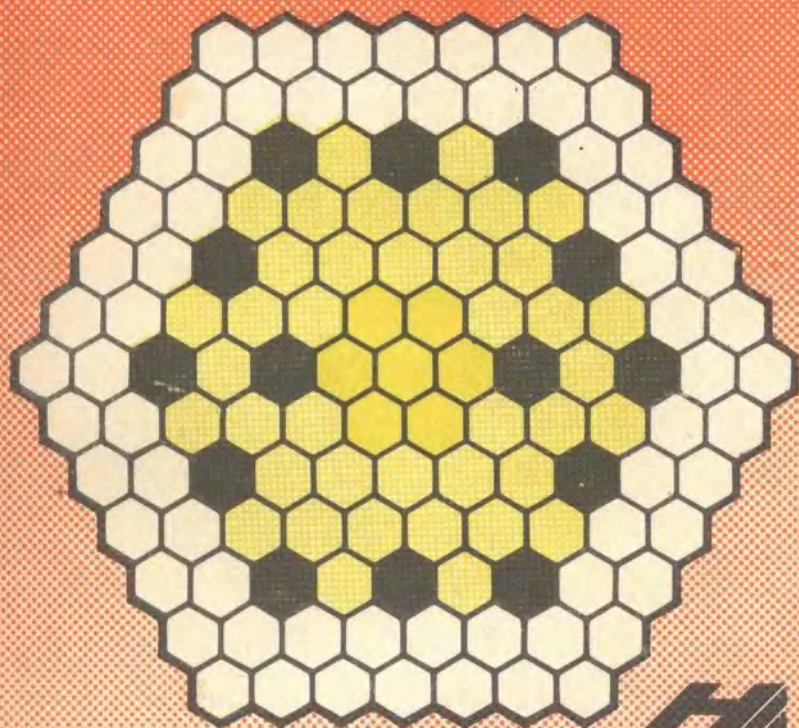


Л. В. МАТВЕЕВ А. П. РУДИК

Почти все о ядерном реакторе



НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ БИБЛИОТЕКА ШКОЛЬНИКА

НАУЧНО-ПОПУЛЯРНАЯ БИБЛИОТЕКА ШКОЛЬНИКА

Основана в 1986 году

Л. В. МАТВЕЕВ А. П. РУДИК

Почти все о ядерном реакторе



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1990

ББК 31.46
МЗЗ
УДК 621.039.5

Рецензент: д-р физ-мат. наук, проф. В. В. Хромов

Матвеев Л. В., Рудик А. П.

МЗЗ Почти все о ядерном реакторе. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 240 с.: ил. — (Научно-популярная б-ка школьника).

ISBN 5-283-03864-5

Рассмотрены принципы работы ядерных реакторов и физические эффекты, затрудняющие их нормальную эксплуатацию. Анализируются дозовые характеристики излучения и облучения персонала АЭС и населения. Рассмотрены аварии на АЭС «Три-Майл-Айленд» (США) и Чернобыльской (СССР).

Для широкого круга читателей, интересующихся ядерной энергетикой и ее проблемами. Может быть полезна для профессиональной ориентации школьников.

М 3602020000-006
051(01)-90 235-90

ББК 31.46

Научно-популярное издание

**МАТВЕЕВ ЛЕОНИД ВЛАДИМИРОВИЧ
РУДИК АЛЕКСЕЙ ПЕТРОВИЧ**

Почти все о ядерном реакторе

Зав. редакцией В. В. Климов

Редактор Г. В. Чернышова

Художественный редактор Б. Н. Тумин

Технический редактор Н. В. Чиранова

Корректор Л. С. Тимохова

ИБ № 3423

Сдано в набор 31.08.89. Подписано в печать 31.01.90. Т-06661. Формат 84×108¹/₃₂. Бумага типографская № 2. Гарнитура литературная. Печать высокая. Усл. печ. л. 12,6. Усл. кр.-отт. 12,92. Уч.-изд. л. 13,14. Тираж 50 000 экз. Заказ № 390. Цена 60 к.

Энергоатомиздат. 113114 Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10
Владимирская типография Государственного комитета СССР
по печати.
600000, г. Владимир, Октябрьский проспект, д. 7

ISBN 5-283-03864-5

© Авторы, 1990

ПРЕДИСЛОВИЕ

Ни отдельный человек, ни человеческое общество не могут существовать без потребления энергии. В течение истории цивилизации человек осваивал различные источники энергии. В настоящее время наиболее мощными являются источники атомной энергии — естественные источники органического топлива исчерпываются, а использование солнечной энергии пока что имеет очень низкий КПД. Ядерная энергия преобразуется в электрическую на атомных электростанциях (АЭС). «Сердце» АЭС — ядерный реактор.

Использование источников энергии неизбежно связано с вредным воздействием на окружающую среду (может быть, единственное исключение — биохимический метод усвоения энергии). Это воздействие специфично для каждого типа источника энергии. Ядерная энергия характерна тем, что ее вредное действие связано с радиоактивным излучением.

О ядерных реакторах написано большое количество книг. В них изложены различные аспекты принципов работы ядерных реакторов, начиная от чисто научных проблем осуществления цепной ядерной реакции деления и кончая техническими вопросами эксплуатации ядерных реакторов. Как правило, эти книги отличаются двумя особенностями. Во-первых, они написаны для специалистов; во-вторых, в них рассматривается главным образом какая-либо одна сторона работы ядерных реакторов, например: теория и расчет ядерных реакторов, или проблемы выгорания ядерного топлива, или вопросы регулирования ядерного реактора, или расчеты образования продуктов деления и определения их радиоактивности и т. п. Данная книга отличается от ранее написанных своей общей концепцией: здесь ядерный реактор рассматривается, в первую очередь, как источник иони-

зирующего излучения и исследуются те эффекты, которые это излучение определяют.

Книга состоит из семи глав.

Глава 1 по существу является вводной. В ней приводится современная концепция о трансформации вещества и энергии во Вселенной, перечисляются виды ионизирующего излучения и описываются свойства взаимодействия этого излучения с веществом. Одна из задач этой главы заключается в том, чтобы разъяснить читателю, что ядерная энергия обусловлена совершенно иными законами природы по сравнению с теми, которые проявляются в обыденной жизни.

Глава 2 содержит краткий эскиз истории создания теории ядерных реакторов в Советском Союзе. Ранее в монографической литературе подобного связанного изложения этих вопросов не приводилось. Здесь рассматриваются вообще история ядерной физики, предшествовавшая открытию цепной ядерной реакции деления, пионерские работы по теории ядерных реакторов, а также основы теории ядерных реакторов, созданные еще в 40-х годах нашего столетия. Изложенный материал позволяет понять принципы работы ядерных реакторов и тот круг физических вопросов, который приходится решать при проектировании и эксплуатации ядерных реакторов.

В главе 3 конкретизируются отдельные вопросы физики энергетических реакторов: во-первых, приводятся результаты дальнейшего развития теории реакторов, необходимые для понимания особенностей работы реакторов в штатном и внештатном режимах; во-вторых, описываются инженерные характеристики существующих в Советском Союзе энергетических реакторов; в-третьих, подробно анализируются физические эффекты, способствующие нарушению нормальной эксплуатации энергетических реакторов.

Глава 4 посвящена описанию дозовых характеристик ионизирующего излучения. Определяются понятия: «активность», «поглощенная доза», «экспозиционная доза», «эквивалентная доза». Далее рассматривается биологическое действие ионизирующего излучения. Приводятся многочисленные примеры. Особенно важные нормы радиационной безопасности подробно обсуждаются.

Главы 5 и 7 являются центральными в книге. В гл. 5 приводятся данные об ионизирующем излучении реак-

тора в нормальном режиме работы АЭС. Сначала описываются виды излучения, возникающие в ядерном реакторе, затем рассказывается о накоплении продуктов деления и определяется их активность. Результаты иллюстрируются данными, полученными при эксплуатации реальных энергетических реакторов. Фактическими данными иллюстрируется также накопление актиноидов. Рассматриваются активная зона ядерного реактора и технологические контуры АЭС как источники излучения. Описывается излучение остановленного реактора. В заключение главы приводятся допустимые дозы облучения персонала АЭС и населения.

Глава 6 посвящена описанию ядерного топливного цикла: ясно, что облучение топлива в ядерном реакторе — лишь один из переделов общего топливного цикла и без описания последнего картина общей активности, выделяющейся при использовании ядерной энергии, была бы неполной. Подробно описывается радиационная обстановка на всех этапах топливного цикла.

И, наконец, в гл. 7 рассматривается комплекс вопросов, связанных с предотвращением аварий ядерных реакторов. Обсуждается правомерность вероятностного подхода к оценке возможности возникновения аварий ядерных реакторов. Подробно описываются возникновения, развитие и последствия аварий ядерных реакторов на АЭС «Три-Майл-Айленд (США) и Чернобыльской (СССР). Приводится сопоставление последствий от взрыва атомной бомбы и от полного разрушения типичного энергетического ядерного реактора.

Резюмируя, следует подчеркнуть, что в книге рассмотрен широкий круг вопросов, связанных с образованием ионизирующего излучения в ядерном реакторе как в нормальных, так и в аварийных режимах последнего. Авторы стремились к максимальной элементарности изложения: математические формулы практически отсутствуют, но зато приводится большое количество качественных физических рассуждений.

Главы 1 (кроме §1.3), 2, 3 и 7 написаны А. П. Рудиком, главы 4—6 и §1.3 — Л. В. Матвеевым.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору В. В. Хромову, взявшему на себя труд ознакомиться с рукописью, за интересные замечания, а один из авторов (А. П. Рудик), глубоко признателен Е. К. Кандрор за помощь при работе над корректурой.

ВВЕДЕНИЕ

В соответствии с установившейся методологической традицией следовало бы начать изложение с обсуждения естественного вопроса: «А зачем вообще нужна ядерная энергетика, что она может дать, кроме неприятностей?» Однако авторы отказались от подобной схемы подачи материала и отложили ответ на этот вопрос до заключения, где он более обоснован. Сделано это было по следующим причинам. Во-первых, общее обсуждение связанных с этим вопросом проблем без детального анализа физики ядерных реакторов широко отражено в литературе. Поэтому лишнее повторение вряд ли произвело впечатление на кого бы то ни было. Во-вторых, книга писалась летом 1987 г., когда газеты и журналы были переполнены эмоционально-публицистическими статьями с обсуждением аварии на Чернобыльской АЭС (поток этих крайне нужных статей не уменьшился и к концу 1989 г.). Очевидно, что на этом фоне обсуждение общих проблем ядерной энергетики рационально проводить на глубокой основе физики ядерных реакторов. По существу данная книга и должна дать базу для подобного обсуждения, и авторы надеются в дальнейшем вернуться к этой проблеме.

А начать авторы решили с беглого изложения наиболее общих проблем физики Вселенной. Сделано это исходя из следующих соображений. Ядерные реакторы — как часть практического использования ядерной энергии человечеством — создали прецедент качественно нового взаимодействия человечества с природой. Ядерные реакторы работают по совершенно другим законам, чем агрегаты и устройства, нас непосредственно окружающие. И нам хотелось чуть-чуть приоткрыть для читателя дверь в этот необычайный мир, чтобы читатель хотя бы слегка почувствовал, что разговор идет об овладении совершенно новыми закономерностями. И за использованием ядерной энергии в широком смысле (от медицины через ядерную энергетику до атомных и водородных бомб) последовало использование лазеров (опять же от медицины до СОИ), а на пороге — использование высокотемпературной сверхпроводимости (от чего и до чего?).

После этого короткого введения, навеянного замечаниями рецензента, перейдем к делу.

ЭНЕРГИЯ, ВЕЩЕСТВО, ИЗЛУЧЕНИЕ

1.1. ВСЕЛЕННАЯ НАЧАЛАСЬ С «БОЛЬШОГО ВЗРЫВА»

Начнем с выяснения вопроса, что такое энергия? На первый взгляд, здесь никакого вопроса-то нет. Каждый еще со школьной скамьи знает (и это правильное знание), «энергия — это способность производить работу». Это определение стало привычным и вошло в обыденную жизнь. Говорят о человеке: «Это энергичный человек», и подразумевают при этом, что человек деятельный, способный «провернуть» большую работу.

Но подобная простота в обращении с понятием «энергия» на самом деле обманчива. Энергия — это одно из основополагающих понятий, поэтому оно не может быть разъяснено с помощью других, более простых, а может быть лишь заменено не менее основополагающим понятием, что выше и делается: вместо понятия «энергия» вводится не менее основополагающее понятие «работа». Но ведь можно задать и вопрос: «А что такое работа?». И опять же на этот вопрос следует правильный, известный со школьных лет ответ: «Работа — это произведение (скалярное) силы на путь». (Термин «скалярное» поставлен в скобки, чтобы не отвлекать читателя от главной мысли определения, а означает он, конечно, что берется произведение проекции силы на перемещение.) И опять: вместо основополагающего определения «работа» введено не менее основополагающее определение «сила». Подобную замену одного термина другим можно продолжать и дальше. Но в конечном счете опять же дело сведется к некоторому термину, который должен быть принят за основу.

Аналогичная ситуация, конечно, имеет место и в самой «высокой» науке. Рассмотрим, например, наиболее простой случай из области механики. Понятие энергии объясняется следующим образом. Пусть имеется механическая система, состояние которой определяется $2s$

величинами q_i и \dot{q}_i ($i=1, 2, \dots, s$). Величины q_i и \dot{q}_i изменяются со временем. Отказываясь от чрезмерной общности, можно сказать, что механическая система состоит из s частиц, а q_i и \dot{q}_i — координаты и скорости этих частиц соответственно. Изменение q и \dot{q}_i со временем определяется соответствующей системой уравнений, которая получается на основе общего принципа, называемого *принципом наименьшего действия*. Конкретный вид этой системы, конечно, определяется видом взаимодействия частиц. Но оказывается, что при самом общем виде взаимодействия частиц существуют некоторые функции переменных q_i и \dot{q}_i , которые остаются постоянными во времени. Подобные функции называются *интегралами движения*. Интегралы движения определяются только начальными условиями. Разные интегралы движения играют разную роль в механике. Некоторые из них носят довольно случайный характер. Но есть и такие, которые имеют очень глубокое происхождение, связанное с основными свойствами пространства и времени, а именно с изотропией и однородностью. Интеграл движения, связанный с однородностью времени, и называется *энергией*. Интеграл движения, связанный с изотропией пространства, называется *импульсом*.

Таким образом, в рассмотренном примере механической системы понятие «энергия» выводится из таких основных понятий, как время, его однородность, и постулируемого принципа наименьшего действия.

Конечно, и в практической жизни, и в инженерной практике нам не нужны такие глубокие понятия энергии, которые были проиллюстрированы на основе механической системы. Но что крайне важно — это закон сохранения энергии. Энергия не возникает и не уничтожается. Энергия только переходит из одной формы в другую. Но поскольку энергия обуславливает возможность существования работы в реальном мире, работы, результаты которой необходимы для развития человеческой цивилизации, то представляет несомненный интерес вопрос, как во Вселенной была «накоплена» энергия.

По сути дела вопрос сводится к проблеме сотворения мира, имеющей длинную историю. На самой заре развития человечества ответ давался чисто в мифологическом плане. Потом, когда мифология породила религию и философию (а последняя, в свою очередь, привела

к возникновению различных конкретных наук), вопрос о сотворении мира находился в компетенции религии и опять же решался в мифологическом плане: Бог сотворил мир, Адама, Еву и т. д. Значительно позднее этот вопрос пыталась разрешить материалистическая философия: еще каких-нибудь сорок лет тому назад у каждого клуба висели непрестанно афиши: «Лекция — было ли начало и будет ли конец мира? Лектор — член Общества распространения знаний имярек». Правда, основная направленность подобных лекций была чисто антирелигиозная: «Бога нет!». Что же касается непосредственно вопроса о начале и конце мира, то ответ был однозначный: «Начала и конца у мира нет потому, что не может быть никогда!».

Какова ситуация с этим вопросом на сегодняшний день? Строго доказано, что начало Вселенной было — возраст Вселенной что-то около 10—20 млрд. лет. В какой степени это утверждение справедливо? Как всякое научное утверждение, оно должно удовлетворять по крайней мере двум основным требованиям. Во-первых, должна быть оговорена точность тех предпосылок, в которых данное утверждение получено, и, во-вторых, должны быть указаны следствия из делаемого утверждения, которые обязательно могут быть проверены экспериментальным путем.

Утверждение о том, что существовало начало Вселенной, делается на основе *общей теории относительности*. Как любая другая теория о протекающих в природе явлениях, данная теория является приближенной, т. е. существуют такие пространственно-временные области, в которых она очень хорошо описывает явления (но, конечно, не абсолютно точно), и есть области, в которых она просто неправильна. Для иллюстрации этой мысли приведем простой пример. Известно, что механика Ньютона справедлива при скоростях движения тел, много меньших скорости света. Поэтому, например, эта механика хорошо описывает движение автомобилей. Но она непригодна для описания поведения элементарных частиц, движущихся со скоростями, близкими к скорости света. Кроме того, и в случае с автомобилем ответ, даваемый механикой Ньютона, верен с определенной точностью, он не является абсолютно строгим — погрешность имеет значение порядка квадрата отношения скорости автомобиля к скорости света. И поэтому, если перейти от автомоби-

ля к самолету, летящему со скоростью, превышающей скорость звука, и заставить этот самолет облететь вокруг Земли, то при современных методах измерения времени уже можно экспериментально определить отклонение от механики Ньютона, что и было сделано.

Но вернемся к вопросу об эволюции Вселенной. Итак, у нее было начало. Время существования Вселенной определяется из общей теории относительности. Отвлекаясь от неопределенностей во входных данных, следует подчеркнуть, что сама по себе общая теория относительности также является приближенной теорией. Но границы ее применимости определяются не требованием релятивистичности (т. е. требованиями конечности скорости распространения света), как это было в механике Ньютона (общая теория относительности — релятивистская теория), а квантования: при малых временах нельзя пользоваться классической теорией, какой является общая теория относительности. Установлено, что квантовые поправки начинают сказываться при временах, меньших 10^{-44} с, т. е. при ничтожно малых временах. Поэтому надо полагать, что для процессов, протекавших даже в относительно малые доли секунды с момента возникновения Вселенной, эти поправки будут совершенно несущественны.

Как же нам представляется сейчас, что было в первые мгновения возникновения Вселенной? Был взрыв, непохожий на обычные, который имеет даже специальное название *большой взрыв*. В обычных взрывах в некотором месте пространства очень быстро выделяется энергия, которая затем распространяется от места взрыва в другие области пространства. В большом взрыве дело обстояло иначе: здесь энергия выделилась в *каждой* точке пространства, и *все* точки пространства стали удаляться друг от друга.

Трудно удержаться, чтобы не подчеркнуть, что общая теория относительности по своему внутреннему содержанию является далеко не тривиальной, привычной при оценке с обыденных позиций теорий. В ней имеется глубокая связь метрики пространство — время с энергией. Поэтому интересно, как в рамках большого взрыва отвечают на вопрос: «А что было до большого взрыва?» Оказывается, что понятие «что было до» требует введения времени, а так как и время, и пространство вместе с энергией возникли в момент большого взрыва, то в этом случае вопрос «что было до» и поставлен быть не может.

Чем же было заполнено пространство Вселенной в первые мгновения? (Для упрощения предположим, что от начала Вселенной прошло около 0,01 с, картина при меньших временах существенно сложнее.) В это время температура составляла около 10^{11} К, за счет расширения она все время падала, и Вселенная состояла из излучения и вещества, главным образом фотонов, электронов, позитронов, нейтрино и антинейтрино. Электрон и позитрон — это частица и античастица (так же как нейтрино и антинейтрино); аннигилируя, они превращаются в фотоны. Аналогично фотоны могут родить пару электрон — позитрон. Температура была настолько велика, что рождение и аннигиляция пар шли непрерывно. Плотность вещества была огромна — $3,8 \cdot 10^9$ г/см³. Поэтому даже нейтрино — частица, обладающая только слабым взаимодействием и поэтому практически свободно проходящая сквозь Землю, — находилось в тепловом равновесии с фотонами, электронами и позитронами.

Но самое важное для нас, что среди этих веществ находились и нейтроны, и протоны — частицы, из которых теперь состоят ядра нуклидов. Их было существенно (примерно в 10^9 раз) меньше, чем электронов и фотонов. Строго говоря, почему были нейтроны и протоны, не очень ясно — их присутствие приходится постулировать. Важно, что вследствие очень большой температуры среды непрерывно шли реакции взаимного превращения нейтронов в протоны и обратно: нейтрон, захватывая нейтрино, превращался в протон и электрон (обратная этой реакция: протон, захватывая электрон, превращался в нейтрон и нейтрино), и нейтрон, захватывая позитрон, превращался в протон и антинейтрино (соответственно обратная реакция: протон, захватывая антинейтрино, превращается в нейтрон плюс позитрон). Поэтому число протонов и нейтронов было одинаково — это чрезвычайно важный момент, лежащий в основе объяснения происхождения нуклидов.

На последнем процессе мы вкратце остановимся ниже. Кстати, здесь уместо подчеркнуть, что приводимая картина развития Вселенной крайне упрощена (по данному вопросу существует огромная литература как для специалистов, так и для менее подготовленного читателя).

Возникнув, Вселенная стала очень быстро расширяться и остывать. В космогонии принято измерять ско-

рость расширения Вселенной в единицах *характерного времени расширения* (это время в 100 раз больше, чем время, требующееся на увеличение размеров Вселенной на один процент: в процессе эволюции Вселенной характерное время изменяется). В первые мгновения образования Вселенной характерное время было равно 0,02 с. Как уже указывалось выше, все имевшиеся тогда частицы находились в тепловом равновесии.

Всего лишь через 0,11 с (но это лишь мы воспринимаем как «всего лишь», а с точки зрения эволюции Вселенной это существенный промежуток времени) картина качественно изменилась: температура среды упала до $3 \cdot 10^{10}$ К, характерное время расширения увеличилось до 0,2 с (ибо гравитация замедляет расширение Вселенной). Состав Вселенной продолжал определяться электронами, позитронами, нейтрино, антинейтрино и фотонами, причем все эти частицы продолжали находиться в тепловом равновесии (температура была существенно выше температуры рождения пары электрон — позитрон). Число протонов и нейтронов продолжало оставаться относительно малым, они еще не были связаны в атомные ядра (температура среды слишком велика), но начала сказываться разница в массах протона и нейтрона: нейтрон тяжелее и ему легче превратиться в протон, чем протону в нейтрон. Поэтому процентное соотношение между нейтронами и протонами стало равным 38 : 62.

Следующий качественный момент — это примерно 1 с от начала возникновения Вселенной. К этому времени температура снизилась до 10^{10} К, соответственно упала и плотность среды, в результате чего нейтрино оказались уже свободными частицами, и в дальнейшей эволюции Вселенной роли не играли (интересно, конечно, для подтверждения в эксперименте развиваемой концепции эволюции Вселенной измерить сейчас реликтовый фон нейтрино, но так как нейтрино обладает лишь слабым взаимодействием, подобные эксперименты — пока что?! — не представляются возможными). Кроме того, происходили следующие явления: из-за падения температуры электрон-позитронные пары начали аннигилировать быстрее, чем рождаться из излучения, и нейтрон-протонное соотношение по той же причине стало равным 24 : 76. Атомные ядра по-прежнему существовать не могли.

Далее, существенным моментом является примерно 14 с от начала возникновения Вселенной: к этому времени температура настолько упала (до $3 \cdot 10^9$ К), что уже не могли рождаться электрон-позитронные пары из излучения. С этого момента «температура Вселенной» определялась как температура фотонов. Происходило образование ядер ${}^4\text{He}$ (ядро ${}^4\text{He}$ состоит из двух протонов и двух нейтронов). Тонкость этого процесса заключается в том, что ядро ${}^4\text{He}$ уже устойчиво при этой температуре, но его образование идет через ядро дейтерия (т. е. тяжелого водорода), содержащего один протон и один нейтрон. Энергия связи ядра дейтерия чрезвычайно мала, в силу чего оно легко распадается при температуре порядка $3 \cdot 10^9$ К. Этот эффект, в частности, препятствовал тому, чтобы образовывались ядра тяжелее ${}^4\text{He}$. Нейтронно-протонное соотношение к этому моменту стало равным 17 : 83.

Когда температура упала до 10^9 К, а произошло это примерно через 3 мин от начала возникновения Вселенной, ядра ${}^4\text{He}$ и трития (еще более тяжелого изотопа водорода, ядро которого состоит из одного протона и двух нейтронов, практически стабильного — время полураспада около 12,5 лет) уже могли существовать, практически не подвергаясь распаду. Электроны и позитроны исчезли и в основном Вселенная состояла из фотонов, нейтронов и антинейтрино [напомним, что количество протонов и нейтронов во Вселенной было ничтожно; кстати, к этому моменту начала сказываться нестабильность нейтрона (время жизни около 16 мин), что совместно с падением температуры привело к изменению нейтронно-протонного соотношения 14 : 86].

Далее наступил очень интересный момент: температура настолько упала, что стали удерживаться от развала ядра дейтерия. Казалось бы, имелись все условия для образования тяжелых ядер. Но фактически ядра тяжелее ${}^4\text{He}$ не образовывались, ибо не существует стабильных ядер с шестью или восемью ядерными частицами.

На этом закончилась первая стадия эволюции Вселенной. Потом в течение примерно миллиона лет ничего существенного не происходило (в смысле изменения состава Вселенной), но Вселенная продолжала расширяться и остывать. В конце первой стадии вещество, из ко-

торого в дальнейшем образовывались звезды, состояло примерно из 25 % ^4He и 75 % водорода.

Спрашивается, имеются ли какие-нибудь наблюдательные факты (этот термин часто употребляется в астрофизике, поскольку там проводятся не эксперименты, в которых специально создаются нетривиальные условия, а лишь наблюдения), подтверждающие описываемую выше картину эволюции Вселенной, полученную на основе теоретических соображений?

Основным подтверждением существования большого взрыва, т.е. состояния Вселенной с очень высокой температурой, является обнаруженное около двух десятилетий тому назад микроволновое излучение. Это излучение имеет сейчас температуру порядка 3 К. Оно оказалось практически изотропным, а главное, его распределение по частотам полностью соответствует распределению, которое должно получиться в случае теплового равновесия. С учетом остывания за время эволюции Вселенной теперешняя температура излучения, равная 3 К, как раз соответствует тем колоссальным температурам, которые были в момент большого взрыва. В настоящее время интенсивность микроволнового излучения сравнима с яркостью охватывающего все небо Млечного Пути; за счет этого излучения отдельный индивид поглощает энергию примерно 10^{-5} Вт.

Более косвенные (в том смысле, что подобные выводы, по-видимому, могут получаться и в иных моделях, чем большой взрыв) данные, подтверждающие концепцию большого взрыва, основаны на соотношении водорода и ^4He во Вселенной в настоящее время. Это соотношение указывает на то, что в начальный момент времени не происходил синтез ядер тяжелых элементов. Кроме того, ^4He однородно распространен во Вселенной, что опять же подтверждает его образование на ранних стадиях развития Вселенной.

Вернемся к рассмотрению эволюции Вселенной после того, как основное вещество в ней, из которого образовались звезды, состояло из водорода и ^4He . При дальнейшем расширении и охлаждении Вселенной стали образовываться звезды. За счет гравитационного взаимодействия звезды сжимались, и в них повышалась температура. Когда эта температура оказалась достаточно высокой, начался синтез более тяжелых элементов из водорода и гелия. Существенно при этом, что фотонный

фон, во-первых, к этому моменту уже значительно остыл, а во-вторых, отделился от вещества звезд. Поэтому он не мешал возникновению тяжелых элементов. При образовании элементов легче железа происходит выделение энергии — этим пользуются для создания термоядерного оружия, в котором осуществляется реакция взаимодействия (с выделением энергии) дейтерия и трития, заканчивающаяся образованием ${}^4\text{He}$ и нейтрона, при которой дейтерий плюс тритий превращаются (с выделением энергии) в ${}^4\text{He}$ плюс нейтрон. (Как уже указывалось выше, тритий — нестабильный изотоп и для термоядерного оружия его приходится нарабатывать в ядерных реакторах; дейтерий по сравнению с обычным водородом встречается довольно редко и его приходится специальным образом отделять от обычного водорода.)

При образовании элементов тяжелее железа происходит поглощение энергии. Эти тяжелые элементы образуются в других космологических процессах, а именно при вспышках сверхновых звезд. Если ядра таких элементов каким-то образом разделить, то при этом выделится энергия. В настоящее время удается под действием нейтронов делить ядра некоторых актиноидов. (Спонтанное деление этих нуклидов происходит чрезвычайно медленно и поэтому не может служить основой получения энергии для промышленных целей.) Процесс деления ядер под действием нейтронов лежит в основе получения ядерной энергии, и о нем речь будет идти в последующих разделах книги.

Интересно следующее замечание. В нуклеосинтезе, протекающем при высоких температурах, практически ядра всех изотопов данного элемента образуются с одинаковой вероятностью. Но часть изотопов имеет стабильные ядра, а другая — нестабильные. Поэтому в настоящее время содержание разных изотопов в элементе различно. Если известны времена жизни ядер различных изотопов, то можно определить тот момент, когда их концентрации были равны, т. е. определить время «рождения» элементов.

Подводя итоги, подчеркнем следующее. Энергия, которая в настоящее время имеется во Вселенной, была получена ею при возникновении. Вселенная все время расширяется и остывает. Часть энергии накоплена в процессе нуклеосинтеза в ядрах элементов: энергию можно выделить в результате синтеза легких ядер и деления тяжелых.

1.2. ВИДЫ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Термин «излучение» в области научно-технического приложения физики ядерных реакторов, как правило, употребляется в нескольких смыслах. Строго говоря, термин, «излучение» первоначально относился только к излучению электромагнитных волн, в первую очередь световых. Но постепенно этот термин стал применяться и к более широкому классу явлений, относящихся к переносу энергии независимо от вида тех частиц, которые эту энергию переносят.

Прежде чем переходить к описанию различных видов излучения, необходимо оговорить, в каких единицах измеряется энергия излучения. В стандартной системе единиц СИ единицей измерения энергии является *джоуль* (Дж). Джоуль — это работа силы один ньютон (1 Н) при перемещении тела на расстояние 1 м в направлении действия силы. Ньютон — единица измерения силы, 1 Н равен силе, придающей телу массой 1 кг ускорение 1 м/с^2 в направлении ее действия. Килограмм — единица измерения массы. Эта единица постулируется (так же как единицы измерения длины и времени). В СИ за основные единицы приняты метр, секунда, килограмм. Это определение переносится и в область атомной науки и техники, что не особенно удобно. В области традиционной техники СИ адекватна рассматриваемым задачам. В области реакторной физики задачи по своему содержанию и формулировке далеки от задач, возникающих в традиционной технике и базирующихся главным образом на понятиях механики. Это относится прежде всего к выбору единиц энергии. Единица измерения энергии в ядерной физике возникла как единица измерения для перемещения единичного электрического заряда (в первую очередь заряда электрона) в электромагнитном поле. В области ядерной физики удобной оказалась единица энергии, соответствующая той энергии, которую приобретает электрон, проходя разность потенциалов в один вольт. Естественно, что подобная единица энергии называется *электрон-вольт*. Это внесистемная единица (внесистемными называются все единицы измерения, отличающиеся от единиц, употребляемых в СИ). Соотношение между электрон-вольт (эВ) и

прочими единицами следующее. Удобнее это соотношение написать для мегаэлектрон-вольта — миллиона электрон-вольт:

$$1 \text{ МэВ} = 10^6 \text{ эВ} = 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ эрг} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж} = \\ = 4,45 \cdot 10^{-20} \text{ кВт} \cdot \text{ч}.$$

В некоторых задачах физики ядерных реакторов приходится измерять величины в температурных единицах (например, при определении спектра нейтронов в реакторе при малых энергиях, когда играет роль температура среды), при этом 1 эВ соответствует температуре $1,16 \cdot 10^4$ К. Температуре $20,4^\circ\text{C}$ соответствует энергия 0,0253 эВ; при этой энергии нейтрон имеет скорость 2200 м/с.

Перейдем к перечислению видов излучения, играющих роль в физике реакторов. Все эти виды излучения объединяются в общее понятие «ионизирующее излучение».

Гамма-излучение. Под гамма-излучением (обозначается как γ -излучение) понимается электромагнитное (фотонное) излучение, испускаемое при ядерных превращениях. В табл. 1.1 приведены основные виды излучения в зависимости от энергии фотонов (или длины волны).

Таблица 1.1. Основные виды электромагнитного излучения

Вид излучения	Энергия фотонов, эВ	Длина волны, см
Радио (до УВЧ)	$< 0,00001$	> 10
Микроволновое	$0,00001 - 0,01$	$0,01 - 10$
Инфракрасное	$0,01 - 1$	$0,0001 - 0,01$
Видимое	$1 - 6$	$10^{-5} - 10^{-4}$
Ультрафиолетовое	$6 - 1000$	$10^{-7} - 2 \cdot 10^{-5}$
Рентгеновское	$1000 - 100\,000$	$10^{-9} - 10^{-7}$
Собственно гамма-излучение	$> 100\,000$	$< 10^{-9}$

В соответствии с законами квантовой механики для фотона (как для частицы без массы) длина волны обратно пропорциональна энергии. Если же частица имеет массу, то ее длина волны обратно пропорциональна массе и корню квадратному из энергии. Для нейтрона $\lambda = 0,287/E^{1/2}$, где $[E] = \text{эВ}$, а $[\lambda] = 10^{-8} \text{ см}$.

В ядерном реакторе имеется большое число γ -квантов, обусловленных переходом ядер из возбужденных

состояний в основное. Возбуждение ядер в реакторе происходит главным образом за счет захвата ими нейтронов (в значительно меньшей степени за счет захвата высокоэнергетических γ -квантов). Возникающие при внутриядерных переходах γ -кванты имеют большую энергию (порядка нескольких мегаэлектрон-вольт) и поэтому ухудшают радиологическую обстановку. Помимо «жестких» (т. е. обладающих большой энергией) γ -квантов, возникающих при внутриядерных переходах, в ядерном реакторе жесткие γ -кванты образуются непосредственно в процессе деления ядер (правда, на это уходит незначительная доля общей энергии, выделяющейся при делении, — всего лишь около 4 %). На рис. 1.1 приведен пример возбужденного состояния ядра.

Бета-излучение. Под бета-излучением (обозначается как β^\mp -излучение) понимается испускание электрона e^- (или позитрона e^+) при превращении в ядре нейтрона в протон или протона в нейтрон соответственно. Эти превращения происходят по схеме



где n — нейтрон; p — протон; $\bar{\nu}$ — антинейтрино; ν — нейтрино. Вообще говоря, нейтрон тяжелее протона, поэтому, казалось бы, первая реакция разрешена (и всегда будет происходить!), а вторая запрещена. Но это не так, ибо речь идет о распадах нейтрона и протона в ядрах (причем в конечном состоянии также образуется ядро) и необходимо учитывать энергию связи начальных и конечных ядер. Именно за счет связи в ядре нейтроны и не

распадаются, иначе не осталось бы вообще вещества в виде ядер, содержащих нейтроны.

Энергия связи нуклонов (нуклонами называются протоны и нейтроны) в ядре порядка нескольких мегаэлектрон-вольт. Разница масс нейтрона и протона также по-

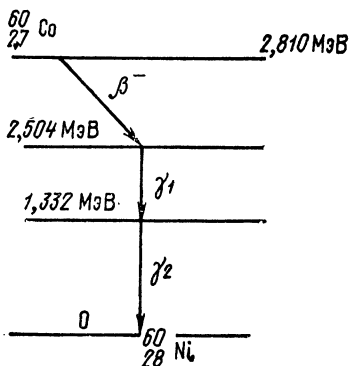
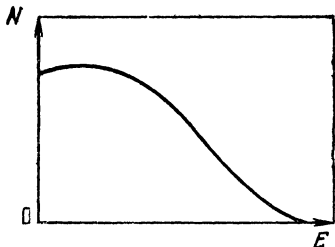


Рис. 1.1. Уровни $^{60}_{28}\text{Ni}$, образующегося при β -распаде $^{60}_{27}\text{Co}$

Рис. 1.2. Спектр электронов при β -распаде $^{135}_{54}\text{Xe}$



рядка мегаэлектрон-вольта [массы нейтрона и протона, измеренные в атомных единицах массы (а. е. м.), 1,00898 и 1,00758 соответственно; 1 а. е. м., определяемая как $1/12$ массы изотопа ^{12}C , равна 931,1 МэВ; при получении последнего равенства используется связь между массой и энергией $E=Mc^2$ (соотношение Эйнштейна), где c — скорость света в вакууме, равная $2,9979 \cdot 10^{10}$ см/с].

Так как в приведенных выше реакциях распада нейтрона и протона в конечном состоянии присутствует либо антинейтрино, либо нейтрино, т. е. имеются три частицы, то образующиеся электроны (и соответственно позитроны) немонохроматичны. На рис. 1.2 приведен характерный спектр образующихся электронов.

Электроны за счет электромагнитного взаимодействия сильно поглощаются веществом, так что при минимальном слое защиты они не представляют опасности для человека. Однако если имеется интенсивный неэкранируемый пучок электронов, то его попадание на человеческое тело может привести к неприятностям: поражению кожи или даже к потере зрения.

Нейтронное излучение. Нейтроны образуются в ядерном реакторе в процессе деления ядер. Энергия нейтронов деления лежит в области нескольких мегаэлектрон-вольт (центр распределения по энергиям соответствует $E_0 \approx 2$ МэВ). Вследствие замедления нейтронов в обычных энергетических реакторах спектр нейтронов простирается от нуля до нескольких мегаэлектрон-вольт. Взаимодействие нейтронов с веществом обусловлено сильным взаимодействием (сильное взаимодействие — специфичное для нуклонов взаимодействие, в частности, приводящее к образованию атомных ядер; оно примерно в 100 раз интенсивнее, чем электромагнитное; но сильное взаимодействие проявляется на очень малых расстояниях, порядка размера ядра, т. е. 10^{-13} см: если частицы сближаются на такие расстояния, то они сильно взаимодействуют). Электромагнитным взаимодействием нейтроны

не обладают, так как они нейтральны, а взаимодействие, обусловленное наличием у нейтрона магнитного момента, мало и представляет лишь большой экспериментально-научный, а не практический интерес.

В ядерных реакторах плотности потока нейтронов велики, и поэтому необходима защита от нейтронов. Но специфично то, что нейтроны в реакторе существуют лишь в момент протекания цепной реакции, в «заглушенном» реакторе, т.е. реакторе на нулевой мощности, плотность потока нейтронов практически равна нулю.

Альфа-излучение. Под альфа-излучением (обозначается как α -излучение) понимаются α -частицы, т.е. ядра ${}^4\text{He}$, испускаемые при ядерных превращениях. α -Частицы имеют заряд $+2$ и поэтому испытывают сильное электромагнитное взаимодействие с веществом. Небольшой слой защиты позволяет существенно ослабить излучение. Иначе обстоит дело, когда источники α -излучения расположены в воздухе (а тем более в дыхательных путях человека) и нет никаких защищающих экранов: тогда α -частицы могут принести большой вред.

Перечисленные виды излучения определяют в основном радиоактивность, возникающую в ядерных реакторах. Правда, имеется еще нейтринное излучение (как это следует из реакций, схемы которых приводились выше). Но это излучение представляет лишь очень большой научный интерес (проектируются даже специальные ядерные реакторы, основным назначением которых является получение потоков нейтрино высоких плотностей) и совершенно безопасно для живых организмов.

1.3. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

Взаимодействие излучения с веществом определяется взаимодействием с атомами (их ядрами и электронами), составляющими вещество. Конечно, специфика взаимодействия зависит от вида излучения и вида атомов. Но есть одно общее свойство, не зависящее от сортов сталкивающихся частиц, — любое взаимодействие можно охарактеризовать некоторой квантово-механической величиной, называемой *сечением реакции*. Квантово-механический характер сечения проявляется в том, что сечение определяет лишь вероятность того или иного

вида соударения. Если речь идет об одной-единственной налетающей частице, то предсказать ее поведение принципиально невозможно. Понятие вероятности имеет смысл только для большого (очень большого) числа актов взаимодействия. Но именно такое большое число актов взаимодействия и имеется при описании поведения нейтронов в реакторе или выходящих через защиту реактора различных частиц. Как же реально используется понятие сечения? Это далеко не праздный вопрос, ибо его решение лежит в основе технического проектирования ядерных реакторов.

Пусть имеется огромное количество частиц некоторого сорта, поведение которых мы изучаем. Для упрощения картины предположим, что все эти частицы имеют одинаковую энергию. Распределение этих частиц в пространстве и времени характеризуется величиной, называемой *плотностью потока* данных частиц (электронов, протонов, нейтронов, γ -квантов и т. п.). Плотность потока есть число частиц, проходящих через единичную площадку в единицу времени. В физике ядерных реакторов обычно в качестве единицы измерения длины выбирают сантиметр (см), а в качестве единицы измерения времени — секунду (с). Тогда единицей измерения плотности потока будет $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Обозначим сечение реакции σ . Сечение характеризует свойства атомов (или ядер) среды относительно взаимодействия с частицами. Измеряется сечение в физике реакторов в специальных единицах, называемых *барнами* (б): $1 \text{ б} = 10^{-24} \text{ см}^2 = 10^{-28} \text{ м}^2$. Если в единице объема (точнее, при выбранных нами единицах измерения — в 1 см^3) имеется n атомов (ядер) среды, то число взаимодействий в нем в единицу времени есть произведение $\sigma \Phi n$. Если на тонкий слой вещества толщиной Δx падает поток частиц, то плотность потока частиц Φ , выходящих из слоя, будет несколько меньшей: некоторое количество частиц $\Delta \Phi = \Phi n \Delta x$ провзаимодействует с атомами (ядрами вещества). Устремляя $\Delta x \rightarrow 0$, получаем элементарное дифференциальное уравнение для определения плотности потока частиц на глубине x :

$$d\Phi/dx = -\Phi \sigma n,$$

решение которого есть

$$\Phi(x) = \Phi(0) \exp(-\sigma n x), \quad (1.1)$$

где $\Phi(0)$ — плотность потока падающих на слой частиц.

В действительности при расчете спектра нейтронов в реакторе или расчете прохождения различных частиц через защиту реактора дело не сводится, конечно, к решению такого простого дифференциального уравнения, которое приведено выше. Но логика рассуждения остается прежней, а именно: использование законов сохранения (в рассмотренном нами случае это было утверждение: выходит из слоя столько частиц, сколько в него вошло, кроме тех, которые провозимодействовали) и описание элементарных актов при помощи сечений. При этом приходится вводить более конкретные сечения, например сечения, характеризующие процесс взаимодействия, при котором одновременно теряется определенная энергия, налетающая частица после взаимодействия летит в определенном направлении и т. п. Кроме того, приходится учитывать появление частиц меньших энергий, взаимодействие их в свою очередь с веществом и т. д. Поэтому расчет спектра нейтронов и прохождения частиц через защиту — задачи весьма трудоемкие. Раньше их пытались решать какими-нибудь полуаналитическими методами.

В настоящее время, время широкого использования электронно-вычислительных машин, подобные задачи решаются на ЭВМ, причем часто непосредственно путем имитирования на ЭВМ отдельных актов взаимодействия частиц с атомами (ядрами) вещества. Здесь особенно удобно, что характеристики элементарных актов взаимодействия — сечения — есть вероятностные понятия. Поэтому процесс взаимодействия «разыгрывают» путем выбора случайных чисел. Так проявляется полное единство теории и практики: вероятностные концепции квантовой механики явно реализуются в конкретных вычислениях, результаты которых служат основой для технического проектирования такого сложного агрегата, как ядерный реактор. Описанный метод решения задачи взаимодействия излучения с веществом называется методом Монте-Карло — в этом названии отражается тот факт, что расчет производится вероятностным способом (Монте-Карло — это известнейшее место сосредоточения различных игорных домов).

Способы передачи энергии веществу различны. И прежде чем перечислять особенности сечений для различных излучений, отметим следующие моменты.

Все виды взаимодействия излучения с веществом по характеру протекания можно разделить на упругие и неупругие. *Упругое взаимодействие (рассеяние)* характеризуется сохранением суммарной кинетической энергии частиц. В отдельном акте взаимодействия веществу может быть передана не любая энергия. Если частица первоначально имела энергию E , то в конце она может иметь энергию E' , лежащую в пределах $\epsilon E \leq E' \leq E$. Значение ϵ определяется законами классической механики и оказывается равным $\epsilon = (M - m)^2 / (M + m)^2$, где M и m — массы сталкивающихся частиц.

Проанализируем эту формулу. Если $M \gg m$, то $\epsilon = 1$, т. е. очень легкая частица после соударения с очень тяжелой частицей не теряет энергии. Если же $M = m$, то частица, первоначально имевшая энергию E , может полностью передать ее частице, с которой она соударилась.

Неупругие процессы характеризуются переходом (полным или частичным) кинетической энергии движущейся частицы в другие формы, например в энергию возбуждения атома или ядра, в энергию излучения и т. п.

Взаимодействие α - и β -излучений с веществом. Основными процессами взаимодействия заряженных частиц сравнительно малых энергий (≤ 20 МэВ) с веществом являются упругое и неупругое рассеяния, тормозное излучение. Упругое рассеяние происходит в результате электромагнитного взаимодействия заряженных частиц с кулоновским полем ядра. При этом изменяется направление движения частицы, а ее энергия практически остается такой же, как и до взаимодействия.

Неупругое рассеяние происходит при взаимодействии заряженной частицы с электронами атома. При этом часть энергии частицы передается электрону, который в результате либо переходит в более высокое энергетическое состояние, либо вылетает за пределы атома. В первом случае говорят о возбуждении, во втором — об ионизации атома. Одновременно с уменьшением энергии налетающая частица изменяет направление первоначального движения. Электроны, выбитые из атомов среды, способны производить вторичную ионизацию атомов. Другой неупругий электромагнитный процесс — тормозное (радиационное) излучение — возникает при торможении заряженной частицы в электрическом поле атомного ядра.

Важнейшие физические характеристики заряженных частиц — удельная потеря энергии (количество энергии, теряемой частицей на единице пути) и пробег. *Удельная потеря энергии* на ионизацию не зависит от массы частицы, пропорциональна квадрату ее заряда и концентрации электронов в среде и обратно пропорциональна квадрату скорости частицы. Обычно процессы ионизации играют доминирующую роль в потерях энергии заряженными частицами. Так, для электронов с энергией 1 МэВ потери энергии из-за упругого взаимодействия меньше ионизационных потерь примерно в 20 раз, а в случае α -частиц вклад упругого рассеяния в замедление вообще не заметен. Радиационные потери энергии существенны только для быстрых электронов, если их энергия превышает несколько мегаэлектрон-вольт. Для остальных частиц радиационные потери не важны: они обратно пропорциональны квадрату массы частицы.

Таблица 1.2. Пробеги α - и β -частиц в воздухе и биологической ткани, см

Энергия частиц* МэВ	α -частица		β -частица	
	Воздух	Ткань	Воздух	Ткань
0,05	0,06	—	2,7	$3,4 \cdot 10^{-3}$
0,1	0,10	—	9,3	0,012
0,6	0,38	—	150	0,17
1,0	0,52	$7,2 \cdot 10^{-4}$	290	0,34
2,0	1,0	$1,4 \cdot 10^{-3}$	660	0,78
3,0	1,7	$2,2 \cdot 10^{-3}$	$1,0 \cdot 10^3$	1,2
5,0	3,5	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$1,7 \cdot 10^3$	2,1

* Для β -частиц приведена максимальная энергия в спектре.

В таблице 1.2 приведены пробеги α - и β -частиц в воздухе и биологической ткани. Как видно из таблицы, пробеги, особенно α -частиц, очень малы. Слой воздуха толщиной 10 см, тонкая фольга, резиновые перчатки, одежда полностью экранируют α -частицы.

Хотя пробег β -частиц значительно больше, чем α -частиц, защита от β -излучения не вызывает проблем. Несколько миллиметров алюминия или стекла обычно полностью экранируют поток β -частиц. Однако для высокоактивных источников β -частиц с энергией, превышающей 1 МэВ, приходится учитывать, что часть энер-

гии уносится высокоэнергетическими γ -квантами, возникающими при торможении β -частиц и обладающими большой проникающей способностью.

Взаимодействие γ -излучения с веществом. В области энергии γ -квантов от 20 кэВ до 10 МэВ, к которой относятся γ -кванты реакторных источников излучений и встречающихся в природе радионуклидов, основными процессами взаимодействия с веществом являются фотоэффект, комптоновское рассеяние (комpton-эффект) и образование электронно-позитронных пар.

Остановимся крайне бегло на физике перечисленных процессов. При фотоэффекте падающий γ -квант поглощается, передает всю свою энергию одному из атомных электронов, в результате чего последний покидает атом. Сечение фотоэффекта для различных сред лежит в пределах от 100 до 10 000 б и пропорционально $Z^5/E^{7/2}$, где Z — заряд ядра атома поглощающей среды; E_γ — энергия γ -кванта. Поэтому фотоэффект играет особо существенную роль лишь в случае γ -квантов небольших энергий и тяжелых веществ, т. е. материалов с большим Z .

В отличие от фотоэффекта комптоновское рассеяние не приводит к полному поглощению γ -кванта. Этот процесс состоит в следующем: γ -квант в результате упругого взаимодействия передает часть энергии электрону и при этом рассеивается, а электрон начинает двигаться. Комптоновское рассеяние преобладает над другими процессами взаимодействия γ -квантов в довольно широком диапазоне энергий: от 0,5 до 5 МэВ в свинце; от 1 до 10 МэВ в железе, и от 0,02 до 23 МэВ в воздухе.

Образование электронно-позитронных пар происходит в электромагнитном поле ядра или атомного электрона. При этом γ -квант рождает пару электрон — позитрон, которой и передает всю свою энергию (по законам сохранения распасться на электрон — позитрон в отсутствие дополнительного тела γ -квант не может). Для того чтобы рождение пары произошло, энергия γ -квантов должна превышать 1,02 МэВ.

Таким образом, в результате всех процессов замедления и захвата γ -квантов происходит ионизация вещества. Это крайне важный момент: если речь идет о ткани человеческого тела, то ионизация и обуславливает вредное биологическое воздействие излучения на живой организм.

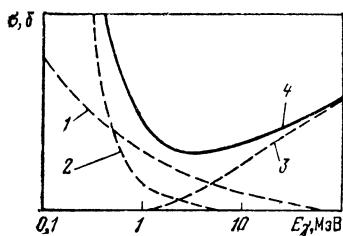


Рис. 1.3. Зависимость сечения поглощения от энергии γ -квантов:
1 — комpton-эффект; 2 — фотоэффект;
3 — рождение пар; 4 — суммарный эффект

Из характера зависимости сечений от энергии γ -излучения и заряда среды следует, что в области малых энергий основной механизм взаимодействия γ -излучения со средой — фотоэффект, в промежуточной области — комpton-эффект, а в области больших энергий — образование пар. Границы энергетических областей преимущественного протекания каждого из процессов зависят от вещества. Так, в табл. 1.3 для алюминия и свинца приведены границы областей, в которых преобладает тот или иной процесс.

Таблица 1.3. Границы энергетических областей превалирования процессов, МэВ

Вещество	Фотоэф. фкт	Комптон-эффект	Образование пар
Алюминий	До 0,05	0,05—15	Более 15
Свинец	До 0,5	0,5—5,0	Более 5

Представление об относительной роли различных процессов в поглощении γ -квантов можно получить из качественной зависимости на рис. 1.3. Полное сечение взаимодействия является суммой сечений трех процессов $\sigma = \sigma_{\text{фот}} + \sigma_{\text{компт}} + \sigma_{\text{пар}}$. По оси абсцисс используется логарифмический масштаб (что, конечно, несколько снижает наглядность приводимой зависимости).

Часто оказывается удобнее вместо микроскопических сечений σ использовать макроскопические Σ , которые получаются из микроскопических умножением на число ядер в единице объема n : $\Sigma = n\sigma$. Сумму макроскопических сечений

$$\mu = \Sigma_{\text{фот}} + \Sigma_{\text{компт}} + \Sigma_{\text{пар}}$$

называют *линейным коэффициентом ослабления* γ -излучения в веществе.

В табл. 1.4 приводятся значения линейного коэффициента ослабления γ -излучения для железа, бетона и свинца. В ядерной энергетике железо (в виде стали тех или иных марок) применяется для баков реакторов; из бетона делается защита; свинец же, как тяжелый элемент, может специально применяться в качестве защиты от γ -квантов.

Таблица 1.4. Линейный коэффициент ослабления γ -излучения для железа, бетона и свинца и линейный коэффициент поглощения в свинце, см⁻¹

Энергия, МэВ	Коэффициент ослабления			Коэффициент поглощения
	Железо	Бетон	Свинец	Свинец
0,04	26,8	1,22	151	136
0,06	8,72	0,596	50,8	46,5
0,08	4,22	0,442	23,6	21,5
0,10	2,60	0,382	60,3	25,3
0,20	1,06	0,285	10,7	7,09
0,40	0,717	0,219	2,44	1,63
0,60	0,595	0,185	1,33	0,811
0,80	0,520	0,163	0,952	0,550
1,00	0,467	0,146	0,771	0,429
2,00	0,333	0,103	0,508	0,277
3,00	0,284	0,0837	0,468	0,268
4,00	0,260	0,0754	0,472	0,299
6,00	0,240	0,0619	0,494	0,313
8,00	0,234	0,0561	0,520	0,339

Обращает на себя внимание следующее. Во-первых, только для свинца в рассматриваемом диапазоне энергий наблюдается увеличение коэффициента линейного ослабления γ -излучения с ростом энергии, обусловленное процессами рождения пар. Во-вторых, свинец существенно сильнее поглощает γ -кванты, чем железо или бетон. Дополнительно к данным табл. 1.4 полезно иметь в виду следующие цифры: интенсивность потока γ -квантов с энергией, равной 2 МэВ, падает в 10 раз при прохождении 47 см воды, или 22 см бетона, или 6,9 см железа, или 4,5 см свинца.

Коэффициент ослабления характеризует суммарную вероятность взаимодействия с веществом, приводящего

как к поглощению, так и к рассеянию γ -квантов. Для характеристики степени поглощения γ -квантов используют другую величину — *коэффициент истинного поглощения* (или просто *коэффициент поглощения*) *энергии*. Коэффициент поглощения μ_p отражает факт частичной передачи энергии γ -квантов среде при комптоновском рассеянии и численно равен коэффициенту ослабления минус коэффициент рассеяния при комптоновском взаимодействии. Линейные коэффициенты поглощения γ -излучения в свинце приведены в последнем столбце табл. 1.4. Сравнение показывает, что в результате рассеяния γ -излучения коэффициенты поглощения примерно на 40 % меньше соответствующих коэффициентов ослабления. Это обстоятельство указывает на крайне важную роль многократного рассеяния γ -излучения в поглощающей среде.

В результате многократного рассеяния изменение плотности потока γ -квантов (или создаваемой ими дозы) при прохождении поглощающего слоя толщиной x уже не может быть описано простым уравнением типа (1.1). Вклад рассеянного излучения обычно учитывают введением в закон ослабления сомножителя B — фактора накопления γ -излучения:

$$\Phi(x) = B\Phi(0) \exp(-\mu x). \quad (1.2)$$

Ясно, что фактор накопления больше единицы или равен ей, когда рассеянием можно пренебречь. Фактор накопления зависит от многих переменных: регистрируемого эффекта (что именно измеряется или рассчитывается — плотность потока, доза или другие характеристики излучения), энергии γ -квантов, атомного номера и толщины материала защиты, геометрии и компоновки защиты и т. д. Значения факторов накопления измеряют экспериментально или специально рассчитывают (например, с помощью метода Монте-Карло). Чтобы дать количественное представление о факторах накопления, отметим, что при энергии γ -квантов 2,5 МэВ для слоя воды толщиной 50 см дозовый фактор накопления примерно равен 2,5, а для слоя толщиной 1 м достигает 4,5. При энергии γ -квантов в 10 раз меньших ($E = 0,25$ МэВ) и толщине слоя воды 50 см дозовый фактор весьма велик и равен примерно 50. Таким образом, слой воды толщиной 50 см уменьшает дозу не в 500 раз, как это следует из (1.1) [если учитывать только нерас-

сеянное излучение, то $\exp(-\mu x) = 500]$, а примерно в 10 раз. Другими словами, рассчитывая защиту, обязательно нужно учитывать многократное рассеяние.

Взаимодействие нейтронов с веществом. Взаимодействие нейтронов с ядрами вещества составляет, пожалуй, один из самых важных классов взаимодействия в ядерной физике. Объясняется это просто: благодаря взаимодействию нейтронов с ядрами урана ядерный реактор работает.

Нейтроны не имеют электрического заряда, а поэтому не взаимодействуют с электрическим полем. При взаимодействии с ядрами атомов нейтроны в зависимости от энергии могут вступать в различные ядерные реакции: упругое и неупругое рассеяние, деление, поглощение с последующим испусканием γ -квантов или заряженных частиц и т. д. Сечения этих реакций являются сложными функциями энергии нейтронов и значительно различаются для элементов и даже для изотопов одного элемента. Иногда различие сечений для изотопов достигает очень большого значения. Так, изотопы ^{10}B , ^{135}Xe , ^{155}Gd и ^{157}Gd поглощают нейтроны существенно сильнее, чем прочие изотопы соответствующих элементов.

Рассеяние нейтронов на ядрах может быть двух типов: упругое и неупругое. В первом случае нейтрон рассеивается на ядре как на нечто целом, при этом потеря энергии нейтрона определяется элементарной кинематикой, подобной той, какая имеет место при упругом рассеянии бильярдных шаров (именно на основе подобной кинематики и было получено приведенное выше значение ε — относительное минимальное значение энергии частицы после рассеяния). Во втором случае часть кинетической энергии нейтрона уходит на возбуждение ядра, которое из возбужденного состояния переходит в основное, как правило, с испусканием γ -кванта.

Сечение рассеяния нейтронов с низкой энергией почти для всех элементов лежит в области от 1 до 10 б. На рис. 1.4 на примере ядра ^{12}C приведено типичное поведение сечения рассеяния для элементов с небольшой атомной массой. Хорошо просматриваются пики в сечении, называемые резонансными. Обусловлены резонансы внутренней структурой ядра — при некоторых, совершенно строго определенных энергиях нейтрона его взаимодействие с ядром оказывается существенно более вероятным.

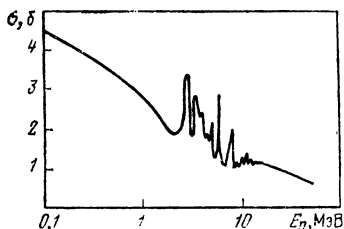
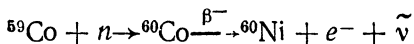


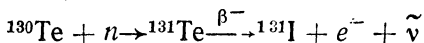
Рис. 1.4. Сечение рассеяния для ^{12}C

Если при рассеянии нейтроны теряют энергию, но остаются нейтронами, то при *поглощении ядрами* они перестают существовать как свободные частицы. Это

очень существенно для протекания цепной реакции деления в ядерном реакторе. Но при этом нейтроны не пропадают. Согласно закону сохранения нуклонов, которыми являются протоны и нейтроны, возможен переход нейтрон \rightleftharpoons протон, но не их исчезновение. (Подчеркнем, что в этой книге мы несколько упрощаем ситуацию: строго говоря, за счет слабых взаимодействий нуклоны могут переходить в гипероны; это явление, играющее основополагающую роль в физике элементарных частиц, не имеет ни малейшего значения для физики ядерных реакторов, ибо гипероны живут ничтожно малое время — порядка 10^{-10} с.) В результате поглощения (радиационного захвата) нейтрона образуется ядро более тяжелого изотопа, которое, как правило, бывает неустойчивым и распадается главным образом в результате β -распада (сопровождается γ -излучением; последнее обстоятельство обусловлено тем, что при β -распаде конечное ядро образуется в возбужденном состоянии). Процесс радиационного захвата нейтронов используется в технике для получения искусственных радиоактивных нуклидов. Типичными примерами подобных процессов является получение ^{60}Co по реакции



(радиоактивный распад ^{60}Co сопровождается испусканием β -частиц с максимальной энергией 1,33 МэВ); получение ^{131}I по реакции



(распад ^{131}I сопровождается испусканием β -частиц с максимальной энергией 0,807 МэВ и γ -квантов с максимальной энергией 0,723 МэВ); получение ^{192}Ir из ^{191}Ir и т. п. Однако получение искусственных радиоактивных изотопов, хотя и очень важная народнохозяйственная проблема, но к физике ядерных реакторов (тем более

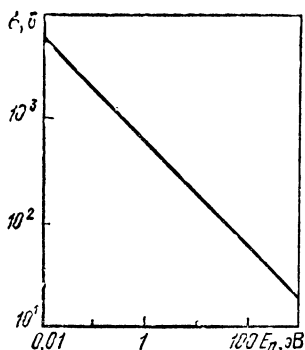


Рис. 1.5. Сечение поглощения для бора

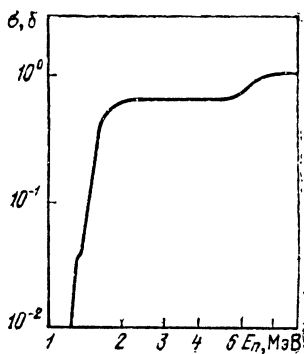


Рис. 1.7. Сечение деления ^{238}U

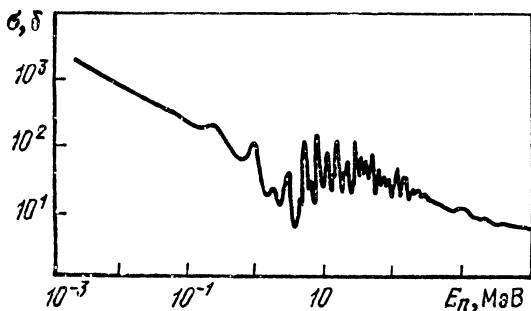


Рис. 1.6. Сечение деления ^{235}U

энергетических) непосредственного отношения не имеет.

Почти для всех ядер в области низких энергий нейтронов обнаружено характерное поведение сечения поглощения, при котором его значение изменяется обратно пропорционально скорости нейтронов (так называемая область $1/v$). В логарифмическом масштабе сечение поглощения нуклида, удовлетворяющего закону $1/v$, изменяется линейно с изменением энергии нейтронов. Примером элемента с особенно обширной $1/v$ -областью может служить бор (рис. 1.5). Поглощение нейтронов в боре обусловлено почти исключительно изотопом ^{10}B , содержание которого в смеси изотопов бора составляет 19,8 %. Отметим, что высокое сечение поглощения

бора часто используется на практике. Например, бор применяется в качестве поглотителя нейтронов в стержнях регулирования ядерного реактора. Однако подавляющее большинство нуклидов в отличие от бора не имеют столь широкой $1/v$ -области. В районе нескольких электрон-вольт (иногда десятых долей электрон-вольта) и выше появляются резонансные уровни, в результате чего сечение резко возрастает. Поэтому принято всю шкалу энергии нейтронов делить на три области: тепловых нейтронов (примерно до 0,2—0,3 эВ), резонансных нейтронов (при энергиях от нескольких электрон-вольт до нескольких килоэлектрон-вольт) и быстрых нейтронов (при энергии в несколько килоэлектрон-вольт и выше).

Одна из важнейших реакций, также сопровождающаяся захватом нейтрона, — это *реакция деления*, в результате которой ядро делится на две примерно равные по массе части. Крайне важно, что при делении ядра образуются новые вторичные нейтроны: два-три на акт деления. Возникновение большего количества нейтронов, чем затрачивается, и предопределяет в соответствующих условиях возможность цепной реакции деления ядер.

Основные закономерности сечений деления качественно такие же, как и сечений радиационного захвата нейтронов. Из рис. 1.6 видно, что в промежуточной области энергий сечение деления ^{235}U имеет резонансную структуру с близкорасположенными резонансами. В тепловой области сечение изменяется по закону $1/v$.

Делятся далеко не все ядра, а только ядра тяжелых элементов, начиная с тория. Чтобы ядро разделилось, ему нужно сообщить дополнительную энергию, например, в результате облучения нейтронами. Обнаружено, что существуют ядра нескольких тяжелых элементов (^{233}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{241}Pu), способные делиться при взаимодействии даже с низкоэнергетическими тепловыми нейтронами. Такие ядра называются *делящимися*.

Другие тяжелые ядра, например как ^{238}U и ^{232}Th , делятся под действием нейтронов больших энергий, а именно под действием быстрых нейтронов, энергия которых превышает определенное пороговое значение. Пороговая энергия деления ядра ^{238}U равна примерно 1 МэВ (рис. 1.7).

Существенный интерес представляет также явление

спонтанного деления ядер, наблюдаемое для урана и некоторых изотопов трансурановых элементов. В этом случае тяжелые ядра делятся самопроизвольно, а не в результате захвата нейтрона. Согласно законам классической физики спонтанного деления быть не должно — без помощи извне энергетический барьер не преодолеть. Однако спонтанное деление существует и может быть объяснено в рамках квантовой механики. Специфику квантово-механического процесса спонтанного деления можно продемонстрировать на следующей элементарной аналогии. Предположим, что в стакане, расположенном на столе, находится шарик. Если бы шарик находился на полу, то его энергия (в данном случае потенциальная) была бы меньше. Поэтому состояние, при котором шарик находится на полу, энергетически более выгодно. В природе все устроено так, что система пытается занять энергетически более выгодное состояние, т. е. состояние с наименьшей энергией. Но в рассматриваемом примере шарик без посторонней помощи, связанной с подводом энергии извне, не может преодолеть стенки стакана (как говорят, шарик находится в потенциальной яме, окруженный потенциальным барьером). Такова ситуация в классической механике. Но если вместо шарика имеется квантово-механический объект (каковым, например, являются осколки деления ядер) в потенциальной яме, то имеется определенная вероятность этому объекту пройти сквозь потенциальный барьер. Такой переход, называемый *туннельным эффектом*, и обуславливает деление ядер.

В общем случае скорость спонтанного деления очень мала. Например, период полураспада ^{238}U при спонтанном делении равен примерно 10^{16} лет, а ^{235}U и ^{239}Pu — еще больше.

Кроме реакции деления размножение нейтронов происходит также и в реакции $(n, 2n)$. Эта реакция на ядрах тяжелых элементов имеет порог около 6—7 МэВ, и ее среднее сечение для спектра нейтронов, характерного для реакторов на тепловых нейтронах, не превышает нескольких десятков миллибарн. Несмотря на такое малое значение сечений, пороговые реакции играют существенную роль в образовании некоторых радиоактивных нуклидов (например, ^{232}U , ^{236}Pu), влияющих на радиационные характеристики отработавшего ядерного топлива.

Заканчивая обзор основных процессов взаимодействия нейтронов с веществом, следует отметить, что при попадании нейтронов на тело человека, так же как и γ -квантов или α , β -частиц, их воздействие сводится в конечном счете к ионизации биологической ткани. Эта ионизация обусловлена главным образом тремя основными процессами:

1) захватом нейтронов ядрами азота по реакции $^{14}_7\text{N}(n, p) ^{14}_6\text{C}$. В результате образуются протоны со средней энергией 0,6 МэВ, ионизирующие биологическую ткань;

2) захватом нейтронов ядрами водорода по реакции $\text{H}(n, \gamma) ^2_1\text{H}$. Ионизацию производят γ -кванты с энергией 2,18 МэВ, возникающие при радиационном захвате;

3) упругим рассеянием нейтронов на ядрах водорода, кислорода, углерода и азота. Ионизацию производят ядра отдачи.

1.4. ЕСТЕСТВЕННЫЕ ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Естественные источники излучения делятся на два типа. К первому относятся те источники, которые расположены вне Земли. Испускаемое ими излучение приходит на Землю из космоса и поэтому называется космическим (космические лучи). Ко второму относятся радиоактивные источники, входящие в состав вещества Земли.

Космическое излучение. В настоящее время установлено, что космическое излучение, т. е. частицы, падающие на Землю из космоса, образуются при вспышках сверхновых звезд нашей Галактики. Это так называемое галактическое космическое излучение. Его энергия весьма высока (вплоть до 10^{21} эВ = 10^{15} МэВ). Кроме того, на Землю падают частицы, испускаемые Солнцем, — солнечное космическое излучение. Его энергия существенно ниже (не выше 10^{10} эВ = 10^4 МэВ).

Состав галактического космического излучения, падающего на Землю, примерно следующий: 90 % — протоны, 7 % α -частицы, 1 % — ядра элементов более тяжелых, чем ^4He . Распространение элементов в составе космического излучения примерно соответствует их

распространению во Вселенной. Имеется лишь два исключения, обусловленных следующими физическими причинами. Во-первых, значительно большее количество легких ядер (литий, бериллий, бор), что вызвано расщеплением тяжелых ядер при столкновении с атомами межзвездной среды. Количественные оценки этого эффекта позволяют оценить расстояние, проходимое галактическим излучением от рождения до попадания в околоземное пространство: оно оказывается равным в массовых единицах около 3 г/см^2 . Время жизни космического излучения в Галактике порядка $3 \cdot 10^7$ лет. Во-вторых, в составе космического излучения значительно больше тяжелых ядер ($Z > 20$), чем в среднем в веществе Вселенной. Это объясняется тем, что в источнике космического излучения более тяжелые ядра эффективнее ускоряются, чем легкие.

При движении в космическом пространстве частицы ускоряются и перемешиваются, проходя через нерегулярные и неоднородные межзвездные магнитные поля. Космическое излучение от различных источников долгое время диффундирует в Галактике, в результате чего происходит сильное перемешивание и изотропизация.

Плотность потока галактического излучения у Земли порядка $1 \text{ част./}(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Энергетический спектр галактического космического излучения качественно имеет следующий вид. При полной энергии ϵ , меньшей чем 10^9 эВ , количество частиц практически от энергии не зависит. В диапазоне энергий $10^9 \leq \epsilon \leq 10^{10} \text{ эВ}$ наблюдается некоторое уменьшение количества частиц больших энергий. В области энергий $10^{10} - 10^{15} \text{ эВ}$ спектр всех частиц описывается степенной функцией вида $\epsilon^{-1.7}$. В интервале $10^{15} - 10^{17} \text{ эВ}$ имеет вид $\epsilon^{-2.2}$. Исходя из спектра галактического космического излучения, можно вычислить его плотность энергии в пространстве. Она равна $10^{-12} \text{ эрг/см}^3 = 0,6 \text{ эВ/см}^3$. Попадая в магнитное поле Земли, космическое излучение, состоящее из заряженных частиц, отклоняется от первоначального направления. Отклонение тем сильнее, чем меньше геомагнитная широта места наблюдения. Поэтому на экватор приходят, например, протоны с энергией, большей чем $1,5 \cdot 10^{10} \text{ эВ}$, а на широту 51° — с энергией, большей чем $2,5 \cdot 10^9 \text{ эВ}$. Поскольку с ростом энергии плотность потока частиц падает, на экваторе наблюдается меньшая

интенсивность космического излучения. Последний эффект называется *широтным эффектом*.

Кроме того, максимальная энергия, которую может иметь космическое излучение на поверхности Земли, обусловлена излучением в магнитном поле Земли. Это так называемый *эффект Померанчука*. Установление этого эффекта предопределило открытие синхротронного излучения, т.е. излучения электромагнитной волны заряженными частицами, движущимися с релятивистскими скоростями в однородном магнитном поле.

В отличие от галактического солнечное космическое излучение наблюдается эпизодически после некоторых хромосферных вспышек. Его состав соответствует составу элементов на Солнце (с преимущественным преобладанием более тяжелых элементов, что обусловлено их большим ускорением), энергетический спектр — более быстро падающий (этот спектр изменяется от события к событию; показатель степени колеблется в пределах 2—7). Интенсивность солнечного космического излучения сильно колеблется. Наибольшая интенсивность соответствовала $7 \cdot 10^4$ част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) (4 августа 1972 г.). Длительность возрастания интенсивности — от нескольких суток до нескольких часов.

Наконец, отметим следующее. Космическое излучение попадает из космоса на поверхность атмосферы. Проходя атмосферу, первичное космическое излучение многократно взаимодействует с веществом атмосферы. Так, пробег протонов относительно ядерных взаимодействий (порядка 90 г/см^2) составляет примерно $1/11$ всей толщи атмосферы. Поэтому протоны успевают в атмосфере полностью провзаимодействовать, и на уровне моря регистрируется вторичное космическое излучение, состоящее из трех компонент: ядерно-активной, мюонной и электронно-фотонной. Ядерно-активную компоненту составляют нуклоны и не успевшие распасться π^\pm -мезоны. На уровне моря остается 1 % ядерно-активных частиц. Мюонная (и нейтринная) компонента состоит из мюонов и нейтрино, образовавшихся в результате распада мезонов по схеме $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \bar{\nu}$. И мюоны, и нейтрино — слабодействующие частицы. Поэтому нейтрино (стабильные частицы) уходят, а мюоны (время жизни $2,2 \cdot 10^{-6}$ с; масса $105,7 \text{ МэВ}$, т. е. в 207 раз больше массы электрона) распадаются.

Электронно-фотонная компонента возникает в результате распада π^0 мезона по схеме $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ и дальнейшего возникновения электронно-позитронных пар и новых γ -квантов в результате тормозного излучения. Повторение этих процессов приводит к лавинным процессам. Если первичная частица имела энергию, превосходящую 10^{14} эВ, то в образующемся каскаде частиц их число может достигать 10^6 — 10^9 . Подобные каскады называются *широкими атмосферными ливнями* и являются прямотаки находкой для экспериментаторов, изучающих элементарные частицы.

В заключение стоит отметить, что космическое излучение — это тот радиоактивный фон, который сопровождал и сопровождает развитие и эволюцию жизни на Земле. Более того, он в существенной степени определял и направление эволюции жизни, ибо являлся причиной генетических мутаций. Как мы видим, все обошлось достаточно благополучно и генотип человечества достаточно хороший. Задача же заключается в том, чтобы его непоправимо не испортить за счет создания человеком искусственных источников ионизирующего излучения. В настоящее время одним из подобных потенциальных источников являются ядерный реактор и, конечно, ядерные войны.

Радиоактивность вещества Земли. Земля возникла около 4,7 млрд. лет тому назад. В момент ее возникновения в веществе содержались радиоактивные нуклиды с самыми различными временами жизни. Однако к настоящему времени остались только те из них, периоды полураспада которых достаточно велики, и, конечно, радиоактивные нуклиды, являющиеся продуктами распада долгоживущих радионуклидов, даже те, которые обладают и небольшими периодами полураспада. Просто в радиоактивном ряде — а так называется последовательность генетически связанных радиоактивных нуклидов, в которой каждый последующий нуклид возникает в результате α - или β -распада предыдущего, — устанавливается равновесие концентраций нуклидов. Время установления «векового равновесия» равно нескольким временам полураспада наиболее долгоживущего промежуточного члена ряда. Поэтому в земной коре присутствуют все члены естественных рядов, в том числе и быстрораспадающиеся. В равновесном состоянии отношение концентраций двух следующих один за

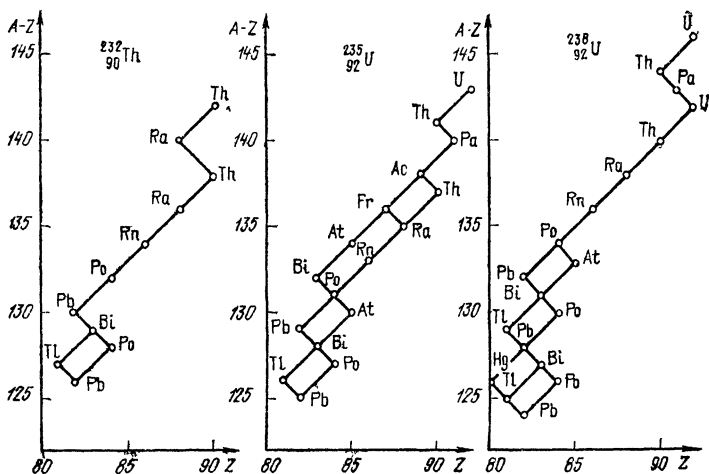


Рис. 1.8. Естественный радиоактивный ряд $^{232}_{90}\text{Th}$

Рис. 1.9. Актиноурановый радиоактивный ряд

Рис. 1.10. Уран-радиевый радиоактивный ряд

другим нуклидов радиоактивного ряда x_i и x_{i+1} выражается через соответствующие времена полураспадов так: $x_i/x_{i+1} = T_{1/2}^{(i+1)}/T_{1/2}^{(i)}$. Известны три естественных радиоактивных ряда, начинающихся соответственно с нуклидов $^{232}_{90}\text{Th}$, $^{235}_{92}\text{U}$, $^{238}_{92}\text{U}$. Ряды $^{235}_{92}\text{U}$ и $^{238}_{92}\text{U}$ имеют специальные названия — ряд актиноурана и ряд урана — радия соответственно. Кроме того, имеется еще радиоактивный ряд, начинающийся с $^{237}_{93}\text{Np}$; точнее говоря, такой ряд когда-то существовал в природе, но из-за сравнительно малого периода полураспада первого члена ряда $^{237}_{93}\text{Np}$ в настоящее время в природе членов этого ряда уже нет (но все они получены искусственным путем в ядерных реакторах). На рис. 1.8—1.10 приведены схемы первых трех радиоактивных рядов. По оси абсцисс отложен порядковый номер элементов (что совпадает с числом протонов в ядре), а по оси ординат — число нейтронов в ядре. Движение на два деления влево по оси абсцисс и на два деления вниз по оси ординат соответствует α -распаду; движение на одно деление вправо по оси абсцисс и на одно деление вниз по оси

ординат — β -распаду. На схемах видно, что в радиоактивных рядах имеются разветвления, т.е. некоторые промежуточные нуклиды могут распадаться путем как α -распада, так и β -распада. Но каждый естественный радиоактивный ряд начинается с определенного нуклида и определенным нуклидом заканчивается. Для общего представления заметим, что в 1 т естественного урана содержится 0,36 г ^{226}Ra и $1,3 \cdot 10^{-9}$ г ^{218}Po .

Уран, на котором в настоящее время базируется ядерная энергетика, — весьма распространенный и сильно рассеянный в земной коре элемент. Его среднее содержание в земной коре составляет примерно $3 \cdot 10^{-4} \%$. Встречающийся в природе уран состоит из трех изотопов: ^{238}U (99,275 %), ^{235}U (0,72 %) и ^{234}U (0,0054 %). Все эти изотопы урана радиоактивны, самопроизвольно распадаются с испусканием α -частиц и испытывают слабое спонтанное деление.

Малое содержание ^{235}U в природе не дает возможности развиваться цепной реакции деления ядер. Однако это утверждение, совершенно справедливое сегодня, оказывается неверным по отношению к давно прошедшему времени.

Известно, что период полураспада ^{235}U в 6 раз меньше, чем изотопа урана ^{238}U . Поэтому 2 млрд. лет тому назад содержание ^{235}U в природном уране было значительно выше, чем сейчас, и составляло около 3 %. Но при таких концентрациях ^{235}U уже возможно возникновение критической системы, состоящей из урана и воды, что и произошло в свое время в Окло (Габон): там в течение 600 млн. лет (!) работал природный реактор мощностью около 25 кВт. Это было достоверно установлено по анализу руды из района месторождения. Правда, по современным понятиям плотность потока нейтронов в природном реакторе была не так уж велика — всего около $10^8 \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$, но и в этих условиях трудно представить, насколько опасной была радиационная обстановка в прилегающей местности.

ЭСКИЗ ИСТОРИИ СОЗДАНИЯ ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

Как в логическом, так и в историческом плане в создании теории ядерных реакторов естественным образом прослеживаются три этапа. На первом были определены необходимые (и достаточные) условия протекания цепной ядерной реакции, т. е. такой ядерной реакции деления, которая самоподдерживается. На втором этапе были установлены все физические эффекты, действующие на эту цепную реакцию в смысле как ее ускорения, так и замедления (т. е. способствующие и препятствующие цепной ядерной реакции). Наконец, были проведены аккуратные количественные расчеты конкретных систем и выданы инженерам-конструкторам и инженерам-эксплуатационникам соответствующие рекомендации, касающиеся конструкции реактора и технологии протекающих в нем процессов.

Создание теории ядерных реакторов явилось решением одной из составных задач общей атомной проблемы и поэтому имело не только чисто научное, но и большое политическое значение. В эту работу было вовлечено огромное количество людей — не только ученых, но и политических деятелей различных рангов. Поэтому создание теории ядерных реакторов служит хорошим историческим примером решения общенациональных программ. Конечно, при этом появляются (и проявляются) специфические, не чисто научные оттенки ситуации, относящиеся в первую очередь к взаимоотношению людей в процессе решения этой общенациональной задачи и в дальнейшем, существенно более поздней (не прекратившейся до наших дней) интерпретации вклада отдельных личностей в решение определенных вопросов этой программы. Останавливаться достаточно подробно на исторических вопросах (а тем более на различных нюансах, с этим связанных) мы не намерены, но некоторое упоминание об исторической ситуации представляется

и интересным, и полезным. Но даже на уровне упоминания мы должны лишний раз совершенно четко оговорить, что имеются различные точки зрения на различные моменты истории развития теории реакторов и здесь излагается та, которая представляется авторам более соответствующей действительности.

2.1. ОТКРЫТИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ЦЕПНОЙ ЯДЕРНОЙ РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ

В настоящее время каждому очевидно, что ядерный реактор и теория ядерного реактора относятся к тому разделу физики, который называется ядерной физикой. Но в момент возникновения теории ядерных реакторов терминология была не столь установившаяся и всю проблематику деления ядер относили к области физики, связанной с радиоактивностью. Это было вполне естественно, ибо впервые ядерные явления, тогда еще не квалифицированные как явления, протекающие внутри атомного ядра, — были открыты при распаде радия. В какой-то степени справедливо и то, что явление деления ядра относили к области радиоактивности. Такая терминология оказалась весьма живучей, и в приложении к книге Ф. Содди «История атомной физики» (М.: Атомиздат, 1975), написанном в конце 70-х годов редакторами русского перевода, приводится любопытная канва предшествующих (и последующих) ядерному делению открытий. Опуская некоторые субъективные детали, можно остановиться на следующем ряде открытий:

1896 г. — А. Беккерель открыл радиоактивность урана;

1897 г. — Дж. Томсон открыл электрон (одновременно и независимо открыл электрон и Э. Вихерт);

1898 г. — П. Кюри и М. Склодовская-Кюри выделили радий;

1901 г. — М. Планк создал квантовую теорию;

1905 г. — А. Эйнштейн создал специальную теорию относительности (в которой, в частности, устанавливалась эквивалентность массы и энергии);

1910 г. — Ф. Содди ввел понятие об изотопах;

1911 г. — Э. Резерфорд выдвинул гипотезу о строении атома;

1912 г. — Ч. Вильсон создал камеру для наблюдения атомных частиц, носящую теперь его имя;

1913 г. — Н. Бор создал теорию атома;

1919 г. — Э. Резерфорд открыл искусственное превращение ядер;

1925 г. — П. Блэкетт наблюдал в камере Вильсона искусственное превращение ядер;

1928 г. — Г. Гамов и Р. Генри и Е. Кондон создали теорию α -распада (впервые введено понятие о квантово-механическом туннельном эффекте);

1930 г. — П. Дирак создал релятивистскую квантовую механику (в которой предсказывалось существование позитрона);

1932 г. — Дж. Кокрофт и Э. Вальтон осуществили искусственное расщепление лития протонами;

1932 г. — Д. Чедвик открыл нейтрон;

1932 г. — Г. Юри и Ф. Брикведде открыли дейтерий (тяжелый водород);

1932 г. — П. Блэкетт и Г. Оккиалини открыли позитрон;

1933 г. — Ф. и И. Жолио-Кюри открыли искусственную радиоактивность;

1934 г. — Э. Ферми разработал теорию β -распада;

1934 г. — Э. Ферми начал исследование взаимодействий нейтронов с тяжелыми ядрами (и высказал гипотезу о возможности образования трансурановых элементов в результате β -распада урана, облученного медленными нейтронами);

1934 г. — Л. Сциллард высказал идею о возможности существования цепной ядерной реакции ${}^9\text{Be} (n, 2n) {}^8\text{Be} \rightarrow 2{}^4\text{He}$ (захватывается один нейтрон, образуются два нейтрона и выделяется энергия);

1935 г. — Х. Юкава предсказал существование мезона;

1938 г. — О. Ган и Ф. Штрассман открыли явление деления урана медленными нейтронами;

1939 г. — Л. Мейтнер и О. Фриш объяснили механизм деления урана;

1939 г. — Ф. Жолио-Кюри, Г. Хальбан и Л. Коварски экспериментально обнаружили образование вторичных нейтронов при делении урана;

1939 г. — Р. Робертс, Р. Мейер и П. Вонг обнаружили испускание запаздывающих нейтронов деления;

1939 г. — Ф. Перрен ввел понятие критической массы.

Приведенный список основных открытий в области радиоактивности (и, по существу, ядерных реакций) нуждается в следующих комментариях.

Во-первых, приоритетные вопросы были всегда трудны для решения. Список составлен по упомянутому приложению, написанному специалистами по радиоактивности, а не по ядерным реакторам, и поэтому отражает в большей степени эту проблему. Дополнения к списку взяты из первой научной статьи в английской печати, посвященной созданию атомной бомбы, и поэтому неизбежно несут след желания максимально подчеркнуть вклад английских ученых в решение атомной проблемы. Так, без сомнения, к списку следует добавить создание квантовой механики Л. де Бройлем, В. Гейзенбергом и Э. Шредингером в 1924—1926 гг.

Во-вторых, между выдвижением идеи и ее реальным осуществлением должно проходить не слишком много времени. В противном случае научные представления (да и научный язык) сильно меняются и трудно говорить о первоначальной значимости идеи. Поэтому, например, не ясно, насколько серьезно следует оценивать упоминание в списке идеи Сцилларда о цепной реакции на бериллии. К этому следует добавить, что в предисловии к упоминавшейся книге Ф. Содди авторы пишут о том, что «Содди одним из первых предсказал неизбежность использования человеком энергии радиоактивного распада и первым предостерег от опасности использования атомной энергии в военных целях (1909 г.). Ему не верили ни М. Кюри, ни Э. Резерфорд. Когда же атомные бомбы были сброшены, из пионеров учения о радиоактивности в живых остался только он один». Конечно, можно считать, что Содди понимал и предсказал возможность использования радиоизотопных источников энергии, но пожалуй, не стоит переоценивать его предсказаний относительно применения атомной энергии в военных целях.

В-третьих, наиболее существенны для разработки теории цепной ядерной реакции деления были следующие открытия:

деление тяжелых ядер (в то время изотопов урана) нейтронами с выделением энергии;

образование вторичных нейтронов при делении;

образование запаздывающих вторичных нейтронов при делении.

Основы теории цепной ядерной реакции были заложены в трех работах Я. Б. Зельдовича и Ю. Б. Харитона, вышедших в свет еще до Второй мировой войны. Аналогичные работы в зарубежной научной печати появились только после Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955 г.).

Первая из этих работ называется «К вопросу о цепном распаде основного изотопа урана» (заметим, что в силу существовавшей в те времена терминологии речь идет не о делении, а о распаде, хотя смысл тот же, что и при ныне существующей терминологии). Дело в том, что (как это уже указывалось в § 1.3) основной изотоп урана ^{238}U делится только быстрыми нейтронами, т. е. испытывает пороговое деление. Авторы изучали вопрос о возможности осуществления цепной реакции деления в таких условиях. Какова физика цепной реакции? Быстрый нейтрон вызывает деление ядра ^{238}U , при этом выделяется энергия (это в то время было известно) и образуется несколько быстрых нейтронов (число образующихся быстрых нейтронов обозначим ν). Какова судьба этих нейтронов? Рассмотрим бесконечную систему [тем самым отпадает необходимость учитывать вероятность выхода нейтрона из системы; реально же это означает, что рассматривается достаточно большая система: ее объем пропорционален кубу радиуса, а площадь поверхности — квадрату радиуса, следовательно, с ростом размеров системы роль поверхностных эффектов (вылета нейтронов) падает]. Тогда нейтрон либо замедляется, не будучи поглощенным, либо поглощается, вызывая деление. В результате замедления нейтрон теряет энергию, и когда его энергия оказывается ниже $E_{\text{пор}}$, он уже не может вызвать деления. Пусть вероятность замедлиться до энергии ниже $E_{\text{пор}}$ равна γ . Тогда вероятность вызвать деление есть $1-\gamma$, и условие протекания цепной ядерной реакции имеет вид

$$\nu(1-\gamma) > 1.$$

В этом неравенстве слева стоит число вторичных нейтронов деления, вызвавших повторное деление, справа — единица соответствует первичному нейтрону, вызвавшему деление. Если выполняется знак неравенства, то число делений в системе от попадания туда нейтрона увеличивается.

Для дальнейшего развития концепции цепной реак-

ции деления применительно как к ядерным реакторам, так и к атомной бомбе очень важно введение понятия «поколение нейтронов»: в первом поколении нейтронов реакцию деления вызывает один нейтрон, во втором $\nu(1-\gamma)$ нейтронов и т. д. [нетрудно сообразить, например, что в третьем поколении нейтронов реакцию вызывают $\nu^2(1-\gamma)^2$ нейтронов].

В этой работе приведены и численные расчеты, результаты которых оказались необычайно важными: и в предположении только упругого рассеяния нейтронов, и при учете возможности неупругого рассеяния нейтронов (в последнем случае использовалась только что созданная теория деления ядра) было показано, что экспериментальные значения ν и соответствующих сечений таковы, что цепная ядерная реакция в ^{238}U протекать не может. Этот вывод был получен как для U_3O_8 (причем подчеркивалась роль рассеяния на кислороде, затрудняющего протекание цепной реакции), так и для металлического урана.

Интересны два следующих замечания авторов. Во-первых, они обращают внимание на то, что «вблизи предела взрыва» небольшая примесь ^{235}U , который делится тепловыми нейтронами, может (в принципе) обеспечить регулирование деления ^{238}U (при этом деление ^{235}U само по себе к взрыву не приводит). И, во-вторых, они устанавливают зависимость характеристик критической системы от величины $\nu(1-\gamma)$. При уменьшении величины $\nu(1-\gamma)$ и приближении ее к единице критический размер системы возрастает как $[\nu(1-\gamma)-1]^{-1/2}$, критический объем системы — как $[\nu(1-\gamma)-1]^{-3/2}$. Кроме того, в этой работе впервые дана оценка толщины отражателя для быстрых нейтронов в случае порогового деления.

Основное практическое значение работы заключается в том, что впервые была показана невозможность цепной ядерной реакции на быстрых нейтронах в естественном уране (как взрывчатое вещество естественный уран отпал).

Вторая из работ Я. Б. Зельдовича и Ю. Б. Харитона называется «О цепном распаде урана под действием медленных нейтронов». В ней рассматривается цепная ядерная реакция деления в естественном уране, когда основное деление происходит в изотопе ^{235}U . Но реакция деления ^{235}U — не пороговая реакция: она протекает тем

сильнее (т. е. обладает тем большим сечением), чем меньше энергия нейтрона (как указывалось выше, сечение этой реакции обратно пропорционально v , где v — скорость нейтрона). Следовательно, для создания благоприятных условий для деления ^{235}U необходимо нейтроны замедлить. Но уран — тяжелый элемент, поэтому при рассеянии на нем нейтрон сбрасывает очень незначительную часть первоначальной энергии и необходимо введение специального замедлителя. В качестве такового авторы рассматривают водород — самый легкий элемент.

Опять же определяется судьба разных поколений нейтронов. При захвате одного медленного нейтрона в уране любым способом испускается ν быстрых нейтронов. Чтобы эти нейтроны эффективно захватились с делением в ^{235}U , их необходимо замедлить. Но в процессе замедления нейтрон проходит область энергий, в которой очень вероятен захват в ^{238}U . Этот захват происходит без деления, и для протекания цепной ядерной реакции деления захваченный нейтрон потерян. Пусть вероятность избежать резонансного захвата в ^{238}U есть ϕ . (Резонансным захват в этой области энергий называется потому, что здесь сечение не есть плавная функция энергии нейтронов, а обладает резко выраженными максимумами, резонансами при определенных энергиях.) Далее, замедлившись, нейтрон имеет вероятность быть захваченным как в уране, так и в других веществах (в рассматриваемом конкретном случае — в водороде, являющемся замедлителем). Пусть вероятность медленному нейтрону быть захваченным в уране есть θ . Тогда критическое условие формулируется следующим образом, известным из общей теории цепных реакций (авторы ссылаются на пионерскую монографию Н. Н. Семенова по цепным реакциям, вышедшую в 1934 г.):

$$\nu\theta\phi = 1.$$

Произведение $\nu\theta\phi$ получило в дальнейшем название *коэффициент размножения*. Эта величина определяет характер цепной реакции: если $\nu\theta\phi > 1$, то в следующем поколении нейтронов больше, чем в предыдущем, и реактор «разгоняется», если $\nu\theta\phi < 1$, то цепная реакция затухает и реактор «гаснет», и если $\nu\theta\phi = 1$, то число нейтронов в каждом поколении одинаково и реактор работает в стационарном режиме.

Определяя коэффициент размножения как произведение $\nu\theta\phi$, делают два предположения. Во-первых, пренебрегают малой вероятностью порогового деления ^{238}U — это обстоятельство оговаривается авторами: если учесть пороговое деление ^{238}U , то к произведению $\nu\theta\phi$ необходимо добавить множитель, больший единицы, который учитывает этот эффект. Во-вторых, рассматривается бесконечная система, т. е. не учитывается вылет нейтронов из реактора. Поэтому введенный коэффициент размножения обозначается как k_{∞} (индекс ∞ указывает на то, что речь идет о бесконечной системе).

И, наконец, еще одно замечание. Хотя в настоящее время выражение коэффициента размножения как произведения различных вероятностей (вероятности захвата медленного нейтрона в уране; вероятности нейтрону избежать резонансного поглощения) представляется чуть ли не тривиальным, необходимо подчеркнуть необычайную физическую интуицию авторов. Действительно, если определять коэффициент размножения нейтронов как отношение числа нейтронов в последующем поколении к числу нейтронов в предыдущем, то оказывается, что введение независимых вероятностей для различных физических процессов является процедурой не строгой, а приближенной. Но неточность подобной процедуры не играет существенной роли при определении критичности той или иной системы, поэтому, несмотря на наличие мощных ЭВМ, и в настоящее время концепция коэффициента размножения оказывается необычайно плодотворной.

Следующий принципиально важный момент в теории ядерных реакторов связан с впервые введенной Я. Б. Зельдовичем и Ю. Б. Харитоном вероятностью избежать резонансного поглощения ϕ . Авторами формулируется интегральное уравнение для нахождения $\phi(E)$ — суммарной вероятности нейтрону, имевшему энергию E , быть замедленным, не подвергнувшись захвату в резонансной области:

$$\phi(E) = \frac{1 - W(E)}{E} \int_0^E \phi(E) dE.$$

Входящая в это интегральное уравнение величина $W(E)$ есть вероятность нейтрону с энергией E быть за-

хваченным ураном, а не рассеяться на ядрах водорода:

$$W(E) = \frac{\sigma_{cU}(E) C_U}{\sigma_{cU}(E) C_U + \sigma_{sH} C_H},$$

где σ_c и σ_s — сечения захвата и рассеяния; C — соответствующие концентрации (рассматривается гомогенный случай, т. е. считается, что уран и водород равномерно размешаны).

Сечение резонансного захвата описывается формулой, называемой формулой Брейта—Вигнера:

$$\sigma(E) = \sigma_r(E_r/E)^{1/2} \frac{(\Gamma/2)^2}{(E - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2},$$

где $\sigma(E)$ — сечение захвата при энергии E ; $\sigma_r = \sigma(E_r)$ — сечение в центре резонанса при $E = E_r$; E_r — энергия, отвечающая центру резонанса; Γ — полная ширина резонансной линии, отвечающая всем возможным взаимодействиям нейтрона с ядром.

В случае водородного замедлителя можно вычислить резонансное поглощение до конца в квадратурах. Оказывается, что

$$\varphi = \exp(-\alpha\eta^{-1/2}),$$

где η — отношение концентраций водорода и урана: $\eta = C_H/C_U$; α — некоторая постоянная.

Это чрезвычайно важный результат. Получено, что в случае резонансного поглощения происходит блокировка — поглощение уже не пропорционально концентрации урана, оно ослабляется и оказывается пропорциональным корню квадратному из концентрации урана. Таким образом, вредная роль ^{238}U уменьшается.

Явное выражение вероятности захвата замедлившегося нейтрона ураном имеет вид

$$\theta = \sigma_{cU} C_U / [\sigma_{cU} C_U + \sigma_{cH} C_H].$$

Поскольку величина ν задана, то для протекания цепной ядерной реакции наиболее благоприятны условия, когда произведение $\varphi\theta$ как функция η достигает максимума. Проведенные авторами расчеты показали, что при имеющихся экспериментальных данных цепная ядерная реакция в смеси урана и водорода невозможна. Для осуществления подобной цепной реакции авторы предлагают использовать либо уран, обогащенный ^{235}U , либо легкие замедлители, которые поглощают нейтроны не так

интенсивно, как водород, например в виде тяжелой воды (как известно, в дальнейшем выяснилось, что ядерные реакторы с тяжелой водой в качестве замедлителя весьма перспективны), причем приведенная оценка необходимого обогащения урана (до 1,3 % по ^{235}U) оказалась совершенно правильной.

Подводя итоги, необходимо подчеркнуть, что обсуждаемая работа является классической в истинном смысле этого слова. В ней впервые получены условия осуществления цепной ядерной реакции, исследована судьба последующих поколений нейтронов, введено понятие коэффициента размножения для делящихся нейтронами систем, указано на роль резонансного паразитного поглощения нейтронов в ^{238}U . Основные результаты этой работы в научном и методическом плане продолжают играть определяющую роль в теории реакторов и в настоящее время.

Не менее важна и третья работа Я. Б. Зельдовича и Ю. Б. Харитона. Она называется «Кинетика цепного распада урана». (В настоящее время употребляемые авторами термины типа «цепной распад» или «развал» вышли из употребления; в дальнейшем, без оговорок, мы будем их заменять, даже в цитатах, современными терминами: например, «деление» вместо «цепной развал».)

Авторы изучают поведение системы, содержащей делящиеся ядра, вблизи состояния критичности, т. е. такого состояния, когда начинается цепная развивающаяся реакция. Если обозначить n концентрацию нейтронов, то в бесконечной системе при постоянных внешних условиях в отсутствие внешних источников уравнение изменения этой концентрации во времени имеет вид

$$\partial n / \partial t = pn$$

(авторы строго обосновывают вывод, что вблизи критичности можно не учитывать зависимости n от пространственной координаты).

Величина p характеризует критичность системы. Если система стационарна, то концентрация нейтронов не изменяется во времени. Следовательно, для стационарной системы $p=0$. Отсюда ясна связь p с коэффициентом размножения k : p пропорционально $k-1$.

Если $k>1$, т. е. $p>0$, то система надкритична и концентрация нейтронов экспоненциально растет со временем. Если $k<1$, т. е. $p<0$, то система подкритична и кон-

концентрация нейтронов экспоненциально спадает со временем. Вблизи критического состояния система очень чувствительна к различным воздействиям. Среди этих воздействий в первую очередь следует упомянуть расход урана, появление новых ядер [это утверждение оказалось буквально пророческим: появление ^{239}Pu в результате захвата нейтрона ^{238}U и β -распада ^{239}U приводит к увеличению коэффициента размножения; появление продуктов деления, сильно захватывающих нейтроны (и прежде всего ^{135}Xe), приводит к уменьшению коэффициента размножения], тепловое расширение используемой системы с ураном за счет энергии, выделяемой при делении.

Особенно важную роль играют запаздывающие нейтроны, испускаемые продуктами делений с задержкой порядка 10 с. И это несмотря на то, что число запаздывающих нейтронов невелико — всего лишь около 0,7 % общего числа нейтронов деления! Но запаздывающие нейтроны обеспечивают очень мягкую кинетику в интервале значений коэффициента размножения $1 < k < 1 + \beta$, где β — доля запаздывающих нейтронов. В этой области период разгона реактора совпадает со временем запаздывания нейтронов, т. е. имеет значение порядка десятка секунд, что позволяет относительно спокойно регулировать реактор. Если же коэффициент размножения значительно превосходит величину $1 + \beta$, то время разгона реактора определяется временем жизни нейтронов в нем, что, по оценке авторов, составляет порядка 10^{-4} с (а для систем на быстрых нейтронах 10^{-7} с).

Существенно также утверждение, что без внешнего воздействия система, перешедшая критическое состояние, будет совершать незатухающие колебания (при этом, конечно, предполагается, что в результате этих колебаний по техническим причинам система не разрушится).

Количественные оценки роли запаздывающих нейтронов потребовали написания соответствующих уравнений кинетики концентрации нейтронов, которые по сравнению с приведенным выше содержали еще член, описывающий приток запаздывающих нейтронов (кроме того, конечно, надо было написать и уравнения, описывающие возникновение запаздывающих нейтронов из продуктов деления). Более подробно подобного типа уравнения нами будут анализироваться ниже.

Следует обратить внимание на то, кого благодарят

авторы в конце работы: это И. И. Гуревич, И. В. Курчатов и И. Я. Померанчук. Как известно, И. В. Курчатов возглавил работы по атомной проблеме, а И. И. Гуревич и И. Я. Померанчук позднее много сделали в области теории ядерных реакторов. Сами же Я. Б. Зельдович и Ю. Б. Харитон стали трижды Героями Социалистического Труда.

Таким образом, в этих трех работах разобраны практически все наиболее принципиальные моменты теории цепной ядерной реакции и установлено, что:

1) в естественном уране цепная ядерная реакция на быстрых нейтронах в ^{238}U идти не может;

2) для возможности цепной ядерной реакции на медленных нейтронах за счет захвата нейтрона ^{235}U большую роль играет резонансное поглощение в ^{238}U ;

3) резонансное поглощение в ^{238}U блокируется и оказывается пропорциональным не первой степени концентрации ядер ^{238}U , а корню квадратному из концентрации;

4) в смеси естественного урана и водорода цепная ядерная реакция невозможна;

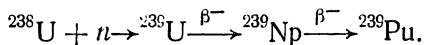
5) для осуществления цепной ядерной реакции необходимо либо обогатить смесь изотопом ^{235}U , либо использовать замедлитель, мало поглощающий нейтроны (например, дейтерий);

6) вблизи состояния критичности кинетика нарастания концентрации нейтронов весьма мягкая вследствие существования запаздывающих нейтронов.

2.2. О НАЗНАЧЕНИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ, О МЕМУАРАХ И О ШКОЛЬНЫХ УЧЕБНИКАХ

К началу 40-х годов стало ясно, что в естественном уране цепная ядерная реакция осуществлена быть не может. Но в ^{235}U подобная реакция возможна, однако его очень мало в природном уране — всего лишь 0,714 %. Остальное составляет ^{238}U . Выделение ^{235}U из природной смеси — технологически очень трудная операция, поскольку очень близки массы ^{235}U и ^{238}U . Разделить же их можно только исходя из разности масс (^{235}U и ^{238}U — изотопы и обладают одинаковыми химическими свойствами).

В те, теперь уже довольно далекие времена, ураном интересовались в первую очередь как взрывчатым веществом (наступила Вторая мировая война, начались интенсивные работы по созданию нового оружия, завершившиеся к концу войны созданием атомной бомбы), а для энергетики хватало и органического топлива. Но для взрыва необходим был весьма чистый ^{235}U ; любые примеси, в том числе и замедлитель, должны были приводить к уменьшению коэффициента «полезного» использования исходного вещества. И здесь была открыта альтернативная возможность — использовать вместо ^{235}U изотоп плутония ^{239}Pu , который также является делящимся нуклидом. Но в природе плутония нет (точнее надо говорить «почти нет», поскольку следы плутония много позже были открыты в веществе Земли). Плутоний — искусственный элемент. Его изотоп ^{239}Pu образуется под действием нейтронов в результате следующих распадов:



Получение ^{239}Pu можно осуществить в ядерном реакторе, работающем либо на слабообогащенном уране, либо на естественном уране со слабо поглощающим нейтроны замедлителем (последняя возможность и была реализована в первую очередь). Таким образом, создание ядерных реакторов стало одной из задач атомной проблемы. Это обусловило крайне быструю разработку теории ядерных реакторов и их практическое создание.

Итак, первым (и одним из основных) назначением ядерных реакторов было (и, к несчастью, остается) стратегическо-военное.

В ядерных реакторах не только создается новое делящееся вещество, но и выделяется энергия. На первых порах вопрос стоял таким образом: как бы только избавиться от этой энергии, отвести ее из ядерного реактора. Но со временем получаемая энергия перестала рассматриваться как неприятная неизбежность и превратилась в одно из главных преимуществ ядерных реакторов. Благодаря ей реакторы можно использовать как источник энергии! Это особенно важно в связи с тем, что природные ресурсы органического топлива стали очень быстро уменьшаться. И появилась новая область применения ядерных реакторов — энергетика. Были созданы энергетические ядерные реакторы. На таких реакторах уже нельзя производить стратегически важное в военном от-

ношении сырье: получающаяся на энергетических реакторах смесь изотопов плутония по своим свойствам не годится как начинка атомной бомбы. В настоящее время основное назначение энергетических ядерных реакторов — выработка энергии. Ну а начинка для атомных бомб производится на ядерных реакторах других типов.

Однако этим не ограничивается назначение ядерных реакторов. Имеется еще одна область их применения — это физические исследования. Ядерные реакторы являются уникальными источниками потоков нейтронов высокой интенсивности, которые можно использовать — и широко используются — в специальных физических исследованиях. Как правило, при этом нейтроны выводятся из реактора. Есть возможность их использовать и внутри реактора. Например, для изучения изменения свойств веществ под действием нейтронного облучения, а главное — для получения новых (искусственных) радиоактивных нуклидов, находящих применение в разных отраслях народного хозяйства: промышленности, сельском хозяйстве (животноводстве и растениеводстве), медицине.

Физика ядерных реакторов очень слабо зависит от назначения реактора — только за счет того, что в одном реакторе более существенны одни, а в другом — другие физические эффекты, но все они присутствуют в той или иной степени в ядерных реакторах любого вида.

То, что разработка ядерных реакторов стала частью атомной проблемы, наложило отпечаток на историю создания теории ядерных реакторов. В самом конце 40-х годов ученые — в первую очередь зарубежные — полностью прекратили по личной, а не по государственной инициативе публикации научных статей, связанных с физикой ядерного деления. Теория ядерных реакторов создавалась в тайне, которая стала государственной после того, как государства приступили к решению атомных проблем. Впервые ли это случилось в истории человечества? Нет, конечно. С незапамятных времен все новые промышленные и технологические процессы хранились в тайне, особенно когда они были связаны с разработкой оружия. Раньше речь шла о технологиях, теперь же вопрос встал о научных исследованиях, но и он, по-видимому, был не нов. Высказывается любопытная гипотеза, что первая засекреченная научная работа принадлежала Лагранжу. Она была посвящена расчету взрывной силы

пороха в оружейном стволе и при жизни автора не опубликовывалась.

История решения атомной проблемы, и в частности, создания теории ядерных реакторов, овеяна тайной и временами романтична. После войны за рубежом появилось большое количество воспоминаний как ученых, так и представителей администрации. Кроме того, много книг написано публицистами по созданию атомной бомбы и по пагубным последствиям возможной ядерной войны. Не имея возможности провести достаточно полный обзор имеющейся по этим вопросам литературы, укажем лишь на некоторые публикации. Книги Л. Ферми, Б. Понтекорво, Э. Сегре посвящены одному из крупнейших физиков XX века, сыгравшему большую роль в создании атомной бомбы, Э. Ферми. С. Рузе написана книга о Р. Оппенгеймере, научном руководителе «Манхеттенского проекта» (так в США шифровалась атомная проблема). Л. Гровс интерпретирует развитие этого проекта с точки зрения администратора-генерала. Книга Г. Д. Смита — отчет о «Манхеттенском проекте» — первая переведенная на русский язык публикация об атомной бомбе. Вышла из печати она уже в 1946 г., но в своеобразном издательстве. Далее следует упомянуть книги журналистов Р. Лэппа «Люди и атомы», Р. Юнга «Ярче тысячи солнц» и «Лучи из пепла» о пагубности ядерной войны. В дальнейшем подобных книг появилось большое количество, некоторые из них мы используем, но важно, что и в те времена последствия ядерной войны были полностью ясны.

Интересна книга С. Гоудсмита «Миссия Алсос», посвященная описанию того, как американцы с передовыми частями своей армии в фашистской Германии разыскивали научные центры, занимавшиеся решением атомной проблемы. Надо отметить, что в военное время формальный научный потенциал Германии был весьма высок — свыше десяти лауреатов Нобелевской премии. Но подойти к правильному решению атомной проблемы ученые Германии не сумели. Говорят, что, с одной стороны, они ошиблись в определении нейтронных свойств графита, а с другой стороны, почти очевидно, что они не представляли себе назначение ядерных реакторов как производителей ^{239}Pu . В частности, американцы боялись, что немцы будут сбрасывать на них с самолетов ядерные реакторы с целью радиоактивного поражения.

Отечественная мемуарная литература о первоначальных этапах развития этой проблемы скудна. Есть несколько жизнеописаний И. В. Курчатова и интересные воспоминания о нем и А. Ф. Иоффе. Книга И. Ф. Жежеруна «Строительство и пуск первого в Советском Союзе атомного реактора» (М.: Атомиздат, 1978), пожалуй, единственная, в которой подробно описывается создание и пуск первого в Советском Союзе ядерного реактора и содержится список архивной литературы, отражающей развитие конкретных научных работ по реакторам тех времен. Упомянем также о двух отрывках из воспоминаний С. В. Кафтanova, М. Г. Первухина, опубликованных в журнале «Химия и жизнь» в 1985 г. (вып. 5). Воспоминание С. В. Кафтanova интересно тем, что в нем выясняется роль Всесоюзного комитета по делам высшей школы (ВКВШ) в постановке атомной проблемы (конечно, ответственность за подобное утверждение, а именно за то, что на первых порах все определялось позицией ВКВШ, несет автор воспоминаний, бывший в то время председателем ВКВШ). Но ВКВШ была мощная организация в конце 30-х годов: она совмещала в себе функции существующих в настоящее время Министерства высшего образования, Государственного комитета по науке и технике. Правда, по утверждению автора воспоминаний, после того как решение проблемы стало насущной задачей и надо было ей вплотную заниматься и выдавать конкретные результаты, он полностью отошел от нее.

Воспоминания М. Г. Первухина уже охватывают период реальной работы по атомной проблеме. Из сопровождающих воспоминание фотографий-портретов ясно, что автор придает большое значение участию в разработках атомного проекта в первые годы А. Ф. Иоффе, И. В. Курчатова, Б. Л. Ванникова, А. П. Завенягина, А. И. Алиханова, И. К. Кикина, В. Г. Хлопина. Очевидно, что перечислены не все основные фамилии, но дальнейшее уточнение истории первых этапов атомной проблемы в Советском Союзе еще ждет исследований историков и воспоминаний участников (в той степени, в которой эти участники еще остались живы)*.

* Заметим, что одним из первых должен быть упомянут А. И. Лейпунский — инициатор исследований по реакторам на быстрых нейтронах и один из организаторов и первый декан инженерно-физического факультета Московского механического института. (К 75-летию А. И. Лейпунского//Атомная энергия. 1978. Т. 45. Вып. 5. С. 393—395.)

Хотелось бы подчеркнуть три момента, особенно четко вырисовывающихся при знакомстве с историей атомной проблемы.

Во-первых, атомной проблеме придавалось очень большое — буквально первостепенное — значение. Были созданы все условия для ее решения, и она была решена в кратчайшие сроки. Но решение этой проблемы выходило за рамки самой проблемы. Это было начало научной революции: методы, подходы ядерной физики породили и новые науки (в первую очередь вызвали необходимость создания численной математики и кибернетики) и новые направления в существующих науках (физические методы исследования в биологии, открытие структуры двойной спирали, генную инженерию, расшифровку биологического кода). Не менее важным было и укрепление роли науки в обществе. В годы, когда проводилась мощная атака на новые открытия в естественных науках — атака с философских позиций на теорию структурных основ генетики, на кибернетику как науку, на принципиальные основы теории относительности, на основы квантовой механики (а на последних двух научных концепциях и базировалась идея атомной энергии) — в те годы коллектив ученых, связанных с атомной проблемой, сохранил науку, не дал возможности полностью ее уничтожить, как это было с генетикой. Очень ярко об этом времени вспоминает Я. Б. Зельдович: «Страна переживала трудные послевоенные годы. Однако огромный авторитет Курчатова создавал здоровую атмосферу. Более того, наша работа оказывала благотворное влияние на советскую физику в целом. Однажды, когда я находился в кабинете Курчатова, раздался звонок из Москвы: «Так что же, печатать в «Правде» статью философа, опровергающую теорию относительности?» Игорь Васильевич, ни на минуту не задумываясь, ответил: «Тогда можете закрывать все наше дело». Статья не была напечатана».

Во-вторых, совершенно различной оказалась организация научных исследований, используемых для решения атомной проблемы, в Соединенных Штатах Америки и в Советском Союзе. В США основные исследования были связаны с университетами и поэтому одновременно служили целям образования. В СССР реальные исследования, которые выдавали практические результаты, приходилось проводить во вновь организуемых институтах — университетская наука, по-видимому, практически не

внесла никакого вклада в решение атомной проблемы, в частности в создание теории ядерных реакторов. Более того, чтобы подготавливать ученых, способных решать современные научные задачи в области ядерной физики, пришлось создать два новых учебных института: сначала инженерно-физический факультет на базе Московского механического института Наркомата боеприпасов (впоследствии на его основе был создан Московский инженерно-физический институт) и вскоре после этого физико-технический факультет при Московском университете (этот факультет вырос в Московский физико-технический институт). Самым оригинальным и необычайно плодотворным была организация учебного процесса в этих институтах: практически полное отсутствие штатных преподавателей, обучение проводили лишь совместители, но крупнейшие ученые. Так, в свое время в Механическом институте преподавали: И. Е. Тамм, М. А. Леонтович, И. К. Кикоин, Л. А. Арцимович, И. Я. Померанчук, А. И. Лейпунский, А. И. Алиханян, И. И. Гуревич, А. Б. Мигдал и др., а на физтехе: П. Л. Капица, Л. Д. Ландау, А. И. Шальников и др.

В-третьих, по существу законченную теорию ядерных реакторов создала небольшая группа физиков-реакторщиков, число которых едва ли было более десяти. Но не следует забывать, что создание теории реакторов было решением лишь небольшой части общей атомной проблемы, а становление атомной промышленности и ядерной энергетики потребовало привлечения к работе многочисленных трудовых коллективов, проектных организаций самого высокого класса, крупнейших заводов (в частности, был создан такой гигант, как «Атоммаш»), строительных организаций, коллективов инженеров и техников-эксплуатационников на АЭС.

Наконец, в заключение этого параграфа осталось обсудить степень специальной подготовки читателя, необходимой для чтения дальнейшего текста. Выше уже не раз использовались различные математические операции и понятия (простейшие алгебраические формулы и выражения и такие понятия, как интегральные уравнения) и нетривиальные физические представления. Теперь пора оговорить, в какой степени будет усложняться текст ниже, при этом надо учитывать два момента. С одной стороны, основное намерение авторов заключается в том, чтобы написать книгу о ядерных реакторах, доступную

людям, имеющим среднее образование. С другой стороны, надо четко понимать, что ядерные реакторы являются одним из наиболее ярких примеров промышленного воплощения наиболее современных физических представлений. Эти представления коренным образом отличаются от повседневной практики и от выработанного на основе этой практики так называемого «здорового смысла». Ну как, например, можно с точки зрения этого «здорового смысла» примириться с утверждением, что если два автомобиля движутся друг другу навстречу со скоростями v_1 и v_2 соответственно, то скорость их сближения не будет равна $v = v_1 + v_2$? Или, что в отличие от бильярдных шаров при соударении элементарных частиц их взаимодействие не детерминировано строго (в механическом смысле), а носит вероятностный характер, что позволяет предсказать лишь вероятность большого числа событий и не позволяет описать единичного акта?!

Здесь мы вплотную сталкиваемся с вопросами экспоненциального роста человеческих знаний (известно, что за 7—8 лет объем знаний увеличился вдвое). Как в этих условиях строить систему образования? Не отвлекаясь на общее решение вопроса (это не входит в задачу данной книги), заметим лишь, что существующие школьные программы — если идеализированно считать, что школьники усваивают все знания, предусмотренные программой, — дают возможность надеяться на доступность написанного ниже широкому кругу читателей. Действительно, программа по математике достаточно обширна, и к ней хорошо бы лишь добавить сведения о дифференциальных уравнениях общего вида, в которых дается связь неизвестной функции и ее производных, о функциях нескольких переменных (функциях пространства и времени) и об интегральных уравнениях, в которых неизвестная функция входит и под знак интеграла. После этого авторы могут позволить себе сопровождать физические рассуждения формально-математическими символами, считая, что в соответствующие математические преобразования (получение решений) читатель поверит. Кстати, к общепринятой школьной литературе по математике следует дополнительно рекомендовать книгу Я. Б. Зельдовича «Вышая математика для начинающих», пронизанную духом современной физики; в ней исключительно наглядно изложены все необходимые физикам математические понятия.

Сведения по физике в отличие от математики представлены в школьной программе значительно шире. Объяснение этому различию необычайно простое: физика дается исключительно в описательном плане (включая самую современную физику, вплоть до элементарных частиц и физики высоких энергий), а математика требует конкретных приложений. Правда, в школьном учебнике физики содержится обычно большое количество упражнений, и если только допустить, что школьник с ними легко справляется, то с не меньшей легкостью он сможет прочесть и следующий ниже текст.

Если у читателя возникнет дополнительно желание ознакомиться подробнее с общими проблемами развития ядерной энергетики — проблемами, которые ниже не обсуждаются, то ему можно рекомендовать в первую очередь книгу В. А. Кириллина «Энергетика сегодня и завтра», вышедшую в серии «Ученые — школьнику», в которой в предельно допустимой форме обсуждаются общие проблемы энергетики (в том числе и ядерной).

2.3. ВВЕДЕНИЕ В ТЕОРИЮ НЕЙТРОННЫХ МУЛЬТИПЛИЦИРУЮЩИХ СИСТЕМ РЕАКТОРОВ

Перейдем к систематическому изложению основ теории ядерных реакторов. Выбранное название данного параграфа полностью совпадает с названием рукописи монографии А. И. Ахиезера и И. Я. Померанчука, которая была написана в 1947 г. Заметим, согласно современной терминологии мультиплицирующие системы называются размножающими.

В этой рукописи подробно описана теория ядерных реакторов на момент ее создания. Рукопись никогда не публиковалась: в момент ее написания публикация представлялась невозможной, а когда появилась реальная возможность для публикации, авторы в значительной степени утратили интерес к данной области науки. Лишь раздел «Замедление нейтронов» был включен во второе издание книги этих же авторов «Некоторые вопросы теории ядра», да теория резонансного поглощения была опубликована в материалах Международной конференции по мирному использованию атомной энергии,

проходившей в Женеве в 1955 г., и в собрании научных трудов И. Я. Померанчука.

Теория ядерных реакторов распадается на несколько разделов. Остановимся на главных из них.

Замедление нейтронов. При делении ядра образуются быстрые нейтроны со средней энергией около 2 МэВ. В среде реактора эти нейтроны начинают сталкиваться с ядрами вещества, составляющего реактор, и замедляться. Чем легче ядро, тем большую энергию сбрасывает нейтрон при столкновении с ним. Пока нейтрон обладает большой энергией, он слабо захватывается ядрами. По мере уменьшения его энергии сечение взаимодействия нейтронов с ядрами растет — нейтроны все в большей степени исчезают в результате захвата ядрами. Но в то же время возрастает и сечение взаимодействия, приводящего к делению ядер. Как мы видели в предыдущем параграфе, именно этот эффект и дает возможность создать в реакторе стационарную цепную реакцию.

Построить теорию замедления — это значит дать ответ на следующие вопросы. Во-первых, как в пространстве распределены нейтроны различных энергий, и, во-вторых, как нейтроны распределены по энергиям или как принято говорить, каков спектр нейтронов, сколько в системе нейтронов различных энергий. Для того чтобы ответить на эти вопросы, необходимо иметь уравнение, описывающее изменение числа нейтронов различных энергий в единице объема. Как всегда, подобное уравнение базируется на законах сохранения — в данном случае на законе сохранения числа нейтронов: изменение плотности нейтронов в данном (предполагаемом бесконечно малом) объеме есть разность между числом вошедших в единицу времени в этот объем нейтронов и вышедших из него за это же время (при этом под числом вышедших нейтронов понимаются и те нейтроны, которые поглотились ядрами).

Уравнение, описывающее замедление нейтронов, называется кинетическим и имеет следующий вид:

$$\frac{\partial N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} = \mathbf{v} \operatorname{grad} N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) - \frac{v}{l} N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) + \\ + \int \frac{v'}{l'_s} \omega(\mathbf{p}', \mathbf{p}) N(\mathbf{r}, \mathbf{p}', t) d\mathbf{p}' + q.$$

Поясним смысл входящих в это уравнение величин:

$N(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t)$ — функция распределения нейтронов по координатам (аргумент \mathbf{r}), импульсам (аргумент \mathbf{p}) и времени (аргумент t). Слева стоит производная от функции распределения по времени. Первый член справа — число нейтронов, покидающих данный объем. Он пропорционален скорости нейтрона v (это вполне естественно) и изменению плотности нейтронов $\text{grad } N$ (градиент — это вектор, дающий изменение плотности нейтронов по различным направлениям). Второй член справа — число нейтронов, уходящих из данной области энергии (или импульсов \mathbf{p} , что совершенно эквивалентно). Этот уход обусловлен или рассеянием нейтронов с неизбежной потерей энергии, или захватом нейтронов ядрами. Третий член справа — число нейтронов, приходящих в данную область из области больших энергий в результате рассеяния. Этот член имеет интегральный вид — интегрирование идет по всем $|\mathbf{p}'| > |\mathbf{p}|$. $\omega(\mathbf{p}', \mathbf{p})$ — это вероятность того, что нейтрон с импульсом \mathbf{p} в результате рассеяния приобретает импульс \mathbf{p}' , при этом, вообще говоря, направления \mathbf{p} и \mathbf{p}' не совпадают. Входящие во второй и третий члены справа величины l и l' называются длинами свободного пробега. Длина относительно данного k -го процесса определяется как $l_k^{-1} = \sigma_k \rho$, где σ_k — сечение взаимодействия нейтрона в процессе типа k ; ρ — плотность ядер, с которыми взаимодействует нейтрон (плотность имеет размерность длина⁻³, размерность сечения — длина²). Если l_s — длина пробега нейтрона относительно рассеяния (усеченный термин «длина пробега» вводится для сокращения записи более пространного термина «длина свободного пробега»), а l_c — пробег нейтрона относительно захвата, то полная длина пробега определяется как $l^{-1} = l_s^{-1} + l_c^{-1}$, что совершенно очевидно, если вспомнить определение длины через сечения соответствующих процессов. И, наконец, q — интенсивность заданного источника нейтронов.

В то время, когда создавалась теория ядерных реакторов, к теоретической физике предъявлялось два основных требования: 1) результат должен быть представлен в аналитическом виде; 2) подробно проанализированы предельные случаи. Только в этом случае считалось, что задача решена и вскрыт ее физический смысл. Относительно решения кинетического уравнения надо отметить следующее.

Во-первых, что касается пространственного распределения замедляющихся нейтронов, то в общем случае (при наличии захвата нейтронов ядрами и неводородного замедлителя) получить аналитические решения даже в виде квадратур (т. е. интегралов, которые можно вычислить только численно) не удастся. Однако используя довольно тонкий математический аппарат (так называемое преобразование Лапласа), можно вычислить пространственные моменты функции распределения нейтронов. Под пространственным моментом функции $f(x)$ порядка n понимают интеграл от нее с весом x^n . В общем виде полученное решение достаточно громоздко, и мы приведем его ниже в диффузионном приближении.

Во-вторых, рассмотрим спектр нейтронов, соответствующий кинетическому уравнению, в котором испускаемые источником нейтроны монохроматичны и в единицу времени испускается Q нейтронов. Тогда для случая водородного замедлителя в отсутствие поглощения нейтронов функция распределения нейтронов по энергиям имеет вид

$$N_0(E) dE = Q \frac{l_s(E)}{v} \frac{dE}{E}$$

(заметим, что в случае тяжелого замедлителя не существует простого выражения подобного типа при любых энергиях).

Физический смысл функции $N_0(u)$, где $u = \ln(E_0/E)$, следующий: произведение $N_0(u) du$ определяет число нейтронов во всем объеме, логарифм энергии которых лежит в интервале du . Приведенный спектр нейтронов называется *спектром Ферми*.

Можно получить распределение и для неводородного замедлителя опять же без учета поглощения, но только для области $E \leq E_0$, где E_0 — энергия нейтронов, испускаемых монохроматическим источником:

$$N(E) dE = \frac{l_s(E)}{vE\xi} Q dE.$$

Приводимая формула применима при любой зависимости $l_s(E)$. Под величиной ξ понимается среднелогарифмическая потеря энергии при одном столкновении, определяемая как

$$\xi = 1 + \frac{\varepsilon}{1 - \varepsilon} \ln \varepsilon;$$

$$\varepsilon = \frac{(M - m)^2}{(M + m)^2}; \quad \xi(\varepsilon = 0) = 1.$$

Решение кинетического уравнения в общем случае — задача чрезвычайно сложная, даже в том случае, когда ищутся только моменты пространственной функции распределения (но для восстановления функции распределения необходимо знание всех пространственных моментов). Поэтому прибегают к приближенным методам расчета, которые основаны на замене точного кинетического интегродифференциального уравнения дифференциальным. Получающееся приближенное дифференциальное уравнение является уравнением диффузионного типа, и поэтому используемое приближение называется *диффузионным приближением*. Диффузионное приближение справедливо, когда $E \ll E_0$, т. е. когда нейтрон испытал много столкновений и поэтому крайне слаба корреляция между векторами пространства и импульса, являющимися аргументами функции $N(\mathbf{r}, \mathbf{p})$.

Диффузионное приближение. Крайне удобное для расчетов диффузионное приближение справедливо в следующих предположениях:

1) плотность нейтронов должна мало меняться на характеристической длине, называемой *транспортной* (см. ниже);

2) рассматриваемые расстояния от источника не должны быть слишком велики;

3) длина свободного пробега должна быть медленно меняющейся функцией энергии.

Конечно, сформулированные словесные условия применимости диффузионного приближения в теории трансформируются в количественные соотношения между различными параметрами, входящими в задачу. Подчеркнем лишь, что диффузионное приближение неприменимо в случае водородного замедлителя.

Основное уравнение диффузионного приближения имеет следующий вид:

$$\frac{1}{D} \frac{\partial n}{\partial t} = \Delta n - \frac{\partial n}{\partial \tau} + \bar{S}(\mathbf{r}, \tau),$$

где $D = vl_t/3$ — коэффициент диффузии; $\tau(E) = \int_0^E \frac{ll_t}{3\xi} \frac{dE}{E}$ —

квадрат длины замедления; $l_t = l \left(1 - \frac{2m}{3M}\right)^{-1}$ — транспорт-

ная длина свободного пробега (ее физический смысл — среднее расстояние, проходимое нейтроном между двумя столкновениями в первоначальном направлении); $\Delta = \frac{d^2}{dx^2} + \frac{d^2}{dy^2} + \frac{d^2}{dz^2}$ — дифференциальный оператор второго порядка; n — пространственная плотность нейтронов, имеющих скорость v ; \bar{S} — внешний источник нейтронов.

Написанное выше уравнение относится к общему нестационарному случаю. В стационарном же случае оно переходит в следующее:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \Delta n + \bar{S}.$$

Это типичное уравнение диффузии, в котором роль времени играет переменная τ — квадрат длины замедления. Решения уравнения диффузии хорошо изучены, и на первых порах развития теории реакторов широко использовались результаты, полученные в теории теплопроводности.

Подчеркнем следующий, очень важный с методико-познавательной точки зрения момент. Конечно, физические эффекты, связанные с распространением тепла и распространением нейтронов, совершенно различны — достаточно сравнить действие тепла и нейтронов на человеческий организм. Но с формальной точки зрения (в рамках математического описания этих явлений) они с точностью до обозначений совпадают. Именно умение находить подобные совпадения в совершенно различных на первый взгляд явлениях и составляет мощь и красоту теоретической физики.

Ниже будут рассмотрены примеры решения уравнения диффузий для монохроматических источников нейтронов. Тогда в уравнениях можно опустить источники, заменив их дополнительными «начальными» условиями (кавычки обусловлены тем, что по физическому смыслу τ — не время):

$$n(\mathbf{r}, 0) = S(\mathbf{r}), \text{ где } S(\mathbf{r}) \text{ — заданная функция } \mathbf{r}.$$

Как было обещано выше, приведем значения τ в диффузионном приближении. Вообще-то, τ выражается в виде интеграла по энергиям, но если входящие под интеграл длины не зависят от энергии, то интеграл берется. Тогда при $E \ll E_0$

$$\tau = l^2 \ln(E_0/E)/3\xi(1 - 2m/3M).$$

Если к тому же замедлитель тяжелый ($M \gg m$), то это выражение переходит в следующее

$$\tau = 2l^2 \ln(E_0/E)/3(1 - \epsilon).$$

Важным примером применения диффузионного уравнения является случай, когда в начале координат находится точечный источник монохроматических нейтронов, окруженный со всех сторон однородной бесконечной замедляющей средой. Тогда вероятность того, что нейтрон с энергией $E(\tau)$ окажется на расстоянии r от источника, определяется гауссовым распределением

$$n(r, \tau) = (4\pi\tau)^{-3/2} \exp(-r^2/4\tau).$$

Полученное пространственно-энергетическое распределение замедляющих нейтронов на первый взгляд представляется удивительным. Казалось бы более естественным, если бы монохроматический источник был окружен шаровыми слоями, с примерно одинаковой энергией в каждом из слоев — тем меньшей, чем дальше расположен слой от источника. Ведь для того чтобы потерять энергию, нейтрону надо испытывать соударение, и при этом он удаляется от источника. Но такое наивное описание несправедливо. В нем не учитывается, что рассеяние нейтронов изотропно. Поэтому замедляющиеся нейтроны лишь незначительно удаляются от источника. Покажем это на следующем элементарном примере. Пусть в исходный момент времени в начале координат (рассматривается одномерный случай) имеется 64 нейтрона. Пусть эти нейтроны изотропно двигаются направо и налево и испытывают соударения, проходя строго заданное расстояние l_0 . После соударения нейтроны продолжают двигаться изотропно. Получающееся при этом распределение нейтронов после заданного числа соударений представлено на рис. 2.1. Хотя этот пример и является слишком упрощенным, но в нем есть и еще одно рациональное зерно. В процессе замедления нейтронов существенную роль играет число столкновений, и этим обстоятельством часто пользуются в теории ядерных реакторов.

Как уже оговаривалось выше, диффузионное приближение несправедливо при больших r . Но на основе качественных соображений легко понять, какова будет зависимость $n(r)$ при $r \rightarrow \infty$. Действительно, при больших r по гауссовой формуле плотность нейтронов чрезвычай-

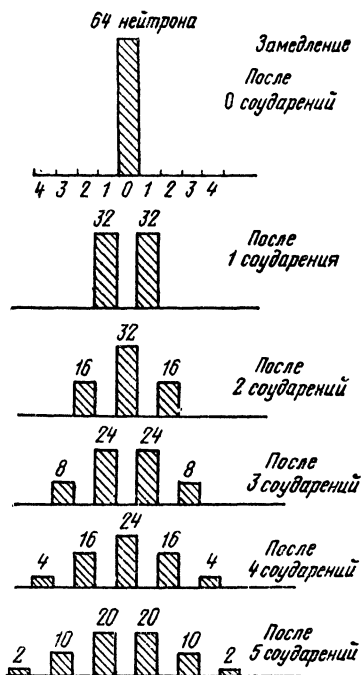


Рис. 2.1. Упрощенная модель пространственного распределения при замедлении нейтронов

но мала, и существенную роль будут играть те нейтроны, которые попали в эту область, испытав малое число столкновений. Но при малом числе столкновений плотность потока нейтронов падает как $\exp(-r/l)$, следовательно, $n \sim \exp(-r/l)$.

Диффузионное уравнение с учетом захвата нейтронов. До сих пор рассматривалось диффузионное приближение без учета захвата нейтронов. Когда захват нейтронов мал, его можно учесть, соответствующим образом трансформировав диффузионное уравнение:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} = \Delta n - \alpha(\tau) n,$$

$$\alpha(\tau) = \frac{1}{L^2} = \frac{3}{l_c l_s}$$

(в этом уравнении источник трансформирован в граничные условия). Тогда, например, для рассмотренного выше примера монохроматического источника, расположенного в начале координат и окруженного однородным замедляющим и слабопоглощающим нейтроны веществом, получим

$$n(r, \tau) = (4\pi\tau)^{-3/2} \exp(-r^2/4\tau) \exp\left[-\int_0^\tau \alpha(\tau) d\tau\right].$$

Мы видим, что по сравнению с предыдущим случаем появился множитель $\exp\left[-\int_0^\tau \alpha(\tau) d\tau\right]$, который описывает поглощение нейтронов.

Распределение тепловых нейтронов. Под тепловыми понимают нейтроны, квадрат длины замедления которых $\tau < \tau_t$, где величина τ_t задана и в обычных реакторах соответствует десятым долям электрон-вольта. Тогда плотность тепловых нейтронов $N(r)$ следующим образом выражается через плотность замедляющихся нейтронов (Q — мощность источника):

$$N(r) = \frac{Q}{D} \int_{\tau_t}^{\infty} n(r, \tau) d\tau.$$

Даже для простейшего случая рассмотренного выше монохроматического источника плотность тепловых нейтронов не выражается аналитически, и в случае отсутствия поглощения нейтронов имеет вид

$$N(r) = \frac{Q}{4\pi r D} \Phi \left[\frac{r}{2\sqrt{\tau_t}} \right],$$

где

$$\Phi(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z \exp(-u^2) du$$

— табулируемая функция ошибок. В предельных случаях можно воспользоваться разложением $\Phi(r/2\sqrt{\tau_t})$ и получить:

$$\text{при } r \gg 2\sqrt{\tau_t} \quad N(r) = \frac{Q}{4\pi r D}$$

(это выражение соответствует и случаю распределения нейтронов от точечного источника тепловых нейтронов);

$$\text{при } r \ll 2\sqrt{\tau_t} \quad N(r) = \frac{Q}{(4\pi)^{3/2} 2D \sqrt{\tau_t}}.$$

Интегральное уравнение для тепловых нейтронов при наличии размножения. Выше приведены основные сведения из теории замедления нейтронов с анализом пространственно-энергетического распределения нейтронов от источника, помещенного в рассеивающую и поглощающую среду. После того как основы теории замедления изложены, можно переходить к рассмотрению эффекта размножения нейтронов, или, как его называли первые создатели теории ядерных реакторов, к эффекту мультипликации.

Основное интегральное уравнение для тепловых ней-

тронов при наличии размножения имеет следующий вид (рассматривается нестационарный случай):

$$\frac{dN}{dt} = D\Delta N + \frac{v\varphi\theta}{T_c} \int N(\mathbf{r}', t) W_\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r}) d\mathbf{r}' - \\ - \frac{N(\mathbf{r}, t)}{T_c} + Q\varphi W_\tau(0, \mathbf{r}).$$

Используемые в этом уравнении обозначения неоднократно разъяснялись в данной главе. Напомним лишь, что $T_c = l_c/v$ — время жизни нейтрона относительно его захвата ядрами среды (конечно, собственное время жизни нейтрона относительно спонтанного распада, примерно равное 12 мин, в рассматриваемых процессах роли не играет), а $W_\tau(\mathbf{r}', \mathbf{r})$ — вероятность того, что быстрый нейтрон, родившийся в точке \mathbf{r}' в результате деления ядра, становится тепловым в элементе $d\mathbf{r}$ около точки \mathbf{r} . Выражения вероятности W_τ в некоторых случаях приводились выше. И, наконец, последний член описывает влияние монохроматического источника мощностью Q , помещенного в начале координат. Обращает на себя внимание множитель φ — вероятность избежать резонансного поглощения в процессе замедления (необходимость в таком множителе очевидна).

Теория экспоненциальных опытов. В принципе, казалось бы, что после написания интегрального уравнения для плотности тепловых нейтронов имеется математический аппарат, позволяющий определять критичность различных систем. Это действительно так, но с одной оговоркой. В интегральное уравнение входят величины ν , φ , τ , вычисление которых требует знания экспериментальных данных (в первую очередь энергетической зависимости сечений взаимодействия нейтронов с различными ядрами). Но подобные экспериментальные данные могут быть получены только в опытах на потоках нейтронов высокой интенсивности, которые в естественных условиях не встречаются и характерны только для ядерных реакторов. Возникает замкнутый круг...

Выход из него был найден на следующем пути. Откажемся от надежды получить микроскопические данные — энергетические зависимости сечений, и ограничимся более скромной, но не менее важной задачей: определим возможность протекания стационарной цепной реакции деления по каким-то макроскопическим характеристикам опытных систем. Оказывается, что данные

о размножающих свойствах системы можно установить по характеру затухания в ней потока нейтронов на больших расстояниях от источника. Подобное затухание происходит по экспоненциальному закону, поэтому соответствующие опыты были названы экспоненциальными.

Опишем наиболее типичную постановку такого опыта. Рассматривается призма из вещества, размножающие свойства которого требуется определить. По оси z призма считается бесконечной, по оси x ее размер равен a , по оси y ее размер равен b . Тогда при условии, что $k = \nu\varphi\theta$ и $|1-k| \ll 1$, на больших расстояниях от источника ($z \gg \sqrt{\tau_t}$) плотность тепловых нейтронов ведет себя как

$$N(x, y, z) \sim \cos \frac{\pi x}{a} \cos \frac{\pi y}{b} \exp(-\gamma_{00} z),$$

причем

$$\frac{\pi^2}{a^2} + \frac{\pi^2}{b^2} = L_{00}^2; \quad [\gamma_{00}^2 - L_{00}^{-2}] L^2 = \eta;$$

$$(1 - \eta) \exp\left(-\frac{\tau}{L^2} \eta\right) = k.$$

Таким образом, по характеру затухания плотности тепловых нейтронов на больших расстояниях от источника можно определить мультиплицирующие свойства среды: величина L_{00}^2 известна по условиям опыта, величину γ_{00} определяют экспериментально, по ней вычисляют η и, наконец, коэффициент размножения k . Если $\gamma_{00} < L_{00}^{-1}$, то $\eta < 0$ и $k > 1$. Если $\gamma_{00} > L_{00}^{-1}$, то $\eta > 0$ и $k < 1$.

Следует подчеркнуть, что в свое время полностью возможности использовать экспоненциальные опыты для установления физических характеристик сред не были реализованы. Это связано с тем, что непосредственно стали экспериментировать на уран-графитовых сборках, да и довольно быстро появились циклотроны, что позволило начать измерение микроскопических постоянных при различных энергиях. Но несмотря на это все же следует отдать должное подходу, связанному с экспоненциальными опытами, — он демонстрирует лишний раз мощь теоретических методов в тех случаях, когда затруднены прямые экспериментальные исследования.

Граничные условия. Обратим внимание, что в приведенном выше асимптотическом выражении плотность

тепловых нейтронов по оси z на границах призмы в направлениях x и y обращается в нуль. Остановимся на этом более подробно. Здесь следует выделить два момента.

Во-первых, уравнение диффузионного типа для плотности тепловых нейтронов является приближенным. Основное условие его применимости — выполнение требования $l_s \frac{dN}{dx} \ll N$. (Заметим, что практически приходится

в ряде случаев действовать следующим образом: предполагать, что диффузионное уравнение справедливо, решать его, а потом убеждаться, что полученное решение удовлетворяет предъявленным требованиям; конечно, при этом производная берется по любым направлениям.) Далее рассматриваются однородные системы, которые можно разбивать на области с различными свойствами (например, система может быть окружена «отражателем», в котором нет размножения нейтронов), но при этом на границе раздела сред должны выполняться следующие условия непрерывности: должна быть непрерывна плотность потока тепловых нейтронов, т.е. $N(z_0-0) = N(z_0+0)$, и должен быть непрерывен ток тепловых нейтронов, т.е. $D_1 \text{grad } N_1 = D_2 \text{grad } N_2$ (термин «ток» был введен в теорию реакторов значительно позднее ее возникновения; основоположники использовали произведение $D \text{grad } N$ — и этого оказалось вполне достаточно).

Во-вторых, специфические условия возникают на границе с вакуумом. Очевидно, что в вакууме диффузии нет, поскольку там нет вещества и нейтроны свободно летят от источника, поэтому для вакуума написать уравнения мы не можем. Но здесь поступают следующим образом. Пусть реактор (состоящий только из мультиплицирующей зоны или из нескольких подобных зон, окруженных отражателем) имеет внешнюю границу, за которой следует «пустота». Тогда вышедший в пустоту нейтрон уже никогда не вернется в реактор. Поэтому по своим свойствам в данном случае пустоту можно рассматривать как полностью поглощающую нейтроны среду. Но если все нейтроны поглощены, то плотность их становится равной нулю. Тонкость лишь заключается в том, что граничное условие $N=0$ выполняется не на самой границе z_0 , а на «экстраполированной границе», равной $z = z_0 + 0,71 l_s$ [этот результат получается уже в случае

точного решения задачи, при этом оказывается, что вдали от границы (внутри реактора) полученное с таким граничным условием решение диффузионного уравнения правильно описывает распределение плотности тепловых нейтронов].

Критические размеры однородных систем. Если размножающая система очень мала, то в ней не может протекать стационарная цепная реакция деления: слишком много нейтронов улетают через внешнюю поверхность. Но по мере роста размеров системы роль поверхности уменьшается. И существуют такие размеры (они называются критическими), при которых осуществляется стационарная цепная реакция. Если же размеры больше, чем критические, то цепная реакция экспоненциально нарастает. Определить критические размеры для размножающей среды с заданными свойствами — это значит найти такие размеры, при которых размножающая среда строго критична. Очевидно, что критические размеры зависят не только от объема, занимаемого размножающей средой, но и от формы этого объема: ведь для одного и того же объема роль поверхности зависит от формы.

Строго говоря, для определения критических размеров необходимо решить приводившееся выше основное интегральное уравнение для плотности тепловых нейтронов. В настоящее время так в принципе и поступают, используя ЭВМ. Но в начальный период создания теории ядерных реакторов не было еще таких мощных вычислительных средств, и поэтому старались физически разумно упростить исходное уравнение, чтобы его можно было бы решить аналитически. Одно из наиболее грубых приближений интегрального уравнения — так называемое одnogрупповое диффузионное приближение. Физическая основа этого приближения зиждется на предположении, что плотность тепловых нейтронов слабо меняется по объему системы. Тогда под интегралом проводится разложение

$$N(\mathbf{r}') = N(\mathbf{r}) + \sum_{i=1}^3 (x'_i - x_i) \frac{\partial N}{\partial x_i} \Big|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}} + \\ + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^3 (x'_i - x_i) (x'_j - x_j) \frac{\partial^2 N}{\partial x_i \partial x_j} \Big|_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}}.$$

Учитывая нормировку W , однородность среды и ограничиваясь только вторыми производными в разложении $N(\mathbf{r}, t)$ в стационарном случае и без источников нейтронов (а в стационарно работающем ядерном реакторе вносимых извне источников нейтронов нет, так как все нейтроны образуются за счет деления делящихся нуклидов), получим следующее дифференциальное уравнение:

$$D\Delta N + \frac{k-1}{T} N = 0$$

(в стационарном случае, когда имеют смысл критические размеры, $dN/dt=0$). В этом уравнении D — эффективный коэффициент диффузии: $D=D_0+k\tau/T$; τ — квадрат длины замедления; k — коэффициент размножения: $k=\nu\varphi_0$.

Коэффициент диффузии D называется эффективным потому, что в нем посредством τ учитывается и замедление нейтронов.

Если рассматривается не размножающая среда, а отражатель, то для него $k=0$ и уравнение диффузии превращается в

$$\Delta N - \frac{1}{L^2} N = 0, \quad L^2 = DT.$$

Обратим внимание на следующие особенности основного уравнения диффузии.

Во-первых, это уравнение однородно по плотности тепловых нейтронов, и поэтому последняя из него определяется лишь с точностью до постоянного множителя. Кроме того, по своему физическому смыслу плотность нейтронов положительна и, естественно, нас будут интересовать только положительные решения диффузионного уравнения.

Во-вторых, диффузионное уравнение дополняется граничными условиями, что приводит к следующей ситуации: если заданы размножающие свойства среды, то только при определенных размерах системы могут удовлетворяться граничные условия (подобного типа задачи в математике называются задачами Штурма — Лиувилля).

В-третьих, в силу последней особенности могут быть две постановки задачи о критичности. Первая (она была особенно популярна на заре развития реакторострое-

ния, когда трудно было создавать нужные составы размножающей среды) — заданы свойства среды, задана форма реактора, следует определить критический размер реактора (с математической точки зрения найти такой размер, при котором удовлетворялись бы граничные условия). Вторая постановка задачи (она в большей степени соответствует современному подходу к проектированию реакторов) — заданы размеры и форма реактора и некоторые характеристики его внутренней конструкции, следует подобрать такую концентрацию делящегося вещества (другими словами, такой коэффициент размножения k), чтобы реактор был критичен.

Если размножающая среда однородна, то все сводится к нахождению единственного числа (соответствующего концентрации делящегося нуклида). В математической литературе это число называется собственным значением.

Примеры определения критических размеров систем без отражателя и с отражателем. Приведем некоторые примеры определения критических размеров для различных систем простейших форм, рассмотренные А. И. Ахиезером и И. Я. Померанчуком. Интерес к подобным вопросам в ту пору был вполне оправдан, поскольку еще не было ни одного действующего реактора. Рассматривались следующие случаи: сфера без отражателя и с отражателем конечным и бесконечным, параллелепипед без отражателя, призма с отражателем на основаниях, цилиндр без отражателя, с отражателем на основаниях (бесконечным и конечным), с боковым отражателем (конечным и бесконечным).

Критические размеры сферы. В отсутствие отражателя приближенное решение имеет вид

$$R_0 = (k - 1)^{-1/2} \pi M, \quad M = [L^2 + k\tau]^{1/2}.$$

Точное решение определяется из трансцендентного уравнения

$$1 + \pi^2 R^{-2} L^2 = k \exp[-\pi^2 \tau R^{-2}].$$

Если из этого уравнения вычислить критический размер с учетом первой поправки по отношению τ/R^2 , то получится

$$R = (k - 1)^{-1/2} \pi M \left\{ 1 - \frac{\pi^4}{4} \frac{k}{k - 1} \frac{\tau^2}{R^4} \right\}.$$

Абсолютный отражатель (полностью отражающий нейтроны, падающие на него из центральной размножающей среды, и, следовательно, не поглощающий нейтронов) уменьшает критический радиус вдвое.

Критические размеры параллелепипеда зависят от формы параллелепипеда. Наименьший критический объем имеет параллелепипед в форме куба. В этом случае ребро равно (в отсутствие отражателя) $a = (k-1)^{-1/2} \pi^{3/2} M$.

Критические размеры цилиндра. Рассмотрим цилиндр высотой H и радиусом R (без отражателя). Тогда условие критичности сводится к требованию

$$\frac{k-1}{M^2} = \left(\frac{\pi}{H}\right)^2 + \left(\frac{2,405}{R}\right)^2.$$

Это требование может выполняться при различных соотношениях между H и R . Минимальный критический объем соответствует случаю, когда $2R/H = 1,083$.

Подчеркнем, что критический размер реактора независимо от его формы пропорционален $(k-1)^{-1/2}$. Возможность получения ответа в аналитической форме в рассмотренных выше примерах была обусловлена симметрией задачи и, в частности, тем, что отражатель располагался только с какой-либо одной стороны реактора (в противном случае переменные не разделяются, т.е. плотность нейтронов нельзя представить как произведение функций, зависящих только от одной переменной). При наличии симметрии можно решить и более сложные задачи, например задачу для сферической системы, когда имеется несколько шаровых слоев с различными размножающими свойствами, окруженных отражателем. Также была решена и задача о помещении поглощающей пластины в размножающую среду — эта задача имеет большое практическое значение, так как соответствует рассмотрению оболочек твэлов.

Распределение плотности нейтронов. До сих пор обсуждалось определение критических размеров реактора, т.е., в терминах задачи Штурма—Лиувилля, нахождение собственного числа. Кроме того, в результате решения диффузионного уравнения можно найти плотность нейтронов, или, другими словами, собственные функции. Приведем распределение плотности нейтронов для рассмотренных примеров:

сфера без отражателя

$$N(r) = A \frac{\sin(\pi r/R)}{r};$$

цилиндр без отражателя

$$N(\rho, z) = A \sin \frac{\pi z}{H} J_0\left(\frac{2,405\rho}{R}\right),$$

где J_0 — функция Бесселя;

параллелепипед без отражателя (призма размерами a, b, c):

$$N(x, y, z) = A \sin \frac{\pi x}{a} \sin \frac{\pi y}{b} \sin \frac{\pi z}{c}.$$

Можно установить общий характер распределения плотности нейтронов для простейших задач, подобных рассмотренным выше. Если во всем пространстве реактора коэффициент размножения больше единицы (при этом он может быть разным в различных слоях), то максимум плотности нейтронов достигается в центре системы, а по мере движения к краям плотность монотонно падает. Если же имеются слои, в которых коэффициенты размножения меньше единицы, то в них образуются провалы плотности нейтронов. Как уже подчеркивалось выше, в силу однородности уравнения диффузии плотность нейтронов из него определяется с точностью до постоянной (в приведенных выше примерах эта постоянная обозначена A). С физической точки зрения это соответствует тому, что при заданных критических размерах реактор может работать на любой мощности. Конечно, последнее утверждение является приближенным — на самом деле физические характеристики размножающей среды (в первую очередь коэффициент размножения) зависят от мощности реактора, т.е. в зависимости от мощности реактора изменяются и его критические размеры.

Регулирующие стержни. Извне поддерживать критичность реактора, изменяя его размеры, конечно, не представляется возможным. На практике поступают следующим образом: в систему помещают стержни из сильно поглощающих нейтроны материалов и добиваются, чтобы с этими стержнями система была критична. Если вдруг система становится подкритичной, то, частично выводя из нее стержни, добиваются критичности. Если

система становится надкритичной, то, вводя в нее дополнительно стержни, опять приводят систему в критическое состояние (очевидно, что в этом случае стержни должны вводиться достаточно быстро — вот здесь и сказывается благотворная роль запаздывающих нейтронов). Таким образом, указанные стержни регулируют работу реактора, поэтому они и называются регулирующими.

Естественно, стараются сделать регулирующие стержни — в первую очередь для предупреждения непреднамеренного разгона реактора — как можно более эффективными (чтобы их минимальное передвижение сильным образом сказывалось на критичности реактора). Поэтому для изготовления регулирующих стержней применяют сильно поглощающие нейтроны вещества — либо кадмий, либо бор. Тогда все нейтроны, падающие на регулирующий стержень, поглощаются. Подобные регулирующие стержни называются черными.

Эффективность регуляторов, т. е. изменение коэффициента размножения, обусловленное их перемещением, определяют, применяя теорию возмущений. Это очень эффективный метод учета небольших изменений (по терминологии теоретической физики — возмущений, откуда и происходит название метода) свойств среды. Сначала решается задача для совершенно определенных свойств среды, а потом какое-то свойство среды (например, коэффициент размножения, или длина диффузии, или длина замедления) слегка изменяют, и задача не решается снова совершенно строго, а производятся разложения по малым возмущениям и используется полученное строгое решение для невозмущенного случая. Поскольку речь идет о решении диффузионного уравнения, то под термином «разложение» следует понимать не разложение типа разложения в ряд, а довольно тонкую процедуру, включающую различные промежуточные интегрирования. Входить в подробности этого метода мы не будем, а приведем результат для случая регулирующего стержня, который выражается в виде изменения коэффициента размножения δk , возникающего вследствие помещения регулятора радиусом ρ в однородный бесконечный по оси z цилиндрический реактор радиусом R , в одnogрупповом приближении характеризующегося постоянными k , L , τ . Результат имеет вид

$$\delta k = 2 [L^2 + \tau] / R^2 \mu_{2r} \ln (1,12R/\rho_{2r}),$$

где μ_{2r} — коэффициент усреднения квадрата плотности нейтронов по радиусу реактора; $\rho_{\text{эф}}$ — эффективный радиус регулятора.

Отметим две особенности приведенной формулы. Во-первых, в нее входит усредненное значение квадрата плотности нейтронов — это характерно вообще для теории возмущений. Во-вторых, слабая логарифмическая зависимость от радиуса регулятора несколько иллюзорна — дело в том, что эффективный радиус регулятора зависит от геометрического радиуса регулятора экспоненциально, так что результирующая зависимость δk от радиуса регулятора линейная.

В заключение заметим следующее. Теория возмущений для одnogруппового диффузионного уравнения достаточно проста, что связано с особенностями этого уравнения: достаточно знать лишь плотность нейтронов в невозмущенном случае. Однако в случае многих групп нейтронов ситуация усложняется — играют роль не только плотности нейтронов, но и сопряженные к ним функции (в одной группе последние совпадают с плотностями нейтронов). При точном решении интегродифференциального уравнения для плотности тепловых нейтронов эффективность регуляторов оказывается иной, чем при решении диффузионного дифференциального уравнения: множитель $L^2 + \tau$ превращается в L^2 (с физической точки зрения это понятно — ведь в одnogрупповом приближении нейтроны диффундируют в области размером порядка L^2 , из которой они и захватываются регулятором), а под знаком логарифма отношение R/π заменяется на L .

Общий приближенный метод нахождения критических размеров с учетом конечной длины замедления нейтронов (метод многих групп). Описание реактора при помощи диффузионного уравнения для тепловых нейтронов (приближение одной группы), конечно, является грубо приближенным. К некоторому удивлению, такое описание довольно правильно определяет собственные числа (т.е. критические размеры). Но для нахождения пространственных распределений плотности нейтронов одной группы явно недостаточно. Поэтому используют метод многих групп. Его идея сводится к следующему. Всю энергетическую шкалу разбивают на ряд областей (в настоящее время для расчетов на ЭВМ принято стандартное разбиение на 26 групп) и каждой области

приписывают некоторую плотность нейтронов. Эта плотность подчиняется уравнению диффузионного типа, причем учитывается как захват нейтронов в данной энергетической группе (т. е. их «выход из игры»), так и переход в другую группу (как правило, с более низкой энергией нейтронов вследствие рассеяния), а также приход из всех других групп в результате рассеяния и приход в данную группу нейтронов, образующихся в реакциях деления в своей и во всех других группах. На начальных этапах развития теории ядерных реакторов ограничивались двухгрупповым приближением. В этом приближении $\Phi_2(r)$ — плотность тепловых нейтронов, а $\Phi_1(r)$ — плотность замедляющихся нейтронов. В том случае, когда при делении образуются нейтроны только быстрой («замедляющейся») группы, уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} D_1 \Delta \Phi_1 - (\Sigma_{12} + \Sigma_{a1}) \Phi_1 &= -\nu [\Sigma_{f1} \Phi_1 + \Sigma_{f2} \Phi_2]; \\ D_2 \Delta \Phi_2 - \Sigma_{a2} \Phi_2 &= \Sigma_{12} \Phi_1. \end{aligned}$$

Здесь Σ — макроскопическое сечение, равное σx , где x — концентрация нуклидов; индекс a соответствует поглощению, f — делению; пара индексов ij соответствует переходу из группы i в группу j ; D_1, D_2 — коэффициенты диффузии.

Основное отличие многогруппового приближения от одногруппового заключается в разном характере пространственного распределения плотности нейтронов. В одногрупповом приближении пространственные распределения тепловых и замедляющихся нейтронов одинаковы, в двухгрупповом приближении различны. Да и сам вид пространственных распределений для тепловых нейтронов отличается. Например, для реактора в виде пластинки с отражателем и центральной «активной» однородной зоной в одногрупповом приближении максимум плотности нейтронов наблюдается в центре реактора, в активной зоне плотность нейтронов падает по тригонометрическому закону и в отражателе продолжает уменьшаться по гиперболическому закону. В двухгрупповом приближении картина иная: максимум плотности нейтронов по-прежнему в центре реактора, но в активной зоне падение плотности нейтронов к краю замедленно, а у самого края имеется даже ее некоторое относительное повышение; в отражателе же наблюдается явный всплеск плотности нейтронов (и, конечно, ее паде-

ние к краю отражателя). Этот всплеск тем больше, чем больше различие между квадратами диффузионных длин в активной зоне и отражателе: если замедлитель в этих зонах одинаков, то в отражателе квадрат диффузионной длины больше, а в активной зоне меньше, потому что в ней дополнительно имеется поглощающее нейтроны делящееся вещество. Физическая причина всплеска плотности нейтронов в отражателе очевидна: из активной зоны в отражатель выходят замедляющиеся нейтроны, которые в отражателе замедляются и за счет отсутствия сильного поглощения свободно диффундируют.

Неоднородные системы. До сих пор рассматривались однородные системы (в реакторной физике принято такие системы называть *гомогенными*). Именно для таких систем было обнаружено, что в ^{238}U происходит сильное резонансное поглощение нейтронов, что очень ограничивает выбор замедлителя — для обеспечения критичности замедлитель должен обладать очень малым сечением поглощения нейтронов. Одним из самых крупных в теории ядерных реакторов — а может быть, и самым крупным — явилось открытие, что не обязательно размножающую систему делать однородной, наоборот, с физической точки зрения ее выгоднее делать неоднородной (или, в терминах физики реакторов, *гетерогенной*). В таком случае конкурируют следующие физические процессы.

Если говорить о резонансном поглощении (множитель ϕ в коэффициенте размножения), то размещение делящегося вещества (в данном случае под делящимся веществом подразумевается природный уран или уран, слегка обогащенный ^{235}U) в виде отдельных блоков в замедлителе имеет ряд преимуществ. Во-первых, главный эффект заключается в том, что не все нейтроны резонансных энергий проходят эту область замедления вблизи ^{238}U . Рожденный быстрый нейтрон вылетает из блока урана в замедлитель и там в основном замедляется до тепловых энергий, а уже тепловой нейтрон в процессе диффузии попадает в урановый блок и там захватывается, но не ^{238}U , так как к энергетической области резонансов в ^{238}U нейтрон уже не относится, а ^{235}U , сечение поглощения тепловых нейтронов в котором существенно больше (примерно в 300 раз), чем в ^{238}U . Во-вторых, имеется еще одно преимущество блочного расположения урана. Когда на блок из замедлителя падают нейт-

роны резонансной энергии (заметим, что поскольку замедлитель расположен вне блока, постольку и резонансные нейтроны образуются вне блока), то не все ядра ^{238}U имеют одинаковую вероятность поглотить их: из-за большого резонансного поглощения на центральные ядра ^{238}U падает мало резонансных нейтронов, так как центральные ядра блокируются окружающими ядрами. Таким образом, общее резонансное поглощение уже не оказывается пропорциональным общему числу ядер ^{238}U .

Однако для теплового поглощения (множитель θ в коэффициенте размножения) дело обстоит противоположным образом. В замедлителе возрастает плотность тепловых нейтронов по сравнению с плотностью тепловых нейтронов в блоке (ведь в замедлителе нет сильно поглощающих нейтроны вещества). А раз в замедлителе растет плотность тепловых нейтронов, то соответственно растет и доля нейтронов, поглощаемых в замедлителе, относительно доли нейтронов, поглощенных в уране. Кроме того, имеется эффект блокировки поглощения тепловых нейтронов в ^{235}U — до ядер ^{235}U в центре доходит меньше нейтронов, чем до периферийных. Это приводит к тому, что часть ^{235}U используется неэффективно.

В результате получается следующая картина. Рассмотрим блоки урана заданных размеров. Тогда внутренние блок-эффекты (положительный на резонансных и отрицательный на тепловых нейтронах) заданы. Будем увеличивать расстояния между блоками урана. Сначала коэффициент размножения будет расти: множитель ϕ увеличится в большей степени, чем уменьшится множитель θ . Однако по мере удаления блоков урана друг от друга этот эффект будет уменьшаться, при некотором фиксированном расстоянии коэффициент размножения достигнет максимума, а дальнейшее увеличение расстояния приведет к тому, что уменьшение θ окажется больше, чем рост ϕ , и коэффициент размножения начнет падать.

Приведем некоторые количественные оценки рассматриваемых эффектов.

Резонансное поглощение в гетерогенных системах. Как правило, современные энергетические реакторы имеют цилиндрическую форму и состоят из цилиндрических урановых блоков, помещенных в замедлитель (ни-

же подробнее описаны конструкции наиболее типичных энергетических реакторов). Поэтому рассмотрим правильную решетку цилиндрических блоков радиусом ρ . Пусть площадь элементарной ячейки равна a^2 . Тогда вероятность избежать резонансного поглощения $\Phi = \exp(-\psi)$, где ψ называется «резонансным поглощением»:

$$\psi = b[\rho^{3/2} + A\rho^2]/(a^2 - \pi\rho^2).$$

Постоянные b и A зависят от плотности урана (в данном случае важна плотность ^{238}U), свойств замедлителя и характеристик резонансных уровней ^{238}U . В настоящее время имеются весьма точные экспериментальные данные по этим характеристикам (совпадающие с результатами непосредственного измерения резонансного поглощения). Физический смысл двух членов в выражении для ψ следующий: член $\rho^{3/2}$ отражает ту часть резонансного поглощения, которая обусловлена поглощением в центральной области резонансного пика — именно здесь-то и происходит внутренняя блокировка резонансного поглощения; член ρ^2 соответствует поглощению на «крыльях линии», здесь сечение поглощения мало и поэтому блокировки внутренних ядер не происходит.

Заметим, что эффект гетерогенной структуры реактора проявляется в блокировке резонансного поглощения (сравнительно с гомогенной средой) в том случае, когда выполняется неравенство $\rho \gg l_s \pi \rho^2 / a^2$.

Влияние температуры на резонансное поглощение. Изменение свойств размножающей среды в зависимости от температуры играет очень большую роль в физике реакторов, и ниже на подобных эффектах мы остановимся весьма подробно. Сейчас же ограничимся замечаниями относительно влияния температуры на резонансное поглощение. Температура среды проявляется в том, что ядра поглощающего вещества (в данном случае ^{238}U) находятся в движении, вследствие чего изменяется форма резонансного пика. Это изменение формы резонансного пика называется доплеровским. Оно характеризуется доплеровской шириной $\Delta = 2[mE, kT/M]^{1/2}$, где m — масса нейтрона; M — масса захватывающего ядра; E — энергия, соответствующая центру резонансной линии; k — постоянная Больцмана; T — температура среды. Оказывается, что из-за эффекта Доплера

распределение становится более широким: сечение поглощения в максимуме кривой падает, площадь под кривой поглощения не изменяется. Поэтому поглощение «крыльями линии» (член в резонансном поглощении, пропорциональный ρ^2) не изменяется, а влияние блокировки на член $\sim \rho^{3/2}$ уменьшается, т. е. резонансное поглощение в целом растет. Этот эффект благоприятен для нормальной работы реактора: в реакторах, в которых топливо содержит заметное количество ^{238}U , при повышении температуры (т. е. при повышении мощности) ухудшаются размножающие свойства — и реактор становится подкритичным, т. е. рост резонансного поглощения препятствует самопроизвольному разгону реактора.

Коэффициент использования тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе. Величина θ называется коэффициентом использования тепловых нейтронов. Это название обусловлено тем, что величина θ (в отличие от ψ) связана с поглощением тепловых нейтронов. Гетерогенная структура среды, когда топливо располагается в виде блоков, сказывается на ее размножающих свойствах, что проявляется в виде двух эффектов: 1) это так называемый внутренний блок-эффект (встречается и термин «блок-эффект первого рода»), когда внутренние слои топлива экранируются внешними; 2) так называемый внешний блок-эффект (или блок-эффект второго рода) — эффект от того, что в замедлителе поглощение нейтронов мало и поэтому в нем большая плотность нейтронов.

Внутренний блок-эффект при тепловом поглощении. Как указывалось выше, физическая природа этого эффекта очевидна. Рассчитать его, как правило, можно в диффузионном однорупповом приближении. Количественно внутренний блок-эффект характеризуется отношением максимальной плотности нейтронов в блоке к средней плотности нейтронов по объему блока (это отношение иногда называется *коэффициентом экранировки*). Для однородных блоков с длиной диффузии нейтронов L коэффициент экранировки Q зависит от формы блока:

блок в виде шара радиусом ρ :

$$Q = \frac{\rho^2}{3L^2} \left[\frac{\rho}{L} \operatorname{cth} \frac{\rho}{L} - 1 \right],$$

$$\text{при } \rho/L \ll 1 \quad Q \approx 1 + \frac{1}{15} (\rho/L)^2;$$

блок в виде сплошного цилиндра радиусом ρ :

$$Q = \frac{\rho}{2L} I_0(\rho/L) / I_1(\rho/L),$$

где I_0 и I_1 — функции Бесселя мнимого аргумента,

$$\text{при } \rho/L \ll 1 \quad Q \approx 1 + \frac{1}{8} (\rho/L)^2;$$

блок в виде пластинки толщиной $2d$:

$$Q = \frac{d}{L} \operatorname{cth} \frac{d}{L},$$

$$\text{при } d/L \ll 1 \quad Q \approx 1 + \frac{1}{3} (d/L)^2;$$

блок в виде полого цилиндра (пустого внутри) радиусами ρ_1 и ρ_2 :

$$Q = \frac{\rho_1^2 - \rho_2^2}{\rho_1^2} \frac{z_1}{z_2} \frac{I_0(z_1) - AK_0(z_1)}{I_1(z_1) - AK_1(z_1)};$$

$$A = \frac{I_1(z_2)}{K_1(z_2)}; \quad z_i = \frac{\rho_i}{L},$$

где K_0 и K_1 — функции Ганкеля от мнимого аргумента; при одновременном выполнении условий $\delta\rho \ll \rho_1, \rho_2$ и $\delta\rho \ll L$, где $\delta\rho = \rho_1 - \rho_2$,

$$Q \approx 1 + \frac{1}{3} \left(\frac{\delta\rho}{L} \right)^2 \left(1 - \frac{\delta\rho}{2\rho_1} \right) - \frac{1}{45} \left(\frac{\delta\rho}{L} \right)^4 - \\ - \frac{1}{30} \left(\frac{\delta\rho}{\rho_1} \right)^2 \left(\frac{\delta\rho}{L} \right)^2.$$

Внутренний блок-эффект не обязательно связан с поглощением тепловых нейтронов только в топливе — в принципе он проявляется при наличии любых неоднородностей сильно поглощающих или рассеивающих нейтроны веществ. Типичный пример последнего случая — слой простой воды вокруг поглощающего блока. Так как простая вода обладает очень малой длиной рассеяния, то даже ее тонкий слой представляет для нейтронов большое «диффузионное сопротивление»; это означает, что родившиеся вне блока и слоя простой воды тепловые нейтроны с трудом проходят сквозь слой про-

стой воды, рассеиваясь и отражаясь от него, и в малом количестве попадают на топливный блок, в результате чего плотности нейтронов на внешней поверхности слоя простой воды и на поверхности блока заметно различаются. Обозначив отношение этих плотностей β , получим для слоя простой воды толщиной d при условиях, что $d \ll l_a$ и L , где l_a — длина поглощения в блоке; L — диффузионная длина для простой воды:

$$\beta = 1 + 3\rho d/2l_t l_a Q.$$

Здесь l_t — транспортная длина в простой воде; ρ — радиус блока. В книге А. Д. Галанина «Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах» (М.: Атомиздат, 1957) приводится оценка значения β при следующих значениях постоянных: $d=0,2$ см; $\rho=1,7$ см; $l_a=3$ см; $l_t=0,48$ см. Получено $\beta=1,35$, т.е. эффект весьма существенный.

Теория гетерогенной решетки. Если проблемы, связанные с расчетом внутреннего блок-эффекта, оказались предельно простыми, то совершенно иначе обстоит дело с расчетом внешнего блок-эффекта; для этого пришлось построить совершенно нетривиальную теорию решетки топливных блоков в ядерном реакторе. Трудности начинаются с формулировки основных уравнений теории. Для создания подобных уравнений необходимы были какие-то физические идеи. По рассказам современников, подобные идеи были высказаны Л. Д. Ландау и сводились к тому, что топливный блок можно характеризовать одной-единственной постоянной — отношением потока нейтронов, падающих на данный блок, к плотности нейтронов на поверхности блока. Эта постоянная называется *тепловой*. (В дальнейшем конкретная теория блока была обобщена на случай, когда имелись блоки с различными свойствами, т.е. с различными тепловыми постоянными.) Деланное предположение, конечно, справедливо в том случае, когда (для цилиндрического реактора и цилиндрических блоков) плотность нейтронов внутри блоков не зависит от азимутального угла. Для этого требуется, чтобы блоки были «малыми», т.е. расстояние между ними, заполненное замедлителем, было бы велико. Тепловую постоянную, когда это возможно с физической точки зрения (а это возможно, если внутри блока допустимо диффузионное приближение), определяют из решения внутренней диффузионной задачи; в противном же случае тепловую

постоянную определяют, как правило, из приближенного решения интегродифференциального уравнения. Кроме тепловой постоянной блок характеризуется еще двумя естественными постоянными: η — числом быстрых нейтронов, возникающих при поглощении блоком одного теплового нейтрона, и ψ — вероятностью резонансного поглощения.

Далее возникает вопрос, как описывать поведение нейтронов в замедлителе. Обычно для тепловых нейтронов используется диффузионное приближение (что справедливо, если расстояние между блоками много больше длины свободного пробега нейтрона в замедлителе), а для замедляющихся — возрастная теория. Тогда, обозначая γ тепловую постоянную, имеем следующее уравнение для гетерогенного реактора:

$$\begin{aligned} \frac{\partial N(r)}{\partial t} = & D\Delta N(r) - \frac{N(r)}{T_s} + \\ & + \gamma\eta\theta \left[\sum_{\alpha} W_{\tau_T}(r - r_{\alpha}) - \psi \sum_{\alpha} W_{\tau_T}(r - r_{\alpha}) \right] N(r_{\alpha}) - \\ & - \gamma \sum_{\alpha} \delta(r - r_{\alpha}) N(r_{\alpha}). \end{aligned}$$

Слева стоит производная по времени от плотности нейтронов — в стационарном случае она равна нулю. Первый член справа описывает диффузию нейтронов в замедлителе — он полностью совпадает с аналогичным членом, встречавшимся в случае гомогенных (однородных) систем. Второй член описывает поглощение нейтронов в замедлителе — опять же, как в гомогенном случае. Третий член, заключенный в квадратные скобки, определяет замедление в точке r нейтрона, который как быстрый родился в блоке α , расположенном в точке r_{α} (слагаемое, пропорциональное ψ , учитывает резонансный захват в процессе замедления). И, наконец, последний член учитывает захват теплового нейтрона в блоке α без деления.

Решение приведенного уравнения, конечно, получить сложнее, чем уравнения, в котором нет дискретного суммирования. Но эту трудность можно преодолеть при помощи математического приема, который называется преобразование Фурье. Тогда ответ записывается (для случая цилиндрического реактора) в виде интеграла и суммы от введенных ранее функций Бесселя и Ганке-

ля (рассматривается стационарная система):

$$N(r) = \frac{\gamma}{2\pi D} \sum_k \left\{ \eta \int_0^\infty \frac{x \exp(-x^2 \tau) J_0(|r-r_k|x)}{x^2 + 1/L^2} dx - K_0\left(\frac{|r-r_k|}{L}\right) \right\} N(r_k).$$

[Специальные функции J_0 и K_0 — аналоги обычных тригонометрических функций для цилиндрической геометрии. Значения этих функций, как и тригонометрических, табулированы и приводятся в технологических справочниках].

Если слева устремить $r \rightarrow r_k$, то получится система линейных дифференциальных уравнений относительно плотности нейтронов на поверхностях блоков. Но система уравнений подобного типа имеет решение только в том случае, когда соответствующий детерминант равен нулю, таким образом, проблема опять сводится к задаче на нахождение собственных значений. С физической точки зрения в качестве такого собственного значения можно взять либо величину η (что соответствует выбору определенной композиции вещества блока), либо какую-то другую величину (обязательно связанную с реальной структурой реактора), например размер блока или размер ячейки. Можно показать, что задача на собственное значение трансформируется к следующему характеристическому уравнению:

$$1 + \alpha^2 L_p^2 = k \exp(-\alpha^2 \tau); \quad k = \eta q / (1 + q),$$

$$L_p^2 = q L^2 / (1 + q),$$

$$q = q_0 + q_1.$$

Из приведенного уравнения определяется величина α^2 , с помощью которой выражается плотность нейтронов на поверхности блоков. Так как должны выполняться граничные условия, то параметр α^2 оказывается связанным с размерами реактора: при данном значении α^2 только при определенных размерах реактора выполняются граничные условия.

По своей структуре полученное характеристическое уравнение совпадает с рассмотренными ранее уравнениями для определения критических размеров (см., например, уравнение для определения критических размеров сферы на стр. 73). Отличие заключается в ведении эф-

фективных величин L_p^2 и q , при этом в тепловом поглощении q учитывается (в виде слагаемого) блок-эффект. Величина q_1 зависит не только от размеров ячейки и блока, но и от формы ячейки, причем q_1 для любой ячейки уменьшается, если ее заменить эквивалентной круговой ячейкой. В том случае, когда отношение $\rho/a \rightarrow 0$,

$$q_1 = \frac{a^2}{4\pi L^2} \left[\ln \frac{a^2}{\pi \rho^2} - 1,472 \right].$$

Значение постоянного слагаемого в этой формуле в принципе приближенно, но погрешность не превосходит нескольких процентов.

Создание теории гетерогенного реактора — вершина общей теории ядерных реакторов; после этого можно было говорить уже о физических расчетах реакторов, служащих базой для инженерного проектирования. В неопубликованной рукописи А. И. Ахиезер и И. Я. Померанчук рассмотрели еще некоторые относительно мелкие вопросы: проблемы неглубокого выгорания ядерного топлива, температурный эффект и кинетика цепной реакции (кроме того, рукопись содержит ряд очень полезных математических приложений). Первые два из этих вопросов мы рассмотрим ниже в соответствующем контексте, а на последнем кратко остановимся сейчас.

Формула обратных часов. Если в реактор, находящийся в стационарном состоянии, внести некоторый избыток реактивности (в виде $\delta k > 0$), то реактор начнет разгоняться. Исключительно важно знать, какова будет скорость разгона: если окажется относительно малой, то реактором легко управлять и заведомо можно предотвратить его непреднамеренный разгон; но если скорость разгона велика, то такой реактор очень опасен в работе — можно не успеть предотвратить непреднамеренный разгон реактора. При этом, как уже указывалось выше, крайне важна роль запаздывающих нейтронов: именно они обеспечивают относительно медленную кинетику разгона реактора.

Имеется несколько групп запаздывающих нейтронов. Если обозначить выход продуктов деления, распад которых является источником нейтронов соответствующей группы, μ_i , а постоянную распада этих продуктов деления λ_i , то в предположении малого значения δk можно получить следующую связь между δk и периодом T экс-

понижения разгона реактора:

$$T = \sum_i \mu_i \lambda_i^{-1} / \delta k.$$

Эта формула носит название формулы обратных часов, так как δk обратно пропорционально периоду разгона реактора T .

Основные вехи развития теории реакторов. Заканчивая на этом краткое изложение истории создания основ теории реакторов, перечислим наиболее важные этапы этого развития:

установление невозможности цепной реакции на быстрых нейтронах в природном уране (Я. Б. Зельдович, Ю. Б. Харитон, 1939 г.);

установление возможности цепной реакции на медленных нейтронах в смеси природного урана с замедлителем (Я. Б. Зельдович, Ю. Б. Харитон, 1940 г.);

кинетика цепной реакции (значение запаздывающих нейтронов) (Я. Б. Зельдович, Ю. Б. Харитон, 1940 г.);

возрастное уравнение замедления нейтронов (Я. Б. Зельдович, 1943 г.);

теория экспоненциальных опытов на тепловых нейтронах (И. И. Гуревич, 1943 г.);

теория резонансного поглощения малыми блоками (И. И. Гуревич, И. Я. Померанчук, 1943 г.);

теория экспоненциальных опытов с учетом резонансного поглощения и конечной длины замедления нейтронов (И. Я. Померанчук, 1944 г.);

теория критических размеров в возрастном приближении (И. Я. Померанчук, 1944 г.);

односкоростная диффузионная теория (Я. Б. Зельдович, И. И. Гуревич, 1944 г.);

теория релаксации мощности реактора (формула обратных часов) (М. С. Козодаев, 1945 г.);

теория резонансного поглощения с учетом внешнего блок-эффекта (Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк, 1945 г.);

двухгрупповая теория теплового поглощения (Е. Л. Фейнберг, И. М. Франк, В. С. Фурсов, 1945 г.);

гетерогенная теория ядерного реактора (А. И. Ахиезер, И. Я. Померанчук, Г. И. Будкер, А. Б. Мигдал, А. Д. Галанин, С. М. Фейнберг, 1945—1946 гг.).

Заканчивая эту главу, необходимо подчеркнуть два обстоятельства. Во-первых, созданная теория оказалась очень эффективной — она дала возможность рассчитать

характеристики ядерных реакторов с большой точностью. Во-вторых, практическая реализация этой теории, т. е. строительство ядерных реакторов, так же как и вообще развитие атомной проблемы, потребовало, конечно, больших капиталовложений. Полное осознание важности последнего момента позволило решить атомную проблему в США и Советском Союзе; скудные ассигнования в фашистской Германии в существенной степени предопределили неуспех.

И еще раз, повторяя оговоренное в самом начале этой главы, подчеркнем, что используемые для исторического экскурса материалы (да и специфика их подачи авторами), конечно, носят налет индивидуального восприятия.

«Но, как это нередко бывает, об одном и том же разные люди помнят по-разному».

3

ФИЗИКА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ

В предыдущей главе были рассмотрены общие теоретические основы физики ядерных реакторов. В данной главе мы сосредоточим внимание на более конкретных вопросах, имеющих непосредственное значение как для практического конструирования ядерного реактора, так и для обеспечения его нормальной эксплуатации. Эти вопросы можно сгруппировать следующим образом: дальнейшее развитие теории ядерных реакторов, инженерные и физические характеристики энергетических реакторов, физические эффекты, способствующие нарушению нормальной эксплуатации реактора.

3.1. ДАЛЬНЕЙШЕЕ РАЗВИТИЕ ТЕОРИИ РЕАКТОРОВ

Развитие теории реакторов шло по трем направлениям. Во-первых, проводились уточнения теории физических эффектов, описанных в предыдущей главе. Во-вторых, развивалась теория новых эффектов, которые ранее не рассматривались (эти эффекты были главным образом связаны с изменением характеристик реактора во времени). И, в-третьих, создавались расчетные методы для определения параметров реактора (строго говоря, это направление относится уже не к физике, а к вычислительной математике, которая очень интенсивно развивалась в годы, последовавшие за созданием ЭВМ. Но специфика постановки реакторных расчетных задач позволяет выделить это направление в отдельную область вычислительной математики).

Если говорить о дальнейшем развитии теории рассмотренных ранее физических эффектов, то прежде всего бро-

сается в глаза, что здесь существенных разработок весьма мало. Связано это не с тем, что к теории реакторов был утрачен интерес, а главным образом с тем, что первоначальное рассмотрение проводилось на столь высоком уровне, что уточнений не требовалось, и единственно, что оставалось, — это расширение области применения ранее полученных результатов. Приведем несколько примеров.

Теория резонансного поглощения. В развитой в практически законченной форме И. И. Гуревичем и И. Я. Померанчуком теории резонансного поглощения нейтронов (что представляло главный интерес применительно к ^{238}U) в дальнейшем разными авторами были проведены следующие уточнения:

непосредственное вычисление коэффициентов при блокируемой и неблокируемой частях резонансного интеграла поглощения по экспериментальным значениям уровней в ^{238}U . Сравнение полученного таким образом резонансного поглощения с данными его непосредственного измерения. В первых работах, когда резонансные уровни ^{238}U были еще недостаточно хорошо известны, совпадения результатов расчетов и глобального эксперимента были вполне приличные; по мере уточнения данных о резонансах и развития теории интерференции нескольких резонансных уровней совпадение все улучшалось и вскоре достигло такого значения, что дальнейшее уточнение стало играть сугубо академическую роль;

развитие теории резонансного поглощения Гуревича—Померанчука для больших блоков. Напомним, что первоначально эта теория создавалась для малых блоков. В этом случае учитывался эффект рассеяния резонансных нейтронов на ^{238}U . С этой точки зрения малыми называются блоки, размеры которых значительно меньше длины рассеяния; большими — блоки, размеры которых много больше длины рассеяния. Оказалось, что общую теорию резонансного поглощения в малых блоках можно использовать вплоть до того, когда размеры блока становятся порядка длины рассеяния в ^{238}U , при этом в предельном случае эффект учета резонанса на ядрах ^{238}U составляет $\sim 8\%$ в резонансном поглощении, причем истинное резонансное поглощение всегда будет меньше, чем по теории для малых блоков;

развитие теории резонансного поглощения для блоков с замедлителем внутри. В этом случае существенны два эффекта. Во-первых, резонансный нейтрон имеет ве-

роятность столкнуться с ядром замедлителя и выйти из резонансной области, что приведет к уменьшению резонансного поглощения. Во-вторых, нейтрон с энергией большей, чем резонансная, в результате столкновения с ядром замедлителя внутри блока может стать резонансным и как таковой поглотиться, вследствие чего резонансное поглощение возрастает. Оказывается, что вклад второго эффекта всегда больше первого, что приводит к общему увеличению резонансного поглощения (это увеличение обусловлено блокируемой частью резонансного поглощения; неблокируемая часть не изменяется от введения замедлителя в блок; вообще же физика эффекта сводится к тому, что помещение дополнительного замедлителя внутри блока делает реактор более гомогенным);

развитие теории интерференции в резонансном поглощении решетки блоков. Для изолированного блока резонансное поглощение перестает быть блокированным при очень маленьких размерах блока ($\rho \ll 10^{-3}$ см для блоков из ^{238}U). Оказывается, что для решетки блоков при одновременном уменьшении как размеров блока, так и шага решетки блокировка в резонансном поглощении пропадает раньше. Физическая причина более ранней гомогенизации обусловлена тем, что если размеры ячейки малы по сравнению с длиной рассеяния в замедлителе (а основное поглощение происходит на «крыльях» резонансной кривой), то нейтрон сможет несколько раз пройти через блоки, прежде чем будет поглощен;

определение неравномерности поглощения резонансных нейтронов по радиусу блока. Очевидно, что к границе блока число поглощенных нейтронов резко возрастает, но все же их главная часть поглощается во внутренних областях (при этом надо иметь в виду, что поглощаются и тепловые нейтроны, а это еще в большей степени выравнивает суммарное распределение).

Теория регуляторов. Теория регуляторов играет крайне важную роль с точки зрения ядерной безопасности эксплуатации реактора. В настоящее время эта теория, практически полностью отпочковавшись от классической теории ядерных реакторов, представляет собой отдельную область теории управления. Поэтому упомянем лишь о двух вопросах, которые дополняют физические представления о регуляторах, изложенные в предыдущей главе.

Во-первых, это проблема интерференции регуляторов. Речь идет о следующем. Предположим (для упрощения), что имелаась некоторая область критического реактора, в которой плотность нейтронов была полностью выравнена. Поместим в эту область регулятор. Ясно, что критичность нарушится, и чтобы вернуть реактор в критическое состояние, необходимо из него извлечь какой-то поглотитель. От того, в каких местах реактора извлекается этот поглотитель и в каких количествах (общее количество извлекаемого поглотителя определяется необходимостью создания критического состояния), зависит получившееся пространственное распределение плотности нейтронов (если рассматривается, например, цилиндрический реактор, то речь идет о радиальном распределении плотности нейтронов). Ясно только одно: около регулятора образуется «провал» плотности нейтронов; если общая мощность реактора сохраняется, то это приводит к тому, что появляются области, в которых плотность нейтронов выше, чем она была до помещения регулятора в реактор. Теперь рассмотрим, какова будет эффективность второго помещаемого в реактор регулятора. Как было установлено в гл. 2, эффективность регулятора пропорциональна квадрату плотности нейтронов в том месте, в которое вставляется регулятор. Поэтому эффективность второго регулятора уже не может равняться эффективности первого регулятора, поскольку, за исключением отдельных точек в реакторе, в прочих плотность нейтронов изменилась. Если второй регулятор размещается вблизи от первого, где произошел завал плотности нейтронов, то его эффективность будет меньше, чем первого; наоборот, если второй регулятор размещается далеко от первого, а там плотность нейтронов возросла, то его эффективность возрастает. Этот эффект называется интерференцией регуляторов и является весьма важным при практической эксплуатации реактора.

Во-вторых, существенно знать, как зависит эффективность регулятора от глубины его погружения. Как правило, в энергетических реакторах плотность нейтронов по высоте не выравнена. Представим регулятор как совокупность очень тонких дисков поглощающего вещества. Тогда каждый подобный диск будет находиться при различной плотности нейтронов, а вносимое диском изменение в коэффициент размножения будет пропорционально квадрату плотности нейтронов в месте располо-

жения диска. Если регулятор опущен в реактор на некоторую глубину h , то вносимое им изменение в коэффициент размножения $\delta k(h)$ следующим образом связано с изменением $\delta k(H)$ при полном погружении регулятора на высоту реактора H :

$$\delta k(h)/\delta k(H) = \int_0^h N^2(z) dz / \int_0^H N^2(z) dz,$$

где $N(z)$ — плотность нейтронов в точке z . Приведенное отношение при обычно встречающемся в энергетических реакторах распределении $N(z) \sim \sin(\pi z/H)$ в довольно широкой области значений h вблизи $H/2$ пропорционально h . На практике этим пользуются для того, чтобы градуировать эффективность регуляторов в «линейных метрах», проводя нормировку именно на область $h \sim H/2$.

Двухгрупповое приближение. Одногрупповое приближение описания замедления и диффузии нейтронов в реакторе является слишком грубым: максимум того, что оно может дать, — это приближенное значение критических размеров, но никак не распределение плотности нейтронов. Двухгрупповое приближение существенно лучше — оно дает возможность (хотя скорее качественно, чем количественно) установить распределение плотности нейтронов, при этом большое преимущество двухгруппового приближения составляет его относительная простота с вычислительной точки зрения. Поэтому очень важными оказались исследования, позволившие в замкнутом виде в рамках двухгруппового приближения учесть захват нейтронов в процессе замедления. Окончательно дело свелось к замене входящих в двухгрупповые уравнения коэффициента размножения k и квадрата длины замедления τ эффективными значениями $k_{эф}$ и $\tau_{эф}$:

$$k_{эф} = ke^{-\omega}/[1 - k(1 - e^{-\omega})\delta];$$

$$\tau_{эф} = \tau/[1 - k(1 - e^{-\omega})\delta],$$

где ω и δ определяются через интегралы по энергии от сечений поглощения и деления ^{235}U и ^{238}U (эти интегралы легко вычисляются в конечном виде, если сечения изменяются по закону $1/v$; существенно при этом, что резонансное поглощение в ^{238}U учитывалось независимо).

На этом закончим описание примеров дальнейшего уточнения рассмотренных в гл. 2 физических эффектов,

но в конце раздела в общей оценке вернемся к вопросу о том, в какой степени полезны уточнения различных физических эффектов, протекающих в ядерных реакторах.

Перейдем теперь к краткому перечню наиболее важных физических эффектов, учет которых способствовал дальнейшему уточнению теории ядерных реакторов.

Ксеноновое «отравление» реактора. Большинство новых физических эффектов было связано с изменением свойств реактора по мере выгорания ядерного топлива. Я. Б. Зельдович и Ю. Б. Харитон оказались провидцами: среди продуктов деления оказалось много нуклидов, обладающих сравнительно большим сечением поглощения нейтронов. Среди подобных нуклидов особо важную роль играет ^{135}Xe . Рассказывают любопытную историю о том, как ^{135}Xe впервые себя проявил. Когда в 1942 г. в Чикаго Э. Ферми пустил первый ядерный реактор, то почти сразу Э. Ферми уехал куда-то в другое место. И вот, не прошло еще и суток с запуска реактора, как Э. Ферми звонят по телефону и говорят, что реактор «заглох». Э. Ферми поинтересовался, как проходило уменьшение реактивности реактора во времени, и, проведя несложные расчеты (наверное, на логарифмической линейке — тогда этого инструмента вполне хватало для корректировки работы реактора: правда, у «корректировщиков» был далеко не заурядный научный класс), указал, сколько блоков урана надо добавить, чтобы реактор работал нормально. Лишь потом было установлено, что уменьшение реактивности обусловлено ^{135}Xe . Этот изотоп инертного газа Хе является продуктом распада ^{135}I , который образуется непосредственно в процессе деления, причем в относительно больших количествах (выход ^{135}I при делении $\gamma \approx 0,06$, что соответствует наибольшим выходам среди всех продуктов деления; ^{135}Xe образуется и непосредственно при делении, но в несравненно меньших количествах, и поэтому ниже этот эффект мы учитывать не будем). Уравнения, описывающие образования ^{135}I [его концентрацию обозначим $x_1(t)$] и ^{135}Xe [его концентрацию обозначим $x_2(t)$], имеют следующий вид:

$$\frac{dx_1(t)}{dt} = \gamma \Phi \Sigma^f - \lambda_1 x_1; \quad \frac{dx_2(t)}{dt} = \lambda_1 x_1 - [\sigma_2 \Phi + \lambda_2] x_2,$$

где Σ^f — макроскопическое сечение деления; Φ — поток нейтронов; $\lambda_1 = (9,7)^{-1} \text{ ч}^{-1}$ — постоянная распада ^{135}I ;

$\lambda_2 = (13,4)^{-1} \text{ ч}^{-1}$ — постоянная распада ^{135}Xe ; σ_2 — сечение захвата нейтронов ^{135}Xe .

О последней величине необходимо поговорить отдельно. Сечение $\sigma_2(E)$ как функция энергии нейтрона E имеет сильный резонанс при $E=0,084$ эВ. Поэтому эффективное сечение (усредненное по спектру нейтронов) ^{135}Xe крайне чувствительно к эффективной температуре нейтронов: при $T=300$ К $\sigma_2=2,4 \cdot 10^6$ б, а при $T=700$ К $\sigma_2=1,6 \cdot 10^6$ б. В приведенных цифрах нет опечатки. Действительно сечение достигает нескольких миллионов барн. Это в тысячу раз больше, чем сечение, например, ^{235}U или ^{239}Pu . (Заметим, что в то же время, ^{135}I практически нейтронов не захватывает.)

Остановимся на некоторых особенностях накопления ^{135}I и ^{135}Xe в ядерных реакторах.

Во-первых, при постоянной работе реактора на заданной мощности (что эквивалентно работе при заданном потоке нейтронов) концентрации ^{135}I и ^{135}Xe достигают равновесных значений:

$$x_{1\text{равн}} = \gamma \Phi \Sigma^f / \lambda_1; \quad x_{2\text{равн}} = \gamma \Phi \Sigma^f / (\sigma_2 \Phi + \lambda_2).$$

Как видно из приведенных формул, $x_{1\text{равн}}$ пропорционально потоку нейтронов, но $x_{2\text{равн}}$ при больших потоках нейтронов практически от потока нейтронов не зависит.

Во-вторых, в начальный момент работы реактора $x_1(0) = x_2(0) = 0$. Достижение равновесных значений происходит по экспоненциальному закону:

$$\begin{aligned} x_1(t) &= \gamma \Phi \Sigma^f [1 - \exp(-\lambda_1 t)] / \lambda_1; \\ x_2(t) &= \gamma \Phi \Sigma^f \lambda_1 \{ \lambda_1^{-1} (\sigma_2 \Phi + \lambda_2)^{-1} + \lambda_1^{-1} (\lambda_2 + \\ &+ \sigma_2 \Phi - \lambda_1)^{-1} \exp(-\lambda_1 t) + (-\sigma_2 \Phi - \lambda_2)^{-1} (\lambda_1 - \\ &- \lambda_2 - \sigma_2 \Phi)^{-1} \exp[-(\lambda_2 + \sigma_2 \Phi) t] \}. \end{aligned}$$

В-третьих, чрезвычайно важно знать изменение концентраций ^{135}Xe (и с практической точки зрения в существенно меньшей степени ^{135}I) при остановке реактора (или снижении уровня мощности): сначала концентрация ^{135}Xe возрастает, достигает максимума, а потом начинает падать, экспоненциально стремясь к нулю. Этот процесс в физике реакторов называется «йодной ямой». Пока концентрация ^{135}Xe не вернется к значению, которое она имела до снижения мощности, в реакторе недостает реактивности для работы. Физические причины такого

поведения концентрации ^{135}Xe следующие. Перед снижением мощности x_1 и x_2 имели равновесные значения. При остановке реактора (этот случай удобнее для качественного анализа, чем случай частичного снижения мощности) перестает образовываться ^{135}I ; имевшийся ^{135}I превращается в ^{135}Xe , причем это превращение идет с большей скоростью, чем распад ^{135}Xe . Поэтому сначала ^{135}Xe накапливается. Но постепенно концентрация ^{135}I из-за распада уменьшается и снижается приток ^{135}Xe , а распад его продолжает происходить с той же скоростью. Ясно, что глубина «йодной ямы» тем больше, чем при большем потоке нейтронов работал реактор до остановки. Процесс же достижения равновесной концентрации, т. е. время пребывания в «йодной яме», для характерных энергетических реакторов составляет около полутора суток. Вообще, следует отметить, что переходные процессы, обусловленные ^{135}I и ^{135}Xe , достаточно медленные (характерные времена порядка десятка часов). Это позволяет подобные процессы довольно легко регулировать, но, конечно, необходимо тщательно наблюдать, происходят ли в данный момент подобные процессы в реакторе. Мы будем иметь возможность ниже обсудить весьма подробно весь комплекс возникающих при этом вопросов.

Самариевое «зашлаковывание» реактора. Ксеноновое отравление реактора рассматривается отдельно от действия прочих продуктов деления на работу реактора по двум причинам: во-первых, потому что поглощение нейтронов ^{135}Xe очень велико, и, во-вторых, потому что переходные процессы в этом случае имеют существенные характеристические времена — и не слишком малые, и не слишком большие. Прочие продукты деления обычно объединяют в несколько (предпочитают три) групп.

Уменьшение реактивности реактора за счет образования продуктов деления называется «шлакованием». Но часто из этих групп «шлаков» выделяют для отдельного рассмотрения пару нуклонов ^{149}Pr — ^{149}Sm . Эта пара очень похожа по своему поведению на пару ^{135}I — ^{135}Xe . Изотоп ^{149}Pr образуется непосредственно при делении, и ^{149}Sm образуется только из него путем β -распада, но не при делении. ^{149}Pr практически не захватывает нейтронов, ^{149}Sm же обладает большим сечением захвата ($\sigma=50\,000$ б). Принципиальное отличие ^{149}Sm от ^{135}Xe заключается в том, что он стабилен. Для пары ^{149}Pr — ^{149}Sm существует «прометиевая смерть», так как никогда

после остановки реактора реактивность не возвращается к первоначальной. Но если ограничиваться рассмотрением только энергетических реакторов, то проблема «прометиевой смерти» практически несущественна [и выход ^{149}Pu при делении не очень велик: $\gamma = 0,013$, и постоянная распада довольно мала: $\lambda = (68)^{-1} \text{ ч}^{-1}$]. В случае же экспериментальных высокопоточных реакторов прометиевая смерть — явление крайне неприятное: если она наступает, то приходится полностью загружать реактор свежим топливом.

В заключение рассмотрения вопросов, связанных с продуктами деления, отметим следующее. Продукты деления, образовавшиеся в процессе работы реактора, нигде не пропадают ни при радиоактивном распаде, ни при захвате нейтрона — они просто превращаются в другие нуклиды. Поэтому количество продуктов деления очень удобно рассматривать как характеристику, определяющую количество произошедших актов деления, при этом с очень хорошей точностью можно считать, что 1 кг образовавшихся продуктов деления соответствует выделение энергии, равное $10^3 \text{ МВт} \cdot \text{сут}$.

Выгорание топлива в энергетических реакторах. Назначение любого ядерного реактора состоит в том, чтобы в нем выжигать ядерное топливо, производя при этом энергию. Самыми первыми ядерными реакторами были промышленные реакторы, в которых нарабатывался ^{239}Pu . Выделение энергии в этих реакторах в какой-то степени являлось попутным — пожалуй, даже нежелательным — эффектом. Выгорание топлива было невелико, что обуславливалось требованиями, предъявляемыми к изотопной чистоте плутония.

Энергетические реакторы предназначены совершенно для иных целей — для наработки энергии, поэтому в них стремятся добиться наибольшей глубины выгорания топлива — чем больше энергии снято с заложенного топлива, тем лучше. В связи с большими выгораниями возникают новые проблемы, в первую очередь проблема обеспечения критичности реактора при глубоких выгораниях. Здесь очень важно учитывать образование новых актиноидов. Некоторые из них, такие как ^{239}Pu и ^{241}Pu , являются делящимися (причем их свойства как делящихся нуклидов даже лучше, чем ^{235}U), другие, в первую очередь ^{240}Pu , обладают большим поглощением нейтронов, в том числе и резонансных. Поэтому при переходе к кон-

струированию энергетических реакторов первой физической задачей, которая должна быть решена, является задача о кинетике выгорания (глубокого выгорания) ядерного топлива с учетом поглощения нейтронов как резонансного, так и в процессе замедления. Впервые эта задача была решена в 1956 г. Б. Л. Иоффе и Л. Б. Окунем, при этом была выявлена роль пространственной неравномерности потока нейтронов (было установлено, что выравнивание потока нейтронов чрезвычайно полезно с точки зрения увеличения допустимой глубины выгорания) и предложены режимы непрерывных перегрузок, в которых глубина выгорания существенно больше, чем при работе кампаниями с дискретной перегрузкой всего топлива в реакторе.

Основным вопросом, решаемым при проектировании энергетических реакторов, является вопрос о том, как обеспечить критичность реактора при больших выгораниях топлива. Подобного вопроса при малых выгораниях не существовало: там реактивность в достаточной степени поддерживалась за счет образования ^{239}Pu , поэтому можно было в качестве топлива использовать естественный уран. Для обеспечения глубоких выгораний топлива пришлось перейти на топливо, обогащенное ^{235}U . Общая схема режима выгорания топлива в реакторе при этом такова. Вначале, когда топливо свежее и еще нет продуктов деления, надо как-то гасить избыточную реактивность. Обычно с этой целью в реактор вводится бор, изотоп которого ^{10}B сильно поглощает нейтроны (с экономической точки зрения, конечно, более выгодно вводить какой-то другой нуклид, поглощение нейтрона в котором приводит к образованию используемого в народном хозяйстве радионуклида). По мере выгорания топлива и образования продуктов деления излишек бора выводится из системы (возможен и своеобразный «вывод» бора за счет самовыгорания). И так до тех пор, пока весь бор не будет выведен и реактор не перейдет в подкритическое состояние. Это схема. На самом же деле энергетические реакторы работают не в режиме «кампаний», а в режиме квазинепрерывных перегрузок [так, для ВВЭР каждая тепловыделяющая сборка (ТВС) до полного извлечения из реактора трижды переставляется]. Поэтому избыток реактивности свежего топлива часто компенсируется тем, что в это же время в реакторе есть и относительно немного выгоревшее топливо, и выгоревшее значительно.

Таким образом, цель физических расчетов сводится к определению нуклидного состава топлива в каждый момент работы реактора, установлению необходимой концентрации бора и выбору режима перестановок ТВС. Имеющиеся в настоящее время расчетные методы позволяют полностью решить поставленные задачи.

Оптимизация физических параметров реактора. В самом начале теория ядерных реакторов была одним из разделов общей теоретической физики, поскольку требовалось понять физическую природу протекающих в реакторе процессов. Но постепенно реакторы перестали быть полуэкспериментальными установками и превратились в сложные технические агрегаты, которые должны были выдавать промышленную продукцию того или иного сорта (наработка специальных нуклидов или энергии). Поэтому само собой родились проблемы оптимизации физических характеристик реакторов, в конечном счете определяющих производство продукции. Конечно, строго говоря, следует рассматривать обобщенную экономическую задачу, в которой все физические (и прочие) характеристики реактора выражаются в одних и тех же денежных единицах. Но это довольно сложно, в первую очередь, из-за неопределенностей в установлении цен. Поэтому обычно общую оптимизационную задачу разбивают на два этапа: во-первых, оптимизируют «материальный баланс» (в это понятие включаются все физические характеристики ядерного реактора), а затем уже, во-вторых, проводят экономическую оптимизацию. Мы остановимся только на первом этапе.

Когда проводят просто расчет реактора (без оптимизации), то задача, например, об определении критической массы выглядит следующим образом. Рассматривается плотность нейтронов $N(z)$. Она подчиняется определенному уравнению, это уравнение есть отражение физической сущности явления. Пусть это уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 N}{dz^2} + \alpha^2 N = 0,$$

где α^2 — некоторая характеристика среды [в физике реакторов α^2 называют «материальным параметром»; из предыдущего уже известно, что $\alpha^2 = (k-1)/M^2$]. Если α^2 задано (и постоянно), то общее решение написанного уравнения $N(z) = A \sin \alpha z + B \cos \alpha z$, где A и B — про-

извольные постоянные. Физический же смысл задачи заключается в том, что задано не только уравнение для $N(z)$ [другими словами, связь $N(z)$ с физическими свойствами вещества, заполняющего реактор], но и граничные условия: $N(0) = N(H) = 0$, где H — заданный размер реактора. Но $N(z)$ при произвольном значении α^2 не может удовлетворить одновременно этим граничным условиям при $z=0$ и $z=H$, поэтому возникает задача о нахождении собственного числа задачи, т. е. о нахождении таких значений физических характеристик реактора (размножения, замедления и поглощения нейтронов в заполняющем реактор веществе), при которых в данной задаче выполняется равенство $\alpha = \pi/H$. Другими словами, при стандартном физическом расчете реактора надо так выбрать свойство заполняющего его вещества, чтобы выполнялись граничные условия.

Совсем иначе обстоит дело при проведении оптимизационных расчетов. Здесь используется уже не только теория ядерных реакторов, но и один из разделов теории управления, называемый «математической теорией оптимальных процессов». Последняя теория наиболее удобна для практического применения в ядерном реакторостроении в форме принципа максимума Понтрягина. Главное отличие оптимизационной задачи от простого физического расчета заключается в том, что если в последнем надо найти собственное число (возможны, конечно, и модификации расчета: задано распределение свойств реактора в пространстве и надо найти общую нормировку этих свойств, т. е. решить задачу о собственном значении для неоднородного реактора), то в первой из этих задач надо не только удовлетворить заданным граничным условиям, но выбрать такую пространственную компоновку (пространственное распределение физических свойств), чтобы достигала экстремума некоторая характеристика реактора. Как правило, реакторные оптимизационные задачи решаются с использованием специальных программ для ЭВМ, но некоторые общие свойства оптимальных режимов можно получить и на основании принципа максимума Понтрягина полуаналитическими методами.

Наиболее существенным моментом в теории оптимизации, базирующейся на формализме принципа максимума Понтрягина, является то, что она направлена на решение конкретных технических задач. Это проявляется

ся в первую очередь в том, что рассматривается реалистическая постановка оптимизационной задачи. Оптимизационная задача характеризуется фазовыми переменными (т. е. переменными, определяющими состояние оптимизируемой системы), управлениями — функциями аргумента задачи (времени или пространственной координаты) и оптимизируемым функционалом (обычно подобный функционал задается в виде интеграла от известной функции фазовых переменных и управления). Задача заключается в том, чтобы найти такие значения управления, при которых переход системы из заданного начального состояния происходил бы в соответствии с заданными связями между фазовыми переменными в заданное конечное состояние системы и обеспечивал бы оптимум функционала. Вообще, это типичная задача вариационного исчисления, но вся тонкость заключается в том, что на управления наложены дополнительные ограничения — это как раз и соответствует реальным техническим задачам.

В связи с этим необходимо сделать следующее замечание. Обширная практика решения реакторных оптимизационных задач показывает, что оптимальным (как правило) является режим, в котором управления достигают своих граничных значений. При этом нарушение оптимальности, т. е. отклонения управления от оптимальных значений, приводит к изменению оптимизируемого функционала, пропорциональному отклонению управлений. В случае же классического вариационного исчисления отклонение функционала квадратично по возмущению управления. Это дает возможность в случае классического вариационного исчисления с хорошей точностью аппроксимировать оптимальное управление суперпозицией граничных значений управления. Поэтому можно формулировать следующее приближенное эмпирическое правило: в реакторных оптимизационных задачах оптимальное управление всегда состоит из участков, на которых управление достигает своих предельно допустимых значений.

Реакторные оптимизационные задачи естественным образом разбиваются на три класса. В основе подобного разбиения лежит как вид аргумента задачи, так и характер управления. В связи с физической сущностью аргумента задачи подчеркнем универсальность математической теории оптимальных процессов, использующей фор-

мализм принципа максимума Понтрягина: для ее использования совершенно безразлично, каков физический смысл аргумента.

Перечислим наиболее характерные задачи, относящиеся к различным классам реакторных оптимизационных задач.

Класс первый — пространственные реакторные оптимизационные задачи. В этом классе, как очевидно из его названия, аргументом является пространственная координата, а управлением — концентрация либо делящегося вещества, либо поглотителя («нейтрального» поглотителя, служащего для регулирования реактора, или «полезного» поглотителя, поглощение нейтронов в котором приводит к образованию какого-нибудь используемого в народном хозяйстве радиоактивного нуклида). Цели оптимизации (и соответствующие им функционалы) весьма разнообразны: минимизация критической массы, минимизация критических размеров, максимизация снимаемой с реактора мощности (имеется большое количество различных задач, специфика которых определяется видом задаваемых теплотехнических ограничений; среди подобных задач встречается и задача о минимизации мощности экспериментального реактора при заданном потоке нейтронов в отражателе), минимизация квадратичных отклонений в распределении плотности нейтронов или тепловыделения и т. п.

Класс второй — реакторные оптимизационные задачи, связанные с переходными процессами. В этих задачах аргументом является время, а управлением, как правило, абсолютное значение потока нейтронов (или пропорциональная этой величине мощность реактора). В свою очередь, эти задачи группируются по характерным временам переходных процессов. К наиболее быстрым относятся процессы на запаздывающих нейтронах (характерные времена — десятки секунд). Но эти процессы настолько быстры, что их оптимизация практически осуществлена быть не может — не успевает нужным образом срабатывать регулирующая система (хотя в теоретическом плане оптимизация подобного рода и рассматривалась).

Наиболее важны с практической точки зрения ксеноновые оптимизационные задачи — здесь характерные времена порядка 10 ч, и за такое время реактор легко поддается управлению. Решено огромное количество ксено-

новых оптимизационных задач: минимизация времени прохождения йодной ямы (и обратная ей задача о минимизации максимума концентрации ксенона после остановки реактора), минимизация выделяемой в переходном процессе энергии, максимизация выделяемой энергии в циклическом режиме работы реактора с запланированными остановками (например, экспериментального реактора, работающего только в дневное время), оптимизация распределения нагрузки на группу реакторов, работающих в переменном режиме съема энергии и др.

Следующей группой оптимизационных задач являются оптимизационные задачи, связанные с прометиевой смертью реактора. Здесь характерные времена порядка десятков часов (скорее даже несколько дней). Типы оптимизационных задач в принципе те же, что и для ксеноновых переходных процессов, но практическая актуальность этих задач ниже, чем ксеноновых, и поэтому их решено не столь много.

Отдельно следует отметить пространственно-временные задачи, в которых учитывается неравномерность распределения плотности нейтронов по объему реактора, что приводит к неравномерности распределения ^{135}I и ^{149}Pr . Для решения подобных оптимизационных задач развита соответствующая методика, которая позволяет пространственно-временную оптимизационную задачу свести к решению ряда чисто временных оптимизационных задач, причем практика показывает, что можно ограничиться небольшим числом временных задач (двумя-тремя).

Заметим также, что в последнее время в число реакторных оптимизационных задач были включены задачи об оптимизации поддержания критичности энергетических реакторов в процессе выгорания ядерного топлива.

К л а с с т р е т и й — оптимизация процессов образования нуклидов в ядерных реакторах. В этом классе оптимизационных реакторных задач управлениями являются потоки тепловых и резонансных нейтронов. Разные нуклиды обладают разными отношениями эффективных сечений поглощения тепловых и резонансных нейтронов; этим можно воспользоваться, чтобы организовать наиболее оптимальный процесс получения того или иного нуклида. Обычно в качестве оптимизируемой величины выбирают или концентрацию целевого нуклида в-конце процесса облучения (можно

рассматривать процессы как с заданным, так и с незадачным временем облучения), или количество поглощаемых в процессе нейтронов, или активность получаемого продукта и т. п.

Перейдем теперь к третьему вопросу, сформулированному в начале данного параграфа, — к вопросу о развитии расчетных методов, используемых в теории и конструировании ядерных реакторов. Этот вопрос чрезвычайно важен: одно дело — качественно понимать протекающие в реакторе физические процессы, и совершенно другое дело — уметь так их рассчитывать, чтобы пустить реактор и чтобы он нормально работал с минимальной вероятностью возникновения аварий.

Начало создания расчетных реакторных методов относится к концу 40-х годов, когда были сформулированы основы теории ядерных реакторов. Наша цель — определить круг рассматриваемых вопросов и используемых методов расчета реактора.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов описывается интегродифференциальными уравнениями. Решая их, требуется найти собственные значения задачи (т. е. определить условия критичности) и собственные функции (т. е. определить пространственное распределение нейтронов различных энергий). Для этого в первую очередь необходимо превратить интегродифференциальное уравнение в систему конечно-разностных уравнений. Эта процедура была к тому времени известна в математике и носила название «метод сеточек». После этого конечно-разностные уравнения необходимо записать в такой форме, чтобы выделить матрицу, собственные значения которой совпадали бы с собственными значениями задачи. В конце 40-х годов был разработан применительно к задачам расчета ядерных реакторов удобный способ подобного преобразования, известный как способ прогонки Кронрода—Филлер, что позволило находить как собственные значения матрицы, так и собственный вектор, т. е. распределение потоков нейтронов. Упомянутый метод применим в том случае, когда задача рассматривается в многогрупповом приближении, причем групповые уравнения записываются в диффузионном приближении. Следующим шагом явилось численное решение интегрального уравнения Пайерлса. Дальнейшее развитие этих идей привело к созданию современных программ для ЭВМ, позволяющих с хорошей точностью

находить все необходимые характеристики ядерных реакторов. В настоящее время число подобных программ измеряется сотнями (не одной сотней, а именно сотнями). Наиболее универсальна, пожалуй, реакторная программа WIMS.

Следует также отметить совершенно иной подход к решению реакторных задач — использование метода Монте-Карло, в котором непосредственно на ЭВМ моделируется процесс поведения нейтрона в реакторе, носящий вероятностный характер. Реализация этого метода требует мощных ЭВМ, и по мере совершенствования ЭВМ он, без сомнения, будет играть все большую роль в расчетах ядерных реакторов.

Этот параграф необходимо заключить некоторыми общими соображениями о эффективности тех или иных методов теории и расчета ядерных реакторов. Начнем с того, что обратим внимание читателя на словосочетание в предыдущей фразе — «теория и расчет». Каковы причины возникновения этого сочетания? С одной стороны, это словосочетание правильно отражает ситуацию — необходима не только теория ядерных реакторов, но и самый тщательный расчет. С другой стороны, это словосочетание несколько лукаво — здесь происходит смешение двух, вообще говоря, разных наук. И вызвано это смешение тем, что физика ядерных реакторов как сугубо теоретическая наука себя исчерпала. Ядерные реакторы — это мир не каких-то научных загадок (эти загадки были разгаданы в 40-х годах), а совершенно реальной, современной техники. Законы, по которым протекают процессы в ядерных реакторах, все давно поняты, и речь идет о том, как правильно их применять. А развитие теории, описывающей явления в ядерных реакторах с очень-очень большой точностью («с большим числом знаков»), практически не нужно и схоластично, так как достаточной точности нет в исходных данных. Вот поэтому к слову «теория» и стали приписывать (теоретики) слово «расчет».

Реакторные расчеты имеют свои особенности. Эти расчеты крайне ответственны (в первую очередь они должны гарантировать, что реактор надежен с точки зрения ядерной безопасности) и целенаправлены. Но появление мощных ЭВМ создало исключительно благоприятную атмосферу для схоластических «упражнений» на них. Те сотни программ, которые упоминались выше, конечно, для реальных расчетов ядерных реакторов не нужны.

И здесь в игру вступает «человеческий фактор», на который последнее время обращают все больше и больше внимания. Это и психология творчества, и психология престижности, и омут возможностей «проигрывать» бесконечные варианты, и мода на компьютеризацию. В результате создаются программы, которые совершенно не нужны, и рассматриваются (опять же, как и в теоретических изысканиях) эффекты, величина которых существенно ниже, чем неопределенности, вызываемые неточностью в исходных данных. Как тут не вспомнить слова одного из крупнейших советских физиков-теоретиков Л. Д. Ландау: «Особенно грубой ошибкой является тщательное вычисление с учетом всевозможных мелких поправок и применение слишком точных общих теорий в случаях, когда одновременно с этим пренебрегают гораздо большими величинами».

Значит ли это, что теория ядерных реакторов полностью ушла в прошлое? Конечно, нет! Но надо эту теорию развивать применительно к новым реакторным задачам, а не устраивать «пляски» вокруг старых задач. Смешно, например, в 80-х годах вычислять резонансное поглощение в ^{238}U по экспериментально известным характеристикам уровней, а потом радоваться, что полученная величина совпала с глобальными измерениями резонансного поглощения. А как же могло быть иначе? (И вообще надо более осторожно подходить к обязательному требованию экспериментальной проверки каждой рассчитанной величины — если все непременно измеряется экспериментально, то зачем же считать?!). Надо искать новые реакторные задачи, которые способствовали бы развитию ядерной энергетики и использованию реакторов в прочих целях, и решать эти задачи. Так, в свое время появилась целая область реакторных оптимизационных задач. Постоянно возникают задачи о новых топливных циклах и, наконец, имеется большое количество задач по повышению эффективности наработки радиоактивных нуклидов в ядерных реакторах — часть из этих задач теоретически решена, но лишь немногие результаты внедрены в практику.

Главное — это найти практически нужную реакторную задачу; ну а уж решить ее (аналитическим, полуаналитическим или численным методом) всегда можно. При этом одним из важнейших критериев того, что найденная задача (или новая программа для ЭВМ) действительно

нужна, является обязательное сравнение с тем, что было известно до этого, и установление факта, что получены физические, практически важные результаты, которые ранее не были известны.

3.2. ТЕХНИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РЕАКТОРОВ

Для определения физических свойств энергетических ядерных реакторов (в первую очередь их безопасности) необходимо иметь исходные технические данные — ведь выше излагалась фрагментарно общая теория реакторов, а для получения конкретных результатов надо знать конкретные данные конкретных систем. В Советском Союзе эксплуатируются реакторы двух типов — ВВЭР и РБМК. Это реакторы на тепловых нейтронах. Кроме того, осваиваются реакторы на быстрых нейтронах (например, на Шевченковской и Белоярской АЭС), но их вклад в атомную энергетику пока весьма невелик. Существует, конечно, и проблема безопасности экспериментальных ядерных реакторов, которые имеют свою специфику. В данной книге этот вопрос не рассматривается, так же как и физика и безопасность реакторов на быстрых нейтронах. Упомянем лишь, что проблемы безопасности экспериментальных реакторов более специфичны, что обусловлено большим количеством реакторов различного типа. Кроме того, мощность экспериментальных реакторов несравненно меньше, чем мощность энергетических реакторов, поэтому аварии на них менее опасны для окружающей местности; но, как правило, экспериментальные реакторы входят в комплексы научных институтов, расположенных непосредственно вблизи крупных городов, и это делает аварии на экспериментальных реакторах крайне нежелательными.

Свойства замедлителя и частота расположения твэлов. Прежде чем переходить к описанию конструкции реальных энергетических реакторов, остановимся на общей зависимости частоты расположения твэлов от свойств замедлителя. В первую очередь отметим, что бессмысленно обсуждать общие размеры реактора, поскольку они никак не связаны с его физикой, а определяются

полностью только инженерными соображениями: механической и теплотехнической надежностью получившейся системы. А с точки зрения реакторной физики здесь ситуация следующая: реактор набирается из «элементарных ячеек», коэффициент размножения которых (в предположении, что нет вылета нейтронов из элементарной ячейки) равен единице. Поэтому, не нарушая критичности, можно расположить рядом бесконечное число подобных ячеек, а на периферии поместить ячейки с коэффициентом размножения $k > 1$ так, чтобы компенсировать вылет нейтронов вовне, поэтому с физической точки зрения максимальные размеры реактора не ограничены.

Иначе обстоит дело с частотой размещения твэлов — здесь основную роль играет физика реактора. Все зависит от того, какой замедлитель расположен между твэлами. В настоящее время в реакторах на тепловых нейтронах, как правило, применяются в качестве замедлителя простая вода или графит и в редких случаях тяжелая вода. Замедлитель обладает двумя характеристиками, определяющими эффективность его использования в ядерном реакторе, — длиной диффузии нейтронов и квадратом длины замедления нейтронов (табл. 3.1).

Таблица 3.1. Длина диффузии L и квадрат длины замедления τ для некоторых замедлителей

Замедлитель	L , см	τ , см ²
H ₂ O	2,73	30
C	50	290
D ₂ O	159	120

Приведенные в табл. 3.1 данные показывают, что рассматриваемые замедлители существенно различаются значениями L и τ .

Длина диффузии L ограничивает сверху расстояние между твэлами: если это расстояние много больше L , то большое количество тепловых нейтронов будет поглощаться в замедлителе, не доходя до твэлов. Поэтому если в качестве замедлителя используется простая вода, то расстояние между твэлами должно быть мало. Для прочих замедлителей это расстояние может быть достаточно велико.

Квадрат длины замедления ограничивает снизу расстояние между твэлами: если это расстояние меньше $\sqrt{\tau}$, то нейтроны будут поглощаться топливом в твэлах, не успев замедлиться. Это не выгодно, так как и для ^{235}U , входящего в исходное топливо, и для ^{239}Pu , образующегося из ^{238}U в процессе работы реактора, отношение вероятности захвата нейтрона с делением к полной вероятности захвата нейтрона делящимся ядром падает с ростом энергии нейтронов (напомним, что речь идет о реакторах на тепловых нейтронах, когда основная масса нейтронов успевает замедлиться; для реакторов на быстрых нейтронах ситуация иная: там, наоборот, это отношение достаточно велико). Так, для ^{235}U это отношение составляет 0,85 для тепловых нейтронов и 0,67 для нейтронов резонансного спектра, а для ^{239}Pu — 0,66 и 0,60 соответственно. Таким образом, оказывается, что в случае простой воды в качестве замедлителя твэлы должны быть расположены существенно чаще, чем при прочих замедлителях.

Технические характеристики ВВЭР. Аббревиатура ВВЭР расшифровывается как водо-водяной энергетический реактор. В данном случае водо-водяной обозначает то, что и теплоноситель, и замедлитель — это вода.

Реакторы ВВЭР бывают различных типов. Тип реактора определяется его электрической мощностью. Обычно реакторы маркируются таким образом: ВВЭР-440 или, например ВВЭР-1000. Цифры, идущие за аббревиатурой ВВЭР, указывают электрическую мощность реактора. Тепловая мощность при этом раза в три больше электрической (так, для ВВЭР-440 тепловая мощность 1375 МВт, а для ВВЭР-1000 — 3000 МВт). Ниже приводятся некоторые технические характеристики реакторов типа ВВЭР:

Тип реактора	ВВЭР-440	ВВЭР-1000
Высота корпуса реактора (без верхнего блока), м	11,8	10,88
Максимальный диаметр корпуса, м	4,27	4,57
Масса корпуса, т	200,8	304
Масса урана в активной зоне, т	41	66,3
Количество топливных сборок, шт.	349	151
Количество органов механической системы регулирования реактивности реактора, шт.	73	109
Количество циркуляционных петель (насосов, парогенераторов)	6	4

Внутренний диаметр главных циркуляционных трубопроводов, мм	500	850
Расход теплоносителя через реактор, т/ч	34 000	59 700
Рабочее давление теплоносителя, МПа	12,5	16,0
Средняя температура теплоносителя на входе в реактор, °С	267	290
Средний подогрев теплоносителя, °С	28,8	31,9
Площадь поверхности теплоотдачи от твэлов, м ²	3150	4850

Заметим, что реакторы ВВЭР работают на обогащенном ²³⁵U топливе: на ВВЭР-440 обогащение 3,6 %, а на ВВЭР-1000 4,4 %. Приведем также основные конструкционные параметры активной зоны и твэлов для реактора ВВЭР-1000 (этот реактор выбран как более распространенный, чем ВВЭР-440; последний — уже в какой-то степени прошлое атомной энергетики):

Активная зона

Эквивалентный радиус активной зоны, см	156,0
Высота активной зоны (рабочее состояние), см	355,0
Объем активной зоны, м ³	27,0
Отношение площади замедлителя к площади топлива в поперечном сечении активной зоны	2

ТВС

Размер кассеты «под ключ», мм,	238
Шаг расположения кассет, мм	241
Толщина стенки кассет, мм	1,5 (с перфорацией 25 % поверхности)
Высота кассеты с пучком регулирующих стержней или стержней с выгорающим поглотителем, мм	4665
Материал направляющих каналов, канала для замера энерговыделения и центральной трубки	Циркониевый сплав

Твэл

Размеры оболочки, мм	9,1×0,69
Материал оболочки	Циркониевый сплав
Диаметр топливной таблетке, мм	7,6
Диаметр осевого отверстия в топливной таблетке, мм	1,4
Материал таблетки	UO ₂
Масса загрузки UO ₂ в одном твэле, г	1575

В приведенных данных отметим следующее:
 конструкционный материал (сплав циркония) — вещество, слабо поглощающего нейтроны;
 замедлитель (который одновременно является и теп-

лоносителем) — вода, т. е. вещество, сильно (относительно сильно, если говорить о конструкционных материалах, а не о самом топливе) поглощающее нейтроны, но одновременно обладающее очень маленькой длиной замедления. Поэтому спектр нейтронов в реакторе тепловой, но достаточно «горячий», так как тепловые нейтроны сильно поглощаются;

высокая симметрия расположения твэлов, что дает возможность довольно просто проводить расчеты реактора как приближенными методами, так и с использованием математических программ на ЭВМ.

Приведенных данных в принципе достаточно для проведения физических расчетов реактора: определения его критичности, пространственного распределения тепловыделения, поведения в переходных процессах и т. п. Но с точки зрения безопасности важно и то, что происходит с теплоносителем вне реактора — ведь теплоноситель радиоактивен как вследствие его облучения нейтронами и γ -квантами в реакторе, так и за счет попадания в теплоноситель (даже при нормальной работе реактора, не говоря уже о случаях повреждения оболочек твэлов) в каком-то количестве продуктов деления из твэлов. Схема снятия тепла с реакторов типа ВВЭР такова. Теплоноситель (вода) прокачивается через активную зону реактора, где и нагревается. Затем вода по главным циркуляционным трубопроводам поступает в парогенераторы и далее направляется обратно в реактор. Эта замкнутая система трубопроводов называется первым контуром. Ввиду того что нарабатываемая в реакторе радиоактивность не попадает во внешнюю среду, система с замкнутым первым контуром является очень удачной.

В парогенераторах теплоноситель, циркулирующий по первому контуру, отдает тепло воде второго контура. Пар, генерируемый в парогенераторах, по главным трубопроводам второго контура поступает на турбины и, пройдя цилиндры высокого и низкого давления с промежуточной сепарацией и перегревом, отдает часть своей энергии на вращение турбины, после чего поступает в конденсатор. Конденсатор, охлаждаемый водой циркуляционного контура (так сказать, третий контур), обеспечивает сбор и конденсацию отработавшего пара. Конденсат, пройдя систему регенеративных подогревателей, подается на подпитку парогенераторов.

Технические характеристики РБМК. Аббревиатура

РБМК расшифровывается как реактор большой мощности канальный (некоторые предпочитают букву «к» трактовать как сокращение слова «кипящий»). Этот реактор по своей конструкции (и вследствие этого и по физическим свойствам) существенным образом отличается от ВВЭР. Наиболее принципиальные различия: ВВЭР — корпусной реактор (давление держится корпусом реактора); РБМК — канальный реактор (давление держится независимо в каждом канале); в ВВЭР теплоноситель и замедлитель — одна и та же вода (дополнительный замедлитель не вводится), в РБМК замедлитель — графит, а теплоноситель — вода; в ВВЭР пар образуется во втором контуре парогенератора, в РБМК пар образуется непосредственно в активной зоне реактора (кипящий реактор) и прямо идет на турбину — нет второго контура.

Основные технические характеристики РБМК следующие. Активная зона реактора — вертикальный цилиндр эквивалентным диаметром 11,8 м, высотой 7 м. Боковой отражатель толщиной 1 м, торцевые отражатели толщиной 0,5 м. Материал отражателя — графит плотностью 1,65 г/см³.

Графитовая кладка реактора состоит из 2488 вертикальных колонн, собранных из блоков сечением 250 × 250 мм. По центру блока проходят сквозные отверстия диаметром 114 мм для размещения технологических каналов (ТК) и стержней СУЗ. Общее число технологических каналов в активной зоне 1693. Материал ТК — циркониевый сплав (в той части ТК, которая по высоте располагается в активной зоне). Внутри ТК — тепловыделяющая кассета, имеющая довольно сложную структуру (рис. 3.1). Кассета состоит из двух последовательно соединенных тепловыделяющих сборок (ТВС), длина каждой из которых 3,5 м. ТВС содержит 18 стержневых твэлов — трубок наружным диаметром 13,5 мм с толщиной стенки 0,9 мм, заполненных таблетками диаметром 11,5 мм из двуокиси урана (UO₂) плотностью 10,5 г/см³, и крепежные детали. Конструкционный материал — сплав циркония; обогащение топлива по ²³⁵U — 2 %. Масса урана двух ТВС 114,7 кг. Электрическая мощность энергетического реактора РБМК-1000 1000 МВт; тепловая 3200 МВт. АЭС с реакторами РБМК составляют заметную долю в атомной энергетике Советского Союза. Так, ими оснащены Ленинградская, Курская, Чернобыльская, Смоленская, Игналинская АЭС.

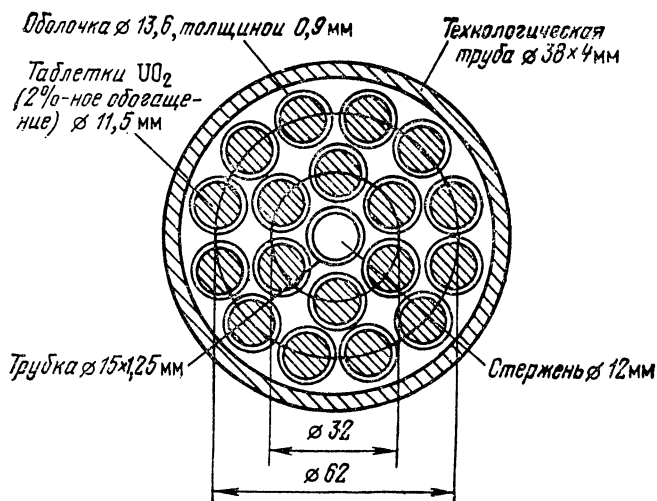


Рис. 3.1. Поперечный разрез технологического канала РБМК

Сложная конструкция активной зоны реактора РБМК затрудняет его физические расчеты, наличие разных замедлителя и теплоносителя приводит к сложной зависимости реактивности от мощности реактора, кипящий теплоноситель (нижний участок канала, на котором вода нагревается до температуры насыщения, имеет высоту около 2,5 м; выше происходит процесс развитого кипения, причем на выходе из активной зоны в среднем по реактору массовое паросодержание составляет 14,5 %) приводит к неравномерности распределения физических параметров по высоте реактора.

РБМК не имеет второго контура — образовавшийся в реакторе пар непосредственно попадает на турбину.

Приведем некоторые натуральные показатели топливного цикла реактора РБМК-1000 в режиме стационарных перегрузок:

Масса загружаемого урана, т	192
Начальное обогащение догружаемого топлива, %	2
Расход обогащенного урана, т/год	50,5
Расход природного урана, т/год	136
Производительность реактора по плутонию, кг/год:	
все изотопы	253
делящиеся изотопы	146
Масса графита в активной зоне, т	2000

Масса циркониевых труб каналов, т	103
Масса циркония в ТВС, т	74
Расход циркония, т/год	19,3

Физические характеристики технологического процесса энергетического реактора. Рассмотрев натуральные показатели топливного цикла реактора РБМК, мы вплотную подошли к чрезвычайно важному вопросу об экономических показателях атомной энергетики. Вдаваться мало-мальски подробно в обсуждение этого вопроса мы не будем, поскольку он крайне сложен (необходим тщательный экономический анализ со всеми нюансами, касающимися рынка), да и формально он выходит за рамки данной книги. Но совсем оставить этот вопрос без внимания было бы неправильно, поэтому рассмотрим лишь некоторые физические характеристики технологического процесса энергетического реактора.

Исходное топливо. Как уже упоминалось выше, в природном уране очень мало (0,714 %) делящегося изотопа ^{235}U . Поэтому использовать природное топливо непосредственно в энергетических реакторах типа ВВЭР и РБМК нельзя — реакторы на таком топливе будут подкритичными. Связано это в первую очередь с тем, что и в том и в другом реакторе присутствует в больших (или заметных) количествах вода, сильно поглощающая нейтроны. Поэтому для реактора ВВЭР-1000 используется топливо с обогащением ^{235}U , равным 4,4 % (в более ранних модификациях ВВЭР ВВЭР-440 — обогащение 3,6 %), а в реакторах РБМК 2,0 %. Это требует введения в топливный цикл фазы обогащения природного топлива. Можно ли избежать этого? Да, можно, но для этого надо строить совершенно другие энергетические реакторы с тяжелой водой (D_2O) в качестве замедлителя, при этом теплоноситель тоже должен быть специальным — либо это та же тяжелая вода (допускается и вариант с кипящим теплоносителем), либо газ (например, углекислый газ CO_2 ; в подобном варианте энергетический реактор был построен Советским Союзом для АЭС А-1 в Чехословакии и успешно эксплуатировался).

Глубина выгорания. Любой вариант атомной энергетики начинается с использования делящегося нуклида ^{235}U . Но атомная энергетика принципиально отличается от энергетики на органическом (каменном угле, нефти, торфе) топливе. В последней топливо только сжигается, а в атомной энергетике не только сжигается, но

одновременно с этим (если только не использовать какие-то экзотические реакторы с топливом, состоящим только из делящегося изотопа) нарабатывается новое. Это новое топливо также «горит» в реакторе, поэтому нарабатываемая энергия есть результат сжигания и заложенного в начале работы в реактор топлива, и образовавшегося в процессе работы нового топлива. В связи с этим следует подчеркнуть некоторую условность широко используемого в атомной энергетике термина «глубина выгорания». Под этим термином понимается количество энергии, снимаемой с заданного, изначально заложенного в реактор топлива. Суть термина состоит именно в том, что характеризуется получаемая энергия. В этом смысле прямолинейно понимаемый оттенок термина «глубина выгорания» как характеристики, относящейся к изменению количества делящегося нуклида в топливе, неверен.

Коэффициент воспроизводства. Для описания баланса делящихся нуклидов в топливе энергетических реакторов используется несколько физических понятий. Первое из них — коэффициент воспроизводства, равный отношению числа образовавшихся в единицу времени ядер делящихся нуклидов к числу уничтоженных в единицу времени ядер делящихся нуклидов. Для количественного выражения этого понятия введем несколько определений. Обозначим: x_i — число ядер i -го делящегося нуклида; x_{ki} — число ядер k -го нуклида, превращающегося путем захвата нейтрона в i -й делящийся нуклид; $\hat{\sigma}^{(i)}$ — полное эффективное сечение i -го нуклида; $\hat{\sigma}^{(ki)}$ — эффективное сечение захвата нейтрона k -м нуклидом с превращением в i -й делящийся нуклид; Φ_l — поток нейтронов в месте нахождения ядра l . Уже количество введенных обозначений указывает на то, что коэффициент воспроизводства существенным образом зависит от используемого топлива. Самый простой случай — когда образующийся делящийся нуклид идентичен изначальному. Это имеет место для цикла $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{U}$: ^{232}Th , захватывая нейтрон, превращается в ^{233}U (через β -распады ^{233}Th и ^{233}Pa). Заметим, что в принципе существует гипотетический цикл аналогичного типа $^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{241}\text{Pu}$, но если в цикле $^{232}\text{Th} \rightarrow ^{233}\text{U}$ хотя бы ^{232}Th встречается в природе (и в больших количествах, чем уран), то в цикле $^{240}\text{Pu} \rightarrow ^{241}\text{Pu}$ оба изотопа в природе отсутствуют. Итак,

если приписать ^{233}U индекс 1, а ^{232}Th индекс 2, то коэффициент воспроизводства, обозначаемый как КВ (ничего лучшего придумать не сумели!), имеет вид

$$\text{КВ} = \hat{\sigma}^{(2)} x_2 \Phi_2 / \hat{\sigma}^{(1)} x_1 \Phi_1.$$

Обычно используется смесь ^{232}Th и ^{233}U , поэтому Φ_1 и Φ_2 совпадают.

Для циклов, в которых используется обогащенный изотопом ^{235}U природный уран, выражение для КВ имеет более сложный вид, поскольку в качестве делящихся нуклидов фигурируют ^{235}U , ^{239}Pu и ^{241}Pu (кроме того, быстрыми нейтронами делится ^{238}U , но его принято в КВ не учитывать), а в качестве поглотителей, захват нейтронов в которых приводит к образованию делящихся нуклидов, ^{238}U (образуется ^{239}Pu) и ^{240}Pu (образуется делящийся ^{241}Pu ; в свою очередь ^{240}Pu образуется при радиационном захвате нейтрона в ^{239}Pu). В этом случае формула для КВ имеет вид

$$\text{КВ} = \sum_k \hat{\sigma}^{(k)} x_k \Phi_k / \sum_i \hat{\sigma}^{(i)} x_i \Phi_i,$$

где $k=238, 240$; $i=235, 239, 241$.

Приведенная формула демонстрирует основной принципиальный недостаток понятия КВ: в этом понятии не делается различия по размножающим свойствам между разными нуклидами. Но на самом деле разные делящиеся изотопы урана и плутония имеют разные отношения полных сечений к сечениям деления, разные числа нейтронов, испускаемых при делении, и разные (но крайне мало различающиеся) значения энергии деления. Поэтому КВ является очень грубой качественной характеристикой процесса работы реактора. Кроме того, надо всегда помнить, что КВ характеризует свойства реактора в данный момент, а не за некоторый промежуток времени. Очень существенно, что ввести какие-то характеристики реактора, относящиеся к определенному промежутку времени и выражающиеся через усредненные значения КВ, невозможно. Это связано со структурой КВ. Поскольку КВ есть отношение двух величин, не имеет смысла его усреднение как целого, следует отдельно усреднить числитель и знаменатель, а потом уж взять их отношение. Это принципиальный момент, который часто упускается даже в учебных пособиях (кстати, заметим, что сделан-

ное замечание о способе усреднения относится ко всем физическим параметрам, определяемым как отношение двух величин, и в первую очередь к коэффициенту размножения).

Удельная энергия. Для определения эффективности работы реактора за некоторый промежуток времени следует использовать понятие удельной энергии. Удельная энергия — это энергия, отнесенная к количеству израсходованных делящихся ядер (причем, как и в случае КВ, не делается различие между ядрами различных нуклидов). Удельная энергия обычно нормируется на энергию деления E_f , которая считается одинаковой для всех делящихся ядер (этот момент не принципиальный, так как легко учесть различие в E_f), и обозначается $\tilde{\epsilon}$. Формула для $\tilde{\epsilon}$ имеет вид

$$\tilde{\epsilon} = E/\Delta,$$

где E — выделившаяся за данный промежуток времени T энергия; Δ — число израсходованных ядер делящихся нуклидов.

По определению

$$\Delta = \sum_i x_i^{(f)}(0) - \sum_k x_k^{(f)}(T).$$

Заметим, что иногда вместо $\tilde{\epsilon}$ вводят обратную ей величину и называют ее «удельным расходом топлива». Вообще подобная процедура довольно естественна, но, к сожалению, противоречит рекомендации JUPAR, согласно которой под удельной понимается величина, отнесенная к единице массы (понятие «удельная энергия» этому требованию удовлетворяет).

Как следует из определения, Δ — величина знаконеопределенная: если в начале было больше делящихся нуклидов, чем в конце, то $\Delta > 0$; если меньше, то $\Delta < 0$. В последнем случае мы имеем расширенное воспроизводство делящегося материала (что соответствует $\Delta < 0$: это некоторое неудобство в определении $\tilde{\epsilon}$ — неудобство психологического плана; причем переход из состояния с $\Delta > 0$ в состояние с $\Delta < 0$ происходит с разрывом в $\tilde{\epsilon}$).

Итак, видно, что характеристики КВ и $\tilde{\epsilon}$ не совсем удовлетворительные: в них не учитываются различия размножающих свойств различных делящихся нуклидов.

Избежать этого можно было бы путем проведения экономического анализа, но состояние ядерно-энергетической экономики пока находится на таком уровне, что аккуратное решение подобной задачи ей недоступно.

Типичные значения КВ и $\tilde{\epsilon}$ для существующих энергетических реакторов приведены в табл. 3.2.

Таблица 3.2. Значения КВ и ϵ/E_f для энергетических реакторов разных типов

Тип реактора	ПД, кг/т	КВ	ϵ/E_f
ВВЭР-1000	0,0	0,42	0,30
	10,0	0,46	1,46
	20,0	0,53	1,51
	30,0	0,60	1,58
	40,0	0,72	1,66
ВВЭР-440 (обогащение топлива 3,6 %)	0,0	0,50	1,50
	16,0	0,59	1,76
	24,0	0,66	1,85
	30,0	0,70	1,93
	0,0	0,43	1,41
РБМК	5,0	0,44	1,46
	10,0	0,52	1,49
	14,0	0,61	1,55
	19,0	0,69	1,64

Заметим, что в таблице выгорание ядерного топлива измеряется в количестве накопившихся продуктов деления (ПД, кг/т); расчеты для РБМК проводились при средней плотности теплоносителя $d_{H_2O} = 0,41$ г/см³.

Данные табл. 3.2 носят, конечно, сугубо иллюстративный характер: при сравнении разных энергетических реакторов они просто показывают, как различаются их КВ (в данный момент) и ϵ/E_f (за кампанию).

3.3. ФИЗИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ, СПОСОБСТВУЮЩИЕ НАРУШЕНИЮ НОРМАЛЬНОЙ ЭКСПЛУАТАЦИИ РЕАКТОРА

Между атомной бомбой и ядерным реактором существует большая разница. Атомная бомба страшна ядерным взрывом, происходящим в данный момент (ударная волна, высокая температура) и его последствиями (остаточная радиоактивность). В ядерном реакторе произойти ядерный взрыв не может. Ядерный реактор потенциально опасен тем, что в нем имеются наработанные в течение длительного времени радиоактивные вещества. Поэтому если произойдет какая-нибудь неприятность с совершенно новым ядерным реактором, то негативные последствия будут относительно небольшими; но если нарушится технологический режим долго работавшего реактора, в котором накопилось много радиоактивных веществ, то последствия будут страшными.

Итак, основное — это чтобы находящиеся в реакторе радиоактивные вещества не попали бы в окружающую среду, а были бы извлечены из реактора в плановом порядке с соблюдением всех правил безопасности и захоронены в соответствующем месте. Поэтому необходимо знать природу всех физических эффектов, приводящих к нарушению нормальной эксплуатации ядерного реактора. Условно эти эффекты можно разделить на три группы. Во-первых, самопроизвольный разгон реактора. Это наиболее трудно предотвратимый эффект (если он уже начался), приводящий к наиболее сильному разрушению реактора и, следовательно, к наиболее крупной утечке радиоактивности в окружающую среду. Причины самопроизвольного разгона могут быть самые разнообразные, и мы их подробно проанализируем ниже. Во-вторых, искажение распределения тепловыделения в объеме реактора, приводящее к нарушению герметичности твэлов. Последствия подобной аварии могут оказаться и не очень опасными. В-третьих, эффекты, связанные не с ядерно-нейтронными свойствами реактора: это и какие-то повреждения конструкционных элементов (опасность

подобных повреждений определяется степенью разгерметизации реактора), и просто механические нарушения технологического режима. Где-то рядом лежат и причины, связанные с человеческо-психологическим фактором.

Самопроизвольный разгон реактора. При нормальной эксплуатации ядерного реактора эффективный коэффициент размножения, т. е. коэффициент размножения, определенный с учетом утечки нейтронов из реактора, должен равняться единице. Но в процессе работы состав реактора изменяется: исчезают делящиеся ядра, образуются продукты деления и новые актиноиды. Поэтому приходится дополнительно регулировать реактор, вводя или выводя из него регуляторы и добиваясь критичности реактора. Если же в реакторе возникает отклонение от критичности, то начинает резко изменяться поток нейтронов (медленное изменение потока нейтронов в реакторе происходит все время и обусловлено изменением нуклидного состава делящихся ядер, что приводит к искажению спектра нейтронов — это основная причина эффекта — и изменению числа выделяющихся при делении нейтронов — это менее существенная причина). Если обозначить Δk отклонение коэффициента размножения от единицы, то, как это обсуждалось ранее, поток нейтронов $\Phi(t)$ будет изменяться экспоненциально:

$$\Phi(t) = \Phi(0) \exp [\Delta k t / \tau].$$

Если $\Delta k > 0$, то поток нейтронов будет расти, если $\Delta k < 0$, — уменьшаться.

Величина $T = \tau / \Delta k$ называется периодом реактора; именно она определяет скорость роста потока нейтронов. Входящее в это определение величина τ связана с τ_0 — временем жизни одного поколения нейтронов. Последнее равно сумме двух слагаемых $\tau_0 = \tau_{\text{диф}} + \tau_{\text{зам}}$, где $\tau_{\text{диф}}$ — время диффузии тепловых нейтронов (в типичных энергетических реакторах $\tau_{\text{диф}} \sim 10^{-3}$ с) и $\tau_{\text{зам}}$ — время замедления (в большинстве реакторов выполняется соотношение $\tau_{\text{зам}} \ll \tau_{\text{диф}}$).

Какова реальная связь величин τ и τ_0 , зависит от значения Δk . Эта зависимость качественно такова (конечно, имеется и строгая формула для определения T , которую мы приводить не будем, ибо реальный расчет по ней требует большой точности промежуточных выкладок — в этой формуле очень сильная интерференция отдельных членов): если $\Delta k \gg \beta$, где β — доля запаздывающих ней-

тронов при делении (доля β в единицах 10^{-3} для различных актиноидов следующая: ^{233}U —2,68; ^{235}U —6,85; ^{238}U —16,7; ^{239}Pu —2,18; ^{241}Pu —5,52), то в приближении одной группы нейтронов $T=\tau_0/\Delta k$; если $\Delta k \ll \beta$, то $T=\beta\tau'/\Delta k$, т. е. пропала зависимость от времени жизни поколения τ_0 , а вместо этого появилась зависимость от времени жизни запаздывающих нейтронов τ' и их выхода β . Отсюда ясно, какую огромную роль играют запаздывающие нейтроны в процессе самопроизвольного разгона реактора.

Приведем два иллюстративных примера: если разгон идет на нейтронах диффузии, без учета запаздывающих нейтронов, то при $\tau_0=5 \cdot 10^{-4}$ с и $\Delta k=0,0025$ (величина крайне маленькая!) $T=\tau_0/\Delta k=0,2$ с, т. е. за 1 с поток нейтронов увеличивается примерно в 150 раз!!! Если же учесть запаздывающие нейтроны, например, предположить, что можно воспользоваться одной группой запаздывающих нейтронов с $\tau=12,4$ с, то при $\beta=0,0064$ оказывается $T \approx 32$ с (вместо $T=0,2$ с для реактора на мгновенных нейтронах) и за 1 с плотность потока нейтронов возрастает всего лишь на 3,1 %!

В связи с приведенными оценками необходимо отметить два момента. Во-первых, и это главное, никоим образом нельзя допускать в реакторе возникновения положительных $\Delta k \geq \beta$: если это требование нарушено, то на реакторе возникнет крупная авария. Во-вторых, как следует из приведенных выше значений β для различных делящихся актиноидов, значение β для ^{235}U существенно выше, чем для ^{239}Pu : это означает, что в процессе работы энергетических реакторов кампаниями к концу кампаний возникновение положительных Δk опаснее, чем в ее начале, а при работе реактора в режиме квазинепрерывных перегрузок роль запаздывающих нейтронов меньше, чем она была бы при работе на чистом уране без примеси плутония.

Итак, оценка ядерной безопасности энергетического реактора в первую очередь сводится к выяснению вопроса о возможности спонтанного нарушения критичности реактора, т. е. возникновения положительных значений Δk . Эта процедура (выяснение) сложна хотя бы по двум следующим причинам. Во-первых, непосредственное использование понятия вероятность в данном случае едва ли оправдано: не так уж и важно, что данная причина возможного роста коэффициента размножения достаточ-

но маловероятна, важны те последствия, к которым приводит этот рост Δk . Да и анализ аварии на Чернобыльской АЭС показывает, что даже крайне малая вероятность случайного сочетания различных факторов не может служить оправданием аварии — необходима разработка мероприятий, полностью исключающих возникновение подобных сочетаний. Поэтому психологически неправильно делить возможные причины нарушения критичности на более вероятные и менее вероятные: это притупляет внимание к маловероятным неполадкам. Во-вторых, причин, которые могут привести к возникновению положительного Δk , очень много и не все из них, без сомнения, в настоящее время полностью выяснены. Поэтому на приводимое ниже перечисление возможных причин роста коэффициента размножения надо смотреть как на сугубо приближенное. Собственно говоря, и цель книги состоит не в создании правил ядерной безопасности эксплуатации энергетических реакторов, а лишь в описании общей физической картины работы реактора и возможных последствий нарушения нормальной работы.

Система регулирования. Одна из причин возможного увеличения коэффициента размножения — неполадки в системе регулирования. Наиболее опасно при этом непредусмотренное извлечение регуляторов из реактора, их «спонтанный выброс». Конечно, это явление крайне маловероятно: как правило, регуляторы вводятся сверху и «падают» вниз из реактора им некуда, но в принципе (например, за счет накопления и взрыва гремучей смеси), возможен выброс регулятора наверх. С этой точки зрения предпочтительнее регулирование гомогенного типа, а не отдельными стержнями (но отдельные регулирующие стержни все равно придется оставить для локального регулирования). Подобным типом регулирования является добавление бора в теплоноситель (изотоп ^{10}B очень интенсивно поглощает нейтроны — кстати, он является классическим образцом ядра, сечение взаимодействия которого строго следует закону $1/v$).

Относительно эффективности системы управления надо сказать следующее. На реакторах типа ВВЭР помимо борного регулирования используются поглощающие стержни СУЗ. Они состоят из двух частей: верхней, выполненной из поглотителя, и нижней — из ядерного топлива. В рабочем состоянии в активной зоне реактора находится поглощающая часть. Когда стержни СУЗ извле-

каются из реактора, то на их место в активную зону вводится топливная часть и поэтому эффект оказывается двойной: как за счет извлечения поглотителя, так и за счет введения на его место топлива. Стержни СУЗ собраны в группы (в группе около шести стержней). По имеющимся данным эффективность группы стержней колеблется (довольно сильно) в зависимости от концентрации борной кислоты в теплоносителе около $\Delta k \approx 0,02$.

В реакторах типа РБМК ситуация более простая: имеются отдельные стержни СУЗ, эффективность которых в идеализированном случае порядка $\Delta k \approx 0,0008$, а в реальной ситуации в зоне плато порядка $\Delta k \approx 0,0006$, т. е. в этом реакторе Δk за счет извлечения одного стержня СУЗ существенно меньше β . В ВВЭР, хотя извлечение группы стержней СУЗ и вносит $\Delta k > \beta$, речь идет о группе стержней, что делает их одновременное извлечение крайне маловероятным.

«Локальный котел». В начале создания атомной промышленности ядерные реакторы назывались «атомными котлами». Этот термин являлся точным переводом английского pile (куча, котел). В настоящее время русский термин «котел» практически исчез из употребления, оставшись лишь в сочетании «локальный котел». Речь здесь идет о крайне важном физическом явлении. Когда в предыдущем параграфе мы говорили о непреднамеренном извлечении регулятора из реактора, то само собой подразумевалось, что возникающий избыток реактивности может быть скомпенсирован соседними регуляторами. И в принципе это правильно, за одним исключением. Возможна такая ситуация, когда извлечение регулятора создает область, которая сама по себе надкритична. Подобная область и называется «локальным котлом». Здесь необходимо некоторое уточнение. Строго говоря, локальным котлом такая область называется в случае, когда размещение любого числа самых сильных поглотителей вне этой области не может прекратить цепную реакцию в ней. В практическом плане локальным котлом следует считать такую область, помещение вблизи которой имеющихся в наличии регуляторов не гасит цепной реакции в ней, т. е. практическая интерпретация термина существенно более широкая. Локальные котлы могут возникнуть только в энергетических реакторах на обогащенном топливе — чем выше обогащение, тем больше возможностей для возникновения локального котла. Кро-

ме внезапного и незапланированного «исчезновения» регуляторов из реактора локальные котлы в принципе могут возникнуть при неправильном расчете начальной загрузки реактора. Поэтому проводить критический опыт, или, другими словами, первый физический пуск реактора, следует необычайно аккуратно и осторожно. Как следует из самого физического смысла, локальный котел может быть «погашен» только помещением поглотителя внутрь него, если по техническим причинам такая возможность исключается, то ничего сделать нельзя и на реакторе возникает авария.

Температурный (мощностной) эффект. При рассмотрении роли регуляторов в возможном росте реактивности предполагалось, что эффекты, обусловленные извлечением регуляторов, проявляются достаточно быстро и не зависят от изменения свойств среды реактора. Но имеются физические процессы, приводящие к обратной связи с ростом реактивности. Вследствие роста реактивности в той или иной степени повышается мощность реактора и, следовательно, увеличивается температура внутри реактора (причем различные элементы активной зоны реактора — твэлы, теплоноситель, замедлитель и т. п. — нагреваются в разной степени). Поэтому необходимо рассмотреть вопрос о том, как будет изменяться реактивность в зависимости от изменения температуры этих отдельных элементов. Потом можно просуммировать все эти эффекты и определить влияние уже не температуры, а изменения мощности. Величина, равная изменению реактивности при изменении температуры на 1°C , называется «температурным коэффициентом»; аналогичная величина, связанная с изменением мощности на единицу, называется «мощностным коэффициентом».

Температурный коэффициент определяют процессы.

Нагревание топлива. При нагревании топлива изменяется резонансное поглощение в ^{238}U . Связано это с тем, что резонансное поглощение в ^{238}U сильно блокируется, а увеличение температуры приводит к изменению брейт-вигнеровской формы резонансной линии, она становится менее острой и увеличивается площадь под крыльями линии, где нет блокировки. Поэтому при повышении температуры топлива коэффициент реактивности отрицательный, т. е. реактивность уменьшается. Это хорошо — происходит саморегулировка реактора.

Нагревание замедлителя. При нагревании замедлителя его плотность (особенно, если замедлитель жидкий) уменьшается, растет квадрат длины замедления τ и реактивность падает. Тоже хорошо.

Нагревание теплоносителя. Если рассматривать «идеальный» теплоноситель, не поглощающий нейтроны, то эффект от его нагревания аналогичен эффекту от нагревания замедлителя. Но если теплоноситель обладает большим поглощением нейтронов, то ситуация изменяется: уменьшение плотности теплоносителя приводит к снижению вредного поглощения нейтронов и росту реактивности. Это плохо—если относительная роль подобного эффекта среди других велика, то увеличение температуры (или мощности) будет способствовать разгону реактора.

Изменение внешнего блок-эффекта. Но не всегда все так просто в выяснении влияния роста температуры на реактивность. Например, в реакторах типа РБМК, в которых замедлителем является графит (изменение температуры графита в первую очередь сказывается на изменении плотности азота, продуваемого через графит для его охлаждения, и изменении из-за этого поглощения нейтронов), а теплоносителем—простая вода, омывающая твэлы, нагревание последней приводит к уменьшению ее плотности, вследствие чего она меньше поглощает нейтроны и их плотность на твэлах (!) становится больше, поэтому относительное поглощение нейтронов в графите становится меньше—реактивность увеличивается. Это хороший пример того, что в физике реакторов важно не абсолютное, а относительное поглощение нейтронов.

Изменение спектра нейтронов. При изменении температуры изменяется спектр нейтронов, что приводит к изменению относительного поглощения нейтронов в различных веществах. Эффект этот хотя принципиально и ясен, но требует тщательного расчета (из-за своей многокомпонентности), причем результаты расчета существенным образом зависят от типа реактора и условий его работы. Например, если в данный момент в реакторе много ^{239}Pu , то влияние изменения температуры может оказаться очень велико, если реактор таков, что заметная часть нейтронов принадлежит области энергий порядка 0,3 эВ, где находится резонанс ^{239}Pu . Поглощение в ^{135}Xe также существенным образом зависит от тем-

пературы, поскольку он обладает колоссальным сечением и имеет резонанс при энергии 0,084 эВ.

Для общей ориентировки приведем некоторые конкретные данные для существующих энергетических реакторов.

ВВЭР. Коэффициенты реактивности для ВВЭР-1000 существенным образом зависят от состояния реактора. Ниже приводятся коэффициенты реактивности для рабочего состояния активной зоны при 100 %-ной тепловой мощности в стационарном трехлетнем топливном цикле:

По температуре воды, $(^{\circ}\text{C})^{-1}$	$-1,50 \cdot 10^{-4}$
По плотности воды, $(\text{г/см}^3)^{-1}$	$+0,10$
По температуре топлива, $(^{\circ}\text{C})^{-1}$	$-2,00 \cdot 10^{-5}$
По мощности реактора, $(\%)^{-1}$	$-1,50 \cdot 10^{-4}$
По бору, $(\text{г В/кг Н}_2\text{О})^{-1}$	$-0,070$

Таким образом, наиболее важно то, что коэффициент реактивности по мощности реактора отрицательный, т. е. с ростом мощности реактивность падает. Единственным положительным коэффициентом реактивности является коэффициент по плотности воды. Отрицательность коэффициента реактивности по температуре воды анализировалась расчетным путем и экспериментально. Заметим, что значения всех коэффициентов реактивности в существенной степени определяются содержанием борной кислоты в H_2O .

РБМК. Для реактора РБМК коэффициенты реактивности имеют следующие значения:

Паровой в рабочей точке, $(\%)^{-1}$	$+2,0 \cdot 10^{-4}$ по объему пара
Быстрый мощностной в рабочей точке, $(\text{МВт})^{-1}$	$-0,5 \cdot 10^{-6}$
По температуре топлива, $(^{\circ}\text{C})^{-1}$	$-1,2 \cdot 10^{-5}$
По температуре графита, $(^{\circ}\text{C})^{-1}$	$+6 \cdot 10^{-5}$

Из приведенных данных видно, что для РБМК иная (а с точки зрения физики реакторов — совсем иная) картина, чем для ВВЭР. Во-первых, хотя мощностной коэффициент реактивности и остается отрицательным, но по абсолютному значению для РБМК он существенно меньше, чем для ВВЭР. Во-вторых, для РБМК имеются два существенных положительных коэффициента реактивности: паровой и по температуре графита.

Кстати отметим, что для РБМК существенно меняется доля запаздывающих нейтронов по мере выгорания топлива: если при нулевом выгорании $\beta = 0,0065$, то при накоплении продуктов деления 18 кг/т это значение снижается до $\beta = 0,0036$.

В заключение раздела о самопроизвольном разгоне

реактора можно сформулировать безусловную рекомендацию: для удобства использования ядерной энергии природа подарила нам запаздывающие нейтроны — давайте использовать это благо до конца и не допускать (при проектировании и эксплуатации ядерных реакторов) возможностей возникновения положительных Δk , превышающих долю запаздывающих нейтронов.

Искажение распределения тепловыделения. Ядерные реакторы работают в экстремальных теплотехнических условиях. Поэтому искажения технологически допустимых профилей распределения тепловыделения крайне нежелательно, ибо оно может повлечь разрушение твэлов со всеми вытекающими отсюда последствиями. А причин для искажения распределения тепловыделения много.

Искажение распределения тепловыделения при выгорании ядерного топлива. Практически любой энергетический реактор характеризуется неравномерностью распределения тепловыделения. Это неизбежно, ибо при равномерном распределении топлива неравномерно распределяется плотность нейтронов (ведь у реактора есть торцы), а при равномерном распределении плотности нейтронов должно быть неравномерно распределено ядерное топливо (все это относится в первую очередь к распределению по высоте реактора — неравномерность распределения по радиусу реактора сглаживается периодическими перестановками топлива). По мере выгорания топлива распределение тепловыделения по высоте реактора изменяется. В начальный момент топливо распределено равномерно. Тогда распределение плотности нейтронов получается спадающим к торцам реактора. Реактор начинает работать. Там, где выше поток нейтронов, топливо выгорает в большей степени, накапливается больше продуктов деления и реактивность в этих местах уменьшается, что приводит к снижению потока нейтронов. Происходит самовыравнивание потока нейтронов по высоте реактора. Но, в какой-то степени выравнявшись, поток нейтронов не стабилизируется, и постепенно бывшее в начале распределение с одним максимумом в центре реактора переходит в «двухгорбое» распределение, когда имеется два максимума, смещенных к торцам реактора. Подобное распределение нарушает нормальную теплотехническую эксплу-

атацию реактора и способствует возникновению ксеноновых колебательных процессов в реакторе.

Искажение распределения плотности нейтронов по высоте реактора за счет выгорания ядерного топлива — медленный процесс, так что в принципе он легко регулируем (например, можно применять регуляторы с переменной по высоте эффективностью).

Спонтанные пространственные ксеноновые колебания. Одна из главных причин возникновения неравномерности (и даже нестационарности) распределения плотности нейтронов в реакторе — отравление реактора ^{135}Xe . В стационарном состоянии ^{135}Xe даже несколько выравнивает это распределение (хотя количественно этот эффект и весьма мал): там, где выше поток нейтронов, там выше стационарная концентрация ^{135}Xe , и наоборот. Но в переходных процессах изменения мощности реактора и в спонтанных колебаниях потока нейтронов (при сохранении полной мощности реактора) ^{135}Xe играет крайне вредную роль.

Наиболее опасными являются спонтанные пространственные ксеноновые колебания, впервые теоретически исследованные в [34]. Приблизительно причина их возникновения объясняется следующим. Рассмотрим абсолютно выравненный ядерный реактор с равномерным распределением топлива. Тогда в каждой точке реактора устанавливается одна и та же стационарная концентрация ^{135}Xe . Предположим, что произошла флуктуация концентрации ^{135}Xe в некоторой точке r_0 (а флуктуации тем и отличаются, что они когда-нибудь происходят). Пусть концентрация Xe в этой точке уменьшилась. Тогда в этом месте возрос коэффициент размножения и вблизи этого места увеличилась плотность нейтронов. Реактор работает в стационарном режиме, поэтому возрастание коэффициента размножения в точке r_0 компенсируется системой регулирования. Но вся тонкость заключается в том, что система регулирования — это распределенная система и дополнительный поглотитель вводится не в точке r_0 (если бы такое было, то пропала бы причина возникновения колебаний), а, скажем, равномерно по всему объему реактора. Таким образом, на этой стадии в области точки r_0 увеличилась плотность нейтронов, а мощность реактора не изменилась (при этом всюду, кроме окрестности точки r_0 , плотность нейтронов уменьшилась). Посмотрим, как этот процесс будет развиваться дальше. Около точки

r_0 будет уменьшаться концентрация ^{135}Xe , ибо плотность нейтронов здесь выше, чем в начальном стационарном состоянии, и ^{135}Xe в большей степени будет выгорать и распадаться, чем образовываться из ^{135}I . Это приведет к росту коэффициента размножения и еще большему росту плотности нейтронов. С другой стороны, вдали от точки r_0 , где плотность нейтронов стала ниже начальной стационарной, уменьшится выгорание ^{135}Xe и его концентрация станет еще больше. В результате коэффициент размножения вдали от точки r_0 упадет и плотность нейтронов еще в большей степени уменьшится. Регулирование же продолжает быть распределенным в пространстве и поэтому не мешает развитию подобного процесса. Но при этом играет роль следующее обстоятельство: подавляющая часть ^{135}Xe образуется вследствие распада ^{135}I . Образование же ^{135}I определяется плотностью нейтронов: поэтому там, где плотность нейтронов возросла, стало больше образовываться и ^{135}I , а там, где упала, — меньше. Но в начальный момент развития пространственного колебания плотности нейтронов изменение концентрации ^{135}I еще не успевает сказываться на изменении концентрации ^{135}Xe . Это обусловлено тем, что распад ^{135}I — достаточно медленный процесс. Но через время порядка времени жизни ^{135}I в тех местах, где плотность нейтронов возросла (около точки r_0) и упала концентрация ^{135}Xe , стало образовываться много ^{135}Xe (из-за распада ^{135}I , концентрация которого уже стала соответствовать возросшей плотности нейтронов). Это приведет к росту концентрации ^{135}Xe и, как следствие этого, к уменьшению плотности нейтронов вблизи точки r_0 — процесс пойдет в обратную сторону. Аналогично изменится и процесс вдали от точки r_0 : там начнет сказываться то, что в меньшем потоке нейтронов концентрация ^{135}I стала меньше и меньше стало из него образовываться ^{135}Xe .

В общем, картина пространственных ксеноновых колебаний выглядит примерно следующей: был реактор, в котором (скажем, по высоте) снимаемая мощность распределялась примерно равномерно. За счет флуктуации (плотности нейтронов или концентрации ^{135}Xe) возникло отклонение в какой-то точке реактора (для определенности пусть эта точка в нижней половине реактора) мощности реактора. Далее это отклонение будет расти, распространяясь на всю нижнюю часть реактора, а в

верхней части реактора мощность будет изменяться противоположным образом. В результате примерно через 10 ч вся мощность будет сосредоточена на одной половине реактора — ясно, что при этом реактор не выдержит и его твэлы разрушатся (а если не произойдет разрушения твэлов, то процесс пойдет в обратную сторону и еще через 10 ч вся мощность будет сосредоточена на другой половине реактора; и если не произойдет разрушения реактора, то подобный колебательный процесс будет продолжаться).

Спрашивается, в любом ли реакторе могут возникнуть спонтанные пространственные колебания? Нет, только в реакторе достаточно больших размеров. Почему? Потому что в достаточно малом реакторе происходит очень сильное «перемешивание» нейтронов, и поэтому в нем как бы не возникает местной флуктуации плотности нейтронов, а происходит сразу одинаковое изменение плотности нейтронов по всему реактору, что (при сохранении общей мощности реактора) сразу одновременно гасится во всех точках реактора. Что же является определяющим характерный размер, при котором происходит перемешивание нейтронов? Длина миграции M . Поэтому возможность возникновения спонтанных ксеноновых пространственных колебаний определяется некоторым соотношением, связывающим размер реактора со значением потока нейтронов в реакторе в стационарном состоянии (поток нейтронов, напомним, пропорционален мощности реактора). Это соотношение имеет следующий вид:

$$M^2/H^2 < (\alpha_{Xe}/\Lambda) (1 + \lambda_{Xe}/\sigma_{Xe}\Phi)^{-1} (1 + [\lambda_{Xe} + \lambda_I]/\sigma_{Xe}\Phi)^{-1}.$$

Если размер реактора H и плотность потока нейтронов Φ таковы, что это соотношение выполняется, то пространственные ксеноновые колебания могут возникнуть. В принципе, ксеноновые колебания возникают в том случае, когда H и Φ имеют большие значения. Зависимость от H в приведенном соотношении очень сильная, а от Φ — достаточно слабая. Заметим, что постоянная Λ характеризует степень неравномерности распределения потока нейтронов в стационарном состоянии: чем в большей степени выравнен реактор, тем больше вероятность возникнуть ксеноновым колебаниям (α_{Xe} — ксеноновый коэффициент реактивности).

В заключение данного раздела сделаем следующие замечания. Во-первых, спонтанные ксеноновые колебания

могут возникнуть не только по высоте реактора, но и по радиусу (правда, в этом случае они будут сразу же замечены и ликвидированы — система управления локальна и позволяет регулировать плотность нейтронов в любой точке по радиусу реактора). Во-вторых, ксеноновые колебания развиваются достаточно медленно и поэтому могут легко регулироваться, при этом основная задача заключается в необходимости проводить непрерывный контроль за распределением плотности нейтронов по высоте реактора и, конечно, иметь органы регулирования высотного распределения плотности нейтронов. В-третьих, в принципе ксеноновые колебания могут возникнуть в энергетических реакторах и типа ВВЭР, и типа РБМК: в первых из них размеры реактора относительно малы, но мало и M^2 ; во вторых велико M^2 , но велики и размеры реактора.

Затухающие колебания плотности нейтронов после кратковременной остановки реактора. Описанный выше механизм возникновения пространственных колебаний плотности нейтронов за счет образования ^{135}Xe в ядерном реакторе может привести и к другому неприятному эффекту — к возникновению затухающих пространственных колебаний плотности нейтронов после кратковременных остановок реактора. Связано это с тем, что если в реакторе в стационарном состоянии имеется неравномерное пространственное распределение плотности нейтронов, то в такой же степени неравномерно распределена стационарная концентрация ^{135}I . При остановке реактора (или значительном снижении его мощности) этот йод распадается с образованием ксенона (а выгорание ксенона уменьшается). Поэтому в тех местах, где плотность нейтронов была высока, образуется более глубокая «йодная яма». В связи с этим после вывода реактора опять на номинальную мощность распределение нейтронов отличается от стационарного — становится более выравненным. Но с течением времени пространственное распределение должно вернуться к стационарному. Однако если реактор находится вблизи границы устойчивости относительно ксеноновых колебаний, то достижение стационарного распределения происходит не плавно, а по колебательному закону: если где-то плотность нейтронов в момент вывода реактора на номинальную мощность превосходила стационарное значение, то при работе на мощности она начнет

уменьшаться, но не «застынет», достигнув нужного значения, а снизится еще больше, после чего начнет возрастать, пройдет стационарное значение, опять начнет снижаться и т. д. Постепенно амплитуда подобных колебаний станет уменьшаться, но очень медленно. Интересно отметить, что если спонтанным пространственным колебаниям способствует выравнивание стационарного распределения мощности, то, наоборот, затухающие колебания плотности нейтронов после кратковременных остановок реактора тем интенсивнее, чем более неравномерно стационарное распределение мощности (например, двухгорбое). Это вполне естественно: если бы в стационарном состоянии реактор был абсолютно выравнен, то его отравление ксеноном при остановке было бы равномерным в пространстве и не возникало бы причин для пространственных колебаний.

Опасность пространственных затухающих колебаний плотности нейтронов заключается в нарушении равномерного тепловыделения по высоте твэла, что может привести к перегреву твэла и его разрушению. Борьба с подобными колебаниями такая же, как со спонтанными ксеноновыми колебаниями: в первую очередь необходимо контролировать распределение плотности нейтронов по объему реактора и, во-вторых, необходимо иметь возможность в достаточной степени локально регулировать плотность нейтронов.

З а м е ч а н и я о м е х а н и ч е с к и х п о в р е ж д е н и я х р е а к т о р о в. Подробное рассмотрение вопросов, связанных с возможными механическими повреждениями реакторов, чрезвычайно сложно (из-за большого числа причин подобных повреждений) и по своему содержанию выходит за рамки данной книги (хотя, конечно, абсолютно необходимо в общем случае). Здесь же мы остановимся только на двух моментах: влиянии ионизирующего излучения на механическую прочность элементов конструкции реактора и наиболее опасных последствиях разрушения активной зоны реактора.

Ионизирующее излучение может быть причиной по крайней мере двух неприятных последствий. Во-первых, охрупчивания. Так называется эффект ослабления прочностных свойств материала корпуса реактора. Этот эффект обусловлен тем, что под действием нейтронов разрушается структура материала корпуса. Установлено, что это разрушение пропорционально энергии, которую пере-

дают нейтроны веществу. Поэтому в некоторых реакторах перед корпусом внутри активной зоны устанавливается не несущий напряжения экран, который поглощает нейтроны. Кроме того, можно создавать перед корпусом зону замедлителя, что снизит энергию нейтронов, падающих на корпус. Конечно, эффект охрупчивания имеет аккумуляционный характер — материал корпуса становится все более хрупким по мере накопления общей дозы получения энергии.

Во-вторых, под действием ионизирующего излучения происходит радиолиз воды, если она является теплоносителем или замедлителем (это в равной степени относится как к простой, так и к тяжелой воде). В результате радиолиза образуется гремучий газ. Если его накопится достаточно много, то может произойти взрыв. Сила подобного взрыва такова, что неизбежно разрушаются элементы активной зоны или даже нарушается ее герметизация. При этом нарушается теплоотвод и радиоактивные продукты деления попадают в окружающую среду.

Среди последствий, вызванных разрушением активной зоны реактора, необходимо в первую очередь отметить возможность возникновения локальных котлов (о котлах см. выше). Нарушение теплоотвода при непрерывающейся цепной реакции деления приведет к расплавлению материала твэлов, в результате чего делящийся материал может осесть на дно реактора. В отношении надкритичности это было бы неопасно, если бы в энергетических реакторах использовался в виде топлива природный уран. Но в современных энергетических реакторах типа ВВЭР и РБМК используется уран, обогащенный изотопом ^{235}U . Кроме того, в отработавшем некоторое время в реакторе топливе накапливаются делящиеся изотопы плутония ^{239}Pu и ^{241}Pu . Все это может привести к тому, что на дне реактора образуется надкритическая область, а разрушение активной зоны может превратить эту область в локальный котел, так как доступ поглотителя в эту область может быть затруднен (конечно, для предотвращения возникновения локальных котлов при разрушении активной зоны лучше всего вводить в реактор бор).

В качестве иллюстрации того, в каких количествах отдельные делящиеся нуклиды образуют критические системы, приведем некоторые данные.

^{235}U ; минимальные критическая масса 0,82 кг; диа-

метр бесконечного цилиндра 13,7 см; толщина бесконечной пластины 4,3 см; критический объем сферы 6,3 л; критическая концентрация нуклида в водном растворе 12,1 г/л;

²³⁹Pu: минимальные критическая масса 0,51 кг; диаметр бесконечного цилиндра 12,4 см; толщина бесконечной пластины 3,3 см; критический объем сферы 4,5 л; критическая концентрация нуклида в водном растворе 9,37 г/л;

²⁴¹Pu: минимальная критическая масса для гомогенного водного раствора в сферической геометрии с водным отражателем 260 г (концентрация, соответствующая минимуму критической массы, 32 г/л).

Необходимо подчеркнуть, что приведенные выше характеристики относятся к отдельным нуклидам. В реакторах при наличии ²³⁸U, продуктов деления и конструкционных материалов критические массы существенно (по видимому, на порядки) выше, но, как видно из сопоставления приведенных характеристик с нагрузками в твэлы энергетических реакторов, следует в каждом конкретном случае очень тщательно и ответственно оценивать возможности образования локальных котлов при разрушении активной зоны.

И еще одно замечание: нарушение теплоотвода в энергетических реакторах с графитовым замедлителем может привести к такому росту температур, что начнет гореть графит (как это случилось на Чернобыльской АЭС; в этом отношении реакторы типа ВВЭР надежнее реакторов типа РБМК, но в аварийной ситуации в них теплоноситель и замедлитель могут полностью исчезнуть из активной зоны).

Заключительные замечания. Приведенные выше данные указывают на то, что реактор не является застывшей системой — в нем все время происходят процессы, изменяющие реактивность. Эти процессы могут быть крайне медленными, например процессы, обусловленные выгоранием топлива и изменением за счет этого его нуклидного состава и накоплением продуктов деления. Возможны процессы, протекающие с периодом порядка десятка часов, — это процессы, связанные с влиянием ¹³⁵Xe. И, наконец, могут быть процессы, протекающие очень быстро — с характерными временами порядка десятков секунд. Важно подчеркнуть, что последние процессы обусловлены не какими-то физико-нейтронными свойствами

среды реактора, а «вмешательством» извне: неправильным проведением технологического процесса, нарушением его нормального течения. Например, в реакторах типа ВВЭР вдруг подается холодная вода — это приводит к повышению реактивности; или в реакторах типа РБМК вдруг создаются условия бурного парообразования или возникают какие-нибудь неполадки в системе управления и т. п. Наличие нестационарных процессов в ядерном реакторе требует очень тщательного управления последним. В принципе существующие на энергетических реакторах СУЗ способны справиться с любыми естественно возникающими (за счет нейтронно-ядерных свойств реактора) нестационарными процессами. Хуже обстоит дело с предотвращением процессов, причина возникновения которых обусловлена неправильной эксплуатацией реактора, в первую очередь нарушением правил ядерной безопасности. Об этом речь будет идти в гл. 7, в которой рассматриваются конкретные аварии на существующих ядерных энергетических реакторах, а пока что можно сделать следующее общее заключение: ядерный реактор — очень не простой агрегат; он требует очень тщательно обеспеченного управления. Но системы подобного управления по своим техническим свойствам вполне надежны и надо только обеспечить безукоризненно правильное их использование.

ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

4.1. ЕДИНИЦЫ ИЗМЕРЕНИЯ АКТИВНОСТИ И ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Под *ионизирующим излучением* понимают любое излучение, взаимодействие которого со средой приводит к образованию ионов разного знака. Различают непосредственно и косвенно ионизирующие излучения. Непосредственно ионизирующее излучение (α -, β -излучения и т. п.) состоит из заряженных частиц, кинетическая энергия которых достаточна для ионизации атомов при столкновении с ними. Косвенно ионизирующее излучение (нейтронное, фотонное) состоит из незаряженных частиц, взаимодействие которых со средой приводит к возникновению заряженных частиц, способных вызвать ионизацию.

Ионизирующее излучение, взаимодействуя с веществом, теряет свою энергию. Часть этой энергии передается веществу и реализуется в виде кинетической энергии заряженных частиц, освобожденных в веществе. Радиационные повреждения в живом организме вызываются именно этими заряженными частицами — ионами, в свою очередь передающими энергию веществу в результате различных взаимодействий с молекулами вещества, конечным продуктом которых являются свободные радикалы. Основную часть массы живого организма составляет вода (у человека — около 75 %). Поэтому при облучении живой ткани значительная часть энергии ионизирующего излучения поглощается водой и образуются радикалы $\text{H}\cdot$ и $\text{OH}\cdot$, обладающие исключительной химической активностью. Эти радикалы либо сами, либо через цепь вторичных превращений с образованием перекиси водорода и других окислителей взаимодействуют с молекулами органического вещества и разрушают клетки жи-

вой ткани, в основном в результате интенсивно протекающих процессов окисления.

Для нахождения количественных оценок воздействия излучения на биологические объекты необходимо рассмотреть единицы измерения ионизирующих излучений. Однако прежде несколько слов об активности.

Известно, что число радиоактивных атомов данного нуклида уменьшается со временем по экспоненциальному закону:

$$N(t) = N(0) \exp(-\lambda t), \quad (4.1)$$

где $N(0)$ — количество радиоактивных атомов в начальный момент времени; λ — постоянная распада, характеризующая скорость уменьшения числа радиоактивных атомов, с^{-1} .

Часто скорость радиоактивных превращений характеризуют не постоянной распада, а периодом полураспада $T_{1/2}$ — временем, в течение которого распадается половина всех атомов данного радиоактивного вещества. Между $T_{1/2}$ и λ существует однозначная связь:

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0,693}{T_{1/2}}. \quad (4.2)$$

При работе с радиоактивными веществами существенным параметром часто оказывается не их количество, а общее число испускаемых частиц или пропорциональная величина — число распадающихся атомов. Для количественной оценки излучателей используется понятие «активность».

Активность A — число самопроизвольных ядерных превращений dN , происходящих в некотором радиоактивном излучателе в единицу времени dt :

$$A = dN/dt. \quad (4.3)$$

Единица активности — *беккерель* (Бк). Один беккерель равен активности радиоактивного вещества, в котором за время 1 с происходит один акт распада.

На практике часто используют внесистемную единицу активности — *кюри* (Ки), которая связана с беккерелем следующим образом:

$$1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

Основной физической величиной, принятой в дозиметрии для оценки воздействия ионизирующего излучения

на объекты живой и неживой природы, является поглощенная доза.

Поглощенная доза ионизирующего излучения D — отношение средней энергии $d\bar{E}$, переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dM вещества в этом объеме:

$$D = d\bar{E}/dM. \quad (4.4)$$

Единица поглощенной дозы — *грей* (Гр). Один грей равен поглощенной дозе, при которой энергия излучения 1 Дж передается облучаемому веществу массой 1 кг.

Вместо термина «поглощенная доза ионизирующего излучения» часто используется краткая форма «доза излучения». Внесистемной единицей поглощенной дозы является рад:

$$1 \text{ рад} = 10^{-2} \text{ Гр}.$$

Для оценки поля фотонного излучения используется понятие «экспозиционная доза».

Экспозиционная доза $D_{\text{экс}}$ — отношение суммарного заряда dQ всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в элементарном объеме воздуха массой dM , полностью остановились, к массе dM воздуха в этом объеме:

$$D_{\text{экс}} = dQ/dM. \quad (4.5)$$

Единица экспозиционной дозы — *кулон на килограмм* (Кл/кг). Один кулон на килограмм равен экспозиционной дозе, при которой все электроны и позитроны, освобожденные фотонами в 1 кг воздуха, производят ионы, несущие электрический заряд каждого знака, равный 1 Кл.

На практике до последнего времени использовалась внесистемная единица экспозиционной дозы — *рентген* (Р):

$$1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг}.$$

С хорошей точностью (погрешность около 4 %) численные значения экспозиционной дозы в рентгенах и поглощенной дозы в ткани (теле человека) в радах можно считать совпадающими.

Детальные исследования биологических эффектов, вызываемых различными ионизирующими излучениями, показали, что повреждение ткани связано не только с ко-

личеством поглощенной энергии, но и с ее пространственным распределением. Чем выше линейная плотность ионизации (число пар ионов, образуемых излучением на единице длины пути в среде), тем больше степень биологического повреждения. Чтобы учесть этот эффект, введено понятие эквивалентной дозы.

Эквивалентная доза $D_{\text{экв}}$ определяется равенством

$$D_{\text{экв}} = \bar{k}D, \quad (4.6)$$

где D — поглощенная доза; \bar{k} — безразмерный коэффициент качества, характеризующий биологическую эффективность ионизирующего излучения. Для рентгеновского и γ -излучения, электронов и β -частиц $\bar{k}=1$; для α -излучения — 20. В случае нейтронного излучения \bar{k} зависит от энергии нейтронов: для нейтронов с энергией меньшей 20 кэВ $\bar{k}=3$, в области 0,1—10 МэВ $\bar{k}=10$. Коэффициенты качества показывают, насколько один вид излучения опаснее для здоровья людей по сравнению с другим. Например, при одинаковой поглощенной дозе облучение α -частицами в 20 раз опаснее, чем облучение рентгеновским или γ -излучением.

Единица эквивалентной дозы — *зиверт* (Зв). Один зиверт равен эквивалентной дозе излучения любого вида, которое создает такой же биологический эффект, как и поглощенная доза в 1 Гр рентгеновского или γ -излучения. Внесистемная единица эквивалентной дозы — *бэр*:

$$1 \text{ бэр} = 0,01 \text{ Зв}.$$

Мощность поглощенной дозы P (мощность экспозиционной дозы $P_{\text{экс}}$, мощность эквивалентной дозы $P_{\text{экв}}$) — отношение приращения поглощенной дозы dD (экспозиционной дозы $dD_{\text{экс}}$, эквивалентной дозы $dD_{\text{экв}}$) за интервал времени dt к этому интервалу:

$$P = \frac{dD}{dt}; \quad P_{\text{экс}} = \frac{dD_{\text{экс}}}{dt}; \quad P_{\text{экв}} = \frac{dD_{\text{экв}}}{dt}. \quad (4.7)$$

Единицы измерения этих величин есть частные от деления единиц измерения поглощенной дозы (экспозиционной дозы, эквивалентной дозы) на единицу времени.

Рассмотрим несколько примеров использования на практике единиц ионизирующего излучения. Помимо чисто иллюстративных целей мы хотим дать некоторое представление о порядках дозиметрических величин, реально

встречающихся в жизни, и характере задач, возникающих при обеспечении радиационной безопасности в ядерной энергетике.

Пример 1. Определим активность 1г: а) ^{226}Ra ; б) природного урана; в) ^{239}Pu .

Активность (Бк) 1 г радиоактивного нуклида можно рассчитать по формуле

$$A = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} \frac{N_0}{M_A}, \quad (4.8)$$

где $N_0 = 6,02 \cdot 10^{23}$ ядер/(г·атом) — число Авогадро, M_A — массовое число.

а) Подставляя в (4.9) период полураспада ^{226}Ra — $T_{1/2} = 1,60 \times 10^3$ лет, получим

$$A = \frac{0,693}{1,60 \cdot 10^3 \text{ лет}} \frac{6,02 \cdot 10^{23}}{3,16 \cdot 10^7 \cdot 226} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}.$$

Здесь $3,16 \cdot 10^7$ — количество секунд в году. Активность 1 г ^{226}Ra $3,7 \cdot 10^{10}$ распадов в секунду применялась ранее в качестве единицы измерения активности — кюри.

б) В 1 г природного урана содержится 0,9927 г ^{238}U ($T_{1/2} = 4,468 \cdot 10^9$ лет); $7,2 \cdot 10^{-3}$ г ^{235}U ($T_{1/2} = 7,038 \cdot 10^8$ лет); $5,4 \cdot 10^{-5}$ г ^{234}U ($T_{1/2} = 2,45 \cdot 10^5$ лет). Суммарная активность 1 г природного урана

$$A = A_{238\text{U}} + A_{235\text{U}} + A_{234\text{U}} = 1,24 \cdot 10^4 + 5,76 \cdot 10^2 + 1,24 \cdot 10^4 = 2,5 \cdot 10^4 \text{ Бк} = 6,8 \cdot 10^{-7} \text{ Ки}.$$

Обращает на себя внимание тот факт, что активности ^{238}U и ^{234}U равны. Это не случайное совпадение: ^{234}U является продуктом распада ^{238}U и находится с ним в радиоактивном равновесии. Активность ^{235}U составляет $1/21$ часть активности ^{238}U или ^{234}U .

Найденная суммарная активность 1 г природного урана характеризует уран, очищенный от примесей других химических элементов. В действительности активность природного урана в рудах всегда в несколько раз выше, так как дополнительный вклад вносят изотопы протактиния, тория, радия и других продуктов радиоактивного распада ^{238}U и ^{234}U .

в) По формуле (4.8) легко рассчитать, что активность 1 г ^{239}Pu ($T_{1/2} = 2,41 \cdot 10^4$ лет) равна $2,3 \cdot 10^9$ Бк (62 мКи). Это почти в 100 тыс. раз больше, чем активность природного урана. Вот почему при обращении с плутонием возникают более серьезные проблемы обеспечения радиационной безопасности персонала.

Пример 2. Найдем плотность потока Φ γ -квантов с энергией

$E_0 = 1$ МэВ, создающую в биологической ткани допустимую мощность поглощенной дозы $P = 7,7 \cdot 10^{-9}$ Гр/с ($7,7 \cdot 10^{-7}$ рад/с).

Соотношение между мощностью поглощенной дозы и плотностью потока γ -квантов имеет вид

$$P = \varphi(E_0) E_0 \bar{\gamma}(E_0), \quad (4.9)$$

где $\bar{\gamma}(E_0)$ — массовый коэффициент истинного поглощения γ -квантов с энергией E_0 в биологической ткани; $\bar{\gamma}(E_0) = \mu_n / \rho = 0,031$ см²/г; μ_n — коэффициент поглощения, рассмотренный в § 1.3; ρ — плотность биологической ткани.

Подставляя численные значения, получаем:

$$\varphi = \frac{7,7 \cdot 10^{-7} \cdot 100}{1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \cdot 0,031} = 1550 \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}.$$

Пример 3. В организм человека через органы пищеварения попало 1 мг ^{237}Np . Оценим поглощенную дозу в организме этого человека за десятилетний период.

Воспользовавшись формулой (4.8), найдем активность 1 мг ^{237}Np :

$$A = 2,6 \cdot 10^4 \text{ Бк.}$$

Всего за 10 лет произойдет α -распадов:

$$10 \cdot 3,16 \cdot 10^7 \cdot 2,6 \cdot 10^4 = 8,2 \cdot 10^{12},$$

в результате которых выделится энергия:

$$8,2 \cdot 10^{12} \cdot 4,78 \cdot 10^6 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} = 6,3 \text{ Дж.}$$

Здесь $4,78$ МэВ $= 4,78 \cdot 10^6$ эВ — энергия α -частиц, возникающих при радиоактивном распаде ^{237}Np ; $1,6 \cdot 10^{-19}$ — коэффициент перевода электрон-вольта в джоули.

Чтобы найти поглощенную дозу, необходимо знать массу тех органов и тканей человека, которые подверглись воздействию излучения. Маловероятно, чтобы нептуний равномерно распределился по всей массе человека. Скорее всего он отложится в желудочно-кишечном тракте. Предположим, что облучаемая масса равна 1 кг. Тогда найдем искомое значение поглощенной дозы:

$$6,3/1 = 6,3 \text{ Гр} = 630 \text{ рад.}$$

Это довольно большое значение, существенно превышающее допустимый уровень.

Из рассмотренного примера видно, какую опасность для здоровья человека может представлять такое, казалось бы, незначительное количество радионуклида, попавшее внутрь организма.

4.2. БИОЛОГИЧЕСКОЕ ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

О том, что ионизирующее излучение опасно, стало известно практически сразу же после открытия радиоактивности. К началу XX века уже было описано более 70 случаев радиационных кожных ожогов (эритемы). На облученных участках кожи спустя несколько суток развивалась лучевая эритема, похожая на тепловой ожог различной степени тяжести в зависимости от экспозиционной дозы: первой (при дозе 500—600 Р), второй (1500—1600 Р) и третьей (3000—4000 Р) степени. В первых двух случаях через некоторое время ожог исчезал без образования рубцов на восстановившейся коже, в последнем — заживление протекало длительно, часто с образованием рубцов и злокачественным перерождением тканей впоследствии. По мере возрастания сроков наблюдения за персоналом с лучевыми ожогами было обнаружено, что даже прекращение работы с ионизирующим излучением не останавливает начавшееся перерождение тканей, которое завершается через 6—30 лет образованием злокачественной опухоли и смертью.

Стало известно, что переоблучение людей возможно также в результате попадания минимального количества радиоактивных веществ внутрь организма. Широко известен случай массового заболевания работниц, занятых на производстве светящихся циферблатов на заводе Нью-Джерси. За десятилетний период с 1916 по 1926 г. от злокачественных опухолей погибла 41 работница. Проведенные исследования позволили выяснить причины трагедии.

Производство светящихся циферблатов было основано на хорошо известном свойстве сернистого цинка давать яркую вспышку при торможении в нем α -частиц. Светящаяся краска на основе сернистого цинка с примесью α -излучающего радия (несколько десятков микрограмм радия на 1 г ZnS) наносилась на циферблат с помощью кисточек, причем, чтобы штрихи получались тоньше, работницы заостряли кисточки губами. Ничтожные количества радия попадали при этом в рот и постепенно накапливались в организме. От начала облучения

до развития опухоли проходило в среднем около 15 лет. В организмах погибших работниц было накоплено от 1,4 до 180 мкг радия. Этого крайне незначительного по массе количества радиоактивного вещества оказалось достаточно для трагического исхода.

В настоящее время в результате экспериментов на животных и изучения последствий облучения людей (жертв ядерных взрывов в Хиросиме и Нагасаки, а также лиц, пострадавших во время аварий или подвергшихся терапевтическим облучениям), накоплен довольно большой объем знаний о биологическом действии ионизирующих излучений, особенно при больших дозах облучения. Как уже отмечалось, один из возможных механизмов действия ионизирующих излучений связывают с образованием свободных радикалов, разрушающих мембраны клеток. В результате клетка теряет цитоплазму и гибнет. Гибель живой клетки может произойти также в результате ее прямого поражения ионизирующим излучением. Повреждение молекулы ДНК может привести либо к утрате способности клетки делиться, после чего клетка погибает, либо к изменению генетической информации, которую несет данная молекула. В последнем случае после деления клетки возникает мутация. Эта мутация может, как и происходит в большинстве случаев, оказаться губительной для клетки, может быть устойчивой и передаваться из поколения в поколение и, наконец, может оказаться канцерогенной. Тогда пораженная клетка начинает размножаться со значительно большей скоростью, чем нормальные.

Эффекты воздействия ионизирующего излучения на живой организм обычно разделяют на две категории: соматические (от греческого слова «soma», означающего «тело»), которые возникают в организме человека, непосредственно подвергшегося облучению, и генетические, проявляющиеся у его потомков. Соматические проявления радиационного переоблучения могут носить характер острого или хронического поражения. Острые радиационные поражения возникают при действии больших доз облучения (50 Гр и выше) в течение короткого времени. Хронические радиационные воздействия обычно имеют место при поглощении относительно небольших доз облучения в течение продолжительного периода времени.

При однократном облучении дозой свыше 600 рад (6 Гр) необратимые нарушения функционирования жиз-

ненно важных систем организма практически неизбежно приводят к смерти человека в течение 30 сут. Причем чем выше доза, тем быстрее умирают люди. Если доза превышает 10^4 рад (100 Гр), то смерть наступает в результате поражения нервной системы. При дозах от 900 до 10 000 рад (от 9 до 100 Гр) летальный исход обычно обусловлен инфекционными желудочно-кишечными заболеваниями. Значение так называемой полулетальной дозы — $LD_{50}(30)$, от которой в течение 30 сут погибает 50 % людей, подвергшихся однократному облучению, составляет примерно 300 рад (3 Гр). Здесь необходимы некоторые пояснения.

Распределение энергии, выделяемой в организме при воздействии ионизирующего излучения, носит случайный характер, так же как случайным образом образовавшиеся ионы и свободные радикалы взаимодействуют с окружающими молекулами. Поэтому нельзя утверждать, что определенная доза облучения всегда вызовет один и тот же эффект. Совсем не обязательно, что последствия облучения одинаковыми дозами двух живых организмов будут одинаковыми.

Интересно сопоставить полулетальные дозы $LD_{50}(30)$, Гр, для различных живых существ:

Дрозофилы	600	Хомяки	7,0
Улитки	100	Куры	6,0
Черепахи	15	Мыши	6,0
Воробьи	8,0	Обезьяны	5,5
Кролики	8,0	Собаки	3,5
Крысы	7,5	Свиньи	2,5
Лягушки	7,0	Козы	2,4

При поглощенных дозах ниже примерно 0,5 Гр вероятность острых радиационных поражений крайне низка.

Изучены также закономерности хронического радиационного облучения. В частности, обнаружены восстановительные процессы в живых тканях: организм способен противостоять многократному (дробному) облучению, суммарная доза которого при однократном воздействии безусловно смертельна. Так, при однократном облучении крыс дозой 800 рад (8 Гр) все животные погибали в течение 30 сут. Если же крыс облучали такой же дозой, но постепенно, то ни одно из животных не погибало. Однако полного восстановления организма, конечно же, при этом не достигалось. Облученные животные умирали раньше, чем животные из контрольной группы, не под-

вергавшиеся воздействию излучения. Эффект сокращения продолжительности жизни в результате переоблучения наблюдался для многих видов животных. Понятно, что количественное определение сокращения продолжительности жизни для людей экспериментальным путем недопустимо.

Проявления хронического облучения весьма многообразны: хроническая лучевая болезнь при общем облучении, поражения кожи, хрусталика глаза и т. д. Они возникают только в том случае, если доза превышает некоторое пороговое значение, например 3000 бэр (30 Зв) для хрусталика.

Помимо рассмотренных до сих пор видов поражений спустя много лет после облучения могут возникнуть еще два вида эффектов: соматические (раковые заболевания) и генетические (врожденные уродства и нарушения, передающиеся по наследству). Их появление обусловлено мутациями, носит вероятностный (стохастический) характер и практически непредсказуемо у отдельного человека.

Ионизирующее излучение может привести к многократному увеличению частоты мутаций. Имеется немало доказательств существования этого эффекта при относительно больших дозах (100 бэр и более). Иначе обстоит дело с получением достоверных данных о генетических и соматико-стохастических последствиях малых доз (5 бэр и меньше). Дело в том, что обнаружить такие эффекты очень трудно из-за малой вероятности их появления. Кроме того, их придется выделить из числа самопроизвольных, не обусловленных излучением, заболеваний раком или генетических повреждений.

В настоящее время среди ученых нет единой точки зрения по вопросу о биологических последствиях малых доз облучения. Некоторые считают, что зависимость доза — эффект имеет линейный вид, другие полагают, что вредные эффекты облучения выявляются начиная с какого-то определенного порога. Третьи полагают, что небольшие дозы даже полезны. И надо признаться, что их аргументация не кажется надуманной.

Во-первых, утверждают сторонники полезности малых доз, люди всегда находились в условиях естественного фонового облучения и поэтому привыкли к облучению (в малых дозах). Естественный фон ионизирующего излучения обусловлен первичными и вторичными косми-

ческими частицами, внешним γ -излучением от радиоактивных веществ, содержащихся в почве (^{40}K , радионуклиды семейств ^{238}U и ^{232}Th), воздухе [продукты распада радона (^{222}Rn) и торона (^{220}Rn), радионуклиды космического происхождения— ^7Be , ^{22}Na , ^{24}Na], и многочисленными источниками внутреннего облучения. Наибольший вклад во внутреннее облучение людей вносят радиоактивные изотопы важнейших биоэлементов — калия (среднее содержание в организме около 0,2 %, ежедневное поступление 3 г; в каждом грамме калия содержится $1,2 \cdot 10^{-4}$ г радиоактивного изотопа ^{40}K) и углерода (среднее содержание в организме 23 %, ежедневное поступление достигает 40 г; активность природного углерода вызвана примесями радиоактивного изотопа ^{14}C и составляет 0,23 Бк/г), а также содержащиеся в воздухе тритий, ^{232}Th , ^{226}Ra и продукты их распада. Естественный фон ионизирующего излучения неоднороден, варьируется в зависимости от высоты местности, географического региона, состава употребляемых продуктов питания, типа жилища и других факторов. Зависимость дозы от географического региона хорошо прослеживается на следующем примере. Уровень фона ионизирующего излучения в США изменяется примерно от 0,85 мГр/год (85 мрад/год) на Атлантическом побережье до 1,8 мГр/год (180 мрад/год) в районе Скалистых гор. В СССР средняя годовая поглощенная доза за счет естественного фона равна 1 мГр (100 мрад).

В 1985 г. на специальной конференции в Окленде (США), посвященной эффектам малых доз облучения, сообщалось о любопытных результатах эпидемиологических исследований. Было установлено, что в регионах с высоким естественным радиационным фоном повышается сопротивляемость инфекционным заболеваниям, уменьшается восприимчивость к ревматическим болезням и заболеваниям, связанным с нарушением обмена веществ, например таким, как сахарная болезнь. Наиболее удивительно, что, вопреки бытующему сейчас мнению, в районах с повышенным радиационным фоном заболеваемость и смертность от рака оказались меньше, чем в районах со средним фоном. Кроме того, отмечалось, что при снижении фона возможны даже нежелательные эффекты. Например, прослеживалось ухудшение размножения инфузорий туфельки после того, как естественное излучение экранировали 10 см свинца.

Таким образом, дозы облучения за счет естественного фона не только не вредны, но и полезны, тем более, что органическая жизнь на Земле, по-видимому, возникла и развивалась в результате мутационного воздействия ионизирующих излучений.

Во-вторых, полезность малых доз следует из успешного применения на многих курортах радоновых ванн для лечения различных болезней. Установлено, что при вдыхании воздуха с повышенным содержанием радона уменьшается заболеваемость раком легких.

В-третьих, имеются неоспоримые доказательства того, что малые дозы излучения стимулируют рост растений и повышают их урожайность. На испытательном полигоне ядерного оружия в Неваде (США), например, произрастает пышная растительность (кстати, обитающие там грызуны отличаются поразительным здоровьем). Облучение семян и растений дозой 2 — 6 Гр на 20—30 % повышает урожайность сельскохозяйственной продукции. В частности, в несколько раз увеличивается содержание витаминов А и С в томатах и других плодах.

Подводя итоги, отметим, что влияние малых доз облучения на людей изучено еще недостаточно. По-видимому, существуют как положительные, так и отрицательные радиационные эффекты малых доз. Науке еще только предстоит выяснить, какие — полезные или вредные для человека — эффекты будут преобладать в каждой конкретной ситуации и определить границу доз, за которой отрицательные эффекты доминируют.

4.3. НОРМЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Первые шаги в определении безопасных параметров облучения были сделаны в начале XX века. Поскольку лучевые поражения относились в ту пору главным образом к кожным покровам, было предложено применять в качестве безопасной десятую часть дозы, вызывающей эритему (покраснение) кожи за 30 сут. В 1934 г. Международная комиссия по радиационной защите (МКРЗ) дала первые рекомендации по ограничению уровней облучения. В качестве толерантной (переносимой) дозы была установлена доза 0,2 Р (2 мГр) в сутки. Через 2 года в связи с устранением неопределенности в методах изме-

рения значение толерантной дозы было снижено до 0,1 Р (~ 1 мГр) в сутки.

По мере накопления данных об отдаленных последствиях воздействия ионизирующего излучения на людей, сокращении продолжительности жизни при хроническом облучении термин «толерантная доза» был заменен более осторожным выражением «предельно допустимая доза», а ее значение принято равным 50 мР (0,5 мГр) в сут-ки. В 1958 г. была рекомендована действующая по на-стоящее время предельно допустимая доза облучения за год, равная 5 бэр (0,05 Зв).

Учитывая огромные трудности получения достовер-ных данных о радиационных эффектах малых доз и не-обходимость осторожного гуманного подхода при опре-делении допустимых уровней облучения, при разработ-ке действующих норм безопасности МКРЗ приняла за основу гипотезу о том, что любые, даже самые незначи-тельные дозы облучения могут привести к нежелатель-ным генетическим последствиям, причем вероятность та-ких последствий прямо пропорциональна дозе (так назы-ваемая гипотеза беспороговой линейной зависимости доза — эффект). Эта гипотеза позволяет за счет линейной экстраполяции на область малых доз (тысячных долей грэя) имеющихся экспериментальных данных, относя-щихся к дозам, превышающим 1 Гр, оценить стохастиче-ские последствия облучения в виде ожидаемого числа случаев смерти n в группе людей, получивших в сумме некоторую заданную дозу:

Заболевание	число случаев	
	n ,	10^4 чел·Зв
Лейкемия		20
Рак щитовидной железы		5
Рак молочной железы женщин		25
Опухоли костной ткани		5
Опухоли легких		20
Опухоли других органов и тканей		50
Все злокачественные опухоли		125
Наследственные дефекты (у первых двух поко-лений потомства)		40
Всего		165

Однако из приведенных данных не следует, что чело-вечество должно отказаться от ядерной энергетики. Да-же при полном запрещении использования различных источников ионизирующих излучений (кроме ядерной

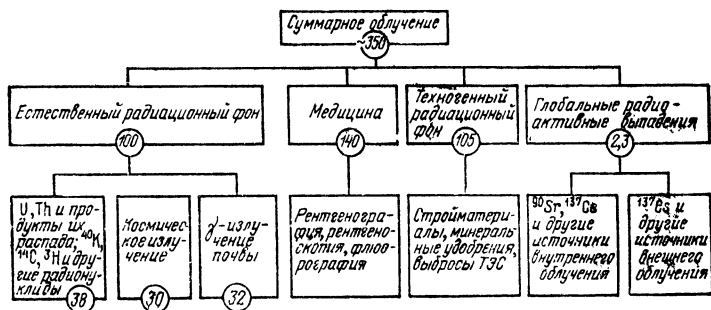


Рис. 4.1. Средние годовые индивидуальные дозы облучения населения СССР, мБэ

энергетики такими источниками являются: цветное телевидение, рентгеновская диагностика и т. д.) было бы невозможно свести к нулю воздействие излучения на человека, хотя бы из-за естественного фоновго облучения. Совершенно бесперспективными были бы и попытки запретить облучение сверх естественного фона: люди уже давно подвергаются дополнительному воздействию ионизирующего излучения при сжигании угля, пребывании в жилищах из стройматериалов минерального происхождения.

На рис. 4.1 приведены данные о средних индивидуальных дозах облучения населения СССР за 1980 и 1981 гг. Суммарная доза складывается за счет четырех основных источников: естественного радиационного фона, техногенного радиационного фона от естественных радионуклидов, глобальных радиоактивных выпадений от испытательных ядерных взрывов, облучения в медицинских целях.

Естественный радиационный фон рассмотрен ранее в § 4.2.

Доза, получаемая при медицинских обследованиях, колеблется в широких пределах в зависимости от типа применяемой пленки, от того, какие органы подвергаются облучению, от состояния и качества используемого оборудования, от профессионального умения специалистов-рентгенологов. Основной вклад в среднюю эквивалентную годовую дозу от рентгенодиагностических процедур вносит облучение легких в результате рентгеноскопических обследований.

Техногенный радиационный фон формируется за счет строительных материалов, минеральных удобрений с повышенным содержанием радионуклидов уранового и ториевого рядов, сжигания угля на тепловых электростанциях и т. д. Наибольшая доза обусловлена излучением строительных материалов. Чем толще каменные или бетонные стены, тем они лучше защищают от естественного фона, но одновременно тем большая доза создается внутри помещений благодаря излучению содержащихся в стройматериалах урана, тория и их дочерних продуктов распада, особенно радона.

Глобальные радиоактивные выпадения обусловлены испытаниями ядерного оружия в атмосфере. Суммарная мощность произведенных ядерных взрывов составила около 511 Мт (в тротиловом эквиваленте). При этом около 200 Мт выделилось за счет деления тяжелых ядер, а остальная часть — за счет термоядерного оружия. При взрыве атомной бомбы в атмосфере образуется более 200 радионуклидов. Среди долгоживущих продуктов деления наибольшую опасность для здоровья людей представляют биологически активные ^{90}Sr и ^{137}Cs , имеющие период полураспада около 30 лет.

Годовая эквивалентная доза облучения за счет всех источников излучения составляет в среднем для жителя СССР примерно 350 мбэр (3,5 мЗв). Индивидуальные годовые дозы могут варьироваться в широких пределах, но для большинства жителей страны они лежат в интервале 300—400 мбэр (3—4 мЗв).

Приведенные данные не имеют прямого отношения к вопросу о допустимых уровнях излучения, но позволяют с житейских позиций осознать, что же такое бэр. По-видимому, люди готовы примириться с облучением на уровне средних годовых доз, если уж без использования источников ионизирующих излучений никак не обойтись.

Мы хотим жить дольше, не болеть, растить здоровых детей, повышать свой жизненный уровень и пользоваться всеми благами цивилизации. Но вместе с тем развитие промышленности, включая практическое применение источников ионизирующего излучения, связано с определенным риском для людей подвергнуться воздействию неблагоприятных или даже несовместимых с жизнью факторов. Все мы на собственном опыте знаем, что деревенский и городской воздух — совсем не одно и то же. Городской воздух, как правило, насыщен различными веще-

ствами, не имеющими отношения к излучению: твердыми частицами и газообразными загрязнителями, попадающими в атмосферу в результате работы промышленных предприятий, тепловых электростанций, транспорта. Если бы в крупных городах удалось наполовину снизить загрязненность воздуха, то смертность от легочных заболеваний уменьшилась бы на 25 %, от сердечно-сосудистых заболеваний — на 10—25 % и в среднем продолжительность жизни возросла бы на 3—5 лет.

При установлении норм радиационной безопасности МКРЗ был взят за основу следующий принцип: «Обеспечить защиту от ионизирующего излучения отдельных лиц, их потомство и человечество в целом и в то же время создать соответствующие условия для необходимой практической деятельности человека, во время которой люди могут подвергаться воздействию ионизирующих излучений». Дозы облучения должны поддерживаться «на таких низких уровнях, какие только можно разумно достигнуть» (принцип ALARA — сокращение от английских слов As Low As Reasonably Achievable). Исходя из этого МКРЗ установила систему дозовых пределов, которые легли в основу отечественных норм.

«Нормы радиационной безопасности НРБ—76/87», введенные в действие в СССР в законодательном порядке в 1987 г., являются основным документом, регламентирующим уровни воздействия ионизирующих излучений.

Учитывая, что хроническое облучение больших контингентов населения малыми дозами генетически значительно опаснее облучения небольшой популяции относительно большими дозами, проведено четкое различие между дозовыми пределами для различных категорий облучаемых лиц. Всего выделены три категории:

категория А — персонал (лица, которые постоянно или временно работают непосредственно с источниками ионизирующих излучений);

категория Б — ограниченная часть населения (лица, которые не работают непосредственно с источниками ионизирующего излучения, но по условиям проживания или размещения рабочих мест могут подвергаться воздействию радиоактивных веществ и других источников излучения, применяемых в учреждениях и (или) удаляемых во внешнюю среду с отходами);

категория В — население области, края, республики, страны.

Для каждой категории облучаемых лиц установлены следующие нормативы: основные дозовые пределы и допустимые уровни, соответствующие основным дозовым пределам.

Для категории А основным дозовым пределом является *предельно допустимая доза* — наибольшее значение индивидуальной эквивалентной дозы за год, которое при равномерном воздействии в течение 50 лет не вызовет в состоянии здоровья персонала неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами.

Для лиц категории Б основным дозовым пределом является *предел дозы* — наибольшее среднее значение индивидуальной эквивалентной дозы, при котором равномерное облучение в течение 70 лет не вызовет в состоянии здоровья людей неблагоприятных изменений, обнаруживаемых современными методами. Дозы облучения отдельных лиц, проживающих в контролируемой зоне, могут различаться в зависимости от возраста, привычек, массы и т. д. Поэтому оценка уровня облучения проводится по так называемой критической группе лиц — группе людей, которые могут получить максимальную дозу. При облучении всего тела или наиболее радиочувствительных органов (гонады, костный мозг) дозовые пределы равны: для категории А — 5 бэр/год (50 мЗв/год), для категории Б — 0,5 бэр/год (5 мЗв/год). В случае облучения некоторых органов и тканей установлены менее жесткие дозовые пределы с учетом различной радиочувствительности органов. Дозовые пределы не включают дозы за счет естественного фона излучения и рентгенодиагностических процедур.

Для категории В дозовые пределы не установлены, по-видимому, чтобы ни у кого не возникало желания к ним приблизиться. Предусмотрено принятие во всех случаях мер по снижению уровней облучения.

Часто не представляется возможным непосредственно измерить дозу, например в случаях внутреннего облучения. Это обуславливает необходимость введения *допустимых уровней* — нормативных значений поступления радиоактивных веществ в организм, содержания радиоактивных веществ в организме, их концентрации в воде и воздухе, мощности дозы, плотности потока и т. п. Допустимые уровни строго количественно взаимосвязаны

с основными дозовыми пределами. Но иногда для установления такой взаимосвязи необходима огромная кропотливая работа. Например, при нахождении предела поступления конкретного радионуклида в организм приходится изучать такие параметры, как пути и продолжительность поступления в организм, распределение и время пребывания в организме, распределение поглощенной энергии внутри организма и т. д.

Для практической реализации основного принципа радиационной безопасности — снижения дозы излучения до возможно низкого уровня — администрацией учреждений и органами Государственного санитарного надзора СССР устанавливаются контрольные уровни.

Контрольные уровни служат основой для планирования мероприятий по защите и оперативного контроля за радиационной обстановкой. В соответствии с основными принципами радиационной безопасности они должны быть, как правило, меньше соответствующих допустимых уровней настолько, насколько это практически достижимо.

В табл. 4.1 и 4.2, составленных на основе данных НРБ — 76/87, приведены примеры некоторых допустимых уровней. В табл. 4.1 указаны допустимые концентрации*

Таблица 4.1. Допустимые концентрации некоторых нуклидов в воздухе и воде, Ки/л

Нуклид	ДКА	ДКБ в воздухе	ДКБ в воде
^3H	$1,0 \cdot 10^{-9}$	$3,0 \cdot 10^{-10}$	$4,0 \cdot 10^{-6}$
^{14}C	$3,5 \cdot 10^{-9}$	$1,2 \cdot 10^{-10}$	$8,2 \cdot 10^{-7}$
^{90}Sr	$1,2 \cdot 10^{-12}$	$4,0 \cdot 10^{-14}$	$4,0 \cdot 10^{-10}$
^{129}I	$8,0 \cdot 10^{-13}$	$2,7 \cdot 10^{-14}$	$1,9 \cdot 10^{-10}$
^{131}I	$4,2 \cdot 10^{-12}$	$1,5 \cdot 10^{-13}$	$1,0 \cdot 10^{-9}$
^{134}Cs	$1,3 \cdot 10^{-11}$	$4,4 \cdot 10^{-13}$	$8,6 \cdot 10^{-9}$
^{226}Ra	$2,5 \cdot 10^{-14}$	$8,5 \cdot 10^{-16}$	$5,4 \cdot 10^{-11}$
^{232}Th	$1,0 \cdot 10^{-15}$	$2,5 \cdot 10^{-17}$	$2,0 \cdot 10^{-11}$
^{234}U (уран обогащенный)	$5,5 \cdot 10^{-14}$	$1,9 \cdot 10^{-15}$	$2,2 \cdot 10^{-9}$
^{237}Np	$2,0 \cdot 10^{-15}$	$7,0 \cdot 10^{-17}$	$1,5 \cdot 10^{-9}$
^{239}Pu	$9,0 \cdot 10^{-16}$	$3,0 \cdot 10^{-17}$	$2,2 \cdot 10^{-9}$

* Следуя НРБ—76/87, мы применяем для обозначения величин, приведенных в табл. 4.1, термин «допустимая концентрация», хотя, строго говоря, это неверно, так как указанные величины по физическому смыслу являются допустимой объемной активностью.

Таблица 4.2. Допустимые плотности потока электронов, γ - и нейтронного излучения, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

E , МэВ	Элект- роны	γ -Излуче- ние	Нейтро- ны	E , МэВ	Элект- роны	γ -Излу- чение	Нейтро- ны
$1 \cdot 10^{-7}$	—	—	920	1	130	1700	22
$2 \cdot 10^{-2}$	—	3100	330	2	150	980	19
0,1	29	11 000	98	5	150	510	18
0,5	110	3100	31	10	150	280	16

некоторых радионуклидов в воздухе рабочих помещений (ДКА), а также в атмосферном воздухе и воде (ДКБ). Индексы А и Б указывают на соответствующую категорию облучаемых лиц. Обращает на себя внимание крайне низкое значение допустимой концентрации актиноидов. Например, допустимая концентрация ^{239}Pu в воздухе производственных помещений равна всего $9,0 \cdot 10^{-16}$ Ки/л. Учитывая удельную активность ^{239}Pu , рассчитанную в примере 1 § 4.1 и равную 0,062 Ки/г, легко найти, что указанное допустимое содержание эквивалентно $1,5 \cdot 10^{-14}$ г ^{239}Pu в 1 л воздуха.

В табл. 4.2 приведена рассчитанная для персонала допустимая плотность потока моноэнергетического излучения различного вида: электронов (при облучении кожи), γ - и нейтронного излучения. Облучение допустимой плотностью потока в течение 1700 ч (соответствует годовому рабочему времени персонала) создает эквивалентную дозу, равную 0,05 Зв (5 бэр).

5

РАДИОАКТИВНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В НОРМАЛЬНОМ РЕЖИМЕ РАБОТЫ АЭС

Нормально работающий ядерный реактор — сложное техническое устройство, в котором обеспечиваются необходимые условия для протекания управляемой стационарной реакции деления. Основное назначение энергетического ядерного реактора — производство, а точнее, преобразование энергии из внутриядерной формы во внутреннюю энергию теплоносителя и в конечном итоге в электроэнергию. Передача внутриядерной энергии делящегося вещества теплоносителю осуществляется в результате ряда физических процессов, начинающегося с деления ядер. Важно отметить, что практически каждый из этих процессов сопровождается ионизирующим излучением.

5.1. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ДЕЛЕНИЯ

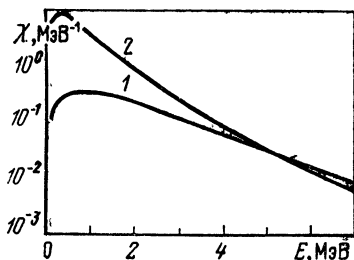
В среднем в результате деления ядра ^{235}U выделяется около 200 МэВ энергии. Эта ядерная энергия распределяется следующим образом (МэВ):

Кинетическая энергия осколков деления	166,2
Кинетическая энергия нейтронов деления	4,8
Энергия мгновенного γ -излучения	8,0
Энергия β -излучения в результате распада продуктов деления	7,0
Энергия γ -излучения продуктов деления	7,2
Кинетическая энергия антинейтрино	9,6
<hr/>	
Всего	202,8

Большая часть энергии выделяется практически сразу же после деления ядра. Но несколько процентов освобождается значительно позже — спустя несколько суток или даже лет — в результате распада продуктов деления.

Осколки деления. Осколки уносят в виде кинетической энергии основную часть выделяющейся при делении ядра энергии. В момент образования осколки «сбрасы-

Рис. 5.1. Энергетический спектр мгновенного нейтронного (1) и γ -излучения (2) при делении ^{235}U



вают» часть электронов и приобретают значительный положительный заряд. Поэтому они обладают высокой ионизирующей способностью и быстро расходуют свою энергию на ионизацию атомов среды. Пробег осколков крайне мал: в воздухе — около 2×10^{-2} м, в топливе — порядка 10^{-5} м. Остановившиеся осколки называются продуктами деления.

Ионизация атомов топлива осколками, в свою очередь, приводит к испусканию электронов и фотонов, поглощающихся в основном в топливе. В конечном счете кинетическая энергия осколков идет на нагрев твэлов.

Ввиду того что при взаимодействии осколков с веществом твэлов происходит ионизация вещества, осколки можно считать непосредственно ионизирующим излучением. Но, с другой стороны, осколки являются источником ионизирующего излучения, так как испускают мгновенные нейтроны и γ -излучение.

Мгновенные нейтроны вылетают из осколков сразу же после акта деления (через 10^{-13} — 10^{-14} с). Энергетический спектр мгновенных нейтронов приведен на рис. 5.1 (кривая 1). Их энергия лежит в интервале 0,1—10 МэВ; в среднем на один нейтрон приходится энергия около 2 МэВ. Всего вылетает от одного до четырех нейтронов на один акт деления ^{235}U тепловыми нейтронами, в среднем — 2,42. Кинетическая энергия нейтронов выделяется в основном в замедлителе и в замедляющем теплоносителе вследствие упругого рассеяния. При этом она переходит в кинетическую энергию ядер с последующим их торможением за счет ионизационных потерь. Неупругое рассеяние при столкновениях с тяжелыми ядрами сопровождается γ -излучением. Заметная доля энергии нейтронного излучения не передается теплоносителю, а уходит за пределы активной зоны, например поглощается в защите. Поэтому эта часть энергии мгновенных нейтронов не должна учитываться при определении полезно используемой энергии деления.

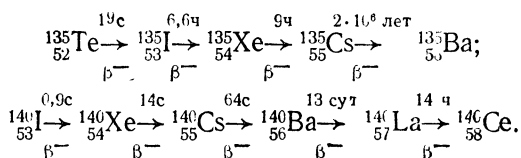
Нейтроны играют главную роль в физических процессах, происходящих в ядерном реакторе. Во-первых, они захватываются ядрами делящихся материалов и поддерживают тем самым цепную реакцию деления. Во-вторых, нейтроны взаимодействуют с конструкционными материалами и примесями теплоносителя, вызывая их активацию. Эти процессы важны с точки зрения обеспечения радиационной безопасности на АЭС и будут рассмотрены ниже.

В результате радиационного захвата нейтронов ядрами возникает высокоэнергетическое захватное γ -излучение. Высокие энергии фотонов обусловлены тем, что энергия связи нейтрона в ядрах элементов, расположенных в середине таблицы Д. И. Менделеева, составляет около 8 МэВ; для тяжелых элементов она медленно уменьшается приблизительно до 6 МэВ. Вся эта энергия при захвате нейтрона практически мгновенно излучается в виде одного или нескольких γ -квантов. Захватные γ -кванты, так же как и мгновенное γ -излучение, определяют спектр γ -излучения в работающем реакторе. Они образуются не только в активной зоне, но и в материале защиты и крайне важны с точки зрения защиты персонала от излучения работающего реактора. Большая часть энергии захватного излучения в конечном счете передается теплоносителю. При определении тепловой мощности реактора энергия захватного излучения (около 10 МэВ на одно деление) должна быть добавлена к выделяющейся при делении энергии. Разумеется, должны быть учтены потери при передаче энергии.

Запаздывающие нейтроны. При делении наряду с мгновенными возникают запаздывающие нейтроны. Они появляются в результате β -распада некоторых продуктов деления через время от долей секунды до минуты после деления. Основными источниками запаздывающих нейтронов являются радиоактивные изотопы йода и брома. Запаздывающие нейтроны обеспечивают возможность управления ядерным реактором. Однако рассматривая механизмы передачи энергии, выделяющейся при делении ядер, запаздывающие нейтроны можно не принимать во внимание, ввиду того что мал их суммарный выход (для ^{235}U запаздывающие нейтроны составляют всего лишь 0,65 % общего числа нейтронов деления) и, кроме того, их средняя кинетическая энергия (около 500 кэВ) в несколько раз меньше энергии мгновенных нейтронов.

Мгновенное γ -излучение испускается возбужденными осколками в процессе их перехода в основное состояние после вылета мгновенных нейтронов деления. Энергетический спектр мгновенного γ -излучения, возникающего при делении ядра ^{235}U , приведен на рис. 5.1 (кривая 2). Основная часть энергии γ -излучения, так же как и нейтронного, поглощается в активной зоне и передается теплоносителю, но некоторая часть уносится за пределы активной зоны.

β - и γ -излучение продуктов деления. Образующиеся в момент деления ядер осколки сильно перегружены нейтронами, вследствие чего они дают начало β -активным цепочкам превращений. Например,



В результате последовательного испускания β -частиц заряд первичного осколка возрастает на несколько единиц. Процесс β -распада часто сопровождается γ -излучением, возникающим при переходе возбужденного ядра в основное состояние. Образование продуктов деления и их радиационные характеристики рассмотрены в § 5.2. Здесь же важно подчеркнуть, что энергия β - и γ -излучения выделяется продуктами деления с запаздыванием по отношению к моменту деления ядра. Иногда время запаздывания невелико, и им можно пренебречь. В этом случае вся энергия β -частиц поглощается в твэлах и передается теплоносителю, а γ -излучение продуктов деления добавляется к мгновенному γ -излучению. Однако в некоторых цепочках радиоактивных превращений присутствуют долгоживущие продукты деления. Поэтому часть энергии продуктов деления высвобождается уже после остановки реактора и, следовательно, уже не влияет на его тепловую мощность.

Антинейтрино. В процессе β -распада осколков и продуктов деления наряду с электроном испускается еще одна частица — антинейтрино, весьма слабо взаимодействующая с веществом. Средний пробег антинейтрино в конденсированной среде (плотность ядер 10^{22}см^{-3}) составляет примерно 10^{17} км! Это излучение свободно по-

кидает реактор и в большинстве случаев земной шар вообще!

Таким образом, в ядерном реакторе, как и в любом другом источнике (преобразователе) энергии, не вся выделяющаяся при делении ядер энергия может быть передана рабочему телу — теплоносителю, некоторая ее часть используется «не по назначению». Часть энергии уносится из активной зоны нейтронным и γ -излучением, антинейтрино и безвозвратно теряется или бесполезно расходуется в защите. Наконец, часть энергии (0,1—0,2 МэВ) не успевает выделиться в реакторе и освобождается продуктами деления в процессе их хранения или радиохимической переработки отработавшего топлива.

5.2. НАКОПЛЕНИЕ ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ

В результате деления ядер и последующего радиоактивного распада осколков в ядерном топливе образуется большое количество стабильных и радиоактивных нуклидов — продуктов деления. Захватывая нейтроны, эти нуклиды частично выгорают и одновременно превращаются в новые продукты деления. Например, реакция (n, γ) на стабильном ^{133}Cs приводит к образованию нуклида ^{134}Cs , играющего заметную роль в ионизирующем излучении отработавшего топлива. В итоге общее число продуктов деления превышает 600 нуклидов. Большинство из них радиоактивны. Периоды полураспада продуктов деления находятся в широких пределах — от чрезвычайно малых (доли секунд) до очень больших значений (тысячи лет и более).

В подавляющем большинстве случаев ядро делится на два осколка (вероятность тройного деления не превосходит 10^{-4} — 10^{-3}).

Вследствие статистической природы деления тяжелых ядер существует некоторая вероятность y образования данного нуклида при делении. Эту вероятность называют выходом продукта деления или, точнее, абсолютным независимым выходом. Распределение продуктов деления по массовым числам описывается хорошо известной двугорбой кривой с максимумами при $A=90\div 100$ и $135\div 140$, равными $y=6\div 7\%$ (при выборе нормировки 200 % для выходов всех нуклидов). Характер распределения несколько изменяется в зависимости от энергии

нейтрона и делящегося ядра. При увеличении массы делящегося ядра оба максимума незначительно смещаются в сторону больших значений массовых чисел A . При увеличении энергии нейтрона, вызывающего деление, значение функции $y(A)$ в минимуме возрастает.

Факторы, влияющие на накопление продуктов деления. Общая масса продуктов деления в топливе пропорциональна количеству разделившихся ядер, а значит, энерговыработке топлива. Однако содержание конкретных нуклидов не подчиняется этому закону и сложным образом зависит от энерговыработки. Поясним сказанное на простом примере накопления одного нестабильного продукта деления с абсолютным независимым выходом y и постоянной радиоактивного распада λ . Тогда для определения количества ядер N этого нуклида, накопившегося за время T в ядерном реакторе с числом делений в единицу времени S , имеем уравнение

$$dN/dT = -\lambda N + yS, \quad (5.1)$$

решая которое, получаем

$$N = \frac{yS}{\lambda} [1 - \exp(-\lambda T)]. \quad (5.2)$$

Активность продукта деления в данный момент времени T описывается выражением

$$A = \lambda N = yS [1 - \exp(-\lambda T)]. \quad (5.3)$$

Если время жизни образующегося нуклида велико и выполняется условие $\lambda T \ll 1$, то, разложив в ряд экспоненту в уравнениях (5.2) и (5.3), можно преобразовать их к виду

$$N = yST; \quad (5.4)$$

$$A = y\lambda ST. \quad (5.5)$$

Видно, что в этом случае число ядер и активность продуктов деления пропорциональны суммарному числу делений. Однако если время жизни продуктов деления мало, так что $\lambda T \gg 1$, то вместо (5.2) и (5.3) имеем

$$N = yS/\lambda; \quad (5.6)$$

$$A = yS, \quad (5.7)$$

т.е. число ядер и активность нуклида не зависят от времени облучения, так как с одинаковой скоростью происходят его образование и радиоактивный распад.

В целом кинетика накопления и распада продуктов деления, образующихся в ядерном реакторе, определяется следующими параметрами:

а) типом реактора, первоначальным нуклидным составом топлива, пространственно-энергетическим распределением нейтронов в активной зоне;

б) длительностью кампании и выдержкой топлива после облучения, временной зависимостью снимаемой мощности и т. д.;

в) изменением состава топлива за время кампании, образованием новых делящихся материалов;

г) абсолютными независимыми выходами продуктов деления;

д) сечением реакций (n, f) , (n, γ) , $(n, 2n)$ и т. д.;

е) схемой радиоактивных превращений и периодами полураспада.

Накопление продуктов деления в ядерном топливе приводит к изменению его физико-химических свойств и проявляется в целом ряде эффектов. Например, для поддержания устойчивой цепной реакции деления в процессе работы реактора приходится выводить из активной зоны поглощающие стержни, так как увеличивается «вредное» поглощение нейтронов продуктами деления. Нас будет интересовать другой важный аспект образования продуктов деления — существенное изменение радиационных характеристик топлива.

Активность отработавшего топлива реакторов ВВЭР и РБМК. Из табл. 5.1*, в которой приведены некоторые характеристики топлива серийных отечественных реакторов ВВЭР-440, ВВЭР-1000 и РБМК-1000, видно, что активность свежевыгруженного топлива в 10^7 — 10^8 раз превышает активность необлученного, а мощность экспозиционной дозы (МЭД) — примерно в 10^9 раз. На 95 % мощность дозы обусловлена γ -излучением продуктов деления, остальное приходится на долю накопившихся актиноидов. Наибольший вклад в дозу вносят короткоживущие изотопы циркония, ниобия, молибдена, техно-

* Все численные значения, приведенные в гл. 5 и, в частности, в табл. 5.1, основаны на данных, опубликованных в книгах «Ядерная энергетика, человек и окружающая среда» (М.: 1984), «Радиационные характеристики облученного ядерного топлива» (М.: 1983), Егоров Ю. А. «Основы радиационной безопасности атомных электростанций» (М.: 1982).

Таблица 5.1. Некоторые характеристики топлива реакторов ВВЭР и РБМК*

Характеристика	ВВЭР-44)	ВВЭР-1000	РБМК-1000
Загрузка диоксида урана, т	47,6	79,6	218
Загрузка урана, т	42	70	192
Число ТВС в активной зоне, шт.	349	163	3386
Число твэлов в ТВС, шт.	126	312	18
Начальное обогащение ^{235}U , %	3,6	4,4	2,0
Удельная активность необлученного топлива, 10^{11} Бк/т	1,1	1,4	0,86
МЭД на расстоянии 1 м от 1 кг необлученного топлива**, 10^{-5} Р·м ² /(ч·кг)	2,4	2,9	1,7
Длительность кампании облучения, год	3	3	3
Средняя удельная энерговыработка топлива, МВт×сут/т***	30 000	40 000	20 000
Средняя удельная мощность топлива в реакторе, МВт/т***	32,7	45,7	16,7
Удельная активность отработавшего топлива:			
на момент окончания облучения, 10^{18} Бк/т	6,6	9,6	4,2
через 3 года, 10^{16} Бк/т	3,0	4,1	2,0
МЭД на расстоянии 1 м от 1 кг отработавшего топлива:			
на момент окончания облучения, 10^4 Р/ч	5,5	7,9	3,4
через 3 года, Р/ч	83	125	53

* Некоторые данные в табл. 5.1 отличаются от соответствующих приведенных ранее в гл. 3. Это отличие обусловлено использованием разных литературных источников и поэтому не должно смущать читателя. Более того, это различие характеризует неопределенность в ряде исходных данных для энергетических реакторов.

** С учетом короткоживущих продуктов распада.

*** На 1 т урана.

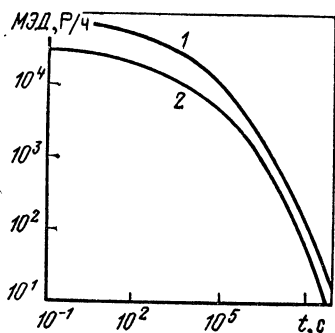


Рис. 5.2. МЭД на расстоянии 1 м от 1 кг отработавшего топлива реакторов ВВЭР-1000 (1) и РБМК (2) в зависимости от времени выдержки

ция, рутения, родия, йода, ксенона, цезия, бария, лантана, церия, празеодима. Мощность дозы заметно уменьшается со временем, прошедшим после окончания облучения топлива в реакторе (временем выдержки).

Через 3 года мощность дозы составляет примерно 1/600 часть мощности дозы свежевыгруженного топлива (рис. 5.2). Аналогично изменяется со временем суммарная активность продуктов деления, только она спадает медленнее, чем доза. Наибольший вклад в активность отработавшего топлива с трехлетним временем выдержки вносят: ^{137}Cs (период полураспада $T_{1/2}=30,2$ года) вместе с короткоживущим продуктом своего распада ^{137m}Ba (их суммарный относительный вклад в активность $p=24\%$), ^{144}Ce ($T_{1/2}=284$ сут) вместе с ^{144}Pr ($p=21\%$), ^{90}Sr ($T_{1/2}=28,5$ года) с ^{90}Y ($p=18\%$), ^{106}Ru ($T_{1/2}=368$ сут) с ^{106}Rh ($p=16\%$), ^{147}Pm ($T_{1/2}=2,62$ года, $p=10\%$), ^{134}Cs ($T_{1/2}=2,06$ года, $p=7\%$), а также ^{85}Kr ($T_{1/2}=10,7$ года), ^{154}Eu ($T_{1/2}=8,5$ года), ^{155}Eu ($T_{1/2}=4,5$ года); относительный вклад каждого из трех последних нуклидов равен приблизительно 1 %.

Примерно через год после начала кампании в топливе реакторов ВВЭР и РБМК накапливается равновесное количество большинства продуктов деления. Поэтому дальнейшее облучение практически не изменяет радиационные характеристики отработавшего топлива, хотя, конечно же, общее содержание в топливе продуктов деления возрастает — оно пропорционально числу разделившихся ядер. С хорошим приближением можно считать, что энерговыработке 1 МВт·сут соответствует образование 1 г продуктов деления. Например, среднее суммарное содержание продуктов деления в 1 т отработавшего топлива реактора ВВЭР-1000 равно примерно 40 кг.

В табл. 5.2 приведено содержание некоторых хими-

Таблица 5.2. Содержание химических элементов — продуктов деления в отработавшем топливе реактора ВВЭР-1000

Химический элемент	Содержание, кг/т	Химический элемент	Содержание, кг/т	Химический элемент	Содержание, кг/т
Цирконий	4,6	Ксенон	6,6	Церий	2,9
Молибден	4,1	Цезий	2,6	Празеодим	1,4
Технеций	1,0	Барий	2,1	Неодим	4,9
Рутений	2,6	Лантан	1,5	Самарий	1,0
Палладий	1,6				

ческих элементов продуктов деления в топливе реактора ВВЭР-1000 при времени выдержки отработавшего топлива $t=1 \div 10$ лет. На долю радиоактивных нуклидов приходится менее 5 % всей массы продуктов деления. Однако выделить их из совокупности нуклидов необычайно трудно. В процессе радиохимической переработки из отработавшего топлива можно выделить данный элемент, но сразу все его изотопы как радиоактивные, так и стабильные.

Продукты деления образуются внутри таблеток ядерного топлива и в основном удерживаются там. Однако несмотря на специально разработанную систему многократных защитных барьеров, ограничивающих распространение и выброс в окружающую среду радиоактивных веществ, некоторая часть продуктов деления даже в нормальном режиме работы АЭС попадает в биосферу.

Биологически значимые продукты деления. Радионуклиды, которые способны оказать значимое радиационное воздействие на окружающую среду, принято называть биологически значимыми нуклидами. Все биологически значимые продукты деления могут быть разделены на четыре группы в зависимости от их физико-химических свойств и особенностей поведения в технологических системах АЭС и биосфере:

1) благородные газы (изотопы криптона — $^{85}, ^{85m}, ^{87}, ^{88}\text{Kr}$, ксенона — $^{133}, ^{133m}, ^{135}, ^{135m}\text{Xe}$);

2) летучие вещества (например, изотопы йода — $^{129}, ^{131}, ^{133}, ^{135}\text{I}$, цезия — $^{134}, ^{137}\text{Cs}$);

3) нелетучие вещества (например, изотопы стронция — $^{89}, ^{90}\text{Sr}$);

4) тритий ^3H — радиоактивный изотоп водорода, образующийся в топливе, в частности, в результате тройного деления ядер.

Данные о некоторых биологически значимых продуктах деления, накопившихся в отработавшем топливе реакторов ВВЭР и РБМК (на момент выгрузки из реактора), приведены в табл. 5.3.

Таблица 5.3. Период полураспада и активность некоторых биологически значимых продуктов деления

Нуклид	Период полураспада	Активность, Бк/т		
		ВВЭР-440	ВВЭР-1000	РБМК-1000
^3H	12,36 года	$1,90 \cdot 10^{13}$	$2,86 \cdot 10^{13}$	$1,04 \cdot 10^{13}$
^{85m}Kr	4,48 ч	$6,95 \cdot 10^{15}$	$9,94 \cdot 10^{15}$	$3,10 \cdot 10^{15}$
^{85}Kr	10,74 года	$4,24 \cdot 10^{14}$	$5,78 \cdot 10^{14}$	$3,29 \cdot 10^{14}$
^{88}Kr	2,86 ч	$2,08 \cdot 10^{13}$	$2,96 \cdot 10^{13}$	$8,93 \cdot 10^{15}$
^{89}Sr	50,5 сут	$2,82 \cdot 10^{16}$	$4,04 \cdot 10^{16}$	$1,25 \cdot 10^{16}$
^{90}Sr	28,5 года	$2,58 \cdot 10^{15}$	$3,51 \cdot 10^{15}$	$2,00 \cdot 10^{15}$
^{91}Y	58,5 сут	$3,72 \cdot 10^{16}$	$5,34 \cdot 10^{16}$	$1,72 \cdot 10^{16}$
^{95}Zr	64 сут	$5,04 \cdot 10^{16}$	$7,29 \cdot 10^{16}$	$2,64 \cdot 10^{15}$
^{95}Nb	35 сут	$5,02 \cdot 10^{16}$	$7,23 \cdot 10^{16}$	$2,74 \cdot 10^{16}$
^{99}Tc	2,12 года	$4,49 \cdot 10^{11}$	$5,96 \cdot 10^{11}$	$3,76 \cdot 10^{11}$
^{103}Ru	40 сут	$4,82 \cdot 10^{16}$	$7,08 \cdot 10^{16}$	$2,84 \cdot 10^{16}$
^{106}Ru	368 сут	$1,65 \cdot 10^{16}$	$2,37 \cdot 10^{16}$	$1,48 \cdot 10^{16}$
^{129}I	$1,58 \cdot 10^7$ года	$1,06 \cdot 10^9$	$1,42 \cdot 10^9$	$9,18 \cdot 10^8$
^{131}I	8 сут	$3,08 \cdot 10^{16}$	$4,49 \cdot 10^{16}$	$1,67 \cdot 10^{16}$
^{132}I	2,3 ч	$4,46 \cdot 10^{16}$	$6,50 \cdot 10^{16}$	$2,37 \cdot 10^{16}$
^{133}I	20,8 ч	$6,27 \cdot 10^{16}$	$9,13 \cdot 10^{16}$	$3,29 \cdot 10^{16}$
^{135}I	6,6 ч	$5,89 \cdot 10^{16}$	$8,58 \cdot 10^{16}$	$3,07 \cdot 10^{16}$
^{133}Xe	5,2 сут	$6,30 \cdot 10^{16}$	$9,17 \cdot 10^{16}$	$3,31 \cdot 10^{16}$
^{135}Xe	9,1 ч	$1,78 \cdot 10^{16}$	$1,95 \cdot 10^{16}$	$6,86 \cdot 10^{15}$
^{134}Cs	2,06 года	$4,61 \cdot 10^{15}$	$4,69 \cdot 10^{15}$	$2,89 \cdot 10^{15}$
^{137}Cs	30,2 года	$3,44 \cdot 10^{15}$	$4,69 \cdot 10^{15}$	$2,89 \cdot 10^{15}$
^{141}Ce	32,5 сут	$5,07 \cdot 10^{16}$	$7,36 \cdot 10^{16}$	$2,64 \cdot 10^{16}$
^{141}Ce	2,84 сут	$3,82 \cdot 10^{16}$	$5,44 \cdot 10^{16}$	$2,53 \cdot 10^{16}$
^{147}Pm	2,2 года	$5,72 \cdot 10^{15}$	$7,05 \cdot 10^{15}$	$4,31 \cdot 10^{15}$
^{154}Eu	8,5 года	$3,21 \cdot 10^{14}$	$4,93 \cdot 10^{14}$	$2,10 \cdot 10^{14}$
^{155}Au	5 лет	$2,12 \cdot 10^{14}$	$3,16 \cdot 10^{14}$	$1,46 \cdot 10^{14}$

5.3. НАКОПЛЕНИЕ АКТИНОИДОВ

Главным процессом, протекающим в ядерном реакторе, безусловно, является реакция деления ядер. Часть нейтронов, возникающих при делении, захватывается ядрами актиноидов, в результате чего образуются более тяжелые изотопы. Испытывая β^- -превращения, они дают начало цепочкам образования нуклидов со все увеличивающимися порядковыми номерами. В целом в резуль-

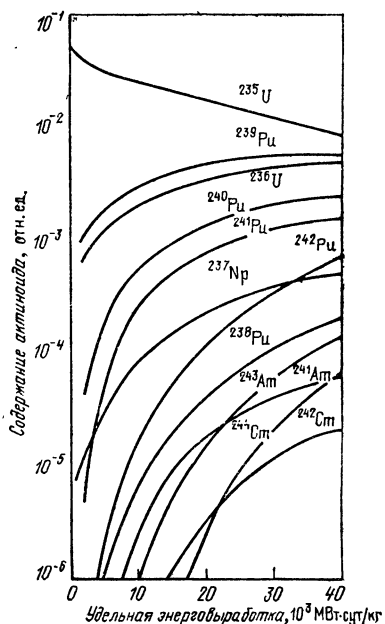


Рис. 5.4. Накопление актиноидов в реакторе ВВЭР-1000 в зависимости от удельной энерговыработки топлива

тате ядерных реакций под действием нейтронов, а также радиоактивных превращений в облученном топливе накапливается более 50 актиноидов. Схема образования наиболее важных из них — изотопов урана, нептуния, плутония, америция и кюрия приведена на рис. 5.3, где приняты следующие обозначения: ЕС — электронный захват — захват электрона ядром с электронной орбиты собственного атома; ИТ — изомерный переход ядра из воз-

бужденного (метастабильного) состояния в основное.

На рис. 5.4 приведена зависимость содержания актиноидов в отработавшем топливе реактора ВВЭР-1000 от удельной энерговыработки топлива. При выгорании около 30 000 МВт·сут/т содержание ^{239}Pu достигает насыщения, все остальные трансурановые нуклиды продолжают накапливаться в топливе вплоть до конца кампании облучения. Как известно, перед началом облучения в единице массы топлива (в 1 т урана) реактора ВВЭР-1000 содержится 44 кг ^{235}U , примерно 0,4 кг ^{234}U и 956 кг ^{238}U . В конце трехлетней кампании уран частично выгорает, а вместо него накапливается 40 кг продуктов деления и 11 кг актиноидов, среди которых около 10 кг плутония, 0,6 кг нептуния, 0,2 кг америция, 60 г кюрия.

Изменение изотопного состава урана. Изотопный состав урана в отработавшем топливе заметно отличается от исходного состава: уменьшается содержание делящегося изотопа ^{235}U (с 4,4 до 1,3 %), накапливаются не встречающиеся в природе ^{232}U , ^{236}U , ^{237}U , ^{239}U . Короткоживущие изотопы ^{239}U (период полураспада $T_{1/2} = 23,5$ мин) и ^{237}U ($T_{1/2} = 2,35$ сут) в 10^4 — 10^6 раз увели-

чивают активность урана, находящегося в реакторе, однако к концу трехлетней выдержки отработавшего топлива они полностью распадаются. Накопление ^{236}U ($T_{1/2}=2,3 \cdot 10^7$ года) и ^{232}U ($T_{1/2}=72$ года) не сказывается на изменении радиационных характеристик топлива в процессе его облучения или хранения до химической переработки. Однако необходимо учитывать присутствие этих изотопов в регенерированном уране, т. е. уране, выделенном из отработавшего топлива в процессе его радиохимической переработки. ^{236}U является дополнительным поглотителем нейтронов и уменьшает реактивность уранового топлива. При использовании в качестве топлива регенерированного урана придется повысить начальное обогащение по ^{235}U для компенсации влияния ^{236}U . Присутствие ^{232}U в урановом топливе может привести к усложнению радиационной обстановки на предприятиях ядерного топливного цикла из-за высокоэнергетического γ -излучения продуктов его распада.

Образование новых делящихся нуклидов. Любой ядерный реактор не только вырабатывает тепловую энергию, но и производит также новые делящиеся нуклиды, которые могут быть использованы как ядерное топливо. При определенных условиях количество вновь образованных делящихся нуклидов может даже превышать количество первичных, выгоревших в реакторе. В урановом топливном цикле, осуществляемом в реакторах ВВЭР и РБМК, первичным делящимся нуклидом является ^{235}U . В процессе работы реакторов в результате захвата нейтронов ядрами ^{238}U и двух последующих β -распадов короткоживущих ядер ^{239}Np ($T_{1/2}=2,35$ сут) образуется новый делящийся нуклид ^{239}Pu . Радиационный захват нейтронов ядрами ^{239}Pu и затем ^{240}Pu приводит к образованию еще одного нового делящегося нуклида — ^{241}Pu . Значительная часть образовавшихся делящихся изотопов плутония ^{239}Pu и ^{241}Pu подвергается делению в реакторе, что улучшает использование топлива и способствует увеличению его удельной энерговыработки. Вклад плутония в суммарную энерговыработку реактора ВВЭР-1000 составляет примерно 30 %, причем в конце кампании при делении изотопов плутония выделяется больше энергии, чем при делении ядер урана. Вместе с тем в отработавшем топливе остается примерно 7 кг/т делящихся изотопов плутония. С учетом невыгоревшего ^{235}U (12 кг/т) всего в отработавшем топливе реактора ВВЭР-1000 бу-

дет содержаться делящихся нуклидов 19 кг/т. Это в 2,3 раза меньше, чем в топливе перед началом облучения, но в 2,6 раза больше, чем в природном уране. Отсюда становится понятна целесообразность радиохимической переработки отработавшего топлива, в процессе которой из него могут быть выделены уран, плутоний и при необходимости другие химические элементы. Наиболее рационально согласно сегодняшним представлениям использовать накопившийся плутоний для изготовления топлива реакторов на быстрых нейтронах.

Радиационные характеристики смеси актиноидов. В табл. 5.4 приведены значения суммарной активности

Таблица 5.4. Суммарная активность и МЭД актиноидов, накопившихся в реакторах ВВЭР и РБМК

Время выдержки	Активность, 10^{13} Бк/т			МЭД, $\text{Р} \cdot \text{м}^2 / (\text{ч} \cdot \text{кг})$		
	ВВЭР-440	ВВЭР-1000	РБМК-1000	ВВЭР-440	ВВЭР-1000	РБМК-1000
0	1300	1900	910	1900	2900	1300
1 мин	1300	1800	900	1900	2800	1300
1 ч	80	1100	540	1600	2200	1000
1 сут	500	710	350	1100	1500	690
10 сут	46	68	30	84	120	50
0,5 года	5,4	6,7	2,8	0,014	0,017	$6,8 \cdot 10^{-3}$
1 год	5,0	6,2	2,5	0,015	0,0018	$7,2 \cdot 10^{-3}$
3 года	4,4	5,4	2,2	0,0018	0,022	$8,8 \cdot 10^{-3}$
10 лет	3,2	3,9	1,6	0,028	0,034	0,014

всех актиноидов и обусловленной ими МЭД на расстоянии 1 м от 1 кг отработавшего топлива реакторов ВВЭР и РБМК в зависимости от времени выдержки топлива. Радиационные характеристики в момент времени $t=0$ соответствуют характеристикам топлива работающего реактора в конце кампании облучения. Из сопоставления радиационных характеристик актиноидов с данными, приведенными в табл. 5.1 и на рис. 5.3, следует, что вклад актиноидов в суммарную дозу γ -излучения работающего реактора незначителен и не превышает 5 %. Их относительный вклад в суммарную активность заметно выше и составляет около 20 %.

Радиационные характеристики смеси актиноидов в работающем реакторе и сразу после окончания облучения определяются в основном тремя короткоживущими нуклидами: ^{239}U , ^{239}Np , ^{237}U . Через 10 сут после остановки реактора ^{239}U и ^{239}Np , а также частично ^{237}U распада-

ются, в результате чего активность и МЭД смеси актиноидов уменьшаются в 25—30 раз. Аналогичные характеристики смеси продуктов деления спадают со временем медленнее. Через полгода после окончания кампании, когда практически весь ^{237}U распадается, МЭД от актиноидов уменьшается более чем в 10^5 раз. Затем доза медленно растет со временем из-за накопления дочерних продуктов распада ^{241}Pu , ^{236}Pu и ^{232}U .

В основном актиноиды имеют большой период полураспада и, следовательно, относительно низкую удельную активность. Периоды полураспада и активности некоторых долгоживущих актиноидов на момент окончания облучения топлива в реакторах ВВЭР и РБМК приведены в табл. 5.5. Примерно $\frac{4}{5}$ всех актиноидов являются α -излучателями и около $\frac{1}{5}$ β -излучателями. Средняя энергия

Таблица 5.5. Период полураспада и активность долгоживущих актиноидов

Нуклид	Период полураспада	Активность, Бк/т		
		ВВЭР-440	ВВЭР-1000	РБМК-1000
^{232}U	72 года	$4,2 \cdot 10^9$	$6,6 \cdot 10^9$	$1,3 \cdot 10^9$
^{234}U	$2,45 \cdot 10^5$ года	$3,0 \cdot 10^{10}$	$5,1 \cdot 10^{10}$	$3,0 \cdot 10^{10}$
^{235}U	$7,04 \cdot 10^8$ года	$1,0 \cdot 10^9$	$9,6 \cdot 10^8$	$3,8 \cdot 10^8$
^{236}U	$2,34 \cdot 10^7$ года	$1,0 \cdot 10^{10}$	$1,4 \cdot 10^{10}$	$5,7 \cdot 10^9$
^{238}U	$4,47 \cdot 10^9$ года	$1,2 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{10}$	$1,2 \cdot 10^{10}$
^{237}Np	$2,14 \cdot 10^6$ года	$1,1 \cdot 10^{10}$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$4,4 \cdot 10^9$
^{236}Pu	2,85 года	$2,2 \cdot 10^{10}$	$3,7 \cdot 10^{10}$	$2,6 \cdot 10^9$
^{238}Pu	87,7 года	$4,8 \cdot 10^{13}$	$8,2 \cdot 10^{13}$	$2,5 \cdot 10^{13}$
^{239}Pu	$2,41 \cdot 10^4$ года	$1,3 \cdot 10^{13}$	$1,3 \cdot 10^{13}$	$6,0 \cdot 10^{12}$
^{240}Pu	$6,58 \cdot 10^3$ года	$1,7 \cdot 10^{13}$	$2,0 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{13}$
^{241}Pu	14,4 года* β - α	$5,0 \cdot 10^{15}$ $1,2 \cdot 10^{11}$	$5,7 \cdot 10^{15}$ $1,4 \cdot 10^{11}$	$2,3 \cdot 10^{15}$ $5,5 \cdot 10^{10}$
^{242}Pu	$3,76 \cdot 10^5$ года	$5,4 \cdot 10^{10}$	$8,4 \cdot 10^{10}$	$4,1 \cdot 10^{10}$
^{241}Am	433 года	$5,2 \cdot 10^{12}$	$9,1 \cdot 10^{12}$	$3,6 \cdot 10^{12}$
^{242m}Am	152 года*IT α	$2,1 \cdot 10^{11}$ $9,9 \cdot 10^8$	$2,8 \cdot 10^{11}$ $1,4 \cdot 10^9$	$8,6 \cdot 10^{10}$ $4,2 \cdot 10^8$
^{243}Am	$7,37 \cdot 10^3$ года	$5,1 \cdot 10^{11}$	$8,9 \cdot 10^{11}$	$2,5 \cdot 10^{11}$
^{242}Cm	163 сут	$1,1 \cdot 10^{13}$	$1,6 \cdot 10^{13}$	$7,6 \cdot 10^{12}$
^{243}Cm	28,5 года	$3,1 \cdot 10^{11}$	$4,8 \cdot 10^{11}$	$1,9 \cdot 10^{11}$
^{244}Cm	18,1 года	$6,3 \cdot 10^{13}$	$1,4 \cdot 10^{14}$	$1,1 \cdot 10^{13}$
^{245}Cm	$8,5 \cdot 10^3$ года	$6,2 \cdot 10^9$	$1,5 \cdot 10^{10}$	$3,9 \cdot 10^8$
^{246}Cm	$4,7 \cdot 10^3$ года	$1,3 \cdot 10^9$	$3,8 \cdot 10^9$	$9,8 \cdot 10^7$

* Радиоактивный распад ^{241}Pu осуществляется по двум конкурирующим каналам: α - и β -распад.

Аналогично радиоактивный распад ^{242m}Am происходит по двум каналам: α -распад и IT-изомерный переход.

γ -квантов смеси актиноидов в 5—7 раз ниже средней энергии γ -квантов смеси продуктов деления. Заметную роль играет низкоэнергетическое рентгеновское излучение с энергией около 100 кэВ (КХ-излучение) и 20 кэВ (ЛХ-излучение). Многие актиноиды, в частности ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{242}Cm , ^{244}Cm , способны к спонтанному (самопроизвольному) делению. Нейтроны, возникающие в процессе спонтанного деления, не вносят сколько-нибудь заметного вклада в суммарную плотность потока нейтронов работающего реактора. Однако при обращении с отработавшим топливом спонтанное деление в ряде случаев приходится учитывать. При выдержке отработавшего топлива реакторов ВВЭР в течение 3 лет выход нейтронов составляет примерно $10^6 \text{ с}^{-1} \cdot \text{кг}^{-1}$ и обусловлен в основном ^{244}Cm . Дополнительным источником нейтронов в окисном топливе является (α, n) -реакция на ядрах ^{17}O и ^{18}O , вызываемая α -излучением плутония, америция, кюрия.

Следует отметить чрезвычайную радиотоксичность актиноидов. Их допустимые концентрации в воде и в атмосферном воздухе, как правило, в несколько тысяч раз меньше, чем допустимые концентрации продуктов деления. Это обстоятельство крайне существенно с точки зрения потенциальной радиационной опасности при долговременном захоронении отработавшего топлива. Если бы радиоактивные отходы, возникающие в результате радиохимической переработки топлива, содержали только продукты деления и не содержали трансурановые элементы, то задача их удаления решалась бы намного проще.

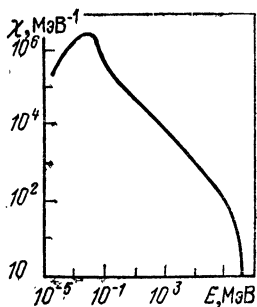
5.4. АКТИВНАЯ ЗОНА РЕАКТОРА КАК ИСТОЧНИК ИЗЛУЧЕНИЯ

Ранее уже отмечалось, что некоторая часть энергии, высвобождаемой при делении ядер, уносится из активной зоны реактора в виде ионизирующего излучения. Наибольшую опасность представляют нейтронное и γ -излучение.

Нейтронное излучение. Источниками нейтронов в активной зоне работающего реактора являются:

- 1) мгновенные нейтроны;
- 2) запаздывающие нейтроны;

Рис. 5.5. Спектр нейтронов в активной зоне ядерного реактора



3) нейтроны спонтанного деления;

4) активационные нейтроны, возникающие при радиоактивном распаде продуктов некоторых ядерных реакций;

5) нейтроны, образующиеся в результате (α, n) -реакции на кислороде;

6) фотонейтроны, возникающие в результате ядерного поглощения γ -излучения.

Не все эти источники нейтронов в равной степени важны с точки зрения радиационной безопасности; наибольшее значение имеют мгновенные нейтроны.

Энергетический спектр нейтронов в активной зоне реактора отличается от спектра нейтронов деления, приведенного на рис. 5.1. В результате упругого и неупругого рассеяний на атомах среды быстрых нейтронов, возникающих при делении ядер, они замедляются. Спектр нейтронов деформируется и приобретает вид, показанный на рис. 5.5. В области энергий выше 1 МэВ он практически не отличается от спектра нейтронов деления, в промежуточной области энергий — это спектр замедляющихся нейтронов, т. е. $1/E$ -спектр, а в тепловой и надтепловой областях, когда энергия нейтронов не превышает 0,5 эВ, — спектр Максвелла. Энергетический спектр нейтронов зависит от состава активной зоны и неодинаков для различных реакторов. Кроме того, в реакторе данного типа спектр нейтронов неодинаков в различных частях активной зоны и изменяется в зависимости от выгорания топлива. Поэтому приведенный на рис. 5.5. спектр носит иллюстративный характер.

Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в реакторе является исходной информацией для расчетов накопления продуктов деления и актиноидов, определения необходимой защиты от излучений. Нахождение пространственно-энергетического распределения — довольно сложная самостоятельная задача, которая решается на ЭВМ с помощью специально разработанных программ. Плотность потока нейтронов внутри активной зоны и вылетающих за ее пределы пропорциональна мощ-

ности реактора. Плотность потока нейтронов внутри реакторов ВВЭР и РБМК составляет примерно $10^{13} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, что в 10^{12} раз превышает допустимые уровни облучения нейтронами.

γ -Излучение. Источниками γ -излучения в активной зоне работающего реактора являются:

- 1) мгновенное γ -излучение;
- 2) γ -излучение продуктов деления;
- 3) захватное γ -излучение;
- 4) γ -излучение, возникающее при радиоактивном распаде продуктов активации;
- 5) тормозное γ -излучение, образующееся при торможении β -частиц в активной зоне;
- 6) γ -излучение, сопровождающее неупругое рассеяние быстрых нейтронов;
- 7) γ -излучение, сопровождающее нейтронные реакции с образованием заряженных частиц, т. е. (n, p) - и (n, α) -реакции;
- 8) γ -излучение, возникающее при аннигиляции позитронов.

При работе реактора на мощности суммарная интенсивность источников γ -излучения в активной зоне складывается в основном из интенсивности первых трех источников. При этом некоторая часть суммарной интенсивности, обусловленная мгновенным и захватным γ -излучением, пропорциональна мощности реактора в рассматриваемый момент времени. Остальная ее часть, обусловленная γ -излучением продуктов деления, зависит от мощности и режима работы реактора в предыдущий период.

Энергетический спектр γ -излучения формируется в результате процессов рассеяния, распространения и потери энергии γ -квантов в материалах активной зоны. Типичный спектр γ -излучения, вылетающего из активной зоны водо-водяного реактора в радиальном направлении, приведен на рис. 5.6. На фоне непрерывного распределения хорошо видны пики захватного γ -излучения, возникающего при взаимодействии нейтронов с ядрами ^{57}Fe , ^{58}Fe , ^{54}Cr , ^{59}Ni и водорода. В общем случае спектр γ -излучения зависит от состава активной зоны, конструктивных материалов, удельной энерговыработки топлива, мощности реактора, пространственной координаты и других параметров. Характерная плотность потока γ -квантов

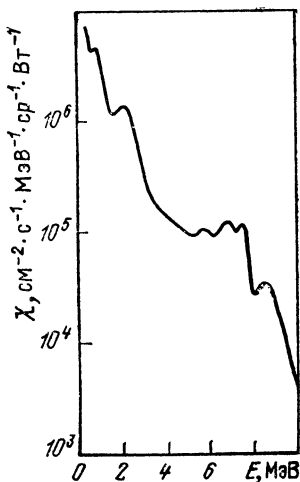
Рис. 5.6. Спектр γ -излучения, вылетающего из активной зоны водо-водяного реактора

на поверхности активной зоны реакторов ВВЭР и РБМК $10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Приведенные данные свидетельствуют о том, что ядерные реакторы являются интенсивным источником нейтронного и γ -излучения. Мощность дозы вблизи активной зоны в 10^{11} — 10^{12} раз больше допустимых уровней для персонала. Даже при удалении на 100 м от неэкранированного ядерного реактора мощностью 1000 МэВ мощность дозы проникающих излучений еще очень велика и равна примерно 10^4 бэр/ч. Поэтому реактор окружают специальной защитой, основное назначение которой — снизить мощность дозы до допустимых значений. Требуемая кратность ослабления потоков нейтронного и γ -излучения может быть достигнута лишь толстыми слоями (несколько метров) защитных материалов. В качестве материалов защиты реакторов обычно используются вода, сталь, чугун, бетоны с различными заполнителями (наиболее часто применяется серпентинит).

Радиационная защита реактора должна также обеспечить непревышение допустимой радиационной нагрузки на конструкционные материалы, чтобы предотвратить нежелательное изменение их свойств в результате облучения. Энерговыведение, связанное с поглощением ионизирующих излучений, может привести к дополнительным температурным напряжениям, вызвать структурные повреждения в корпусе реактора или ухудшить биологическую защиту (например, потеря влаги для бетона эквивалентна резкому уменьшению свойств поглощения потока нейтронов).

При проектировании защиты приходится учитывать тип реактора, его назначение, особенности систем технологического контура и многие другие факторы. Защита должна быть надежной и иметь по возможности минимальную стоимость. Поэтому защита реактора — резуль-



тат компромисса между стоимостью, удобством и безопасностью эксплуатации.

5.5. ТЕХНОЛОГИЧЕСКИЕ КОНТУРЫ АЭС КАК ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Активная зона ядерного реактора — наиболее мощный, но не единственный источник ионизирующего излучения на АЭС. Важным источником радиации является теплоноситель, непрерывно циркулирующий через активную зону, снимающий тепло с твэлов и передающий его на турбину или парогенератор. Наиболее распространенный теплоноситель, используемый в настоящее время в энергетических реакторах на тепловых нейтронах, — обычная вода, а в реакторах на быстрых нейтронах — жидкий натрий. Активность теплоносителя зависит от многих факторов: типа теплоносителя, конструкционных материалов, технологической схемы контуров АЭС, надежности твэлов и пр. Остановимся на некоторых вопросах, связанных с радиационными характеристиками теплоносителя.

Основной вид проникающего излучения в первом контуре реакторов ВВЭР и РБМК — высокоэнергетическое ($E_\gamma = 6,2$ МэВ) излучение короткоживущего ($T_{1/2} = 7,1$ с) нуклида ^{16}N , образующегося под действием нейтронов с энергией выше 10 МэВ по реакции $^{16}\text{O} (n, p) ^{16}\text{N}$. Объемная активность ^{16}N в теплоносителе пропорциональна плотности потока быстрых нейтронов, удельной мощности реактора и составляет 10^9 — 10^{10} Бк/л. Взаимодействие быстрых нейтронов с другим изотопом кислорода ^{17}O приводит к образованию ^{17}N , распадающегося с периодом полураспада 4,2 с с испусканием нейтронов.

Процессы $^{16}\text{O} (n, p) ^{16}\text{N}$ и $^{17}\text{O} (n, p) ^{17}\text{N}$ являются примерами реакций активации нейтронами ядер теплоносителя. Распад образующихся нуклидов обуславливает собственную активность теплоносителя. В реакторах на быстрых нейтронах с жидкометаллическим натриевым теплоносителем собственная активность превышает 10^{12} Бк/кг и определяется короткоживущим изотопом ^{24}Na ($T_{1/2} = 15$ ч), образующимся по реакции $^{23}\text{Na} (n, \gamma) ^{24}\text{Na}$.

Как источники облучения персонала и населения, проживающего вокруг АЭС, определенную опасность представляют ^{41}Ar , ^3H , ^{14}C . Радиоактивный изотоп аргона ^{41}Ar

($T_{1/2}=1,8$ ч) образуется в результате нейтронной активации ^{40}Ar , растворенного вместе с воздухом в воде. Процесс радиоактивного распада ^{41}Ar сопровождается γ -излучением с энергией 1,3 МэВ. Так как содержание ^{40}Ar в воздухе мало (0,9 %), вклад ^{41}Ar в общую активность теплоносителя незначителен. Однако в реакторе РБМК этот нуклид образуется также и в газовом контуре, который предназначен для охлаждения графитовой кладки реактора. Для охлаждения обычно применяют смесь гелия с азотом, причем аргон является одной из главных примесей охлаждающего газа.

Радиоактивные изотопы водорода ^3H — тритий ($T_{1/2}=12,36$ года) и углерода ^{14}C ($T_{1/2}=5760$ лет) являются β -излучателями низкой энергии (максимальная энергия β -частиц, испускаемых тритием, 18,6 кэВ, углеродом-14 — 156 кэВ) и образуются в технологических контурах АЭС при активации нейтронами ядер теплоносителя, замедлителя, конструкционных материалов. Кроме того, ^3H и ^{14}C образуются в твэлах в результате тройного деления ядер и через дефекты твэлов могут проникать в теплоноситель. Tritий способен также диффундировать через оболочку твэла. Известно, что через оболочку твэла, изготовленную из нержавеющей стали, в теплоноситель поступает до 80 % трития, находящегося под оболочкой; через циркониевую оболочку твэла диффундирует не более 1 % трития.

Образование трития в теплоносителе происходит в реакциях активации ^2H , ^6Li , ^{10}B , присутствующих в воде первого контура в виде примесей: дейтерий ^2H входит в состав воды (0,015 %), бор вводится в теплоноситель для грубой регулировки реактивности, а литий — для регулирования содержания водорода в воде. В реакторах РБМК тритий образуется также в газовом контуре в результате реакций на ядрах гелия и азота — $^3\text{He} (n, p) ^3\text{H}$ и $^{14}\text{N} (n, 3\alpha) ^3\text{H}$. В теплоносителе тритий существует в основном в виде тритиевой воды; в продувочном газе присутствуют как газообразная, так и окисленная формы трития.

Радиоактивный углерод ^{14}C образуется в результате реакций $^{17}\text{O} (n, \alpha) ^{14}\text{C}$, $^{14}\text{N} (n, p) ^{14}\text{C}$. Скорость образования ^{14}C в теплоносителе реакторов ВВЭР и РБМК равна примерно 10^8 Бк/сут, а в графитовой кладке РБМК — 10^{10} Бк/сут. В технологических контурах АЭС и выбросах в атмосферный воздух ^{14}C существует в основном

в виде CO_2 , в меньших количествах — в виде CO и аэрозолей.

Еще один важный источник активности теплоносителя — продукты коррозии. Хотя в качестве конструкционных материалов ядерных реакторов применяют коррозионно-стойкие стали, даже они при температуре воды около 300°C корродируют со скоростью до $0,001$ мм/год. Вместе с теплоносителем продукты коррозии переносятся по технологическому контуру АЭС, в том числе через активную зону реактора. При этом часть из них осаждается на поверхностях конструкций активной зоны, например на твэлах, и подвергается облучению нейтронами. Определенная доля образовавшихся радиоактивных нуклидов в результате растворения пленки отложений поступает с поверхности твэлов в теплоноситель и вместе с ним выносится за пределы активной зоны. Затем активированные продукты коррозии могут осесть на поверхности оборудования технологического контура вне зоны облучения нейтронами. В состав радиоактивных продуктов коррозии входят изотопы железа, марганца, хрома, кобальта, циркония, образовавшиеся в большинстве случаев по реакции (n, γ) на ядрах различных конструкционных материалов. Объемная активность продуктов коррозии в первом контуре теплоносителя ВВЭР достигает 10^7 Бк/л, в РБМК она в несколько раз меньше. Из-за утолщения пленки радиоактивных отложений на поверхностях, омываемых теплоносителем, наблюдается достаточно быстрый рост во времени мощности дозы γ -излучения непосредственно около технологического оборудования. За год работы реакторов ВВЭР и РБМК МЭД возрастает на 20 — 50 мкбэр/с. В разные периоды времени работы АЭС МЭД определяется излучением различных нуклидов: в начальные периоды работы — короткоживущих, таких, например, как ^{51}Cr ($T_{1/2}=27,7$ сут), ^{59}Fe ($T_{1/2}=45,1$ сут), ^{58}Co ($T_{1/2}=70,8$ сут), а в более позднее время — долгоживущих, главным из которых является ^{60}Co ($T_{1/2}=5,27$ года), испускающий γ -излучение со средней энергией $1,25$ МэВ.

Вследствие высоких температурных и радиационных нагрузок, а также из-за процессов коррозионно-усталостного типа оболочки твэлов со временем теряют свою герметичность. В них могут образовываться микротрещины, через которые будут диффундировать газообразные и летучие продукты деления (изотопы криптона, ксенона, йо-

да, рубидия, цезия), или даже большие трещины, в результате чего будет осуществляться прямой контакт воды с топливом и в воду попадет также некоторое количество нелетучих продуктов деления. Существуют допуски повреждений оболочек, при которых работа реактора не прекращается. В реакторах ВВЭР и РБМК допускается число газонеплотных твэлов с микротрещинами не свыше 1 %, а с крупными дефектами — 0,1 %. Удельная активность продуктов деления в теплоносителе первого контура АЭС с ВВЭР за счет их поступления из негерметичных твэлов может достигать 10^8 — 10^9 Бк/л. Некоторые продукты деления при переносе их теплоносителем по контуру, так же как и продукты коррозии, могут сорбироваться поверхностями оборудования. Другими словами, они загрязняют не только теплоноситель, но и оборудование.

На любой АЭС существуют различного рода вспомогательные контуры. Например, второй контур на АЭС с реакторами ВВЭР, газовый контур — на реакторе РБМК. О радиоактивности газового контура уже говорилось. Второй контур на АЭС с ВВЭР становится источником ионизирующего излучения за счет перетечек теплоносителя из основного контура. Как правило, они невелики и поэтому активность теплоносителя второго контура мала.

5.6. ИЗЛУЧЕНИЕ ОСТАНОВЛЕННОГО РЕАКТОРА

После остановки реактора он еще довольно длительное время является мощным источником излучения. Излучение неработающего реактора обусловлено, во-первых, излучением активной зоны, которое сопровождает радиоактивный распад продуктов деления и актиноидов, накопившихся в топливе за время облучения. Радиационные характеристики смеси актиноидов и продуктов деления в момент времени t после остановки реактора зависят от t и T — времени работы реактора — и прямо пропорциональны мощности реактора. Ранее, в § 5.2 и 5.3, они уже были рассмотрены достаточно подробно. Остается добавить, что радиоактивный распад смеси продуктов деления и актиноидов и последующее поглощение в топливе возникающего при распаде ионизирующего из-

лучения приводят к интенсивному выделению теплоты отработавшим топливом (табл. 5.6).

Т а б л и ц а 5.6. Тепловыделение ТВС с отработавшим топливом реакторов ВВЭР и РБМК, кВт

Время выдержки	ВВЭР-440	ВВЭР-1000	РБМК-1000
1 ч	45	240	14
1 сут	18	94	5,6
1 мес	4,9	25	1,6
0,5 года	1,8	9,1	0,59
1 год	1,0	5,2	0,34
3 года	0,32	1,7	0,10
10 лет	0,11	0,53	0,034

Во-вторых, высокую активность в течение длительного периода сохраняет теплоноситель за счет содержащихся в нем долгоживущих продуктов деления и продуктов коррозии. В-третьих, мощные поля γ -излучения создают радиоактивные отложения на поверхности технологического оборудования.

Излучение остановленного реактора обуславливает дозовую нагрузку на персонал во время планово-предупредительных ремонтов на АЭС и, конечно же, учитывается при проектировании защиты АЭС.

5.7. РАДИОАКТИВНЫЕ ВЫБРОСЫ И СБРОСЫ

Технологические системы АЭС сконструированы и эксплуатируются таким образом, чтобы свести к минимуму утечку в окружающую среду радиоактивных веществ, так как ясно, что рано или поздно они окажут воздействие на человека. Однако обеспечить полную изоляцию образующихся на АЭС радионуклидов от биосферы не удастся: любая атомная электростанция является источником поступления радиоактивных веществ в окружающую среду.

Количество и состав газоаэрозольных выбросов радионуклидов в атмосферу зависят от многих факторов: типа реактора, его мощности, продолжительности эксплуатации, эффективности газо- и водоочистки и т. п. Газоаэрозольные выбросы можно разделить на технологи-

ческие выбросы — газы, поступающие из системы очистки теплоносителя, эжектора конденсатора и другого технологического оборудования АЭС, например бассейнов выдержки отработавшего топлива, и выбросы, связанные с вентиляцией. Газоаэрозольные выбросы проходят довольно сложную систему очистки, необходимую для снижения их активности, а затем выбрасываются в атмосферу через высокую (100—150 м) газоотводную трубу. Система очистки включает в себя, в частности, аэрозольные фильтры и установки, предназначенные для временной задержки, в течение которой часть радионуклидов распадается. Для этого газы закачиваются в специальные емкости (газгольдеры выдержки) или пропускаются через фильтры-адсорберы, заполненные активированным углем. Основные нуклиды, определяющие активность газоаэрозольных выбросов, — это радиоактивные благородные газы (изотопы криптона, ксенона, ^{41}Ar), изотопы йода, тритий, ^{14}C , некоторые продукты деления и активации в виде аэрозолей. Следует отметить, что из-за конструктивных особенностей электростанций газоаэрозольные выбросы на АЭС с реакторами РБМК на порядок больше, чем на АЭС с реакторами ВВЭР.

Сбросы радионуклидов в водоемы резко ограничены: загрязненная вода, образующаяся в результате эксплуатации или ремонта реактора, очищается и используется на АЭС вновь. Лишь небольшая доля практически очищенных от радиоактивного загрязнения вод (дебалансные воды) сбрасывается в окружающую среду, например, в водоем-охладитель. Дебалансные воды возникают при переполнении емкостей для хранения очищенных вод. Их удельная активность мала — она не превышает допустимой концентрации для питьевой воды (ДК_Б в НРБ — 76/87) и обусловлена тритием, а также некоторыми продуктами деления и коррозии (^{134}Cs , ^{137}Cs , ^{51}Cr , ^{54}Mn). Вообще в СССР запрещен слив в поверхностные водоемы любых сточных вод с содержанием в них хотя бы одного радионуклида выше допустимой концентрации, причем специально оговаривается, что не допускается разбавлять сточные воды для снижения активности — этим лимитируется суммарный сброс активности в водоем.

В действующих в СССР Санитарных правилах проектирования и эксплуатации атомных электростанций СП АЭС—79 регламентируются значения среднесуточных и среднемесячных допустимых газоаэрозольных выбро-

сов и устанавливается годовой допустимый сброс радионуклидов с жидкими стоками индивидуально для каждой АЭС. Пределы доз облучения для ограниченной части населения, обусловленные радиоактивными выбросами и сбросами АЭС, не должны превышать в сумме 5 % предела дозы, принятого в НРБ—76/87 для суммы всех источников ионизирующих излучений.

5.8. ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ ПЕРСОНАЛА АЭС И НАСЕЛЕНИЯ

Доза облучения персонала АЭС в основном обусловлена внешним γ -излучением активной зоны реактора и технологического оборудования. Нейтронами персонал облучается только при выполнении работ в центральном зале, причем вклад нейтронов в суммарную мощность дозы не превышает нескольких процентов. Также мал вклад в дозу внешнего и внутреннего облучения персонала радиоактивными газами и аэрозолями, поскольку концентрация их в воздухе рабочих помещений мала.

При работе реактора на мощности дозовая нагрузка на персонал незначительна. Она заметно возрастает при проведении ремонтных и профилактических работ. Однако индивидуальная доза персонала редко превышает допустимые значения. Менее 1 % работающих на АЭС облучаются за год дозой, превышающей 0,05 Зв (5 бэр). Средняя индивидуальная годовая доза персонала находится на уровне 1,25—5 бэр. Обычно на АЭС с реакторами РБМК, работающими по одноконтурной схеме, она несколько больше, чем на двухконтурных АЭС с реакторами ВВЭР.

Выбросы и сбросы радионуклидов приводят к радиоактивному загрязнению окружающей среды и соответственно к облучению населения, проживающего около АЭС. В табл. 5.7 приведены средние годовые индивидуальные дозы внешнего и внутреннего облучения населения за счет газоаэрозольных выбросов для различных кольцевых зон вокруг АЭС с реакторами ВВЭР и РБМК электрической мощностью 1000 МВт. Из приведенных в таблице данных видно, что доза облучения монотонно уменьшается по мере увеличения расстояния от АЭС. Но даже на расстоянии 1—10 км от АЭС дозы крайне малы по абсолютному значению и по сравнению с уровнем естест-

Таблица 5.7. Средние индивидуальные годовые дозы, 10^{-3} мкЗв

Радиус кольцевых зон, км	ВВЭР		РБМК	
	Внутреннее облучение	Внешнее облучение	Внутреннее облучение	Внешнее облучение
1—10	0,054	0,025	0,15	1,2
10—50	$8,4 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$	0,022	0,084
50—100	$3,0 \cdot 10^{-3}$	$6,0 \cdot 10^{-4}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$	$7,2 \cdot 10^{-3}$
100—1000	$4,0 \cdot 10^{-4}$	$4,2 \cdot 10^{-5}$	$5,0 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$

венного радиационного фона. Доза внутреннего облучения обусловлена радиоактивным йодом, аэрозолями некоторых продуктов деления и ^{14}C . Доза внешнего облучения создается в основном γ -излучением содержащихся в воздухе радиоактивных благородных газов.

Воздействие на людей радиоактивных веществ, сбрасываемых в водоемы, без учета трития, как правило, даже меньше воздействия газоаэрозольных выбросов. Сбросы трития в водоемы на АЭС с реактором РБМК малы, на АЭС с реактором ВВЭР — намного больше. В результате дозы, полученные населением за счет трития, могут быть несколько большими, чем дозы, обусловленные выбросами. Но все равно они крайне низки.

Многочисленные наблюдения за радиационной обстановкой, проводившиеся на АЭС с реакторами ВВЭР и РБМК и на прилегающих к АЭС территориях, позволяют утверждать, что в нормальном режиме работы АЭС оказывают незначительное, практически мало существенное воздействие на окружающую среду.

ЯДЕРНЫЙ ТОПЛИВНЫЙ ЦИКЛ

6.1. ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ О ЯДЕРНОМ ТОПЛИВНОМ ЦИКЛЕ

АЭС — только небольшая часть сложного, многостадийного и чрезвычайного разветвленного топливно-энергетического комплекса самых разнообразных производств. На АЭС топливо поступает уже в виде конструкционных узлов — ТВС, готовых к монтажу в активной зоне реактора. Однако прежде чем добываемый из руд уран попадет в реактор, он должен последовательно пройти целый ряд технологических процессов на предприятиях, входящих в состав топливно-энергетического комплекса. К ним относятся, например, предприятия, осуществляющие добычу топлива, его переработку, транспортировку и т. д.

Ядерный топливный цикл — это вся последовательность повторяющихся производственных процессов, начиная от добычи топлива (включая производство электроэнергии) и кончая удалением радиоактивных отходов (рис. 6.1). В зависимости от вида ядерного топлива и конкретных условий ядерные топливные циклы могут различаться в деталях, но их общая принципиальная схема сохраняется.

Добыча руды. Начальная стадия топливного цикла — горнодобывающее производство, т. е. урановый рудник, где добывается урановая руда.

Среднее содержание урана в земной коре довольно велико и оценивается различными авторами как $(3 \div 4) \cdot 10^{-4} \%$. Урана примерно в 1000 раз больше, чем золота, в 30 раз больше, чем серебра, и почти столько же, сколько цинка и свинца. Для урана характерна значительная рассеянность, почти повсеместная распространенность: в горных породах, почвах, воде морей и океанов (около 3 г/л) и т. п. Лишь относительно небольшая часть урана сконцентрирована в месторождениях, где содержание урана в 10^2 — 10^3 раз превышает его среднее

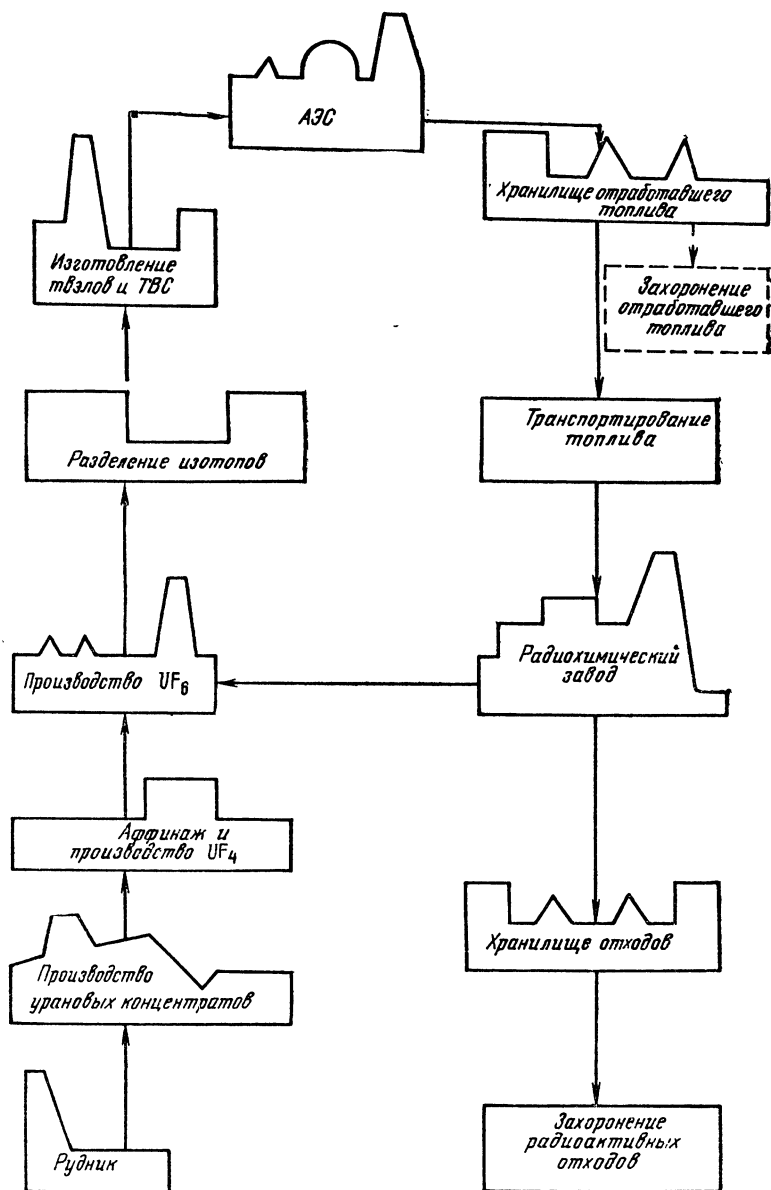


Рис. 6.1. Производства ядерного топливного цикла

содержание в земной коре. Урановые руды отличаются исключительным разнообразием состава. В большинстве случаев уран в рудах представлен не одним, а несколькими минеральными образованиями. Известно около 200 урановых и урансодержащих минералов. Наибольшее практическое значение имеют уранинит, настуран, урановые черни, карнотит, ураноторит, уранопатит и др.

Важнейший показатель качества и ценности руды — содержание в руде урана. На каждом этапе развития науки и техники существует определенная оценка минимального содержания урана в руде, при котором месторождение еще выгодно разрабатывать. Интересно проследить за тем, как изменялась эта оценка со временем.

До начала второй мировой войны экономически выгодными считались только три месторождения: Яхимово в ЧССР, Шинколобве в Заире и Эльдorado в Канаде, в рудах которых содержалось 1,5—10 % урана. Небольшая часть добываемого урана использовалась в промышленности для окраски стекол фонарей семафоров и светофоров, а также позитивных изображений в фотографии. Однако в основном урановыми рудами интересовались не ради самого урана, а из-за его неизменного спутника — радия, содержание которого в рудах составляет 1 г на 3 т урана. При добыче радия из урановой руды урановые «отходы» не использовались и шли в отвал. С 1906 по 1939 г. было получено всего 1 кг радия и попутно добыто 4000 т урана. (Этот так называемый отвал позднее послужил очень удобным источником для получения урана. В частности, уран для первого ядерного реактора «Энрико Ферми» был выделен из канадских отвалов.)

В начале 40-х годов интерес к урану резко возрос: стали проводиться исследования по использованию реакции деления ядер урана в военных целях. Для реализации военных программ потребовалось огромное количество этого элемента. Начались поиски новых месторождений урановых руд, так как известные к тому времени месторождения уже не могли удовлетворить и малой доли возникших потребностей в уране. Из-за отсутствия богатых руд постепенно стали осваивать месторождения со все более низким содержанием урана.

Если до 1947—1948 гг. добывали и перерабатывали урановые руды с содержанием урана более 1 %, то в 1953 г. уже 30 % всей добычи составляли руды с содер-

жанием урана менее 1 %, а с 1958—1959 гг. 90 % добываемых руд содержали меньше 0,3 % урана. Среднее содержание U_3O_8 в перерабатываемой руде США в 1987 г. составляло 0,15 %, а в 1982 г. — уже 0,12 %. В настоящее время считают экономически целесообразным перерабатывать руды с содержанием 0,05—0,07 % U_3O_8 .

Все шире внедряется в практику так называемая комплексная переработка урановых руд с попутным извлечением других ценных компонентов (фосфора, ванадия, серы, молибдена, железа, меди, золота, редкоземельных элементов). Комплексная переработка позволяет заметно снизить минимальное содержание урана в руде, при котором руду экономически выгодно перерабатывать. Например, комплексно перерабатываются золото-урановые месторождения в Витватерсранде (ЮАР) и уран-фосфатные месторождения в штате Флорида (США), содержащие 0,01—0,03 % U_3O_8 .

Добыча урановой руды, так же как и других полезных ископаемых, осуществляется в основном либо шахтным, либо карьерным способом в зависимости от глубины залегания пластов. В последние годы в СССР и за рубежом стали применяться методы подземного выщелачивания, позволяющие исключить выемку руды на поверхность и проводить извлечение урана из руд прямо на месте их залегания.

Переработка руды. Извлеченная из земли урановая руда содержит рудные минералы и пустую породу. Дальнейшая задача состоит в том, чтобы руду переработать — отделить полезные минералы от пустой породы и получить химические концентраты урана. Обязательные стадии при получении урановых химических концентратов — дробление и измельчение исходной руды (кроме случаев подземного выщелачивания), выщелачивание (перевод урана из руды в раствор), селективное выделение урана из растворов. Очень часто перед выщелачиванием руду обогащают — различными физическими методами увеличивают содержание урана. Наиболее часто применяются три метода обогащения руды: радиометрический, основанный на свойстве радиоактивности урана и продуктов его распада, гравитационный, использующий разницу плотностей урановых минералов ($6,5—10,5 \text{ г/см}^3$) и минералов пустой породы ($2,5—2,7 \text{ г/см}^3$), и флотационный, основанный на различии смачиваемости минералов.

При добыче руд с содержанием урана, например 0,1 %, для получения 1 т U_3O_8 необходимо извлечь из недр примерно 1000 т руды, не считая колоссального количества пустой породы от вскрытых и проходческих выемок. Очевидно, что такую огромную массу руды лучше всего переработать — обогатить ураном в непосредственной близости от рудника; это позволит уменьшить загрузку транспорта и существенно снизить транспортные расходы. (Для примера отметим, что после того как урановое сырье, необходимое для приготовления первой атомной бомбы, перед отправкой на самолетах в США стали обогащать в районе добычи Эльдorado до 50 %-ного содержания урана, транспортные расходы сократились в 50 раз.) Поэтому обычно гидрометаллургические заводы*, перерабатывающие руду, сооружаются рядом с урановыми рудниками и открытыми карьерами.

Аффинаж. На всех этапах переработки урановых руд происходит определенная очистка урана от сопутствующих ему примесей. Однако полной очистки получаемых химических концентратов достичь не удастся. Некоторые концентраты содержат всего 60—80 %, другие 95—96 % U_3O_8 , а остальное — различные примеси. Такой уран не пригоден в качестве ядерного топлива. Следующая обязательная стадия ядерного топливного цикла — аффинаж, в котором завершается очистка соединений урана от примесей и особенно от элементов, обладающих большим сечением захвата нейтронов (гафний, бор, кадмий, европий, гадолиний, самарий и т. д.).

Обычно в каждой стране, развивающей ядерную энергетику, существуют свои кондиции на ядерно-чистый уран. Однако заложенные в них принципы, в общем, одинаковы — ограничивается суммарное макроскопическое сечение поглощения нейтронов примесями. Для примера приведем принятое в Канаде допустимое содержание примесей в ядерно-чистом уране:

Элементы	Допустимое содержание, 10^{-8} %
Бор, кадмий	0,02
Молибден	0,1
Гафний, кобальт, марганец	0,5

* Процессы выщелачивания и последующего селективного извлечения металлов из растворов называются гидрометаллургическими процессами.

Хром	1,0
Никель	1,5
Кремний	2,0
Ванадий, алюминий	3,0
Железо, мышьяк	3,5
Магний	4,0

Методы аффинажа урана весьма разнообразны. Наибольшее распространение получили следующие способы очистки: пероксидный [выделение пероксида урана $\text{UO}_2 \cdot 2\text{H}_2\text{O}$ из раствора уранилнитрата $\text{UO}_2(\text{NO}_3)_2$ под действием пергидроля H_2O_2], карбонатный [добавляя бикарбонат аммония NH_4HCO_3 , уран осаждают в виде очень устойчивого комплексного соединения — уранилтрикарбоната аммония $(\text{NH}_4)_4 [\text{UO}_2(\text{CO}_3)_3]$] и экстракционный (основан на распределении раствора уранилнитрата между органической — трибутилфосфат — и водной фазами). Прокаливание полученных при аффинаже осадков урановых солей позволяет получить чистые оксиды урана: UO_3 , U_3O_8 и диоксид UO_2 — важнейшие промежуточные продукты уранового производства.

Производство UF_6 и разделение изотопов. Современная ядерная энергетика с реакторами на тепловых нейтронах, за исключением канадских тяжеловодных реакторов CANDU, базируется на слабообогащенном (2—5 %) ^{235}U урановом топливе. В реакторах на быстрых нейтронах, а также в исследовательских и транспортных реакторах используется уран с еще более высоким содержанием ^{235}U (до 93 %). Следовательно, прежде чем изготавливать топливо природный уран, содержащий только 0,72 % ^{235}U , необходимо обогатить — разделить изотопы ^{235}U и ^{238}U . Химические реакции слишком мало чувствительны к атомной массе реагирующих элементов. Поэтому они не могут быть использованы для обогащения урана; необходимы физические методы разделения изотопов.

В настоящее время основным, а до недавнего времени единственным промышленным методом производства обогащенного урана был газодиффузионный. В 1980 г. на долю газодиффузионных заводов приходилось 98 % всех мощностей по обогащению. В последние годы получает все большее распространение конкурирующий с ним центробежный метод, основанный на использовании высокоскоростных газовых центрифуг. В обоих методах применяют уран в виде гексафторида UF_6 . Гексафторид

урана обладает интересными и важными для технологии физическими свойствами. Во-первых, UF_6 — единственное урансодержащее вещество, существующее при обычной температуре (правда, при пониженном давлении) в газообразном состоянии. Во-вторых, гексафторид урана при обычных условиях легко возгоняется — сублимирует — превращается в газ из твердого состояния, минуя жидкую фазу. При температуре $56,5^\circ\text{C}$ давление пара UF_6 над твердым продуктом составляет 760 мм рт. ст. — гексафторид «кипит». При повышенном давлении UF_6 может существовать в жидкой фазе. Его тройная точка соответствует температуре $64,05^\circ\text{C}$ при давлении пара 1134 мм рт. ст.

Однако следует отметить и те свойства гексафторида урана, которые создают трудности при его промышленном использовании и требуют специального подбора материалов в технологическом оборудовании. Дело в том, что UF_6 — вещество весьма реактивное. При взаимодействии UF_6 с водой, органическими веществами и металлами возникают нелетучие соединения урана (например, тетрафторид урана — зеленая соль), осаждающиеся на стенках оборудования.

Основной промышленный способ получения UF_6 — фторирование различных соединений урана. Наиболее часто отдают предпочтение методам, основанным на фторировании тетрафторида урана UF_4 . Предварительно тетрафторид урана получают из оксидов с помощью HF .

Процесс фторирования в значительной степени является аффинажным, поскольку попутно получаемый гексафторид урана дополнительно очищается от примесей других химических элементов, которые остаются в твердых осадках фторирования («золе», «огарках», «твердых отходах») вместе с непрореагировавшим UF_4 . Количество твердых отходов невелико — всего около 0,5 %, но они весьма радиоактивны, так как содержат продукты распада урана (изотопы тория и протактиния), и являются интенсивными источниками γ -излучения.

Обогащение урана методом газовой диффузии основано на явлении молекулярной диффузии через пористую перегородку с мельчайшими отверстиями. В замкнутом пространстве при тепловом равновесии все молекулы газовой смеси обладают одной и той же кинетической энергией. Менее тяжелые молекулы $^{235}\text{UF}_6$ обладают большей средней скоростью теплового движения и по-

этому чаще ударяются о перегородку, чем более тяжелые молекулы $^{238}\text{UF}_6$. В результате через отверстия перегородки чаще будут проникать (диффундировать) более легкие молекулы $^{235}\text{UF}_6$. Соответственно молекулы тяжелого изотопа будут концентрироваться перед перегородкой. Отношение концентрации легких и тяжелых молекул до и после перегородки (коэффициент обогащения)

$$\alpha = \sqrt{M_1/M_2} = \sqrt{352/349} = 1,0043,$$

где M_1 и M_2 — соответственно массы молекул $^{238}\text{UF}_6$ и $^{235}\text{UF}_6$.

Установки по изотопному разделению газодиффузионными и центробежными методами состоят из набора элементов, в которых UF_6 разделяется на фракцию, обогащенную ^{235}U , и отвальную фракцию (или просто отвал), обедненную ^{235}U . Один или несколько разделительных элементов, соединенных параллельно между собой, называют разделительной ступенью. Во всех элементах одной ступени исходный продукт, продукция и отвал имеют один и тот же изотопный состав. Необходимое обогащение урана достигается многократным соединением нескольких ступеней. Такая компоновка называется разделительным каскадом. На разделительных заводах в основном используются противоточные каскады, в которых отвал одной ступени используется как исходный продукт в предыдущей ступени. Поскольку при газодиффузионном методе коэффициент разделения одной ступени очень мал, для получения обогащенного урана требуется огромное число ступеней каскада, например 3000—5000 ступеней для получения высокообогащенного (90 % ^{235}U) урана.

Метод газовой диффузии чрезвычайно дорогостоящий, так как требует огромных площадей и большого количества достаточно сложного оборудования. Кроме того, газодиффузионные заводы потребляют очень много электроэнергии. Так, три завода США в Ок-Ридже, Портсмуте и Падьюке при полной нагрузке потребляют 1/10 всей электроэнергии, производимой американскими электростанциями.

Как и в любом другом технологическом процессе, при обогащении урана существуют некоторые материальные потери продукта. В частности, несколько десятых частей процента общей массы обогащаемого урана остается

внутри разделительного оборудования и трубопроводов, накапливаясь в виде твердых отложений. При остановках и ремонтах разделительных установок твердые отложения, конечно же, извлекаются из технологического оборудования. Эти потери неизбежны и их заранее предусматривают. Например, в контрактах на обогащение урана диффузионными заводами США оговариваются потери 0,5 %. Несмотря на то что потери продукта малы, они существенны с точки зрения обеспечения радиационной безопасности на заводах.

Количество природного урана, необходимого для получения заданного количества обогащенного урана, можно найти из двух уравнений баланса, описывающих процесс разделения изотопов (потерями продукта пренебрегаем):

а) уравнения материального баланса

$$N = P + W; \quad (6.1)$$

б) уравнения баланса ^{235}U

$$NC_{235}^N = PC_{235}^P + WC_{235}^W, \quad (6.2)$$

где P , N , W — массы обогащенного, природного и обедненного урана; C_{235}^P , C_{235}^N , C_{235}^W — содержание ^{235}U в этих продуктах.

Решая совместно (6.1) и (6.2), получаем

$$N = P \frac{C_{235}^P - C_{235}^W}{C_{235}^N - C_{235}^W}. \quad (6.3)$$

В результате разделения образуется также обедненная ^{235}U фракция. Масса отвалного урана определяется выражением

$$W = P \frac{C_{235}^P - C_{235}^N}{C_{235}^N - C_{235}^W}. \quad (6.4)$$

В настоящее время отвал поступает для хранения на склады до того времени, когда его можно будет использовать как воспроизводящий материал в реакторах-размножителях для производства плутония.

При заданных P , C_{235}^P требуемое количество природного урана зависит только от C_{235}^W . Чем меньше C_{235}^W , тем меньше природного урана необходимо взять для получения заданного количества обогащенного урана. Од-

нако при этом возрастает стоимость разделительных работ. До настоящего времени содержание ^{235}U в отвалах разделительных заводов США составляло 0,25—0,3 %. Приведем количество природного урана, необходимого для получения $P=1$ кг урана, обогащенного ^{235}U до 3,6 %, в зависимости от C_w :

C_w , %	0	0,1	0,2	0,3	0,4
N , кг	5,00	5,65	6,54	7,86	10,0

Изготовление топлива. Обогащенный уран служит исходным сырьем для изготовления топлива ядерных реакторов. Ядерное топливо применяется в реакторах в виде металлов, сплавов, оксидов, карбидов, нитридов и других топливных композиций, которым придается определенная конструкционная форма. Конструкционной основой ядерного топлива в реакторе является тепловыделяющий элемент — твэл, состоящий из сердечника (топлива) и оболочки (покрытия). В каждом из реакторов ВВЭР и РБМК содержится около 50 000 твэлов, заполненных таблетками из диоксида урана. Все твэлы конструкционно объединяются в ТВС.

Современные предприятия, производящие реакторное топливо, представляют собой промышленные комплексы, технологический цикл которых включает следующие этапы: получение порошка диоксида урана из UF_6 , изготовление спеченных таблеток, подготовку трубчатых оболочек твэлов и концевых деталей, упаковку топливных таблеток в оболочки, установку концевых деталей, герметизацию (сваркой), подготовку и комплектование деталей для ТВС, изготовление ТВС, разборку забракованных твэлов, ТВС и переработку отходов. Товарной продукцией на данной стадии топливного цикла является ядерное топливо в виде, пригодном для непосредственного использования в реакторе.

Рассмотренные до сих пор производства составляют начальную стадию ядерного топливного цикла. Затем топливо поступает в ядерный реактор и обеспечивает производство заданного количества электроэнергии. Процессы, происходящие в ядерном реакторе, были подробно рассмотрены в предыдущих главах. Но на АЭС топливный цикл не заканчивается: отработавшие ТВС необходимо выгрузить из реактора и затем либо надежно и безопасно хранить (открытый топливный цикл), либо переработать (замкнутый топливный цикл).

Хранение, транспортировка и радиохимическая переработка отработавшего топлива. В процессе радиохимической переработки из отработавшего топлива в первую очередь извлекаются делящиеся нуклиды для повторного использования в качестве нового ядерного топлива. Кроме того, могут извлекаться другие ценные элементы.

До последнего времени страны, развивающие ядерную энергетику, не имели замкнутых топливных циклов. После однократного облучения в реакторе отработавшее топливо хранилось в специальных бассейнах. Правда, небольшая часть топлива все же перерабатывалась. Первые ядерные реакторы, как известно, были построены отнюдь не для производства электроэнергии. Основная цель их создания — наработка плутония. В процессе радиохимической переработки плутоний выделялся из облученного природного урана и мог быть использован в военных целях. Радиохимические предприятия США, Великобритании, Франции, на которых извлекался плутоний, явились непосредственными предшественниками радиохимических заводов, предназначенных для переработки отработавшего топлива энергетических реакторов.

В соответствии с планами развития ядерной энергетики во многих странах в 90-х годах будет осуществляться переход на замкнутый ядерный топливный цикл с переработкой облученного топлива. В частности, в Энергетической программе СССР на длительную перспективу — государственном документе, определяющем стратегию развития энергетики СССР, — предусматривается проведение научно-исследовательских работ, направленных на решение проблемы возврата в топливный цикл урана и плутония. Необходимость химической переработки отработавшего топлива диктуется не только экономической выгодой извлечения невыгоревшего урана, образовавшихся трансурановых элементов и ценных продуктов деления, но и экологическими соображениями: радиоактивные отходы перед захоронением переводятся в более стабильные и прочные твердые формы.

Интересно, что в 1977 г. Конгресс США принял национальный план развития энергетики, предусматривающий отказ от переработки отработавшего топлива АЭС и создание централизованных долговременных государственных хранилищ, в которых топливо должно было находиться неопределенный срок. Эта позиция не встретила

поддержки со стороны других индустриальных стран и подвергалась постоянной критике со стороны большинства американских специалистов. Спустя 5 лет запрет на химическую переработку был отменен.

Радиохимическая переработка отработавшего топлива осуществляется, как правило, централизованно на крупных радиохимических предприятиях, что влечет за собой необходимость перевозки значительных количеств чрезвычайно активного продукта. Активность отработавшего топлива настолько высока, что его невозможно перерабатывать сразу после выгрузки из реактора. Для того чтобы часть радиоактивных продуктов распалась, требуется время, в течение которого отработавшее топливо хранится (выдерживается) в охлаждающих бассейнах на АЭС. В Советском Союзе в настоящее время установлен срок выдержки отработавшего ядерного топлива перед транспортировкой на радиохимические заводы в течение 3 лет с последующим возможным сокращением срока до 1 года.

Транспортирование отработавшего топлива от АЭС на радиохимический завод — важная стадия топливного цикла. Высокая активность перевозимого материала, значительное остаточное тепловыделение, достигающее до десятков киловатт на тонну, наличие делящихся веществ — все это требует принятия особых мер для гарантированного предотвращения последствий возможных аварий на транспорте. Отработавшее топливо помещают в специальные транспортные контейнеры, масса которых составляет от 30 до 100 т, причем на долю полезного груза — отработавшего топлива — приходится лишь 2—5 % общей массы: необходима надежная защита! Для транспортирования контейнеров применяются специальные железнодорожные вагоны, автотрейлеры и плавучие суда.

Поступившее на радиохимический завод топливо перегружают под водой из контейнеров в бассейны-хранилища. Высокая радиоактивность значительно затрудняет работу: все операции выполняются с дистанционным управлением. Глубина бассейна и толщина слоя воды над топливом рассчитаны так, чтобы создать необходимую радиационную защиту. Контейнеры размещают в специальных стеллажах, чтобы в любых случаях не достигалась критическая масса. Из бассейнов ТВС поступают в отделение резки, где они режутся на куски

заданного размера (25—27 мм) без разборки на отдельные твэлы. Предварительно отрезаются концевые детали (хвостовики), не содержащие топлива. Разрезанные сборки попадают в растворители с азотной кислотой, где осуществляется выщелачивание (извлечение) урана, плутония, других ценных элементов. Тщательно отфильтрованные от взвесей растворы поступают на экстракцию. Основой процесса экстракции является распределение растворенного вещества между двумя несмешивающимися жидкостями (азотнокислыми растворами экстрагируемого вещества и органической фазой). При этом вещество распределяется между водным раствором и органикой до тех пор, пока не достигается равновесное состояние. Органическая фаза избирательно экстрагирует только уран и плутоний, оставляя почти все продукты деления в водной фазе. На завершающем этапе уран и плутоний реэкстрагируются — переводятся в уже не содержащий продукты деления раствор. Многоступенчатая экстракция позволяет произвести одновременно высокое раздельное извлечение из растворов урана и плутония и их глубокую, практически полную очистку от продуктов деления, что крайне важно при дальнейшем использовании регенерированного ядерного топлива.

Хранение и переработка радиоактивных отходов. На каждой стадии ядерного топливного цикла имеются некоторые безвозвратные потери в виде жидких, газообразных или твердых радиоактивных отходов производства, которые по тем или иным причинам не могут быть возвращены в цикл. Специфика таких отходов в том, что их нельзя обезвредить, например, сжиганием или переводом в другие химические соединения, так как радиоактивные вещества в любом состоянии сохраняют свои радиоактивные свойства.

К числу радиоактивных относят все отходы, загрязненные радиоактивными веществами в количестве, превышающем установленные нормы и правила. Твердые отходы считают радиоактивными, если удельная МЭД на расстоянии 1 см от отходов составляет более 0,84 мР/(ч·кг) или удельная активность превышает $2 \cdot 10^{-6}$, $2 \cdot 10^{-7}$ и $1 \cdot 10^{-8}$ Ки/кг соответственно для β -, α -активных и трансурановых веществ. Жидкие отходы считают радиоактивными, если содержание в них отдельных нуклидов или их смесей превышает допустимые концентрации ДК_Б для воды.

В зависимости от удельной активности твердые, жидкие и газообразные радиоактивные отходы принято разделять на три категории. Твердые отходы относят к соответствующей категории исходя из мощности экспозиционной дозы на поверхности, а также удельной активности α - и β -излучения. Жидкие отходы классифицируются так: низкоактивные — менее $3,7 \cdot 10^5$ Бк/л, среднеактивные — от $3,7 \cdot 10^5$ до $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк/л и высокоактивные — больше $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк/л. Низкоактивные отходы опасны только при попадании внутрь организма человека, среднеактивные — и как источник внешнего облучения. Отходы третьей категории настолько радиоактивны, что требуют не только мощной защиты, но и охлаждения в течение длительного времени. Отходы низкой и средней удельной активности образуются в основном на начальных стадиях ядерного топливного цикла. Отходы высокой удельной активности появляются в процессе радиохимической переработки отработавшего топлива. Чаще всего термином «отходы высокой удельной активности» обозначают раствор продуктов деления в азотной кислоте, полученный во время первого цикла экстракции урана и плутония. В таком растворе содержится более 99 % продуктов деления, примерно 0,5 % плутония, накопившегося в твэлах, и почти целиком другие трансурановые элементы. В настоящее время практически во всех странах признана оптимальной следующая схема переработки высокоактивных отходов:

- 1) хранение в жидкой форме для снижения остаточного тепловыделения;
- 2) отверждение выдержанных жидких отходов и временное хранение в контролируемых условиях;
- 3) окончательное захоронение отвержденных отходов в стабильных геологических формациях.

В табл. 6.1 приведено годовое количество различных отходов ядерного топливного цикла в расчете на работу одного водо-водяного реактора электрической мощностью 1000 МВт. Обращает на себя внимание чрезвычайно высокий уровень радиации высокоактивных отходов регенерации при их относительно малом объеме. Ожидается, что к 2000 г. суммарная активность отходов высокой удельной активности достигнет 10^{22} Бк. Во многих странах мира в настоящее время проводятся исследования, направленные на разработку безопасного обращения с радиоактивными отходами, однако без преувеличения

Таблица 6.1. Количество и активность радиоактивных отходов ядерного топливного цикла

Отходы	Объем, м ³	Активность, Ек
Рудный отвал после выщелачивания	42 000	$1,9 \cdot 10^{13}$
Отходы, содержащие трансурановые элементы:		
высокоактивные отходы (отвержденные)	3,1	$6,4 \cdot 10^{18}$
оболочки твэлов (прессованные)	2,7	$7,4 \cdot 10^{16}$
среднеактивные твердые отходы (непрессованные)	140	$4,5 \cdot 10^{14}$
низкоактивные твердые отходы (непрессованные)	480	$1,8 \cdot 10^{15}$
Отходы, не содержащие трансурановых элементов:		
радиоактивные благородные газы	0,01	$9 \cdot 10^{15}$
йод	0,05	$3,7 \cdot 10^{10}$
¹⁴ С	—	$7,4 \cdot 10^{11}$
третий (отвержденный)	0,35	$7 \cdot 10^{14}$
низкоактивные твердые отходы (непрессованные)	2400	$7,4 \cdot 10^{13}$

можно сказать, что эта стадия — одна из самых важных и пока малоизученных в ядерном топливном цикле.

Описание ядерного топливного цикла закончено. Однако представление о нем было бы не полным, если не упомянуть еще об одном крайне важном этапе работ с радиоактивными веществами, без которого успешное долговременное развитие ядерной энергетики невозможно.

Вывод из эксплуатации ядерных реакторов. Как и любая другая установка, ядерный реактор не вечен и может работать лишь ограниченное время. Существенно сказывается на снижении временного ресурса реактора мощное ионизирующее излучение, воздействующее на элементы конструкции. Поглощение нейтронов в корпусе водо-водяных реакторов вызывает, например, структурные нарушения материала корпуса, которые, накапливаясь, приводят к изменению его прочностных характеристик. К дополнительным факторам, снижающим срок службы корпусов, можно отнести также коррозию и усталость материала корпуса от переменной нагрузки.

Состояние корпуса ядерного реактора контролирует-

ся в процессе эксплуатации с помощью образцов — свидетелей охрупчивания, облучаемых с самого начала работы реактора в близких, почти аналогичных корпусу условиях. Периодически образцы выгружают из реактора и испытывают. Если в ходе испытаний возникнут сомнения в надежности корпуса, реактор будет немедленно остановлен.

Считается, что срок службы ядерного реактора составляет 20—40 лет, по истечении которых реактор надо либо ремонтировать, либо навсегда выводить из эксплуатации. В случае принятия решения о полном прекращении работы реактора из него должны быть извлечены топливо и теплоноситель, после чего реактор будет законсервирован, захоронен или демонтирован. При захоронении корпус реактора подвергается постоянной изоляции от внешнего мира. Консервация обычно применяется на какой-то определенный период времени, необходимый для распада части радионуклидов и снижения суммарной наведенной активности, после чего можно приступать к демонтажу.

Демонтаж ядерного реактора — необычайно ответственный, но до сих пор малоизученный процесс. В литературе описан лишь один случай демонтажа небольшого (электрической мощностью 60 МВт) кипящего реактора в Элк-Ривере (США). Для сведения к минимуму дозы облучения рабочих, производящих демонтаж, корпус реактора был разрезан под водой при помощи плазменной горелки. Затраты на демонтаж превысили стоимость строительства реактора (соответственно 6,9 и 6,0 млн. дол.).

Учитывая, что кроме облучения персонала при демонтаже ядерных реакторов существует реальная опасность радиоактивного загрязнения окружающей среды и что имеющийся опыт работы с реактором в Элк-Ривере трудно экстраполировать на ныне действующие реакторы большой мощностью, легко прийти к выводу о необходимости самой тщательной проработки проблемы вывода ядерных реакторов из эксплуатации.

6.2. РАДИОАКТИВНОСТЬ И ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ НА НАЧАЛЬНЫХ СТАДИЯХ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА

Добыча урана. Как известно, урановая руда добывается в шахтах под землей и путем открытых разработок. В последнем случае условия труда существенно лучше, так как меньше запыленность воздуха, а значит, и ниже дозовые нагрузки. Радиационное воздействие на персонал урановых рудников обусловлено главным образом внутренним облучением радиоактивным газом радоном и дочерними продуктами его распада.

Концентрация в воздушной среде радиоактивных аэрозолей требует систематического контроля при разработке относительно богатых месторождений со средним содержанием урана в руде более 0,2 %. В руде уран и продукты его распада находятся в радиоактивном равновесии. Суммарная активность равна примерно 4 мКи ($1,5 \cdot 10^8$ Бк) на 1 кг U_3O_8 . Для уменьшения концентрации радиоактивных аэрозолей в воздухе используется эффективное вентилирование шахт: на каждого работающего подается свежего воздуха не менее 6 м³/мин. Доза облучения легких у подземных рабочих обычно не превышает 1—2 сЗв в год. На открытых разработках внутреннее облучение у рабочих примерно в 3 раза меньше, чем под землей.

Помимо радона и его дочерних продуктов распада на персонал урановых рудников воздействует внешнее γ - и β -излучение. При добыче богатых руд защита персонала от внешнего излучения осуществляется ограничением продолжительности работы, периодическим перемещением горнорабочих с богатых участков на бедные и другими организационными мероприятиями. В среднем доза за счет внешнего облучения равна 1 сЗв в год под землей и около 0,5 сЗв в год на поверхности.

Таким образом, радиационные технологические принципы добычи руды, вентиляция горных выработок и технические средства пылеподавления обеспечивают вполне удовлетворительные условия труда шахтеров.

Основной источник радиоактивного загрязнения окружающей среды на урановых рудниках — отходы, об-

разующиеся при переработке руды и накапливающиеся в хвостохранилищах. При содержании урана в руде 0,2 % на каждые 200 т добываемого урана (примерно годовая потребность АЭС с реактором на тепловых нейтронах электрической мощностью 1 ГВт) образуется 10^5 т отходов. Воздействие рудника на окружающую среду зависит от его мощности, содержания урана в руде, способа ее добычи, количества населения, проживающего вблизи предприятия и других факторов. Однако в целом можно отметить, что индивидуальные годовые дозы облучения населения, проживающего вблизи урановых рудников, крайне низки и составляют сотые доли микрозиверта.

Переработка руды и изготовление ядерного топлива. Влияние на людей ионизирующего излучения предприятий, на которых осуществляется переработка и изготовление ядерного топлива, связано в основном с облучением обслуживающего персонала. Указанные предприятия оказывают еще меньшее воздействие на население, чем урановые рудники. В общем балансе радиационного воздействия ядерного топливного цикла на население в целом вкладом этих предприятий можно пренебречь.

Относительно дозовой нагрузки на персонал необходимо отметить следующие моменты. Во-первых, мощность дозы γ -излучения на постоянных рабочих местах в большинстве случаев значительно ниже допустимых уровней. Причем практически не возникает необходимости в сооружении специальной биологической защиты персонала от ионизирующих излучений. Несколько повышенные уровни γ -излучения наблюдаются на отдельных участках, где не требуется постоянного пребывания персонала (у сорбционных колонн на гидрометаллургических заводах — 2,8 мР/ч и выше, у шлакоприемников при получении гексафторида урана, при обращении с транспортными баллонами на разделительных заводах или заводах по изготовлению твэлов). Во-вторых, загрязнение воздуха аэрозолями урана и короткоживущими продуктами его распада в основном не превышает десятых долей допустимых концентраций, что достигается за счет герметичного исполнения технологических аппаратов и средствами вентиляции.

Отметим, что в целом на всех предприятиях начальной стадии ядерного топливного цикла индивидуальные годовые дозы, обусловленные внутренним и внешним облучением персонала, заметно ниже допустимых уровней.

6.3. РАДИОАКТИВНОСТЬ И ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ ПРИ ОБРАЩЕНИИ С ОТРАБОТАВШИМ ТОПЛИВОМ

Заключительные этапы ядерного топливного цикла отличаются резким возрастанием активности радионуклидов и поэтому являются наиболее радиационно опасными. Из-за отсутствия опыта работы крупных радиохимических заводов в настоящее время не представляется возможным рассмотреть в полном объеме все проблемы радиационного воздействия соответствующих предприятий на людей. Однако знание состава отработавшего топлива, основ технологии переработки позволяет произвести некоторые оценки.

В табл. 6.2 приведены данные о поступлении радионуклидов в атмосферу и создаваемой ими мощности дозы

Т а б л и ц а 6.2. Газоаэрозольные выбросы и дозы облучения населения

Нуклид	Мощность выброса, Ки/год	Мощность дозы, мкЗв/год	Нуклид	Мощность выброса, Ки/год	Мощность дозы, мкЗв/год
^3H	$8 \cdot 10^5$	60	^{137}Cs	3,4	10
^{14}C	$8 \cdot 10^2$	6	^{90}Sr	2,4	130
^{85}Kr	$1,6 \cdot 10^7$	200	^{238}Pu	0,6**	400
^{129}I	0,8 (20)*	24 (600)*	^{239}Pu	0,07**	50
^{134}Cs	2,6	7			

* В скобках указан выброс ^{129}I без системы улавливания.

** В растворимой форме.

при работе гипотетического радиохимического завода производительностью 1500 т/год. Из таблицы видно, что суммарная годовая доза, получаемая отдельным лицом из населения, проживающего вблизи завода, за счет газоаэрозольных выбросов, достигает 100 мкЗв. Большая часть поступающих в атмосферу радионуклидов рассеивается на ограниченных расстояниях от завода. В результате уже в 20 км от радиохимического предприятия доза уменьшается в 10 раз. Однако некоторые долгоживущие нуклиды, такие, например, как ^{14}C , ^{85}Kr , ^3H , ^{129}I ,

приводят к глобальному загрязнению биосферы. Это обусловлено их достаточно высокой степенью миграции, приводящей к рассеянию этих радионуклидов на огромные расстояния за относительно короткое время. При этом следует отметить, что на стадию переработки отработавшего топлива приходится для ^{14}C 70—80 % и для ^{85}Kr , ^3H , ^{129}I более 99 % общего количества соответствующих нуклидов, поступающих в биосферу со всех предприятий ядерного топливного цикла.

Дозы облучения населения за счет жидких радиоактивных сбросов радиохимических заводов в значительно большей степени зависят от местных условий. Однако есть основания предполагать: эти дозы будут меньше или того же порядка, что и дозы облучения за счет газоаэрозольных выбросов.

Относительно доз облучения персонала радиохимических предприятий важно отметить следующее: автоматизация и дистанционное управление процессом обеспечивают практически безопасные условия работы людей. Основной вклад в дозу, так же как и на АЭС, обусловлен ремонтными работами.

Будущее развитие ядерной энергетики закономерно связывают с решением проблемы безопасного обращения с радиоактивными отходами, и в первую очередь отходами высокой удельной активности, содержащими около 99,9 % продуктов деления, америция, кюрия, а также небольшую часть не полностью экстрагированных плутония и урана (около 0,5 % их содержания в отработавшем топливе). Радиационные характеристики продуктов деления и актиноидов были рассмотрены в предыдущей главе. Для распада продуктов деления в отходах до приемлемого уровня, сравнимого с радиационными характеристиками урановой руды, необходимо около 600 лет. Наибольшую опасность среди продуктов деления при временах выдержки отходов 10—600 лет представляют ^{90}Sr и ^{137}Cs , а при очень больших временах (1000 лет и более) — ^{99}Tc , ^{129}I , ^{93}Zr . Однако начиная с 300—400 лет главную опасность представляют уже не продукты деления, а содержащиеся в отходах актиноиды: ^{241}Am , ^{243}Am , ^{237}Np , ^{239}Pu . Из-за присутствия трансурановых элементов требуется надежная изоляция отходов высокой удельной активности на десятки тысяч лет.

В настоящее время в глобальном масштабе уровень ионизирующего облучения от отходов атомной промыш-

ленности невысок. Однако в дальнейшем с ростом количества отработавшего топлива могут возникнуть серьезные проблемы с обеспечением полной локализации, изоляции радиоактивных отходов и охраной окружающей среды. Применяемые способы хранения жидких концентратов или пульп в емкостях в дальнейшем не будут служить надежной гарантией обеспечения радиационной безопасности. На основе сложившихся представлений можно надеяться, что проблема удаления радиоактивных отходов будет успешно решена. Однако для ее практического осуществления необходимо приложить еще большие усилия, чтобы устранить имеющиеся сомнения и найти оптимальные варианты захоронения отходов.

ПРЕДОТВРАЩЕНИЕ АВАРИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ

При эксплуатации ядерного энергетического реактора могут возникать разные неполадки. Как подробно описывалось в гл. 3, имеется много различных физических эффектов, которые могут привести к неполадкам в работе реактора. Чтобы этого не возникало, необходимо правильно сконструировать реактор и правильно его эксплуатировать. Причины, мешающие этому, могут быть разделены на две группы. Во-первых, какие-то недостатки в конструкции отдельных узлов реактора, вызывающие выход из строя оборудования. Например, такая конструкция трубопроводов, которая может повлечь к отключению одного из них, что приведет к нарушению теплосъема с реактора, или недостаточная стойкость материала трубопроводов, подвергающегося коррозии и температурным скачкам. Особенно опасно нарушение безотказной работы стержневой системы управления. Подобных примеров можно привести в буквальном смысле бесконечное множество — каждый элемент конструкции реактора должен работать безотказно.

Во-вторых, нарушение персоналом правил эксплуатации энергетического реактора. Самым тривиальным примером является случай, когда подается не та команда: например, необходимо опустить регулирующий стержень, а оператор вместо этого нажимает на кнопку, которая дает команду извлечь регулирующий стержень (ниже приведен один из реально произошедших случаев подобного типа). Сложнее случай, когда оператор затрудняется выбрать правильное решение в экстремальной ситуации (а именно в подобной ситуации и крайне важно быстро принять правильное решение). Основная причина в возникновении ошибок, связанных с неправильным управлением реактора, заключается в недостаточной ответственности операторов, в определенной степени самоуспокоенности. Подобная самоуспокоенность порожд-

дается длительной благополучной работой реактора — создается впечатление, что реактор сверхнадежен и ничего с ним произойти не может. Единственная форма борьбы с самоуспокоенностью — это непрерывная тренировка. Конечно, подобная тренировка должна проводиться не на действующем реакторе — подобное категорически запрещено по соображениям ядерной безопасности, а на специальных тренажерах. Пока что роль тренажеров явно недооценивается — этому посвящен ряд тревожных публикаций. Основные требования, которые предъявляются к тренажерам: возможность имитировать как можно большее число ситуаций (при этом и таких, которые могут привести к аварии реактора), требующих быстрой реакции оператора; полное совпадение пульта тренажера, на котором работает обучающийся оператор с пультом реального реактора (а то можно выработать у оператора совершенно не тот автоматизм действия, который необходим в реальной обстановке). По-видимому, целесообразно на подобных тренажерах проводить периодически экзамены работающих на энергетических реакторах операторов.

Самые тяжелые аварии связаны с нарушением критичности и самопроизвольным разгоном реактора. В подобных авариях в наибольшей степени разрушается активная зона реактора и наибольшее количество радиоактивности попадает во внешнее пространство. Единственный метод борьбы с подобными авариями — безукоризненная работа системы управления и защиты (СУЗ) как в процессе предотвращения непредусмотренного разгона реактора еще при технически нормальном состоянии активной зоны, так и при возможном возникновении локальных котлов в результате разрушения активной зоны (в мировой практике эксплуатации энергетических ядерных реакторов возникновение локальных котлов не наблюдалось). В последнем случае должна работать специальная аварийная система, подающая жидкий поглотитель нейтронов в место возникновения локального котла.

Относительно менее тяжелые аварии связаны с выходом из строя оборудования реактора — разрывом трубопроводов, прекращением охлаждения реактора, взрывом гремучего газа и т. п.

7.1. ОЦЕНКА ВЕРОЯТНОСТИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ АВАРИИ ИЗ-ЗА ОТКАЗА ОБОРУДОВАНИЯ

Ясно, что ядерный реактор — очень ответственный агрегат, его авария может привести к тяжелым последствиям. Поэтому спроектирован ядерный реактор должен быть очень надежно, каждый узел ядерного реактора должен быть долговечен. Это совершенно ясно, но при ближайшем рассмотрении не очень понятно. Что значит «надежным»? Очевидно, что не должен портиться. Но по тем или иным причинам, в той или иной степени все может испортиться. Поэтому при определении надежности элементов конструкции ядерного реактора (впрочем, как и при определении надежности любых конструкций) пользуемся понятием «вероятности». Это очень полезное понятие, но несколько лукавое — необходимо очень четко все время представлять и осознавать, что такое вероятность на самом деле и какой смысл в этот термин мы вкладываем невольно в нашей инженерной практике. Отсылая интересующихся математическими тонкостями этого вопроса к обширной литературе, ограничимся рассуждениями в несколько интуитивном плане.

Вероятность характеризует частоту явления. Измеряется вероятность (в физических приложениях) в единицах обратного времени. Например, если говорят, что вероятность данного события $1/20$ года, то под этим понимают интерпретацию следующего процесса: производится наблюдение в течение долгого (очень долгого) промежутка времени. За это время происходит очень много изучаемых событий. Так вот, если разделить этот промежуток времени наблюдения на число наблюденных событий, то получим 20 лет. Это воспринимается таким образом: в среднем событие, нас интересующее, происходит один раз в 20 лет. Или, иными словами, вероятность этого события $1/20 \text{ год}^{-1}$. При таком рассуждении необходимо четко осознавать следующие моменты: во-первых, речь идет обязательно об очень большом числе событий (и, следовательно, об очень большом времени наблюдения; в данном случае «большое время наблюдения» — это такое время наблюдения, которое велико по сравне-

нию с обратной величиной вероятности, если последняя в физическом смысле определяется как обратное время). Во-вторых, введение понятия вероятности ни в малейшей степени не отражает распределение событий во времени: более того, равновероятными являются любые распределения событий. Например, если говорят, что вероятность данных событий $1/20 \text{ год}^{-1}$, то под этим следует понимать, что за 1000 лет будет наблюдено примерно 50 событий. Именно примерно, т. е. если провести много серий испытаний длительностью 1000 лет каждое, то в среднем окажется, что в каждом испытании будет 50 событий. Но никаких закономерностей — даже статистическо-вероятностного характера — о распределении этих событий получено не будет: если эти события статистически независимы, то любое их распределение во времени равновероятно. Здесь не надо впадать в следующую ошибку — путать малую вероятность реализации каждого распределения (а вероятность реализации данного распределения тем меньше, чем больше возможностей различных вариантов распределения) с тем, что в данном опыте не может реализоваться требуемое распределение: в данном опыте с равной вероятностью реализуется любое из возможных распределений. К этому кругу вопросов принадлежит и вопрос об оценке надежности одного-единственного агрегата: если мала вероятность выхода из строя какого-то важного узла, значит ли это, что в ближайшее время после пуска агрегата вероятность его аварии очень мала? Психологически очень тяжело ответить на этот вопрос: «Да, очень мала». Но с научной точки зрения следует четко понимать, что вопрос сформулирован некорректно — никакой связи между вероятностью отказа важного узла и тем, что произойдет в ближайшее время, нет. Правильно использовать понятие вероятности можно в подобном примере только в том случае, когда идет речь о большом количестве агрегатов, работа которых анализируется за большой промежуток времени. И ответ в этом случае будет таков: в среднем за этот большой промежуток времени будет столько-то аварий, но распределение этих аварий по времени равномерно, т. е. независимо от вероятности возникновения аварий на каждом агрегате она с одинаковой вероятностью может возникнуть в любой момент времени.

Здесь необходимо подчеркнуть, что все время речь идет о случайных отказах оборудования. Конечно, кро-

ме этого есть и процессы, связанные с постепенным износом оборудования. Например, в канальном реакторе происходит постоянная коррозия труб и их механическое утоньшение — ясно, что через совершенно определенный промежуток времени трубы так изнаются, что дальнейшая их эксплуатация не представится возможной.

Подводя итоги, следует отметить, что, когда речь идет о постепенном износе оборудования, стратегия его замены строго детерминирована и однозначна. Но когда речь идет о вероятности статистического отказа какого-нибудь узла, то ситуация строго говоря, является непрогнозируемой (отметим, что это имеет место, конечно, для любого механизма, а не является спецификой только ядерного реактора). Поэтому ничего кроме необоснованного вероятностного анализа нет, и поэтому необходимо предупредить читателя (особенно если он не из простого любопытства читает эту книгу, а связан в какой-то степени с эксплуатацией ядерных реакторов), что к результатам подобного анализа следует относиться крайне настороженно. Реально же делу можно помочь лишь двумя путями: делать оборудование ядерных реакторов максимально надежным (а удорожание стоимости оборудования при этом?) и непрестанно тренироваться (на тренажерах) в управлении ядерными реакторами.

Метод «деревьев событий». Оценка вероятности развития возможной аварии на ядерном реакторе проводится с использованием теории графов. Развитие аварии происходит в результате временной последовательности некоторых событий. Поэтому граф, описывающий развитие события, называют «деревом событий». При изображении дерева событий используется иная, более строгая с математической точки зрения, нормировка вероятности, чем использовалась нами выше, а именно: полная вероятность того, что с анализируемой системой или узлом что-то произойдет, равна единице. Вероятность того, что произойдет какое-то определенное событие типа i обозначается P_i , причем $\sum P_i = 1$, где суммирование проводится по всем возможным событиям.

В качестве примера дерева событий возьмем случай аварии, происшедшей из-за разрыва трубопровода первого контура. Определяющими являются следующие события: A — разрыв трубопровода; B — электрическое питание, C — аварийное расхолаживание, D — удаление продуктов деления, E — герметичность помещений. Ве-

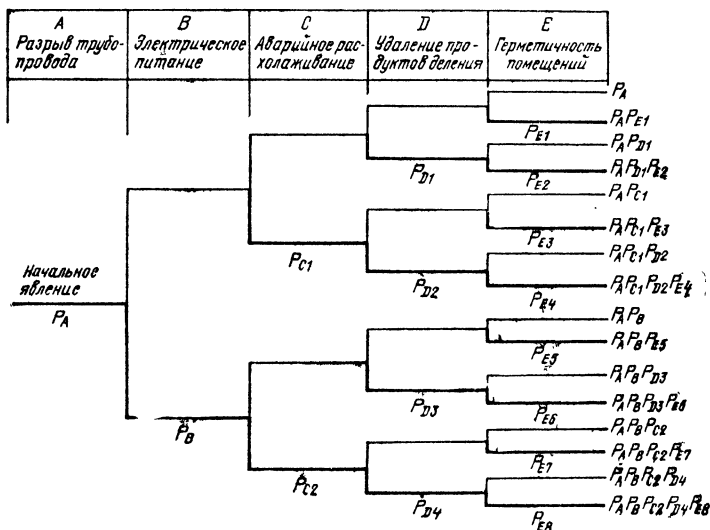


Рис. 7.1. Дерево событий для аварии, обусловленной разрывом трубопровода

роятность того, что откажет данная система i обозначается P_i . На рис. 7.1 приведено дерево событий для аварии подобного типа (отказы обозначены жирной чертой, под которой помещены P_i — вероятности отказа i -й системы; предполагается, что все P_i малы: в противном случае под тонкой чертой должны стоять вероятности $(1 - P_i)$, а не 1 — это скажется на суммарной вероятности, стоящей справа на рисунках). На рис. 7.2 приведено упрощенное дерево событий с учетом влияния системы безопасности. В связи с этими рисунками необходимо обратить внимание на следующие обстоятельства. Во-первых, для составления дерева событий необходимо знать значения всех вероятностей — задача эта, видимо, не из простых. Во-вторых, по дереву событий можно определить вероятность того или иного течения аварии по приведенным произведениям вероятностей. Но спрашивается, что делать с полученной вероятностью? Проблемы, подробно описанные в предыдущем разделе, остаются, и не ясно, почему бы авария не развивалась по варианту, когда все системы не срабатывают? Маловероятно? Но такое понятие неприменимо к единичной аварии. Очень похоже на то, что, апеллируя к понятию

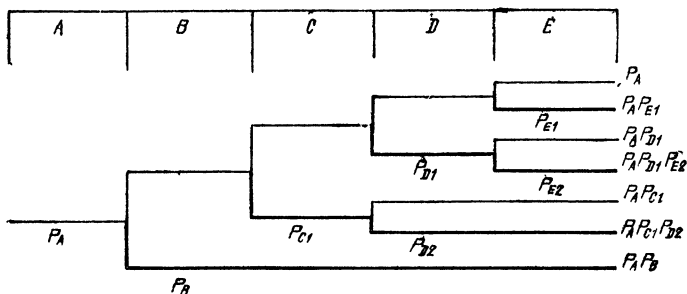


Рис. 7.2. Упрощенное дерево событий (с учетом влияния системы безопасности) для аварии, обусловленной разрывом трубопровода

вероятности, мы в случае одного конкретно заданного ядерного реактора занимаемся самогипнозом... Кстати, в публикациях, где подробно описываются реакторы ВВЭР и РБМК, дерево событий, относящееся к какой-либо аварии, не приводится и авария с таких (вероятностных) позиций численно не анализируется, хотя об авариях и безопасности эксплуатации реактора в них пишется довольно подробно.

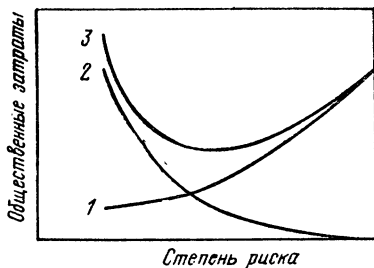
Соотношение польза — риск. В зарубежной литературе излагаются соображения, позволяющие использовать получаемые вероятностные характеристики аварии путем введения экономических оценок для тех или иных мероприятий по предотвращению аварий. В изданной в Советском Союзе монографии Д. Дэвинса «Энергия» (М.: Энергоатомиздат, 1985) подобный подход предваряется следующим вступлением: «Вопрос о том, сколько стоит жизнь, может показаться бессмысленным, но именно так стоит вопрос. В действительности почти ежедневно, не отдавая себе в том отчета, так или иначе приходится отвечать на этот вопрос, например, решая, какой марки автомобильные шины следует приобрести или нужно или не нужно показаться врачу и т. д. Подобным же образом поступает и человеческое общество, когда принимает решение из-за слишком высоких затрат не вводить нормы, предусматривающие строгое ограничение содержания сернистого газа в отходящих газах угольных электростанций. Это означает, что такой экономический показатель, как стоимость, фактически соотносится с человеческими жизнями и делается вывод, что эта стоимость слишком высока».

Отвлекаясь от того, что при бесплатном медицинском обслуживании для советского читателя пример с врачебной помощью представляется лишенным смысла, надо со всей категоричностью осудить подобный антигуманный подход. Для большей ясности поступим так, как поступают обычно в теоретической физике — рассмотрим экстремальную ситуацию или предельный случай. Пусть есть какой-то технический агрегат, способный вырабатывать энергию. Но для того чтобы он заработал, в него надо кинуть либо живого человека, либо пачку денег. По сути дела выше рекомендуется поступать следующим образом: если требуемая пачка денег достаточно тонкая, то следует кинуть ее; если она достаточно толстая, то следует кинуть человека. Кошмар какой-то...

Подобная концепция в упоминаемой книге развивается довольно конкретно. Предлагается использовать зависимость общественных затрат, связанных с регулированием риска, от степени риска. На рис. 7.3 приведена соответствующая зависимость. По оси абсцисс отложена степень риска, по оси ординат — общественные затраты. Кривая 2 описывает зависимость общественных затрат от степени риска — чем больше степень риска (другими словами, чем больше людей в той или иной степени, включая смертельные случаи, страдает от рассматриваемого производства), тем меньше общественные затраты. Кривая 1 дает зависимость общественного ущерба от той опасности, риск которой контролируется, — от степени риска. Очевидно, что результирующий эффект описывается кривой 3, представляющей сумму кривых 1 и 2. Но это «очевидно» достигается дорогой общегуманистической ценой — надо человеческую жизнь (отражаемую в кривой 1) оценивать в денежных единицах. Дальнейшая интерпретация данных рис. 7.3 требует привлечения связи вероятности события с понятием риска и с некоторой абсолютной величиной. Вникать в подобные рассуждения мы не будем.

Упомянем еще об одном довольно широко распространенном подходе, используемом для оправдания безопасности ядерной энергетики. Речь идет о сравнении вреда, наносимого человечеству разными уже существующими производствами, с тем вредом, который может быть нанесен ядерной энергетикой. Такой подход представляется менее «противочеловеческим», чем соотношение польза — риск, но все же с гуманистической точки

Рис. 7.3. Зависимость общественных затрат, связанных с регулированием риска, от степени риска



зрения он не очень симпатичен: если где-то в соседнем производстве (реально и уже давно существующем) дело обстоит неважно (или достаточно плохо), то почему прикрываясь этим, я должен организовывать новое не очень хорошо обезопасненное предприятие? Довольно очевидно, что всегда надо стремиться (наверное, не очень считаясь с затратами) к производству, которое максимально не вредит человечеству. Однако сами по себе данные об индивидуальном риске гибели любопытны. Так, индивидуальный риск для граждан США составлял в 1969 г. (в единицах год⁻¹): автомобильные катастрофы $3 \cdot 10^{-4}$, падения $9 \cdot 10^{-5}$, пожары и ожоги $4 \cdot 10^{-5}$, утопление $3 \cdot 10^{-5}$, отравление $2 \cdot 10^{-5}$, охота $1 \cdot 10^{-5}$, промышленные предприятия $1 \cdot 10^{-5}$, водный транспорт $9 \cdot 10^{-6}$, авиация $9 \cdot 10^{-6}$, падающие предметы $6 \cdot 10^{-6}$, электротравмы $6 \cdot 10^{-6}$, железнодорожный транспорт $4 \cdot 10^{-7}$, удар молнии $5 \cdot 10^{-6}$, ураганы $4 \cdot 10^{-7}$, другие причины $4 \cdot 10^{-5}$. По этим данным получается, что риск всех аварий $6 \cdot 10^{-4}$, а на 1969 г. в предположении, что контингент жителей составляет $15 \cdot 10^6$ человек и с учетом только острых поражений риск от 100 АЭС составляет $3 \cdot 10^{-9}$ (при этом погибших не было). Дальнейшее развитие событий в США показывает, что на самом деле ситуация не столь оптимистична, да и — подчеркнем еще раз — сравнение рисков от различных причин не очень оправдано.

Заканчивая данный параграф, еще раз укажем на то, что вероятностные оценки возможных аварий на ядерных реакторах — вещь довольно волюнтаристическая, ибо один-единственный реактор законам теории вероятности не подчиняется, а включение в подобное рассмотрение цены человеческой жизни вообще антигуманно.

7.2. ПРИМЕРЫ АВАРИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКТОРОВ НА АЭС «ТРИ-МАЙЛ- АЙЛЕНД» (США) И ЧЕРНОБЫЛЬСКОЙ (СССР)

Достаточно крупных неполадок в работе реакторов было немного. Так, за период 1952—1979 гг. было всего пять достаточно крупных аварий в США, Великобритании и Канаде. Это следующие аварии:

1. 1952 г., Канада, Чолк-Риверская ядерная лаборатория, исследовательский реактор (D_2O , H_2O), радиоактивных веществ выделилось мало, летальных исходов не было.

2. 1957 г., Великобритания, АЭС Уиндскейл, энергетический реактор (графит, CO_2), радиоактивных веществ выделилось много, летальных исходов не было.

3. 1961 г., США штат Айдахо, испытательная установка, экспериментальный реактор, радиоактивных веществ выделилось мало, два летальных исхода.

4. 1966 г., США штат Мичиган, АЭС «Энрико Ферми», энергетический натриевый реактор-размножитель, радиоактивные вещества не выделялись, летальных исходов не было.

5. 1979 г., США штат Пенсильвания, АЭС «Три-Майл-Айленд», энергетический реактор PWR, радиоактивных веществ выделилось много.

Авария на реакторе АЭС «Три-Майл-Айленд». Потерпевший аварию реактор PWR имел номинальную тепловую мощность 2772 МВт и в момент аварии работал на 98 %-ной мощности. На рис. 7.4 приведена несколько упрощенная схема блока АЭС «Три-Майл-Айленд», на котором произошла авария реактора. По этой схеме можно проследить развитие аварии, которое в книге Д. Дэвинса «Энергия» описано следующим образом:

«Около 4 часов утра (29 марта 1979 г.) произошла авария, развивавшаяся в следующем порядке:

- перекрылся конденсаторный насос 10;
- падение подачи воды вызвало отключение питательных насосов 11, турбина отключилась;
- через 2 с произошла «быстрая остановка» реактора, начали работать вспомогательные насосы питательной воды;

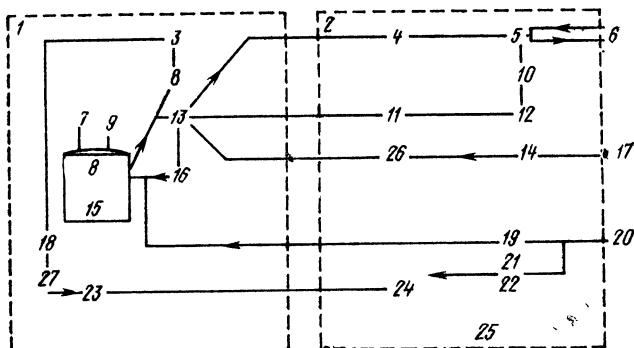


Рис. 7.4. Предельно упрощенная схема блока № 2 АЭС «Три-Майл-Айленд»:

1 — реакторный зал; 2 — турбинный зал; 3 — предохранительный клапан; 4 — турбина; 5 — конденсатор; 6 — градирни; 7 — гидроемкость САОЗ; 8 — компенсатор объема; 9 — впрыск низкого давления; 10 — конденсатный насос; 11 — питательный насос; 12 — подготовка конденсата; 13 — парогенератор; 14 — насос подпитки питательной воды; 15 — реактор; 16 — главный циркуляционный насос; 17 — бак подпиточной воды; 18 — дренажный бак; 19 — спринклерный насос высокого давления; 20 — раствор бора; 21 — спринклерный насос низкого давления; 22 — впрыск низкого давления; 23 — отстойник защитной оболочки; 24 — дополнительные емкости; 25 — вспомогательный корпус; 26 — задвижка; 27 — разрывная мембрана дренажного бака

— через 6 с давление в парогенераторе поднялось до 15,855 МПа, что вызвало открытие предохранительного клапана в компенсаторе объема 8;

— через 12 с давление внутри реактора достигло 17,558 МПа, что привело в действие систему охлаждения реактора;

— вспомогательные насосы питательной воды работали, но напора не было, так как не были открыты задвижки 26 после ремонта, проведенного несколько дней назад;

— давление внутри корпуса реактора упало до 15,5 МПа, что должно было привести к закрытию предохранительного клапана, но его заклинило и он остался открытым;

— через 1 мин индикатор уровня компенсатора объема быстро поднялся, парогенераторы осушились;

— через 2 мин при давлении 11,25 МПа автоматически включилась САОЗ (система аварийного охлаждения активной зоны);

— через 4,5 мин оператор отключил один инжекторный насос высокого давления, поскольку индикатор

уровня компенсатора объема ошибочно показывал высокий уровень;

— через 8 мин началась подача питательной воды вспомогательными насосами после открытия закрытых задвижек 26;

— через 10,5 мин вручную был отключен второй инжекторный насос высокого давления;

— через 15 мин разрывная мембрана дренажного бака 27 сработала при давлении 1,336 МПа (по проекту она должна срабатывать при 1,4 МПа), так как предохранительный клапан 3 не закрылся;

— дренажный насос направил радиоактивную воду во вспомогательный резервуар 24;

— через 20—75 мин после начала аварии параметры системы стабилизировались (7,136 МПа и 287,8°C), предохранительный клапан открылся, были включены вспомогательные насосы питательной воды, САОЗ, насос отстойника;

— через 1 ч 15 мин — 1 ч 40 мин после начала аварии оператор отключил оба главных циркуляционных насоса из-за крайне высокой вибрации;

— начала подниматься температура активной зоны. Она превысила максимально допустимые значения через 14 мин после останова инжекторных насосов высокого давления. Должна была начаться естественная циркуляция теплоносителя, но не началась. Предполагалось, что произошло частичное закупоривание активной зоны или образование пустот. Не было выявлено, что естественная циркуляция не началась;

— примерно через 2 ч 30 мин после начала аварии предохранительный клапан 3 был закрыт оператором;

— через 3 ч давление в корпусе реактора возросло до 15,117 МПа и открылся предохранительный клапан;

— через 3—10 ч после начала аварии было отмечено несколько подъёмов давления; возможно, произошли небольшие взрывы водорода. Давление в реакторе упало примерно до 3,515 МПа. Вероятно, что в этот период активная зона была частично осушена, что вызвало некоторое оплавление и попадание побочных продуктов радиоактивного распада в теплоноситель».

Здесь мы прервем цитирование описания развития аварии; к этому моменту можно считать, что наиболее острый период аварии кончился. Но сама авария полностью еще не была ликвидирована. Наиболее опасным

представляется выделение водорода внутри реактора: концентрация водорода в защитной оболочке здания реактора была 1,9 % при пределе воспламеняемости 4 % и пределе взрывоопасности 6—8 %. В связи с этим около двух недель работала система вывода водорода (эта система была установлена специально, а не была предусмотрена в первоначальной конструкции реактора). К концу этого периода температура реактора была снижена примерно до 120 °С при одном включенном главном циркуляционном насосе. Были так же дегазированы ксенон и йод и радиоактивные вещества выведены из вспомогательного здания.

Какой главный вывод следует из описанной выше аварии на АЭС «Три-Майл-Айленд»? Авария произошла в результате ряда малозначительных и маловероятных (особенно в своей совокупности) событий отказа оборудования. С нашей точки зрения, которая излагалась выше, эта авария лишний раз демонстрирует иллюзорность обоснования надежности реактора на основе теории вероятности: незначительность каждого из событий, крайне малая вероятность их совпадения — все это в теории, а на практике — возникновение аварии, последствия которой могли привести к таким же последствиям, как при одной из самых тяжелых аварий с потерей теплоносителя в первом контуре.

Выброс радиоактивности в окружающую среду при аварии АЭС «Три-Майл-Айленд» оценивается в $9 \cdot 10^{16}$ Бк. Физики-реакторщики любят при этом сравнивать этот выброс с тем выбросом радиоактивности, который произошел при извержении вулкана Сент-Хеленс 18 мая 1980 г. (не только мы виноваты, природа и сама рождает радиоактивность — вот подтекст подобного сравнения). При извержении указанного вулкана было выброшено $1,1 \cdot 10^{17}$ Бк — даже несколько больше, чем при аварии реактора. При этом не забывают подчеркнуть, что основная доля активности выбросов АЭС «Три-Майл-Айленд» приходилась на радиоактивный ксенон, который биологически мало активен, а в выбросах вулкана радиоактивность преобладала в виде радия, тория, полония, свинца и калия, которые биологически несравненно более активные, чем ксенон, и поэтому потенциально значительно более опасны. Но главное — вулканами пока мы управлять не умеем, а хорошие ядерные реакторы проектировать обязаны уметь.

В связи с анализом аварии на АЭС «Три-Майл-Айленд» необходимо подчеркнуть еще следующие обстоятельства. Во-первых, авария не сопровождалась самопроизвольным разгоном реактора, контроль над критичностью не был потерян. Это очень важный (и благоприятный) момент. Во-вторых, авария протекала при четкой работе персонала управления реактором на фоне отказа ряда узлов реактора. Это является характерной особенностью данной аварии, отличающей ее от ранее протекавших аварий. Так, при аварии на реакторе в Чолк-Ривере было допущено две ошибки: во-первых, вместо сокращения подачи замедлителя (D_2O) была ошибочно сокращена подача теплоносителя (H_2O) — просто техник перепутал клапаны. Во-вторых, оператору были даны указания ввести регулирующие стержни в активную зону, но оператор перепутал кнопки и нажал другую — стержни введены не были, активная зона перегрелась, оплавилась, что вызвало образование водорода, который взорвался и разрушил активную зону. Авария на АЭС «Уиндскейл» также произошла из-за ошибки оператора, что привело к горению графита, применявшегося в этом реакторе в качестве замедлителя (вдобавок ко всему датчики внутри активной зоны не зарегистрировали пожара и сопровождавшую его в течение нескольких дней утечку радиоактивных веществ). На испытательной установке, принадлежащей американской армии в штате Айдахо, авария также была вызвана неправильными действиями персонала: без соблюдения достаточных мер предосторожности два техника пытались вручную извлечь из активной зоны реактора заклинивший стержень СУЗ; расклинивание произошло неожиданно и быстро, это вызвало всплеск нейтронов (началась, по-видимому, локальная саморазгоняющаяся цепная реакция), два техника были убиты этими нейтронами, активная зона реактора не пострадала. Таким образом, приведенные примеры свидетельствуют, что и непродуманные действия на реакторе чреваты возникновением аварий.

Авария на Чернобыльской АЭС и ее последствия. Авария на Чернобыльской АЭС (ЧАЭС) произошла в ночь с 25 на 26 апреля 1986 г. Описанию причин аварии, ее развитию и ликвидации ее последствий посвящено большое число официальных и корреспондентских публикаций, помещенных в широкой прессе. Ниже мы будем следовать официальной «Информации об аварии

на Чернобыльской АЭС и ее последствиях...», представленной советской делегацией на проведенном в Вене 25—29 августа 1986 г. совещании экспертов МАГАТЭ.

Авария произошла на реакторе IV блока РБМК. В момент аварии на реакторе проводились эксперименты. IV блок ЧАЭС эксплуатировался с декабря 1983 г. при номинальной тепловой мощности реактора 3200 МВт. К моменту аварии в активной зоне реактора содержалось 1659 ТВС со средним накоплением продуктов деления 10,3 кг/т (масса топлива в ТВС 114,7 кг).

Эксперимент — испытания турбогенератора в режиме выбега с нагрузкой собственных нужд — был запланирован перед остановкой реактора на средний ремонт. Программой испытаний не предусматривались дополнительные меры безопасности, а кроме того, в течение всего эксперимента (продолжительность эксперимента планировалась примерно 4 ч) предписывалось отключение САОР (система аварийного охлаждения реактора). Таким образом, уже программой испытаний фактически предусматривалось, что в процессе испытаний нарушался регламент работы реактора и безопасность реактора оказывалась существенно сниженной по сравнению с работой в штатном режиме. Персонал реактора к проведению испытаний (в условиях сниженной безопасности) готов не был и о возможных опасностях не знал. В добавок к этому в процессе проведения испытаний персонал допускал отклонения от «Рабочей программы испытаний турбогенератора № 8 Чернобыльской АЭС»; очевидно, что подобные действия совершенно недопустимы при работе на ядерном реакторе и не могут быть оправданы тем, что программа не была согласована с ответственными службами АЭС (согласование программ — это дело «начальства», но рядовой персонал служб перед проведением испытаний обязан быть подробно ознакомлен с их программой).

Проведению испытаний, приведших к аварии, предшествовало следующее развитие событий. 25 апреля в 1 ч 00 мин началось снижение мощности реактора с 3200 МВт (ниже все время речь будет идти о тепловой мощности реактора) и в 13 ч 05 мин второй турбогенератор (№ 7) был отключен от сети. В 14 ч 00 мин была отключена САОР, но по требованию диспетчера вывод блока полностью из работы был задержан. Таким образом, оказалось, что блок до 23 ч 10 мин, когда снижение

мощности по разрешению диспетчера было продолжено, работал с нарушением правил ядерной безопасности.

Следующая «промашка» произошла при этом снижении мощности. По программе испытаний предполагалось выбег генератора проводить при тепловой мощности реактора 700—1000 МВт. Однако проектное отключение системы локального автоматического регулирования (ЛАР) привело к разбалансу автоматических регуляторов (АР), с чем не удалось справиться оператору, и мощность реактора упала до 30 МВт. Стабилизировать мощность реактора на уровне 200 МВт удалось только к 1 ч 00 мин 26 апреля 1986 г. Важно подчеркнуть, что к этому моменту оперативный запас реактивности был значительно ниже регламентного — опять нарушение штатного регламента работы реактора. [Оперативный «запас реактивности» — это количество регулирующих стержней, введенных в активную зону. Его снижение было обусловлено дополнительным «отравлением» реактора ^{135}Xe , баланс которого был нарушен из-за снижения мощности (иодная яма). Опасность снижения оперативного запаса реактивности заключается в том, что в реакторе нет регулирующих стержней и поэтому нельзя достаточно быстро вводить (или выводить) реактивность в активную зону — регулирующие стержни приходится подводить «издалека» к реактору].

Несмотря на все эти нарушения штатного регламента испытания выбега турбогенератора решено было проводить — очередная ошибка.

Дальше следует в интервале времени 1 ч 03 мин и 1 ч 07 мин подключение еще двух главных циркуляционных насосов. Это привело к увеличению суммарного расхода теплоносителя через реактор до 56—58 м³/ч, что явилось очередным нарушением регламента эксплуатации реактора (возможны срыв подачи насосов и возникновение кавитации). Подключение насосов не замедлило сказаться: уменьшилось парообразование, упало давление пара в барабане-сепараторе, изменились другие параметры реактора. Поддерживать вручную основные параметры реактора операторам не удалось, и тогда для того, чтобы избежать остановки реактора за счет аварийной защиты (АЗ), были заблокированы сигналы АЗ по этим параметрам (блокировка АЗ) — только как полную безответственность можно квалифицировать это действие!

В 1 ч 22 мин 30 с (теперь счет пойдет уже на секунды) оперативный запас реактивности достиг значения, требующего в соответствии с регламентом остановки реактора, но реактор не был остановлен и испытания начались...

В 1 ч 23 мин 04 с были закрыты стопорно-регулирующие клапаны турбогенератора № 8 (турбогенератор № 7 был отключен днем 25 апреля 1986 г.). Это — еще одно отступление от программы испытаний: блокировка АЗ по отключению двух турбогенераторов не планировалась. Далее началось медленное повышение мощности реактора. В 1 ч 23 мин 40 с была сделана попытка ввести в активную зону реактора все регулирующие стержни и стержни АЗ: стержни пошли вниз, но через несколько секунд раздался удар и стержни остановились, не дойдя до нижних концевиков. Были обесточены муфты сервоприводов. Дальнейшее развитие событий описывается в «Информации...» следующим образом: «По свидетельству очевидцев, находившихся вне четвертого блока, над четвертым блоком взлетели какие-то горящие куски и искры, часть из которых упала на крышу машинного зала и вызвала пожар».

Далее в «Информации...» проводится анализ аварии по математической модели. По утверждению авторов, моделирование дало достаточно правдоподобную картину. Кстати, в процессе описания развития аварии по модели имеется дополнительная к вышеизложенной фактическая информация: оказывается, что после начала ввода стержней АЗ в 1 ч 23 мин 40 с суммарная положительная реактивность, появившаяся в активной зоне, начала расти (это было обусловлено тем, что реактор оказался в сугубо нерегламентных условиях и в этих условиях была существенно снижена эффективность стержней АЗ, в частности, это было обусловлено «двухгорбостью» распределения нейтронов по высоте реактора, и поэтому в центральной части активной зоны перемещение регулирующих стержней приводило к небольшим изменениям реактивности). Через 3 с после этого момента «мощность превысила 530 МВт, а период разгона стал намного меньше 20 с». Но если период разгона снизился до такого — не очень четко оговоренного — предела, то это значит, что разгон реактора шел не на запаздывающих, а на быстрых нейтронах... С физической точки зрения повышение реактивности было обусловлено положитель-

ным паровым коэффициентом реактивности. В штатных условиях работы реактора конструкция предусматривала защиту от подобного типа аварий, но в процессе проведения испытаний, как это было описано выше, реактор был переведен в режим, многократно запрещенный регламентом.

В чем же причины аварии? В «Информации...» причинами аварии считаются следующие «наиболее опасные нарушения режима эксплуатации, совершенные персоналом четвертого блока ЧАЭС»:

1) снижение оперативного запаса реактивности существенно ниже допустимого значения (последствие: аварийная защита (АЗ) реактора оказалась неэффективной);

2) провал мощности ниже предусмотренного программой испытаний (последствие: реактор оказался в трудноуправляемом состоянии);

3) подключение к реактору всех главных циркуляционных насосов (последствие: температура теплоносителя контура многократной принудительной циркуляции стала близкой к температуре насыщения);

4) блокировка защиты реактора по сигналу остановки двух турбогенераторов (последствие: потеря возможности автоматической остановки реактора);

5) блокировка защит по уровню воды и давлению пара в барабане-сепараторе (последствие: защита реактора по тепловым параметрам была полностью отключена);

6) отключение системы защиты от максимальной проектной аварии (отключение системы аварийного охлаждения реактора) (последствие: потеря возможности снижения масштаба аварии).

Резюмируя описанные нарушения, необходимо совершенно четко подчеркнуть два вопиющих момента — полное отключение защиты реактора по тепловым параметрам (что не дало возможности вовремя предотвратить самопроизвольный разгон реактора) и потерю возможности снижения масштаба аварии (отключение аварийного охлаждения реактора).

Некоторые выводы, которые делают авторы «Информации...», звучат следующим образом: «...авария на четвертом блоке ЧАЭС относится к классу аварий, связанных с вводом избыточной реактивности... Разработчики реакторной установки не предусмотрели создания защит-

ных систем безопасности, способных предотвратить аварию при имевшем место наборе преднамеренных отключений технических средств защиты и нарушений регламента эксплуатации, так как считали такое сочетание событий невозможным... Катастрофические размеры аварии приобрела в связи с тем, что реактор был приведен персоналом в такое нерегламентное состояние, в котором существенно усилилось влияние положительного коэффициента реактивности на рост мощности».

Из всего написанного выше однозначно следует, что причиной аварии был «человеческий фактор» — персонал реактора нарушил основные требования техники ядерной безопасности. Почему это произошло? По-видимому, имелось несколько причин. Во-первых, психологически персонал реактора не был подготовлен к возможности возникновения аварии — и реактор РБМК IV блока ЧАЭС, и многие реакторы такого же типа на других АЭС в течение длительного времени работали вполне нормально. Во-вторых, возникшая самоуспокоенность автоматически была перенесена и на штатную работу реактора — проведение испытаний выбега турбогенератора (насколько мало значения придавали обеспечению безопасности этих экспериментов, характеризует даже то, что эксперименты начались после полуночи). В-третьих, к сожалению, возникает довольно сильное подозрение, что проблемам физики реакторов руководство ЧАЭС не придавало должного значения. В самом начале возникновения атомной промышленности и ядерной энергетики основной фигурой на АЭС был физик-реакторщик. Все остальные службы подстраивались к требованиям физики реактора. Постепенно же все большую роль стали играть — в смысле принятия решений — иные службы; это было связано и с четкой работой реактора (что в какой-то степени породило «миф» о его полной надежности), и с возросшими требованиями потребителя. Ядерный реактор постепенно превратился с точки зрения обслуживающего персонала в заурядный технический агрегат. Персоналом была потеряна физическая квалификация — стали забывать не только специфику протекающих в реакторе физических процессов (и в нормальных, и в экстремальных ситуациях), но и сам факт, что подобные физические процессы в реакторах протекают. Приходится констатировать, что ядерно-физическая подготовка персонала АЭС недостаточна. Отсутствуют хо-

рошие книги по физике ядерных реакторов с практическим уклоном: либо это книги, носящие высоконаучный, сугубо теоретический оттенок — по такой книге быстро решение на пульте реактора не примешь (да и не для этого писались упомянутые книги), либо это очень хорошие книги общеобразовательного плана, которые тоже не нацелены на быстрое решение конкретных задач. Единственная книга с практическим уклоном — это задачник В. И. Владимирова, но и здесь задача совсем другая — педагогическая. Необходимо иметь книгу, в которой достаточно прозрачное изложение теории ядерных реакторов (без отвлечения в сторону для разъяснения мелких эффектов, практически не играющих роли при эксплуатации ядерных реакторов) сопровождалось бы бесконечными примерами: а что будет, если на работающем реакторе нажать такую-то кнопку? а если нажать две кнопки? а как быстро будут развиваться инициированные процессы? а как их приостановить? и т. п. Очевидно, что подобная книга должна быть написана по крайней мере в двух версиях: одна — для ВВЭР, другая — для РБМК. В четвертых, отсутствием культуры нейтронно-ядерной физики нельзя оправдывать нарушение персоналом реактора правил ядерной безопасности, утвержденного регламента работы. Производственная дисциплина должна неукоснительно выполняться. Но эта дисциплина должна обязательно зиждиться на глубоких профессиональных знаниях. При перечислении «наиболее опасных нарушений режима эксплуатации, совершенных персоналом четвертого блока ЧАЭС», авторы «Информации...» вводят «мотивацию», которой руководствовался персонал. В нашем изложении мы эту «мотивацию» опустили, рассматривая ее приведение как своеобразное поощрение невежества: действия персонала на реакторе должны обуславливаться четким знанием законов реакторной физики и никакие посторонние «мотивы» типа: «Ах, хорошо бы сделать так, чтобы реактор не «мешал» мне делать с ним то, что я захочу!» иначе как мракобесие рассматривать нельзя.

На Чернобыльской АЭС были предприняты титанические меры для предотвращения развития аварии и уменьшения ее последствий. Рассмотрение по существу этих мероприятий должно служить предметом для специальной книги, написанной соответствующими специалистами. Здесь же мы ограничимся лишь перечислением наиболее важных моментов.

Первоочередной была борьба с пожаром на АЭС — в результате героических действий подразделений пожарных частей к 5 ч утра 26 апреля пожар был ликвидирован.

«Авария привела к частичному разрушению активной зоны реактора и полному разрушению системы ее охлаждения». В первую очередь необходимо было оценить состояние топлива и возможное его изменение с течением времени. Подобная оценка была сделана на основании изучения истечения продуктов деления из реактора — и основной вывод был, что изменение температуры топлива не монотонно по времени. С другой стороны, было установлено, что расплавления топлива — в массе — не произошло (но нельзя было исключить локальных перегревов на границе топливо — среда). Ограничение последствий аварии в активной зоне реактора проводилось путем локализации очага аварии за счет забрасывания шахты реактора теплоотводящими и фильтрующими материалами: своих вертолетов аварийный реактор забрасывался соединениями бора, доломита, песком, глиной, свинцом (всего с 27 апреля по 10 мая было сброшено около 500 т материалов — большая часть из них с 28 апреля по 2 мая). Для снижения разогрева топлива подавался азот от компрессорной станции. К 6 мая рост температуры в шахте реактора прекратился. В комплекс работ по предотвращению развития аварии и уменьшению ее последствий входили также мероприятия на I — III блоках (которые были, разумеется, остановлены), контроль и диагностика состояния аварийного блока, дезактивация площадки АЭС, дезактивация 30-километровой зоны вокруг АЭС. Буквально вся страна приняла участие в ликвидации последствий аварии на ЧАЭС — по данным ТАСС, в газетах и журналах страны за год, прошедший после аварии, было опубликовано свыше 450 материалов. В короткий срок были проведены монтажно-строительные работы по созданию объекта «Укрытие» («Саркофаг») — аварийный энергоблок был помещен в бетонное укрытие, что полностью исключило возможности попадания веществ в атмосферу.

Но вернемся к физике процессов, протекающих в начальный период аварии, и рассмотрим оценку количества, состава и динамики выброса продуктов деления из поврежденного реактора.

Выброс продуктов деления можно разбить на несколько этапов.

Первый этап — выброшено диспергированное топливо из разрушенного реактора. Изотопный состав радионуклидов на этом этапе примерно соответствовал их составу в облученном топливе с некоторым обогащением по изотопам иода, теллура, цезия и инертных газов.

Второй этап (26 апреля — 2 мая 1986 г.) — выброс за пределы аварийного блока снизился из-за принимаемых мер по прекращению горения графита и фильтрации выбросов, но состав радионуклидов в выбросе практически не изменился.

Третий этап — основную роль играл нагрев топлива в активной зоне до температуры выше 1700 °С, что было вызвано остаточным тепловыделением. Это привело к быстрому нарастанию выхода продуктов деления за пределы реакторного блока. Этот этап продолжался со 2 по 6 мая 1986 г.

Четвертый этап (после 6 мая 1986 г.) — выбросы быстро уменьшались.

Без радиоактивных благородных газов суммарный выброс продуктов деления составил примерно (на 6 мая 1986 г.) 50 МКи. Это соответствует приблизительно 3,5 % общего количества радионуклидов в реакторе на момент аварии. В табл. 7.1 приведены данные о ежесуточном выбросе, а в табл. 7.2 — о радионуклидном составе выбросов.

Сопоставляя суммарные активности выбросов при авариях АЭС «Три-Майл-Айленд» и ЧАЭС, видим, что

Таблица 7.1. Ежесуточный выброс q радиоактивных веществ в атмосферу из аварийного блока (без радиоактивных благородных газов)

Время после аварии, сут	q , МКи	Время после аварии, сут	q , МКи
0	12	7	5,0
1	4,0	8	7,0
2	3,4	9	8,0
3	2,6	10	0,1
4	2,0	14	0,01
5	2,0	28	2 · 10 ⁻⁵
6	4,0	—	—

Таблица 7.2. Примерный радионуклидный состав выброса аварийного блока ЧАЭС

Нуклид	Активность выброса, МКи		Доля активности, выброшенной из реактора к 06.05.1986 г., %
	26.04.83	суммарная к 06.05.86	
^{138}Xe	5	45	Возможно, 100
^{85m}Kr	0,15	—	—
^{96}Kr	—	0,9	—
^{131}I	4,5	7,3	20
^{132}Te	4	1,3	15
^{134}Cs	0,15	0,5	10
^{137}Cs	0,3	1,0	13
^{99}Mo	0,45	3,0	2,3
^{95}Zr	0,45	3,8	3,2
^{103}Ru	0,6	3,2	2,9
^{106}Ru	0,2	1,6	2,9
^{140}Ba	0,5	4,3	5,6
^{141}Ce	0,4	2,8	2,3
^{144}Ce	0,45	2,4	2,8
^{90}Sr	0,25	2,2	4,0
^{90}Sr	0,015	0,22	4,0
^{238}Pu	$0,1 \cdot 10^{-3}$	$0,8 \cdot 10^{-3}$	3,0
^{239}Pu	$0,1 \cdot 10^{-3}$	$0,7 \cdot 10^{-3}$	3,0
^{240}Pu	$0,2 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	3,0
^{241}Pu	0,02	0,14	3,0
^{242}Pu	$0,3 \cdot 10^{-6}$	$2 \cdot 10^{-6}$	3,0
^{242}Cm	$0,3 \cdot 10^{-2}$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	3,0
^{239}Np	2,7	1,2	3,2

в последнем случае активность выброса была на два порядка выше, чем в первом.

Некоторые следствия из анализа рассмотренных аварий ядерных реакторов. Совершенно очевидно, что необходим подробный анализ с выработкой дальнейших рекомендаций всех упомянутых выше аварий ядерных реакторов. Этот анализ должен захватывать большой комплекс вопросов, начиная с физики ядерных реакторов, проблем надежности работы различных узлов реактора в самых разнообразных (в первую очередь, аварийных) ситуациях, радиационной безопасности в условиях нормальной эксплуатации ядерного реактора, мер по уменьшению последствий аварии и т. п. В какой-то начальной степени подобная работа применительно к аварии на ЧАЭС проведена в «Информации...». Ниже, не претендуя на общность решения проблемы, мы пере-

числим некоторые моменты, которые в первую очередь обращают на себя внимание при ознакомлении с упомянутыми выше авариями.

Во-первых, аварии происходили на реакторах разного типа. На АЭС «Три-Майл-Айленд» аварию потерпел реактор PWR (Pressurized Water Reactor, т.е. энергетический реактор с водой под давлением), являющийся аналогом ВВЭР. На ЧАЭС авария произошла на реакторе РБМК — графитовом реакторе с охлаждением простой водой, но с кипением [за рубежом есть реакторы типа BWR (Boiling Water Reactor), но в них и замедлителем, и теплоносителем служит простая вода].

Во-вторых, причины аварий в грубом приближении делятся на два класса: отказ оборудования и ошибки операторов («Три-Майл-Айленд») и грубое нарушение персоналом АЭС регламента ядерно-безопасной эксплуатации реактора (ЧАЭС).

В-третьих, развитие аварии все же связано с физическими характеристиками реактора. В реакторах типа ВВЭР (см. § 3.3) единственным положительным коэффициентом реактивности является коэффициент по плотности воды, но плотность воды существенно изменяется (за исключением механических причин) только в результате кипения, т.е. уже при больших изменениях нормального состояния реактора. В реакторах типа РБМК (см. § 3.3) имеется два положительных коэффициента реактивности — по парообразованию и по температуре графита. Особенно неприятен первый из них, потому что в нормальном режиме РБМК происходит интенсивное парообразование — и оно сильно изменяется при малых изменениях условий работы реактора. Кстати, абсолютное значение коэффициента реактивности по парообразованию велико. Это, в частности, привело к тому, что на реакторе ЧАЭС была нарушена критичность. Поэтому с должной осторожностью приходится констатировать, что реактор РБМК требует существенно более строгого поддержания регламентного режима для своей нормальной эксплуатации, чем реактор ВВЭР.

В-четвертых, возникает вопрос о целесообразности и необходимости дополнительных оболочек («колпаков»), которые в случае аварии затрудняют проникновение радиоактивных веществ в окружающее пространство. По этому вопросу существуют различные мнения. Например, считается, что: а) и за рубежом есть ядерные

реакторы без колпаков, б) и у нас все реакторы типа ВВЭР-1000 снабжены подобными колпаками, в) в реакторах типа РБМК «все опасные элементы размещены в прочноплотных боксах. То есть в этом случае как бы не один защитный корпус, а множество их, секционированных. Но все эти сооружения, как, кстати, и колпаки, не рассчитаны на внутреннюю детонацию во всем диапазоне возможных значений импульса...». Конечно, все это совершенно правильно, но существуют ситуации (и их несравненно больше, чем «больших импульсов»), когда, без сомнения, колпаки оказываются полезными.

В-пятых, в «Информации...» совершенно справедливо подчеркивается, что «Чернобылем высвечена» огромная роль химии в практической реализации различных идей в ядерной энергетике и в оперативном решении задач прекращения аварии на ЧАЭС, и уменьшения ее последствий.

В-шестых, авария на ЧАЭС выявила полное незнание населения с элементарными основами радиометрии, попросту говоря, с вопросами о том, чего стоит опасаться, а чего не стоит. Поэтому Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова даже издал специальные «радиологические» листовки для всех, работающих в зоне ликвидации последствий аварии. Учитывая важность вопроса — чем в большем числе материалов будут повторяться подобные «азбучные» данные, тем это будет полезнее населению, — ниже воспроизводится текст (но не рисунки) подобных листовок.

Соотношения фонового облучения с допустимыми и опасными уровнями облучения человека

450 бэр — тяжелая степень лучевой болезни (погибает 50 % облученных)

100 бэр — нижний уровень развития легкой степени лучевой болезни

75 бэр — кратковременные незначительные изменения состава крови

30 бэр — облучение при рентгеноскопии желудка (местное)

25 бэр — допустимое аварийное облучение персонала (разовое)

10 бэр — допустимое аварийное облучение населения (разовое)

5 бэр — допустимое облучение персонала в нормальных условиях за год

3 бэр — облучение при рентгенографии зубов

500 мбэр (0,06 мбэр/ч) — допустимое облучение населения в нормальных условиях за год

100 мбэр (0,011 мбэр/ч) — фоновое облучение за год
 1 мкбэр — просмотр одного хоккейного матча по телевизору

Соотношения единиц измерения

1 бэр = 1000 миллибэр (мбэр) = 1 000 000 микробэр (мкбэр)
 0,1 мбэр/ч = 2,4 мбэр/сут = 876 мбэр/год.

Доза облучения в зависимости от времени пребывания в поле, мбэр

Мощность дозы, мбэр/ч	Время пребывания				
	1 ч	1 сут	1 неделя	1 мес	1 год
0,01	0,01	0,24	1,7	7,2	87,6
0,05	0,05	1,20	8,4	36,0	438
0,10	0,10	2,4	16,8	72,0	876
0,50	0,50	12,0	84,0	360	4380
1,00	1,0	24,0	168	720	8760

Примечание. В оригинале листовки приводятся более частые значения мощности дозы — всего 19 значений.

Внимательный читатель сможет самостоятельно сопоставить приведенные выше цифры с соответствующими из гл. 4 — следует иметь в виду, что радиологические данные о последствиях облучения все время уточняются.

В-седьмых, в «Информации...» ставится вопрос о том, что следует из аварии на ЧАЭС применительно к организационно-техническим мероприятиям. На этот вопрос лучше всего ответить цитатой: «Сравнение существующих отечественных документов по вопросам проектирования и эксплуатации АЭС с иностранными аналогами не выявляет каких-либо принципиальных различий. Существующие нормативные требования, связанные с безопасностью, в основном не нуждаются в пересмотре. Однако их практическая реализация требует более тщательного контроля...»

В настоящее время реализованы первоочередные инженерные решения, которые позволили в значительной мере улучшить физические характеристики и устранить недостатки конструкции РБМК, обусловившие увеличение масштабов аварии. Организационные и технические мероприятия, выполненные на всех действующих РБМК, полностью исключают возможность быстрого неконтролируемого разгона реактора. Обеспечено снижение по-

ложительного парового коэффициента реактивности за счет снижения содержания графита в активной зоне и повышения обогащения топлива нуклидом ^{235}U до 2,4 %. Время срабатывания защиты сокращено с 18—20 до 10—12 с. Установлены дополнительные стержни-поглотители. С 1989 г. на всех действующих энергоблоках с канальными реакторами внедрена быстрая аварийная защита (БАЗ), обеспечивающая ввод в активную зону стержней-поглотителей за 2—2,5 с.

7.3. СОПОСТАВЛЕНИЕ ПОСЛЕДСТВИЙ ОТ ВЗРЫВА АТОМНОЙ БОМБЫ И ОТ ПОЛНОГО РАЗРУШЕНИЯ ЯДЕРНОГО РЕАКТОРА

До сих пор мы рассматривали возможные аварии ядерного реактора, обусловленные теми или иными неполадками в его эксплуатации. Но необходимо рассмотреть возможность и внешнего разрушения ядерного реактора, например, в результате военных действий. Эти вопросы достаточно подробно излагаются в зарубежной, отечественной научной и научно-популярной, а также журнальной литературе.

Качественное сопоставление. Чем похожи бомба и ядерный реактор? Тем, что и в той и в другом осуществляется цепная ядерная реакция. В результате этой реакции образуются радиоактивные нуклиды, которые представляют страшную угрозу для человека и всего живого. Чем отличаются атомная бомба и ядерный реактор? Тем, что цепная ядерная реакция в них протекает по-разному. В атомной бомбе — это взрывной процесс, протекающий при сверхвысоких температурах и сопровождающийся вспышкой нейтронов огромной интенсивности. Поэтому пагубное действие атомной бомбы включает и все испепеляющий жар, и все убивающее нейтронное излучение, и все разрушающие взрывные волны. А кроме того, после взрыва остаются продукты деления, которые поднимаются на несколько километров над поверхностью земли и распространяются на большие площади. Причем среди этих продуктов деления много короткоживущих — а это значит, и весьма активных. Объясняется это тем, что при взрыве атомной

бомбы продукты деления выбрасываются практически в момент образования.

В отличие от атомной бомбы в ядерном реакторе продукты деления накапливаются длительное время. Поэтому часть короткоживущих продуктов деления успевает распасться и в отработавшем топливе содержится больше долгоживущих продуктов деления.

Отсюда ясен общий вывод из сопоставления взрыва атомной бомбы и разрушения ядерного реактора: при малых временах, после взрыва, конечно, атомная бомба приносит несравненно больше поражений; но в отдаленном последствии отравление радиоактивностью земного пространства от разрушения ядерного реактора существенно выше, чем после атомного взрыва.

Количественное сопоставление. Для количественного сопоставления напомним, что мощность атомного взрыва измеряется в единицах «тонны тринитротолуола»: ядерный взрыв 1 кг ^{235}U (или ^{239}Pu) при полном делении всех ядер эквивалентен по количеству выделившейся энергии химическому взрыву 20 000 т тринитротолуола. С другой стороны, выделение энергии 10^3 МВт·год также соответствует делению 1 кг ^{235}U (т.е. накоплению 1 кг продуктов деления).

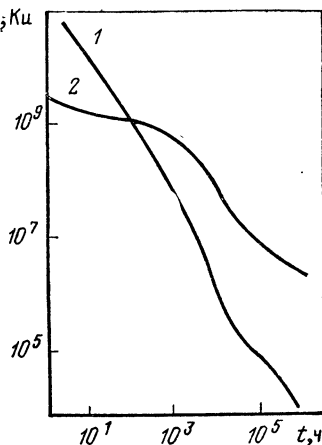
Следуя традиции, будем сопоставлять последствия взрыва бомбы мощностью 1 Мт и разрушения ядерного реактора мощностью 1 ГВт. Разрушение ядерного реактора может быть произведено как в результате взрыва атомной бомбы, так и без применения ядерного оружия — о каком именно случае идет речь, будет каждый раз оговариваться.

Начнем со сравнения «площади зон необитаемости». Под зоной необитаемости понимается территория, зараженная радиоактивными осадками с опасной для человека дозой облучения. По нормам МКРЗ значение этой дозы в год равно 2 бэр. В табл. 7.3 приводятся пло-

Т а б л и ц а 7.3. Площади зон необитаемости, км²

Время после взрыва	Наземный взрыв атомной бомбы мощностью 1 Мт	Взрыв атомной бомбы мощностью 1 Мт АЭС мощностью 1 ГВт
2 недели	$7,5 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^5$
2 мес	$5 \cdot 10^4$	$1,9 \cdot 10^5$
2 года	$2 \cdot 10^3$	$1 \cdot 10^5$
20 лет	—	$2 \cdot 10^4$

Рис. 7.5. Временная зависимость активности A продуктов распада, образующихся при взрыве атомной бомбы мощностью 1 Мт (кривая 1) и при разрушении АЭС мощностью 1 ГВт (кривая 2)



щади зон необитаемости в зависимости от времени, прошедшего после взрыва.

Из данных табл. 7.3 следует, что, во-первых, все время площадь зоны необитаемости в случае разрушения ядерного реактора больше, чем в случае взрыва атомной бомбы (в начальный момент при разрушении реактора эффект обуславливается как самим разрушением, так и взрывом атомной бомбы, это разрушение производшим), и, во-вторых, уменьшение площади зоны необитаемости в случае разрушения реактора происходит медленнее, чем в случае взрыва атомной бомбы — как уже подчеркивалось выше, этот эффект обусловлен различным нуклидным составом продуктов деления. В основу оценок положено, что при разрушении реактора АЭС даже неядерными средствами произойдет «максимальная гипотетическая авария», при которой в окружающую среду будет выброшена $\frac{1}{3}$ накопившихся в реакторе радиоактивных веществ; для реактора мощностью 1 ГВт активность выбросов составит 10^9 Ки. На рис. 7.5 приведены кривые временной зависимости активности продуктов распада, образующихся при ядерном взрыве мощностью 1 Мт (кривая 1) и при разрушении АЭС мощностью 1 ГВт (кривая 2). Из приводимых кривых ясно, что в начальный момент времени радиоактивность от ядерного взрыва примерно в 1000 раз больше, чем от разрушения АЭС (такое положение, когда первая из указанных активностей преобладает, продолжается лишь несколько дней). Однако через годы после события ситуация меняется на обратную: через год активность от выбросов АЭС примерно в 10 раз выше, чем от атомного взрыва, а через 5 лет — в 100 раз. Следует подчеркнуть, что разрушение АЭС ядерным взрывом приводит не к простому суммированию дейст-

вия этих двух эффектов — важно, что продукты деления из реактора при этом разносятся на существенно большие расстояния.

Проведенные сопоставления позволяют сделать следующие выводы. Во-первых, «...всякое преднамеренное разрушение АЭС, пусть даже обычными средствами, следует, наряду с применением ядерного оружия, отнести к числу самых опасных преступлений против человечества». Во-вторых, «...существование в зоне возможного применения ядерного оружия АЭС, а также других предприятий и установок с ядерным топливным циклом создает принципиально новый фактор, намного усиливающий вторичные эффекты ядерного нападения» («Природа». 1985. № 6. С.6).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие человеческого общества до сих пор требовало непрерывного увеличения потребления энергии. Индивидуальное потребление энергии за год составляло:

- 1 млн. лет назад 0,1 кВт;
- 100 тыс. лет назад 0,3 кВт;
- в XV веке 1,4 кВт;
- в начале XX века 3,9 кВт;
- к концу XX века 10 кВт.

В принципе должно наступить насыщение в индивидуальной потребности по одной модели расчета на уровне 10 кВт/год, по другой модели — 20 кВт/год. Пока что (анализ базируется на данных до 1975 г.) годовой общественный продукт на душу населения пропорционален годовому индивидуальному потреблению энергии (если первую величину измерять в долларах, а вторую в киловаттах, то коэффициент пропорциональности примерно равен 700 дол/кВт).

Количественное сравнение запасов различных энергоресурсов проводят в единицах $Q : 1 Q = 2,52 \times 10^{17}$ ккал $= 3,35 \cdot 10^7$ МВт (тепл.) · год (в основе введения единицы Q лежит понятие «условного топлива», теплотворная способность которого 7000 кал/кг). В этих единицах геологические ресурсы органического топлива

равны $363,6Q$, а доказанные запасы органического топлива — $23,9Q$. В настоящее время потребляется в год около $0,25Q$ — таким образом, ясно, что запасы органического топлива вскоре будут исчерпаны. Поэтому с неизбежностью необходимо использовать ядерное топливо.

Процесс получения энергии неизбежно приносит и вред человечеству независимо от того, какое топливо используется. Но разное топливо приносит разный вред. Сравнение приносимого вреда принято проводить в терминах «относительной опасности», под которой понимается число потерянных человеко-дней, связанных с утратой трудоспособности (смерть, болезни, травмы и т. п.) в расчете на 1 ГВт/год выработанной энергии (в гл. 7 обсуждались элементы негуманистичности подобного подхода). Оказывается, что относительная опасность такова: для угля — $148\,000$, нефти — $51\,000$, солнечной энергии — $24\,000$, природного газа — 9100 , урана — 6500 . Таким образом, использование ядерной энергии является наиболее безопасным [да и запасы уранового топлива велики: урана стоимостью до 130 долл/кг — $900Q$, стоимостью до 300 долл/кг — $2,5 \cdot 10^3 Q$, запасы урана в океане — $3,4 \cdot 10^4 Q$, в земной коре (на глубине до 500 м) — $6,7 \cdot 10^6 Q$]. Но эти оптимистические оценки нуждаются в некоторых пояснениях. Основа ядерной энергетики — ядерный реактор — является мощным источником радиоактивного излучения. Избежать этого излучения нельзя, так как оно сопровождает все физические процессы, лежащие в основе нормально работающего ядерного реактора. Образующиеся в реакторе продукты деления и актиноиды в течение длительного времени сохраняют высокую активность. Поэтому встает вопрос первостепенной важности о том, как избежать воздействия радиоактивного излучения на здоровье людей или свести его к минимально допустимому.

В настоящее время во всем мире ядерная энергия вырабатывается в реакторах на тепловых нейтронах (роль быстрых реакторов пока что ничтожна). В Советском Союзе используются два типа энергетических реакторов: корпусной водо-водяной (ВВЭР) и графитовый канальный (РБМК). Каждый из этих реакторов имеет свои преимущества и недостатки: как физические (нейтронно-ядерные), так и технические. Авария на ЧАЭС в 1986 году показала, что РБМК менее надежен, чем

ВВЭР. Но главный вывод из этой аварии заключается в том, что ядерный реактор требует безукоризненной производственной дисциплины, в связи с чем необычайно возрастает роль так называемого человеческого фактора. Конечно, авария на ЧАЭС «высветила» (как сказано в одной из статей) и другие моменты: необходимость по возможности сделать технологические процессы на энергетических ядерных реакторах более спокойными, увеличить надежность используемого оборудования, расширить разработки новых типов ядерных реакторов, предусмотреть создание дополнительных «колпаков», не дающих возможности распространиться радиоактивности в окружающее пространство при авариях реакторов, более разумно с экологической точки зрения выбирать места строительства АЭС. Но все же главное — это повысить производственную дисциплину, причем подобное повышение производственной дисциплины возможно только на фундаменте реальных знаний эксплуатационным персоналом физики ядерных реакторов — ядерный реактор остается главным агрегатом АЭС (об этом «чуть-чуть» стали забывать из-за многолетней безаварийной работы), и агрегатом очень непростым. Особенно важно знание физики ядерных реакторов — в первую очередь того реактора, который эксплуатируется данным коллективом — в аварийных и предаварийных ситуациях, когда требуется быстро принимать правильные и чрезвычайно ответственные решения. Как показал опыт, предусмотреть все возможные варианты сочетаний различных отказов разнообразных систем реактора и ввести тем самым все возможные ситуации в ЭВМ невозможно — оператор остается основной фигурой на ядерном реакторе.

Для овладения физикой энергетических реакторов нужна специальная литература. В настоящее время есть достаточно книг о физике ядерных реакторов, написанных на самом высоком научном уровне. Но они далеко не просты для понимания персоналом АЭС, да и выработка по ним конкретных рекомендаций для управления реактором требует большого труда. С другой стороны, имеются хорошие книги и по изложению элементов физики реакторов в сугубо описательном плане. Но в них не дается достаточно широко общая картина проблем, возникающих при работе реактора, и по этим книгам невозможно выработать конкретные рекомендации.

Нужна специфичная литература, литература, пронизанная физическими принципами, литература, развивающая особое физическое мышление. Создание подобной литературы — дело очень непростое, и данная книга ни в малейшей степени не претендует на начало подобной работы. Цель данной книги другая — дать широкому кругу читателей представление о том, как работает ядерный реактор (об основных физических принципах его работы), как при этом в нем накапливаются радиоактивные нуклиды и что может произойти, если эти радиоактивные нуклиды «вырвутся» во внешнее пространство. Основное отличие этой книги от других посвященных физике ядерных реакторов состоит, пожалуй, в следующем. Во-первых, в направленности изложения на эффекты, приводящие к образованию радиоактивных нуклидов в энергетических ядерных реакторах. Во-вторых, в акценте на физические эффекты, мешающие нормальной эксплуатации ядерного реактора. В-третьих, в выбранной форме изложения, когда (по возможности) физика реакторов представляется в процессе ее создания в Советском Союзе. В-четвертых, в объединении вопросов физики ядерных реакторов и радиационного воздействия ионизирующего излучения, возникающего на разных пределах ядерного топливного цикла.



ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Введение	6
1. Энергия, вещество, излучение	7
1.1. Вселенная началась с «большого взрыва»	7
1.2. Виды ионизирующего излучения	16
Гамма-излучение (17). Бета-излучение (18). Нейтронное излучение (19). Альфа-излучение (20).	
1.3. Взаимодействие излучения с веществом	20
Взаимодействие α - и β -излучений с веществом (23). Взаимодействие γ -излучения с веществом (25). Взаимодействие нейтронов с веществом (29). Рассеяние нейтронов на ядрах (29).	
1.4. Естественные источники излучения	34
2. Эскиз истории создания теории ядерных реакторов	40
2.1. Открытие возможности цепной ядерной реакции деления	41
2.2. О назначении ядерных реакторов, о мемуарах и о школьных учебниках	51
2.3. Введение в теорию нейтронных мультиплицирующих систем реакторов	59
Замедление нейтронов (60). Диффузионное приближение (63). Диффузионное уравнение с учетом захвата нейтронов (66). Распределение тепловых нейтронов (67). Интегральное уравнение для тепловых нейтронов при наличии размножения (67). Теория экспоненциальных опытов (68). Граничные условия (69). Критические размеры однородных систем (71). Примеры определения критических размеров систем без отражателя и с отражателем (73). Распределение плотности нейтронов (74). Регулирующие стержни (75). Общий приближенный метод нахождения критических размеров с учетом конечной длины замедления нейтронов (метод многих групп) (77). Неоднородные системы (79). Резонансное поглощение в гетерогенных системах (80). Влияние температуры на резонансное поглощение (81). Коэффициент использования тепловых нейтронов в гетерогенном реакторе (82). Внутренний блок-эффект при тепловом поглощении (82). Теория гетерогенной решетки (84). Формула обратных часов (87). Основные вехи развития теории реакторов (88).	
3. Физика энергетических реакторов	90

3.1.	Дальнейшее развитие теории реакторов	90
	Теория резонансного поглощения (91). Теория регуляторов (92). Двухгрупповое приближение (94). Ксеноновое «отравление» реактора (95). Самариевое «зашлаковывание» реактора (97). Выгорание топлива в энергетических реакторах (98). Оптимизация физических параметров реактора (100).	
3.2.	Технические характеристики энергетических реакторов	108
	Свойства замедлителя и частота расположения твэлов (108). Технические характеристики ВВЭР (110). Технические характеристики РБМК (112). Физические характеристики технологического процесса энергетического реактора (115).	
3.3.	Физические эффекты, способствующие нарушению нормальной эксплуатации реактора	120
	Самопроизвольный разгон реактора (121). Система регулирования (123). «Локальный котел» (124). Температурный (мощностной) эффект (125). Нагревание топлива (125). Нагревание замедлителя (126). Нагревание теплоносителя (126). Изменение внешнего блок-эффекта (126). Изменение спектра нейтронов (126). Искажение распределения тепловыделения (128). Искажение распределения тепловыделения при выгорании ядерного топлива (128). Спонтанные пространственные ксеноновые колебания (129). Затухающие колебания плотности нейтронов после кратковременной остановки реактора (132). Замечания о механических повреждениях реакторов (133). Заключение (135).	
4.	Дозовые характеристики ионизирующего излучения	137
4.1.	Единицы измерения активности и ионизирующих излучений	137
4.2.	Биологическое действие ионизирующих излучений	143
4.3.	Нормы радиационной безопасности	148
5.	Радиоактивное излучение в нормальном режиме работы АЭС	156
5.1.	Распределение энергии деления	156
	Осколки деления (156). Мгновенные нейтроны (157). Запаздывающие нейтроны (158). Мгновенное γ -излучение (159). β - и γ -излучение продуктов деления (159). Антинейтрино (159).	
5.2.	Накопление продуктов деления	160
	Факторы, влияющие на накопление продуктов деления (161). Активность отработавшего топлива реакторов ВВЭР и РБМК (162). Биологически значимые продукты деления (165).	
5.3.	Накопление актиноидов	166
	Изменение изотопного состава урана (168). Образование новых делящихся нуклидов (169). Радиационные характеристики смеси актиноидов (170).	
5.4.	Активная зона реактора как источник излучения	172
	Нейтронное излучение (172). γ -Излучение (174).	
5.5.	Технологические контуры АЭС как источники излучения	176
5.6.	Излучение остановленного реактора	179

5.7. Радиоактивные выбросы и сбросы	180
5.8. Дозы облучения персонала АЭС и населения . . .	182
6. Ядерный топливный цикл	184
6.1. Основные понятия о ядерном топливном цикле . . .	184
Добыча руды (184). Переработка руды (187). Аф- финаж (188). Производство UF_6 и разделение изото- пов (189). Изготовление топлива (193). Хранение, транспортировка и радиохимическая переработка от- работавшего топлива (194). Хранение и переработка радиоактивных отходов (196). Вывод из эксплуата- ции ядерных реакторов (198).	
6.2. Радиоактивность и дозы облучения на начальных ста- диях ядерного топливного цикла	200
Добыча урана (200). Переработка руды и изготовле- ние ядерного топлива (201).	
6.3. Радиоактивность и дозы облучения при обращении с отработавшим топливом	202
7. Предотвращение аварий ядерных реакторов	205
7.1. Оценки вероятности возникновения аварии из-за от- каза оборудования	207
Метод «деревьев событий» (209). Соотношение поль- за — риск (211).	
7.2. Примеры аварий ядерных реакторов на АЭС «Три- Майл-Айленд» (США) и Чернобыльской (СССР) . . .	214
Авария на реакторе АЭС «Три-Майл-Айленд» (214). Авария на Чернобыльской АЭС и ее последствия (218).	
7.3. Сопоставление последствий от взрыва атомной бом- бы и от полного разрушения ядерного реактора . . .	231
Качественное сопоставление (231). Количественное со- поставление (232).	
Заключение	234



Почти все о ядерном реакторе

Ядерный реактор —
первый и наиболее яркий
пример мощной промышленной
установки, работающей по законам
микромира. Управление реактором
требует глубокого понимания протекающих
в нем процессов и быстрого реагирования
на их изменения. Особенно ясно это стало после
Чернобыльской аварии.

Подчеркивая безусловную актуальность полной
гласности по радиационной обстановке после
аварии на Чернобыльской АЭС, следует
указать и на необходимость при этом
понимать, что вредно для людей, а что
нет. В какой-то степени эта книга
дает ответ и на этот вопрос.



ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ