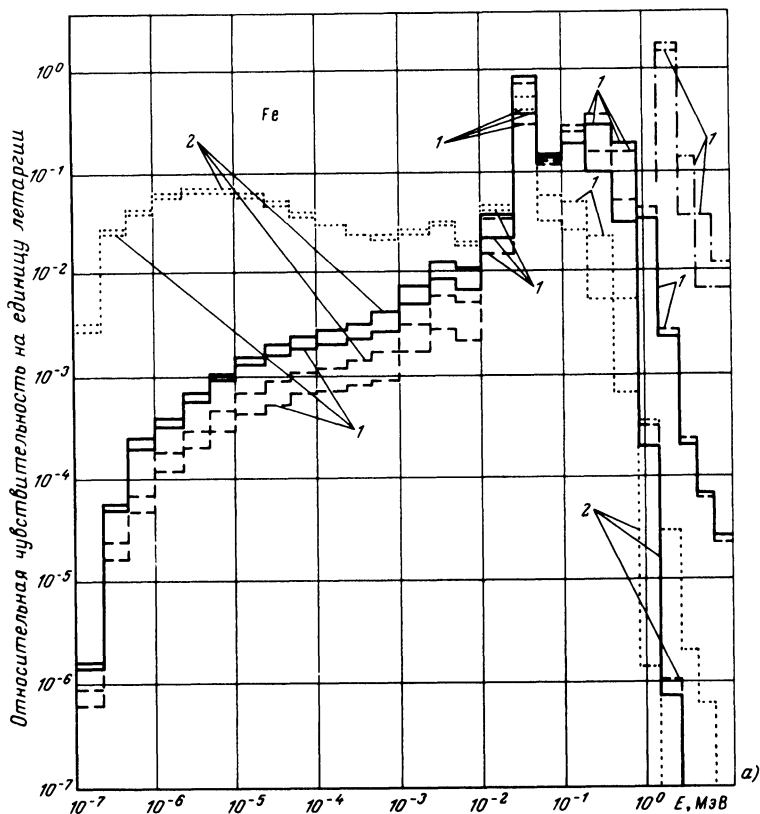
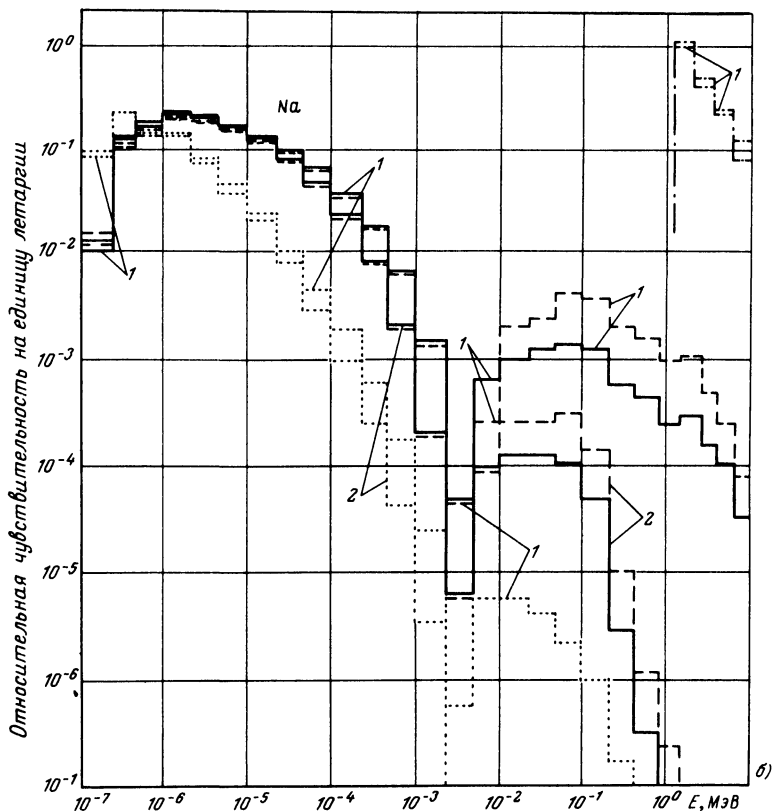


Рис. 3.26. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{ЭКВ}}$ (---), показаний детектора $1/v \varphi_{1v}$ (...) и плотности потока быстрых нейтронов

с еще более ярко выраженным пиком при энергии 25 кэВ. За гетерогенными композициями вклад этой группы нейтронов 21,5–46,5 кэВ в полную плотность потока составляет 73 и 82% для композиций Na (4,6) + Fe (0,5) и Na (4,6) + Fe (0,9) соответственно для спектра источника $f + 1/E$, 78 и 84% для аналогичных композиций для спектра источника КПН и 70 и 84% для спектра источника FTR.

Энергетическая зависимость функции отклика детектора также существенно видоизменяется при переходе от одного детектора к другому. На рис. 3.26–3.28 представлены энергетические зависимости относительной чувствительности рассматриваемых функционалов R к параметрам δ_R^i функции отклика детектора для разных композиций защит и различных исходных спектров источников, что позволяет определить энергетические группы, в которых требуется наиболее точное знание энергетических характеристик детектора, чтобы уменьшить погрешность результата расчета. В табл. 3.10 и 3.11 приведены энергетические группы в 26-групповом разбиении для функции отклика детектора, дающие основ-



φ_6 (— · —) за плоскими барьерами из Fe (а) и Na (б) к функции отклика детектора для плоских мононаправленных источников со спектрами $f + 1/E$ (1) и КПН (2)

ной вклад в результат расчета за гомогенными и гетерогенными защитами из Na и Fe. Как и следовало ожидать, за барьером из Fe независимо от спектра источника и используемого детектора основной вклад в результат расчета и, следовательно, в его погрешность дают нейтроны с энергиями 21,6–46,5 кэВ, а для источника спектра КПН вклад этой группы превышает 50%. Более 90% вклада в отклик детектора дает довольно узкий энергетический диапазон 0,02–0,8 МэВ для мощности поглощенной и эквивалентной дозы, $2,15 \cdot 10^{-6}$ –0,4 МэВ для $\varphi_{1/D}$ и 1,4–2,5 МэВ для плотности потока быстрых нейтронов. Причем указанные энергетические диапазоны практически не зависят от энергетического спектра излучения источника.

За барьерами из Na основной вклад также дают нейтроны в довольно узком диапазоне энергий, но в области уже медленных нейтронов. Более половины вклада в отклик детектора дают нейтроны с энергиями 0,465–10 эВ независимо от рассчитываемого функционала и спектра источника. Более 90% вклада дают нейтроны с энергиями от 0,025 до 100 эВ для мощности поглощенной и эквивалентной дозы; от 0,025 до 4,65 эВ для

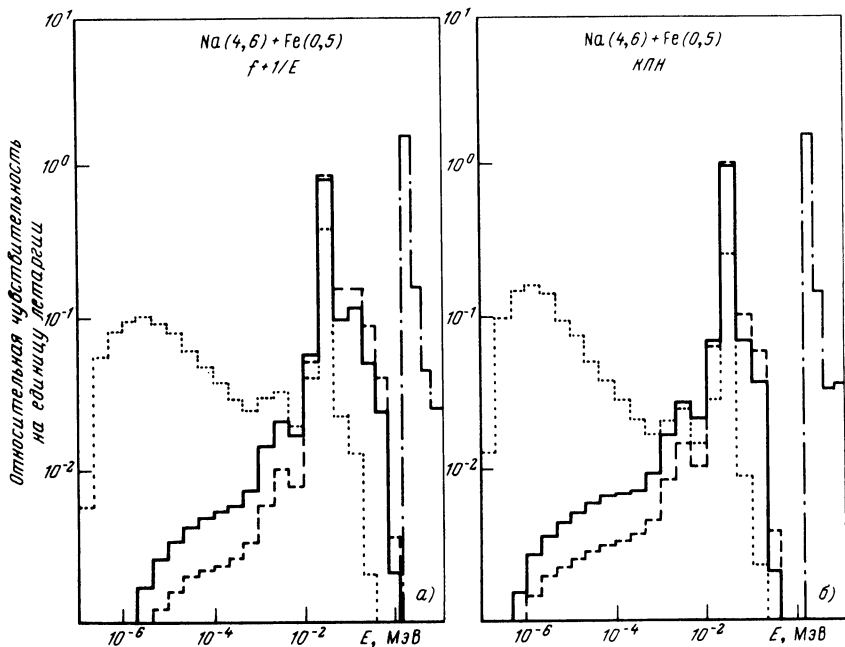


Рис. 3.27. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности поглощенной дозы в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{ЭКВ}}$ (---), плотности потока быстрых нейтронов $\varphi_{\text{б}}$ (— · —) и показаний детектора $1/\nu$ $\varphi_{1/\nu}$ (· · ·) за защитой Na (4,6 м) + Fe (0,5 м) к функции отклика детектора для плоских мононаправленных источников со спектрами $f + 1/E$ (а), КРН (б)

Таблица 3.10. Номера энергетических групп 26-группового разбиения функции отклика детектора, дающих определяющий вклад в результат расчета R за защитами из Fe и Na

Функционал R	Вклад в функционал R , %							
	Fe				Na			
	20–30	50–60	90–93	99–99,5	20–30	50–60	90–93	99–99,5
	Исходный спектр $f + 1/E$							
P	10	—	6–10	5–11	22–23	21–24	18–26	14–26
$P_{\text{ЭКВ}}$	10	7–10	6–10	5–11	22–23	21–24	18–26	14–26
$\varphi_{1/\nu}$	10	7–14	7–23	7–26	—	25–26	22–26	20–26
$\varphi_{\text{б}}$	—	—	4	2–4	—	4	2–4	—
	Исходный спектр КРН							
P	—	10	8–10	7–10	22–23	21–24	19–26	17–26
$P_{\text{ЭКВ}}$	—	10	8–10	7–10	22–23	21–24	19–26	17–26
$\varphi_{1/\nu}$	—	10	8–22	8–25	—	25–26	22–26	20–26
$\varphi_{\text{б}}$	—	—	4	3÷4	—	4	2–4	—

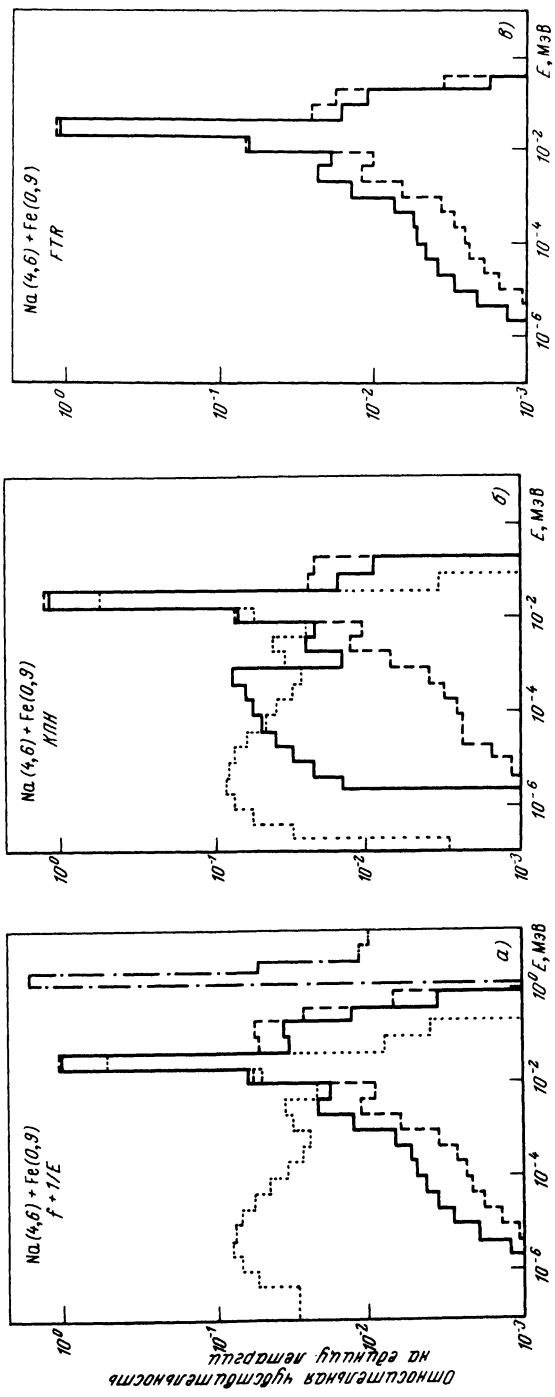


Рис. 3.28. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности, поглощенной в ткани P (—), мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$ (- - -), плотности потока быстрых нейтронов (----) и показаний детектора $1/\gamma \varphi_{1/\gamma}$ (...) за защитой Na (4,6) + Fe (0,9) к функции отклика детектора для плоских мононаправленных источников с исходными спектрами $F + 1/E$ (а), КПН (б) и FTR (в)

Таблица 3.11. Номера энергетических групп 26-группового разбиения функции отклика детектора, дающих определяющий вклад в результат расчета R за гетерогенными композициями из Na и Fe

Функционал R	Вклад в функционал R , %							
	Na (4,6) + Fe (0,5)				Na (4,6) + Fe (0,9)			
	30-40	60-70	90-93	99-99,5	30-40	60-70	90-93	99-99,5
Исходный спектр $f + 1/E$								
R	—	10	7-11	5-20	—	10	8-11	7-17
$R_{\text{ЭКВ}}$	—	10	7-11	5-20	—	10	8-11	7-17
$\varphi_{1/\nu}$	10	9-20	9-24	8-26	10	10-19	10-23	10-26
φ_6	—	—	4	2-4	—	—	4	—
Исходный спектр КПН								
R	—	10	8-11	7-22	—	10	10-11	8-17
$R_{\text{ЭКВ}}$	—	10	8-11	7-22	—	10	10-11	8-17
$\varphi_{1/\nu}$	10,23,24	—	10,19,26	8-26	10	10-19	10-23	10-26
φ_6	—	—	4	2-4	—	—	4	—
Исходный спектр FTR								
R	—	—	10-11	8-17	—	—	10-11	8-17
$R_{\text{ЭКВ}}$	—	—	10-11	8-17	—	—	10-11	8-17

$\varphi_{1/\nu}$ и от 1,4 до 6,5 МэВ для плотности потока быстрых нейтронов. Для гетерогенных защит из Na + Fe закономерности близки к наблюдавшимся в гомогенной железной защите. Однако роль интерференционного минимума в сечении взаимодействия нейтронов с железом при энергии 25 кэВ возрастает примерно в 2 раза, и если его относительный вклад в гомогенной защите составлял не более 30%, то в гетерогенной уже приближается к 70% и возрастает с ростом толщины второго железного слоя.

Таблица 3.13. Значения плотности потока быстрых нейтронов с энергиями $E \geq 1,4 R_{\text{ЭКВ}}$ и показаний детектора вида $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ за плоскими защитами из Na для двух энергетических спектров источника вида $f + 1/E$ и КПН и четырех

Энергетический спектр источника	$f + 1/E$			
	ПИ	ПК	ПКЗ	ПМ
Железо				
$\varphi_6, 1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	1,46-5*	1,93-5	2,95-5	3,86-5
$R, \text{Гр/с}$	7,86-13	9,03-13	1,00-10	1,14-12
$R_{\text{ЭКВ}}, \text{Зв/с}$	5,67-12	6,53-12	7,26-12	8,36-12
$\varphi_{1/\nu}, \text{отн. ед.}$	6,22-5	7,00-5	7,59-5	8,26-5
Натрий				
$\varphi_6, 1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	1,13-9	1,51-9	1,93-9	3,06-9
$R, \text{Гр/с}$	3,00-16	3,47-16	3,91-16	4,67-16
$R_{\text{ЭКВ}}, \text{Зв/с}$	7,68-16	8,8 -16	1,00-15	1,20-15
$\varphi_{1/\nu}, \text{отн. ед.}$	6,57-6	7,56-6	8,46-6	9,98-6

* $a - b$ читать как $a \cdot 10^{-b}$.

Таблица 3.12. Значения рассчитанных плотностей потока быстрых нейтронов с энергиями $E \geq 1,4$ МэВ φ_B , мощности поглощенной в ткани дозы P , мощности эквивалентной дозы $P_{\text{Экв}}$ и показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ за одномерными плоскими гетерогенными защитами из Na и Fe, нормированные на мощность плоского источника $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

Источник излучения	Функционал поля R			
	$\varphi_B, 1/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$	$P, \text{Гр/с}$	$P_{\text{Экв}}, \text{Зв/с}$	$\varphi_{1/\nu}, \text{отн.ед.}$
		Na (4,6 м) + Fe (0,5 м)		
$f + 1/E$	9,22–13*	4,53–17	2,49–16	7,27–5
КПН	2,96–16	4,41–18	2,20–17	1,21–5
		Na (4,6 м) + Fe (0,9 м)		
$f + 1/E$	1,37–15	1,86–17	9,36–17	2,75–5
КПН	3,73–19	1,90–18	9,26–18	2,94–6

* $a-b$ читать как $a \cdot 10^{-b}$.

Следует отметить еще одну особенность влияния энергетического распределения нейтронов источника на результаты анализа чувствительности, отмеченную в работе [3]. При анализе чувствительности результатов расчетов к сечениям взаимодействия нейтронов с веществом важным является исходный спектр источника, так как относительно небольшое изменение в спектре источника приводит к значительным изменениям в картине чувствительности результата к сечениям взаимодействия. Так, в расчетной задаче № 3 (см. табл. 2.2) при сравнении данных по относительной чувствительности показаний детектора с постоянной эффективностью регистрации в диапазоне энергий 40–350 кэВ, установленного за

МэВ φ_B , мощности поглощенной в ткани дозы P , мощности эквивалентной дозы и Fe, нормированные на мощность плоского источника $1 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ угловых распределений (ПИ, ПК, ПКЗ и ПМ)

КПН			
ПИ	ПК	ПКЗ	ПМ
		Железо	
1,38–8	1,86–8	2,40–8	3,92–8
2,58–12	2,98–12	3,28–12	3,62–12
1,49–11	1,72–11	1,91–11	2,13–11
2,98–4	3,35–4	3,58–4	3,76–4
		Натрий	
3,77–13	5,04–13	6,43–13	9,50–13
4,20–16	4,81–16	5,37–16	6,32–16
1,07–15	1,22–15	1,37–15	1,61–15
1,02–5	1,17–5	1,36–5	1,52–5

натриевой защитой толщиной 5 м, к полному сечению взаимодействия нейтронов с натрием для двух исходных спектров источников было показано, как отмечалось в разд. 1.4, что при более мягком спектре источника минимума в сечении Na при энергии 300 кэВ почти полностью определяет относительную чувствительность (61,4%), в то время как для жесткого спектра эта величина равна 2,3%.

Из формулы (1.29) следует, что произведение $p_{Rn}R$ является билинейным функционалом от φ^* и φ и, следовательно, от функции задания источника S и отклика детектора q . Поэтому по относительным чувствительностям $\{\{p_{Rn}^{km}\}_k\}_m$ функционалов R^{km} (с функциями отклика детекторов $\{q_k\}_k$) к параметру X_n для источников $\{S_m\}_m$ можно получить относительную чувствительность p_{Rn} функционала R (с функцией отклика детектора $q = \sum_k \alpha_k q_k$) к параметру X_n для источника $S = \sum_m \beta_m S_m$ по следующей формуле:

$$p_{Rn} = \frac{1}{R} \sum_k \sum_m \alpha_k \beta_m R^{km} p_{Rn}^{km}. \quad (3.28)$$

Полученная формула точная и позволяет обобщать выводы, полученные в исследованиях чувствительности с одним набором источников и детекторов, на другие задачи, источники и детекторы которых являются линейными величинами исследованных источников и детекторов соответственно.

Анализ последней формулы позволяет сделать вывод: исследования чувствительности расчетов защиты к входным параметрам для какого-то набора источников и детекторов можно оптимизировать, выбрав для исследований из совокупности источников и детекторов лишь те, которые линейным образом не выражаются через другие.

В заключение параграфа в табл. 3.12, 3.13 приведены абсолютные значения рассчитанных функционалов за исследованными защитами при разных параметрах источника и детектора, по которым косвенно можно судить о совокупном влиянии характеристик источника и детектора на расчетный результат.

3.3. ОЦЕНКИ ПОГРЕШНОСТИ И ИССЛЕДОВАНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ К СЕЧЕНИЯМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ ГОМОГЕННЫХ И ГЕТЕРОГЕННЫХ СРЕД

Большое внимание исследователей всегда уделяется изучению погрешностей и чувствительности результатов расчетов к неточностям сечений взаимодействия. Этим вопросам посвящен настоящий раздел. Лишь в простейших случаях, когда решение задачи может быть получено на основе аналитических или полуэмпирических методов, зависимость относительной чувствительности от входных параметров может быть оценена аналитически.

В остальных случаях, как правило, подобные исследования основываются на численных методах решения уравнения переноса, обобщенной теории возмущений или методе прямой замены.

Погрешности в аналитических методах

Аналитическое решение задач переноса излучений удается получить для однородных сред с жесткими предположениями о ходе энергетической зависимости сечений и часто без учета анизотропии рассеяния нейтронов. Несмотря на свою принципиальную ограниченность, эти методы тем не менее сыграли и играют положительную роль при тестировании численных методов расчета.

Из аналитических методов расчета защиты можно выделить по существу лишь один метод, обладающий определенной практической значимостью. Это асимптотическое решение уравнения переноса излучений, получаемое применением метода Фурье или же методом Кейса. Такое решение удобно использовать для аналитического рассмотрения качественного поведения относительной чувствительности от параметров задачи.

Асимптотическое значение плотности потока нейтронов от плоского мононаправленного источника $\delta(\mu - \mu_0)$ единичной мощности в бесконечной однородной изотропной рассеивающей среде в односкоростной задаче равно [20]

$$\varphi^{ac}(x; \mu_0) = (\nu / (\frac{\Sigma_S \Sigma_t}{\Sigma_t^2 - \nu^2} - 1) (\Sigma_t - \nu \mu_0)) \exp(-\nu x), \quad (3.29)$$

где ν – корень уравнения

$$(\Sigma_S / 2\nu) \ln \frac{\Sigma_t + \nu}{\Sigma_t - \nu} = 1; \quad (3.30)$$

Σ_t – полное макроскопическое сечение взаимодействия; Σ_S – макроскопическое сечение рассеяния среды; x – расстояние до источника. Аналитическая формула для плоского косинусоидального источника имеет вид:

$$\varphi^{ac}(x) = \int_0^1 \mu_0 \varphi^{ac}(x; \mu_0) d\mu_0 = \left(\Sigma_t / \nu \ln \left(\frac{\Sigma_t}{\Sigma_t - \nu} - 1 \right) \right) \left(\frac{\Sigma_S \Sigma_t}{\Sigma_t^2 - \nu^2} - 1 \right) \times \exp(-\nu x). \quad (3.31)$$

В этом случае для относительной чувствительности φ^{ac} к Σ_t и Σ_S можно получить выражения в аналитическом виде. Так, для плоского косинусоидального источника

$$P_{\varphi \Sigma_t}^{ac} = \frac{\partial \varphi / \varphi}{\partial \Sigma_t / \Sigma_t} = - \frac{\nu \Sigma_t \Sigma_S}{\nu^2 - \Sigma \Sigma_a} x - \beta; \quad (3.32)$$

$$P_{\varphi \Sigma_S}^{ac} = \frac{\partial \varphi / \varphi}{\partial \Sigma_S / \Sigma_S} = t \nu x + \delta, \quad (3.33)$$

где

$$\beta = \frac{2 \Sigma_t \Sigma_S \nu^2}{\nu^2 - \Sigma_t \Sigma_a} - \frac{m \Sigma_t \Sigma_S}{\nu^2 - \Sigma_t \Sigma_a} - 1; \quad (3.34)$$

$$\delta = t - m + \frac{2\nu^2 - \Sigma_t \Sigma_S}{\nu^2 - \Sigma_t \Sigma_a}; \quad (3.35)$$

$$t = \frac{\Sigma_t^2 - \nu^2}{\Sigma_t \Sigma_S}; \quad m = \frac{\nu(\Sigma_t + \nu)}{\Sigma_t \Sigma_S \frac{\Sigma_t}{\nu} \ln \frac{\Sigma_t}{\Sigma_t - \nu} - 1}; \quad \Sigma_a = \Sigma_t - \Sigma_S. \quad (3.36)$$

Как видно, относительная чувствительность плотности потока к вариации сечений линейно возрастает с толщиной защиты. При этом относительная чувствительность к полному сечению отрицательна, т.е. увеличение значения Σ_t приводит к уменьшению плотности потока φ_0^A . Вариация сечения рассеяния Σ_S действует в противоположном направлении, т.е. $\frac{\partial \varphi_0 / \varphi_0}{\partial \Sigma_S / \Sigma_S} > 0$.

Погрешности в полуэмпирических методах

Основной полуэмпирический метод расчета защиты — метод выведения-диффузии, описывающий распространение быстрых нейтронов с помощью сечений выведения, а промежуточных и тепловых с помощью решения уравнения диффузии. В качестве примера на рис. 3.29 проводится сравнение [153] экспериментальных данных по распределению быстрых нейтронов с $E \gtrsim 2,5$ МэВ в железобетонном макете защиты реактора PWR (Pressurised Water Reactor) с соответствующими расчетными данными, полученными для одномерной сферической геометрии S_N -методом по программе ANISN [130] и полуэмпирическим методом выведения-диффузии по многогрупповой программе NRN [154].

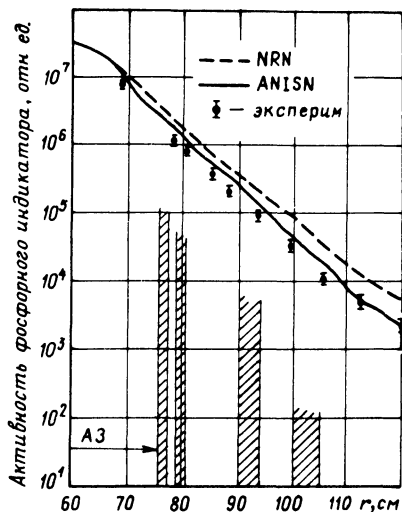
Как видно, отличие результатов расчетов полуэмпирическим методом от данных эксперимента и расчета S_N -методом, достаточно близких друг к другу, увеличивается при удалении от активной зоны и в данной задаче на расстоянии ~ 50 см от активной зоны составляет 2,5 раза. При этом данные расчетов по программе NRN оказались выше экспериментальных данных, что нетипично для полуэмпирических расчетов, обычно занижающих результат.

Для полногабаритных защит ядерных реакторов (при кратности ослабления $10^{10} - 10^{12}$) погрешность расчетов защиты полуэмпирическим методом может быть довольно значительной.

Эта погрешность обусловлена следующими факторами: 1) погрешностью численного интегрирования функции влияния точечного источника по объему; 2) погрешностью сечений выведения; 3) погрешностью прочих нейтронных констант; 4) погрешностью расчета диффузионной составляющей нейтронного потока.

Первая составляющая существенно зависит от выбранной схемы численного интегрирования. Одна из наиболее экономичных схем — использование метода оптимальных квадратурных (кубатурных) коэффициентов (метода Коробова) [155]. Его погрешность оценивается как $(\ln K/K)^2$, где K — число пространственных узлов.

Рис. 3.29. Сравнение экспериментальных данных по распределению быстрых нейтронов в железобетонной защите с результатами расчетов по программе ANISN и NRN (заштрихованы слои железа)



Исследования погрешности численного интегрирования по объему источника по программам КУБ-2, ПРОПАРА и др. описаны в работе [156]. В этих исследованиях показано, что погрешность численного интегрирования может существенно возрастать с ростом оптических размеров источника, например активной зоны ядерного реактора.

Для качественной оценки чувствительности результатов расчета защиты к погрешностям сечений выведения рассмотрим простейший случай распределения нейтронов выведения достаточно высокой энергии в однородной среде от плоского источника. В этом случае распределение плотности потока нейтронов выражается при помощи сечений выведения Σ_{rem} формулой

$$\varphi(x) = B \exp(-\Sigma_{rem} x), \quad (3.37)$$

где B — некоторая постоянная.

Относительная чувствительность $\varphi(x)$ к Σ_{rem} имеет вид

$$p_{\varphi \Sigma_{rem}} = \frac{\partial \varphi / \varphi}{\partial \Sigma_{rem} / \Sigma_{rem}} = -\Sigma_{rem} x. \quad (3.38)$$

Отсюда следует, что относительная чувствительность возрастает по абсолютной величине с удалением от источника. Кроме того, погрешность результатов расчетов дополнительно пропорциональна погрешности сечений выведения, которая, как известно, может быть достаточно высока и достигать до 30%.

Погрешность расчета диффузионной составляющей плотности потока нейтронов существенно зависит от соотношения потоков быстрых нейтронов и нейтронов промежуточных энергий в спектре источника, а также от рассматриваемых в задаче сред. Несмотря на то, что диффузионное приближение при решении задач расчета защиты обладает значительной погрешностью (см. разд. 3.1, метод сферических гармоник), для защиты реакторов на тепловых нейтронах, особенно при наличии в ней водородсодержащих материалов, когда ведущими являются быстрые нейтроны, погрешность диффузионной составляющей нейтронного потока практически полностью определяется погрешностью используемых сечений выведения.

Для защиты реакторов на быстрых нейтронах, где роль нейтронов выведения оказывается несущественной, погрешность расчетного метода

определяется в основном погрешностью диффузионного приближения, а в практических расчетах даже диффузионно-возрастного приближения. Погрешность последнего зависит от числа групп, энергетического распределения нейтронов, по которому производится усреднение сечений, и других условий расчета.

Следует отметить необходимость итерационного подхода (с точки зрения переусреднения констант) к решению многогруппового уравнения переноса нейтронов, в том числе и при использовании диффузионно-возрастного приближения, в силу неопределенности внутригруппового спектра. В практических расчетах часто ограничиваются первой итерацией, использующей константы, полученные в предположении справедливости спектра Ферми [$\varphi(u) = \text{const}$, где u — летаргия]. При таком подходе малое число групп приводит к завышению результатов, большее — к значительному занижению. Оптимальную групповую структуру, приводящую к минимальной погрешности диффузионно-возрастных расчетов, составляют примерно 25 групп, что соответствует ширине группового интервала $\Delta u \approx 0,6$.

Погрешности в численных методах решения уравнения переноса

Исследования реальных защит, как правило, основываются на численных методах решения уравнения переноса. При этом объем совокупности входных параметров может быть достаточно большим. В этих случаях исследования могут быть выполнены в первую очередь для простых защит, которые отражали бы особенности реальных защит ядерно-технических установок. Простота защиты устраняет сложные эффекты наложения (влияния) одних параметров на другие и позволяет выделить среди них главные и второстепенные. К простым могут быть отнесены прежде всего однородные среды и гетерогенные защиты с простой компоновкой.

Рассмотрим вначале возможные погрешности численных методов, обусловленные приближенным описанием индикатрисы рассеяния.

Для иллюстрации масштаба этих погрешностей на рис. 3.30 приведены результаты расчетов в $S_{16}P_L$ -приближении ($L = 0, 1, 2, 8$) распространения нейтронов с энергией $E_T > 10$ МэВ в воде [153]. Распределение этих нейтронов важно знать, в частности, при расчете кислородной активности теплоносителя. Приближения от P_2 до P_8 дают близкие результаты. Переход к P_1 -приближению индикатрисы рассеяния занижает результаты в несколько раз на больших расстояниях, а переход к P_0 -приближению значительно занижает результаты по всему объему защиты.

Такого рода данные позволяют делать выводы о степени чувствительности результатов расчетов к погрешности описания индикатрисы рассеяния. Например, в приведенном примере результаты расчетов оказываются малочувствительными к погрешности P_2 – P_8 -моментов индикатрисы рассеяния и обладают большой чувствительностью к погрешности P_0 – P_1 -моментов.

Погрешность расчетов защиты, вызванная приближенным описанием индикатрисы рассеяния нейтронов, возрастает с повышением энергии

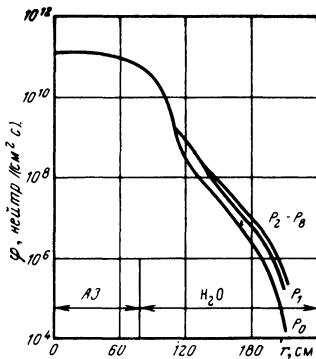


Рис. 3.30. Сравнение расчетов в $S_{16}P_L$ -приближении при различных L для распределения быстрых нейтронов в водной защите водо-водяного реактора

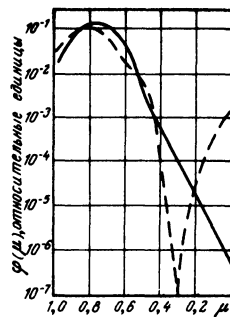


Рис. 3.31. Сравнение результатов расчетов углового распределения плотности потока быстрых нейтронов за пластиной из водорода толщиной в 1 д.сп. в P_8 -приближении (---) индикатрисы рассеяния с точными данными (—)

нейтронов E , что обусловлено возрастанием анизотропии рассеяния при росте E .

Наибольшая погрешность из-за приближенного описания индикатрисы рассеяния возникает при расчете распространения нейтронов в водородсодержащих материалах. Угловая зависимость дифференциальных сечений рассеяния нейтронов из группы в группу для таких материалов представляет собой сложную пикообразную функцию, плохо описываемую конечным рядом из полиномов Лежандра (см. рис. 3.10 [157]). Даже высшее приближение индикатрисы рассеяния в этих случаях достаточно плохо описывает точную картину. Это не может не сказаться на расчете распространения нейтронов в водородсодержащих средах. На рис. 3.31 представлены результаты расчетов S_N -методом угловой плотности потока быстрых нейтронов за пластиной из водорода толщиной 1 д.сп., облучаемой пучком нейтронов энергией 13,5–15,9 МэВ. Результаты этих расчетов в P_8 -приближении индикатрисы рассеяния сравниваются с данными точных расчетов, использующими дискретное угловое представление индикатрисы рассеяния [158]. Расчеты в P_8 -приближении дают осциллирующие, а в ряде случаев и отрицательные значения угловой плотности потока нейтронов. Для воды толщиной 10 см согласие данных несколько лучше, чем для водорода, в том числе и для отраженных нейтронов (см. рис. 3.11). С уменьшением энергии нейтронов точность расчетов в P_8 -приближении увеличивается.

Переход к гетерогенным защитам может приводить к некоторой взаимной компенсации приближенности учета правильного хода угловой зависимости индикатрисы рассеяния нейтронов разными материалами.

В результате чувствительность результатов расчетов нейтронных полей в гетерогенных защитах к погрешности описания индикатрисы рассеяния оказывается в большинстве случаев ниже, чем для однородных защит (при одинаковых ослаблениях) (рис. 3.32). В приведенном примере на расстоянии около 50 см от активной зоны переход от P_3 -приближения

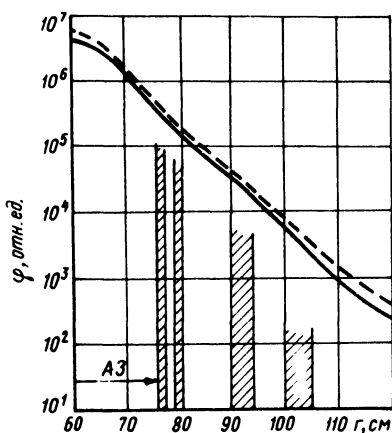


Рис. 3.32. Распределения быстрых нейтронов с энергией $E > 2,5$ МэВ в железобетонной защите водо-водяного реактора, рассчитанные в одномерной геометрии S_N -методом в $S_{16}P_3$ - (---), $S_{16}P_1$ -приближениях (—) (программа ANISN) [153]

индикатрисы рассеяния к P_1 -приближению приводит к занижению плотности потока нейтронов примерно в 1,7 раза.

В табл. 3.14 приведены отклонения результатов расчетов методом дискретных ординат плотности потока быстрых нейтронов ($E \geq 2,5$ МэВ)

за железобетонной защитой (10 см Fe + 30 см H_2O + 10 см Fe + 30 см H_2O) водо-водяного реактора, полученные в $2D_7P_7$ -приближениях, от точных результатов в $2D_{12}$ -приближении для плотности потока и дискретном представлении индикатрисы рассеяния [144].

Анализ проведенных исследований показывает, что при ослаблениях плотности потока быстрых нейтронов $10^5 - 10^6$ в железобетонной защите для расчетов методом дискретных ординат практически достаточно P_2 - и P_3 -приближения индикатрисы рассеяния.

В расчетных задачах, где роль нейтронов с высокой энергией не существенна, например при расчете защиты быстрых реакторов, чувствительность расчетных данных к погрешности описания индикатрисы рассеяния оказывается малой. Как показывают данные обчета задачи № 7 табл. 2.2, приведенные в табл. 3.15, для протяженного массива натрия (4,6 м), окруженного слоем железа (0,9 м) и облучаемого нейтронами из реактора FTR, для расчетов мощности поглощенной дозы оказывается вполне достаточно P_1 -приближения индикатрисы рассеяния. Чувствительность к P_2 -моменту индикатрисы рассеяния достаточно мала.

Закономерность несколько другая при рассмотрении углового распределения плотности потока нейтронов. В этих случаях для получения корректного результата требования к индикатрисе рассеяния повышаются. В табл. 3.16 приведены данные для коэффициента неравномерности угловой плотности потока нейтронов (отношения $\varphi(\mu = 1)$) в направлении

Таблица 3.14. Различия результатов расчетов на расстоянии 80 см от активной зоны для плотности потока быстрых нейтронов, %

E, МэВ	Приближение P_L индикатрисы рассеяния				
	P_1	P_2	P_3	P_5	P_7
$\geq 2,5$	-47,9	-6,36	-0,21	-0,05	-
$\geq 1,4$	-48,1	-6,22	-0,13	-0,03	-
0,1-1,4	-46,2	-5,92	-0,15	0,01	-

Таблица 3.15. Относительная погрешность $\delta P/P$, %, расчетов мощности поглощенной дозы в ткани P за защитой Na (4,6 м) + Fe (0,9 м) для источника нейтронов с энергетическим распределением FTR, обусловленная P_L -приближениями индикатрисы рассеяния. Точным принято P_3 -приближение

P_L -приближение индикатрисы рассеяния для данной среды		Расчеты $\delta P/P$ по программам SWANLAKE и ANISN, %	
Na	Fe	Оценки по основе линейной теории возмущений	Расчеты методом прямой замены
P_2	P_2	—	—0,03
P_1	P_1	—18	—13,8
P_2	P_1	—	—16
P_0	P_0	—278	—88
P_1	P_0	—	—27

вперед к среднему значению углового потока, усредненного по всем углам), характеризующего степень анизотропии [144].

Видно, что для корректного описания угловой зависимости плотности потока нейтронов при ослаблении $\sim 10^6$ требуется не менее чем P_3 -приближение индикатрисы рассеяния. При больших ослаблениях требуется повышение порядка индикатрисы рассеяния.

Таким образом, чувствительность результатов расчетов угловой плотности потока нейтронов значительно выше, чем расчетов плотности потока нейтронов.

Сами по себе большие погрешности и чувствительности расчетных результатов к гармоникам сечения рассеяния без сопоставления с аналогичными данными для других парциальных сечений неполно характеризуют точность расчетов. Поэтому в ряде работ такие исследования проводятся в совокупности с исследованиями для различных парциальных сечений. Единственное эффективное средство таких исследований — теория возмущения.

Для иллюстрации подобных исследований выбраны материалы защит, характерные для реакторов на быстрых нейтронах с резонансной структурой сечения взаимодействия, учет которой важен в задачах глубокого проникновения. В настоящем разделе обсуждаются результаты исследований только авторов книги для базовых расчетных задач на примере гомогенных (задача № 1, табл. 2.2) [110] и гетерогенных (задача № 6, табл. 2.2) [115] защит из Fe и Na, выполненные по комплексу программ ЗАКАТ + РОЗ-11+ АРАМАКО-2F с использованием программы CORE для оценки

Таблица 3.16. Коэффициент неравномерности угловой плотности потока нейтронов за железобетонной защитой толщиной 80 см в $2D_7P_L$ -приближении

E , МэВ	P_1	P_2	P_3	P_5	P_7	Точно
≥ 4	3,42	4,29	4,41	4,53	4,54	4,58
$\geq 2,5$	3,07	3,49	3,93	4,01	4,02	4,28
$\geq 1,4$	2,79	3,23	3,57	3,62	3,62	3,75

Таблица 3.17. Константные составляющие относительной погрешности $\frac{\delta R_k}{R_k}$ (%) и относительные чувствительности R к сечениям взаимодействия

Исследуемый параметр X_n	Относительная чувствительность R_k к X_n				Составляющие относительной погрешности $\frac{\delta R_k}{R_k}$ % и номера энергетических групп, определяющие погрешность (в знаменателе)	
	$f + 1/E$	КПН	$f + 1/E$	КПН		
Сечение	и *1	м *1	и	м	и	м
Натрий (4,6 м). Функционал φ_6						
$\sigma_{c+el+in}$	-1,72+1 *2	-1,71+1	-1,73+1	-1,74+1	191	194
σ_c	-1,27-1	-1,52-1	-1,79-1	-2,21-1	8/1	11/1
σ_{in}	-8,51	-8,37	-8,35	-8,35	166/1-4	166/1-4
σ_{el}	-8,49	-8,63	-8,85	-8,85	95/1-4	100/1-4
σ_{el0}	-1,38+1	-1,40+1	-1,40+1	-1,46+1		
σ_{el1}	4,72	4,57	4,56	4,50		
σ_{el2}	5,36-1	7,39-1	5,43-1	7,88-1		
σ_{el3}	3,61-2	1,22-1	4,09-2	1,48-1		
Функционал $P_{эвк}$						
$\sigma_{c+el+in}$	-1,20+1	-1,20+1	-1,25+1	-1,25+1	49	56
σ_c	-8,08-1	-7,86-1	-9,01-1	-8,90-1	5/> 14	6/> 14
σ_{in}	-4,00-1	-4,70-1	-1,34-2	-1,46-2	9/2-4	0
σ_{el}	-1,08+1	-1,07+1	1,16+1	-1,17+1	48/> 1	56/> 6
σ_{el0}	-1,13+1	-1,13+1	-1,19+1	-1,19+1		
σ_{el1}	5,07-1	5,51-1	2,75-1	2,77-1		
σ_{el2}	2,78-3	2,40-2	1,68-2	1,67-3		
σ_{el3}	2,52-4	1,16-3	2,30-3	-4,40-5		
Функционал P						
$\sigma_{c+el+in}$	-1,20+1	-1,20+1	1,25+1	1,26+1	49	57
σ_c	-7,84-1	-7,86-1	-8,70-1	-8,59-1	5/> 14	6/> 14
σ_{in}	-3,79-1	-4,70-1	-1,35-2	-1,46-2	9/2-4	0
σ_{el}	-1,08+1	-1,07+1	-1,16+1	-1,17+1	48/> 1	57/> 6
σ_{el0}	-1,13+1	-1,13+1	-1,19+1	-1,20+1		
σ_{el1}	4,97-1	5,52-1	2,76-1	2,79-1		
σ_{el2}	1,81-3	2,40-2	-1,70-4	1,68-3		
σ_{el3}	2,11-4	1,16-3	2,30-5	-4,42-5		
Функционал $\varphi_{1/\nu}$						
$\sigma_{c+el+in}$	-1,10+1	-1,10+1	-1,14+1	-1,15+1	49	57
σ_c	-1,77	-1,75	-1,83	-1,82	5/> 20	5/> 20
σ_{in}	-2,37-1	-2,70-1	-9,22-3	-1,01-2	5/> 2	5/> 2
σ_{el}	-9,01	-8,97	-9,60	-9,65	30/> 4	32/> 4
σ_{el0}	-9,37	-9,37	-9,82	-9,86		
σ_{el1}	-3,66-1	-3,91-1	2,13-1	2,15-1		

Продолжение табл. 3.17

Исследуемый параметр X_n	Относительная чувствительность R_k к X_n				Составляющие относительной погрешности $\frac{\delta R_k}{R_k}$ % и номера энергетических групп, определяющие погрешность (в знаменателе)	
	$f + 1/E$		КПН		$f + 1/E$	КПН
Энергетическое распределение источника	и	м	и	м	и	м
σ_{el2}	-5,74-4	1,27-2	-2,46-4	1,25-3		
σ_{el3}	2,02-4	-7,13-5	2,17-5	-4,94-5		
Железо (0,5 м). Функционал φ_6						
$\sigma_{c+el+in}$	-7,87	-7,93	-7,84	-7,91	48	48
σ_c	-1,88-2	-1,80-2	-1,75-2	-1,62-2	0	0
σ_{in}	-5,06	-4,77	-4,94	-4,61	45/1-4	45/1-4
σ_{el}	-2,79	-3,14	-2,88	-3,29	18/1-4	18/1-4
σ_{el0}	-4,25	-4,67	-4,13	-4,58		
σ_{el1}	1,28	1,16	-1,07	9,48-1		
σ_{el2}	1,84-1	3,17-1	1,77-1	2,97-1		
σ_{el3}	-1,43-3	4,30-2	-1,74-3	4,01-2		
Функционал $P_{экр}$						
$\sigma_{c+el+in}$	-1,77	-1,83	-1,40	-1,39	4,4	3,1
σ_c	-5,64-2	-5,15-2	-6,28-2	-5,35-2	0	0
σ_{in}	-1,46-1	-1,76-1	-1,27-3	-1,60-3	1,4/2-5	0
σ_{el}	-1,56	-1,59	-1,34	-1,33	4,2/4-10	3,1/4-10
σ_{el0}	-1,74	-1,79	-1,41	-1,42		
σ_{el1}	-1,78-1	-1,92-1	7,69-2	8,44-2		
σ_{el2}	-4,04-3	7,95-3	-9,70-4	9,60-4		
σ_{el3}	-6,24-4	-1,47-3	2,10-5	-4,80-5		
Функционал P						
$\sigma_{c+el+in}$	-1,50	-1,53	-1,20	-1,15	3,5	2,6
σ_c	-6,56-2	-5,96-2	-7,17-2	-6,07-2	0	0
σ_{in}	-1,08-1	-1,34-1	-7,64-4	-9,75-4	1,1/2-7	0
σ_{el}	-1,32	-1,38	-1,13	-1,09	3,3/4-10	2,6/4-10
σ_{el0}	-1,46	-1,53	-1,19	-1,16		
σ_{el1}	1,43-1	1,57-1	5,84-2	6,48-2		
σ_{el2}	-3,43-3	5,70-3	-7,17-4	5,02-4		
σ_{el3}	5,48-4	-1,35-3	1,61-5	-4,10-5		
Функционал $\varphi_{1/\nu}$						
$\sigma_{c+el+in}$	-1,22	-1,17	-2,31	-7,61-1	2,6	1,2
σ_c	-6,41-1	-6,20-1	-9,34-1	-5,67-1	1,3/>14	1,0/>10
σ_{in}	-4,01-3	-6,96-3	1,50-2	-3,55-5	0	0

Исследуемый параметр X_n	Относительная чувствительность R_k к X_n				Составляющие относительной погрешности δR_k % и номера энергетических групп, определяющие погрешность (в знаменателе)	
	$f + 1/E$		КПН		$f + 1/E$	КПН
Энергетическое распределение источника	и	м	и	м	и	м
σ_{el}	-5,70-1	-5,42-1	-1,37	-1,94-1	2,2/>7	0,7/>9
σ_{el0}	-6,05-1	-5,82-1	-1,37	-2,12-1		
σ_{el1}	3,56-2	4,07-2	-2,63-3	1,88-2		
σ_{el2}	-1,23-3	-2,37-4	-1,72-4	-2,09-4		
σ_{el3}	2,48-4	-7,58-4	4,02-6	6,14-6		

*1 Изотопное (и) и мононаправленное (м) угловое распределение излучения источника

константной составляющей погрешности. В табл. 3.17 и 3.18 и на рис. 3.33 приведены результаты исследования чувствительности расчетов плотности потока быстрых нейтронов φ_6 с энергиями $E \geq 1,4$ МэВ, мощности эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$, мощности поглощенной дозы в ткани P и показаний детектора $1/\nu \varphi_{1/\nu}$ за защитами к полным и парциальным сечениям взаимодействия нейтронов с веществом и соответствующие погрешности указанных функционалов для плоской геометрии с плоскими изотропными и мононаправленными источниками нейтронов различных энергетических распределений ($f + 1/E$ и КПН) для защит из Na (4,6 м), Fe (0,5 м), Na (4,6 м) + Fe (0,5 м) и Na (4,6 м) + Fe (0,9 м).

Представленные данные позволяют сделать следующие выводы. Угловое распределение нейтронов источника слабо влияет на относительную чувствительность и энергетическую зависимость относительной чувствительности исследуемых функционалов к полному сечению ($\sigma_{c + el + in}$), сечению поглощения (σ_c), сечению упругого (σ_{el}) и неупругого (σ_{in}) рассеяния. Например, для однородных защит из Fe (0,5 м) и Na (4,6 м) (см. табл. 3.17) относительные чувствительности φ_6 , $P_{\text{экв}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ к указанным парциальным сечениям совпадают в пределах погрешности 20% для плоских источников с изотропным и мононаправленным угловыми распределениями. Эта закономерность объясняется тем, что, начиная с некоторого расстояния от источника, как отмечалось в разд. 3.2, пространственная зависимость энергетической плотности потока нейтронов с точностью до постоянного множителя не зависит от углового распределения нейтронов источника. Физически эта закономерность иллюстрирует близкую картину переноса нейтронов для источников с различ-

ными угловыми распределениями и позволяет оценивать константную составляющую погрешности только для плоских источников с одним угловым распределением излучения, например мононаправленным.

Энергетическое распределение нейтронов источника, рассмотренное на примере источников типа КПН и $f + 1/E$, в большей мере, чем угловое, влияет на энергетическую зависимость относительной чувствительности. Например, энергетические зависимости относительной чувствительности φ_6 , $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ за исследованными защитами как к полному сечению (рис. 3.33), так и к парциальным сечениям для плоских источников с энергетическими распределениями нейтронов вида КПН и $f + 1/E$ при энергиях выше 1 МэВ могут иметь отличия до двух порядков. Однако относительные чувствительности указанных функционалов к полному сечению в пределах погрешности 30% совпадают для указанных энергетических распределений нейтронов источника. Эта закономерность отражает близкий закон ослабления каждого из функционалов φ_6 , $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ в защите для рассматриваемых источников.

Из представленных данных следует, что основными процессами замедления нейтронов для функционалов $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ являются процессы упругого замедления нейтронов с малой анизотропией, а для функционала φ_6 процессы упругого и неупругого взаимодействия играют примерно равную роль, но анизотропия процессов упругого рассеяния для φ_6 выше, чем для функционалов P , $P_{\text{ЭКВ}}$ и $\varphi_{1/\nu}$. Так, например, расчеты функционалов P , $P_{\text{ЭКВ}}$ и $\varphi_{1/\nu}$ за однородными защитами из Na (4,6 м) или Fe (0,5 м) для исследуемых энергетических и угловых распределений нейтронов источника в пределах погрешности 2% могут быть выполнены в P_1 -приближении индикатрисы рассеяния, а расчеты φ_6 в пределах погрешности 2% требуют P_3 -приближения индикатрисы рассеяния.

Роль процесса захвата для показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ выше, чем у других функционалов, однако определяющим при формировании показания детектора $1/\nu$ он не становится. Во всех случаях, как и следовало ожидать, роль процесса неупругого рассеяния больше для энергетического распределения источника типа $f + 1/E$, чем для КПН, так как последний обладает более мягким энергетическим распределением испускаемых нейтронов.

Важную информацию для исследований предоставляют энергетические зависимости относительной чувствительности φ_6 , $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ за защитой к полному сечению. Эти величины характеризуют роль различных энергетических диапазонов при замедлении нейтронов. Указанные относительные чувствительности имеют общие черты, связанные с особенностями энергетической зависимости сечения взаимодействия нейтронов с веществом (рис. 3.33).

Так, например, провал в энергетической зависимости относительной чувствительности функционалов $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ за защитой из Na (4,6 м) к полному сечению при энергиях 2,15–4,65 кэВ соответствует максимуму в полном сечении взаимодействия нейтронов с натрием. Малые по модулю значения относительной чувствительности для указанного провала подчеркивают незначительную роль процессов взаимодействия нейтронов с Na, описываемых сечением взаимодействия данного энергетического

Таблица 3.18. Константные составляющие относительной погрешности $\frac{\delta R_k}{R_k}$ (%) и относительные чувствительности R к сечениям взаимодействия

Исследуемый параметр X_H	Относительная чувствительность R_k и X_H			Составляющие относительной погрешности $\frac{\delta R_k}{R_k}$, %		
	$f + 1/E$	КПН	$f + 1/E$	КПН	КПН	КПН
Энергетическое распределение источника						
Сечение	Na	Fe	Na	Fe	Na	Fe
$\sigma_c + el + in$	-1,72+1	-7,98	-1,77+1	-8,06	183	185
σ_c	-1,70-1	-2,31-2	-2,43-1	-2,40-2	8,4/1-2	12,3/1-2
σ_{in}	-8,44	-5,09	-8,51	-5,16	166/1-4	168/1-4
σ_{el}	-1,71+1	-7,96	-1,74+1	-8,03	77,4/1-4	75,8/1-4
σ_{el0}	-2,27+1	-9,60	-2,32+1	-9,71	-	-
σ_{el1}	4,61	1,35	4,62	1,38	-	-
σ_{el2}	8,29-1	2,72-1	9,15-1	2,84-1	-	-
σ_{el3}	1,45-1	1,67-2	1,78-1	1,86	-	-
			Функционал Φ			
			Na (4,6 м) + Fe (0,5 м) . Функционал Φ			
$\sigma_c + el + in$	-1,70+1	-1,36	-2,02+1	-1,22	96	112
σ_c	-5,75-2	-7,38-2	-2,50-2	-8,35-2	0,3/1-2	0,2/10
σ_{in}	-4,00	-1,76-2	-2,23-1	-6,84-5	78,7/2-4	4,0/6
σ_{el}	-1,69+1	-1,28	-2,02+1	-1,13	54,5/1-10	112/6-10
σ_{el0}	-1,97+1	-1,34	-2,09+1	-1,16	-	-
σ_{el1}	2,45	6,05-2	7,53-1	3,15-2	-	-
σ_{el2}	2,68-1	5,14-5	1,71-2	-9,92-5	-	-
σ_{el3}	3,74-2	6,95-6	3,98-4	7,40-7	-	-
			Функционал $P_{экс}$			
$\sigma_c + el + in$	-1,70+1	-1,36	-2,02+1	-1,22	96	112
σ_c	-5,75-2	-7,38-2	-2,50-2	-8,35-2	0,3/1-2	0,2/10
σ_{in}	-4,00	-1,76-2	-2,23-1	-6,84-5	78,7/2-4	4,0/6
σ_{el}	-1,69+1	-1,28	-2,02+1	-1,13	54,5/1-10	112/6-10
σ_{el0}	-1,97+1	-1,34	-2,09+1	-1,16	-	-
σ_{el1}	2,45	6,05-2	7,53-1	3,15-2	-	-
σ_{el2}	2,68-1	5,14-5	1,71-2	-9,92-5	-	-
σ_{el3}	3,74-2	6,95-6	3,98-4	7,40-7	-	-

Функционал P

$\sigma_c + el + in$	-1,69+1	-1,21	-2,02+1	-1,21	96	3	112	3,3
σ_c	-5,44-2	-8,63-2	-2,57-2	-1,01-1	0,3/1-2	0,2/10	0	0,2/10
σ_{in}	-3,76	-9,64-3	-2,16-1	-3,46-5	78,7/2-4	0,3/4-5	4,0/6	0
σ_{el}	-1,69+1	-1,12	-2,02	-1,71	54,5/1-10	29/6-10	112/6-10	3/8-10
σ_{el0}	-1,95+1	-1,16	-2,09+1	-1,14	-	-	-	-
σ_{el1}	2,34	1,38-2	7,46-1	-2,70-2	-	-	-	-
σ_{el2}	2,47-1	-5,37-5	1,66-2	1,05-4	-	-	-	-
σ_{el3}	3,39-2	4,32-6	3,63-4	6,71-7	-	-	-	-
$\sigma_c + el + in$	-1,67+1	-2,51	-1,87+1	-6,25	85	4	99	10
σ_c	-5,80-2	-8,82-1	-8,79-2	-1,57	0	2,6/>10	0	4,6/>18
σ_{in}	-3,14	4,63-4	-1,46-1	8,47-7	62,8/1-6	0	3,0/6	0
σ_{el}	-1,66+1	-1,63	-1,86+1	-4,68	56,6/1-11	3,3/10	99,0/6	8,7/>10
σ_{el0}	-1,89+1	-1,67	-1,92+1	-4,73	-	-	-	-
σ_{el1}	2,03	2,27-2	6,27-1	5,29-2	-	-	-	-
σ_{el2}	1,97-1	-1,13-4	1,16-2	-3,53-5	-	-	-	-
σ_{el3}	2,56-2	3,8-7	1,98-4	2,04-7	-	-	-	-

Функционал $\varphi_{1/\nu}$ Na (4,6 м) + Fe (0,9 м). Функционал φ_6

$\sigma_c + el + in$	-1,72+1	-1,45+1	-2,04+1	-1,65+1	181	87	156	86
σ_c	-1,72-2	-3,79-2	0	0	1/2	0	0	0
σ_{in}	-8,43	-8,99	-5,62	-8,49	164/1-4	83/3-4	108/1-4	80/4
σ_{el}	-1,70+1	-1,45+1	-2,04+1	-1,65+1	78/1-4	25/4	112/1-4	32/4
σ_{el0}	-2,27+1	-1,73+1	-2,18+1	-1,82+1	-	-	-	-
σ_{el1}	4,62	2,20	1,42	1,72	-	-	-	-
σ_{el2}	8,38-1	5,52-1	0	0	-	-	-	-
σ_{el3}	4,48-1	4,82-2	0	0	-	-	-	-

Функционал P экв

$\sigma_c + el + in$	-1,69+1	-1,93	-2,02+1	-1,76	93	5,7	116	6,6
σ_c	-5,38-2	-1,31-1	-2,47-2	-1,28-1	-1/1-2	0,6/10	0,5/9-10	0,5/10
σ_{in}	-5,72	-8,40-3	-2,15-1	-2,95-5	74/2-4	0	4,2/6	0
σ_{el}	-1,69+1	-1,80	-2,02+1	-1,63	56/2-10	5,7/10	116/6-4	6,6/18
σ_{el0}	-1,95+1	-1,86	-2,09+1	-1,69	-	-	-	-

Исследуемый параметр X_n	Относительная чувствительность R_k и X_n			Составляющие относительной погрешности $\frac{\delta R_k}{R_k}$, %		
	$f + 1/E$	КПН	Fe	$f + 1/E$	КПН	Fe
σ_{el1}	2,32	7,46-1	4,09-2	-	-	-
σ_{el2}	3,43-1	1,66-2	-8,6 -5	-	-	-
σ_{el3}	3,33-2	3,59-4	1,02-7	-	-	-
$\sigma_c + el + in$	-1,69+1	-2,02+1	-1,72	93	116	6,6
σ_c	-5,27-2	-2,48-2	-1,36-1	1/1-2	0,5/9-10	0,5/10
σ_{in}	-1,69+1	-2,13+1	-1,72-5	74/2-4	1,2/6	0
σ_{el}	-3,63	-2,02+1	-1,59	56/2-10	116/6-4	6,6/10
σ_{el0}	-1,94+1	-2,09+1	-1,63	-	-	-
σ_{el1}	2,27	7,45-1	3,84-2	-	-	-
σ_{el2}	2,35-1	1,64-2	-9,53-5	-	-	-
σ_{el3}	3,19-2	3,48-4	6,35-8	-	-	-
$\sigma_c + el + in$	-1,69+1	-2,02+1	-1,71	90	116	8,7
σ_c	-5,10-2	-2,49-2	-6,73-1	1/1	0,7/8-10	0,5/10
σ_{in}	-3,51	-2,10-1	-3,65-6	70/2-4	4,1/6	0
σ_{el}	1,09+1	-2,02+1	-1,04	56/2-10	116/6-10	2,9/10
σ_{el0}	-1,94+1	-2,10+1	-1,07	-	-	-
σ_{el1}	2,22	7,44-1	2,65-2	-	-	-
σ_{el2}	2,23-1	1,62-2	-1,03-4	-	-	-
σ_{el3}	3,01-2	3,34-4	-3,01-8	-	-	-

Энергетическое распределение источника

Функционал P

Функционал $\varphi_{1/y}$

интервала. Так, погрешность указанного сечения взаимодействия нейтронов с Na $\pm 50\%$ согласно выражению (1.17) приведет к погрешности не более $\pm 0,4\%$ при расчетах указанных функционалов. Близкие значения энергетической зависимости относительной чувствительности для каждого из функционалов $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ в диапазоне энергий $10^{-5} - 10^{-3}$ МэВ обусловлены практически постоянными значениями полного сечения взаимодействия нейтронов с натрием и близостью физической картины переноса нейтронов указанных значений E .

Исследования энергетической зависимости относительной чувствительности $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ за железом толщиной 0,5 м к полному сечению, в частности, показали, что основная роль при формировании функционалов $P_{\text{ЭКВ}}$ и P принадлежит процессам взаимодействия нейтронов с энергиями $2,15 \cdot 10^{-2} - 1,4$ МэВ, при формировании $\varphi_{1/\nu}$ — процессам взаимодействия нейтронов с энергиями в диапазонах $4,65 \cdot 10^{-7} - 10^{-4}$ и $10^{-3} - 10^{-1}$ МэВ. При этом роль процессов взаимодействия нейтронов с Fe для последних указанных энергетических интервалов существенно различна. Если увеличение сечений в первом диапазоне энергий уменьшает показания детектора $\varphi_{1/\nu}$, то увеличение сечений во втором диапазоне — увеличивает. Это связано с тем, что в первом случае уменьшается энергетическая плотность потока нейтронов $\varphi(E)$ в области энергий, где эффективность регистрации велика; во втором случае уменьшается $\varphi(E)$ в области энергий, где эффективность регистрации мала, но при этом $\varphi(E)$ увеличивается в диапазоне энергий, где эффективность регистрации велика.

Для изучаемых гетерогенных защит из Na и Fe минимуму в полном сечении взаимодействия нейтронов с железом, находящемся в энергетической группе 21,5–46,5 кэВ, соответствует максимум в энергетической зависимости относительной чувствительности $P_{\text{ЭКВ}}$ и P к полному сечению. При этом роль указанного минимума сечения возрастает с толщиной Fe и при толщине Fe около 0,9 м практически полностью определяет процессы взаимодействия нейтронов с железом, что указывает на необходимость корректного учета резонансной структуры сечения взаимодействия нейтронов с железом для энергии 21,5–46,5 кэВ при получении группового сечения взаимодействия. Следствием ведущей роли нейтронов с энергиями 21,5–46,5 кэВ является тот факт, что энергетические распределения относительной чувствительности $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ к полному сечению Na при энергии выше 10^{-2} МэВ практически не зависят от толщины Fe. Таким образом, Fe в обсуждаемых гетерогенных защитах выполняет роль фильтра, отсекающего нейтроны низких энергий.

Рассмотрим структуру и источники погрешностей определения функционалов φ_6 , $P_{\text{ЭКВ}}$, P и $\varphi_{1/\nu}$ за указанными защитами, обусловленные неопределенностями используемых при расчетах полных и парциальных (сечений радиационного захвата, сечений упругого и неупругого рассеяния) нейтронных констант.

Константную составляющую погрешности рассчитываемых функционалов можно разделить на следующие компоненты: 1) составляющая погрешности, обусловленная неопределенностями микроскопических сечений отдельных изотопов; из которых составлены групповые сечения;

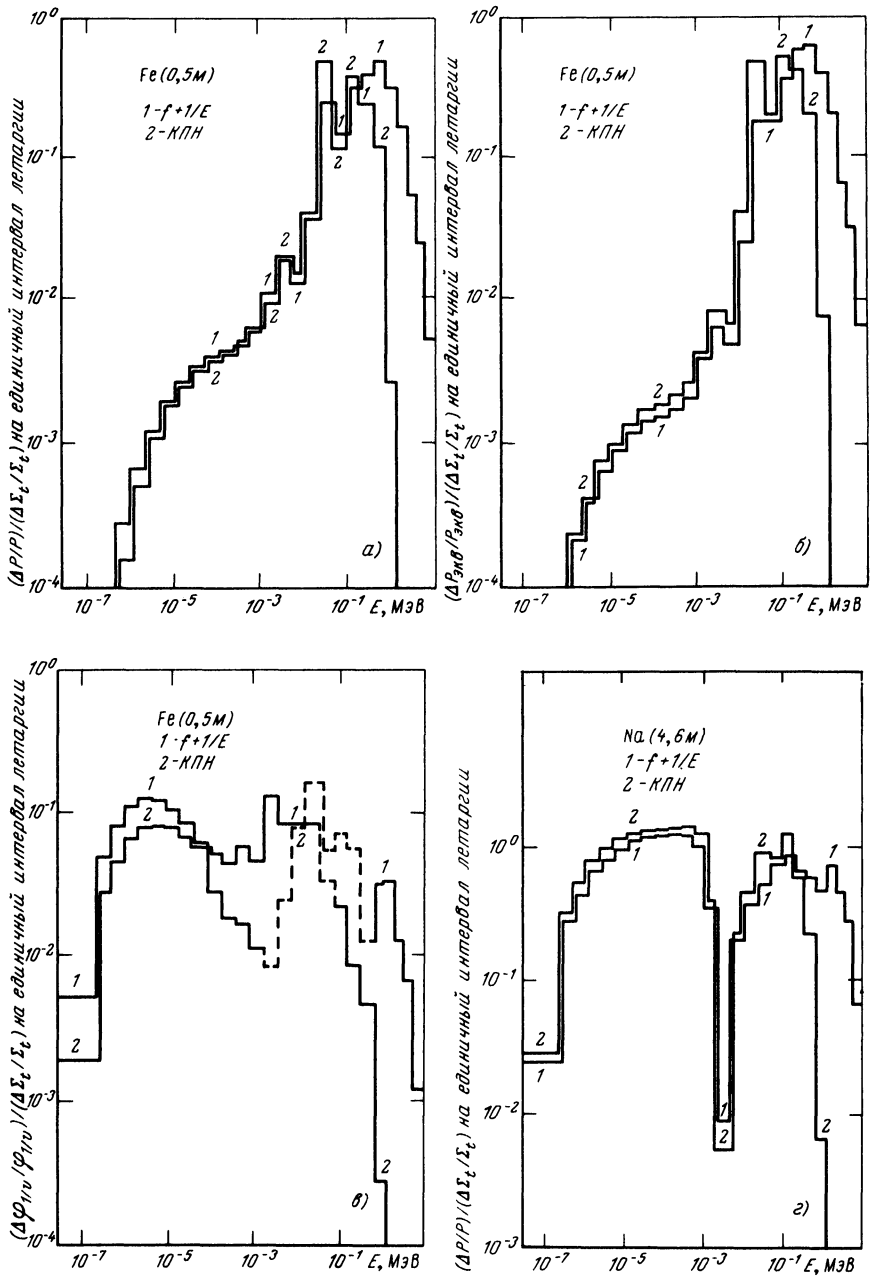
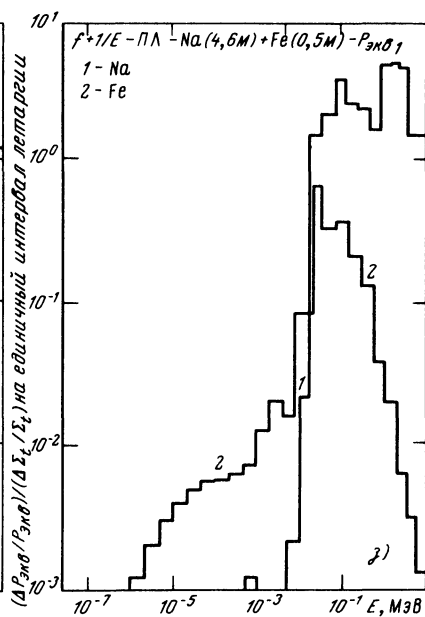
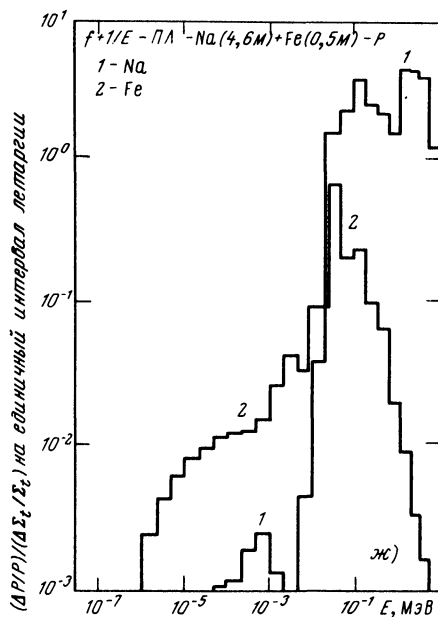
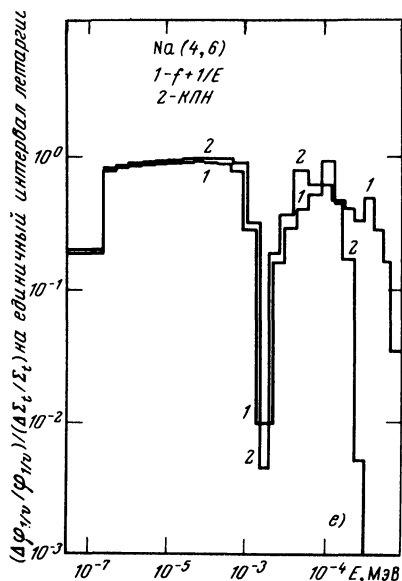
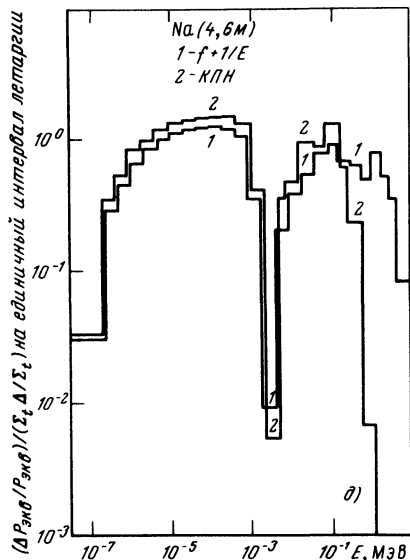


Рис. 3.33. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности эквивалентной дозы $P_{Экв}$ (б, д, з, л, о, с), мощности поглощенной дозы P в ткани (а, г, ж, к, н, р) и показаний детектора вида $1/\nu \varphi_{1/\nu}$ (в, е, и, м, п, т) за однородными и гетерогенными защитами из железа и натрия к полному сечению для



плоских мононаправленных источников нейтронов с различными энергетическими распределениями:

— — — отрицательные значения; — — — — положительные. Для гетерогенных сред 1 и 2 — чувствительность результата к Σ_f для Na и Fe соответственно

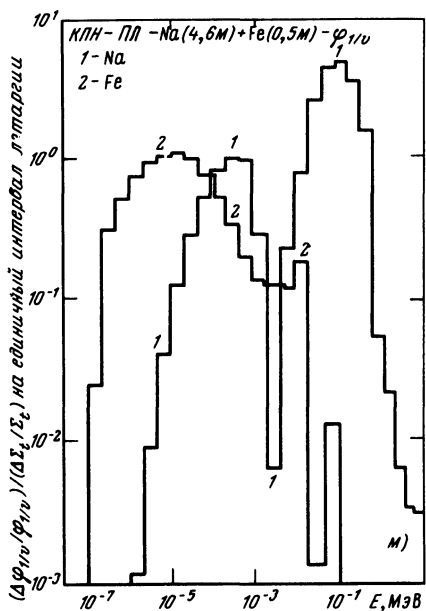
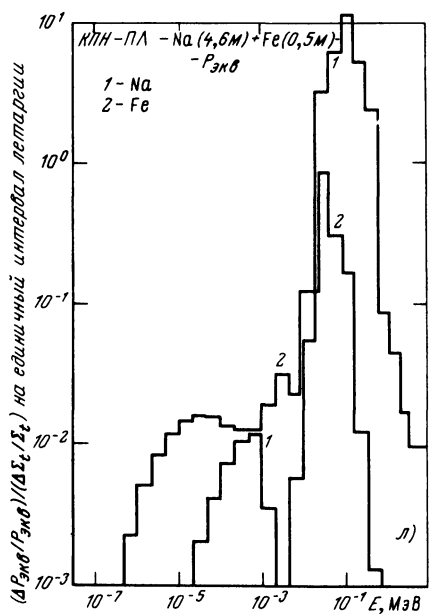
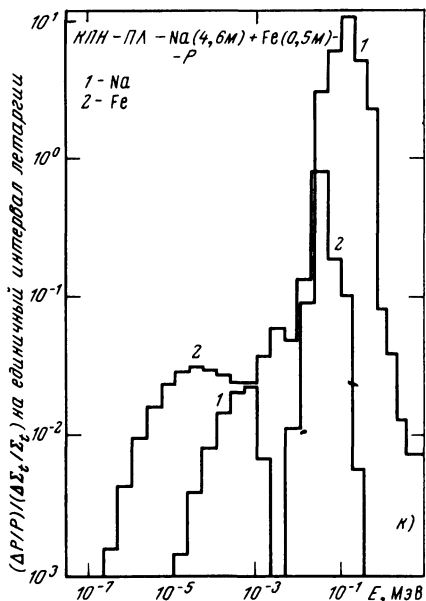
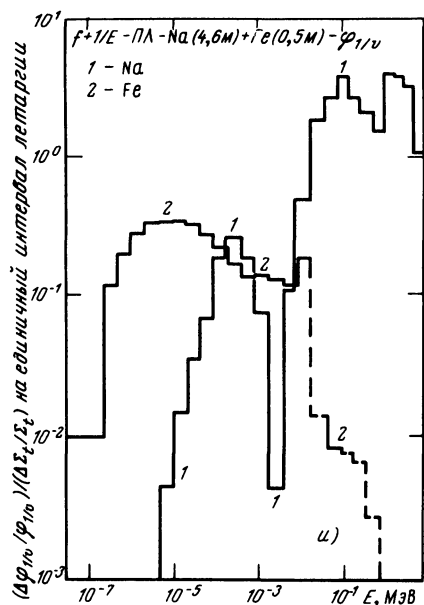


Рис. 3.33.

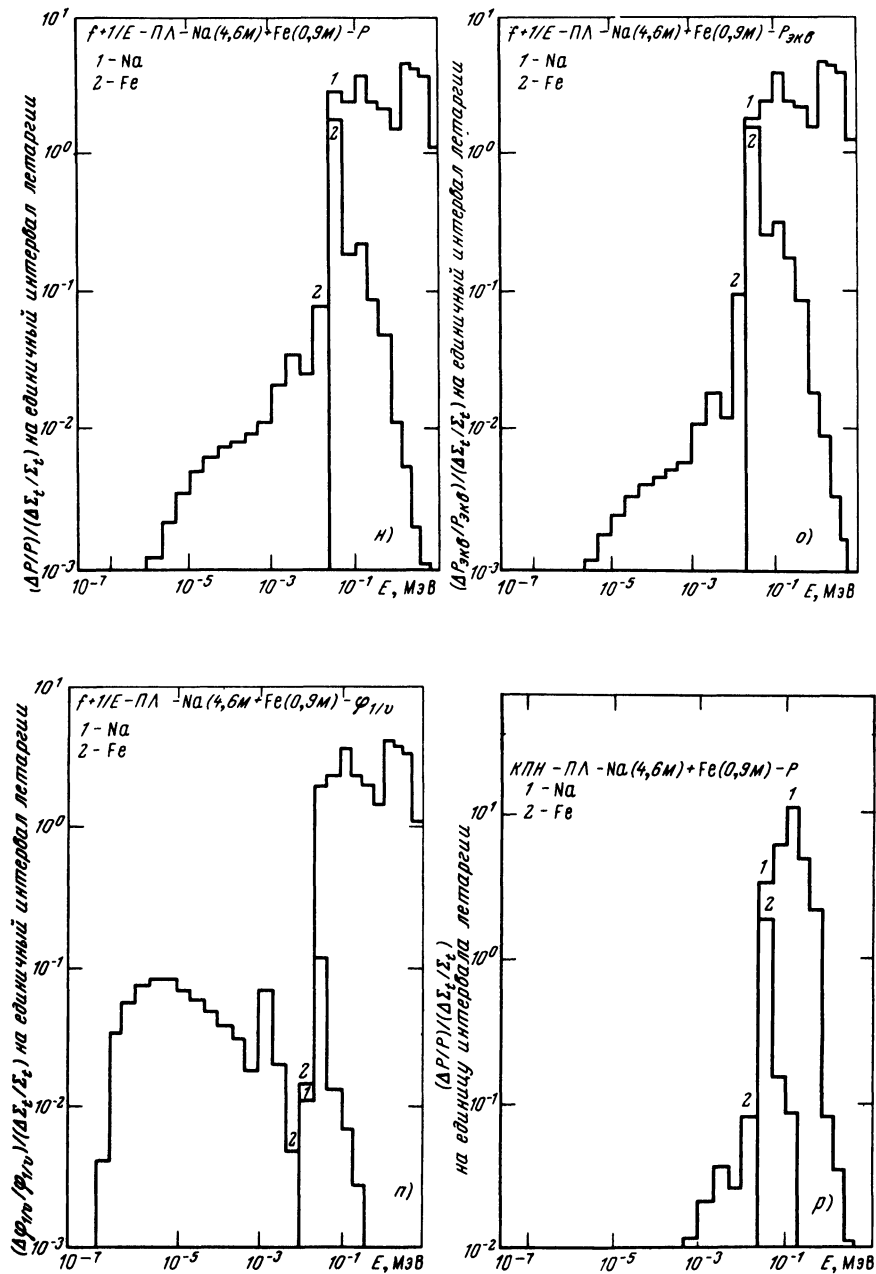


Рис. 3.33.

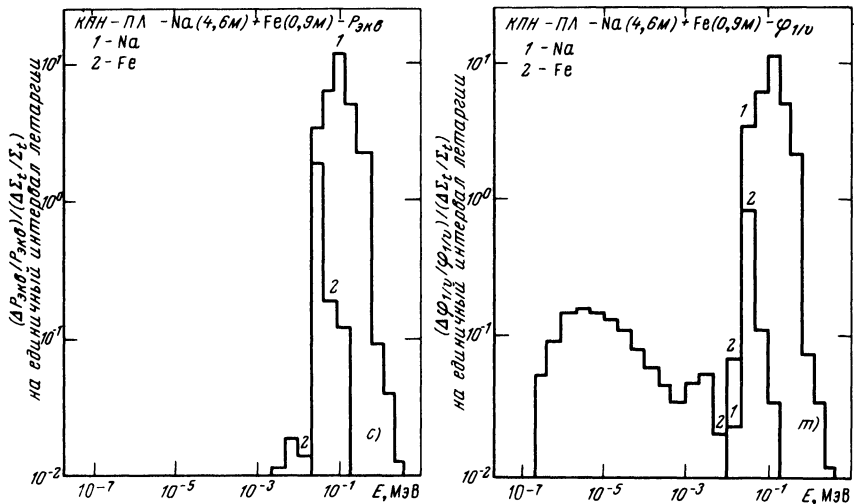


Рис. 3.33.

эта составляющая не зависит от расчетной композиции и определяется точностью исходной информации для получения макроскопических констант данной среды; 2) составляющая погрешности за счет макроскопических констант, обусловленная неточностью усреднения сечений в широких энергетических группах с весом потока в стандартной форме (спектр деления f , $1/E$ или спектр Максвелла).

Отдельно следует выделить составляющую погрешности, обусловленную приближенностью учета процесса упругого замедления нейтронов при переходе из данной группы в последующую.

В разд. 2.1 обсуждался вопрос получения нейтронных данных, из которых составляются файлы оцененных данных из библиотек групповых микроскопических констант. Там же рассмотрены оценки погрешностей оцененных данных и групповых макроскопических констант для отдельных изотопов.

Разработанная библиотека погрешностей групповых микроконстант LUND, входящая в систему ИНДЭКС (разд. 2.2), позволяет оценить составляющую погрешности расчета защиты, обусловленную первым источником погрешности—микроданными.

В табл. 3.17 и 3.18 представлены оценки погрешностей расчетного предсказания функционалов φ_b , R_{kv} и $\varphi_{1/v}$ для различных вариантов защиты. Составляющие погрешностей от различных парциальных процессов взаимодействия нейтронов с ядрами материалов защиты оцениваются по формуле (1.18).

Для гомогенных защит по оценке погрешностей функционалов φ_b , R_{kv} и $\varphi_{1/v}$ неопределенность сечений захвата является незначительной. Погрешности расчета φ_b в основном определяются неопределенностями сечений неупругого рассеяния, практически полностью определяющими увод нейтронов из высокоэнергетической области.

Для гомогенных защит отдельные составляющие погрешности (c , el , in) и соответственно их суммарная погрешность ($c + el + in$) для рассматриваемых функционалов слабо зависят от энергетического распределения нейтронов источника и отличаются между собой не более чем в 1,5 раза. Высокая точность предсказания функционалов для защиты из железа в отличие от натрия объясняется различием рассмотренных в этом примере кратностей ослабления изучения защитой для указанных функционалов (для натрия эти величины на несколько порядков больше) и меньшими погрешностями в сечении взаимодействия нейтронов с Fe.

Для гетерогенных защит (табл. 3.18), как и в случае гомогенных сред, основными источниками погрешностей функционалов φ_6 , $P_{\text{экв}}$ и $\varphi_{1/\nu}$ являются неопределенности сечений упругого и неупругого рассеяния.

Для φ_6 составляющие погрешностей, обусловленные неопределенностями отдельных процессов взаимодействия (c , el , in), и суммарная погрешность ($c + el + in$) практически совпадают с аналогичными величинами для соответствующих гомогенных защит. Это объясняется тем, что φ_6 определяется нейтронами с энергией 1,4–10,5 МэВ, закон ослабления которых хорошо описывается с некоторой толщиной защиты экспоненциальной зависимостью.

Для $P_{\text{экв}}$ и показаний детектора $1/\nu - \varphi_{1/\nu}$ для источника нейтронов к энергетическим распределениям вида $f + 1/E$ погрешности, обусловленные неопределенностями сечений неупругого рассеяния в натрии, по сравнению с гомогенной защитой возросли примерно в 10 раз.

В случае источника КПН для функционалов $P_{\text{экв}}$ и $\varphi_{1/\nu}$ для гетерогенной и гомогенной защит полная погрешность полностью обусловлена неопределенностями сечений упругого рассеяния. В гетерогенных защитах эта погрешность в 2 раза больше, чем в гомогенных, что объясняется увеличением суммарной толщины защиты и ведет к увеличению кратности ослабления излучения.

Различие роли процессов упругого и неупругого рассеяния для источников нейтронов типа КПН и $f + 1/E$ обусловлено обогащением спектра источника КПН нейтронами промежуточных энергий, замедление которых происходит за счет упругого рассеяния, а источник типа $f + 1/E$ характеризуется более жестким спектром, и замедление определяется в значительной степени неупругим рассеянием.

Рассмотрим теперь погрешности, обусловленные учетом пространственной зависимости групповых макроскопических сечений взаимодействия. Пространственная зависимость среднегрупповых сечений, которой пренебрегают в практических расчетах защиты с использованием группового приближения, оказывает наибольшее влияние на пространственное распределение нерассеянных и однократно рассеянных нейтронов. Уточнить эти распределения, так же как распределение суммарной плотности потока нейтронов, позволяет метод подгрупп. Возрастание трудоемкости этого метода по сравнению с обычным групповым методом и необходимость разработки специальных программ ограничили применение подгруппового метода в практических расчетах защиты лишь расчетами нерассеянных нейтронов и источников первого столкновения [159].

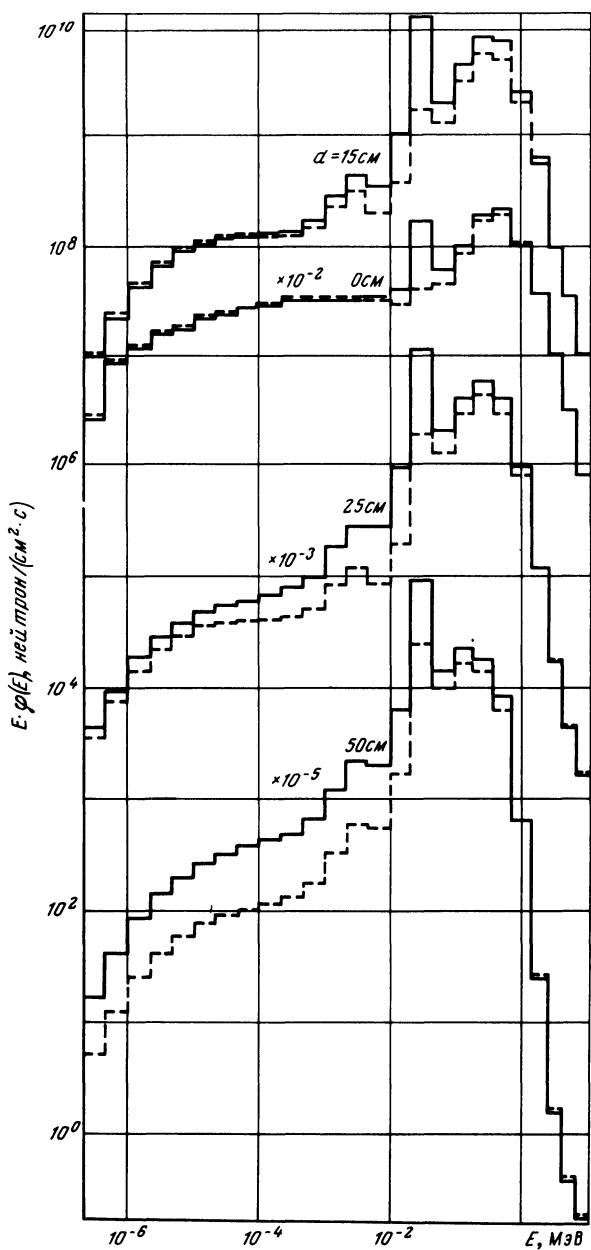


Рис. 3.34. Энергетическая плотность потока нейтронов за барьерами из железа различной толщины d :

— — групповой расчет; - - - - уточненный групповой расчет с вычислением поля нерассеянных нейтронов и источников первого столкновения методом подгрупп

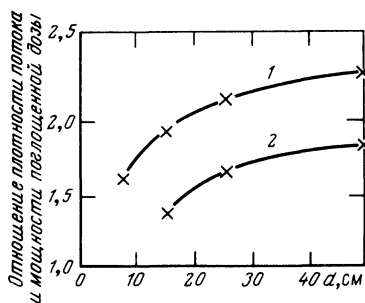


Рис. 3.35. Отношения плотности потока (1) и мощности поглощенной дозы (2) за барьерами из Fe в групповом расчете к соответствующим характеристикам в уточненном групповом расчете с вычислением поля нерассеянных нейтронов и источников первого столкновения методом подгрупп

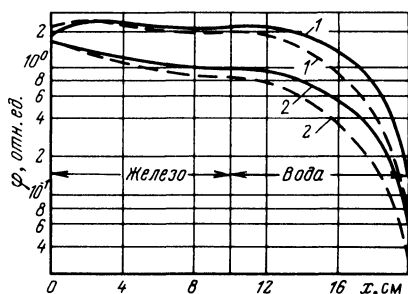


Рис. 3.36. Пространственное распределение плотности потока нейтронов в железобетонной защите для мононаправленного (1) и косинусоидального (2) источников при групповом расчете (—) и уточненном групповом расчете с вычислением поля нерассеянных нейтронов и источников первого столкновения методом подгрупп (---)

Сопоставление расчетных данных, полученных с применением подгруппового метода, с результатами групповых расчетов позволяет установить одну из константных составляющих погрешности группового подхода. На рис. 3.34 сравниваются энергетические спектры нейтронов за железными барьерами. Расчеты выполнены по программе РОЗ-9 [102] ($2P_N$ -метод) для плоского мононаправленного источника нейтронов со спектром пучка Б-2 реактора БР-10. Как видно, групповой подход несколько завышает результаты, причем в наибольшей степени в области антирезонанса в сечении железа при энергии 20–50 кэВ, где при $d = 50$ см расхождение превышает коэффициент 2. Достаточно велики оказываются расхождения и интегральных величин (плотности потока и мощности поглощенной в ткани дозы) (рис. 3.35) при возрастании толщины барьера. Такие же различия оказались для железобетонной защиты (10 см Fe + 10 см H_2O), облучаемой мононаправленным или косинусоидальным источником (рис. 3.36) [160]. Приведенные примеры иллюстрируют степень погрешности обычного группового метода расчета защиты при наличии в ней слоев железа, имеющего ярко выраженную резонансную структуру сечений.

Следует отметить, что специальным выбором групповых констант: использованием при расчете распределения нерассеянных нейтронов нулевой гармоники полного блокированного сечения, а при расчете источников однократно рассеянных нейтронов — неблокированного сечения рассеяния [159], удастся уменьшить погрешность групповых расчетов. Это видно из рис. 3.37, где приводятся энергетические плотности потоков нейтронов в гетерогенной сталь-графитовой композиции (задача № 9, табл. 2.2). Различие результатов в этом случае в пределах энергетической группы не превышает 40%.

Рассмотрим погрешности, обусловленные формой внутригруппового спектра и сверткой многогрупповых констант. Многогрупповые константы дважды дифференциального сечения рассеяния нейтронов существ-

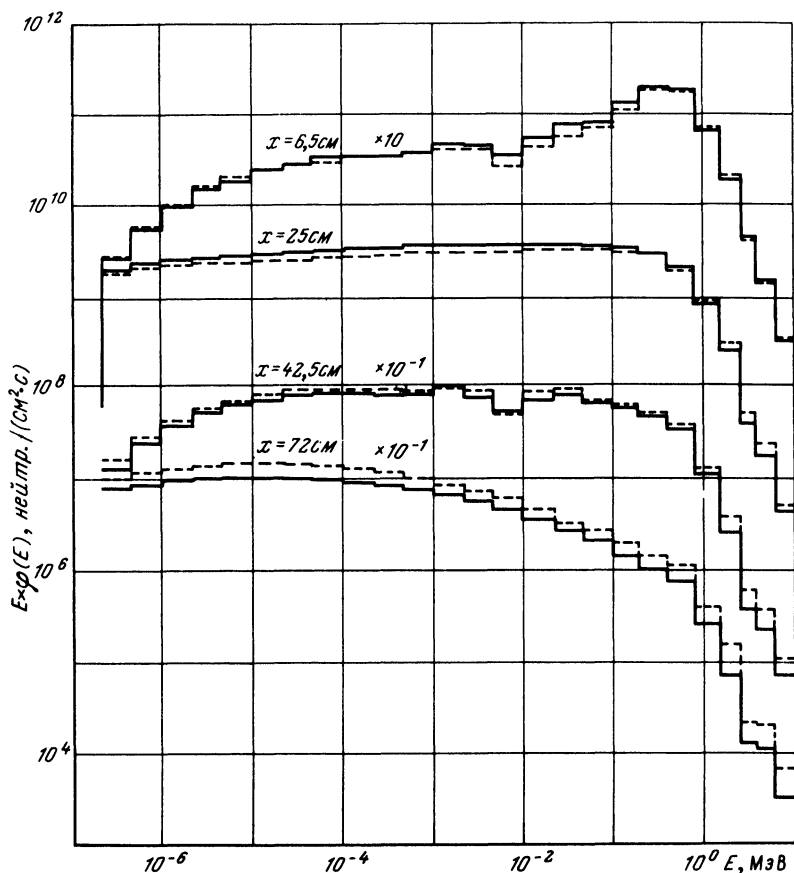


Рис. 3.37. Энергетические плотности потока нейтронов в сталь-графитовой композиции на различных расстояниях x от источника:

— групповой расчет со специальным выбором констант; - - - групповой расчет с вычислением поля нерассеянных нейтронов и источников первого столкновения методом подгрупп

венно зависят от спектра нейтронов внутри группы [161]. Зависимость этого сечения от внутригруппового спектра обусловлена тем, что при ширине группы, значительно превышающей величину потери энергии в результате рассеяния, нейтроны в данную группу будут попадать только из низкоэнергетической части предыдущей группы. Учет этого эффекта зависит от ширины группы, формы внутригруппового спектра и типа сечения взаимодействия. Наиболее существен этот эффект для упругого рассеяния на тяжелых и средних ядрах [86].

В универсальных системах многогрупповых констант, например АРАМАКО-2F [86], дифференциальное сечение упругого рассеяния рассчитывается по стандартной форме спектра для всех рассматриваемых нуклидов. Параметры анизотропии упругого рассеяния в библиотеке микроконстант АРАМАКО определены первоначально для стандартной формы

спектра, составленной из спектра деления для энергии больше 2,5 МэВ и спектра $1/E$ при меньших энергиях. Чтобы исправить возникающие при этом погрешности, необходимо в процессе выполнения многогрупповых расчетов ввести поправки, учитывающие реальную форму внутригруппового спектра. В многогрупповом приближении коэффициенты разложения угловой зависимости дважды дифференциального сечения рассеяния $\bar{\Sigma}_{el, L}^{j \rightarrow i}$, поправленные на форму внутригруппового спектра, можно выразить через рассчитываемые по стандартному спектру константы $\Sigma_{el, L}^{j \rightarrow i}$ следующим образом [161]:

$$\bar{\Sigma}_{el, L}^{j \rightarrow i} = \Sigma_{el, L}^{j \rightarrow i} \cdot b_L^{j \rightarrow i}, \quad (3.39)$$

где L – номер гармоники в разложении угловой зависимости дважды дифференциального сечения рассеяния в ряд по полиномам Лежандра, а корректирующие множители $b_L^{j \rightarrow i}$ для данной геометрической зоны защиты и перехода из группы j в группу i определяются по формуле:

$$b_L^{j \rightarrow i} = \begin{cases} 1 & \text{при } j \neq i - 1; \\ \varphi_L(u_{i-1} - 2/3\xi) & \int_{u_{j-1}}^{u_j} du' \kappa(u') \\ \kappa(u_{i-1} - 2/3\xi) & \int_{u_{j-1}}^{u_j} du' \varphi_L(u') \end{cases}, \quad (3.40)$$

где: $\kappa(u)$ – принятая для данной библиотеки констант форма стандартного спектра; $\varphi_L(u)$ – L -я гармоника спектра нейтронов, усредненная по объему рассматриваемой геометрической зоны защиты; ξ – средняя логарифмическая потеря энергии; u – летаргия.

Используя результаты расчета поля нейтронов с неподправленными константами $\Sigma_{el, L}^{j \rightarrow i}$, можно вычислить усредненные по выделенным геометрическим зонам энергетические распределения φ_L^i . Анализ различных алгоритмов приближенной оценки внутригруппового спектра нейтронов [161, 162] позволил выделить в качестве наиболее удобного способ двухузловой линейной интерполяции многогруппового распределения нейтронов [161]. Рассчитываемые по формуле (3.40) $b_L^{j \rightarrow i}$ используются для корректировки дифференциального сечения рассеяния.

Исследования роли такой корректировки выполнены для характерных материалов и композиций защиты [159] с использованием программы РОЗ-9 [102] для расчета поля нейтронов и системы константного обеспечения АРАМАКО-2F [86, 87]. Источник нейтронов принят плоским, мононаправленным со спектром пучка в установке Б-2 реактора БР-10 на мощности 1 МВт [163].

Анализ спектров нейтронов за гомогенными барьерами из железа и графита толщиной до 50 см [159] показал, что введение поправок в дифференциальное сечение рассеяния не вносит расхождений в пространственно-энергетических распределениях нейтронов, превышающих 10%. Это обусловлено незначительным отличием в усредненных по объему зон

спектрах нейтронов от принятого стандартного спектра для расчета первоначальных констант.

Интерес представляет рассмотрение эффектов корректировки сечений на форму внутригруппового спектра в более толстых средах, существенно деформирующих первоначальное энергетическое распределение нейтронов. В качестве примера таких сред выбрана сталь-графитовая композиция защиты, состоящая из чередующихся слоев стали 1X18Н9Т и графита (расчетная задача № 9 табл. 2.2, рис. 2.3).

Максимальное расхождение представленных на рис. 3.38 пространственно-энергетических распределений, рассчитанных с использованием констант до и после корректировки, достигает 100% в диапазоне энергий 1,0–10,5 МэВ. В рассматриваемой композиции отношение мощностей поглощенных в ткани доз нейтронов, рассчитанных с использованием дифференциального сечения упругого рассеяния до и после корректировки на форму спектра нейтронов, растет с удалением от источника от 1 до 1,3 на выходе из защиты.

Таким образом, проведенные исследования показывают, что в расчетах физических характеристик полей излучений в защите ядерно-технических установок с требуемой практикой точностью при значительных отличиях энергетических распределений нейтронов от принятых в расчете групповых констант необходимо введение поправок в дифференциальное сечение упругого рассеяния на форму внутригруппового спектра.

Необходимость обеспечить высокую точность расчетов поля нейтронов, сложная зависимость сечений взаимодействия нейтронов от энергии и существенная деформация энергетических распределений нейтронов в защите требуют значительного числа групп. Например, в системе АРАМАКО-2F [86] для решения задач расчета защиты быстрых реакторов используется 26 групп.

Большинство из рассматриваемых в физике защиты реакторов характеристик поля нейтронов являются интегральными по энергии или по широким энергетическим группам. В этом случае возможен расчет поля нейтронов для меньшего числа групп, чем в исходном многогрупповом разбиении, что дает значительный эффект экономии расчетного времени ЭВМ.

Процедура уменьшения числа групп носит название свертки.

Многогрупповые системы констант типа АРАМАКО [86, 87] и ОБРАЗ [164] должны обладать достаточно большим числом групп (30–50 групп). На промежуточных стадиях физических исследований, например, при проведении оптимизации, как показала практика [85], в программах расчета полей нейтронов целесообразно использовать более экономичное во времени счета приближение, чем многогрупповое, так называемое малогрупповое приближение.

Малогрупповые расчеты используют при исследованиях, в которых определяют относительные изменения физических характеристик при изменении параметров защиты, например, дозы за счет изменения геометрических размеров зон или ядерных концентраций нуклидов в среде. Вопросы точности малогруппового приближения определяют степень надежности получаемого при их помощи решения и объем дополнитель-

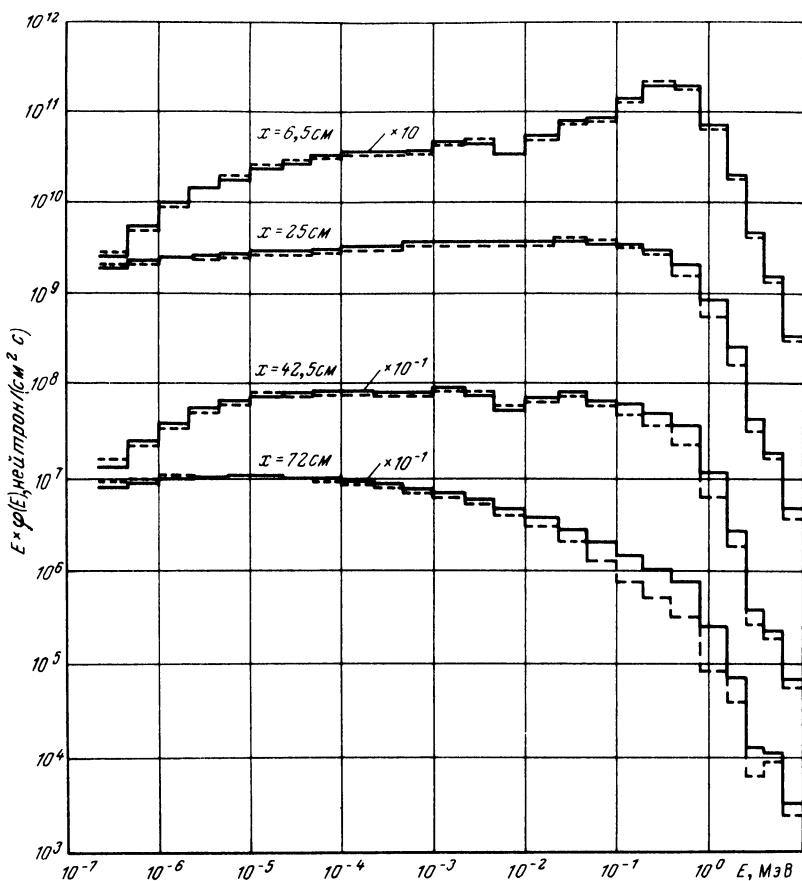


Рис. 3.38. Энергетическая плотность потока нейтронов в сталь-графитовой композиции на различных расстояниях x от источника, рассчитанная с константами до корректировки (—) и константами, скорректированными на форму внутрigrупповых спектров нейтронов (---)

ных многогрупповых исследований, необходимых для уточнения полученных в малогрупповом приближении решений.

При переходе к меньшему числу групп вид краевой задачи не меняется, а изменяются лишь константы и независимые источники. В дальнейшем принимаем, что границы групп исходного разбиения и разбиения после свертки совпадают.

Гомогенные зоны защиты выбирают таким образом, чтобы в пределах группы после свертки функции ценности нейтронов по отношению к рассматриваемым функционалам слабо зависели от координат и номера группы до свертки. В этом случае можно приближенно определить эффективные малогрупповые константы [100, 165].

Предварительный выбор группового разбиения с меньшим числом групп целесообразно осуществлять с использованием анализа чувстви-

тельности на основе проведения многогрупповых расчетов [166, 167]. При проведении этих исследований для свертки можно использовать весовую функцию, не зависящую от энергии.

В качестве критерия выбора малогруппового разбиения можно положить выполнение условия равенства вкладов в погрешность рассматриваемой физической характеристики по выбираемым группам малогруппового разбиения. Если рассматривается несколько функционалов $\{R_k\}_{k=1}^K$, то выбор группового разбиения с меньшим числом групп может быть основан на выполнении следующего условия:

$$\left| \frac{R'_k - R_k}{R_k} \right| \leq \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_k, \quad k = 1, 2, \dots, K, \quad (3.41)$$

где R'_k — значение функционала с номером k , полученное в расчете с уменьшенным числом групп; $(\Delta R/R)_k$ — требуемая точность расчета данного функционала. Неравенство (3.41) обуславливает выбор разбиения с меньшим числом групп так, чтобы вызванные сверткой погрешности не превышали заданные.

Для этих целей может быть использована методика анализа чувствительности функционала к энергетической зависимости сечений взаимодействия [166], реализованная в алгоритме и программе, описанной в [167]. В этом алгоритме слияние групп производится до тех пор, пока выполняется неравенство:

$$\left| \left(\frac{\delta R}{R} \right)_{i,k} \right| \leq \left(\frac{\Delta R}{R} \right)_{i,k}, \quad k = 1, 2, \dots, K, \quad (3.42)$$

где $(\delta R/R)_{i,k}$ — погрешность функционала в укрупненной группе, обусловленная изменением групповых сечений Σ^{ii} исходного группового разбиения, определяется выражением

$$\left(\frac{\delta R}{R} \right)_{i,k} = \sum_{ii \in i} \sum_{\kappa} p_{\kappa}(\kappa, ii) \frac{\delta \Sigma_{\kappa}^{ii}}{\Sigma_{\kappa}^{ii}}. \quad (3.43)$$

В выражении (3.43) $p_{\kappa}(\kappa, ii)$ — относительная чувствительность функционала R_k к изменению сечения взаимодействия κ -го типа $\delta \Sigma_{\kappa}^{ii}$ в группе ii .

Допустимую погрешность $(\Delta R/R)_{i,k}$ можно определить как среднеквадратичное отклонение погрешностей по объединяемым группам, обусловленных исходными погрешностями $\Delta \Sigma_{\kappa}^{ii} / \Sigma_{\kappa}^{ii}$.

Процедура свертки с использованием данного алгоритма проиллюстрирована на примере расчета мощности эквивалентной дозы нейтронов источника с энергией 14 МэВ за барьером из графита толщиной 2 м [168]. Расчет функционала и чувствительности выполнен с использованием программ [56, 169] и константного обеспечения [86, 165, 82, 170]. Число групп в результате свертки в рассматриваемом диапазоне энергий выше 0,8 МэВ сокращено более чем в 2 раза. Выполненные на этом этапе с использованием аппарата анализа чувствительности расчеты для получения групповых констант с меньшим числом групп дают информацию для дальнейших сверток многогрупповых констант в малогрупповые.

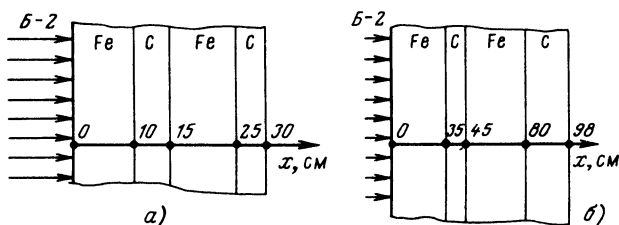


Рис. 3.39. Композиции защиты, используемые для иллюстрации особенностей свертки многогрупповых констант в малогрупповые

Анализ различных аппроксимаций пространственно-угловой зависимости решения уравнения переноса в много- и малогрупповых расчетах полей нейтронов для двух типов железографитовых композиций (рис. 3.39) выполнен в работе [165]. Показано, что для свертки многогрупповых констант в малогрупповые необходимо в качестве весовой функции использовать полученные в многогрупповом расчете энергетическо-угловые распределения нейтронов, интегральные по рассматриваемым геометрическим зонам. При вычислении весовой функции, необходимой для свертки констант, в многогрупповом расчете целесообразно для сокращения затрат времени ЭВМ использовать грубые разностные аппроксимации. Погрешности малогрупповых расчетов поля нейтронов в композициях защиты, составленных из протяженных гомогенных зон, можно уменьшить дополнительным разбиением геометрических зон на более тонкие.

3.4. ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ И ИССЛЕДОВАНИЯ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ РАСЧЕТОВ ПОЛЕЙ ИЗЛУЧЕНИЙ В МОДЕЛЯХ РЕАЛЬНЫХ ЗАЩИТ

Наиболее важное практическое применение анализ чувствительности может иметь в задачах расчетов функционалов полей излучений в защитах реальных ядерно-технических установок. Как в нашей стране (расчетная модель № 12 табл. 2.2), так и за рубежом (расчетные модели № 10 и 11 табл. 2.2) сформулированы условия базовых расчетов защит, отражающих основные особенности реальных композиций. Эти задачи предназначены как для оценки погрешностей и исследований чувствительности основных функционалов полей излучений к сечениям взаимодействия, так и для тестирования различных библиотек констант.

Рассмотрим результаты расчетов полей излучений трех указанных выше моделей защиты реакторов PWR, FBR и БН.

Модель защиты реактора PWR

На примере данных работ [120, 122–125] рассмотрим характеристики полей излучений в модели защиты реактора водо-водяного типа PWR (расчетная модель № 10 табл. 2.2, рис. 2.3).

В табл. 3.19 приведены значения функционалов плотности потока излучений R_k в макете защиты реактора этого типа. Скорость радиационных

Таблица 3.19. Характеристики полей нейтронов и вторичного излучения в макете защиты реактора типа PWR

Функционал R_k		Литературные ссылки		
		[120]	[122]	[123]
РН, смещ./ (атом · с)		$1,39 \cdot 10^{-12}$	$1,975 \cdot 10^{-12}$	$6,9 \cdot 10^{-13}$
$P_{\text{Экв}}$, $\frac{\text{сЗв}}{\text{ч}}$ [$\frac{\text{бэр}}{\text{ч}}$]	Нейтроны	$4,42 \cdot 10^{-3}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$	$3,7 \cdot 10^{-3}$
	γ -излучение	$10,4 \cdot 10^{-3}$	$40,7 \cdot 10^{-3}$	$10,0 \cdot 10^{-3}$

Таблица 3.20 Относительные чувствительности функционалов полей излучений в макете защиты реактора типа PWR к полным сечениям элементов и изотопов

R_k	РН			ТВ		$P_{\text{Экв}}$				
	[120]	[122]	[123]	[120]	[122]	[120]	[124]			
	Нейт-роны	γ -из-лучение	Пол-ные	Нейт-роны	γ -из-лучение	Нейт-роны	γ -из-лучение	Нейт-роны	γ -из-лучение	
Элемен-ты и изото-пы										
H	-5,02	-5,67	-0,96	-2,71	-0,18	-1,25	-2,71	-0,13	-2,31	-0,06
O	-1,66	-2,00	-1,89	-0,39	-0,89	-0,35	-0,39	-4,66	-3,13	-4,94
Fe	-1,50	-1,60	-1,51	-0,04	-5,51	-0,68	-0,04	-2,90	-2,33	-2,83
Zr	-0,12	-0,11	-0,13	-0,07	-0,02	-0,03	-0,07	-0,004	-0,10	-0,01
^{235}U	-0,01	-	-0,01	-0,02	-0,12		-0,02		+0,01	-0,00
^{238}U	-0,30	-0,30	-0,31	-0,23		-0,14	-0,23	-0,02	-0,31	-0,06
Cr	-0,36	-0,46	-0,42	-0,06	-0,30	-0,13	-0,06	-0,15	-0,31	-0,15
Ni	-0,21	-0,23	-0,21	-0,04	-0,18	-0,08	-0,04	-0,10	-0,13	-0,10
Mn	-0,27		-0,10	-0,01	-0,02		-0,01	-0,01	-0,02	-0,01
Al	} $\sim 10^{-4}$				-0,005	} $\sim 10^{-4}$		-0,38	-0,16	-0,41
Si					-0,02			-1,60	-0,57	-1,71
Ca					-0,03			-1,73	-0,62	-1,86
*	-9,46	-10,37	-5,54	-3,57	-7,29	-2,66	-3,57	-11,70	-9,99	-12,16

* Все элементы и изотопы

Таблица 3.21. Процентные изменения $\frac{\Delta R_k}{R_k}$ рассматриваемых характеристик по личным P_L -приближений дифференциального сечения рассеяния

Элемен-ты и изото-пы	РН									ТВ		
	[120]			[122]			[123]			[120]		
	Нейтроны											
	P_0	P_1	P_2	P_0	P_1	P_2	P_0	P_1	P_2	P_0	P_1	P_2
H	-99	-22	-1,3	-116	-30	-4,9	-12	-2	0	-91	-2,5	-0,02
O	-55	-8,8	-0,5	-47	-12	-2,2	-42	-8	-1,0	-17	-0,5	0
Fe	-57	-12	-2,6	-69	-21	-6,1	-58	-15	-3,0	-1,2	-0,03	0
^{238}U										-3,7	-0,20	-0,02
Si												
Ca												
*	-250	-48	-4,4	-260	-70	-14,5	-115	-29	-4	-118	-2,8	-0,03

* Все элементы и изотопы

нарушений на внутренней поверхности корпуса реактора от нейтронов (РН); мощность эквивалентной дозы на внешней поверхности защиты из бетона ($P_{\text{ЭКВ}}$).

Наблюдаемые расхождения результатов расчетов различных авторов превышают допустимые погрешности расчета характеристик $P_{\text{ЭКВ}}$ и РН (табл. 1.3). Так, для $P_{\text{ЭКВ}}$ как нейтронов, так и вторичного γ -излучения наблюдаются расхождения до 4 раз, а расхождения в расчете РН превышают 2 раза. Из сопоставления данных работ [120, 122, 123] следует, что расхождения в расчетах тепловыделения в защите из бетона (ТВ) превышают 30%. Главным образом эти расхождения обусловлены, по-видимому, расхождениями в используемых сечениях взаимодействия для расчета переноса излучений и функциях отклика детектора для рассматриваемых функционалов [171].

Относительные чувствительности РН, ТВ и $P_{\text{ЭКВ}}$ к полным сечениям элементов в защите приведены в табл. 3.20. Относительные чувствительности РН к сечениям отдельных нуклидов хорошо согласуются для рассматриваемых работ. Исключением является значительное отличие относительной чувствительности РН к сечению водорода в работе [123].

Из анализа относительных чувствительностей рассматриваемого функционала к сечениям взаимодействия нейтронов следует, что для РН наибольшие значения относительной чувствительности наблюдаются для Н, О и Fe. Элементы Cr, ^{238}U , Mn, Ni и Zr по величине относительной чувствительности данной характеристики к полному сечению можно отнести ко второй группе. Все остальные элементы имеют незначительные относительные чувствительности, поэтому погрешности оценки их сечений можно не принимать во внимание.

Наибольшими относительными чувствительностями ТВ к сечениям взаимодействия, как и для РН, обладают Н, Fe и О, а также ^{238}U .

Относительные чувствительности $P_{\text{ЭКВ}}$ к сечениям взаимодействия γ -излучения в работах [120, 124] весьма близки. Наибольшими от-

ля нейтронов и вторичного γ -излучения в модели защиты реактора типа PWR для раз-

ТВ						$P_{\text{ЭКВ}}$					
[120]			[123]			[120]					
γ -излучение			Единое представление			Нейтроны			γ -излучение		
P_0	P_1	P_2	P_0	P_1	P_2	P_0	P_1	P_2	P_0	P_1	P_2
-2,5	-0,8	-0,1	-31	-2	0	-91	-2,5	-0,02	-1,2	-0,3	-0,02
-4,2	-3,4	-1,5	-112	-29	-4	-17	-0,5	0	-61	-14	-1,4
-91	-29	-3,8	-114	-30	-5	-12	-0,03	0	-13	-7,9	-2,9
-0,05	-0,04	-0,03	-5	+1	0				-20	-4,7	-0,5
									-20	-4,7	-0,5
-98	-35	-6,8	-356	-85	-10	-118	-2,8	-0,03	-122	-33	-5,8

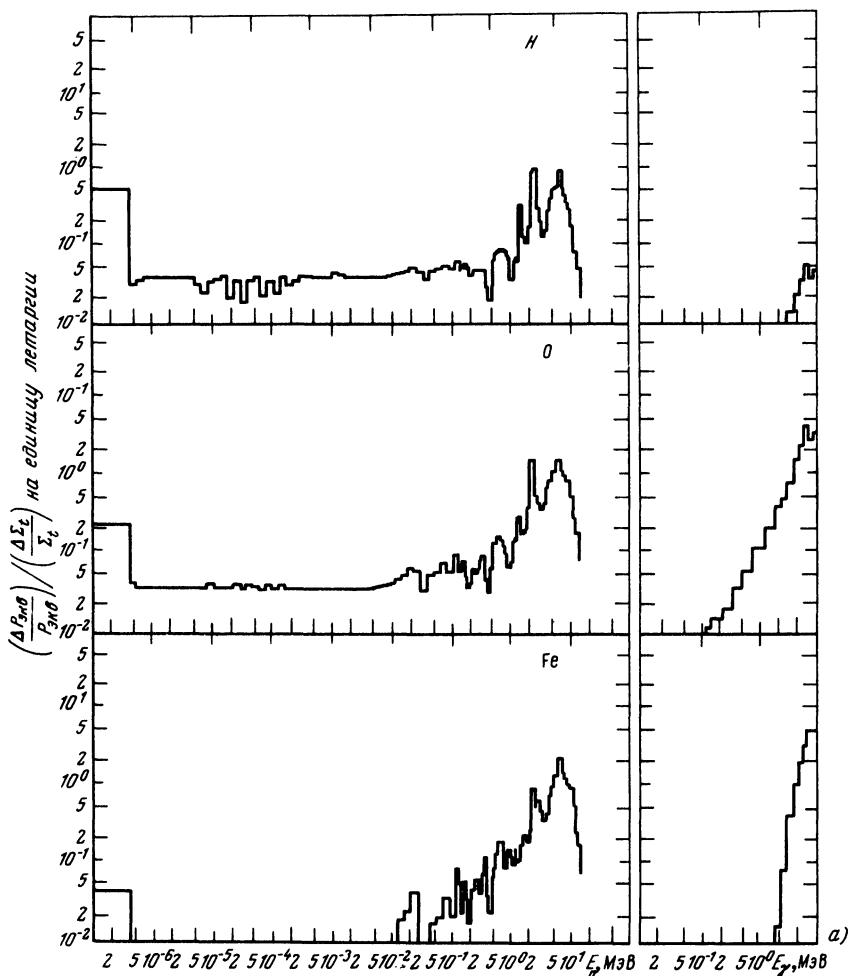
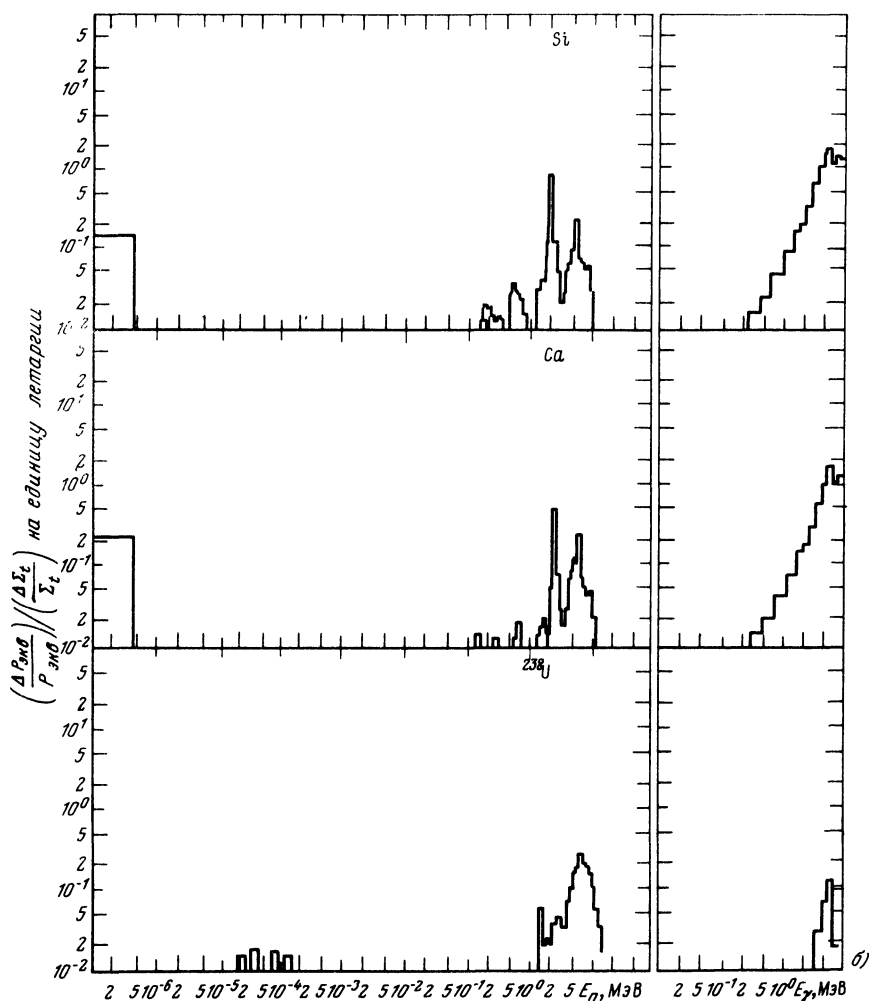


Рис. 3.40. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности эквивалентной дозы вторичного γ -излучения на выходе защиты из бетона $P_{\text{экв}}$ к

носительными чувствительностями $P_{\text{экв}}$ к сечениям взаимодействия обладают O, Fe, H, Si и Ca. По данным работы [124], принимая полную относительную чувствительность $P_{\text{экв}}$ к нейтронным сечениям 0–3,13, можно с учетом максимальной погрешности в 30% в полном сечении получить по линейной теории возмущений значение погрешности $P_{\text{экв}}$ 100%.

Предполагая близость значений погрешностей оцененных констант наиболее важных элементов, по рассмотренным относительным чувствительностям (табл. 3.20) можно сделать вывод: в наибольшей степени на точность расчета РН и ТВ влияют погрешности в сечениях O, Fe и H, а для $P_{\text{экв}}$ дополнительно Si и Ca.

На основании анализа относительных чувствительностей РН к полным



полным сечением взаимодействия нейтронов (лев. рис.) или γ -излучения (прав. рис.) с ядрами H, O, Fe, Si, Ca и ^{238}U

сечениям отдельных элементов в работе [125] сделан вывод о том, что для достижения в принятой модели защиты заданной погрешности расчетов РН 20% необходимо, чтобы полные сечения в диапазоне энергий от 4 до 10 МэВ были известны с погрешностью не ниже: 0,5% для H; 1,5% – O; 2% – Fe; 10% – ^{238}U , Cr, Ni и 30% – Zr.

Оценку погрешности расчетов функционалов в зависимости от P_L -приближения дифференциального сечения рассеяния в групповом приближении проиллюстрируем для элементов, обладающих максимальными чувствительностями. В табл. 3.21 представлены процентные изменения в рассматриваемых характеристиках полей излучений при изменениях аппроксимаций от P_3 - к P_2 -, P_1 - и P_0 -приближениям как для отдельных

элементов, так и для всех элементов одновременно. На основании анализа приведенных в табл. 3.21 данных можно сделать вывод: для расчетов РН с требуемой погрешностью 10–15% P_0 - и P_1 -приближения неприемлемы. P_3 -приближение в дифференциальном сечении рассеяния дает заданную точность расчета РН. В отсутствие данных по дифференциальному сечению рассеяния в P_3 -приближении можно использовать данные по угловой зависимости дифференциального сечения рассеяния в P_2 -приближении.

Данные по приведенным работам в целом согласуются между собой. Значительные расхождения в результатах расчета для водорода обусловлены, по-видимому, особенностями методики расчета поля излучения в работе [123].

Анализ данных, приведенных в табл. 3.21, показывает, что для достижения погрешности расчета ТВ в 30% необходимо использовать не ниже P_2 -приближения угловой зависимости дифференциального сечения рассеяния. Для достижения требуемой точности расчета $P_{\text{ЭКВ}}$ вторичного γ -излучения в 100% достаточно использовать P_1 -приближение.

При расчетах поля нейтронов и вторичного γ -излучения в случае, если необходимо вычислить значение совокупности этих функционалов, следует использовать наиболее точную P_L -аппроксимацию.

Для анализа важности отдельных энергетических диапазонов энергии нейтронов и вторичного γ -излучения при расчетах заданных характеристик полей излучений целесообразно использовать информацию по энергетическим зависимостям относительной чувствительности к полным сечениям [120, 122, 124, 125]. На рис. 3.40 и 3.41 в качестве примера приведены энергетические зависимости относительной чувствительности $P_{\text{ЭКВ}}$ вторичного γ -излучения на выходе из бетона к полным сечениям взаимодействия нейтронов или вторичного γ -излучения [124].

Анализ этих распределений показывает высокую чувствительность $P_{\text{ЭКВ}}$ вторичного γ -излучения к сечениям взаимодействия быстрых нейтронов с энергией выше 2 МэВ. Наблюдается постоянство относительной чувствительности в области энергий нейтронов от 0,5 эВ до 100 кэВ (рис. 3.41). Необходимо отметить высокую чувствительность для тепловых нейтронов.

В энергетических зависимостях относительной чувствительности $P_{\text{ЭКВ}}$ вторичного γ -излучения к сечениям взаимодействия нейтронов для элементов, не имеющих резонансной структуры сечений, заметны минимумы и максимумы, соответствующие энергетическому ходу сечений элементов, имеющих резонансную структуру. Так, в энергетической зависимости относительной чувствительности $P_{\text{ЭКВ}}$ вторичного γ -излучения к сечению Н (см. рис. 3.40) видны максимумы и минимумы, соответствующие резонансным структурам О, Fe, Si и ^{238}U .

Относительная чувствительность $P_{\text{ЭКВ}}$ вторичного γ -излучения к полным сечениям взаимодействия γ -излучения с веществом уменьшается с уменьшением энергии.

Значительный интерес представляют относительные вклады в рассматриваемый функционал R_k от широких энергетических интервалов.

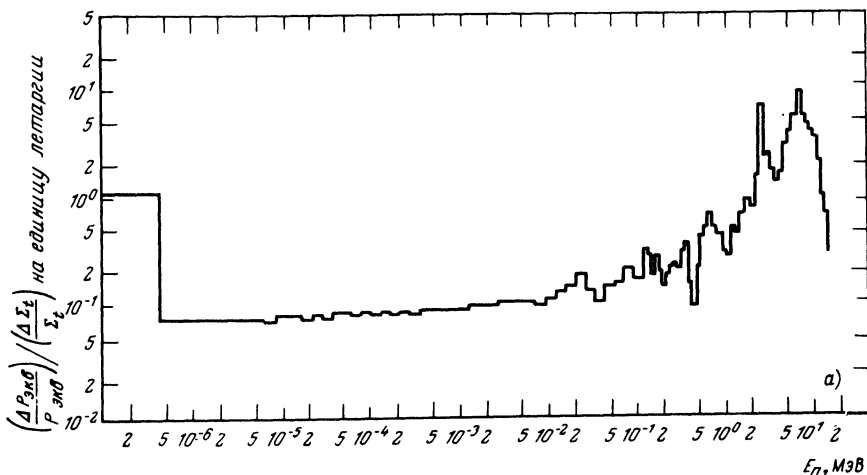
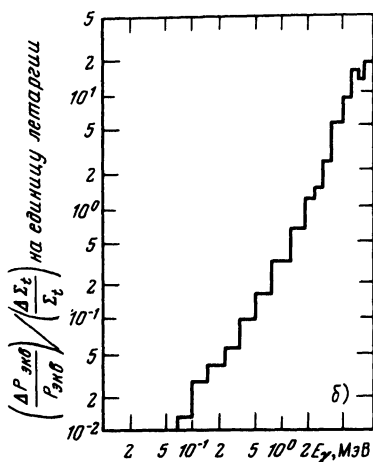


Рис. 3.41. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности эквивалентной дозы вторичного γ -излучения на выходе из бетона $P_{\text{экв}}$, просуммированная по всем нуклидам, входящим в композицию защиты к полным сечениям взаимодействия нейтронов (а) или γ -излучения (б)



Такие данные позволяют дать объективные оценки относительных вкладов в рассматриваемые физические характеристики отдельных энергетических диапазонов. Полученные в работе [123] процентные вклады в РН для энергии выше заданной показывают, что нейтроны с энергией больше 1,35 МэВ дают 65% вклада в РН, а с энергией больше 0,82 МэВ — 78%. Это позволяет сделать вывод об определяющей роли быстрых нейтронов при расчете РН.

Отметим, что интегральные по выделенным энергетическим диапазонам относительные чувствительности заданного функционала к полным сечениям не дают полных сведений об абсолютных вкладах. Они показывают лишь влияние на рассматриваемый функционал изменения сечения в данной области. Таким образом, получаемые интегральные чувствительности косвенно указывают на области энергии, важные для последующего расчета абсолютных вкладов.

В качестве примера таких интегральных по выделенным диапазонам энергий относительных чувствительностей можно привести данные работы [122] по ТВ. Нейтроны с энергией больше 100 эВ дают не более 10% интегральной чувствительности. Почти 80% чувствительности приходится

на тепловые нейтроны. Это свидетельствует о том, что основной вклад в рассматриваемый функционал вносит вторичное γ -излучение радиационного захвата.

Энергетические зависимости относительной чувствительности используются для определения погрешностей характеристик полей излучений в защите, обусловленных неточностями констант взаимодействия. В качестве примера приведем результаты расчета погрешностей РН за счет неопределенностей групповых констант Fe и O [120]. Некоррелированная погрешность РН за счет погрешностей групповых констант Fe; O; Fe + O и всех элементов составляет 3,30; 3,65; 4,93 и 6,56% соответственно. Максимальные погрешности РН за счет этих сечений примерно в 2,3 раза больше некоррелированных погрешностей.

Модель защиты реактора FBR

Рассмотрим основные закономерности, выявленные при анализе результатов расчетов характеристик полей излучений для модели боковой защиты реактора на быстрых нейтронах типа FBR [125–127, 172] (расчетная модель №11, табл. 2.2, рис. 2.3). В табл. 3.22 приведены данные для сопоставления результатов расчетов основных характеристик полей нейтронов в защите. В качестве таких характеристик R_k выбраны: скорость радиационных нарушений в Fe на выходе из радиальной защиты Fe–Na (РН); активация Na второго контура в теплообменнике (АК); полный поток нейтронов φ ; тепловой поток φ_T ; поток быстрых нейтронов с энергией больше 0,111 МэВ φ_6 ; скорость реакции деления ^{235}U (СД) и активации ^{59}Co (СА). Приведенное сопоставление результатов работ [127

Таблица 3.22. Характеристики полей нейтронов в защите реактора FBR

r, см	$\varphi(r)$		$\varphi_T(r)$		$\varphi_6(r)$		РН(r)
	[127]	[127]/[172]	[127]	[127]/[172]	[127]	[127]/[172]	1 (атом·с)
	нейтр./((см ² ·с)						
262	2,26+13	0,88	2,76+11	1,4	3,55+12	1,3	1,02+15
292	4,71+12	1,18	8,24+10	1,7	5,80+11	2,5	1,57+14
322	8,50+11	1,6	1,64+10	1,0	8,76+10	4,0	2,39+13
352	1,43+11	2,3	2,94+9	1,5	1,27+10	7,1	3,53+12
382	2,28+10	3,3	4,90+8	2,5	1,79+9	15	5,09+11
415	2,68+9	3,0	7,13+7	3,6	1,79+8	20	5,32+10
418,5	2,32+9	3,9	6,99+7	3,9	1,44+8	24	4,46+10
498,5	5,55+9	4,6	3,83+7	5,8	6,97+6	77	3,30+9
578,5	1,19+8	4,8	1,25+7	7,0	3,51+5	350	3,46+8
666,5	1,90+7	5,4	2,69+6	8,4	1,34+4		4,90+7
738,5	3,77+6	5,4	6,39+5	11	9,37+2		1,07+7
818,5	5,65+5	5,1	1,11+5	12	4,95+1		1,83+6
914,5	5,15+4	6,2	1,06+4	13	1,55+0		1,73+5
917,5	4,55+4	6,5	9,15+3	18	1,39+0		1,48+5
932,5	1,63+4	4,4	2,83+4	19	7,07–1		4,53+4
947	5,83+3	4,9	9,40+2	9,4	3,46–1		1,50+4
965	1,67+3	4,2	2,77+2	7,8	1,40–1		4,44+3

и 172] для различных расстояний r от центра активной зоны показывает расхождение по РН более чем в 4 раза. Отличие результатов по АК в зоне теплообменника составляет от 2 до 7 раз. Следует отметить, что для ряда характеристик расхождения результатов расчетов по разным программам могут достигать 10 раз. Характерно, что результаты работы [127] систематически выше данных, приведенных в работе [172]. Наблюдаемые значительные расхождения в рассматриваемых характеристиках поля нейтронов в защите обуславливаются применением сильно различающихся данных по групповым константам взаимодействия нейтронов с веществом [171].

В табл. 3.23 и 3.24 приведены относительные чувствительности РН и АК к полным сечениям отдельных нуклидов. Можно отметить, что хотя расчеты в работах [126, 127] выполнены по одним и тем же программам SWANLAKE и ANISN, наблюдаются расхождения значений относительной чувствительности (табл. 3.23). Соответственно вкладу от отдельных элементов в относительную чувствительность к сечениям взаимодействия элементы можно разделить на группы. Очень важны сечения Na и Fe. Так, для РН изменение $\Delta\Sigma/\Sigma$ Fe на 1% приводит к изменению в $\Delta\rho/\rho$ почти на 5% [127]. Изменение в сечении Na приводит к еще большим изменениям в АК. Cr и Ni следует отнести ко второй группе по важности. Все остальные элементы дают меньший вклад в рассматриваемые характеристики. Поэтому погрешностями в сечениях этих элементов можно пренебречь.

Сопоставление результатов оценок относительной чувствительности к различным угловым аппроксимациям дифференциального сечения рас-

АК (r)		СД (r)			СА (r)	
1/(атом · с)						
[127]/[172]	[127]	[127]/[172]	[127]	[127]/[172]	[127]	[127]/[172]
0,6	2,13+11	0,80	2,99+14	1,5	1,22+14	2,0
1,0	5,73+10	1,0	7,78+13	1,6	2,88+13	1,4
1,5	1,12+10	1,0	1,50+13	1,5	5,43+12	1,3
1,9	1,99+9	0,80	2,65+12	1,2	9,53+11	1,2
3,4	3,29+8	0,90	4,37+11	1,5	1,56+11	1,7
4,1	4,57+7	1,5	5,79+10	1,9	1,95+10	2,5
4,5	4,28+7	1,7	5,40+10	1,9	1,73+10	2,4
13	2,17+7	2,7	2,41+10	2,0	5,95+9	3,3
10	6,92+6	3,5	7,06+9	2,0	1,25+9	4,2
6,1	1,47+6	3,9	1,41+9	2,6	1,80+8	4,5
5,1	3,48+5	5,0	3,23+8	3,2	3,44+7	3,4
7,0	6,04+4	5,5	5,51+7	3,4	5,19+6	3,5
9,5	5,76+3	6,4	5,17+6	3,1	4,62+5	4,2
12	4,95+3	7,0	4,43+6	3,0	4,00+5	4,0
	1,54+3	4,4	1,34+6	3,4	1,28+5	4,6
	5,13+2	2,0	4,39+5	3,1	4,29+4	3,6
	1,51+2	1,9	1,29+5	1,7	1,24+4	3,1

Таблица 3.23. Относительная чувствительность РН и АК к полным сечениям элементов

Рассматриваемый функционал R_k	Работа	Fe	Na	Cr	Ni	Полная по данным элементам
РН	[127]	-4,74	-2,95	-1,63	-1,37	-10,69
АК	[126]	-8,18	-20,81	-2,63	-4,71	-36,34
	[127]	-5,40	-14,89	-1,79	-1,56	-23,64

Таблица 3.24. Относительная чувствительность АК к полным сечениям отдельных элементов в различных областях защиты [126]

Область защиты	Na	Fe	Cr	Ni	Все элементы
Боковая защита	-4,30	-6,06	-2,30	-3,75	-16,41
Натриевый бассейн	-15,18				-15,18
Теплообменник	-1,17	-2,12	-0,33	-0,96	-4,59

Таблица 3.25. Процентные изменения $\frac{\Delta R_k}{R_k}$ рассматриваемых характеристик поля нейтронов в модели защиты реактора типа FBR для различных P_L -приближений дифференциального сечения рассеяния

Элементы	Функционал-АК		Функционал-РН	
	$P_0(P_1)^*[126]$	$P_1(P_3) [127]$	$P_0(P_1) [125]$	$P_1(P_3) [127]$
Na	-66	-0,30	-67,1	-0,25
Fe	-67	-0,83	-16,9	-0,92
Cr	-29	-0,31	-5,17	-0,34
Ni	-23	-0,14	-2,20	-0,15
Для всех элементов	-185	-1,58	-91,37	-1,66

* $P_L(P_m)$ - переход от P_m к P_L -приближению.

сеяния дано в табл. 3.25. Приведенные данные показывают, что в расчетах как РН, так и АК можно ограничиться P_1 -приближением. При этом отличие для рассматриваемых характеристик не будет превышать 2% по сравнению с P_3 -приближением.

На рис. 3.42 приведены энергетические зависимости относительной чувствительности АК к полным сечениям в отдельных зонах. Для боковой защиты Fe + Na наиболее важна область энергии выше 100 кэВ. В натриевом бассейне наблюдаются две области энергий, определяющие вклад нейтронов в рассматриваемый функционал. Причем вклад в АК в основном обусловлен нейтронами с энергиями ниже 1 кэВ. В теплообменнике основную роль играют нейтроны с энергией ниже 100 эВ.

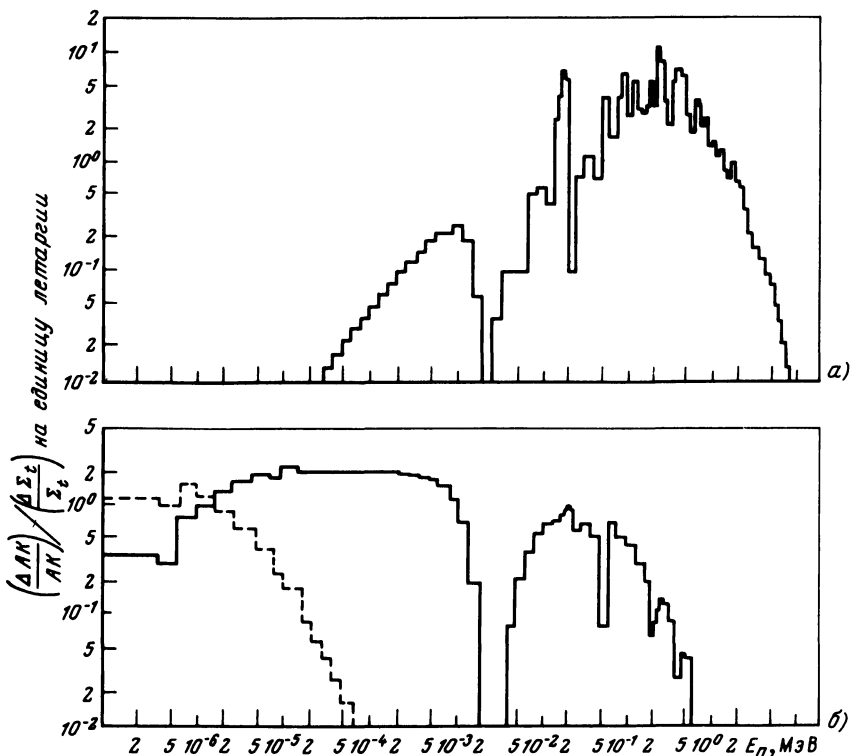


Рис. 3.42. Энергетическая зависимость относительной чувствительности активации Na второго контура АК к полному сечению взаимодействия нейтронов в области боковой защиты Fe + Na (а); в области натриевого бассейна (—) и в области теплообменника (---) (б)

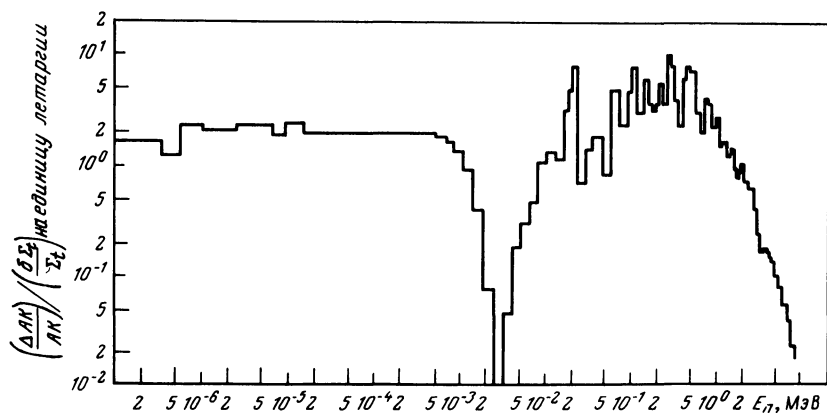


Рис. 3.43. Энергетическая зависимость относительной чувствительности активации натрия второго контура АК, просуммированной по всем областям защиты, к полному сечению

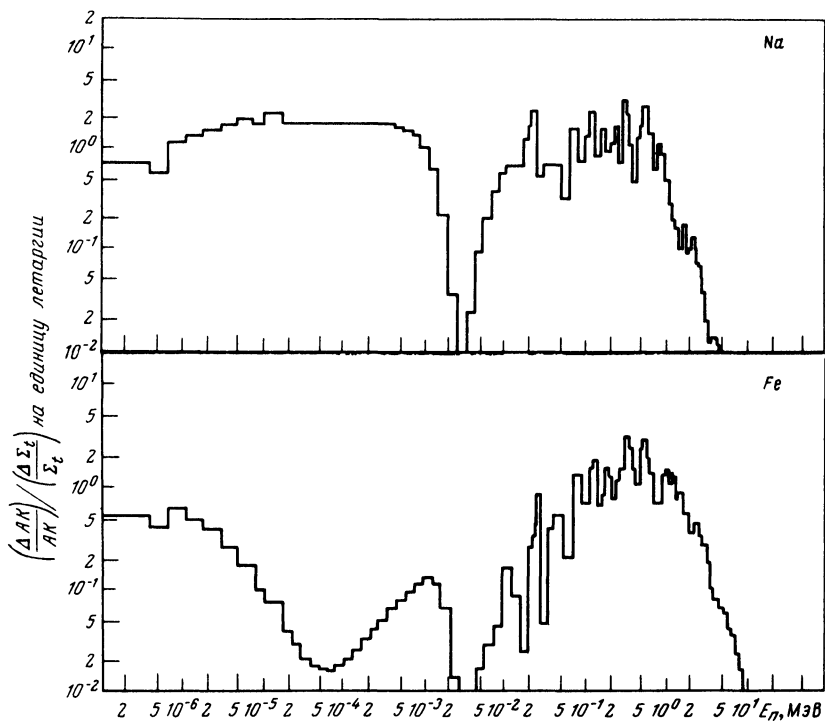
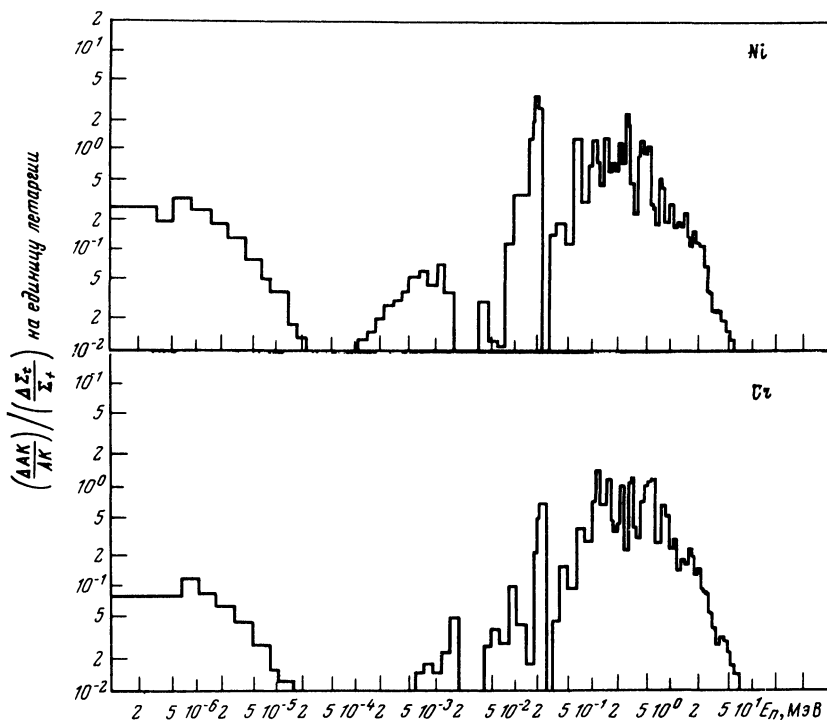


Рис. 3.44. Энергетическая зависимость относительной чувствительности активации

На рис. 3.43 приведена энергетическая зависимость относительной чувствительности к полному сечению АК, просуммированной по всем зонам и всем элементам [126]. Из сопоставления этих данных с энергетической зависимостью относительной чувствительности для натрия (рис. 3.44) можно сделать вывод о том, что вклады в относительную чувствительность для энергий выше и ниже 3 кэВ соизмеримы, хотя для Na вклад высокоэнергетической части спектра несколько меньше. Для Fe наблюдается заметное уменьшение значений относительной чувствительности в области энергий от 10 до 500 эВ. Энергетические зависимости относительной чувствительности указанного функционала к сечениям Ni и Cr во многом подобны зависимости для Fe. Резонансная структура элементов, присутствующих в рассматриваемой композиции, оказывает влияние на относительные чувствительности к сечениям не только данного элемента. Так, например, в энергетической зависимости относительной чувствительности АК к сечению Fe заметно влияние резонансных структур в сечениях Na и Ni.

В заключение приведем рассчитанные в работе [127] предельные относительные погрешности РН и АК за счет погрешностей сечений. Как и для реактора PWR, данные по погрешностям этих характеристик (табл. 3.26) получены для двух типов корреляций сечений. Для РН ожидаемые погрешности расчетных данных лежат в диапазоне от 21,7 до 30,9%,



натрия второго контура АК к полному сечению Na, Fe, Ni, Cr

что несколько выше допустимых значений погрешностей (см. табл. 1.3) этих функционалов.

Для реактора FBR, несмотря на меньшие расстояния точки детектирования от источника, наблюдаются большие значения возможных погрешностей РН, чем для реактора PWR. Таким образом, применительно к защите быстрых реакторов требования к точности констант при расчете РН могут быть более высокие, чем в расчетах тепловых реакторов. Для АК возможные погрешности результатов расчета могут достигать 70%.

Анализ расчетов показал, что расхождения результатов по рассмотренным работам больше, чем ожидаемые погрешности за счет неточностей констант.

Таблица 3.26. Погрешности $\frac{\delta R_k}{R_k}$ (в процентах) функционалов полей нейтронов в защите, обусловленные погрешностями сечений

Тип корреляции сечений	Fe	Na	Fe + Na	Все нуклиды	Характеристики
Нет	12,3	9,7	15,6	21,7	РН
Полная	16,8	14,6	22,2	30,9	
Нет	13,6	16,6	21,4	24,9	АК
Полная	22,5	56,9	61,2	71,3	

Модель защиты реактора БН

В табл. 3.27 представлены результаты оценки константной составляющей погрешности и исследования чувствительности активации Na за защитой быстрого реактора (расчетная модель № 12, табл. 2.2) с использо-

Таблица 3.31. Относительная чувствительность и составляющие погрешности $\frac{\delta AK}{AK}$

активации Na за защитой модели быстрого реактора БН, %.				
Тип нейтронных констант σ_n	Элемент или нуклид	Относительная чувствительность АК к полному сечению	Номера энергетических групп, обуславливающих основной вклад в погрешность	Составляющие погрешности $\frac{\delta AK}{AK}$, %
σ_c	Na	-0,1	> 19	1
σ_{el}	Na	-2,4		25
σ_{in}	Na	-0,2	5-6	3
σ_c	^{10}B	-1,1	17-22	1
σ_{el}	^{12}C	-9,5	6-20	8
σ_c	Cr	-0,2	> 20	1
σ_{el}	Cr	-1,9	5-10	19
σ_c	Ni	-0,1	20-23	1
σ_{el}	Ni	-1,2	6-10	12
σ_c	Fe	-0,5	> 19	1
σ_{el}	Fe	-5,0	4-9	28
σ_{in}	Fe	-0,6	3-5	8
σ_{el}	O	-1,3	3-7	4
σ_{el}	^{238}U	-0,5	2-7	8
σ_{in}	^{238}U	-1,0	3-7	12

Суммарная погрешность

~50%

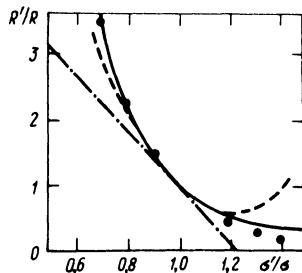
ванием системы ИНДЭКС. Расчеты полей нейтронного излучения и исследования чувствительности выполнены по комплексу программ ЗАКАТ + РОЗ-11 + АРАМАКО-2F. Константная составляющая погрешности вычислена по программе CORE и составляет $\pm 50\%$. Основными источниками этой погрешности являются неопределенности сечения упругого рассеяния нейтронов на нуклидах Na, Fe, Cr, Ni, ^{238}U , а также сечения неупругого рассеяния на ^{235}U и Fe.

3.5. ОЦЕНКА НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ В АНАЛИЗЕ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

При использовании выражений (1.17) для расчета относительной вариации функционала $\Delta R/R$ и (1.18) для оценки относительной погрешности функционала $\delta \bar{R}/R$ возникает вопрос о применимости линейной теории возмущений при конкретных возмущениях $\Delta X_1/X_1, \dots, \Delta X_N/X_N$ и неопределенностях входных параметров $\delta \bar{X}_1/X_1, \dots, \delta \bar{X}_N/X_N$. Для повышения точности расчета указанных величин можно использовать теорию возмущений более высокого порядка, например второго [173].

Рис. 3.45. Зависимость относительных R'/R показаний детектора, регистрирующего нейтроны с энергией ниже 160 кэВ, от относительного значения σ'/σ полного сечения взаимодействия нейтронов с Na при энергиях около 297 кэВ, полученных разными методами:

---- — точный расчет методом прямой замены;
 — — — — — линейная теория возмущений;
 - - - - - теория возмущений второго порядка;
 ● — методика ПАРФ в предположении линейной зависимости p от сечения взаимодействия



На рис. 3.45 представлена зависимость относительного значения функционала $R'/R = (R + \Delta R)/R$ от относительного значения параметра $\sigma'/\sigma = (\sigma + \Delta\sigma)/\sigma$, рассчитанная точно, на основе линейной теории возмущений [84] и на основе теории возмущений второго порядка [173]. В качестве функционала R рассмотрены показания детектора, регистрирующего равновероятно нейтроны с энергиями ниже 160 кэВ, прошедшие слой Na толщиной 260 см для мононаправленного источника нейтронов с энергией 360 кэВ. В качестве варьируемого параметра σ' использована величина полного группового сечения взаимодействия нейтронов с Na, описывающего минимум сечения при энергии 297 кэВ. Указанная задача типична в проблеме глубокого проникновения излучения, где резонансная структура сечений играет важную роль: реальные погрешности сечения вызывают большие изменения величины рассматриваемого функционала. Анализ данных рис. 3.45 показывает, что теория возмущений второго порядка значительно лучше, чем линейная теория возмущений, описывает зависимость R'/R от σ'/σ , но не учитывает асимметричность величины R'/R . Очевидно, что применение теории возмущений более высокого порядка позволит повысить точность расчета R'/R , но эффективность вычислений будет снижаться с повышением порядка.

Существует другой способ повышения точности вычислений: для расчетов $\Delta R/R$ и $\delta\bar{R}/R$ можно воспользоваться формулами (1.21) и (1.22) соответственно, которые предполагают знание зависимости относительной чувствительности $p_{Rn}(X_1, \dots, X_N)$ от параметра X_n . Отметим, что до проведения расчетов можно указать первое приближение зависимости p_{Rn} от X_n , входящих в оператор L . С учетом того, что $R = \langle \varphi, L^* \varphi^* \rangle$, подставляя выражение (1.27) в выражение (1.29), получаем следующую формулу:

$$p_{Rn}(X_1, \dots, X_N) = \frac{\langle \varphi, X_n L_n^* \varphi^* \rangle}{\langle \varphi, L^* \varphi^* \rangle}, \quad (3.44)$$

из которой следует важный результат

$$p_{Rn}(X_1, \dots, X_n = 0, \dots, X_N) = 0. \quad (3.45)$$

Это означает, что p_{Rn} зависит от величины параметра X_n таким образом:

$$p_{Rn}(X_1, \dots, X_N) = X_n f_n(X_1, \dots, X_N). \quad (3.46)$$

Следовательно, в первом приближении относительная чувствительность может рассматриваться как линейная функция от X_n . Функция f_n является плавной функцией параметров X_1, \dots, X_N , так как выражение (3.44) является дробно-билинейным функционалом φ и φ^* .

На рис. 3.45 точками нанесены значения расчетов R'/R по формуле (1.20) в предположении линейной зависимости p_{Rn} от X_n (т.е. при $f_n = \text{const}$). Отметим, что методика расчета по формуле (1.20) получила название методики Полуаналитического Расчета Функционала (ПАРФ) [74]. Видно, что методика ПАРФ не только лучше теории возмущений второго порядка совпадает с точным расчетом (рис. 3.45), но по трудоемкости вычислений эквивалентна линейной теории возмущений. Необходимо отметить, что значительная зависимость функционала от входного параметра типична, например, когда указанный параметр описывает особенности (резонансы) в энергетической зависимости сечения взаимодействия излучения с веществом. Однако даже в этом случае линейное приближение p_{Rn} от X_n хорошо работает. Для других параметров такой сильной зависимости нет. Это вселяет уверенность, что линейное приближение p_{Rn} от X_n будет полезно в практических исследованиях нелинейных эффектов, когда область изменения величины параметра является малой, как в случае неопределенностей или погрешностей сечений взаимодействия.

Следует сказать, что построение для $p_{Rn}(X_1, \dots, X_N)$ более точных аппроксимационных формул позволяет восстанавливать аналитическую зависимость R от X_1, \dots, X_N в широком диапазоне изменения входных параметров [74], что важно, например, при построении приближенных формул, оптимизации защиты и интерпретации результатов расчетов, выполненных с использованием различных библиотек констант. В заключение отметим, что в случае нелинейной зависимости $\Delta R/R$ от $\Delta X_n/X_n$ (рис. 3.45) не будет выполняться равенство

$$\overline{R(X_1, \dots, X_N)} = R(\overline{X_1}, \dots, \overline{X_N}), \quad (3.47)$$

где черта над символом означает математическое усреднение. Как в нашей стране, так и за рубежом в расчетах принимается равенство (3.47), которое достигается в случае линейной зависимости R от X_1, \dots, X_N или когда функция распределения X_1, \dots, X_N является δ -образной. В общем случае в расчет следует вводить поправку

$$\omega_R = \overline{R(X_1, \dots, X_N)} / R(\overline{X_1}, \dots, \overline{X_N}) \neq 1. \quad (3.48)$$

При этом отличия ω_R от 1 тем сильнее, чем заметнее зависимость $\Delta R/R$ от $\Delta X_n/X_n$ отличается от линейной. По-видимому, поправка ω_R будет существенна в задачах глубокого проникновения, и ее необходимо учитывать при сравнениях расчетных и экспериментальных данных.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ В ЗАДАЧАХ АНАЛИЗА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОГРЕШНОСТЕЙ РАСЧЕТОВ

4.1. БАЗОВЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ И АНАЛИЗ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ

Соотношение экспериментальных и расчетных исследований постоянно изменяется в пользу последних [49, 174, 175]. Главная причина заключается во все возрастающих успехах в развитии ЭВМ, с одной стороны, и во все большем усложнении и удорожании современного эксперимента, с другой.

Все экспериментальные исследования (см. рис. В.1) можно подразделить на реперные эксперименты, служащие в основном для проверки расчетных методов и библиотек сечений взаимодействия излучения с веществом, и модельные — для решения ограниченного круга задач, которые в настоящее время не могут быть решены с удовлетворительной точностью расчетным способом.

Среди реперных экспериментов основное внимание в литературе уделено базовым* экспериментам, выполненным в чистых, стандартных наиболее элементарных условиях (в простой одномерной или многомерной геометрии) с хорошо известными характеристиками источника, защиты и детектора. В базовых экспериментах по распространению излучений неопределенности, обусловленные теоретической обработкой параметров источника и геометрии системы, малы по сравнению с погрешностями измерений на данной глубине защиты [6, 176].

Приведенный критерий базового эксперимента позволяет отобрать из обилия имеющейся в литературе экспериментальной информации эксперименты, которые могут быть отнесены к базовым. Информацию по этим реперным базовым экспериментам при чистой геометрии можно использовать как для тестирования, так и корректировки (подгонки) сечений взаимодействия излучений с веществом при использовании в проектной работе. Благодаря успехам исследований чувствительности результатов расчетов к входным параметрам указанные два направления использования базовой интегральной информации (о различных не зависящих от угла и энергии функционалах поля излучения) можно рассматривать теперь строго с количественной точки зрения. (В общем случае в базовых экспериментах могут определяться как интегральные, так и дифференциальные характеристики поля.)

Установки для исследований (табл. 4.1)

Планы по проведению базовых экспериментов и изучению чувствительности были разработаны на международной встрече в 1974 г. [6]. С тех пор были проведены четыре специальные международные встречи по этому вопросу [3, 177, 178], опубликованы первые результаты базовых экспериментов в стандартном формате. Во время первой встречи [6] были проанализированы различные установки, доступные для использования в общей программе по базовым исследованиям [6, 171, 179, 180].

В нашей стране созданию программы базовых исследований уделяется также большое внимание. Эти вопросы широко обсуждались на всесоюзных научных конференциях по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок [9-11]. Дальнейшие задачи в области экспериментальных исследований на этих конференциях были сформулированы следующим образом: а) проведение компиляции и оценки данных базовых экспериментов, выполненных различными коллективами в нашей стране и за рубежом, для дальнейшего использования их в целях проверки методов и программ расчетов и корректировки используемых констант взаимодействия с веществом; б) выполнение новых реперных экспериментов в условиях, приближенных к практическим задачам защиты, в том числе для неоднородных геометрий.

* В зарубежной литературе эти эксперименты называют часто benchmark.

Таблица 4.1. Экспериментальные установки по базовым исследованиям в защите от нейтронов

Номер	Название установок и место размещения	Характеристика источника		Характеристика защиты	Используемые детекторы	Примечание
		Геометрия и мощность	Энергетический спектр			
1	HARMONIE (г. Кадараш, Франция)	Цилиндрический 3 кВт	Спектр утечки из отражателя из нержавеющей стали	Блоки из Fe, Na, конфигурация Fe + Na	Активационные детекторы, счетчики протонов отдачи	
2	TAPIRO (г. Касашия, Италия)	Цилиндрический 5–10 кВт	Спектр утечки из медного отражателя	Блок из Na, 1x1x1 м	Активационные детекторы	
3	YAYOI (Университет г. Токио, Япония)	Цилиндрический 2 кВт	Спектр утечки из свинцового отражателя	Блоки из Fe	Органический сцинтиллятор, пропорциональные счетчики	Может быть скоординирован широкий или узкий пучок
4	ASPIS (г. Уинфрит, Англия)	Дисковый ($d = 1,1$ м) 7 Вт (2×10^{11} нейтр./с)	Спектр нейтронов деления	Блок из Fe, 2x2x1,5 м	Активационные детекторы, органический сцинтиллятор, пропорциональные счетчики	Конвертор на тепловой колонне
5	TRIGA-конвертер (г. Касашия, Италия)	Дисковый, несколько ватт	То же	Блок из Fe, 1x1x1 м	Активационные детекторы, камеры деления	
6	EURACOS II (г. Павия, Италия)	Дисковый, 300 Вт	” ”	Блок из Fe 1,5x1,5x1,5 м	То же	
7	Установка КНД на реакторе БР-10 (г. Обнинск, СССР)	Дисковый ($d = 0,25$ м) 2 Вт	” ”		Активационные детекторы	Конвертор на тепловой колонне
8	^{252}Cf (Обнинск, СССР)	Точечный, $\sim 10^9$ нейтр./с	” ”	Сфера из Fe диаметром до 0,7 м; сфера из Na диаметром до 1 м	Однокристалльный сцинтилляционный спектрометр, пропорциональные счетчики, мультисферный спектрометр	

Номер	Название установок и место размещения	Характеристика источника		Характеристика защиты	Используемые детекторы	Примечание
		Геометрия и мощность	Энергетический спектр			
9	^{252}Cf (г. Карлсруэ, ФРГ)	Точечный, $7 \cdot 10^7$ нейтр./с	Спектр нейтронов деления	Сфера из Fe диаметром до 0,4 м	Счетчики протонов отдачи, полупроводниковый спектрометр	Чистая геометрия источника
10	^{252}Cf (JAERI, Япония)	Точечный	То же	Сфера из Fe диаметром 0,5 м	Органический сцинтиллятор	То же
11	Ускоритель 14 МэВ; реакция $T(d, n)$ He (г. Карлсруэ, ФРГ)	Точечный, 10^9 нейтр./с	14 МэВ	Цилиндр из Fe		" "
12	Ускоритель 14 МэВ; реакция $T(d, n)$ He (JAERI, Япония)	Точечный	14 МэВ	Сфера из Fe диаметром 0,5 м	Спектрометр по времени пролета, жидкий сцинтиллятор NE213	" "
13	TSF (г. Ок-Ридж, США)	Сферический 10 кВт (широкий пучок в коллиматоре из бетона)	Спектр нейтронов деления, смягченный замедлителем	Блоки из Fe и стали, натриевый цилиндр 4,5 м, сталь-натриевая конфигурация	Сцинтиллятор NE213. Счетчики протонов отдачи	Сферическая геометрия, может быть сколлапсирован широкий пучок
14	Установка Б-2 на реакторе БР-10 (г. Обнинск, СССР)	Дисковый мононаправленный ($d = 0,3$ м), $\sim 10^{13}$ нейтр./с	Спектр утечки из никелевого отражателя реактора на быстрых нейтронах	Сталь-графитовая композиция $1,25 \times 1,25 \times 0,88$ м	Активационные детекторы	
15	ОР-М (ИАЭ им. И.В. Курчатова, г. Москва, СССР)	Дисковый мононаправленный ($d \leq 1$ м), $1,3 \cdot 10^8$ нейтр./см ² хс	Спектр утечки из графитового отражателя водо-водяного реактора	Блоки из Fe, Al, Be и др. $1,2 \times 1,2 \times 0,5$ м	Органический сцинтиллятор	Может быть сколлапсирован широкий или узкий пучок

При проведении базовых исследований целесообразно использовать установки с конверторами нейтронов деления, такие как ASPIS в г. Уинфрите, TRIGA в г. Кашаша, EURACOS II в г. Павия, КНД в г. Обнинске. Кроме того, можно использовать установки на быстрых реакторах БР-10, HARMONIE, TAPIRO, YAYOI. Эти установки имеют различные радиационные и геометрические характеристики (энергетический спектр, мощность источника, геометрию системы). Вариации этих параметров позволяют проводить эксперименты с заметно отличающимися функциями относительной чувствительности. Такие эксперименты целесообразно проводить для чистой геометрии источника и защиты с источниками деления ^{252}Cf и нейтронов с энергией 14 МэВ, полученных по реакции $T(d, n)\text{He}$. Заметим также, что базовые эксперименты должны быть выполнены таким образом, чтобы их можно было интерпретировать непосредственно, используя проектные расчетные программы с работой в обычном режиме.

Базовые эксперименты целесообразно начинать с исследования гомогенных материалов. Для реакторов на быстрых нейтронах наиболее интересны в первую очередь Fe, Na, нержавеющая сталь и графит. Именно для этих материалов был выполнен широкий комплекс экспериментальных базовых исследований на установках, приведенных в табл. 4.1 [114, 181–191]. Кроме того, большое внимание было уделено исследованиям гетерогенных композиций из указанных материалов [118, 191–194, 119], особенно важных при проведении базовых интегральных экспериментов для корректировки сечений при проектировании защиты.

Детекторы излучений

В качестве основных детекторов для измерения интегральных величин в большинстве лабораторий эффективно используются активационные детекторы, при измерении энергетических распределений, кроме активационных детекторов, широко применяют органические сцинтилляторы и пропорциональные счетчики [6]. На совещании [6] был рекомендован для использования в базовых экспериментах по защите набор активационных реакций и соответствующих сечений. Этот набор включает следующие реакции: $^{26}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$; $^{32}\text{S}(n, p)^{32}\text{P}$; $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{Co}$; $^{115}\text{In}(n, n')^{115m}\text{In}$; $^{103}\text{Rh}(n, n')^{103m}\text{Rh}$; $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$; $^{63}\text{Cu}(n, \gamma)^{64}\text{Cu}$; $^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$; $^{186}\text{W}(n, \gamma)^{187}\text{W}$; $^{197}\text{Au}(n, \gamma)^{198}\text{Au}$; $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116}\text{In}$.

Обсчет базовых экспериментов

При обсчете базовых экспериментов в нашей стране широко используется стандартная библиотека сечений БНАБ с системой программ расчета переноса излучения РОЗ, для расчетов чувствительности – комплекс ЗАКАТ + РОЗ-11 (см. разд. 2.2).

Для сравнения данных базовых экспериментов с расчетными результатами во многих зарубежных лабораториях для расчетов используется стандартная 100-групповая библиотека сечений EURLIB, получаемая из файлов ENDF/BIII и ENDF/BIV по программе подготовки групповых сечений SUPERTOG. В качестве стандартных программ расчета переноса излучения широко используются программы ANISN, DOT, реализующие дискретный S_N -метод, и программа MORSE с использованием метода Монте-Карло. Для расчета чувствительности применяется комплекс программ SWANLAKE + ANISN.

Расчетные базовые модели

Кроме программы экспериментальных базовых исследований, за рубежом были предложены две расчетные базовые модели для проверки различных расчетных методов и определения эффекта от использования различных "домашних" библиотек сечений при расчетах относительных чувствительностей. Кроме того, обсчет расчетных базовых моделей помог внедрению стандартного программного комплекса расчета чувствительности SWANLAKE + ANISN в различных лабораториях.

Модели, предложенные научно-исследовательскими центрами в г. Кадараш и г. Штутгарт, описывали соответственно одномерную сталь-натриевую радиальную

Таблица 4.2. Энергетическое распределение нейтронов источника для 26-группового разбиения

Номер группы	Граничные энергии группы, МэВ	ΔU	φ_i , нейтр./(см ² ·с), в группе
1	6,5 – 10,5	0,48	3,49 + 7*
2	4,0 – 6,5	0,48	1,28 + 8
3	2,5 – 4,0	0,48	3,20 + 8
4	1,4 – 2,5	0,57	1,35 + 9
5	8,0 – 1 – 1,4	0,57	2,69 + 9
6	4,0 – 1 – 8,0 – 1* ¹	0,69	5,14 + 9
7	2,0 – 1 – 4,0 – 1	0,69	4,17 + 9
8	1,0 – 1 – 2,0 – 1	0,69	1,63 + 9
9	4,65 – 2 – 1,0 – 1	0,77	1,02 + 9
10	2,15 – 2 – 4,65 – 2	0,77	8,02 + 8
11	1,00 – 2 – 2,15 – 2	0,77	8,63 + 8
12	4,65 – 3 – 1,00 – 2	0,77	8,83 + 8
13	2,15 – 3 – 4,65 – 3	0,77	8,83 + 8
14	1,00 – 3 – 2,15 – 3	0,77	8,83 + 8
15	4,65 – 4 – 1,00 – 3	0,77	8,83 + 8
16	2,15 – 4 – 4,65 – 4	0,77	8,50 + 8
17	1,00 – 4 – 2,15 – 4	0,77	7,53 + 8
18	4,65 – 5 – 1,00 – 4	0,77	7,04 + 8
19	2,15 – 5 – 4,65 – 5	0,77	6,40 + 8
20	1,00 – 5 – 2,15 – 5	0,77	5,75 + 8
21	4,65 – 6 – 1,00 – 5	0,77	5,11 + 8
22	2,15 – 6 – 4,65 – 6	0,77	4,17 + 8
23	1,00 – 6 – 2,15 – 6	0,77	3,52 + 8
24	4,65 – 7 – 1,00 – 6	0,77	2,56 + 8
25	2,15 – 7 – 4,65 – 7	0,77	6,60 + 7
26	0,252 – 07		3,18 + 7

* $a \pm b$ читать как $a \cdot 10^{\pm b}$.

защиту быстрого реактора [195] и двумерную радиальную защиту ВВЭР совместно с ее одномерным представлением [196]. Подробное описание расчетных базовых моделей дано в разд. 2.1 (см. табл. 2.2, модели № 10 и 11). Результаты обсчета этих базовых моделей частично приведены в разд. 3.4.

В нашей стране аналогичная работа по обсчету базовых моделей обсуждалась на Второй всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок. Перед конференцией в различные лаборатории были направлены формулировки четырех тестовых задач и соответствующие им задания по расчету защиты. После выполнения расчетов в разных лабораториях провели сравнение результатов расчетов с данными соответствующих базовых экспериментов [2].

Указанные базовые эксперименты представляли экспериментальные исследования по прохождению высокоэнергетического γ -излучения через различные защитные материалы, проведенные на специальном радиационном контуре с ¹⁶N реактора LIDO в Харуэлле [197], и три эксперимента по измерению спектров нейтронов.

Рассмотрим эти тестовые базовые эксперименты по измерению спектров нейтронов [2]. В первом эксперименте тонкий конвертор из естественного урана является дисковым ($R = 59,3$ см) равномерным изотропным источником нейтронов спектра деления. Полное число актов деления в конверторе в единицу времени составляет $2,27 \cdot 10^7$ с⁻¹. Выход нейтронов на 1 деление принят равным 2,43. Защита с поперечными размерами 191 × 183 см состоит из 24 стальных плит толщиной 5,08 см каждая. Атомные плотности компонентов стали, $\times 10^{24}$ атом/см³: Н – $2,071 \cdot 10^{-5}$; С – $7,996 \cdot 10^{-4}$; Мп – $5,660 \cdot 10^{-4}$; Fe – $7,404 \cdot 10^{-2}$. Базовый экспе-

римент в описанной выше геометрии был выполнен на установке для исследования защит ASPIS на реакторе NESTOR в г. Уинфрит [187]. Были измерены пространственно-энергетические плотности потока нейтронов в стальной защите на толщине 20,3; 50,8; 76,2 и 101,6 см. В качестве детекторов использовали водородный счетчик, сцинтилляционный спектрометр с жидким сцинтиллятором Ne-213 и активационные индикаторы.

Во втором эксперименте коллимированный пучок нейтронов из активной зоны реактора формирует на входе в гетерогенную защитную призму дисковый мононаправленный источник нейтронов диаметром 30 см. Энергетическое распределение нейтронов источника, приведенное в табл. 4.2 в групповом представлении, близко к спектру деления при энергиях выше 3 МэВ, при меньших энергиях наблюдается значительное смягчение спектра по сравнению со спектром деления. Композиция защиты состоит из пяти чередующихся слоев из нержавеющей стали 1X18H9T толщиной 16 см и графита (углерода) толщиной 20 см. Поперечные размеры защиты 125x125 см при общей толщине 88 см. Атомные плотности компонентов нержавеющей стали, $\times 10^{24}$ атом/см³: C – $9,62 \cdot 10^{-5}$; Si – $4,15 \cdot 10^{-4}$; Ti – $4,52 \cdot 10^{-4}$; Ni – $8,21 \cdot 10^{-3}$; Cr – $1,47 \cdot 10^{-2}$; Fe – $5,86 \cdot 10^{-2}$. Атомная плотность углерода $8,03 \times 10^{22}$ атом/см³. Измерения энергетических распределений плотности потока нейтронов вдоль двух взаимно перпендикулярных осей позволили при помощи преобразований привести экспериментальные данные к одномерной плоской геометрии с плоским мононаправленным источником, испускающим нейтроны нормально к поверхности гетерогенной композиции. Описанный базовый эксперимент был выполнен на пучке Б-2 реактора на быстрых нейтронах БР-10 [119, 194]. Измерения спектров нейтронов проводили набором из 12 пороговых и 7 резонансных активационных детекторов на толщине защиты 6,5; 25; 42,5 и 61 см.

В третьем эксперименте [198] мононаправленный моноэнергетический пучок дейтронов с энергией около 400 кэВ, пройдя через канал в сферической защите, попадает на тритиевую мишень в центре полости защитной сферы из железа (радиус полости $a_0 = 0,54$ см), и по реакции $T(d, n)^4\text{He}$ излучаются нейтроны с энергией 15 МэВ. Методом времени пролета исследовали энергетическое распределение нейтронов, выходящих из сфер радиусами $r = 4,46; 13,46; 22,40$ см в направлении прямой источник–детектор (для $\theta = 0^\circ$). Принято, что точечный изотропный источник помещен в центре полости радиусом $a_0 = 0,54$ см и испускает в 1 с 1 нейтр. Массовое содержание элементов в сферах из железа ($\rho = 7,86$ г/см³), %: Fe – 98,50; Mn – 0,50; C – 0,50; Si – 0,37; P – 0,04; S – 0,04, остальные элементы – 0,05. В качестве детекторов нейтронов использовали сцинтилляционный спектрометр с жидким сцинтиллятором NE-213 для регистрации нейтронов с энергиями выше 2 МэВ и детектор на основе ${}^6\text{Li}$ для регистрации нейтронов с энергиями от 1 МэВ до нескольких килоэлектрон-вольт.

4.2. СРАВНЕНИЕ РАСЧЕТОВ И ЭКСПЕРИМЕНТОВ.

РОЛЬ РАЗЛИЧНЫХ СОСТАВЛЯЮЩИХ В ПОГРЕШНОСТЯХ РАСЧЕТОВ

На основе проведенного в работе [2] сравнения результатов расчетов, выполненных в различных лабораториях, с данными трех описанных в разд. 4.1 базовых экспериментов были сделаны некоторые общие предварительные выводы: 1) во всех рассмотренных случаях расхождения между расчетными и экспериментальными результатами превышают погрешности расчетных данных, даваемые авторами расчетов; 2) расхождения между расчетными и экспериментальными данными составляют в среднем 30–70% для интегральных значений и около 3–5 раз для дифференциальных характеристик поля излучения.

Проведенные сравнения – это лишь первый этап проверки используемых расчетных методов и константного обеспечения. Необходима дальнейшая постоянная работа по разработке базовых задач и проведению сравнений.

Проиллюстрируем задачи базовых экспериментов на примере обчета базовых экспериментов для железа и гетерогенной сталь-графитовой композиции для проверки работоспособности программных комплексов анализа чувствительности ЗАКАТ + ПОЗ-11 и SWANLAKE + ANISN, а также на примере использования экс-

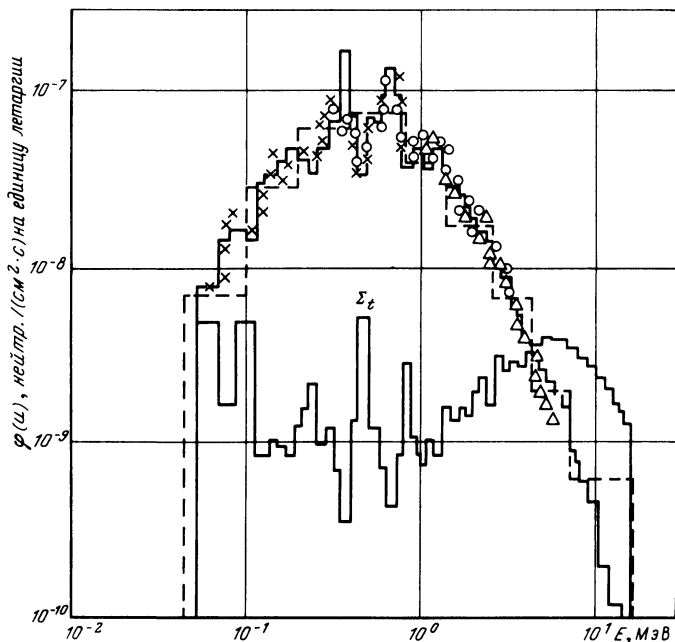


Рис. 4.1. Энергетические распределения плотности тока нейтронов на поверхности железной сферы радиусом 20 см:

x, o, Δ – экспериментальные данные; —, - - - - результаты расчета по программам ANISN и PO3-11 соответственно. Для сравнения приведена также энергетическая зависимость полного сечения Σ_t

периментальной и расчетной информации по набору базовых интегральных экспериментов для корректировки сечений при проектировании защиты.

С использованием комплексов программ ЗАКАТ + PO3-11 и SWANLAKE + ANISN обчислен базовый эксперимент в сферической геометрии для защиты из железа с калифорнийским источником в центре. В экспериментальных исследованиях [114] использовались шесть различных железных сфер диаметром 15, 20, 25, 30, 35 и 40 см. Было выбрано железо высокой чистоты (содержание примесей, %: С – 0,07; Mn – 0,05; P – 0,009; S – 0,007). Источник ^{252}Cf мощностью $7 \cdot 10^7$ нейтр./с был в капсуле и помещался в центре железной сферы. Детекторы располагали на расстоянии 1 м от центра сферы на оси в радиальном направлении. Были измерены угловые спектры утечки нейтронов с поверхности сферы в энергетическом интервале от 60 кэВ до 5 МэВ.

Для геометрии описанного выше базового эксперимента были рассчитаны спектры утечки нейтронов с поверхности железной сферы диаметром 40 см. Кроме того, были рассчитаны относительные чувствительности результатов расчета к сечениям взаимодействия нейтронов для железных сфер радиусами 20 см (как в базовом эксперименте) и 100 см.

Расчеты по программе ANISN были выполнены в $S_{12}P_3$ -приближении с использованием стандартной 100-групповой системы констант EURLIB.

Расчеты по программе PO3-11 проводили в P_5P_5 -приближении на ЭВМ БЭСМ-6 с использованием 26-групповой системы констант АРАМАКО-2F.

Из рис. 4.1, где приведены измеренные и рассчитанные энергетические распределения плотности тока нейтронов на поверхности железной сферы радиусом 20 см, видно согласие экспериментальных результатов и расчетных данных, полученных по программам PO3-11 и ANISN с соответствующими системами групповых констант.

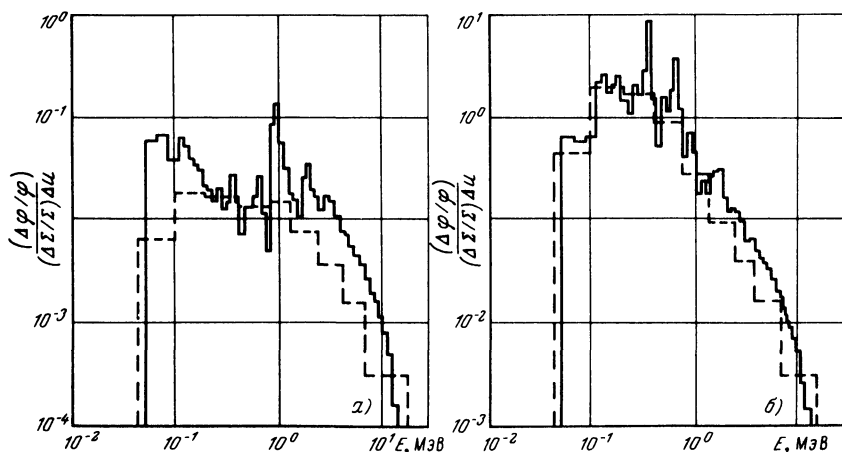


Рис. 4.2. Энергетическая зависимость относительной чувствительности плотности тока нейтронов с $E > 60$ кэВ для сферы радиусом 20 см (а) и плотности потока нейтронов с $E > 60$ кэВ для сферы радиусом 100 см (б) к полному сечению железа, рассчитанная по программам ЗАКАТ (---) и SWANLAKE (—)

На рис. 4.2, а, б представлено соответственно сравнение энергетических зависимостей относительных чувствительностей плотности тока нейтронов для сферы радиусом 20 см и плотности потока нейтронов для сферы радиусом 100 см к полному сечению железа, рассчитанных по комплексам ЗАКАТ + РОЗ-11 и SWANLAKE + ANISN. Из рис. 4.2, а видно согласие энергетических зависимостей чувствительности по форме кривых и некоторое расхождение их (до 2 раз) по абсолютной величине. Относительная чувствительность (сумма по всем группам) составляет 0,05 для комплекса ЗАКАТ + РОЗ-11 и 0,13 для SWANLAKE + ANISN. Такое отличие в интегральной чувствительности в предположении линейной зависимости чувствительности от парциальных сечений на основе формулы (1.20) приведет к 8%-ному изменению функционала при переходе в расчетах от АРАМАКО-2F к EURLIB.

Из рис. 4.2, б видно, что для радиуса 100 см расхождение между результатами не превышает погрешностей расчетных данных, т.е. полученные различными методами энергетические зависимости относительной чувствительности лучше согласуются и по форме кривых и по абсолютной величине. Относительная чувствительность составляет $-5,42$ для комплекса ЗАКАТ + РОЗ-11 и $-6,27$ для SWANLAKE + ANISN.

Несмотря на то, что относительные расхождения в интегральной чувствительности в данном случае меньше, чем для сферы радиуса 20 см, следует ожидать большие расхождения в расчетах функционалов. Так, результат расчета по программе ANISN, по оценкам на основе формулы (1.20), будет в 2,3 раза меньше, чем по программе РОЗ-11. Эти расхождения, по-видимому, следует отнести за счет использования в расчетах по программе ANISN неблокированных констант в отличие от расчетов по программе РОЗ-11 с блокированными константами.

Приведенные два последних примера показывают, что при анализе расхождений расчетов чувствительности функционала к сечениям в первую очередь следует обращать внимание на абсолютные погрешности, а затем только анализировать относительный ход кривых (рис. 4.2, а, б). Подобие формы кривых говорит о равной роли различных энергетических диапазонов при формировании функционала и, следовательно, о близости физической картины переноса излучения.

Важность учета различных гармоник сечения рассеяния иллюстрирует рис. 4.3. Видно, что при расчете полной плотности потока и эквивалентной дозы нейтронов практически можно ограничиться нулевой и первой гармониками разложения индикатрисы рассеяния. При расчете плотности потока быстрых нейтронов нужно учитывать также влияние второй и третьей гармоник.

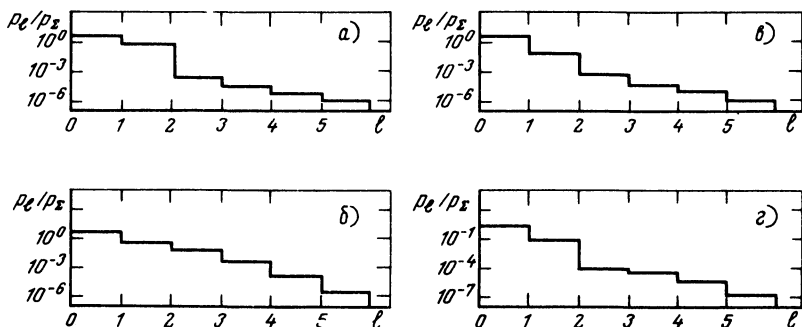


Рис. 4.3. Зависимость относительной чувствительности различных функционалов поля излучения, нормированной на относительную чувствительность к сечению рассеяния p_e/p_Σ , от номера гармоник рассеяния для сферы радиусом 100 см, рассчитанной по программе РОЗ-11 для плотности потока нейтронов с $E > 50$ кэВ (а); с $E > 1,4$ МэВ (б); для полной плотности потока нейтронов (в); для эквивалентной дозы нейтронов (г)

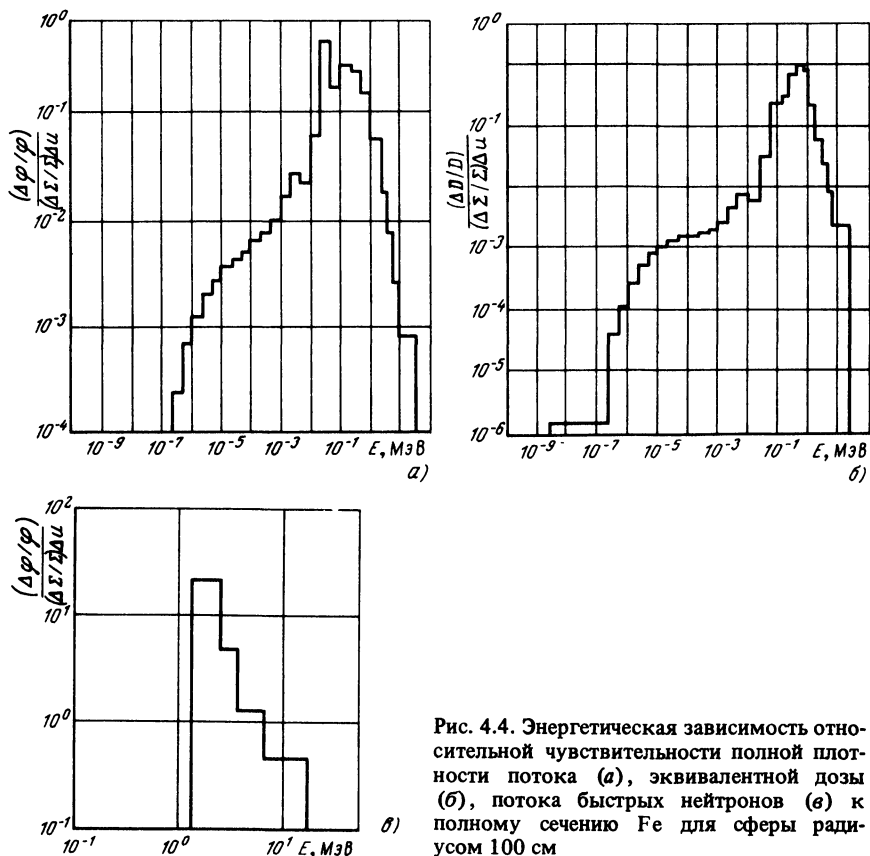


Рис. 4.4. Энергетическая зависимость относительной чувствительности полной плотности потока (а), эквивалентной дозы (б), потока быстрых нейтронов (в) к полному сечению Fe для сферы радиусом 100 см

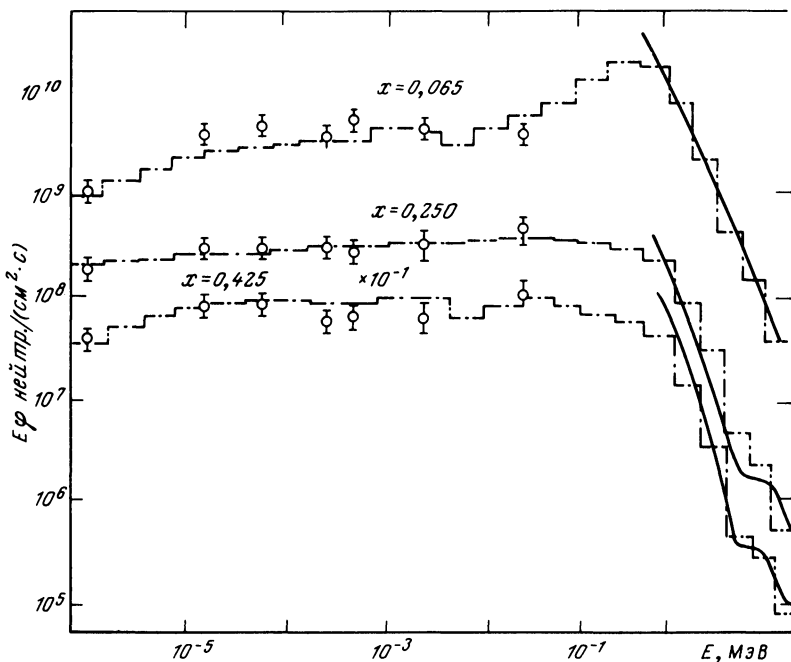


Рис. 4.5. Пространственно-энергетические распределения плотности потока нейтронов в сталь-графитовой композиции различной толщины защиты x , м. Обозначено:

\odot , — — эксперимент; - - - - - расчеты по программе РОЗ-11

На рис. 4.4 представлены полученные по программе ЗАКАТ относительные чувствительности различных функционалов поля нейтронов к полному сечению железа. Наибольшая чувствительность для полной плотности потока и эквивалентной дозы нейтронов наблюдается для энергии нейтронов в энергетическом диапазоне 20–800 кэВ. Таким образом, для толстых слоев железа, как и следовало ожидать, основным процессом, определяющим формирование указанных функционалов, является упругое рассеяние нейтронов промежуточных энергий.

С использованием комплекса ЗАКАТ + РОЗ-11 обчислен также описанный в разд. 4.1 базовый эксперимент по распространению нейтронов в гетерогенной сталь-графитовой защите, выполненный на пучке Б-2 реактора БР-10 [119, 194].

При проведении экспериментальных исследований использовали набор из 12 пороговых и 7 резонансных активационных детекторов. Детекторы облучали в кадмиевых или борных экранах. Активность измеряли на сцинтилляционном гамма-спектрометре с кристаллом NaI(Tl) и на 4π -проточном бета-счетчике. Восстановление спектров быстрых нейтронов проводилось "экспрессным" методом [199, 200] и модифицированным методом максимального правдоподобия ММП-М [52]. Для получения спектра резонансных нейтронов использовали метод вычитания $1/\nu$ -части сечения [200]. В качестве детектора с сечением $\sim 1/\nu$ использовали ^{164}Dy . Погрешность полученных энергетических спектров нейтронов обуславливалась двумя основными источниками: погрешностью определения активности в насыщении на одно ядро и погрешностью методов восстановления спектров.

К основным составляющим погрешностей определения активности в насыщении на одно ядро относятся: а) статистическая погрешность определения скорости счета β -частиц и фотонов (составляла от 1 до 10%); б) погрешность измерения мас-

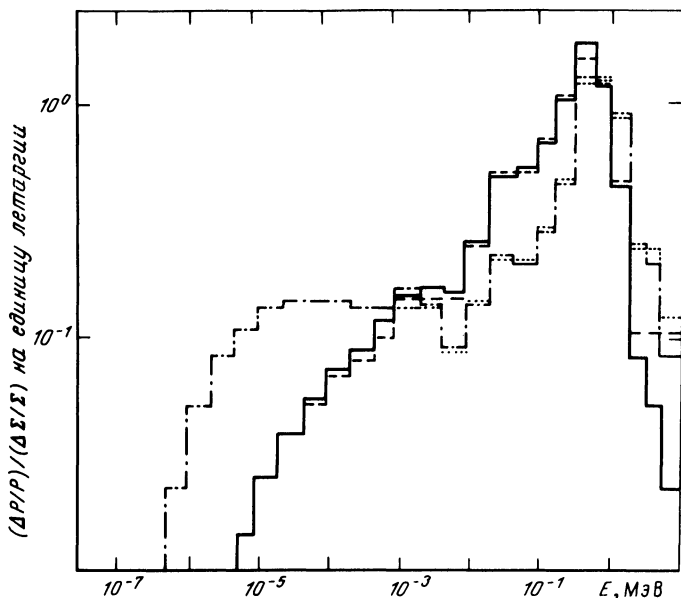


Рис. 4.6. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности поглощенной в ткани дозы за сталь-графитовой композицией к сечениям взаимодействия нейтронов с углеродом (— — ЗАКАТ, - - - - прямая замена) и со сталью (— . — — ЗАКАТ, . . . — прямая замена).

сы индикатора ($< 1\%$); в) погрешности измерения времени облучения и контроля мощности реактора ($\sim 5\%$, снижалась за счет мониторингования при облучении); г) погрешность фиксации детекторов ($< 3\%$); д) погрешность приближенного вычисления интеграла при переходе от дискового мононаправленного источника к плоскому ($5-10\%$).

Для уменьшения результирующей погрешности определения активности в насыщении измерения многократно повторяли, в результате погрешность измерения активности в насыщении составляла $5-10\%$. Неопределенность в 10% приводит к погрешности восстановленных спектров быстрых нейтронов от 20 до 30% при использовании экспрессного метода [200] и к погрешности не более 30% при использовании метода максимального правдоподобия ММП-М [52]. Для резонансных нейтронов максимальная погрешность восстановления спектра с использованием метода вычитаний $1/\nu$ -части сечения не больше 20% при погрешности измерения активности 5% [200].

Таким образом, в экспериментальном исследовании были получены энергетические спектры нейтронов в энергетическом диапазоне $1 \text{ эВ} - 10 \text{ МэВ}$ с погрешностью, не превышающей $\sim 30\%$. Стандартная геометрия и методика измерения позволяют классифицировать выполненный эксперимент как базовый и использовать его для тестирования программ расчета и констант взаимодействия излучения с веществом.

На рис. 4.5 представлены пространственно-энергетические распределения плотности потока нейтронов, полученные в базовом эксперименте и в расчетах по программе РОЗ-11 с использованием системы констант АРАМАКО-2Ф. Экспериментальные и расчетные данные согласуются в пределах погрешностей эксперимента до 30% .

На основании упомянутого выше комплекса программ рассчитаны относительные чувствительности мощности поглощенной в ткани дозы P к сечениям взаимодействия всех компонентов защиты, функциям задания источника и детектора.

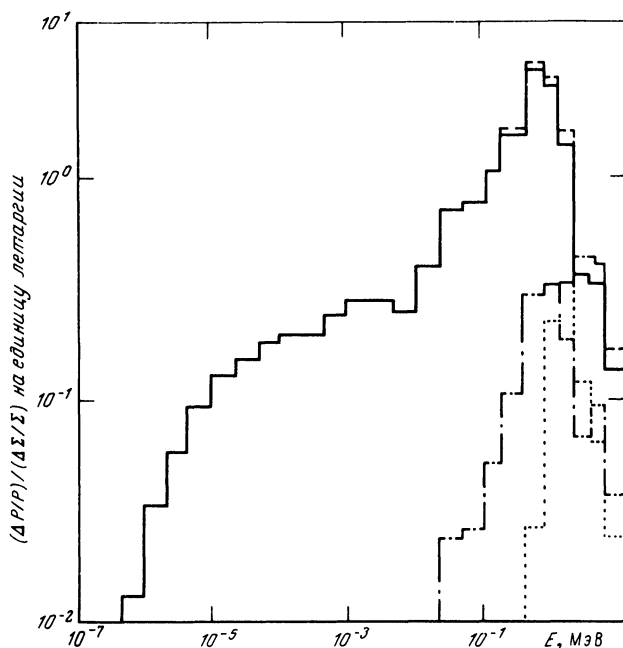


Рис. 4.7. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности поглощенной дозы к сечению упругого рассеяния (—), к нулевой гармонике сечения упругого рассеяния (---), к первой гармонике сечения упругого рассеяния (-·-) и сечению неупругого рассеяния (····)

На рис. 4.6 представлены энергетические зависимости относительной чувствительности P к полным сечениям стали и графита, полученные с использованием программы ЗАКАТ и метода прямой замены с 5%-ной вариацией всех парциальных сечений. Дополнительные расчеты методом прямой замены для различных величин изменений парциальных сечений показали справедливость линейной теории возмущений (в пределах $\sim 10\%$) для вариаций сечений $\pm 5\%$. Представленные данные показывают, что 75% дозы обуславливается нейтронами с энергиями $2,15 \cdot 10^{-2} - 2,5$ МэВ, что в значительной степени объясняется преобладанием нейтронов этого диапазона энергий в спектре источника и видом функции отклика детектора. При этом 55% дозы определяется процессами взаимодействия нейтронов с графитом, а 45% — со сталью.

Рисунок 4.7 иллюстрирует энергетические зависимости относительной чувствительности P к сечениям упругого и неупругого рассеяния, а также к гармоникам сечения рассеяния. Из представленных данных следует, что процесс неупругого рассеяния вносит малый вклад ($\sim 0,6\%$) в дозу, что в значительной степени определяется характерной формой спектра источника. Решающая роль принадлежит процессам рассеяния с малой анизотропией: относительная чувствительность дозы к нулевой гармонике равна $-9,94$; к первой $+0,73$, к сумме гармоник со второй по пятую $+0,07$. Отсюда следует, что неучет гармоник со второй по пятую приведет к недооценке дозы всего лишь на 7%.

На рис. 4.8 представлены энергетические зависимости относительной чувствительности мощности поглощенной в ткани дозы к функциям задания источника и отклика детектора в групповом представлении. Видно, что 94% дозы для данной композиции определяют нейтроны источника с энергией $0,2-4,0$ МэВ, в то время как для детектируемых нейтронов этот диапазон существенно больше (от 10^{-6} до

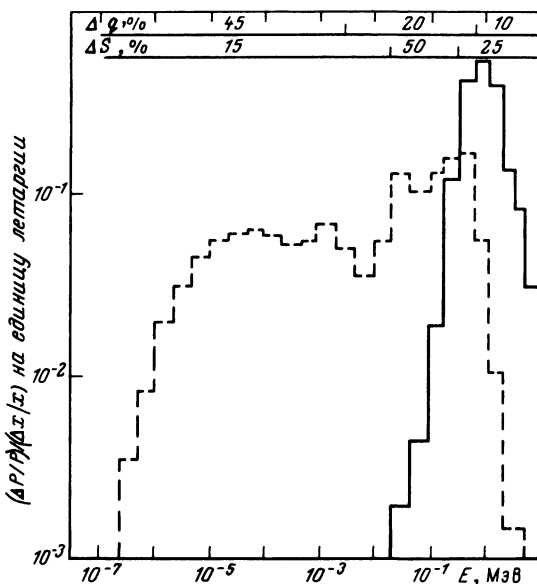


Рис. 4.8. Энергетическая зависимость относительной чувствительности мощности поглощенной дозы к функции задания источника (—) и отклика детектора (---).

1,4 МэВ). Отметим, что нерегулярности в энергетической зависимости относительной чувствительности дозы к функции отклика детектора для интервала 10^{-3} – 10^{-1} МэВ связаны с минимумами и максимумами в сечении взаимодействия нейтронов с компонентами стали.

Оценим теперь на основании полученных относительных чувствительностей погрешности расчета мощности дозы, обусловленные погрешностями задания источника, отклика детектора и сечений взаимодействия нейтронов. На рис. 4.8 представлены рассчитанные относительные погрешности функции задания источника ΔS и данные по относительным погрешностям функции задания отклика детектора Δq . Тогда погрешности расчета P , обусловленные ΔS и Δq равны 7 и 11% соответственно. Погрешность расчета из-за погрешностей всех парциальных сечений взаимодействия составила примерно 25%. Из приведенных оценок погрешности дозы следует, что наибольшие погрешности, как отмечалось и ранее, связаны с неопределенностями в сечениях взаимодействия нейтронов.

В течение последнего десятилетия в США был выполнен ряд базовых интегральных экспериментов, и многие из них служат в качестве критериев при оценке сечений библиотеки ENDF/B [183, 184]. Однако, исключая последнюю серию экспериментов с железо-натрий-стальными композициями, выполненных на установке TSF, результаты этих экспериментов не подвергали достаточно полному анализу и не использовали их при подгонке констант, поскольку в этой интегральной информации отсутствуют тщательно оцененные погрешности экспериментальных данных и оцененные возможные корреляции между отдельными экспериментальными данными.

Поэтому в работах [118, 201] проведено завершено исследование для серии базовых интегральных экспериментов, моделирующих защиту реактора на быстрых нейтронах. Экспериментальные композиции были выбраны для проектирования верхней осевой защиты быстрого реактора Clinch River. Основной причиной для проведения этих исследований было определение адекватности файлов ядерных данных для Na и Fe в библиотеке ENDF/B-IV.

Таблица 4.3. Изученные композиции с относительными ослаблениями и сравнениями рассчитанных и измеренных скоростей счета детектора Боннера. Композиции состоят из x см нержавеющей стали (№ 304) + y см натрия + z см углеродистой стали

Но- мер	Толщина слоя, см			Ослабление*	Погреш- ность из- мерения, %	$p(51)/\varepsilon$	$p(171)/\varepsilon^{**}$
	x	y	z				
1	47	155	0	1,2-3***	5	0,90	1,05
2	47	309	0	2,0-5	5	0,78	0,84
3	47	309	15	2,6-7	5	1,04	0,94
4	47	309	31	6,1-9	5	1,13	1,29
5	47	309	46	1,4-9	5	0,87	1,52
6	47	309	62	6,4-10	8	0,75	1,37
7	47	460	0	1,6-7	5	0,84	0,73
8	47	460	15	8,5-10	8	1,54	0,95
9	47	460	31	7,8-12	10	1,82	1,38
10	47	460	41	2,8-12	10	0,46	0,80
11	47	460	51	1,5-12	10	0,30	0,72
12	47	460	62	8,2-13	15	0,30	0,75
13	31	460	0	4,0-7	5	0,88	0,80
14	31	460	15	2,4-9	5	1,51	1,07
15	31	460	31	4,0-11	8	1,38	1,42
16	31	460	41	1,5-11	8	0,82	1,24
17	31	460	51	8,2-12	10	0,77	1,26
18	31	460	62	4,8-12	10	0,76	1,26
19	31	460	72	2,8-12	10	0,77	1,30
20	31	460	82	1,6-12	10	0,73	1,25
21	31	460	90	1,1-12	15	0,70	1,20

* Определялось как отношение измеренного отклика детектора за конфигурацией к вычисленному отклику в точке, соответствующей началу пластины из нержавеющей стали.

** Нормированные расчеты по ANISN. Оцененная погрешность нормировки $\pm 10\%$, так что возможная погрешность величины $p(171)/\varepsilon \pm 15\%$.

*** Читать $1,2 \cdot 10^{-3}$.

Экспериментальные исследования, выполненные на установке TSF в Окриджской национальной лаборатории (см. разд. 4.1), были выполнены для трех основных защитных композиций: 1) 47 см нержавеющей стали + 309 см Na + до 62 см Fe. 2) 47 см нержавеющей стали + 460 см Na + до 62 см Fe. 3) 31 см нержавеющей стали + 460 см Na + до 90 см Fe.

В каждой композиции компоненты устанавливали по очереди и до того, как устанавливали следующие компоненты, проводили измерения за существующей частью композиции. При измерениях детектор помещали в воздушный зазор непосредственно за частично установленной защитой. За детектором помещали плиту из гидрида лития толщиной 46 см, которая вместе с дополнительной периферийной защитой служила для уменьшения фона от прострелов вокруг композиции и рассеяния от земли и воздуха.

Детектором, который использовали для этих измерений, был 10-сантиметровый детектор Боннера, состоящий из сферического счетчика BF_3 диаметром 5,08 см, окруженного полиэтиленовой оболочкой толщиной 2,54 см и тонкой оболочкой из кадмия. Этот детектор наиболее чувствителен к нейтронам в энергетическом диапазоне от 1 эВ до 100 кэВ и является удобным для детектирования низкоэнергетических нейтронов, утекающих из исследуемых макетов верхней осевой защиты.

Таблица 4.4. Результаты корректировки основных сечений, %

Реакция	< 1 кэВ	1–250 кэВ	~ 300 кэВ	1–5 МэВ	5–15 МэВ
Na(n, n) ₁	–8	+6	–13	+4	+5
Na(n, n) ₂	–	–	–	–3	–3
Fe(n, n) ₁	+5	–	–	–5	+6
Fe(n, n) ₂	–	–	–	+8	–7

Все экспериментальные композиции были обчислены с использованием двумерной программы DOT-III [202], основанной на методе дискретных ординат, и 51-групповой библиотеки сечений. Эта библиотека была получена для обчета проекта защиты реакторов на быстрых нейтронах из данных ENDF/B-IV. При анализе также была использована стандартная защитная библиотека с детальным групповым представлением сечений в 171 группе для одномерных расчетов по программе ANISN. Результаты, полученные по ANISN, были использованы для дополнения расчетов по DOT с включением эффектов детальной структуры сечений, которые не сохраняются правильным образом в 51-групповой библиотеке. Для всех композиций был также выполнен одномерный анализ чувствительности с использованием 171-групповой библиотеки сечений.

В табл. 4.3 представлено сравнение полученных экспериментальных данных (с указанием погрешности измерений) с результатами расчетов по программам DOT (колонка р (51)/э) и ANISN (колонка р (151)/э).

Для расчетов с 51 группой наблюдается согласие с экспериментом в пределах погрешности $\pm 30\%$ почти везде, за исключением точек за композициями, содержащими 47 см нержавеющей стали + 460 см Na + z см Fe, где имеется завышение в 1,8 раза для $z = 31$ см и занижение в 3,3 раза для $z \geq 51$ см.

С использованием корректировки 51 групповых результатов DOT-III результатами расчетов по ANISN в 171 группе были оценены отношения расчет/эксперимент (р/э) для библиотеки сечений с подробной групповой структурой. Анализ исправленных значений р/э показывает общее улучшение в согласии данных по сравнению с результатами в 51 группе. Большинство из значений р/э теперь согласуется в пределах погрешности 30% везде, за исключением точек за 30 см Fe, где согласие лишь немного хуже. Заметное улучшение результатов за композицией 47 см нержавеющей стали + 460 см Na + 62 см Fe наблюдается в основном за счет включения нескольких групп в области минимума полного сечения в Na при 300 кэВ.

Для выполнения анализа погрешности для всех 21 композиций защиты была использована система программ FORSS [57, 203]. Оцененные в ORNL файлы погрешностей сечений библиотеки ENDF/B-IV для Fe и Na были скомбинированы с информацией по чувствительности для вычисления погрешностей в вычисленных показаниях детектора Боннера из-за погрешности в данных по сечениям. Полученные результаты показали, что для всех экспериментальных исследований имеются стандартные отклонения (1 σ), равные $\sim 50\%$. В результате анализа погрешностей была выполнена корректировка основных сечений Na и Fe, результаты которой приведены в табл. 4.4 [201]. Наиболее общее заключение, которое может быть сделано из данного исследования, состоит в том, что использование интегральных данных, полученных из измерений на TSF, в процедурах корректировки сечений значительно уменьшит погрешности расчетов в работе по проектированию защит реакторов на быстрых нейтронах. Кроме того, проведенные эксперименты указывают на большую необходимость более точного определения полных сечений Fe и Na в областях минимумов выше 1 кэВ и лучшей оценки упругих и неупругих сечений Na и Fe для энергии 5–10 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. Труды II Всесоюзного совещания. Под ред. Р.Д. Васильева. Т. 2. М.: ВНИИФТРИ, 1974.
2. Сравнение результатов расчетов с данными базовых экспериментов/В.В. Боялто, М.Ю. Вырский, В.П. Машкович, В.К. Сахаров. — В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 18. Под ред. В.К. Сахарова. М.: Атомиздат, 1979, с. 6–19.
3. Proceedings of the Specialist's Meeting on Sensitivity Studies and Shielding Benchmarks. Paris, October 7–10, 1975. Vienna, IAEA, 1975.
4. Proceedings of the Specialist's Meeting on Differential and Integral Nuclear Data Requirements for Shielding Calculations. Vienna, October 12–15, 1976 — Vienna, IAEA, 1978.
5. Materials Used in the RSIC Workshop on the ORNL FORSS Sensitivity and Uncertainty Analysis Code System. August 23–24, 1978. Oak Ridge, Tennessee, USA.
6. Butler J., Nicks R. Sensitivity Studies and Shielding Benchmark Experiment. Report of a Joint NEA/EURATOM Specialist Meeting Held at Ispra, April 1974, NEACRP-L-1.
7. Proceedings of the Fourth International Conference on Reactor Shielding. Paris, 9–13 October, 1972.
8. Proceedings of the Fifth International Conference on Reactor Shielding. Edited by R.W. Roussin, L.S. Abbott, D.E. Bartine. RSIC ORNL. Science Press, Princeton, 1977.
9. Сборник тезисов докладов всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, 17–19 декабря 1974 г. М.: МИФИ, 1974.
10. Сборник тезисов докладов Второй Всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, 19–21 декабря 1978 г. М.: МИФИ, 1978.
11. Сборник тезисов докладов Третьей всесоюзной научной конференции по защите от ионизирующих излучений ядерно-технических установок, 27–29 октября 1981 г. Тбилиси: ТГУ, 1981.
12. Straker E.A. Sensitivity of Neutron Transport in Oxygen to Various Cross-Section Sets. ORNL-TM-2252. ORNL, 1968.
13. Bartine D.E., Oblow E.M., Mynatt F.R. Neutron Cross-Section Sensitivity Analysis. A General Approach Illustrated for a Na-Fe System. ORNL-TM-3944, 1972.
14. Theoretical Studies of the Sensitivity of Neutron Transport in Iron to Cross-Section Properties/Н. Goldstein, L.J. Lidofsky, E. Trouberzkoye.a. See [7], p. 1.
15. Bartine D.E., Mynatt F.R., Oblow E.M. SWANLAKE, A Computer Code Utilizing ANISN Transport Calculations for Cross-Section Sensitivity Analysis. PRNL-TM-3809, 1973.
16. Oblow E.M. General Sensitivity Theory for Radiation Transport. ORNL-TM-4110, 1973.
17. Bartine D.E., Oblow E.M., Mynatt F.R. Radiation Transport Cross-Section Sensitivity Analysis. A General Approach Illustrated for a Thermonuclear Source in Air. — Nucl. Sci. Engng. 1974, v. 55, p. 147–167.
18. Cross-Section Sensitivities for Sodium Relation to Fast Reactor Shields./Н. Goldstein, L.Y. Huang, L.P. Ку, D. Casuci. — Trans. ANS, 1974, v. 18, N 1, p. 364.
19. Марковский Д.В., Шаталов Г.Е., Яньков Г.Б. Влияние нейтронных констант на нейтронно-физический расчет blankets термоядерного реактора. Препринт ИАЭ-2579. М.: ИАЭ им. И.В. Курчатова, 1975.
20. Germogenova T.A., Suvorov A.P., Utkin V.A. Evaluation of the Effect of Errors in Group Constants on Calculations of Neutron Fields in Shielding. See [4], p. 563–572.
21. Чувствительность дифференциальных и интегральных характеристик полей нейтронов к анизотропии рассеяния нейтронов в тяжелых средах/Ю.А. Медведев, Е.В. Метелкин, Б.М. Степанов, Г.Я. Труханов. — В кн.: Ядерно-физические константы в прикладных задачах нейтронной физики. М.: ВНИИОФИ, 1976, с. 32–60.
22. Oblow E.M. Survey of Shielding Sensitivity Analysis Development and Applications Program at ORNL, ORNL-TM-5176 (January 1976).

23. Williams M.L., Engle W.W. The Concept of Spatial Channel Theory Applied to Reactor Shielding Analysis. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 62, p. 92–105.
24. Gerstle S.A.W., Dudziak D.J., Muri D.W. Cross-Section Sensitivity and Uncertainty Analysis with Application for a Fusion Reactor. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 62, p. 137–156.
25. Williams M.L. The Relations Between Varius Contribution Variable Used in Spatial Channel Theory. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 63, p. 220.
26. Williams M.L., Engle W.W. Spatial Channel Theory. A Technique for Determining the Directional Flow of Radiation Through Reactor Systems. See [8], p. 770–776.
27. Perey F.G. The Data Covariance Files for ENDF/B–V. ENDF–249. Oak Ridge National Laboratory, 1977.
28. Использование анализа чувствительности для исследования закономерностей распространения излучений по данным расчетов методом Монте-Карло/А.М. Жезлов, А.И. Илюшкин, В.А. Климанов и др. — Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 5, с. 313 – 315.
29. Мантуров Г.Н., Савицкий В.И., Илюшкин А.И. Оценка константной составляющей погрешности расчета защиты быстрого реактора. — В кн.: Нейтронная физика. Под ред. Л.Н. Усачева. Материалы V Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15–19 сентября 1980 г. Часть 3, с. 323. ЦНИИАтоминформ, 1981.
30. Исследование погрешностей расчета полей излучения в средах/В.В. Болятко, М.Ю. Вырский, А.И. Илюшкин и др. — Атомная энергия, 1981, т. 50, вып. 5, с. 328–331.
31. Усачев Л.Н. Уравнение для ценности нейтронов, кинетика реактора и теория возмущений. — В кн.: Материалы международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1955, т. 5. М.—Л.: Госэнергоиздат, 1958, с. 598.
32. Кадомцев Б.Б. О функциях влияния в теории переноса лучистой энергии. — Докл. АН СССР, 1957, т. 113, № 3, с. 541.
33. Орлов В.В. О функциях ценности в теории возмущений для расчетов характеристик реакторов. — В кн.: Вопросы физики ядерных реакторов. Труды ФЭИ. Вып. 1. Обнинск, 1968, с. 38.
34. Абагян А.А., Орлов В.В., Родионов Г.Н. О функциях опасности нейтронов при расчете защит от излучения. — В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Под ред. Д.Л. Бродера и др. М. Госатомиздат, 1963, с. 7–24.
35. Некоторые новые аспекты применения сопряженных функций в проектировании реакторов и защиты/А.А. Абагян, Г.Н. Дружинина, С.М. Зарицкий и др. — В кн.: Труды Третьей международной конференции по использованию атомной энергии в мирных целях. Женева, 1964, т. 4. Многоязычное издание ООН, Нью-Йорк, 1965, с. 359.
36. Усачев Л.Н. Теория возмущений для коэффициента воспроизводства и других отношений чисел различных процессов в реакторе. — Атомная энергия, 1963, т. 15, вып. 6, с. 472.
37. Усачев Л.Н., Зарицкий С.М. Вычисление вариаций времени жизни нейтронов, реактивности, вносимой образцом, и эффективной доли запаздывающих нейтронов при помощи теории возмущений. — Бюлл. информ. центра по ядерным данным. Вып. 2, 1965, с. 242.
38. Стумбур Э.А. Применение теории возмущений в физике ядерных реакторов. М.: Атомиздат, 1976.
39. Усачев Л.Н., Бобков Ю.Г. Теория возмущений и планирование эксперимента в проблеме ядерных данных для реакторов. М.: Атомиздат, 1980.
40. Вейнберг А., Вигнер Е. Физическая теория ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1961.
41. Вигнер Е.В. Математические проблемы теории ядерных реакторов. — В кн.: Теория ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Госатомиздат, 1963, с. 103.
42. Ehrlich R., Hurwitz N. Multigroup Methods for Neutron Diffusion Problems. — Nucleonics, 1954, v. 12, N 2, p. 23.
43. Глестон С., Эдлунд М. Основы теории ядерных реакторов. Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
44. Марчук Г.И., Орлов В.В. К теории сопряженных функций. — В кн.: Нейтронная физика. М.: Госатомиздат, 1961, с. 30.

45. Марчук Г.И., Лебедев В.И. Численные методы в теории переноса нейтронов. 2-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1981.

46. Оптимизация физических характеристик защиты от излучений/В.В. Орлов, А.А. Абагян, Р.П. Федоренко и др. – В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып. 2. Под ред. Д.Л. Бродера и др. М.: Атомиздат, 1966, с. 5.–21.

47. Гермогенова Т.А., Уткин В.А. Оценка точности решения многогрупповой системы уравнений переноса в плоской геометрии. См. [9], с. 74.

48. Кувшинников В.М., Плетников Е.В. Чувствительность спектра источников вторичного гамма-излучения в воздухе к вариациям в сечениях нейтронных реакций. Там же, с. 77. Также в кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 1. Под ред. Ю.А. Егорова и др. М.: Атомиздат, 1976, с. 46–50.

49. Машкович В.П. Физика радиационной защиты: итоги и перспективы. См. [10], с. 22. Также в кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 5. Под общей ред. Ю.А. Егорова, М.: Атомиздат, 1981, с. 187–199.

50. Исследование погрешностей расчетов защиты/В.В. Болятко, М.Ю. Выровский, А.И. Илюшкин и др. Там же, с. 43. Также в кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Под ред. В.И. Иванова. Вып. 19. М.: Атомиздат, 1980, с. 109–129.

51. Влияние погрешностей ядерных констант на пространственные характеристики поля нейтронов/В.С. Авзянов, В.П. Евдокимов, Б.Е. Лухминский, К.К. Якушев. Там же, с. 76.

52. Влияние погрешности ядерных данных на точность измерения спектров нейтронов в защите реакторов/В.В. Болятко, М.Ю. Выровский, А.А. Камнев, В.С. Трошин. Там же, с. 78.

53. Исследование функции чувствительности результатов расчета нейтронного поля к погрешности ядерных констант графита/Т.А. Гермогенова, В.Г. Мадеев, А.П. Суворов, В.А. Уткин. Там же, с. 80.

54. Хохлов В.Ф., Ткачев В.Д., Шейно И.Н. Оценка влияния погрешности констант на точность многогрупповых расчетов защиты. Там же, с. 90.

55. Maischein F.C. Where are we and where are we going in reactor shielding. See [8], p. 1–10.

56. Комплекс программ ЗАКАТ для исследования чувствительности результатов расчетов к изменению входных параметров/В.В. Болятко, А.И. Илюшкин, И.И. Линге и др. См. [11], с. 65.

57. The FORSS Sensitivity Analysis Code System/C.R. Weisbin, E.M. Oblow, F.R. Mynatt, G.F. Flanagan. – Trans. ANS, 1975, v. 22, p. 792.

58. ГОСТ 15484–81. Излучения ионизирующие и их измерения. Термины и определения. М.: Изд-во стандартов, 1981.

59. ГОСТ 8.417–81. Единицы физических величин. М.: Изд-во стандартов, 1981.

60. Методические указания "Внедрение и применение СТ СЭВ 1052-78 "Метрология. Единицы физических величин" РД 50-160-79. М.: Изд-во стандартов, 1979.

61. Нормы радиационной безопасности НРБ-76. М.: Атомиздат, 1978.

62. Иванов В.И., Машкович В.П., Центр Э.М. Международная система единиц (СИ) в атомной науке и технике. Справочное руководство. М., Энергоиздат, 1981.

63. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Том 1. Физические основы защиты. Под общей ред. Н.Г. Гусева. 2-е изд. М.: Атомиздат, 1980.

64. Иванов В.И. Курс дозиметрии. Изд. 3-е, перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1978.

65. Reactor shielding for nuclear engineers/N.M. Schaeffer, Editor. Oak Ridge. Tennessee, US AEC, May 1973.

66. Radiation Quantities and Units. ICRU. Report 33. Issued 15 April, 1980, USA.

67. Государственная система обеспечения единства измерений. Метрология. Термины и определения. ГОСТ 16263-70. М.: Государственный комитет стандартов СМ СССР, 1972.

68. Государственная система обеспечения единства измерений. Показатели точности измерений и формы представления результатов измерений. ГОСТ 8.011-72. Государственный комитет стандартов СМ СССР, 1972.

69. Кэмпбон П.Дж., Барнс Д.Е., Вильямс А. Практическое руководство по представлению результатов измерений. Пер. с англ. и предисловие В.И. Иванова. М.: Атомиздат, 1979.

70. Худсон Д. Статистика для физиков. Пер. с англ. 2-е изд. М.: Мир, 1970.
71. Румшинский Л.З. Математическая обработка результатов эксперимента. Справочное руководство. М.: Наука, 1971.
72. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. 2-е изд. М.: Атомиздат, 1977.
73. Калашникова В.И., Козодаев М.С. Детекторы элементарных частиц. Под ред. М.С. Козодаева. М.: Наука, 1966.
74. Балашов Ю.И., Болятко В.В., Илюшкин А.И. Исследования нелинейных вкладов в расчет чувствительности функционалов поля нейтронов к сечениям взаимодействия. См. [11], с. 62.
75. Moorhead T. The effect of errors in cross-sections data on calculation for a large dilute fast reactor. — Proc. IAEA Seminar on Physics of Fast and Intermediate Reactor. Vienna, 1961, p. 111–145.
76. Boioli A., Fiorini L. Spatio-Energetic Sensitivity of the Equivalent Thermal Flux on the Intermediate Heat Exchanger of a Typical Fast Breeder Reactor. See [8], p. 132–139.
77. Кендалл М., Дж. Стюарт А. Статистические выводы и связи. Т. 2. М.: Наука, 1973.
78. Николаев М.Н., Рязанов Б.Г. О коррекции сечений по данным интегральных экспериментов. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Вып. 17. М.: ЦНИИАИ, с. 21–40, 1974.
79. Налимов В.В. Теория эксперимента. М.: Наука, 1972.
80. Ваньков А.А., Воропаев А.И., Юрова Л.Н. Анализ реакторно-физического эксперимента. М.: Атомиздат, 1977.
81. Oblow E.M. The Sensitivity Analysis Development and Application Program at ORNL. Oak Ridge. See [3].
82. Многогрупповая система констант для расчета переноса высокоэнергетических нейтронов/М.Ю. Выровский; А.А. Дубинин, А.И. Илюшкин и др. — Атомная энергия, 1981, т. 53, вып. 2, с. 113–114.
83. Herrnberger V., Hahn G., Nicks R. Required Target Accuracies. See [3], p. 224–231
84. Goldstein H.A. Survey of Cross-Section Sensitivity Analysis as Applied to Radiation Shielding. See [8], p. 75–80.
85. Оптимизация параметров среды по дифференциальным характеристикам поля излучения в некоторых задачах физики защиты реакторов/М.Ю. Выровский, В.В. Болятко, А.А. Дубинин и др. — Препринт ИПМ АН СССР, № 124, М., 1976.
86. АРАМАКО-2F — система обеспечения нейтронными константами расчетов переноса излучения в реакторах и защите/Н.О. Базазянц, М.Ю. Выровский, Т.А. Гермогенова и др. — Инструкция ИПМ АН СССР, М., 1976.
87. АРАМАКО-2F — версия системы константного обеспечения расчетов переноса высокоэнергетических нейтронов/М.Ю. Выровский, А.А. Дубинин, А.А. Клинецов и др. Препринт ФЭИ-904, Обнинск, 1979.
88. АРАМАКО-G — система обеспечения многогрупповыми константами расчетов полей γ -излучения в реакторе и защите/А.А. Абагян, М.А. Барыба, Л.П. Басс и др. — Препринт ИПМ АН СССР, № 122, М., 1978.
89. Групповые константы для расчета реакторов/Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц, И.И. Бондаренко, М.Н. Николаев. М., Атомиздат, 1964.
90. Распространение резонансных нейтронов в гомогенных средах/Л.П. Абагян и др. Бюллетень информационного центра по ядерным данным. М.: Атомиздат, 1968.
91. Мантуров Г.Н. Погрешности оцененных нейтронных данных. — В кн.: Нейтронная физика. Под ред. Л.Н. Усачева. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15–18 сентября 1980 г. Часть 3, с. 311. М.: ЦНИИАИ, 1981.
92. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. Справочник. Под ред. М.Н. Николаева/Л.П. Абагян, Н.О. Базазянц, М.Н. Николаев, А.М. Цибуля. М.: Энергоиздат, 1981.
93. Николаев М.Н. Обеспечение расчетов быстрых реакторов ядерными данными. — В кн.: Ядерные константы, вып. 8, 1972. М.: ЦНИИАИ, с. 3.

94. Синица В.В., Николаев М.Н. Система СОКРАТОР, подсистема ГРУКОН. Часть 1. Принципы организации системы. РД-16/050, 1978.

95. Drake M.K., Ed. Data Formats and Procedures for the ENDF Neutron Cross-Section Library. National Neutron Cross-Section Center. US AEC. Rep. BNL-50274. Revised by D. Garber e.a. (ENDF-102), 1976.

96. Новая система групповых констант для расчета быстрых реакторов/Л.П.Абагян, Н.О.Базаянц, М.Н.Николаев, А.М.Цибуля. — Атомная энергия, 1980, т. 48, вып. 2, с. 117.

97. ГРУКОН — библиотека программ расчета групповых констант/В.В.Синица, Л.П.Абагян, Н.О.Базаянц и др. — В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. Аннотация программ. Вып. 27. М.: Атомиздат, 1979, с. 15.

98. Объединенная система константного обеспечения — ОКС. Общее описание/Т.А.Гермогенова, Д.А.Корягин, Э.С.Луховицкая и др. — Препринт № 140 ИМП АН СССР, 1979.

99. Мантуров Г.Н. Программное обеспечение задач анализа чувствительностей реакторных характеристик к ядерным константам. Препринт ФЭИ-1034, Обнинск, 1980.

100. Перенос быстрых нейтронов в плоских защитах/Т.А.Гермогенова, С.Д.Дегтярев, В.В.Орлов и др. — М., Атомиздат, 1971.

101. РОЗ-6 — комплекс программ для решения уравнения переноса в одномерных геометриях/А.М.Волощенко, Е.И.Костин, Е.И.Панфилова, В.А.Уткин. — Инструкция ИПМ АН СССР. М., 1980.

102. Вырский М.Ю., Гермогенова Т.А. Применение $2P_M$ -метода в решении многогрупповой системы уравнений переноса в плоских гетерогенных средах. — В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 15. Под ред. В.К.Сахарова. М.: Атомиздат, 1976, с. 82–89.

103. Комплекс программ РОЗ-11 для численного решения уравнения переноса в плоской и сферической геометриях/Т.А.Гермогенова, М.Ю.Вырский, А.И.Илюшкин и др. — См. [11], с. 14.

104. Илюшкин А.И. Применение вариационного метода Ритца для решения уравнения переноса. См. [10], с. 32.

105. Гермогенова Т.А., Илюшкин А.И. Вариационно-разностный метод решения уравнения переноса в плоской и сферической геометриях. — В кн.: Численное решение уравнения переноса в одномерных задачах. Под ред. Т.А.Гермогеновой. М.: ИПМ АН СССР, 1981, с. 116.

106. Коробейников В.В. ММК22П — программа расчета нейтронных полей методом Монте-Карло в подгрупповом приближении. Препринт ФЭИ-1039. Обнинск, 1980.

107. Алексеев Л.Н., Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Оценка погрешностей расчета коэффициентов критичности и воспроизводства энергетических быстрых реакторов из-за неточности нейтронных данных. — Атомная энергия, 1980, т. 49, вып. 4, с. 221.

108. Мантуров Г.Н., Николаев М.Н. Оценка точности расчетных предсказаний характеристик быстрых реакторов-бридеров по системе констант БНАБ-78. — В кн.: Нейтронная физика. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 15–19 сентября 1980, ч. 3. М.: ЦНИИАИ, 1981, с. 316.

109. Чувствительность результатов расчетов гомогенной защиты к погрешностям функций задания источника, отклика детектора и параметров защиты/В.В.Болятко, А.И.Илюшкин, В.П.Машкович, В.К.Сахаров. См. [11], с. 66.

110. Оценка погрешностей и исследования чувствительности функционалов полей излучения в защите к сечениям взаимодействия. Часть 1. Гомогенные защиты/В.В.Болятко, Ю.И.Балашов, А.И.Илюшкин и др. Там же, с. 64.

111. Huang Y., Goldstein H. The Mechanism of Fast Neutron Penetration Through Layers of Sodium. — Trans. ANS, 1974, v. 18, p. 365.

112. McCracken A.K., Grimstone M.G. Preliminary Analysis of the Winfrith Iron Benchmark Experiment. See [3], p. 175–208.

113. Calculations for Iron Benchmark Experiments with Californium and 14 MeV Neutron Sources/G. Hehn, J. Schriewer, M. Mattes e.a. See [3], p. 130–147.

114. Neutron leakage spectra from iron spheres with a ^{252}Cf neutron source in the center/H. Werle, H. Bluhm, F. Kappler e.a. See [3], p. 98–103.

115. Оценка погрешностей и исследования чувствительности функционалов поля излучения в защите к сечениям взаимодействия. Часть II. Гетерогенные защиты/В.В. Болятко, Ю.И. Балашов, А.И. Илюшкин и др. — См. [11], с. 64.
116. ORNL — Cross-Section Sensitivity Analysis Applications for Radiation Shielding/D.E. Bartine, F.R. Mynatt, E.M. Oblow e.a. CONF-740903-8. LA-UR-74-600. Los Alamos Scientific Lab.
117. Bartine D.E., Oblow E.M., Mynatt F.R. Sensitivity Analysis: A General Approach Illustrated for a Na-Fe System. National Topical Meeting on New Developments in Reactor Physics and Shielding. Kimesha Lake. N.Y., 1972, p. 512.
118. Oblow E.M., Maerker R.M. Investigation of steel-sodium-iron shields. Paper to be presented at FBR Shielding Seminar at Obninsk, USSR, November 13-17, 1972.
119. Болятко В.В., Вырский М.Ю., Строганов А.А. Сравнение результатов расчетов защиты на основе базового эксперимента. — В кн.: Радиационная безопасность АЭС. Труды ВТИ, вып. 26, М., 1979, с. 22-28.
120. Lympany S.D., McCracken A.K., Packwood A. Contribution to the NEA Theoretical PWR Benchmark. See [4], p. 108-111, 175-195.
121. Avery A.F., Lympany S.D. Target Accuracies and Sensitivity Studies in the Assessment of Data Requirements for Practical Shield Design. See [3], p. 248-263.
122. Brandicourt G., Devillers C. Calcul de reference pour un reacteur a EAU pressurisee de 1300 MWE — etude de sensibilité des calculs de protection. See [4], p. 91-124.
123. Minsart G., Van Bosstraeten C. Contribution to the Study of the Reactor Shielding Benchmark N 2 (PWR) proposed by the NEA See [4], p. 155-174.
124. Canali U., Gonano G., Nicks P. Two NEA Sensitivity I-D Benchmark Calculations. Part I: Sensitivity of the Dose Rate at the Outside of a PWR Configuration and of the Vessel Damage. See [4], p. 125-145.
125. Hehn G., Rataj J. Investigation of the Cross Section Requirements for Shielding of Power Reactors. See [4], p. 275-283.
126. Canali U., Gonano G., Nicks R. Two NEA Sensitivity I-D Benchmark Calculations. Part II: Sensitivity of the secondary Sodium Activation in the FBR Configuration. See [4], p. 147-154.
127. Lympany S.D., McCracken A.K., Packwood A. Contribution to the Exercise on Sensitivity Studies for the NEA Theoretical Fast Reactor Benchmark. See [4], p. 285-322.
128. Радиационная защита на атомных электростанциях. Под ред. А.П. Суворова, С.Г. Цыпина/В.В.Болятко, М.Я. Кулаковский, В.Н. Миронов и др. М.: Атомиздат, 1978.
129. Численные методы решения краевых задач для уравнения переноса в теории радиационной защиты реактора/Т.А. Гермогенова, В.И. Журавлев, А.П. Суворов, В.А. Уткин. — В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Под ред. Д.Л. Бродера и др. Вып. 5. М.: Атомиздат, 1972, с. 22-46.
130. Майнэт Ф. Метод дискретных ординат. В кн.: Руководство по радиационной защите для инженеров. Т. 1. Перев. с англ. Под ред. Д.Л. Бродера и др. М.: Атомиздат, 1972, с. 96-104.
131. Lathrop L.D. DTE-IV, A Fortran-IV Program for Solving the Multigroup Transport Equation with Anisotropic Scattering. LA-3373, Los Alamos Scientific Lab., 1965.
132. Vaidyanathan R. A Finite Moments Algorithm for Particle Transport Problems. — Nucl. Sci. and Engng, 1979, v. 76, N 1, p. 46-58.
133. Barbucci P., Di Pavguantonio F. Exponential Supplementary Equations for S_N -Methods, the One-Dimensional Case. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 63, N 1, p. 179-187.
134. Gopinath D.V., Natarajan A., Sundararaman V. Improved Interpolation Schemes in Anisotropic Source Flux Iteration Techniques. — Nucl. Sci. Engng, 1980, v. 75, N 2, p. 181-184.
135. Lee E.S., Vaidynathan R. Comparison of the Order of Approximation in Several Spatial Difference Schemes for the Discrete-Ordinates Transport Equation in the One-Dimensional Plane Geometry. — Nucl. Sci. Engng, 1979, v. 76, N 1, p. 1-9.
136. Larsen E.W., Miller W.G. Convergence Rates of Spatial Difference Equations for the Discrete-Ordinates Neutron Transport Equations in Slab Geometry. — Nucl. Sci. Engng, 1980, v. 73, N 1, p. 76-83.

137. **Computational Efficiency of Numerical Methods for the Multigroup Discrete-Ordinates Neutron Transport Equations: The Slab Geometry Case**/R.E. Alcouffe, E.M. Larsen, W.F. Miller, B.R. Wienke. — Nucl. Sci. Engng, 1979, v. 71, N 1, p. 111–127.
138. **Martin W.R., Dudertadt J.J.** Finite Element Solutions of the Neutron Transport equation with Applications to Strong Heterogenenics. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 62, N 3, p. 371–390.
139. **Takeuchi K.** Numerical Solution to Space – Angle Energy Dependent Neutron Integral Transport Equation. — J. Nucl. Sci. Techn. 1971, v. 8, N 3, p. 141–153.
140. **Sasamoto N., Takeuchi I.** An Improvement of the PALLAS Discrete-Ordinates Transport Code. — Nucl. Sci. Engng, 1979, v. 17, N 3, p. 330–342.
141. **Гермогенова Т.А.** Дифференциальные свойства решений уравнения переноса для плоского слоя и сферы. — В кн.: Вопросы теории переноса излучения. ИМП АН СССР, 1981, с. 5.
142. **Волощенко А.М., Гермогенова Т.А.** О решении уравнения переноса $DS_{\mathcal{H}}$ методом в гетерогенных средах. Часть I. Плоская геометрия. — В кн.: Вопросы теории переноса излучений. ИМП АН СССР, 1981.
143. **Водоженко А.М.** О решении уравнения переноса $DS_{\mathcal{H}}$ методом в гетерогенных средах. Часть II. Одномерные сферическая и цилиндрическая геометрии. — В кн.: Вопросы теории переноса излучений. ИМП АН СССР, 1981.
144. **Суворов А.П., Уткин В.А.** Исследование погрешности метода дискретных ординат в расчетах радиационной защиты реакторов. — В кн.: Ядерные константы. Вып. 7. Под ред. В.А. Кузнецова и др. 1971, М.: Атомиздат, с. 394–407.
145. **Jauho F., Kalli H.** Accuracy of Transport Theory of an Anisotropic Neutron Flux. — Nucl. Sci. Engng, 1968, v. 31, N 2, p. 318–327.
146. **Jung J. A.** Computational Method for Neutron Transport Problems in Toroidal Geometry. — Nucl. Sci. Engng, 1978, v. 65, N 1, p. 130–140.
147. **Mikols W.J., Shultis J.K.** Selection of Angular Quadrature for Anisotropic Transport Computations. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 63, N 1, p. 91–94.
148. **Latrop K.D.** Ray Effects in Discrete Ordinates Equation. — Nucl. Sci. Engng, 1968, v. 32, N 3, p. 357–371.
149. **Miller W.F., Reed W.H.** Ray-Effect Mitigation Methods for Two-Dimensional Neutron Transport Theory. — Nucl. Sci. Engng, 1977, v. 63, N 3, p. 391–411.
150. **Басс Л.П.** Конечно-разностные методы решения уравнения переноса в задачах со сложной геометрией. Препринт ИМП АН СССР, № 14, 1975.
151. **Shure K.** P-3 Multigroup Calculations of Neutron Attenuation. — Nucl. Sci. Engng, 1954, v. 19, N 3, p. 310–320.
152. **Басс Л.П., Гермогенова Т.А., Суворов А.П.** Односкоростная диффузия нейтронов в неразмножающихся двумерных системах с цилиндрической симметрией. — В кн.: Вопросы физики защиты реакторов. Вып. 4. Под ред. Д.Л. Бродера и др. М.: Атомиздат, 1969, с. 203.
153. **Sapryta J.J., Simmons G.L.** Shielding Design and Analysis Methods for Pressurized Water Reactor. — Nucl. Techn., 1975, v. 26, N 4, p. 508–515.
154. **Hjarue L., Leimdorfer M.** Method for Prediction the Penetration and Slowing Down of Neutrons in Reactor Shields. — Nucl. Sci. Engng, 1966, v. 24, N 1, p. 165–174.
155. **Коробов Н.М.** О приближенном вычислении кратных интегралов. — Докл. АН СССР, 1959, т. 124, № 6, с. 1207–1210.
156. **Инженерный расчет защиты атомных электростанций** /А.П. Веселкин, Ю.А. Егоров, Л.М. Лузанова и др. — М.: Атомиздат, 1976.
157. **Odom J.P., Shultis J.K.** Anisotropic Neutron Transport without Legendre Expansions. — Nucl. Sci. Engng., 1976, v. 59, N 3, p. 278–281.
158. **Mikols W.J., Shultis J.K.** A Low-Order Approximation for Highly Anisotropic Multigroup Transport Cross Sections. — Nucl. Sci. Engng., 1977, v. 62, N 4, p. 739–743.
159. **Развитие метода подгрупп для расчета нерассеянных нейтронов и коррекция дифференциального сечения рассеяния с учетом внутригруппового спектра**/ М.Ю. Вырский, А.И. Илошкин, И.П. Маркелов и др. — В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 4. Под ред. Ю.А. Егорова и др. М., Атомиздат, 1980, с. 209–219.

160. Подгрупповой метод учета пространственного распределения нерассеянных и однократно рассеянных нейтронов в многогрупповых расчетах защиты/В.Ф. Хохлов, В.Д. Ткачев, В.Л. Рейтблат, И.Н. Шейно. — Атомная энергия, 1978, т. 44, вып. 4, с. 324–327.
161. Савоськин М.М., Выровский М.Ю. Расчет групповых сечений упругого замедления нейтронов и их угловых моментов в плоскопараллельных защитах. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып. 2 (37), с. 107–111.
162. Зизин М.Н. Расчет нейтронно-физических характеристик реакторов на быстрых нейтронах. М., Атомиздат, 1978.
163. Трыков Л.А., Семенов В.П., Николаев А.Н. Энергетические распределения нейтронов, выходящих из каналов реактора БР-10. — Атомная энергия, 1975, т. 39, вып. 1, с. 56.
164. Ткачев В.Д., Хохлов В.Ф. Обеспечение расчетов защиты многогрупповыми константами. — В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 2. М., Атомиздат, 1976, с. 197–199.
165. Выровский М.Ю., Линге И.И., Илюшкин А.И. Организация расчетных исследований одномерных защит по программе РОЗ-9. МИФИ, М., 1980. Рукопись деп. в ВИНТИ 22.12. 1980 г. № 5423–80. Деп.
166. Oblow E., Ching J., Drischer J. Selection of Group Energy Boundaries Using Sensitivity Theory. — Trans. ANS, 1973, v. 17 (1), p. 547.
167. Herrnberger V.A. A Computational Scheme for Energy Group Boundary Selection Using Sensitivity Theory. See [8].
168. Получение малогрупповых констант для расчета переноса нейтронов с использованием анализа чувствительности/М.Ю. Выровский, А.А. Дубинин, А.И. Илюшкин и др. — См. [11], с. 52.
169. Программа решения многогруппового кинетического уравнения в задачах с азимутальной симметрией/М.Ю. Выровский, Т.А. Гермогенова, А.И. Илюшкин, И.И. Линге. См. [10], с. 10.
170. 49-групповая система констант для расчета переноса нейтронов в радиационных защитах/М.Ю. Выровский, А.А. Дубинин, А.И. Илюшкин и др. См. II, с. 53.
171. Butler J. A Review of Progress in the NEA/IAEA Collaborative Programme of Sensitivity Studies and Shielding Benchmarks. See [8], p. 120–131.
172. Estiot J.C., Trapp J.P. Probleme de reference pour les protections d'un reacteur a neutrons rapides. See [4], p. 221–241.
173. Greenspan E., Karri Y., Gilai D. High Order Effects in Cross-Section Sensitivity Analysis. — In: Proceedings of a Seminar-Workshop of Theory and Application of Sensitivity and Uncertainty Analysis. Oak Ridge. Tennessee. August 22–24, 1978, p. 231–250. ORNL/RSIC–24.
174. Butler J. The science of reactor shielding— an end to empiricism in 1970, s? Paper presented at the meeting of the European-American Committee on Reactor Physics, Richland, Wahington, USA, July 1970.
175. Машкович В.П., Цыпин С.Г. Современные направления экспериментальных исследований по физике защиты. — Атомная энергия, т. 38, вып. 6, июнь 1975, с. 398–400.
176. Butler J. Results of the first four single material experiments on Iron. ISIS Newsletter, N 18, July 1976.
177. Butler J., McCracken A.K. The NEA/EURATOM Restricted meeting of specialists on shielding benchmark experiments held at AEE Winfrith, April 1975, NEACRP-L-121.
178. Proceedings of the joint IAEA-OECD technical committee meeting on differential and integral nuclear data requirements for shielding calculations. Vienna, Austria, October 12–15, 1976, IAEA–207, 1978.
179. Nicks R., Butler J. Summary report. See [3], p. 6–13.
180. Nicks R. Shielding benchmark progress report. See [3], p. 19–22.
181. Martini M., Bozzi L. A benchmark experiment of neutron propagation in iron.ESIS Newsletter. Special Issue N 2, Ispra, March 1974.
182. Maerker R.E., Nuckenthaler F.J. A benchmark experiment for neutron transport in iron and stainless steel. — Nucl. Sci. and Engng., 1973, v. 52, p. 227–246.

183. Maerker R.E., Muckenthaler F.J. Final report on a benchmark experiment for neutron transport through iron and stainless steel. ORNL-4892 (April 1974).

184. Maerker R.E. e.a. Final report on a benchmark experiment for neutron transport in thick sodium. ORNL-4880 (January 1974).

185. Yoshiaki Oka e.a. – Two-dimensional shielding benchmarks for iron at YAYOI. Report on joint NEA/IAEA specialists meeting on differential and integral nuclear data requirements for shielding calculations. Vienna, October 1976.

186. An S. e.a. Iron shielding benchmark experiments at YAYOI. See [3], p. 104–110.

187. Carter M.D., PackWood A. The Winfrith benchmark experiment in iron—experimental results. See [3], p. 111–119.

188. Furuta Y., Sasamoto N., Tanaka S. Preliminary studies of neutron benchmark experiments for one-dimensional transport calculation with an iron sphere. See [3], p. 120–126.

189. Трыков Л.А. и др. Результаты интегральных экспериментов для шаров из железа и полиэтилена с источником из калифорния-252 в центре. – В кн.: Вопросы дозиметрии и защиты от излучений. Вып. 18. М.: Атомиздат, 1979, с. 93–98.

190. Трыков Л.А. и др. Экспериментальные исследования спектров утечки нейтронного и гамма-излучения для шаров из железа. Препринт ФЭИ-943. Обнинск, 1979.

191. Трыков Л.А. и др. Исследование спектров утечки нейтронного и гамма-излучения для шаров из натрия. Препринт ФЭИ-1096. Обнинск, 1980.

192. Nicks K., Perlini G. Neutron propagation in laminated iron—water shields. ESIS Newsletter, Special issue N 1. Ispra, March 1973.

193. Maienschein F.C., Maerker R.E., Nuckenthaler F.J. US integral and benchmark experiments. FBR shielding seminar, Obninsk, USSR, November 13–17, 1978.

194. Болятко В.В. и др. Базовый эксперимент по исследованию распределения нейтронов в гетерогенной защите реактора. – В кн.: Радиационная безопасность и защита АЭС. Вып. 4. М.: Атомиздат, 1980, с. 70–78.

195. Barre J.Y. Fast reactors: definition of a standard configuration for the comparison of shielding calculations. NEA meeting on sensitivity studies and shielding benchmarks at Paris, October 1975 (Note circulated to participants).

196. Hehn G., Koban J. Reactor shielding benchmark N 2 for a PWR, ESIS Newsletter. Special issue N 4, Ispra, Jan. 1976.

197. Бишоп Дж., Смиттон К., Паквуд А. Тестовые данные по прохождению высокоэнергетического гамма-излучения. – В кн.: Вопросы защиты реакторов. Вып. 3. Материалы 4-й международной конференции по защите реакторов. Париж, октябрь, 1972 г. М.: Атомиздат, 1974, с. 25–38.

198. Measurements and calculation of the neutron spectra from iron bombarded with 14 Mev neutrons/L.F. Hansen, J.D. Anderson, P.S. Brown, R.J. Howerton, J.L. Kammerdicher, C.M. Logan, E.F. Plechaty, C. Wong. – Nucl. Sci. and Engng, 1973, v. 51, p. 278–295.

199. Трошин В.С., Крамер-Агеев Е.А. Экспрессный метод восстановления спектров быстрых нейтронов ядерно-физических установок при измерении пороговыми детекторами. – Атомная энергия, 1970, вып. 1, с. 37.

200. Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С., Тихонов Е.Г. Активационные методы спектрометрии нейтронов. М.: Атомиздат, 1976.

201. Oblow E.M., Weisbin C.R. Fast reactor shield sensitivity studies for steel-sodium-iron systems. Proceedings of the Fifth International Conference on Reactor Shielding. Science Press, Princeton, 1977, p. 140–148.

202. Rhoades W.A., Mynatt F.R. The DOT-III two-dimensional discrete ordinates transport code. ORNL-TM-4280 (1973).

203. Weisbin C.R. e.a. Application of FORSS sensitivity and uncertainty methodology to fast reactor benchmark analysis. ORNL/TM-5563 (1976).

**Виктор Викторович Болятко, Михаил Юрьевич Вырский,
Александр Иванович Илюшкин, Геннадий Николаевич Мантуров,
Вадим Павлович Машкович, Марк Николаевич Николаев,
Валерий Константинович Сахаров, Альберт Петрович Суворов**

ПОГРЕШНОСТИ РАСЧЕТОВ ЗАЩИТЫ ОТ ИЗЛУЧЕНИЙ

Редактор *Т.А. Солдатенкова*. Художественный редактор *А.Т. Кирьянов*

Технический редактор *О.С. Быкова*

Корректоры *Е.В. Кудряшова, О.В. Корьева*. Оператор *Л.Е. Мещерякова*

ИБ № 602

Набор выполнен в Энергоатомиздате на композере ИБМ-82. Подписано в печать 10.03.83. Т-07007. Формат 60x90/16. Бумага офсетная №1. Печать офсетная. Усл. печ. л. 11,0. Усл. кр.-отт. 11,25. Уч.-изд. л. 13,2. Тираж 1500 экз. Заказ 1958. Цена 70 к.

Энергоатомиздат, 113114 Москва М-114, Шлюзовая наб., 10

Московская типография № 9 Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли
109033 Москва Ж-33, Волочаевская ул., 40