

173016

2 | ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Том 2

Н.Г.ГУСЕВ
Е.Е.КОВАЛЕВ
В.П.МАШКОВИЧ
А.П.СУВОРОВ

Защита
от излучений
ядерно-
технических
установок

**ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ
Д. И. МЕНДЕЛЕЕВА**

| Периоды | I | | | | | | VII | | VIII | | | |
|---------|------------------------------------|------------------------------------|--------------------------------------|--|--|-----------------------------------|-------------------------------------|---|------------------------------------|-----------------------------------|--|--|
| | а | б | | | | а | б | а | б | | | |
| 1 | 1 H 1,0079 ВОДОРОД | | | | | | | 2 He 4,00260 ГЕЛИЙ | | | | |
| 2 | 3 Li 6,94 ЛИТИЙ | 4 Be 9,01218 БЕРИЛЛИЙ | 5 B 10,81 БОР | 6 C 12,011 УГЛЕРОД | 7 N 14,0067 АЗОТ | 8 O 15,9994 КИСЛОРОД | 9 F 18,99840 ФТОР | 10 Ne 20,17 НЕОН | | | | |
| 3 | 11 Na 22,98977 НАТРИЙ | 12 Mg 24,305 МАГНИЙ | 13 Al 26,98154 АЛЮМИНИЙ | 14 Si 28,08 КРЕМНИЙ | 15 P 30,97376 ФОСФОР | 16 S 32,06 СЕРА | 17 Cl 35,453 ХЛОР | 18 Ar 39,94 АРГОН | | | | |
| 4 | 19 K 39,09 КАЛИЙ | 20 Ca 40,08 КАЛЬЦИЙ | 21 Sc 44,9559 СКАНДИЙ | 22 Ti 47,90 ТИТАН | 23 V 50,941 ВАНАДИЙ | 24 Cr 51,996 ХРОМ | 25 Mn 54,9380 МАРГАНЕЦ | 26 Fe 55,84 ЖЕЛЕЗО | 27 Co 58,9332 КОБАЛЬТ | 28 Ni 58,70 НИКЕЛЬ | | |
| | 29 Cu 63,54 МЕДЬ | 30 Zn 65,38 ЦИНК | 31 Ga 69,72 ГАЛЛИЙ | 32 Ge 72,5 ГЕРМАНИЙ | 33 As 74,9216 МЫШЬЯК | 34 Se 78,9 СЕЛЕН | 35 Br 79,904 БРОМ | 36 Kr 83,80 КРИПТОН | | | | |
| 5 | 37 Rb 85,467 РУБИДИЙ | 38 Sr 87,62 СТРОНЦИЙ | 39 Y 88,9059 ИТРИЙ | 40 Zr 91,22 ЦИРКОНИЙ | 41 Nb 92,9064 НИОБИЙ | 42 Mo 95,9 МОЛИБДЕН | 43 Tc [97] ТЕХНЕЦИЙ | 44 Ru 101,0 РУТЕНИЙ | 45 Rh 102,9055 РОДИЙ | 46 Pd 106,4 ПАЛЛАДИЙ | | |
| | 47 Ag 107,868 СЕРЕБРО | 48 Cd 112,40 КАДМИЙ | 49 In 114,82 ИНДИЙ | 50 Sn 118,6 ОЛОВО | 51 Sb 121,7 СУРЬМА | 52 Te 127,6 ТЕЛЛУР | 53 I 126,9045 ИОД | 54 Xe 131,30 КСЕНОН | | | | |
| 6 | 55 Cs 132,9054 ЦЕЗИЙ | 56 Ba 137,3 БАРИЙ | 57 La* 138,905 ЛАНТАН | 72 Hf 178,4 ГАФНИЙ | 73 Ta 180,947 ТАНТАЛ | 74 W 183,8 ВОЛЬФРАМ | 75 Re 186,207 РЕНИЙ | 76 Os 190,2 ОСМИЙ | 77 Ir 192,2 ИРИДИЙ | 78 Pt 195,0 ПЛАТИНА | | |
| | 79 Au 196,9665 ЗОЛОТО | 80 Hg 200,5 РУТУТЬ | 81 Tl 204,37 ТАЛЛИЙ | 82 Pb 207,2 СВИНЕЦ | 83 Bi 208,9804 ВИСМУТ | 84 Po [209] ПОЛОНИЙ | 85 At [210] АСТАТ | 86 Rn [222] РАДОН | | | | |
| 7 | 87 Fr [223] ФРАНЦИЙ | 88 Ra [226] РАДИЙ | 89 Ac** [227] АКТИНИЙ | 104 (Ku) [261] КУРЧАТОВИЙ | 105 (Ns) [262] (НИЛЬСБОРИЙ) | 106 (E-W) [263] | 107 (E-Re) [262] | <div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="margin-right: 20px;"> <p>Атомный номер →</p> <p>Атомная масса →</p> </div> <div style="border: 1px solid black; padding: 5px; display: inline-block;"> <p>92 U 7s²</p> <p>→ 238,02 6d¹</p> <p>УРАН 5f³</p> </div> <div style="margin-left: 20px;"> <p>Распределение электронов по застраиваемым и ближайшим подоболочкам-</p> </div> </div> | | | | |

* ЛАНТАНОИДЫ

| | | | | | | | | | | | | | |
|---------------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|
| 58 Ce 140,12 ЦЕРИЙ | 59 Pr 140,9077 ПРАЗЕОДИМ | 60 Nd 144,24 НЕОДИМ | 61 Pm [145] ПРОМЕТИЙ | 62 Sm 150,4 САМАРИЙ | 63 Eu 151,96 ЕВРОПИЙ | 64 Gd 157,25 ГАДОЛИНИЙ | 65 Tb 158,9254 ТЕРБИЙ | 66 Dy 162,50 ДИСПРОЗИЙ | 67 Ho 164,9304 ГОЛЬМИЙ | 68 Er 167,26 ЭРБИЙ | 69 Tm 168,9342 ТУЛИЙ | 70 Yb 173,04 ИТТЕРБИЙ | 71 Lu 174,97 ЛЮТЕЦИЙ |
|---------------------------------|---------------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------------|------------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|---------------------------------|-----------------------------------|------------------------------------|-----------------------------------|

** АКТИНОИДЫ

| | | | | | | | | | | | | | |
|-----------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|
| 90 Th 232,0381 ТОРИЙ | 91 Pa [231] ПРОТАКТИНИЙ | 92 U 238,02 УРАН | 93 Np [237] НЕПУНИЙ | 94 Pu [244] ПЛУТОНИЙ | 95 Am [243] АМЕРИЦИЙ | 96 Cm [247] КЮРИЙ | 97 Bk [247] БЕРКЛИЙ | 98 Cf [251] КАЛИФОРНИЙ | 99 Es [252] ЭЙНШТЕЙНИЙ | 100 Fm [257] ФЕРМИЙ | 101 Md [258] МЕНДЕЛЕВИЙ | 102 (No) [259] (НОБЕЛИЙ) | 103 Lr [260] (ЛОУРЕНСИЙ) |
|-----------------------------------|--------------------------------------|-------------------------------|----------------------------------|-----------------------------------|-----------------------------------|--------------------------------|----------------------------------|-------------------------------------|-------------------------------------|----------------------------------|--------------------------------------|---------------------------------------|---------------------------------------|

ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

В ДВУХ ТОМАХ

Под редакцией профессора Н. Г. Гусева
3-е издание, переработанное и дополненное

Том 2

Н.Г.ГУСЕВ Е.Е.КОВАЛЕВ
В.П.МАШКОВИЧ А.П.СУВОРОВ

Защита от излучений ядерно-технических установок

Допущено Государственным комитетом СССР
по народному образованию в качестве учебника
для студентов физических и инженерно-физических
специальностей вузов



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1990

ББК 51.26
З-40
УДК 621.039.58(075.8)

Рецензент доктор технических наук, профессор
Ю. А. Егоров

Редактор Т. А. Солдатенкова

Защита от ионизирующих излучений: В 2 т. Т. 2.
З-40 Защита от излучений ядерно-технических установок: Учеб. для вузов/ Н. Г. Гусев, Е. Е. Ковалев, В. П. Машкович, А. П. Суворов; Под ред. Н. Г. Гусева. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 352 с.: ил.

ISBN 5-283-03030-X

В третье издание внесены существенные изменения и дополнения в соответствии с последними достижениями науки. Т. 1 «Физические основы защиты от излучений» вышел в 1989 г. Первое издание вышло в 1972 г., второе — в 1983 г. В основу учебника положен курс лекций, читаемый студентам МИФИ.

Для студентов физических и инженерно-физических специальностей вузов.

3 3604000000-293
051(01)-90 255-90

ББК 51.26

ISBN 5-283-03030-X (т. 2)
ISBN 5-283-03054-7

© Энергоатомиздат, 1983

© Авторы, 1990

ПРЕДИСЛОВИЕ

Настоящая книга является третьим изданием (1973 и 1983 гг.) второго тома учебника для вузов «Защита от ионизирующих излучений». Том 1 содержит три части: физические основы защиты (ч. I), теоретические основы защиты (ч. II) и инженерно-физические основы защиты от излучений (ч. III).

Том 2 состоит из двух частей: часть IV — защита в ядерном топливном цикле (ЯТЦ) и часть V — защита ядерно-технических установок. В части IV рассмотрены вопросы защиты и радиационной безопасности производств от начальной стадии ядерного топливного цикла (урановые шахты) до его конечной стадии — заводов по регенерации облученного ядерного топлива. Основное внимание в этой части уделено защите от излучений ядерных реакторов и их теплоносителей. Прохождение излучений через неоднородности в защите — проблема, которая наиболее полно возникает при проектировании и создании защиты от излучений ядерных реакторов. Поэтому этот раздел также включен в часть IV.

В заключение IV части приведены характеристики объектов ЯТЦ как источников загрязнения внешней среды радиоактивными веществами, принципы нормирования радиационных факторов во внешней среде, а также методы прогнозирования доз на население от выбросов радиоактивных газов и аэрозолей.

В части V изложены принципы и методы расчета защиты ядерно-технических установок — ускорителей элементарных частиц, космических аппаратов и различной радиационной техники, используемой в народном хозяйстве. В заключительной главе приведены защитные свойства материалов.

Оба тома учебника органически связаны между собой. Общие методы расчета защиты, изложенные в т. 1, здесь применены к решению конкретных задач защиты в ядерном топливном цикле и защите ядерно-технических установок и повторно не излагаются (все ссылки на формулы, таблицы и рисунки с начальными цифрами от 1 до 13 относятся к соответствующим главам т. 1).

Настоящий двухтомный учебник вместе со «Сборником задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений» В. И. Иванова и В. П. Машковича (Атомиздат, 1980), справочником «Защита от ионизирующих излучений» В. П. Машковича (Энергоатомиздат, 1982) охватывает всю программу курса физики защиты от ионизирующих излучений для студентов физических и инженерно-физических специальностей вузов.

Том 2 подготовили: Н. Г. Гусев — гл. 14 (кроме § 14.3 и 14.4, написанных Л. Д. Салтыковым), гл. 17, 19 (кроме § 19.2 и 19.3, написанных П. М. Рубцовым), гл. 20 и 21 (кроме § 21.5 и 21.7, написанных В. А. Беляевым); В. П. Машкович — гл. 18, 24 и 25; А. П. Суворов — гл. 15 и 16; Е. Е. Ковалев — гл. 23. В. Н. Лебедевым написана гл. 22.

В первом издании учебника раздел «Защита ускорителей» был написан Л. Р. Кимелем. К сожалению, преждевременный уход из жизни коллеги и друга не позволил ему принять участие в подготовке этой главы для последующих изданий.

В соответствии с требованиями ГОСТ 8.417—81 все единицы выражены в СИ.

Авторы благодарят преподавателей и сотрудников Московского ордена Трудового Красного Знамени инженерно-физического института, принимавших участие в разработке и становлении курса в течение трех с половиной десятилетий. Они выражают глубокую благодарность доктору технических наук, профессору Ю. А. Егорову за труд по рецензированию рукописи и кандидату физико-математических наук, доценту В. К. Сахарову за ценные советы и замечания.

Авторы заранее признательны всем читателям, которые пришлют свои замечания и советы по данной работе.

Авторы

Часть IV

ЗАЩИТА В ЯДЕРНОМ ТОПЛИВНОМ ЦИКЛЕ

Глава 14

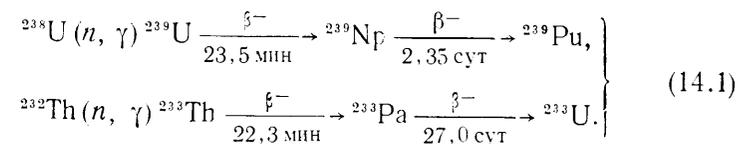
РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ НА УРАНОВЫХ РУДНИКАХ И ДРУГИХ ПРОИЗВОДСТВАХ НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ ЯДЕРНОГО ТОПЛИВНОГО ЦИКЛА

§ 14.1. Общие сведения о ядерном топливном цикле

Ядерным топливным циклом (ЯТЦ) принято называть последовательно повторяющийся комплекс производственных процессов, конечной целью которых является получение электричества или тепла на основе использования атомной энергии. В свою очередь, атомная энергия основана на использовании трех делящихся радионуклидов. Среди них один ^{235}U — естественный, а два других ^{239}Pu и ^{233}U получают искусственным путем также в процессе ЯТЦ. Их особенность состоит в том, что они обладают способностью захватывать нейтроны и участвовать в цепной реакции деления. Неуправляемая или самопроизвольная цепная реакция (СЦР) характерна для взрывных устройств, а управляемая цепная реакция — для атомной энергетики.

Делящийся нуклид ^{235}U входит в состав естественного урана, который состоит из изотопов ^{238}U (период полураспада $T_{1/2} = 4,468 \cdot 10^9$ лет, массовое содержание в естественной смеси $p = 99,2739\%$), ^{235}U ($T_{1/2} = 7,038 \cdot 10^8$ лет, $p = 0,7204\%$) и ^{234}U ($T_{1/2} = 2,445 \cdot 10^5$ лет, $p = 0,0057\%$).

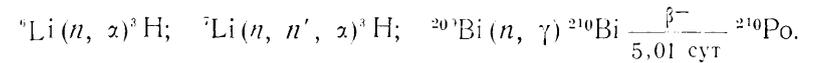
Делящиеся нуклиды ^{239}Pu ($T_{1/2} = 2,41 \cdot 10^4$ лет) и ^{233}U ($T_{1/2} = 1,59 \cdot 10^5$ лет) получают на реакторах, где осуществляется захват нейтронов естественными нуклидами ^{238}U и ^{232}Th :



Эти радионуклиды образуются как на промышленных, так и на энергетических реакторах (см. гл. 19).

На реакторах могут быть получены искусственно и другие радионуклиды, имеющие самостоятельное научно-практическое

значение. К ним относятся, например, ${}^3\text{H}$ ($T_{1/2}=12,34$ года) и ${}^{210}\text{Po}$ ($T_{1/2}=138,38$ сут), получаемые из облученных нейтронами мишеней из лития и висмута по реакциям:



Схемы ЯТЦ зависят от конечной цели, вида ядерного топлива и типа реактора. На рис. 14.1 приведена схема ЯТЦ, основной целью которого является получение электрической или тепловой энергии на атомных станциях (АС) с легководным реактором на тепловых нейтронах. В отечественной практике это водо-водяные энергетические реакторы (ВВЭР) и реакторы большой мощности канального типа (РБМК). Некоторые из них используются на АЭС только для получения электричества, другие — для тепла на атомных станциях теплоснабжения (АСТ), третьи — для того и другого (АТЭЦ).

В настоящей главе рассматриваются вопросы радиационной безопасности лишь начальной стадии ЯТЦ, изображенной с левой стороны рис. 14.1. Сюда входят производства низкой активности от урановых шахт до изготовления тепловыделяющих элементов (ТВЭЛ) из необлученного урана. Здесь защита от γ -излучения и других внешних потоков проникающих излучений или не нужна, или достигается путем небольших экранов, а также организационных мероприятий. Среди них основное внимание уделено радиационной безопасности на урановых шахтах и более кратко — на радиохимических и металлургических заводах начальной стадии ЯТЦ.

Вопросы радиационной безопасности в производствах высокой активности — от атомных станций до заводов по регенерации ядерного топлива (верхняя и правая часть схемы на рис. 14.1) — рассмотрены в других главах.

§ 14.2. Факторы радиационной опасности на урановых рудниках

Разработка урановых месторождений ведется подземным, открытым (в карьерах) способами или путем подземного выщелачивания металла на месте его залегания. Выбор способа определяется конкретными горно-геологическими условиями и концентрацией урана в породе.

Подземный способ (в шахтах) применяют обычно для месторождений с высоким содержанием урана, залегающих в крепких породах на глубине более 200—300 м. На меньших глубинах и с меньшим содержанием урана применяют открытые способы. При сравнительно бедных рудах, залегающих на различных глу-

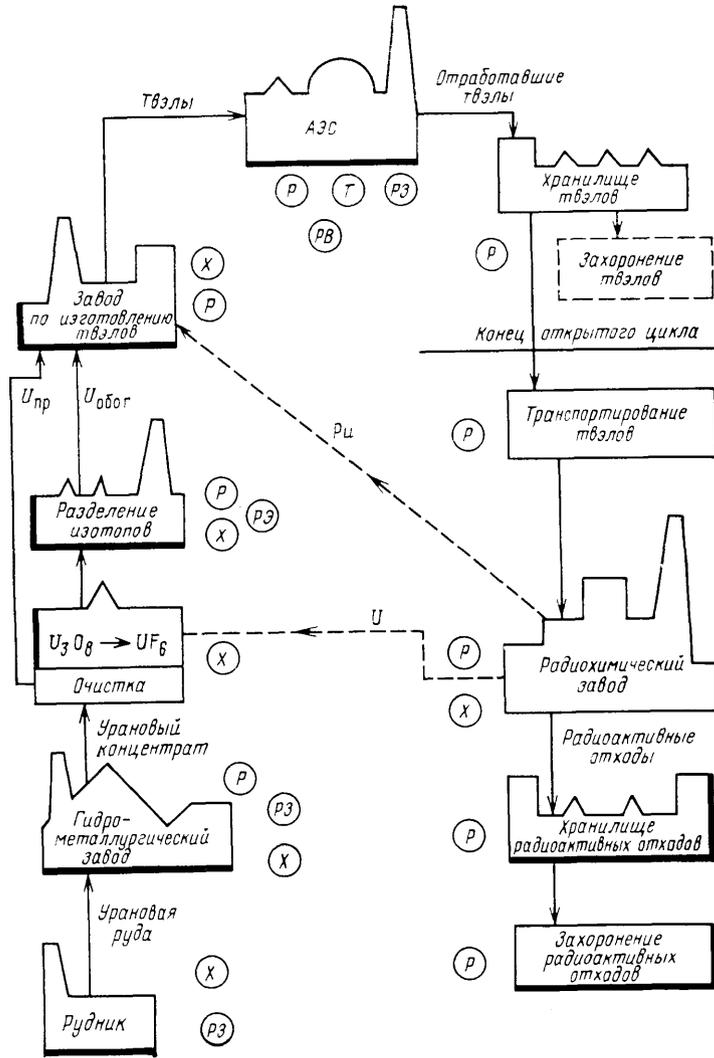


Рис. 14.1. Схема типичных открытого и замкнутого (с рециклом U и Pu) ЯТЦ для АЭС на тепловых нейтронах (около предприятий указаны характерные для них и значимые для цикла в целом факторы воздействия на окружающую среду):

P, T и X — соответственно радиоактивное, тепловое и химическое загрязнение; PЗ, PE и PЭ — расход соответственно земельных площадей, воды и энергоресурсов

то решение уравнений (14.2) принимает вид

$$\begin{aligned}
 N_1 &= N_{10} \exp(-\lambda_1 t); \\
 N_2 &= \frac{\lambda_1 N_{10}}{(\lambda_2 - \lambda_1)} [\exp(-\lambda_1 t) - \exp(-\lambda_2 t)]; \\
 N_3 &= \lambda_1 \lambda_2 N_{10} \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1)} - \frac{\exp(-\lambda_2 t)}{(\lambda_1 - \lambda_2)(\lambda_3 - \lambda_2)} + \frac{\exp(-\lambda_3 t)}{(\lambda_1 - \lambda_3)(\lambda_2 - \lambda_3)} \right]; \\
 \dots \\
 N_n &= \lambda_1 \lambda_2 \dots \lambda_{n-1} \left[\frac{\exp(-\lambda_1 t)}{(\lambda_2 - \lambda_1)(\lambda_3 - \lambda_1) \dots (\lambda_n - \lambda_1)} - \dots - \frac{\exp(-\lambda_n t)}{(\lambda_1 - \lambda_n)(\lambda_2 - \lambda_n) \dots (\lambda_{n-1} - \lambda_n)} \right].
 \end{aligned} \quad (14.3)$$

Например, если N_1 соответствует числу ядер Ra (N_{Ra}), а N_2 — числу ядер Rn (N_{Rn}), то в герметичном объеме накопление Rn будет происходить по следующему закону:

$$N_{Rn} = \frac{\lambda_{Ra} N_{Ra}}{\lambda_{Rn} - \lambda_{Ra}} [\exp(-\lambda_{Ra} t) - \exp(-\lambda_{Rn} t)]. \quad (14.4)$$

На практике, ввиду чрезвычайно большого различия в периодах полураспада Ra ($T_{1/2} = 1608$ лет) и Rn ($T_{1/2} = 3,82$ сут), можно принять $\lambda_{Ra} \ll \lambda_{Rn}$ и тогда

$$N_{Rn} = [1 - \exp(-\lambda_{Rn} t)] N_{Ra} = N_{Ra} \gamma, \quad (14.5)$$

де

— коэффициент равновесности Rn по отношению к Ra.

Для перехода от числа радиоактивных ядер в источнике к активности \mathcal{A} , Бк, используется известная формула

$$\mathcal{A} = \lambda N, \quad (14.6)$$

где λ — постоянная распада, s^{-1} .

При радиоактивном распаде часть излучаемой энергии α -частиц (около 2%) передается материнскому ядру. Так, атомы RaA являются ядрами отдачи Rn, RaB — ядрами отдачи RaA и т. д. При этом происходит пространственное смещение ядер отдачи. Например, при превращении радона в RaA испускаются α -частицы с энергией 5,49 МэВ/расп., а ядро отдачи (Rn) получает энергию 0,10 МэВ и смещается в воздухе примерно на 0,1 мм. Этот процесс называется явлением отдачи. Он способствует увеличению дебита Rn из горных пород.

Будучи инертным газом, Rn находится в атмосфере в основном в виде свободных атомов, слабо растворяется в жидкостях

Таблица 14.1. Параметры скрытой энергии ДПР

| Параметр | RaA | RaB | RaC |
|---|-------------------|-------------------|-------------------|
| Средняя продолжительность жизни нуклида $\tau_i = T_{1/2i}/0,693$, с | $2,69 \cdot 10^2$ | $2,32 \cdot 10^3$ | $1,65 \cdot 10^4$ |
| Энергия α -частиц при распаде 1 атома до RaC', МэВ | 14,5 | | 7,8 |
| Скрытая энергия \mathcal{A}_{VE} , МэВ/м ³ , при $\mathcal{A}_{VRn} = 1$ Бк/м ³ | $3,90 \cdot 10^3$ | $1,81 \cdot 10^4$ | $1,30 \cdot 10^4$ |

и его значительная доля (до 16%) возвращается из легочной системы с выдыхаемым воздухом, а энергия излучения короткоживущими ДПР практически полностью поглощается в легких. С учетом этих особенностей вклад в дозу от Rn составит не более 2% полной дозы. Согласно НРБ-76/87, допускаемая объемная активность Rn без ДПР для персонала принята равной $5,6 \cdot 10^4$ Бк/м³, а смеси короткоживущих ДПР — $1,1 \cdot 10^3$ Бк/м³, т. е. в 50 раз меньше.

В отличие от Rn, смесь аэрозлей ДПР нормируется (и измеряется) не в единицах объемной активности (Бк/м³), а в терминах так называемой «скрытой энергии» \mathcal{A}_{VE} , МэВ/м³, которая рассчитывается по формуле

$$\mathcal{A}_{VE} = \sum_i \mathcal{A}_{Vi} E_i \tau_i, \quad (14.7)$$

где \mathcal{A}_{Vi} — объемная активность RaA, RaB и RaC, Бк/м³, в предположении их равновесности с Rn; E_i — энергия α -частиц, излучаемая в цепочке от RaA до RaC', МэВ/расп.; $\tau_i = T_{1/2i}/0,693$ — средняя продолжительность жизни ядер, с. Таким образом, под объемной скрытой энергией понимается суммарная энергия α -частиц, которая выделилась бы в 1 м³ воздуха при полном распаде короткоживущих ДПР (табл. 14.1).

Из табл. 14.1 видно, что при $\mathcal{A}_V = 1$ Бк/м³ каждого из трех нуклидов цепочки суммарная объемная скрытая энергия $\mathcal{A}_{VE} = 3,5 \cdot 10^4$ МэВ/м³. Следовательно, допустимой объемной активности смеси ДПР, равной $1,1 \cdot 10^3$ Бк/м³, соответствует допустимая $\mathcal{A}_{VE} = 3,8 \cdot 10^7$ МэВ/м³.

§ 14.3. Определение дебита радона

Дебитом Rn D , Бк/с, называется интенсивность выделения Rn в рудничную атмосферу. Он зависит в основном от физических свойств пород и руд, содержания в них ²²⁶Ra и времени нахождения Rn в горных выработках (скорости воздухообмена).

Основными источниками выделения Rn являются: 1) массив пород и руд; 2) разрыхленная горная масса; 3) рудничная вода.

Соответственно суммарный дебит $R_n D_{Rn}$ определяется суммой дебита R_n от этих источников

$$D_{Rn} = D_{Rn1} + D_{Rn2} + D_{Rn3}. \quad (14.8)$$

Рассмотрим кратко методы оценочных расчетов дебита R_n от этих источников.

Дебит R_n из массива пород и руд. Для действующих рудников D_{Rn1} рассчитывают по формуле

$$D_{Rn1} = (\mathcal{A}_{V_{исх}} - \mathcal{A}_{V_{вх}}) I, \quad (14.9)$$

где $\mathcal{A}_{V_{исх}}$ и $\mathcal{A}_{V_{вх}}$ — объемная активность R_n в исходящей и входящей струях, Бк/м³; I — дебит воздуха, проходящего через выработку, м³/с (по смыслу I — скорость воздухообмена).

Для вновь проектируемых рудников дебит R_n обычно принимается по аналогии с дебитом R_n других месторождений, близких к проектируемому по своим геолого-физическим свойствам. При отсутствии таковых расчет ведется из соотношения

$$D_{Rn1} = R_1 S_1 = R_1 S n \eta k, \quad (14.10)$$

где R_1 , Бк/(м²·с) и S_1 , м² — условная интенсивность радоновыделения с 1 м² обнаженной породы и площадь этой породы, приведенные к содержанию U $n=1\%$; S — фактическая площадь породы, м²; n — содержание урана в ней, %; η — коэффициент радиоактивного равновесия между ²³⁸U и ²²⁶Ra [по аналогии с (14.5)]; k — коэффициент эманирования породы, отн. ед.

Величину $R_1 = D_{Rn1}/S_1$ в литературе также называют удельным радоновыделением. Она обычно определяется экспериментально по наблюдениям за дебитом R_n на участках горных выработок с известным значением S_1 .

Дебит R_n из разрыхленной горной массы. В зависимости от полной массы разрыхленной породы M , т, находящейся в каждом очистном блоке D_{Rn2} , Бк/с, рассчитывают по формуле

$$D_{Rn2} = 2,5 \cdot 10^3 M n F \eta \beta, \quad (14.11)$$

где множитель $2,5 \cdot 10^3$ Бк/(т·с) — скорость образования R_n в 1 т разрыхленной породы при содержании в ней 1% U; M — масса породы, т; β — безразмерный коэффициент, учитывающий распад R_n при выделении его из кусков породы и зависящий от размера кусков и пористости; n , F и η — те же, что и в (14.10).

Дебит R_n из рудничных вод. Принято считать, что практически весь R_n , находящийся в шахтных водах, поступает в рудничную атмосферу. Дебит R_n из воды D_{Rn3} , Бк/с, можно рассчитать:

$$D_{Rn3} = \mathcal{A}_{V_{Rn}} I_w, \quad (14.12)$$

где $\mathcal{A}_{V_{Rn}}$ — средневзвешенная объемная активность R_n в воде, Бк/м³; I_w — общерудничный дебит воды, м³/с. Среди рассмотренных источников радоновыделения первый, как правило, является наиболее важным.

§ 14.4. Накопление скрытой энергии ДПР и определение дебита воздуха для проветривания

Рассмотрим три типичных случая условий проветривания рудничной атмосферы: 1) выработка неземанирующая, и в нее поступает воздух, загрязненный R_n и ДПР; 2) выработка земанирующая и проветриваемая чистым воздухом ($\mathcal{A}_{Rn0} = \mathcal{A}_{A0} = \mathcal{A}_{B0} = \mathcal{A}_{C0} = 0$); 3) выработка, проветриваемая воздухом, загрязненным только ДПР ($\mathcal{A}_{VRn} = 0$).

При использовании уравнения (14.3) применительно к рудничной атмосфере учтем, что время движения воздуха по выработке мало ($60 \leq t \leq 6000$ с) и $\lambda_{Rn} \ll \lambda_A$ [следовательно, $\exp(-\lambda_{Rn} t) \approx 1$, а $\lambda_A - \lambda_{Rn} \approx \lambda_A$]. Таким образом, допускается, что объемная активность поступившего в выработку R_n за время движения струи воздуха по выработке остается неизменной. Символы \mathcal{A}_{VRn0} , \mathcal{A}_{Vn} означают объемные активности R_n в момент поступления в выработку ($t=0$) и его текущее значение соответственно. Этот же принцип символически используется для R_aA , R_aB и R_aC .

Индексы 1, 2, 3 и 4 при числе ядер N в формуле (14.3) относятся к R_n , R_aA , R_aB и R_aC соответственно. При дальнейшем изложении целесообразно использовать не число ядер N , а их концентрацию в единице объема C или объемную активность \mathcal{A}_V . Переход от числа ядер к активности производится по (14.6).

С учетом вышеизложенного рассмотрим теперь перечисленные выше условия проветривания выработок.

Первый случай — проветривание неземанирующей выработки загрязненным воздухом. Если бы во входящей струе был только R_n , а $N_A = N_B = N_C = 0$, то накопление и распад ДПР определялись бы полностью уравнением (14.3). При наличии ДПР уравнения баланса для концентрации их ядер N будут иметь вид:

$$N_A = \frac{N_{Rn0} \lambda_{Rn}}{\lambda_A} [1 - \exp(-\lambda_A t) + [N_{A0} \exp(-\lambda_A t)]]; \quad (14.13a)$$

$$N_B = \frac{N_{Rn0} \lambda_{Rn}}{\lambda_B} \left[\frac{\lambda_A [1 - \exp(-\lambda_B t)] - \lambda_B [1 - \exp(-\lambda_A t)]}{(\lambda_A - \lambda_B)} + \lambda_A N_{A0} \frac{[\exp(-\lambda_B t) - \exp(-\lambda_A t)]}{(\lambda_A - \lambda_B)} \right] + [N_{B0} \exp(-\lambda_B t)]; \quad (14.13b)$$

$$N_C = N_{Rn0} \lambda_{Rn} \left[\frac{1}{\lambda_C} - \frac{\lambda_B \exp(-\lambda_A t)}{(\lambda_A - \lambda_C)(\lambda_A - \lambda_B)} - \right]$$

$$\begin{aligned}
& - \frac{\lambda_A \exp(-\lambda_B t)}{(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_A - \lambda_B)} + \frac{\lambda_A \lambda_B \exp(-\lambda_C t)}{\lambda_C(\lambda_A - \lambda_C)(\lambda_C - \lambda_B)} \Big] + \\
& + N_{A_0} \lambda \lambda_3 \left[\frac{\exp(-\lambda_A t)}{(\lambda_A - \lambda_C)(\lambda_A - \lambda_B)} - \frac{\exp(-\lambda_B t)}{(\lambda_C - \lambda_B)(\lambda_A - \lambda_B)} - \right. \\
& \quad \left. - \frac{\exp(-\lambda_C t)}{(\lambda_A - \lambda_C)(\lambda_C - \lambda_B)} \right] + \\
& + N_{B_0} \lambda_3 \left[\frac{\exp(-\lambda_C t)}{(\lambda_C - \lambda_B)} - \frac{\exp(-\lambda_C t)}{(\lambda_C - \lambda_B)} \right] + [N_{C_0} \exp(-\lambda_C t)], \quad (14.13в)
\end{aligned}$$

где N_{A_0} , N_{B_0} , N_{C_0} — начальные концентрации RaA, RaB, RaC, атом/л; λ_{Rn} , λ_{RaA} , λ_{RaB} , λ_{RaC} — постоянные распада Rn, RaA, RaB, RaC, c^{-1} ; t — время движения воздуха по выработке, с. Последние члены в уравнениях (14.13), заключенные в скобки, как раз и характеризуют вклад от начальных концентраций ядер ДПР.

Пользуясь данными табл. 14.1 уравнений (14.7) и (14.13), можно построить график зависимости накопления скрытой энергии φ в относительных единицах (рис. 14.3, кривая a). С удовлетворительной точностью из этой кривой изменение φ для 1-го случая можно выразить следующей зависимостью:

$$\varphi = [1 - \exp(\lambda_E t)], \quad (14.14)$$

где $\lambda_E \approx 3,3 \cdot 10^{-4} c^{-1}$ — эмпирическая постоянная; t — время движения воздуха по выработке, с. Тогда объемная концентрация скрытой энергии в исходящей струе неэманлирующей выработки \mathcal{A}_{VE} , МэВ/м³, будет

$$\mathcal{A}_{VE} = a \cdot \mathcal{A}_{VRn_0} [1 - \exp(-\lambda_E t)], \quad (14.15)$$

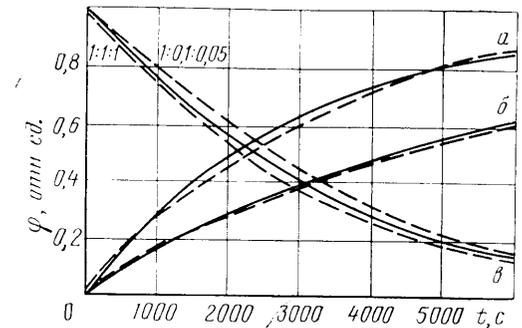
где $a = 3,5 \cdot 10^4$ МэВ/Бк — переводной множитель (см. табл. 14.1); \mathcal{A}_{VRn_0} — объемная активность Rn при поступлении его в выработку, Бк/м³.

Второй случай — эманлирующая выработка, проветриваемая чистым воздухом. Применяя уравнения (14.3) к этому случаю и анализируя графическую зависимость скрытой энергии во времени, получаем выражение φ , аналогичное (14.14) с той лишь разницей, что эмпирическая постоянная λ_E будет в 2 раза меньше (см. рис. 14.3, кривая b). Тогда объемная скрытая энергия \mathcal{A}_{VE} будет равна

$$\mathcal{A}_{VE} \approx a \cdot \bar{\mathcal{A}}_{VRn} [1 - \exp(-0,5\lambda_E t)], \quad (14.16)$$

где $a = 3,5 \cdot 10^4$ МэВ/Бк; $\bar{\mathcal{A}}_{VRn}$ — средняя объемная активность Rn в выработке, Бк/м³. Если D_{Rn} — дебит Rn, Бк/с; V — воздуш-

Рис. 14.3. Изменение скрытой энергии во времени:
— — — — — теоретические кривые;
— — — — — эмпирические кривые;
 a — в неэманлирующей выработке; b — в эманлирующей выработке; α — излучение скрытой энергии при различных сдвигах равновесия



ный объем выработки, м³; t — время движения струи воздуха, с, то $\mathcal{A}_{VRn} \approx D_{Rn} t / 2V$.

Третий случай — в неэманлирующую выработку поступает воздух, загрязненный только аэрозолями ДПР, при этом $N_{Rn} = 0$. Исследовали широкий диапазон сдвигов степени равновесности ДПР. На рис. 14.3, кривая α , показано изменение скрытой энергии RaA:RaB:RaC в отношениях 1:1:1 и 1:0,1:0,05. Оказалось, что с хорошим приближением объемную концентрацию скрытой энергии в исходящей струе для этого случая можно представить в форме

$$\mathcal{A}_{VE} \approx \mathcal{A}_{V_0} \exp(-\lambda_E t), \quad (14.17)$$

где \mathcal{A}_{V_0} — скрытая энергия смеси ДПР в момент их поступления в выработку.

В общем случае окончательное выражение для полной скрытой энергии в исходящей из выработки струи \mathcal{A}_{VE} , МэВ/м³, получается из суммирования выражений (14.15) — (14.17).

В формулах (14.15) — (14.17) t — время движения струи воздуха по выработке, т. е. время одного воздухообмена. Оно связано с полным объемом выработки V , м³, и дебитом воздуха I , м³/с, соотношением

$$t = V/I. \quad (14.18)$$

Искомая величина — дебит воздуха I , м³/с, необходимого для расчета скорости проветривания рудничного воздуха вентиляционными системами до допустимого уровня, определяется из уравнений (14.15) — (14.17) после разложения экспонент в ряд или из графических построений.

Рассмотренные выше модели расчета воздухообмена соответствуют идеализированной гладкой выработке. В реальных условиях имеющиеся в выработках шероховатости и застойные зоны приводят к увеличению времени воздухообмена.

Более строгие модели расчета всех параметров, определяющих нормальные радиологические и санитарно-гигиенические

условия труда персонала урановых рудников, приведены в специальной литературе.

Таковы основные принципы проектирования системы обеспечения радиационной безопасности от источников внутреннего облучения на урановых рудниках. При определении количества воздуха необходимо также учитывать следующие факторы: пыль, ядовитые и взрывоопасные газы, газы от взрывных работ, необходимость подачи на каждого подземного рабочего не менее 6 м³/мин свежего воздуха, хотя, как правило, доведение до требуемой санитарными правилами концентрации дочерних продуктов Rn одновременно обеспечивает и требования, предъявляемые к рудничной атмосфере по другим параметрам, в том числе и по продуктам распада Tn, которые при проветривании удаляются значительно эффективнее, чем ДПР. Это объясняется большим по сравнению с ДПР эффективным периодом полураспада дочерних продуктов Tn.

При проектировании вентиляции следует стремиться к обеспечению минимального дебита Rn и сокращению проветриваемых объемов за счет рациональной организации вскрытия, подготовки и разработки месторождения. С этой целью должны предусматриваться максимальные концентрация и интенсификация горных работ, минимально необходимое общее количество подготовленных запасов металла и минимальное количество одновременно находящейся под землей отбитой руды. Специальные мероприятия для снижения уровня радиоактивной загрязненности на этом этапе не учитываются, и возможность использования их должна оставаться в резерве на случай отклонения в худшую сторону фактических условий проветривания по сравнению с расчетными. К таким мероприятиям относятся: изоляция нерабочих выработок, противорадоновые покрытия стенок выработок, очистка воздуха от ДПР фильтрующими установками, средства индивидуальной защиты и др.

Допустимые концентрации долгоживущих радионуклидов уранового, ториевого и актиноуранового семейства приведены в НРБ—76/87.

Борьба с Rn, короткоживущими ДПР и долгоживущими радиоактивными аэрозолями в урановых шахтах осуществляется с помощью вентиляции, гидрообеспыливания, изоляции отработанных штреков, удаления шахтных вод с повышенным (более 3,7·10⁴ Бк/л) содержанием Rn и другими мероприятиями. Они должны обеспечивать также температурный комфорт и удаление нерадиоактивных аэрозолей (и прежде всего SiO₂), ядовитых и взрывоопасных газов.

Эффективным средством защиты органов дыхания персонала урановых шахт являются средства индивидуальной защиты (см. гл. 12 т. 1 учебника).

§ 14.5. Уровни внешнего излучения в урановых шахтах

Внешнее излучение в шахтном пространстве обусловлено фотонами и β-частицами уранового ряда (см. рис. 14.2) и зависит от удельной активности U в породе, степени равновесности продуктов распада U и характера их распределения в породе.

Для простоты изложения сделаем следующие предположения: ²³⁸U находится в вековом равновесии с ²²⁶Ra, а ²²⁶Ra, в свою очередь, — в равновесии с Rn и его короткоживущими продуктами распада; U равномерно распределен по массе рудничной породы, и расчет поля внутри воздушного шахтного пространства производится для детектора (человека) в геометрии облучения 4π, при этом толщина излучающего слоя превосходит 4—5 д. с. п. (более 0,5 м породы). В этом случае применим закон лучевого равновесия, т. е. гамма-метод (см. § 10.6, т. 1), и мощность эквивалентной дозы \dot{H} , Зв/с, можно рассчитать по следующей приближенной формуле:

$$\dot{H} = 4\pi \mathcal{A}_m \sum_i^m \frac{r_i \Gamma_{\delta i}(E_{0i})}{\mu_{tr,m}^{cp}(E_{0i})}, \quad (14.19)$$

где \mathcal{A}_m — удельная активность ²²⁶Ra, Бк/кг; $\Gamma_{\delta i}(E_{0i})$ — дифференциальная керма-постоянная для фотонов *i*-й энергии атома радия в равновесии с ДПР, Гр·м²/(с·Бк); $\mu_{tr,m}^{cp}(E_{0i})$ — массовый коэффициент передачи энергии фотонов в породе, м²/кг;

$$r_i = [(\mu_{tr,m}^{TK}(E_{0i})/\mu_{tr,m}^B(E_{0i})) k] \simeq 1,09 \text{ Зв/Гр} \quad (14.20)$$

— переходный коэффициент от кермы в воздухе к эквивалентной дозе в биологической ткани [здесь $\mu_{tr,m}^{TK}(E_{0i})$ и $\mu_{tr,m}^B(E_{0i})$ — массовые коэффициенты передачи энергии в биологической ткани и воздухе, а коэффициент качества фотонов *k* принят равным 1 Зв/Гр]; *m* — число энергий фотонов в спектре.

Спектр ²²⁶Ra в равновесии с ДПР очень сложный: он содержит около 60 линий с энергией от 0,08 до 2,5 МэВ. Его полная керма-постоянная без начального фильтра $\Gamma_{\delta} = 59,5 \text{ аГр} \cdot \text{м}^2 / (\text{с} \cdot \text{Бк})$. Следует заметить, что массовый коэффициент передачи энергии очень слабо зависит от энергии фотонов E_{0i} и в этом диапазоне может быть принят приблизительно равным $\mu_{tr,m}^{cp} \simeq 3,2 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 / \text{кг}$.

Если мощность эквивалентной дозы \dot{H} выразить в мкЗв/ч, то вместо (14.19) можно записать

$$\dot{H} = p \mathcal{A}_m, \quad (14.21)$$

где переходный множитель $p=9,2 \cdot 10^{-4}$ (мкЗв/ч)/(Бк/кг). Например, для породы с содержанием U по массе 1% в условиях радиоактивного равновесия $\mathcal{A}_m=1,3 \cdot 10^5$ Бк/кг из (14.21) получим $H=9,2 \cdot 10^{-4} \cdot 1,3 \cdot 10^5 \approx 120$ мкЗв/ч.

Реальная мощность эквивалентной дозы может значительно отличаться от расчетной по предыдущим формулам вследствие сдвига радиоактивного равновесия, неравномерности распределения активности в горной породе и т. д. Следует также заметить, что перерабатываемые в настоящее время урановые руды в основном содержат меньше 1% U (около 0,3%), а эманлирующий из горной породы Rn удаляется вместе с ДПР из воздуха шахт в атмосферу. По этой причине уровни γ -излучения также уменьшаются.

Таким образом, в реальных условиях при существующих концентрациях U в породе (обычно меньше 1%) не требуется специальных защит экранов от γ -излучения, так как годовые эквивалентные дозы на персонал обычно не превосходят 0,3 ПДД_л.

Плотность потока β -частиц в урановых шахтах φ_β можно оценить по формуле выхода излучения из полубесконечного пространства. Для нормального падения β -частиц на детектор φ_β , част./($\text{м}^2 \cdot \text{с}$), рассчитывается по формуле

$$\varphi_\beta \approx \sum_{i=1}^m \frac{\mathcal{A}_{mi}}{4\mu_{sm}(E_{0i})}, \quad (14.22)$$

где \mathcal{A}_{mi} — удельная активность β -излучателя, Бк/кг, для i -перехода; $\mu_{sm}(E_{0i})$ — массовый коэффициент ослабления β -частиц (коэффициент самоослабления) в источнике, т. е. в породе, $\text{м}^2/\text{кг}$.

В семействе U главными дозообразующими β -излучателями являются ^{234m}Pa и ^{214}Bi . В качестве примера выделим две основные группы β -частиц с максимальной энергией $E_{01}=1,5$ МэВ [0,6 част./расп., $\mu_{sm}(E_{01})=0,71$ $\text{м}^2/\text{кг}$] и $E_{02}=2,3$ МэВ [1,0 част./расп., $\mu_{sm}(E_{02})=0,43$ $\text{м}^2/\text{кг}$]. Тогда при 1% содержания U в породе ($\mathcal{A}_m=1,3 \cdot 10^5$ Бк/кг) из соотношения (14.22) получим $\varphi_\beta=8 \cdot 10^5$ част./($\text{м}^2 \cdot \text{с}$) = 80 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$). Эта величина примерно в 1,5 раза меньше предельно допустимой плотности потока β -частиц на кожу для профессиональных работников [примерно 120 част./($\text{см}^2 \cdot \text{с}$) при стандартном времени облучения]. Фактическая плотность потока β -частиц будет еще меньше вследствие поглощения их в воздухе, одежде, обуви, оборудовании, средствах индивидуальной защиты (респираторах, очках и т. д.). Поэтому вкладом в поглощенную дозу от β -частиц в урановых шахтах обычно пренебрегают.

При добыче богатых руд (с содержанием U более 1%) защита от внешнего излучения осуществляется, как правило, органи-

зационными мероприятиями — регулированием продолжительности рабочего времени, периодическим перемещением горнорабочих с богатых ураном участков на бедные и т. д.

§ 14.6. Радиационные факторы на других производствах начальной стадии ЯТЦ

Рассмотрим кратко радиационные факторы последующей стадии ЯТЦ — от гидрометаллургических заводов до заводов получения твэлов из необлученного урана.

Гидрометаллургические заводы. Урановые руды после грохочения, дробления, тонкого измельчения поступают на гидрометаллургические заводы (обоганительные фабрики), целью которых является отделение естественного урана от основной рудничной породы. При выщелачивании естественный U переходит в растворимый диоксид UO_2^{++} , а металлы, образующие нерастворимые сульфиды, — в шламы. В этой стадии ЯТЦ по существу остаются те же радиационные факторы, что и в предыдущей — радиоактивные газы и аэрозоли, слабые поля внешнего излучения. Однако для всего последующего цикла важно отметить, что здесь прерывается цепь уранового семейства: ^{226}Ra и все продукты его распада выбывают из процесса и переходят в хвостохранилища или шламы. Вместе с радием в шламы переходят и другие металлы, такие, как Ba, Pb, Bi, Al, Fe, Ca, а также ионы SO_4 и песок, содержание которого может достигать 60%.

Уранохимические заводы. Урановый концентрат с обогащенных заводов поступает на уранохимические заводы, целью которых является дальнейшая очистка U от посторонних примесей, и прежде всего от химических элементов, имеющих большие сечения захвата тепловых и резонансных нейтронов. Таковыми являются V, Dy, Cd, Eu, Sm, Gd и некоторые другие. В этом звене ЯТЦ практически не существует проблемы защиты от внешних потоков γ -излучения, а также от Rn и ДПР, поскольку ^{226}Ra вместе с его дочерними элементами выведен из процесса со шламами.

Здесь основными радиационно опасными факторами являются β^- - и тормозное излучение ^{234}Th , ^{234m}Pa и ^{234}Pa , а также α -излучающих ^{238}U , ^{234}U и ^{230}Th .

Далее процесс идет по двум направлениям в зависимости от поставленной цели.

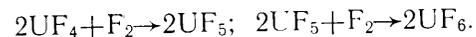
Первое направление — изготовление урановых блочков на основе естественного содержания U, не обогащенного ^{235}U . Эти изделия направляются на промышленные реакторы с целью получения по реакциям (14.1) искусственных делящихся материалов ^{239}Pu или ^{233}U . Эта ветвь ЯТЦ здесь не рассматривается, поскольку в принципе она аналогична процессу энергетические

реакторы — заводы по регенерации ядерного топлива, который изложен в гл. 18 учебника.

Второе направление — изготовление тепловыделяющих элементов — твэлов, обогащенных ^{235}U , необходимых для энергетических ядерных реакторов. Для этого конечный продукт урано-химических заводов направляют на разделительные установки.

Разделение изотопов урана. На отдельных стадиях развития ЯТЦ использовались различные методы разделения изотопов урана. Все они основаны на различии масс ^{238}U и ^{235}U . Среди этих методов — электромагнитный, термодиффузионный, газодиффузионный, центрифугирования. Наиболее известный метод — разделение с помощью газодиффузионного процесса. Исходным продуктом здесь является очищенный от примесей диоксид урана, который под действием фтористого водорода переводится сначала в тетрафторид UF_4 , а затем путем сжигания во фторе — в гексафторид урана UF_6 .

Этот сложный процесс происходит в несколько стадий:



Гексафторид урана — единственное соединение урана, которое может быть переведено из твердого в летучее соединение. Пары UF_6 по своим свойствам близки к идеальному газу. Метод газовой диффузии основан на законах истечения газовых смесей через мелкие пористые оболочки из тефлона при пониженном давлении. При этом гексафторид ^{235}U диффундирует быстрее, чем его более тяжелый изотоп гексафторид ^{238}U . Степень обогащения легким изотопом U зависит от целей: так, для основных типов ядерных реакторов требуется следующее обогащение ^{235}U : ВВЭР-440 — 3,6 %; ВВЭР-1000 — 4,4 %; РБМК — 2,2 %.

В этом производстве основной опасностью для персонала является очень химически токсичный UF_6 , собственно F_2 и фтористый водород HF , используемые как реагенты.

Заводы по изготовлению твэлов из необлученного урана. Твэлы — исходный продукт энергетических реакторов для АЭС, АСТ, АТЭЦ, транспортных установок и т. д. Твэлы изготавливают из спеченного диоксида урана в форме таблеток, трубчатых стержней или изделий других форм. В сердечнике твэлов содержатся делящиеся материалы в композиции с другими элементами.

Большинство современных реакторов являются гетерогенными — в них ядерное топливо отделено от теплоносителя. Чтобы исключить загрязнение теплоносителя и конструкций реактора ядерным топливом, твэлы облицовывают специальными оболочками, основные требования к которым — герметичность, тугоплавкость, прочность, химическая стойкость, возможность компенсации объемных изменений в топливе, способность выдерживать внешнее давление, а также внутреннее давление

газообразных продуктов деления, образующихся под оболочкой, небольшое сечение захвата нейтронов, технологичность изготовления и т. д.

В реакторах на тепловых нейтронах оболочки твэлов изготавливают в основном из циркония с легирующими элементами — Nb, W, Ta, Sn, Fe, Ni, Cr. В реакторах на быстрых нейтронах твэлы изготавливают из нержавеющей стали с добавками Cr, Ni, Mo, Nb, Ti. Твэлы объединяют в кассеты или тепловыделяющие сборки. Так, в реакторе ВВЭР-1000 находится 163 кассеты, каждая из которых содержит 312 стержней.

В действительности конструкции твэлов и кассет весьма разнообразны. Важно отметить, что на металлургических заводах по изготовлению твэлов (или урановых блочков) из необлученного U практически не существует серьезной проблемы защиты от γ -излучения. Здесь могут быть радиоактивные аэрозоли и сравнительно небольшие уровни внешнего облучения, обусловленные β -частицами и тормозным излучением.

Следует, однако, отметить, что при высоких уровнях обогащения может появиться необходимость защиты от нейтронов и возникнуть проблема ядерной безопасности. Дело в том, что в процессе обогащения, наряду с ^{235}U , в твэлы переходит и другой α -излучатель — ^{234}U , имеющий меньший период полураспада ($T_{1/2} = 2,45 \cdot 10^5$ лет). Вследствие этого на единицу массы его активность почти в 3000 раз превосходит активность ^{235}U . Конструкционные материалы некоторых твэлов (в особенности дисперсного типа) могут включать в себя Be, V, Al, C, F и другие легкоатомные материалы. Тогда (при высоком обогащении) твэлы могут стать источниками нейтронов за счет (α, n) -реакций на этих элементах (в особенности на Be).

Если твэлы изготавливают из диоксида Pu (например, для быстрых реакторов), то реакции на кислороде могут создавать значительные поля нейтронного излучения (напомним, что технический Pu, кроме ^{239}Pu , содержит и другие изотопы Pu, а с течением времени накапливается и ^{241}Am). Некоторый вклад в поле излучения вносят и нейтроны при спонтанном делении различных изотопов Pu (в особенности ^{241}Pu).

На определенной технологической стадии производства твэлов из уран-плутониевого топлива делящиеся элементы могут находиться в виде порошка ($\text{PuO}_2, \text{UO}_2 - \text{PuO}_2$), водных растворов или металлических соединений. Тогда возникает проблема ядерной безопасности — возможность самопроизвольной цепной реакции (СЦР). Например, при наличии «бесконечного» (около 100 мм воды) водного отражателя нейтронов критические массы ^{235}U , ^{233}U и ^{239}Pu равны 0,82; 0,59 и 0,51 кг, а минимальные концентрации нуклида в растворе, при котором может произойти СЦР, равны приблизительно 12,1; 11,2 и 9,4 г/л соответственно.

Проблема ядерной безопасности актуальна не только на ста-

дни изготовления твэлов, но и во всем последующем процессе ЯТЦ: на АЭС и тепловыделяющих сборках, при хранении и транспортировке твэлов, а также на заводах по переработке и регенерации облученного ядерного топлива (в особенности на конечных его стадиях). Этот вопрос рассматривается в специальной литературе и не является предметом настоящей книги.

Заводы по производству радия. Как отмечалось выше, отходы гидрометаллургических заводов — шламы содержат ценный элемент ^{226}Ra ($T_{1/2}=1608$ лет), который сыграл большую роль в науке, технике, медицине, особенно в начальный период, когда еще не появились новые конкурирующие радионуклиды, получаемые искусственным путем, такие, как ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir и др.

Ra и сейчас не потерял своего значения. Большой период полураспада, широкий спектр фотонного излучения, возможность изготавливать из него радиобериллиевые источники, источники Rn и другие обеспечивают ему широкое применение. Напомним также, что Ra в равновесии с дочерними продуктами являлся эталонным препаратом, по которому многие десятилетия определялись гамма-эквиваленты других радиоактивных препаратов.

Исходное сырье для получения Ra — шламы содержат десятки, а при богатых рудах сотни миллиграммов Ra на 1 т, что оправдано для его промышленного производства. Ra представляет собой химический аналог Ba, который сопровождает весь процесс радиевого производства. Первоочередная задача процесса — перевод Ra в раствор. А между тем растворимость сульфатов Ra и Ba в воде и кислотах (кроме серной кислоты) невелика. Поэтому смесь сульфатов переводят сначала в нерастворимые карбонаты кипячением в растворе соды, а затем путем обработки соляной кислотой — в легкорастворимые хлориды. Процесс идет по реакциям



Для максимального отделения Ra от Ba хлористый Ra выделяют из «сырого» хлорида в процессе дробной кристаллизации, или дробного осаждения. При последующем концентрировании Ra на высшей стадии кристаллизации предпочтительнее пользоваться бромидными, а не хлоридными солями, так как они обуславливают более выгодный коэффициент кристаллизации. Конечным товарным продуктом стадии высшей кристаллизации и являются запаянные ампулы бромидного радия.

Для понимания вопросов, связанных с решением задач радиационной защиты в производстве Ra, следует снова обратиться к урановому ряду (рис. 14.2). Как видно, в результате α -распада ^{226}Ra из твердого состояния переходит в инертный радиоактив-

ный газ ^{222}Rn . Но ^{226}Ra , ^{222}Rn и ^{218}Po практически не являются γ -излучателями.

Лишь короткоживущие ДПР— ^{214}Pb , ^{214}Bi и ^{214}Po являются мощным источником фотонного излучения: более 60 фотонов с полным энергетическим выходом 1,76 МэВ/расп. и средней энергией 0,76 МэВ/фотон. Керма-постоянная ^{226}Ra в равновесии с короткоживущими ДПР $\Gamma_\delta=59,5$ аГр·м²/(с·Бк).

В самом процессе производства Ra никогда не находится в равновесии со своими продуктами распада и керма-постоянная Ra всегда меньше указанного выше значения. Поэтому при расчете защиты от γ -излучения нужно использовать керму-постоянную с учетом коэффициента равновесности

$$\eta = \frac{\lambda_{\text{Rn}}}{\lambda_{\text{Rn}} - \lambda_{\text{Ra}}} \times [1 - \exp(-\lambda_{\text{Rn}} t)] = [1 - \exp(-(-\lambda_{\text{Rn}} t))], \text{ так как } \lambda_{\text{Ra}} \ll \lambda_{\text{Rn}}. \text{ Иными словами,}$$

$$\Gamma_\delta(t) = \Gamma_\delta [1 - \exp(-\lambda_{\text{Rn}} t)], \quad (14.23)$$

где λ_{Rn} — постоянная распада ^{222}Rn ; t — время после герметизации источника (например, после запайки ампулы бромистого радия). Как видно из схемы уранового семейства (рис. 14.2), наибольший период полураспада дочерних продуктов ^{226}Ra (не считая, конечно, долгоживущего ^{210}Pb) наблюдается у ^{222}Rn . Именно он и определяет степень равновесности. Имея в виду период полураспада ^{222}Rn ($T_{1/2}=3,82$ сут), можно сказать, что радиоактивное равновесие наступает примерно через месяц после герметизации источника. А в самом открытом процессе производства Ra, где с помощью вентиляции интенсивно удаляются Rn и ДПР, коэффициент равновесности значительно меньше единицы. По этой причине почти по всему технологическому процессу не требуется защита от γ -излучения, и только в предпоследней стадии (дробной кристаллизации) уровни γ -излучения становятся сравнимыми с предельно допустимыми, а необходимость экранирования возникает лишь на последней стадии (высшей кристаллизации). При этом необходимая кратность ослабления от

Таблица 14.2. Значения слоев половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ и $\mu_{\text{эф}}$ некоторых материалов широкого пучка γ -излучения равновесного Ra

| Параметр | Материал (плотность, г·см ³) | | | | | |
|--------------------------------------|--|---------------|-------------------------|-------------------|--------------|---------------|
| | Свинец (11,34) | Железо (7,89) | Свинцовое стекло (3,86) | Баритобетон (3,2) | Бетон (2,35) | Кирпич (1,45) |
| $\Delta_{1/2}$, см | 1,43 | 2,33 | 4,66 | 4,80 | 7,2 | 11,5 |
| $\mu_{\text{эф}}$, см ⁻¹ | 0,485 | 0,297 | 0,149 | 0,144 | 0,096 | 0,06 |

§ 15.1. Основные типы ядерных реакторов

Ядерные реакторы классифицируют по различным признакам: физическим, конструкционным, по составу и размещению ядерного горючего, по типу замедлителя нейтронов и теплоносителя, по назначению и т. д.

В зависимости от энергии нейтронов, которые вызывают основную часть деления ядер топлива, реакторы подразделяют на реакторы на быстрых, промежуточных и тепловых нейтронах. Тип реактора зависит от соотношения количества замедлителя, топлива и других материалов, находящихся в его активной зоне, их геометрического расположения и размеров реактора. В реакторе на тепловых нейтронах энергия нейтронов, вызывающих наибольшую часть делений, обычно не превышает 0,2 эВ. В реакторе на промежуточных нейтронах энергия большинства нейтронов, вызывающих деление, составляет 0,2 эВ—100 кэВ. В реакторе на быстрых нейтронах средняя энергия нейтронов, вызывающих деление, превышает 100 кэВ.

Активная зона (АЗ) ядерного реактора на тепловых нейтронах содержит значительное количество замедлителя нейтронов. Так, в уран-графитовом реакторе концентрация ядер углерода превышает концентрацию ядер ^{235}U в 6000—10 000 раз. В АЗ реактора на промежуточных нейтронах содержится гораздо меньше замедлителя, а в реакторе на быстрых нейтронах он вообще отсутствует.

Для расчета защиты реактора представляет интерес сравнение интенсивности потоков излучений, выходящих из АЗ или отражателя различных типов реакторов. Эта интенсивность зависит от мощности реактора, его конструкции, назначения. Однако можно привести некоторые средние цифры. Так, в уран-графитовом реакторе плотность потока нейтронов, выходящих из АЗ, достигает $(2—5) \cdot 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, плотность потока энергии фотонов $(2—5) \cdot 10^{13}$ МэВ/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, до 95% нейтронного потока составляют медленные и тепловые нейтроны. В водо-водяном реакторе плотность потока нейтронов, как правило, не превышает $(1—2) \cdot 10^{13}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, плотность потока энергии 10^{14} МэВ/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, причем в спектре нейтронов примерно 50% быстрых и промежуточных. В реакторах на быстрых нейтронах плотность потока нейтронов на выходе из зоны воспроизводства составляет 10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$, плотность потока энергии фотонов $\sim 10^{13}$ МэВ/ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Максимум в спектре нейтронов, падающих на защиту, обычно соответствует нейтронам с энергией 50—100 кэВ.

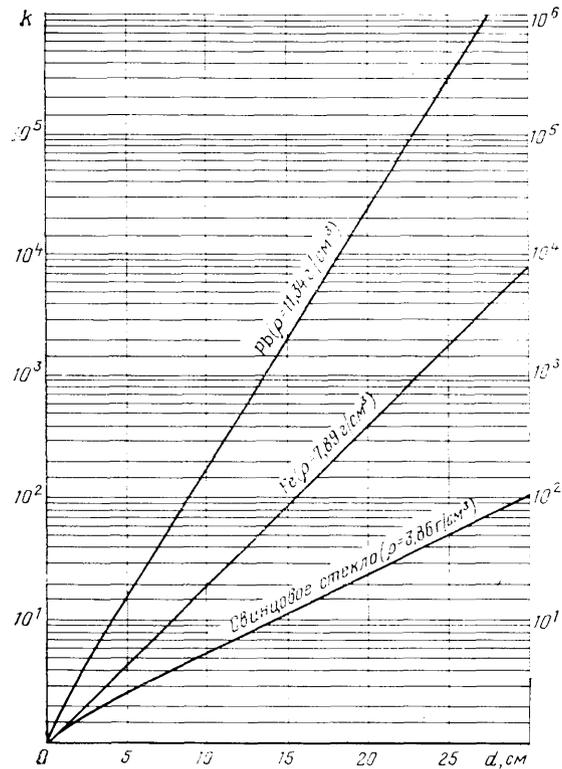


Рис. 14.4. Кратность ослабления $k(d)$ γ -излучения равновесного радия свинцом, железом, свинцовым стеклом ТФ-1

γ -излучения равна 200—500, что соответствует толщине защиты в 8—9 слоев половинного ослабления.

Из-за сложности спектра защиту от γ -излучения удобнее всего рассчитывать по номограммам (рис. 14.4), полученным экспериментальным путем в геометрии широкого пучка. Могут быть также применены приближенные методы с использованием слоев половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ или соответствующих им эффективных значений коэффициентов ослабления $\mu_{\text{эф}}$, также полученных экспериментальным путем (табл. 14.2).

Более сложной в производстве Ра является проблема защиты от источников внутреннего облучения — радиоактивных аэрозолей ^{226}Ra , а также ^{222}Rn и ДПР. Защиту от них осуществляют с помощью вентиляционных систем, а также средств индивидуальной защиты органов дыхания.

По составу ядерного топлива различают урановые, плутониевые и ториевые реакторы. Это топливо может быть твердым, жидким и газообразным. По способу его размещения в замедлителе различают реакторы гомогенные и гетерогенные. Активная зона гомогенного реактора представляет для нейтронов однородную смесь из ядерного топлива и замедлителя, например мелкие зерна карбида урана, равномерно размещенные в графитовом замедлителе, или расплавленная соль на основе атомов топлива, или газообразное ядерное топливо. В гетерогенном реакторе делящееся вещество размещено в замедлителе в виде отдельных блоков или сборок блоков и образует правильную геометрическую решетку.

По типу замедлителя нейтронов различают реакторы с графитовым, водяным, тяжеловодным, органическим и гидридным замедлителями.

Для отвода тепла из активной зоны через реактор прокачивают теплоноситель, который переносит тепло из реактора в парогенератор или газонагреватель, где оно передается воде или газу.

По типу теплоносителя различают реакторы с водой в качестве теплоносителя, реакторы с органическим теплоносителем, реакторы с жидкометаллическим, газовым и плазменным теплоносителем.

В реакторах с водяным замедлителем вода, как правило, используется и для отвода тепла, т. е. она выполняет и роль теплоносителя. Такие реакторы называются водо-водяными. Реакторы с водяным теплоносителем подразделяют на реакторы с водой под давлением и кипящие реакторы.

По конструкционным признакам выделяют реакторы корпусные, каналные, полостные (плазменные, названные так потому, что из-за плотности плазмы активная зона такого реактора почти пуста), с циркулирующим ядерным топливом и др.

При использовании в реакторе топлива в виде урана происходит деление в основном ядер ^{235}U . Нейтроны, образующиеся при делении этих ядер, могут захватываться ядрами ^{238}U с последующим образованием радионуклида ^{239}Pu , который также является делящимся материалом. Аналогично при захвате нейтронов ядрами ^{232}Th образуется новый делящийся материал ^{233}U .

Отношение числа атомов вновь образовавшегося при работе реактора топлива к числу атомов выгоревшего ядерного топлива называют коэффициентом воспроизводства горючего КВ. В современных реакторах на тепловых нейтронах этот коэффициент всегда меньше единицы. Те реакторы, для которых КВ приближается к единице, принято называть конвер-

торами. Реакторы на быстрых нейтронах, работающие с $\text{КВ} > 1$, называют *реакторами-размножителями (бридерами)*.

По назначению различают реакторы: 1) для исследовательских целей; 2) для производства искусственных изотопов; 3) для производства электрической и тепловой энергии (энергетические реакторы) на АЭС, атомных станциях теплоснабжения (АСТ), атомных теплоэлектроцентралях (АТЭС) (теплофикация, для опреснения морской воды и т. п.); 4) для металлургии и химической технологии; 5) для транспортных двигателей — кораблей, самолетов, космических аппаратов; 6) для медицинских целей и т. д.

§ 15.2. Принципы и этапы проектирования радиационной защиты реакторов

Требования к защите реакторов. Проектирование радиационной защиты реакторов — комплексный многоступенчатый процесс, состоящий из взаимозависимых этапов и включающий выбор материалов защиты, компоновку защиты, ее конструирование. При этом необходимо учитывать соображения безопасности, экономики и эксплуатационные требования. неотъемлемой составной частью всех этапов проектирования является анализ полей излучения в защите реакторов, проводимый с той или иной степенью подробности и точности.

Принципы проектирования защиты реактора, естественно, зависят от типа реактора и его назначения. Они, например, могут сильно различаться для энергетического и исследовательского реакторов. Поэтому для конкретности далее будем отдавать предпочтение анализу проектирования защиты энергетических реакторов, хотя часть принципов оказывается общей для реакторов любого назначения. Попытаемся обобщить требования, которым должна удовлетворять защита реактора. Необходимо отметить, что эти требования не являются универсальными, пригодными для всех ситуаций. Довольно условно они сводятся к обеспечению: 1) допустимого уровня мощности излучений в посещаемых помещениях (с учетом среднего времени, необходимого для пребывания персонала в таких помещениях, и уровня мощности реактора), т. е. к выполнению функций биологической защиты (защиты человека); 2) допустимого уровня радиационного повреждения конструктивных и защитных материалов, т. е. к выполнению функций противорадиационной защиты; 3) допустимых уровней радиационного энерговыделения, температуры и термических напряжений в конструктивных и защитных материалах, т. е. к выполнению функций тепловой защиты; 4) допустимого уровня активации конструкций, оборудования и теплоносителя, наведенной нейтронным облучением, т. е. к выполнению функций противо-

активационной защиты; 5) приемлемой радиационной обстановки при перегрузке активного оборудования из реактора в целях обеспечения существующих норм радиационной безопасности.

Производственные и конструкционные требования сводятся к обеспечению требуемой чистоты, допусков, плотности, однородности, совместимости защитных материалов и их работоспособности в течение всего срока службы реактора; к обеспечению возможности контроля при изготовлении и монтаже конструкций защиты, а также к обеспечению ремонтоспособности этих конструкций и наименьших материальных и дозозатрат при снятии ЯЭУ с эксплуатации (демонтажных работах и захоронении отходов от них).

Рассмотрим некоторые общие принципы проектирования защиты реакторных установок.

1. Совместное проектирование реактора, его защиты, контуров теплоносителя и вспомогательных систем на всех этапах.

2. Обеспечение целостности защиты, т. е. по возможности изодозности* радиационной обстановки на внешней поверхности защиты (однако с учетом типа компоновки и времени пребывания персонала в отдельных местах) (см. ниже).

3. Учет требований прочности и результатов теплофизических расчетов.

4. Учет требований безопасности реактора в целом в конструкции защиты.

5. Обеспечение экономичности ядерной энергетической установки (ЯЭУ): минимальной стоимости получаемой энергии (электрической или тепловой). Защита — весьма дорогостоящая часть реакторной установки. По оценке, дополнительное десятикратное ослабление излучения приводит в среднем к увеличению стоимости защиты примерно на 15%. В то же время стоимость защиты составляет не менее 30% стоимости всей ЯЭУ. Кроме того, совместная компоновка защиты и оборудования часто во многом определяет стоимость оборудования. В ряде случаев необходимо обеспечивать минимальную стоимость защиты (ее материалов, изготовления и монтажа), а иногда — минимальные габариты защиты или ее минимальную массу.

6. Простота и надежность конструкции защиты, не препятствующая нормальной эксплуатации и перегрузке реактора.

7. Контроль за сооружением и монтажом защитных конст-

рукций, проверка и рабочие испытания эффективности защиты после ее сооружения.

Проектирование защиты реактора — сложный процесс, на который оказывают влияние многие технические факторы. Например, переход к дистанционному обслуживанию отдельных помещений и выполнению некоторых операций, с одной стороны, может существенно облегчить требования к защите и тем самым повысить экономичность ЯЭУ, а с другой — может привести к снижению надежности работы ЯЭУ в целом и тем самым косвенно снизить ее экономичность. Поэтому в каждом отдельном случае приходится решать многочисленные задачи инженерного проектирования радиационной защиты реактора конкретно с учетом специфики данной ЯЭУ. Готовый проект защиты есть результат компромиссных решений при выборе вариантов, отличающихся массой, стоимостью, удобством эксплуатации и т. д.

Компоновка защиты реактора. Существует несколько типов компоновки защиты реактора:

1) сплошная защита, целиком окружающая реактор со всеми его компонентами;

2) раздельная защита, когда реактор защищен частично, а оборудование контура теплоносителя располагается отдельно от реактора в специальном помещении, что позволяет проводить обслуживание оборудования во время остановки реактора (т. е. это помещение — ограниченно доступное). В ряде случаев желательно иметь ограниченный доступ и к определенным участкам вблизи реактора во время его работы на малой мощности;

3) «тневая» защита, при которой определенные участки вблизи реактора защищаются экранами и, таким образом, находятся в «тени» защиты. Это может быть, например, коридор, пульт управления или специальные обслуживаемые помещения. В некоторых случаях защита может окружать каждый из этих участков со всех сторон.

При раздельной компоновке всю защиту подразделяют на первичную и вторичную. Первичная защита (или собственно защита реактора) снижает интенсивность излучения из реактора до значения, сравнимого с интенсивностью излучения активированного теплоносителя. Вся система охлаждения реактора окружается вторичной защитой для уменьшения интенсивности излучения в посещаемых помещениях до принятого допустимым уровня. Наилучшее распределение защитных функций между первичной и вторичной защитой — сложная техническая задача, решение которой требует детальных проработок, учитывающих конструкционные особенности оборудования и требования доступа к нему.

* Практика эксплуатации реакторов в США показала, что допустимо локальное превышение мощности излучения в 7 раз по сравнению с нормальным уровнем на небольших участках площадью не более 1% общей поверхности защиты.

Первичная защита реактора должна ослаблять:

1) выходящий из реактора поток нейтронов так, чтобы не допустить сильной активации теплоносителя второго контура (при двухконтурной схеме ЯЭУ);

2) поток нейтронов в такой степени, чтобы свести к минимуму γ -излучение, сопровождающее захват нейтронов в защите теплоносителя;

3) поток остаточного γ -излучения из активной зоны до уровня, принятого допустимым при пребывании персонала в необходимых местах после остановки реактора;

4) выходящий из реактора поток нейтронов в такой степени, чтобы снизить наведенную нейтронным облучением активность в конструкциях и оборудовании до допустимого уровня. Это наиболее ответственная функция первичной защиты.

Вторичная защита должна:

а) ослаблять потоки γ -излучения теплоносителя и падающих на нее нейтронов до допустимого уровня;

б) предотвращать избыточный прострел излучения через ослабленные места в первичной защите, например, паропроводы;

в) иногда быть барьером для загрязненного радиоактивными аэрозолями воздуха, загрязнение которого может происходить вблизи реактора.

Таким образом, совокупность первичной и вторичной защиты выполняет функции биологической защиты реактора при его работе. Часто необходимо внутри пространства, окруженного вторичной защитой, устанавливать дополнительную теньевую защиту от наиболее интенсивно излучающих элементов оборудования. При правильном проектировании такая теньевая защита может обеспечить непродолжительный доступ в часть помещения, окруженную вторичной защитой.

Толщина первичной защиты и ее эффективность ослабления излучения реактора обычно превосходят соответствующие показатели вторичной защиты. Однако доля первичной защиты в полной массе биологической защиты может быть, наоборот, меньше, поскольку площадь поверхности вторичной защиты намного больше площади поверхности первичной.

При выборе материалов и конструкции первичной защиты следует принимать во внимание необходимость ее охлаждения, так как она подвергается облучению интенсивными потоками нейтронов и фотонов и воздействию значительного теплового потока от работающего реактора. Нужно учитывать также возможность радиационного разрушения некоторых защитных материалов; например, даже вода, как известно, достаточно стойкое в химическом отношении соединение, подвержена сильному радиационному разложению, особенно в присутствии некоторых примесей. При этом образуется радиоактивная и взры-

вопасная гремучая смесь (которую необходимо сжигать в специальных контактных аппаратах).

При проектировании защиты реактора следует учитывать, что существенное влияние на массу, стоимость и габариты всей защиты оказывает правильная компоновка элементов оборудования контура теплоносителя, размещенных внутри помещения, окруженного вторичной защитой (подробнее — см. гл. 17). Некоторое оборудование, являющееся слабым источником излучения, можно использовать в качестве элементов защиты реактора. При этом следует учитывать возможность ухудшения ремонтпригодности этого оборудования из-за активации его излучением реактора и ограничения по радиационной и тепловой стойкости отдельных частей этого оборудования.

Важные факторы, также влияющие на массу, габариты и экономические показатели защиты — правильный выбор защитных материалов, оптимальное соотношение и взаиморасположение отдельных компонентов защиты, по возможности профилирование защиты по толщине и правильный выбор ее конфигурации (см. ниже).

Этапы проектирования и расчета защиты реактора. Важнейший элемент проектирования защиты реактора — расчет полей излучений в защите. Приведем краткую характеристику различных типов излучения реактора с учетом их важности в проекте защиты (подробнее характеристика излучений активной зоны освещена в § 15.3).

1. Быстрые нейтроны вызывают радиационное охрупчивание корпуса и конструкций реактора и защиты; в водородсодержащей защите они определяют характер пространственного распределения медленных нейтронов.

2. Промежуточные нейтроны могут вносить основной вклад в мощность дозы излучения за неводородсодержащей защитой.

3. Тепловые нейтроны вызывают активацию корпуса, крышки и конструкций реактора; они формируют источники захватного γ -излучения.

4. Мгновенное γ -излучение, γ -излучение продуктов деления, низкоэнергетическая часть захватного γ -излучения из активной зоны и защиты ($E_\gamma < 3 \text{ МэВ}$) вносят основной вклад в тепловыделение во внутренних слоях защиты.

5. Высокоэнергетическая часть γ -излучения, возникающая преимущественно при радиационном захвате нейтронов, вносит в большинстве случаев основной вклад в мощность дозы излучения за защитой.

На первой стадии проектирования радиационной защиты реактора предварительно выбирают материал защиты, свойства которого необходимо знать для расчета ослабления излучений. Далее, исходя из основных требований к защите, устанавливают

допустимые уровни излучения в различных помещениях (зонах) реактора. По интенсивности и характеру потоков излучений и возможности доступа в реакторе и вокруг него условно выделяются:

а) зона с плотностью потока энергии излучений больше 10^{10} — 10^{12} МэВ/(см²·с), где происходит радиационное повреждение и необходимо охлаждение облучаемых узлов;

б) зона с плотностью потока энергии нейтронов больше 10^7 — 10^9 МэВ/(см²·с), где велико активационное γ -излучение, поэтому эта зона нередко недоступна для обслуживания и ремонта даже после остановки реактора и выдержки;

в) зона с плотностью потока нейтронов не менее 10^6 — 10^7 нейтр./(см²·с), которые вызывают в конструкциях навесную активность, обуславливающую дозу γ -излучения, в 10—100 раз превышающую уровень, предельно допустимый для работы в течение всего рабочего дня.

После остановки реактора и выдержки в течение нескольких суток возможен (в виде исключения) кратковременный доступ в эту зону, если приняты меры к защите от излучения первых двух зон и отмыты радиоактивные отложения в той части оборудования контура теплоносителя, где это требуется;

г) зона с плотностью потока излучений, соответствующей дозе, превышающей уровень, предельно допустимый для условий работы в течение всей смены, менее чем в 10—100 раз. В этой зоне допустимо кратковременное пребывание (до 1 ч);

д) зона с плотностью потока излучений, соответствующей предельно допустимому уровню, — зона нормального постоянного обслуживания.

При определении допустимых уровней излучений в различных зонах учитывается средняя степень посещаемости персоналом различных помещений, средний уровень мощности реактора при этих посещениях. В редко посещаемых местах, например для профилактического осмотра и ремонта, можно допустить несколько повышенный уровень излучения (в соответствии с существующими санитарными правилами и нормами радиационной безопасности). После принятия допустимых уровней и простейших оценок интенсивности излучений реактора приближенно определяют (для разных направлений) кратность ослабления, которую должна обеспечить защита.

Далее с помощью простейших приближенных методов расчета с идеализацией геометрии, в некоторых случаях даже не делая наиболее трудоемких расчетов интенсивности и ослабления вторичного γ -излучения, выполняют грубую оценку (в пределе даже однорупповую) примерной толщины в основных направлениях. При этом на основании опыта проектирования и расчетов защиты ЯЭУ (может быть, даже других типов) принимают некоторый запас на пренебрежение вторичным γ -излучением, на возмож-

ность наличия каналов и пустот в защите. Полученные результаты позволяют скомпоновать защиту согласно выбранному типу компоновки с учетом принципов, изложенных в начале параграфа, наличия оборудования контура охлаждения, необходимости перегрузки реактора и различных особенностей установки. На начальной стадии проектирования защиты необходимо выявить все особенности данной установки: не существуют ли какие-нибудь ограничения, обусловленные остаточной активностью; нет ли необходимости в частом демонтаже какой-либо части защиты; не предъявляет ли особых требований к защите система дистанционного управления и т. д.

Принятая на первой стадии проектирования компоновка защиты, естественно, будет видоизменяться по мере дальнейшего проектирования, но тем не менее она поможет определить характеристики, которые необходимо будет рассчитать, и выбрать места расположения различных частей защиты. Материалы защиты позднее можно заменить другими, и эта замена, возможно, будет обусловлена рассчитанными уровнями излучений.

Затем проводится более строгий расчет полей излучений в рассматриваемых вариантах защиты по схеме, описанной ниже (поля первичного и вторичного излучений и их функционалы).

Рассмотрев несколько вариантов конструкций первичной защиты, переходят к компоновке и расчету защиты контура теплоносителя. При этом следует попытаться выполнить компоновку оборудования так, чтобы оно само являлось частью защиты АЗ. Участки контура, активность теплоносителя в которых наибольшая, лучше расположить так, чтобы остальное оборудование служило им защитой. Возможно, что для этих участков понадобится местная защита.

Определив все характеристики нескольких вариантов защиты, выбирают окончательный вариант конструкции на основе описанных выше критериев (выполнение проектных и эксплуатационных требований, экономичность, безопасность и др.). Для выбранного варианта защиты проводят более строгие и точные расчеты.

Реальный ход проектирования защиты реактора может оказаться намного сложнее этой идеальной схемы. Во-первых, проектирование реактора и всей ЯЭУ в комплексе выполняется в несколько этапов, различающихся глубиной и детальностью проработки. При этом происходят изменения и усложнения конструкций и иногда даже схемы установки. Эти изменения могут привести к изменениям в компоновке оборудования и защиты, к необходимости дополнительных многократных расчетов защиты. Во-вторых, при переходе к заключительным стадиям проектирования повышаются требования к детальности и точности расчетов. Для оценок можно считать, что повышение точности расчетов мощности дозы излучений за защитой на 50 %, снятие

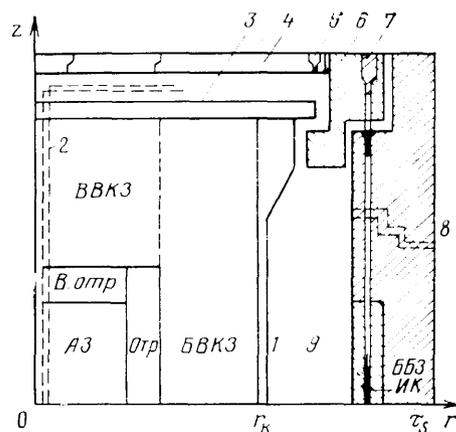


Рис. 15.1. Упрощенная обобщенная схема расположения функциональных зон верхней половины защиты энергетического реактора:

АЗ — активная зона; Отр. — боковой отражатель (или ЗВ); БВКЗ — боковая внутрикорпусная защита; В. отр. — верхний отражатель (или ЗВ); ВВКЗ — верхняя внутрикорпусная защита; ББЗ — боковая биологическая защита; ИК — ионизационные камеры; 1 — корпус (кожух) реактора; 2 — металлоконструкция (технологические каналы, приводы СУЗ и др.); 3 — крышка реактора (верхняя плита); 4 — верхнее защитное перекрытие; 5 — отверстия для доступа; 6 — локальная защита; 7 — защитная пробка каналов ИК; 8 — проходы под коммуникации в защите; 9 — шахта реактора

излишнего коэффициента запаса и соответствующее уменьшение толщины защиты могут привести к снижению массы защиты на 2 %.

Типичные задачи расчета защиты реактора. Конструкции защиты реактора различных типов: графитовых (типа РБМК и др.), водо-водяных (типа ВВЭР), на быстрых нейтронах с натриевым теплоносителем (типа БН), газовых и других наряду со специфическими особенностями, подчиняются некоторым общим принципам и закономерностям. На рис. 15.1 приведена упрощенная схема защиты ядерного реактора, содержащая такие общие характеристики.

За боковым отражателем (Отр.) в реакторах на тепловых нейтронах или боковой частью зоны воспроизводства* (ЗВ), окружающей активную зону (АЗ) в реакторах на быстрых нейтронах, расположена боковая внутрикорпусная защита (БВКЗ), омываемая теплоносителем. Далее следует корпус (кожух) реактора, причем в некоторых реакторах, например РБМК, он расположен непосредственно за отражателем. В натриевых реакторах на быстрых нейтронах между ЗВ и БВКЗ (иногда внутри БВКЗ) размещают внутреннее хранилище (ВХ) отработавших тепловыделяющих сборок (ТВС), а между БВКЗ и корпусом 1 реактора — технологическое оборудование: насосы первого корпуса, теплообменники между теплоносителем первого и второго контуров. За корпусом реактора следуют реакторная полость 9 (шахта реактора) и боковая биологическая защита (ББЗ), во

* Образование новых делящихся материалов (^{239}Pu или ^{233}U) в реакторе на быстрых нейтронах происходит главным образом в этой зоне, содержащей в основном ^{238}U или ^{232}Th . В ней поглощается значительная часть нейтронов, вылетающих из АЗ.

внутренних слоях которой или в шахте 9 (иногда в БВКЗ) обычно располагают ионизационные камеры (ИК). Основную часть ББЗ обычно составляет бетонный массив. Для снижения интенсивности радиационной и тепловой нагрузки на этот бетон внутреннюю часть ББЗ выполняют в виде водяного бака (толщина 60—120 см) или слоя жаропрочного бетона («сухая» защита). Пространство между водяным баком и бетоном иногда заполняют песком.

В верхней защите часто имеется верхнее защитное перекрытие 4, обеспечивающее защиту от излучений не только АЗ, но и коммуникаций с теплоносителем, а также активационного излучения металлоконструкций. Над шахтой реактора располагают локальную защиту 6.

Опишем основные особенности элементов таких систем и возникающие при проектировании и эксплуатации реактора требования к расчету полей излучения.

Активная зона — первичный источник излучений (подробная характеристика излучений этого источника приведена в § 15.3). В большинстве случаев АЗ собрана из шестигранных ТВС (кассет), каждая из которых содержит большое число тепловыделяющих элементов (ТВЭлов) — топливных (0,5—0,8 м) стальных (в водо-водяных реакторах — циркониевых) трубок, заполненных топливом (U, Pu) и омываемых теплоносителем (водой — в реакторах на тепловых нейтронах, натрием — в реакторах на быстрых нейтронах, газом и др.). В реакторах на тепловых нейтронах ТВЭлы разделены теплоносителем.

Конструктивно каждая ТВС представляет собой элементарную ячейку АЗ. В реакторах на тепловых нейтронах эти ячейки имеют резко гетерогенную структуру. Например, в реакторах типа РБМК ячейки — графитовые блоки квадратного сечения (размером 20—25 см), где размещены технологические каналы (ТК), в которых находятся ТВЭлы или протекает теплоноситель.

Форма АЗ близка к цилиндрической, иногда это параллелепипед. Размеры АЗ реакторов различных типов различны и существенно зависят от мощности реактора. Для водо-водяных реакторов: высота ее и диаметр — несколько метров; графитовых: диаметр может достигать ~10 м, высота от 3 до 7 м и более; на быстрых нейтронах — высота около 1 м, диаметр — до нескольких метров.

АЗ реактора на тепловых нейтронах окружена отражателем: для водо-водяного реактора это слой воды толщиной 20—30 см, для графитового — графит толщиной 50—80 см.

Толщина ЗВ реактора на быстрых нейтронах составляет 30—50 см, нейтронный поток ослабляется примерно в 100 раз. Из нее выходит около 1% нейтронов. Тем не менее по абсолютной величине утечка нейтронов из ЗВ весьма велика и плотность

потока нейтронов, выходящего из ЗВ, составляет $\sim 10^{13}$ — 10^{14} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Расчет плотности делений (см. § 15.3) в АЗ дает распределение источников излучений для последующего определения полей излучений в защите реактора. В большинстве случаев в таком расчете можно пренебречь неравномерностью нейтронного поля внутри ТВС и использовать гомогенную модель АЗ в двумерной (r, z) - или иногда (x, y) -геометрии. Однако распределение плотности делений в несущественных для процессов в АЗ в целом периферийных областях ЗВ (так же как и АЗ) может оказаться весьма важным для расчета полей излучений в защите.

На точное описание распределения полей излучений в защите могут оказать влияние неравномерность выгорания по АЗ, положение регулирующих стержней и т. п.

Результаты физических расчетов реактора позволяют определить источники γ -излучения в АЗ: фотонов деления, продуктов деления радиационного захвата и неупругого рассеяния нейтронов (см. § 15.3).

Боковая защита. Расчет прохождения излучений в протяженных массивах боковой радиационной защиты реактора — наиболее типичная задача расчета защиты. Кратность ослабления потоков нейтронов и фотонов в боковой защите составляет $\sim 10^{10}$. Допустимая погрешность расчетных значений мощности эквивалентной дозы излучений за защитой (6.135) $P(\mathbf{r}_s)$ определяется требованием, чтобы эти значения отличались от действительных не более чем в 2 раза. В общем случае такие задачи трехмерны, однако широко используются двумерные и одномерные модели.

Другим функционалом, характеризующим боковую защиту реактора, является интеграл облучения (интеграл радиационных повреждений или повреждающая доза) корпуса реактора и соответствующих образцов-свидетелей, располагаемых вблизи него (см. § 15.6):

$$R(\mathbf{r}_k) = \int \Sigma_R(E) \varphi(\mathbf{r}_k) dE,$$

где Σ_R — сечение радиационных повреждений. Значение этого интеграла определяет срок службы корпуса, требования к точности его расчета довольно жестки: погрешность не более 10—15%. Кратность ослабления плотности потока быстрых нейтронов от поверхности активной зоны (или зоны воспроизводства) до корпуса реактора составляет 10^3 — 10^4 .

При проектировании защиты требуется также определить интенсивность облучения (а следовательно, место расположения) ионизационных камер, размещаемых в закорпусном пространстве, как нейтронными потоками (на различных уровнях мощности реактора), так и потоками фотонов, являющихся в данном случае вредным фоном. Погрешность расчетов (при ослаблении ней-

тронного потока 10^4 — 10^5) не более 20—30%. На малых уровнях мощности реактора (например, при пуске) роль этого фона за счет остаточного излучения продуктов деления и активационного излучения конструкций активной зоны и защиты реактора достаточно велика и может определять требования к конструированию системы управления и аварийной защиты (СУЗ). Уровень этого фона зависит от предшествующего уровня мощности реактора, продолжительности его работы на этом уровне и интервала времени от ее окончания до рассматриваемого момента.

Для анализа условий пуска реактора весьма существенно знать плотность потока нейтронов, падающих на ионизационные камеры вследствие образования в АЗ и защите фотонейтронов, которые рождаются при (γ, n) -реакции на ядрах бериллия, дейтерия и др. Такие же данные необходимы при анализе условий самого первого пуска реактора (физического пуска), когда в одну из ячеек активной зоны помещают специальный пусковой источник нейтронов. Для этого случая нужно решать задачу расчета распространения нейтронов в подкритической системе с локализованным источником.

К числу функционалов, характеризующих защиту реактора, относятся также: 1) радиационное энерговыделение (см. гл. 16) в отдельных ее слоях и областях, которое необходимо знать для организации охлаждения защиты (внутрикорпусная защита, тепловая и радиационная защита бетона, бетон); 2) активность соответствующего хладагента; 3) активность металлоконструкций (для анализа возможности доступа при их ремонте для организации радиационной защиты при извлечении и т. п.) и соответствующая мощность дозы излучения при заданной выдержке. Погрешность расчетов энерговыделения не должна быть больше 20—30% вблизи АЗ, 50% на больших расстояниях от нее, а расчеты активности — также 50%.

Объем расчетов прохождения излучений в защите реактора зависит от особенностей конструкции ЯЭУ и стадии ее проектирования. Выбор метода расчета на каждой стадии определяется требуемой точностью. Приведенные выше в этом параграфе требования к точности расчета различных функционалов характерны для заключительных стадий проектирования защиты реактора. На ранних стадиях, особенно при переборе и сопоставлении вариантов защиты, возможны снижение требований к точности и использование более грубых методов расчета (малогрупповых и полумпирических методов для одномерной геометрической модели задачи, с пренебрежением структурой распределения источников излучения в активной зоне и т. п.).

Набор перечисленных расчетных задач естественным образом диктует следующий порядок расчета защиты (хотя для простоты здесь говорится о боковой защите, все сказанное ниже относится и к верхней защите):

1) определение пространственно-энергетического распределения источников нейтронного и первичного γ -излучения в активной зоне (см. § 15.3);

2) расчет пространственно-энергетического распределения плотности потока нейтронов в активной зоне и защите;

3) расчет распределения функционалов нейтронного потока [нейтронная составляющая мощности эквивалентной дозы излучения за защитой; повреждающая доза излучения для конструктивных материалов, в особенности корпуса реактора; энерговыделение, обусловленное замедлением нейтронов; показания ионизационных камер, распределения интегралов радиационного захвата и активации (см. § 15.5)];

4) определение пространственно-энергетического распределения интенсивности источников вторичного γ -излучения;

5) расчет прохождения первичного и вторичного γ -излучения в защите реактора: вычисление мощности дозы фотонов за защитой, радиационного энерговыделения и т. д.

Полученные результаты для энерговыделения, радиационных эффектов и других функционалов поля излучений необходимо проанализировать с точки зрения их допустимости. Что касается уровня радиационного энерговыделения, то его анализ — задача не простая и требует теплотехнических (см. гл. 16) и прочностных расчетов. Результатом может являться решение о введении дополнительной тепловой защиты, изменении конструкции или компоновки защиты, введении охлаждения и т. д.

Все перечисленные расчеты вначале выполняют в предположении монолитности защиты, т. е. без учета прострела нейтронов, первичного и вторичного γ -излучения по ослабленным местам в защите — каналам, пустотам, которые необходимо предусматривать для различных элементов оборудования, коммуникаций; щелям и зазорам, возникающим при сооружении защиты; монтажным пространствам; отверстиям для патрубков, приводов СУЗ и т. д. Затем проводят расчеты всех этих прострельных эффектов, в том числе прострела нейтронов по натриевым или паровым трубопроводам, пронизывающим боковую защиту реактора, по зазорам и вдоль их теплоизоляции, прострела нейтронов промежуточных энергий вдоль металлоконструкций. Прострельные излучения могут стать фактором, приводящим к необходимости дополнительных расчетов монолитной защиты и уточнения требуемой защиты.

Верхняя защита. Близкой по степени ослабления излучений к боковой защите реактора (а также требуемой точности расчетов) является задача расчета прохождения излучений через защиту над реактором. Для верхней защиты некоторых реакторов характерны большие массивы однородного материала (несколько метров натрия в реакторах на быстрых нейтронах, несколько метров воды в водо-водяных реакторах). Некоторые

возмущения в поля излучений вносят аксиальные металлоконструкции (направляющие трубы, приводы органов регулирования, дистанционирующие решетки и др.). Такая задача хорошо описывается (r, z) -моделью.

Однако расположенное над массивом однородной защиты верхнее защитное перекрытие — разборное. Оно имеет ряд выемных пробок для обеспечения доступа к активной зоне при перегрузке реактора. Расчет прострела излучений по зазорам и щелям между составными частями верхнего перекрытия, например у поворотных пробок, представляет специальную задачу.

В верхней защите графитовых реакторов, гетерогенной по своей структуре (графит, чугун, серпентинит и т. д.), много неоднородностей: каналы органов регулирования, зазоры вдоль технологических каналов и т. п.

Широко распространена для различных типов энергетических реакторов задача расчета прострела излучений по реакторной шахте (боковому монтажному пространству) в помещении, расположенное над ней. Эффективности верхнего защитного перекрытия 4 (см. рис. 15.1) по ослаблению излучений, проходящих по реакторной шахте, и обеспечению требуемой радиационной обстановки над реактором часто недостаточно. Поэтому приходится устанавливать дополнительную локальную защиту 6. При расчете прохождения излучений в этой защите положение иногда осложняется наличием отверстий в верхней защите над реакторной шахтой, необходимых как для обеспечения доступа в эту полость, так и для снятия давления в ней при аварийных истечениях теплоносителя, вентиляционных каналов, а в реакторах на быстрых нейтронах — каналов «разогрева» реактора, куда подается горячий воздух. Для строгого описания таких задач требуется использование трехмерных моделей, для практических расчетов часто достаточен приближенный учет трехмерных эффектов.

Прочие характеристики радиационной защиты реакторов. Для реакторов многих типов характерны задачи расчета прострела излучений по трубопроводам с теплоносителем. Прострел нейтронов происходит по паровым или натриевым трубопроводам.

Следует учесть, что обычно горячие трубопроводы требуют толстой изоляции (а эффективность изоляционных материалов по ослаблению излучений мала). Довольно сложным является место проходок трубопроводов в защитных стенах — наличие изоляции, зазора, эксцентриситета. (Методы расчета прострела излучений изложены в гл. 18.)

Для реакторов практически всех типов характерна задача расчета активации теплоносителя (см. гл. 16). Активация теплоносителя первого контура происходит не только в АЗ, но и в окружающем ее пространстве, где протекает теплоноситель.

Поэтому для этой задачи необходимо знать детальное распределение нейтронного поля в активной зоне и вблизи нее.

В тех случаях, когда теплообменник между первым и вторым контурами расположен вблизи АЗ реактора, происходит также активация теплоносителя второго контура. Такая ситуация имеет место для реакторов на быстрых нейтронах, в которых ослабление плотности потока нейтронов до теплообменника составляет 10^7 — 10^{10} , и для водо-водяных реакторов интегрального типа (с теплообменником в корпусе реактора), ослабление плотности потока нейтронов в которых составляет 10^4 — 10^5 . Требуемая точность расчета активации около 50%.

При проектировании выполняется расчет защиты ряда элементов оборудования АЭС:

оборудования контура первичного теплоносителя (расчеты — одномерные и двумерные; требования к точности расчетов мощности дозы излучений 50—100%);

хранилищ отработавшего реакторного топлива и радиоактивных отходов на АЭС;

отработавшего реакторного топлива при его перегрузке и транспортировке и расчеты энерговыделения в нем (требования к точности расчетов мощности дозы 30—50%, а энерговыделения около 20%): расчеты защиты от остаточного нейтронного и γ -излучения в основном одномерные.

Важная расчетная задача — анализ распределения полей излучений в пространстве за внешней поверхностью защиты — в смежных помещениях, реакторном зале, на местности и т. д. Для проведения такого анализа в строгой постановке задачи необходимо знать не только распределение плотности потока излучений на поверхности защиты \mathbf{r}_S , но и угловое распределение $\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)$ излучений в каждой ее точке $\mathbf{r} = \mathbf{r}_S$. Эта необходимость обусловлена также и тем, что на поле излучений в смежных помещениях существенное влияние оказывает отражение излучений от стен и потолка этих помещений и оборудования. В этих задачах рассчитывают функционалы вида поверхностных интегралов

$$J_p(\mathbf{r}) = \int \int \varphi(\mathbf{r}_S, E, \Omega) f(E) dE d\mathbf{r}_S,$$

где \mathbf{r}_S — координаты поверхности защиты, стен, оборудования и т. п.; $f(E)$ — заданная функция энергии; $\Omega = (\mathbf{r} - \mathbf{r}_S) / |\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|$. Для практических расчетов достаточно приближенных данных по $\varphi(\mathbf{r}_S, E, \Omega)$, в частности, на отдельных участках поверхности защиты, по-видимому, допустимо представление

$$\varphi(\mathbf{r}_S, E, \Omega) \approx \varphi_0(\mathbf{r}_S) \varphi_{\text{угл}}(E, \Omega).$$

Макроэксперименты при проектировании защиты. На заключительной стадии проектирования для проверки сложных ответ-

ственных узлов (в основном с трехмерной геометрией) могут проводиться макетные макроэксперименты. Что касается задач с достаточно простой геометрией, то в настоящее время можно считать, что методическую составляющую погрешности одномерных и двумерных расчетов при использовании современных расчетных методов и программ можно сделать пренебрежимо малой. Поэтому роль и необходимость проведения реперных «защитных» макроэкспериментов для каждого конкретного проекта может быть осознана в первую очередь на основании анализа константной погрешности результатов расчета основных функционалов рассматриваемого проекта.

В соответствии с § 6.6 эта погрешность равна

$$D_0 J = \mathbf{S}_z \widehat{\mathbf{W}} \mathbf{S}_z^T,$$

где \mathbf{S}_z — набор коэффициентов чувствительности функционала к неопределенности констант; $\widehat{\mathbf{W}}$ — ковариационная матрица погрешности констант; индекс «т» означает транспонирование. В том случае, если указанная погрешность $D_0 J$ превышает допустимые пределы: $D_0 J > (D_0 J)_{\text{доп}}$, правомедия постановка вопроса о проведении специального прецизионного макроэксперимента, информативного для данных целей.

При выборе параметров этого эксперимента важное значение имеет выделение тех констант, к неопределенности которых расчетное значение проектного функционала наиболее чувствительно. Расчетный анализ чувствительности планируемых экспериментов должен выделить из них такие, для которых набор «важных» констант будет примерно таким же. Однако необходимо отметить, что типичной является ситуация, когда толщина защиты в проекте энергетического реактора значительно превышает толщину защиты в реперных экспериментах, проводимых обычно на исследовательских установках (реакторах). В результате коэффициенты чувствительности в проектном расчете и при обчете эксперимента могут сильно различаться по абсолютной величине. Поэтому требования к точности макроэксперимента оказываются достаточно жесткими: во всяком случае, более сильными, чем к точности проектного расчета (помимо естественного требования определенной адекватности защитной композиции в проекте и эксперименте).

Требования к точности макроэксперимента определяются при анализе проектных расчетов путем подбора уточненной ковариационной матрицы погрешности сечений $\widehat{\mathbf{W}}'$ из неравенства

$$(D_0 J)_{\text{доп}} \geq \mathbf{S}_z \widehat{\mathbf{W}}' \mathbf{S}_z^T. \quad (15.1)$$

Напомним, что диагональными элементами этой матрицы являются дисперсии сечений. Таким образом, выражением (15.1) формулируются требования к необходимой точности сечений.

Далее в рассмотрение вводится ковариационная матрица \widehat{V} погрешностей отклонения расчетных предсказаний результатов планируемого эксперимента от экспериментальных данных (для единичного измерения матрица вырождается в одно число). Требования к этой матрице, характеризующей планируемый эксперимент, определяются из уравнения

$$\widehat{W}' = \widehat{W} - \widehat{W} S_{\Sigma}^T (\widehat{V} + S_{\Sigma} \widehat{W} S_{\Sigma}^T)^{-1} S_{\Sigma} \widehat{W}.$$

Макроэксперимент, соответствующий такой матрице \widehat{V} , при условии возможности его реализации может быть использован для оптимизации (по специальным алгоритмам) набора констант Σ с целью получения уточненных констант Σ' , наилучшим образом описывающих экспериментальные данные в пределах их заданных погрешностей:

$$\Sigma' = \Sigma - \widehat{W}' S_{\Sigma}^T (\widehat{V} + S_{\Sigma} \widehat{W}' S_{\Sigma}^T)^{-1} \Delta J_{\Sigma}.$$

Здесь ΔJ_{Σ} — разность результатов эксперимента и расчета (с сечениями Σ). Использование констант Σ' в проектных расчетах должно уточнить расчетное значение функционала и снизить его погрешность.

Оптимизация защиты. Требования к защите реактора изложены в начале параграфа. Однако наряду с их обеспечением желательно, чтобы по возможности (в зависимости от конкретной задачи) были минимальными стоимость защиты, ее масса или размеры либо при заданной массе или размерах защиты была минимальной мощностью эквивалентной дозы за защитой для работающего (или остановленного) реактора и т. п. Поэтому защита должна состоять из различных веществ, используемых в определенных соотношениях: легкой компоненты, служащей для ослабления и замедления нейтронов (в результате их упругого рассеяния), и тяжелой компоненты для поглощения фотонов и замедления быстрых нейтронов при их неупругом рассеянии. Иногда также необходимо вводить вещества, сильно поглощающие медленные нейтроны (например, бор), для подавления захватного γ -излучения.

Выбор соотношений между этими компонентами и их расположение по толщине защиты, обеспечивающие наилучшее (оптимальное) выполнение требований, предъявляемых к защите, составляют одну из основных задач при проектировании защиты реакторов.

Таким образом, оптимизация защиты может быть сформулирована как вариационная задача об оптимуме некоторой величины J_{p_0} (определенного функционала потока излучений) при заданных условиях, налагаемых на другие функционалы ($J_{p_1}, J_{p_2}, \dots, J_{p_n}$).

В соответствии с элементами теории возмущений, изложенными в § 6.5, т. 1 [см. соотношения (6.137) — (6.143)], возмущение функционала потока нейтронов J_{p_k} типа (6.133) при малых изменениях (вариациях) характеристик защиты (аргументы для простоты записи опустим) равно

$$\delta J_{p_k} = - \int dr \int dE \int d\Omega (\varphi_{p_k}^* \delta \Sigma \varphi + \int d\Omega' \varphi_{p_k}^* \delta \Sigma_s \varphi + \delta p_k \varphi + \delta q \varphi_{p_k}^*). \quad (15.2)$$

Здесь с учетом неоднородности материала защиты (во-первых, наличия различных слоев и, во-вторых, того, что каждый слой в общем случае представляет собой смесь материалов)

$$\Sigma(\mathbf{r}) = \sum_q \sigma^q \rho_q(\mathbf{r}), \quad (15.3)$$

где q — номер материала; ρ_q — его плотность; σ^q — микроскопическое сечение. Соответственно

$$\delta \Sigma(\mathbf{r}) = \sum_q \sigma^q \delta \rho_q(\mathbf{r}).$$

Подобные соотношения можно записать и для функционалов плотности потока фотонов с учетом зависимости от распределений потока нейтронов. Далее для общности будем говорить просто о функционалах (плотности потока излучений).

В теории оптимизации защиты принято понятие функции эффективности q -го материала по отношению к различным функционалам J_{p_k}

$$h_q^k(\mathbf{r}) = - \delta J_{p_k} / \delta \rho_q(\mathbf{r}), \quad (15.4)$$

которая характеризует изменение функционала J_{p_k} при внесении единичного количества материала q в точку \mathbf{r} . Таким образом, функции эффективности показывают, насколько чувствительны различные характеристики защиты* (доза, тепловыделение и др.) к изменениям ее состава. Если известны функции эффективности $h_q^k(\mathbf{r})$, то изменением функционалов δJ_{p_k} при изменении плотности материала q в единице объема около

* Несложно получить связь функции эффективности $h_q^k(\mathbf{r})$ с теоретическим значением сечения выведения $\sigma_{rem,q}^k(\mathbf{r})$, понятие которого описано в § 11.4, а именно:

$$\sigma_{rem,q}^k(\mathbf{r}) = h_q^k(\mathbf{r}) / \int dE \int d\Omega \varphi_p^*(\mathbf{r}) \varphi(\mathbf{r})$$

В том случае, если функционалом является плотность потока или мощность дозы быстрых нейтронов.

точки \mathbf{r} на величину $\delta\rho_q(\mathbf{r})$ равно

$$\delta J_{P_k} = -h_q^k(\mathbf{r}) \delta\rho_q(\mathbf{r}). \quad (15.5)$$

Следовательно, задача определения оптимального состава защиты требует прежде всего вычисления функций $h_q^k(\mathbf{r})$, а затем привлечения какого-либо метода оптимального поиска. Функции $h_q^k(\mathbf{r})$ определяются в соответствии с выражениями (15.2), (15.4) через решения прямых и сопряженных уравнений переноса излучений.

Следует отметить, что масса, стоимость и объем защиты являются функционалами вида

$$J_p = \int \sum_q \alpha_q \rho_q(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \quad (15.6)$$

При $\alpha_q=1$ — это масса; при $\alpha_q \rho_q=1$ — величина, пропорциональная объему защиты; при коэффициентах α_q , равных цене единицы объема материала, J_p — стоимость защиты.

Рассмотрим вначале более простой случай оптимизации одного из защитных функционалов при отсутствии ограничений на другие функционалы (поиск безусловного экстремума функционала J_{P_k}). При этом, естественно, учитываются ограниченность плотности материалов

$$0 \leq \rho_q(\mathbf{r}) \leq \rho_q^0, \quad (15.7)$$

где ρ_q^0 — естественная (максимально возможная) плотность q -го компонента, а также условие

$$\sum_q \rho_q(\mathbf{r}) / \rho_q^0 = \varepsilon, \quad (15.8)$$

где ε — суммарная объемная доля концентраций всех n компонентов защиты ($\varepsilon \leq 1$). Из последнего условия следует, что

$$\sum_q \delta\rho_q(\mathbf{r}) / \rho_q^0 = 0, \quad (15.9)$$

откуда

$$\delta\rho_q(\mathbf{r}) = - \sum_{l \neq q}^p \frac{\rho_l^0}{\rho_l^0} \delta\rho_l(\mathbf{r}). \quad (15.10)$$

Это означает, что при увеличении q -го компонента защиты на $\delta\rho_q(\mathbf{r})$ одновременно необходимо уменьшить количество всех остальных компонентов защиты. В результате при вариации количества q -го материала по всему объему защиты изменение функционала J_{P_k} будет обусловлено вариацией не только

$\rho_q(\mathbf{r})$, но и всех остальных компонентов:

$$\delta J_{P_k} = - \int \left[h_q^k(\mathbf{r}) \delta\rho_q(\mathbf{r}) + \sum_{l \neq q}^n h_l^k(\mathbf{r}) \delta\rho_l(\mathbf{r}) \right] d\mathbf{r}. \quad (15.11)$$

Подставляя сюда выражение (15.10), можно получить

$$\begin{aligned} \delta J_{P_k} &= \int \left[h_q^k(\mathbf{r}) \sum_{l \neq q}^n \frac{\rho_l^0}{\rho_l^0} \delta\rho_l(\mathbf{r}) - \sum_{l \neq q}^n h_l^k(\mathbf{r}) \delta\rho_l(\mathbf{r}) \right] d\mathbf{r} = \\ &= \int \sum_{l \neq q}^n \left[h_q^k(\mathbf{r}) \frac{\rho_l^0}{\rho_l^0} - h_l^k(\mathbf{r}) \right] \delta\rho_l(\mathbf{r}) d\mathbf{r}. \end{aligned} \quad (15.12)$$

В экстремуме любая малая вариация плотности $\delta\rho_l(\mathbf{r})$ должна приводить к изменению J_{P_k} лишь второго порядка малости, так что первая вариация

$$\delta J_{P_k} = 0. \quad (15.13)$$

Таким образом,

$$\delta J_{P_k} = \int \sum_{l \neq q}^n \left[h_q^k(\mathbf{r}) \frac{\rho_l^0}{\rho_l^0} - h_l^k(\mathbf{r}) \right] \delta\rho_l(\mathbf{r}) d\mathbf{r} = 0. \quad (15.14)$$

Поскольку вариация $\delta\rho_l(\mathbf{r})$ произвольна, то в каждой точке должно выполняться равенство

$$h_l^k(\mathbf{r}) - \frac{\rho_q^0}{\rho_l^0} h_q^k(\mathbf{r}) = 0 \quad (15.15)$$

для любой пары компонентов l и q . Соотношение (15.15) можно переписать в виде

$$h^k_1(\mathbf{r}) \rho^0_1 = h^k_2(\mathbf{r}) \rho^0_2 = \dots = h^k_q(\mathbf{r}) \rho^0_q = \dots = h^k_n(\mathbf{r}) \rho^0_n. \quad (15.16)$$

Условие (15.16) является критерием оптимальности защитной композиции. Отсюда, в частности, вытекает требование постоянства отношений функций эффективности двух любых материалов по всему объему защиты.

Поиск оптимума функционала J_{P_k} при наличии ограничений на другие функционалы более сложен. В таком случае, если это условия типа равенства, например

$$J_{P_k} = J_{P_k}^0, \quad (15.17)$$

где $k=1, 2, \dots, K$ ($K < n$), то используется классический метод неопределенных множителей Лагранжа. При этом вводится K дополнительных множителей $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_K$.

Используя обозначения вектора \mathbf{P} для множества $(\rho_1, \rho_2, \dots, \rho_n)$, а $\mathbf{\Lambda}$ — для множества $(\lambda_1, \dots, \lambda_K)$, переходят к функции

$$F(\mathbf{P}, \mathbf{\Lambda}) = J_{p_0} - \sum_{k=1}^K \lambda_k J_{p_k}(\mathbf{P}), \quad (15.18)$$

где λ_k — множители Лагранжа.

Необходимые условия оптимума состоят в равенстве нулю всех первых частных производных от функции F . Положение оптимума определяется решением $(n+K)$ уравнений с $(n+K)$ неизвестными компонентами \mathbf{P} и $\mathbf{\Lambda}$. В частности, при поиске оптимума функционала J_{p_0} и фиксированном значении другого функционала J_{p_k}

$$\partial J_{p_0} / \partial \rho_j - \lambda \partial J_{p_k} / \partial \rho_j = 0. \quad (15.19)$$

Таким образом,

$$h_{p_0}^0 = \lambda h_{p_k}^1, \quad (15.20)$$

т. е. критерий оптимальности в этом случае (скажем, при определении минимума массы защиты при заданном значении мощности дозы) есть постоянство отношения дозовой и массовой функций эффективности каждого компонента защиты.

Однако в практике проектирования защиты почти всегда имеет место ситуация, при которой в каких-то слоях защиты некоторые материалы размещать (или добавлять) недопустимо (скажем, добавлять воду прямо в стальной корпус реактора), а в других целесообразно размещать материал с максимальной возможной плотностью. Таким образом, существует целый ряд конструктивных ограничений и условий, в основном инженерного плана, на концентрации различных материалов в конкретных разрабатываемых конструкциях защиты (условия типа неравенства). В таких условиях обычно классические методы оптимизации неприменимы, и используются достижения специальной области прикладной математики, посвященной оптимизации, — математического программирования, а точнее, одного из ее разделов — нелинейного программирования. Известно большое количество методов этой группы: градиентный поиск, наискорейший спуск, случайный поиск, овражный поиск, метод сопряженных градиентов, метод динамического программирования и др. Для оптимизации защиты используют ряд модификаций этих методов, чаще всего наиболее экономичные и те, по которым на данный момент разработаны и доступны стандартные вычислительные программы для ЭВМ.

Помимо описанной выше оптимизации состава защиты возможна оптимизация структуры многослойной защиты — толщи-

ны и расположения слоев. В этом случае вводят функции эффективности толщины слоев

$$h_{d,j}^k(\mathbf{r}) = -\delta J_{p_k} / \delta d_j, \quad (15.21)$$

где d_j — толщина j -го слоя.

Поиск оптимального варианта гетерогенной защиты проводят аналогично случаю гомогенной защиты методами, описанными выше. И, например, при заданной мощности дозы при минимизации массы гетерогенной защиты (в одномерной цилиндрической или сферической геометрии)

$$G = A\pi \sum_j \rho_j \left[\left(R_0 + \sum_{i=1}^j d_i \right)^v - \left(R_0 + \sum_{i=1}^{j-1} d_i \right)^v \right], \quad (15.22)$$

где $A=1$, $v=2$ — для цилиндра; $A=4/3$, $v=3$ — для сферы; R_0 — внутренний радиус защиты; критерием оптимальности защиты является равенство отношений дозовой и массовой функций эффективности толщины всех слоев.

Возможна также комплексная оптимизация — одновременно по составу и по расположению слоев. Тогда варьируемыми параметрами являются и концентрации ρ_j , и толщины слоев d_i .

Аналогично можно проводить оптимизацию формы (профиля) защиты. Строго говоря, такая задача как минимум двумерна. Однако при привлечении упрощенных методов расчета защиты (например, сочетание метода лучевого анализа с концепцией эффективного поверхностного источника) можно в ряде случаев описать задачу приближенно одномерной моделью.

В случае использования сферической системы координат функционал массы защиты записывается следующим образом:

$$G = \frac{2\pi\rho}{3} \int_0^\pi t^3(\theta) \sin \theta d\theta, \quad (15.23)$$

где $t(\theta) \equiv \mathbf{r}_S$ — функция, описывающая форму поверхности защиты S . При оптимизации формы защиты используют функцию эффективности элемента объема защиты на ее поверхности по отношению к различным функционалам:

$$h_V^k(\mathbf{r}_S) = -\delta J_{p_k} / \delta V(\mathbf{r}_S), \quad (15.24)$$

где $\delta V(\mathbf{r}_S)$ — изменение объема защиты в точке поверхности защиты \mathbf{r}_S . Если решается задача на минимум массы защиты при некоторой допустимой мощности дозы, то условие оптимальности заключается в постоянстве такой функции эффективности на всей поверхности защиты.

Правомерна также постановка задачи одновременной оптимизации и состава, и формы защиты.

Необходимо отметить, что процесс оптимизации защиты требует расчета большого количества вариантов защиты, т. е. больших затрат вычислительного времени. Поэтому для оптимизации используют по возможности более упрощенные геометрические модели, расчетные методы и приближения, для которых затраты времени меньше. Вполне допустима пониженная точность таких расчетов, поскольку важны не столько абсолютные значения рассчитываемых функционалов, сколько относительные результаты сопоставления вариантов.

Строгая постановка задачи оптимизации защиты реактора на АЭС требует рассмотрения ослабления излучений не только самого реактора, но и всего технологического оборудования с учетом времени пребывания персонала в каждом помещении и, более того, в отдельных зонах этих помещений. Таким образом, при оптимизации неоднородных моделей реактора, защиты и оборудования требуется минимизировать, скажем, стоимость защиты (с учетом стоимости материалов и затрат на изготовление, монтаж, ремонт и т. д.) при заданных ограничениях не только на мощность дозы излучений в отдельных местах $P_{\text{экв}}(r_s)$, но и на суммарную дозу, получаемую персоналом: $\bar{D}_{\text{экв}} = \int P_{\text{экв}}(r_s(t)) dt$. Здесь $r_s(t)$ — координата пребывания персонала в момент времени t . По оценкам, применение такого подхода, приводящего к профилированию защиты (геометрическому или материальному, т. е. по плотности защитных материалов), может привести к снижению стоимости защиты до 20%).

В практике проектирования защиты наряду с использованием специальных оптимизационных программ очень полезна информация, позволяющая определять ослабленные места в защите, через которые преимущественно проходит основная часть излучений. Такую информацию дает расчет пространственного распределения (конечно, неоднородного) «тока контрибутонов» $\int dE \int d\Omega \varphi(r, E, \Omega) \varphi^*(r, E, \Omega)$. Признаком ослабленного участка защиты — максимальные значения этого тока.

§ 15.3. Активная зона реактора как источник излучений

Источники нейтронов в АЗ. Первым этапом анализа радиационной защиты реактора является расчет интенсивности источников излучений в АЗ реактора. Взаимодействие содержащихся в АЗ делящихся ядер с нейтронами приводит к их делению, при котором образуется следующее поколение нейтронов, вновь вызывающих деление, и т. д. Так происходит цепная реакция.

Кроме участия в процессе деления нейтроны претерпевают также упругое и неупругое рассеяния на ядрах, содержащихся

в АЗ, и радиационный захват. Нейтроны замедляются и диффундируют, часть из них утекает в отражатель, откуда некоторая их доля возвращается обратно в АЗ. В результате конкуренции различных процессов устанавливается определенное пространственно-энергетическое распределение нейтронов в АЗ, которое необходимо знать при проведении детального анализа защиты.

Нейтроны, образующиеся в АЗ ядерного реактора, могут быть подразделены на несколько групп:

- 1) мгновенные нейтроны деления, возникающие при облучении делящихся ядер нейтронами (испускаются в течение нескольких микросекунд после акта деления);
- 2) запаздывающие нейтроны деления (испускаются из сильно возбужденных ядер, образующихся в процессе деления с периодами, характерными для радиоактивного распада соответствующего ядра. Продолжительность образования этих запаздывающих нейтронов может достигать нескольких минут);
- 3) нейтроны спонтанного деления ядер (характеризуются довольно большими периодами полураспада);
- 4) нейтроны активации (испускаются при радиоактивном распаде продуктов некоторых ядерных реакций);
- 5) нейтроны, образующиеся при (α, n) -реакции;
- 6) фотонейтроны [образуются в результате ядерного поглощения фотонов, т. е. в результате реакции (γ, n)].

Не все эти источники нейтронов в равной степени важны, и поэтому не все из них необходимо учитывать при расчете защиты данного конкретного реактора.

Подробные характеристики спектра мгновенных $\chi(E)$ и запаздывающих нейтронов приведены в § 3.5 (см. т. 1). Их энергетический спектр (при делении ^{235}U тепловыми нейтронами) приведен на рис. 15.2. Средняя энергия запаздывающих нейтронов не превышает 0,5 МэВ, что значительно ниже средней энергии мгновенных нейтронов. Почти все запаздывающие нейтроны испускаются в течение 1—2 мин после деления. Учитывая низкий выход их по отношению к выходу всех нейтронов деления (менее 1%), при расчете защиты ядерного реактора запаздывающими нейтронами можно пренебречь почти во всех случаях, кроме интенсивного разноса продуктов деления по контуру теплоносителя, а также случая реакторов с циркулирующим топливом.

Что касается нейтронов активации, то наиболее важным для защиты реактора является распад ядер ^{17}N , образующихся при облучении воды быстрыми нейтронами (см. гл. 17).

Образование нейтронов при поглощении фотонов может иметь некоторое значение для расчета защиты лишь при наличии следующих радионуклидов: ^2D , ^9Be , ^{13}C и ^6Li . Пороги образования фотонейтронов на них равны 2,23; 1,67; 4,90 и

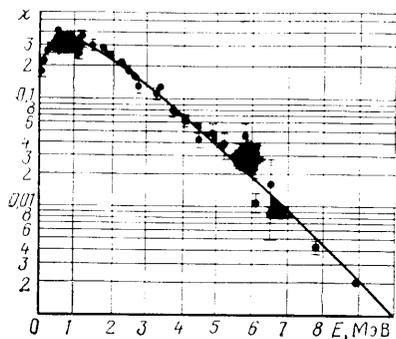


Рис. 15.2. Энергетический спектр нейтронов деления ^{235}U

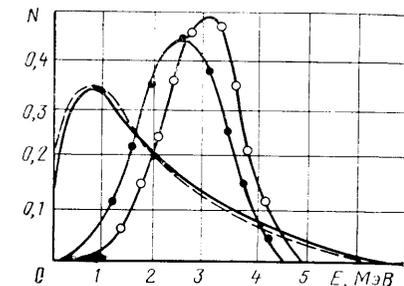


Рис. 15.3. Энергетический спектр нейтронов спонтанного деления ^{242}Cm , ^{244}Cm (—), ^{239}Pu (---), (α, n) -нейтронов от α -распада ^{242}Cm ($\circ-\circ-\circ$) и ^{244}Cm ($\bullet-\bullet-\bullet$)

5,30 МэВ соответственно. Фотонейтронные сечения для дейтерия и ^9Be очень малы (всего несколько миллибарн), но после остановки реактора эти реакции становятся основным источником нейтронов. Кроме того, если в качестве защиты используется вода, которая ослабляет нейтроны гораздо сильнее, чем γ -излучение, то поток фотонейтронов, вызванный наличием в воде небольшой доли дейтерия (0,016%), на большой толщине (более 150—200 см) может превысить поток нейтронов, пришедших из реактора.

В процессе работы реактора в нем образуются и накапливаются различные трансактиноиды. При спонтанном делении некоторых из них, например ^{240}Pu , ^{242}Pu , ^{242}Cm и ^{244}Cm , образуются нейтроны. И хотя количество этих нуклидов, зависящее от глубины выгорания топлива, не превышает 100 г на каждую его тонну и, следовательно, их результирующая нейтронная активность вносит очень малый вклад в суммарную мощность источников нейтронов при работе реактора, она является важнейшим фактором при транспортировке отработанного реакторного топлива. При этом дополнительным источником нейтронов является (α, n) -реакция на ядрах ^{17}O и ^{18}O , особенно при использовании оксидного топлива, обусловленная α -распадом трансактиноидов. Спектры нейтронов спонтанного деления ядер Cm и нейтронов, возникающих при (α, n) -реакции, приведены на рис. 15.3.

Ядра ^{244}Cm (период полураспада $T_{1/2}=18,1$ года) образуются при β -распаде ядер ^{244}Am , возникающих при (n, γ) -реакции на ^{243}Am , появляющемся при β -распаде ^{243}Pu , и т. д. Период полураспада ядер ^{242}Cm , также образующихся в результате сложной цепочки ядерных превращений, равен 162,7 сут.

В связи с таким соотношением периодов полураспада при выдержке отработанного топлива примерно в течение 3 лет его нейтронная активность обусловлена в основном спонтанным делением ^{244}Cm и для топлива водо-водяных ядерных реакторов при выгорании * 40 МВт·сут/кг U составляет 10^6 нейтр./ (с·кг U).

Нейтронная активность топлива реакторов на быстрых нейтронах для выгорания 70 МВт·сут/кг U при выдержке 6 мес равна примерно $3 \cdot 10^6$ нейтр./ (с·кг U). Доля ^{244}Cm при таком времени выдержки составляет около 40 %.

Спектр нейтронов в реакторе. Энергетический спектр нейтронов в АЗ отличается от энергетического спектра нейтронов деления, определяемого формулами (3.40) — (3.46). Быстрые нейтроны, образующиеся при делении ядер, замедляются (или частично поглощаются) при взаимодействии с ядрами замедлителя и конструкционных материалов, а также вылетают за пределы АЗ. Замедлившиеся нейтроны поглощаются и вновь вызывают деление ядер, и далее процесс продолжается как цепная реакция.

Энергетический спектр нейтронов в реакторе зависит от пространственной координаты, т. е. он неодинаков в различных компонентах АЗ и, в частности, зависит от расстояния до центра АЗ, близости к отражателю, регулирующим органам и т. д. Пространственно-энергетическое распределение нейтронов в реакторе определяется уравнением переноса, решение которого в общем случае — очень сложная задача (см. гл. 6, т. 1).

Для практических расчетов защиты реактора часто достаточно знать усредненный по пространству спектр плотности скалярного потока нейтронов в АЗ или связанный с ним интегральный спектр потока нейтронов: $\Phi_0(E) = \int d\tau \varphi_0(r, E)$. В первом приближении этот спектр можно считать близким к гипотетическому спектру соответствующей бесконечной однородной среды того же состава, что и усредненный состав АЗ. Таким образом, при этом пренебрегают конечностью размеров АЗ и влиянием отражателя.

Уравнение для спектра в бесконечной среде $\Phi_0(E)$ получается при интегрировании уравнения переноса по всем пространственным и угловым переменным (см. § 5.1):

$$\Sigma(E) \Phi_0(E) = \int_E^\infty \Sigma_{s,0}(E' \rightarrow E) \Phi_0(E') dE' + q_0(E). \quad (15.25)$$

* Глубину выгорания ядерного топлива, а точнее, его удельную энерговыработку, измеряют в мегаватт-сутках на килограмм (МВт·сут/кг). Для получения тепловой энергии 1 МВт·сут необходимо осуществить деление примерно 1 г ядер. Таким образом, энерговыработка 1 МВт·сут/кг топлива соответствует выгоранию ~0,1 % первоначального количества делящихся ядер, включая как первичные, так и вторичные делящиеся нуклиды (Pu, Cm и др.).

Здесь и далее обозначения идентичны обозначениям гл. 5.

Для АЗ источник $q_0(E) = q_0\chi(E)$.

Учитывая формулу (5.140), в предположении отсутствия поглощения для такого источника решение уравнения (15.25) можно записать так:

$$\Phi_0(E) = \frac{q_0}{\xi \Sigma(E)E} \int_E^{\infty} \chi(E') dE'. \quad (15.26)$$

Чтобы учесть поглощение, надо χ заменить выражением $(\Sigma_s/\Sigma)\chi - \Sigma_a\Phi_0$, где множитель Σ_s/Σ характеризует вероятность рассеяния, а второе слагаемое описывает убыль нейтронов в результате поглощения (неупругое рассеяние здесь считается составляющей поглощения нейтронов):

$$\xi \Sigma(E) \Phi_0(E) = \int_E^{\infty} \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma(E')} \chi(E') dE' - \int_E^{\infty} \Sigma_a(E') \Phi_0(E') dE'. \quad (15.27)$$

Дифференцируя это уравнение, получаем

$$\frac{\partial}{\partial E} (\xi \Sigma E \Phi_0) - \Sigma_a \Phi_0 + \frac{\Sigma_s}{\Sigma} \chi = 0. \quad (15.28)$$

Решение уравнения (15.28) имеет вид

$$\begin{aligned} \Phi_0(E) = \frac{1}{\Sigma(E)} \left[\chi(E) + \frac{1}{\xi E} \int_E^{\infty} dE' \frac{\Sigma_s(E')}{\Sigma(E')} \chi(E') \times \right. \\ \left. \times \exp \left(-\frac{1}{\xi} \int_E^{E'} \frac{\Sigma_a(E'')}{\Sigma(E'')} \frac{dE''}{E''} \right) \right]. \end{aligned} \quad (15.29)$$

При слабом поглощении можно воспользоваться более простой формулой

$$\Phi_0(E) = \frac{1}{\Sigma(E)} \left[\chi(E) + \frac{1}{\xi E} \int_E^{\infty} \chi(E') dE' \right]. \quad (15.30)$$

Для смеси элементов значение ξ должно определяться усреднением:

$$\xi = \frac{\sum_k \xi_k \Sigma_{s,k}}{\sum_k \Sigma_{s,k}},$$

где индекс k относится к величинам для k -го элемента.

Спектр утечки нейтронов из АЗ можно приближенно записать в следующем виде:

$$J(E) \simeq \frac{C\Phi_0(E)}{\Sigma(E)} \frac{\Sigma_s(E)}{\Sigma(E)}, \quad (15.31)$$

где множитель Σ_s/Σ учитывает захват нейтронов в АЗ; C — нормировочный коэффициент, который определяется из условия баланса числа нейтронов в реакторе:

$$\int_0^{\infty} J(E) dE = \bar{N}_d v \frac{V_{a,3}}{S_{a,3}} \frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}}. \quad (15.32)$$

Здесь \bar{N}_d — средняя плотность делений в АЗ [см. формулу (15.66)]; k_{∞} — коэффициент размножения нейтронов в бесконечной среде с составом, аналогичным составу АЗ; $V_{a,3}$ и $S_{a,3}$ — объем и площадь поверхности АЗ соответственно. Физический смысл последнего множителя в формуле (15.32) очевиден: одним нейтроном, вызвавшим деление, в бесконечной размножающей среде формируется k_{∞} нейтронов, один из которых продолжает цепную реакцию, а остальные формируют утечку из реальной АЗ.

Более просто можно получить решение уравнения (15.25) в многогрупповом представлении (см. гл. 6), удобном для проведения практических расчетов. При этом удастся учесть и неупругое рассеяние. Интегрируя уравнение (15.25) в пределах i -й энергетической группы ΔE_i , получаем

$$\Sigma^i \Phi_0^i = \sum_{j=1}^i \Sigma_{s,0}^{j \rightarrow i} \Phi_0^j + q_0 \Delta \chi^i. \quad (15.33)$$

Отсюда

$$\Phi_0^i = \frac{1}{\Sigma_{yb}^i} \left(q_0 \Delta \chi^i + \sum_{j=1}^{i-1} \Sigma_{s,0}^{j \rightarrow i} \Phi_0^j \right), \quad (15.34)$$

где $\Sigma_{yb}^i = \Sigma^i - \Sigma_{s,0}^{j \rightarrow i}$.

Разработаны способы учета влияния ограниченности АЗ, т. е. утечки из нее, и влияния отражателя на спектр нейтронов в ней. В частности, выражение интегрального спектра нейтронов в АЗ в P_1 -приближении метода сферических гармоник в групповом представлении имеет вид

$$\Phi_0^i = \left[q_0 \Delta \chi^i + \sum_{j=1}^{i-1} \hat{\Sigma}_{s,0}^{j \rightarrow i} \Phi_0^j + \hat{q}_S^i - \sum_{j=1}^{i-1} \frac{\Sigma_{s,1}^{j \rightarrow i}}{\Sigma_1^i} (q_0 \Delta \chi^i + q_S^i) / (\Sigma_{yb}^i - D^i \alpha^i) \right]. \quad (15.35)$$

Здесь q_S^i — эффективный поверхностный источник, соответствующий току нейтронов из отражателя в АЗ; параметр утечки $\alpha^i = -B^2 - D^i q^i / \int \varphi_0(\mathbf{r}) d\mathbf{r}$, где B^2 — материальный параметр, а

$$\hat{\Sigma}_{s,0}^{j \rightarrow i} = \Sigma_{s,0}^{j \rightarrow i} + \left(\Sigma_0^j \Sigma_{s,1}^{j \rightarrow i} - \sum_{m=j+1}^{i-1} \Sigma_{s,0}^{j \rightarrow i} \Sigma_{s,1}^{m \rightarrow j} \right) / \Sigma_1^i.$$

Как видно, это выражение по виду весьма близко к соотношению (15.34) и отличается от него лишь дополнительными членами, исчезающими при $q_S^i \rightarrow 0$, $\Sigma_1^i \rightarrow \infty$.

При проведении приближенного расчета спектра нейтронов в АЗ часто принимают $q_S^i = 0$, т. е. пренебрегают влиянием отражателя, и знаменатель в формуле (15.35) становится равным $\Sigma_{ув}^i + B^2 D^i$, а при расчете спектра нейтронов в отражателе по этой формуле в качестве поверхностного источника принимают вычисленный перед этим ток нейтронов утечки из АЗ $(q^i)_{отр} = (\bar{J}^i)_{а.з.}$

По сравнению со спектром нейтронов деления спектр быстрых нейтронов в реакторе (рис. 15.4) оказывается дополненным нейтронами низких энергий. Результаты расчета спектра нейтронов по формуле (15.30) хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Спектр первичных фотонов. Излучение, возникающее в результате деления ядерного топлива, принято называть первичным. К первичному излучению относятся мгновенное γ -излучение деления и запаздывающее γ -излучение продуктов деления.

При делении одного ядра ^{235}U в энергетическом интервале 8 кэВ—10,5 МэВ мгновенно испускается $10,3 \pm 0,9$ МэВ на деление. Энергетический спектр $\chi_\gamma^{\text{мгн}}(E_\gamma)$ мгновенных фотонов, возникающих при делении (рис. 15.5), зависит от энергии нейтронов и примерно одинаков для изотопов ^{233}U , ^{235}U и ^{239}Pu . В диапазоне энергий 1—4,5 МэВ спектр фотонов деления с погрешностью до 40% описывается простой экспоненциальной зависимостью

$$\chi_\gamma^{\text{мгн}}(E_\gamma) \approx 8 \exp(-1,1E_\gamma), \quad (15.36)$$

где $\chi_\gamma(E_\gamma)$ — спектр фотонов, фотон/(МэВ·дел.); E_γ — энергия фотона, МэВ.

Примерно такую же энергию, что и мгновенные фотоны ($6,8 \pm 1,0$ МэВ на деление), уносят фотоны, испускаемые при распаде продуктов деления ядерного топлива. Однако их средняя энергия несколько ниже энергии мгновенного излучения, поэтому и проникающая способность относительно меньше. Следовательно, запаздывающее γ -излучение в основном поглощается в активной зоне и прилегающих к ней слоях защиты. Спектр запаздывающего γ -излучения может быть приближенно аппроксимирован экспонентой такого же вида, как и формула (15.36):

$$\chi_\gamma^{\text{зап}}(E_\gamma) \approx 7 \exp(-1,1E_\gamma). \quad (15.37)$$

Таким образом, суммарный спектр первичных фотонов можно представить следующим образом:

$$\chi_\gamma(E_\gamma) = \chi_\gamma^{\text{мгн}}(E_\gamma) + \chi_\gamma^{\text{зап}}(E_\gamma) \approx 15 \exp(-1,1E_\gamma). \quad (15.38)$$

Рис. 15.4. Энергетический спектр нейтронов в АЗ уран-графитового реактора:

— эксперимент (измерения ядерными фотоэмульсиями); — многогрупповой диффузионный расчет; - - - спектр нейтронов деления; - · - · - расчет по формуле (15.30)

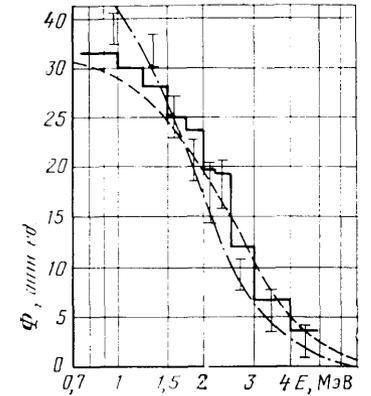
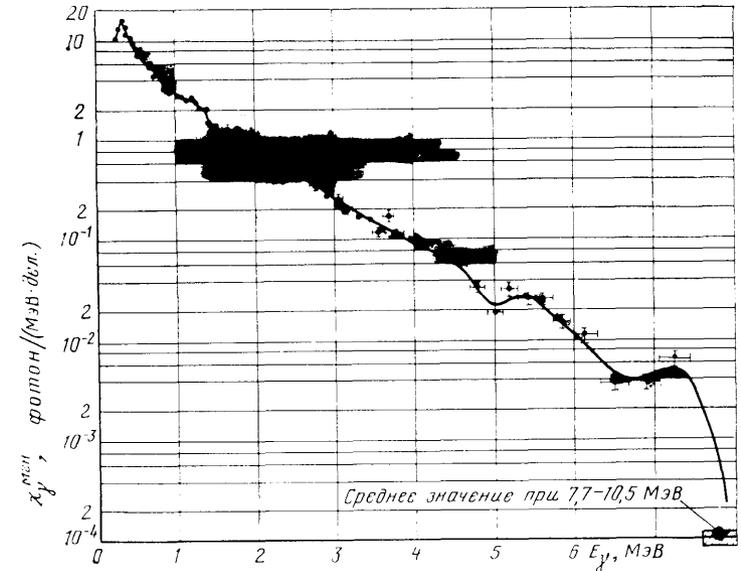


Рис. 15.5. Энергетический спектр мгновенных фотонов деления:

● — экспериментальные точки; сплошная кривая вычерчена для связи экспериментальных точек



(Зависимость интенсивности и спектра запаздывающих фотонов от времени подробно рассматривается в гл. 19.) Для примера на рис. 15.6 показаны энергетические спектры запаздывающего γ -излучения для различного времени после момента деления.

Для интервала времени 10 мин — 30 сут после момента деления ядра скорость испускаемой энергии фотонов может быть представлена с погрешностью, не превышающей 20%, следующим соотношением:

$$\chi_\gamma^{\text{зап}}(\tau) = \int E_\gamma \chi_\gamma^{\text{зап}}(E_\gamma, \tau) dE_\gamma = 1,5 \tau^{-1,2},$$

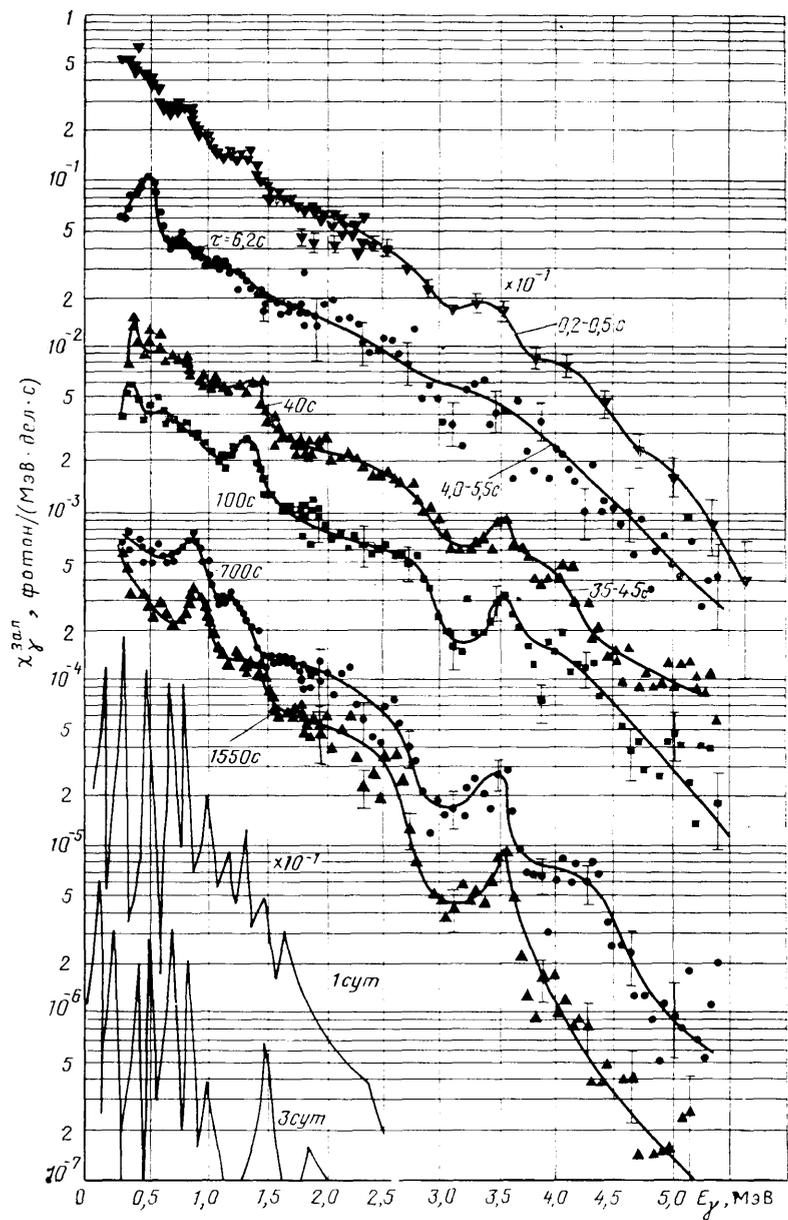


Рис. 15.6. Энергетический спектр запаздывающего γ -излучения в различные время τ после момента деления ядра ^{235}U

где $\chi_\gamma(\tau)$ — выход энергии фотонов, МэВ/(дел·с); τ — время, с. Интенсивность источников запаздывающего γ -излучения в реакторе зависит от режима работы реактора, его мощности, времени работы T и времени после его остановки t :

$$q_\gamma(E_\gamma, T, t) = \int_t^{T+t} \bar{N}_d(\tau) \chi_\gamma^{\text{zap}}(E_\gamma, \tau) d\tau, \quad (15.39)$$

где q_γ — мощность источников фотонов, фотон/(МэВ·см³·с); \bar{N}_d — среднее число делений в 1 см³ в 1 с. Это число связано с мощностью реактора соотношением (15.66).

Данные по интенсивности источников запаздывающего γ -излучения $q_\gamma(E_\gamma, T, t)$ при работе реакторов на постоянной мощности ($\bar{N}_d = \text{const}$) приведены в гл. 19. На рис. 15.7 показаны групповые значения $q_\gamma^k(T, t) = \int_{\Delta E_k} dE_\gamma q_\gamma(E_\gamma, T, t)$ для 12 энер-

гетических групп после работы реактора в течение $T=2$ года. Здесь же представлены данные о полной энергии остаточного энерговыделения $q_E(T, t) = \int dE_\gamma E_\gamma q_\gamma(E_\gamma, T, t)$ и соответствующей суммарной активности \mathcal{A} . Как видно, доминирующей группой фотонов почти для любых значений времени выдержки является группа с $E_\gamma \approx 0,75$ МэВ. Погрешность приведенных на

рис. 15.7 данных оценивается равной $\sim 30\%$ при $t < 10^5$ с и $\sim 20\%$ при $t > 10^6$ с. Угловое распределение фотонов, образу-

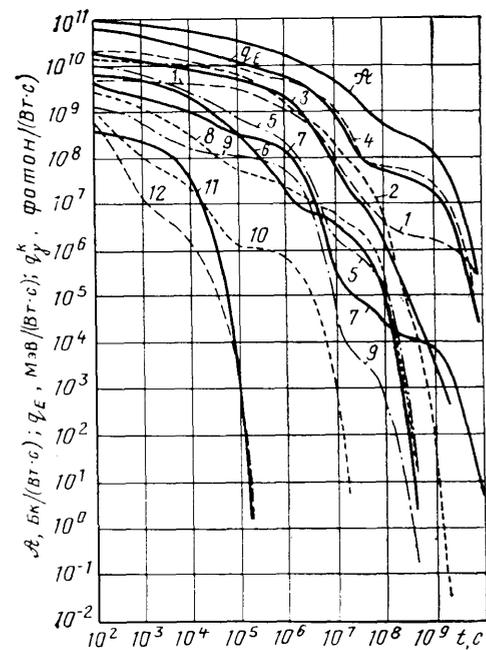


Рис. 15.7. Суммарная активность \mathcal{A} , полная энергия q_E и групповые значения интенсивности остаточного энерговыделения q_γ^k в зависимости от времени с момента остановки реактора. Цифры у кривых — номера энергетических групп, МэВ:

- 1 — $E_\gamma < 0,1$; 2 — $E_\gamma = 0,1 \div 0,3$; 3 — $E_\gamma = 0,3 \div 0,6$; 4 — $E_\gamma = 0,6 \div 0,9$;
- 5 — $E_\gamma = 0,9 \div 1,2$; 6 — $E_\gamma = 1,2 \div 1,5$;
- 7 — $E_\gamma = 1,5 \div 2$; 8 — $E_\gamma = 2 \div 2,5$; 9 — $E_\gamma = 2,5 \div 3$; 10 — $E_\gamma = 3 \div 3,5$; 11 — $E_\gamma = 3,5 \div 4$; 12 — $E_\gamma > 4$

щихся при делении ядра, в основном близко к изотропному. Лишь для фотонов с энергией 0,5—1 МэВ характерна некоторая анизотропия.

Спектр вторичных фотонов. К источникам вторичных фотонов в материалах АЗ и защиты относятся: 1) захватное γ -излучение, образующееся в результате реакции (n, γ) ; 2) γ -излучение, возникающее при неупругом рассеянии быстрых нейтронов; 3) γ -излучение, сопровождающее нейтронные реакции с образованием заряженных частиц; 4) активационное излучение; 5) тормозное γ -излучение; 6) фотоны, возникающие при аннигиляции позитронов.

Относительная роль этих источников в различные периоды времени неодинакова. При работе реактора в поле излучения в защите основную роль наряду с первичным γ -излучением играют захватные фотоны. Некоторое значение имеет γ -излучение, сопровождающее неупругое рассеяние нейтронов. Остальными источниками в первом приближении можно пренебречь. После остановки реактора наряду с запаздывающим γ -излучением продуктов деления важную роль начинает играть активационное γ -излучение.

Захватное γ -излучение. При поглощении нейтронов ядром энергия возбуждения ядра равна сумме кинетической энергии поглощенного нейтрона и энергии связи нейтрона. Энергия возбуждения для различных ядер изменяется от 2,2 МэВ для водорода до 11 МэВ для кремния, но обычно составляет 6—7 МэВ. В большинстве случаев ядро из возбужденного состояния, в котором оно оказывается в результате захвата тепловых и надтепловых нейтронов, переходит в стабильное практически мгновенно путем испускания фотонов различной энергии. Такой процесс известен как радиационный захват, или (n, γ) -реакция. Захватные фотоны обладают в среднем большей энергией, чем первичные фотоны деления. Они образуются не только в АЗ, но и в защите, поэтому в проблеме защиты от излучений играют важнейшую роль.

Сечение радиационного захвата заметно уменьшается с повышением энергии нейтронов и при энергии нейтронов выше 10—20 кэВ становится довольно малым. В результате значение (n, γ) -реакции для этих энергий падает, поэтому в большинстве практических случаев полная энергия, испускаемая при захвате, просто равна энергии связи нейтрона. Лишь для нескольких элементов переход в основное состояние сопровождается излучением одного фотона на захват. Обычно он идет через промежуточные возбужденные состояния, при этом в среднем испускается четыре фотона на захват. Для тяжелых ядер из-за близости уровней возбуждения друг к другу форма спектра становится практически непрерывной.

Спектры γ -излучения, образующегося при захвате тепловых нейтронов ($v^T_{n,\gamma}$), приведены в табл. 15.1. Поскольку захват нейтрона часто приводит к образованию радиоактивного ядра с последующим испусканием фотонов, значения интенсивности фотонов, образующихся при радиоактивном распаде, были добавлены к значениям интенсивности захватного γ -излучения в соответствующих энергетических интервалах (в тех случаях, когда период полураспада порядка 1 ч или меньше). В табл. 15.1 приведены также значения сечений радиационного захвата $\sigma_{n,\gamma}$ при средней энергии тепловых нейтронов 0,025 эВ.

Если захват нейтрона происходит в резонансной области энергий или в области больших энергий, то часто спектры образующегося при этом γ -излучения существенно отличаются от спектров γ -излучения, сопровождающего захват тепловых нейтронов. Например, выход фотонов с энергией $E_\gamma \approx 1$ МэВ при захвате нейтронов с $E \approx 1$ МэВ ядрами железа увеличивается по сравнению с выходом фотонов при захвате тепловых нейтронов на 20%, однако средняя энергия фотонов при этом уменьшается с 5,4 до 4,8 МэВ.

Данных по спектрам γ -излучения, образующегося при захвате надтепловых и быстрых нейтронов ядрами других элементов, опубликовано очень мало. Поэтому в практике расчетов защиты реакторов часто принимают данные о выходе γ -излучения при захвате тепловых нейтронов в качестве нижней границы для выхода при захвате нейтронов более высоких энергий.

Захватные фотоны испускаются в основном изотропно, однако, по-видимому, при захвате быстрых нейтронов в ряде случаев может проявляться анизотропия их выхода.

γ -Излучение при неупругом рассеянии нейтронов. Ставшее ядро в возбужденном состоянии, образующееся при поглощении нейтрона, может избавиться от энергии возбуждения не только высвечиванием фотона (радиационный захват), но и испусканием нейтрона с последующим выходом одного или нескольких фотонов. Этот процесс пороговый, поскольку кинетическая энергия нейтрона (в системе центра инерции) должна быть достаточной для возбуждения ядра, по меньшей мере, до первого уровня выше основного состояния. Отсюда также следует, что максимальная энергия фотона меньше или равна энергии нейтрона, претерпевшего неупругое рассеяние. Как только энергия нейтрона становится больше энергии нескольких уровней возбуждения, переход в основное состояние часто происходит через каскадный процесс; при этом энергия одного фотона не равна энергии, потерянной нейтроном.

По мере увеличения энергии нейтрона может возбуждаться или принимать участие в испускании каскадных фотонов все большее число ядерных уровней. И для энергий нейтронов выше 4 МэВ спектр фотона при неупругом рассеянии нейтронов ста-

Таблица 15.1. Спектр γ -излучения $\nu_{n,\gamma}$, образующегося при захвате тепловых нейтронов ядрами различных элементов, фотон/захват

| Элемент | $\sigma_{n,\gamma} (E) =$ $=0,025 \pm B$, барн | Интервал энергии, МэВ | | | | | | | | | | | |
|--------------------|--|-----------------------|-------|---------|---------|---------|----------|-----------|-----------|--------|---|---|-------|
| | | > 7 | 7-5,5 | 5,5-4,5 | 4,5-3,5 | 3,5-2,5 | 2,5-1,75 | 1,75-1,25 | 1,25-0,75 | < 0,75 | | | |
| H | 0,3326 ± 0,0007 | — | — | — | — | — | 1,000 | — | — | — | — | — | — |
| ¹⁰ B*1 | 0,52 ± 0,02*2 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — | 0,813 |
| C | 0,00350 ± 0,0007 | — | — | 0,692 | 0,276 | — | — | — | — | — | — | — | — |
| N*1 | 0,075 ± 0,007 | 0,011 | — | 0,028 | 0,010 | 0,003 | 0,009 | 0,004 | — | — | — | — | — |
| Na | 0,400 ± 0,030 | — | 0,300 | 0,017 | 0,539 | 0,620 | 0,469 | 0,130 | 0,279 | 0,665 | — | — | — |
| Al*1 | 0,231 ± 0,003 | 0,370 | 0,120 | 0,250 | 0,316 | 0,291 | 0,183 | 0,068 | 0,079 | 0,178 | — | — | — |
| Si | 0,171 ± 0,003 | 0,081 | 0,133 | 0,638 | 0,685 | 0,066 | 0,287 | 0,111 | 0,015 | 0,101 | — | — | — |
| Ca | 0,43 ± 0,02 | 0,019 | 0,539 | 0,099 | 0,303 | 0,126 | 1,120 | 0,152 | 0,072 | 0,204 | — | — | — |
| Cl*1 | 3,07 ± 0,08 | 0,643 | 0,199 | 0,046 | 0,074 | 0,077 | 0,287 | 0,030 | 0,243 | 0,150 | — | — | — |
| Mn | 13,3 ± 0,2 | 0,340 | 0,217 | 0,326 | 0,109 | 0,163 | 0,240 | 0,059 | 0,007 | 0,164 | — | — | — |
| Fe*1 | 2,56 ± 0,03 | 0,542 | 0,188 | 0,039 | 0,086 | 0,181 | 0,021 | 0,258 | 0,458 | 0,486 | — | — | — |
| Ni*1 | 4,49 ± 0,16 | 0,784 | 0,227 | 0,054 | 0,029 | 0,057 | 0,047 | 0,021 | 0,060 | 0,201 | — | — | — |
| Pb*1 | 0,170 ± 0,002 | 0,874 | 0,055 | — | — | — | — | — | — | — | — | — | — |
| ²³⁸ U*1 | 2,70 ± 0,02 | — | — | 0,003 | 0,131 | 0,288 | 0,668 | 0,510 | 0,578 | 2,110 | — | — | — |

*1 Получено измерением в пучке нейтронов со спектром Максвелла.

*2 Имеются также фотоны с энергией 0,478 МэВ, которые испускаются в 94 % случаев при реакции n, α ; сечение этой реакции равно 3840 барн.

Таблица 15.2. Сечения образования фотонов при неупругом рассеянии нейтронов спектра деления

| E_γ , МэВ | $E_{пор}$, МэВ | $\sigma_{in,\gamma}$, барн | ν_{in} , отн. ед. | E_γ , МэВ | $E_{пор}$, МэВ | $\sigma_{in,\gamma}$, барн | ν_{in} , отн. ед. |
|------------------|-----------------|-----------------------------|-----------------------|------------------|-----------------|-----------------------------|-----------------------|
| Натрий | | | | Никель | | | |
| 0,44 | 0,46 | 0,50 | 1,00 | 0,83 | 2,20 | 0,13 | 0,14 |
| 1,64 | 2,17 | 0,15 | 0,24 | 1,33 | 1,47 | 0,76 | 0,94 |
| Железо | | | | Свинец | | | |
| 0,85 | 0,86 | 0,74 | 0,88 | 0,80 | 0,82 | 0,62 | 0,78 |
| 1,25 | 2,12 | 0,25 | 0,21 | 1,20 | 0,85 | 0,33 | 0,40 |
| 1,86 | 2,70 | 0,22 | 0,18 | 2,62 | 2,62 | 0,67 | 0,39 |
| 2,12 | 3,00 | 0,20 | 0,15 | | | | |
| 2,66 | 2,70 | 0,16 | 0,13 | | | | |
| 3,60 | 3,70 | 0,26 | 0,20 | | | | |

появится почти во всех случаях сплошным (кроме кислорода и углерода).

Имеется большое количество данных по спектрам и выходам фотонов при неупругом рассеянии моноэнергетических нейтронов различных энергий, однако эти данные неполны, особенно в области энергий нейтронов 5—12 МэВ. Для оценочных расчетов можно использовать результаты измерений спектров фотонов, образующихся при неупругом рассеянии нейтронов спектра деления и реакторного спектра.

В табл. 15.2 приведены сечения образования фотонов различных энергий $\sigma_{in,\gamma}$ при неупругом рассеянии нейтронов спектра деления с энергией выше $E_{пор}$, где $E_{пор}$ — пороговая энергия для выхода фотонов данной энергии E_γ . В этой же таблице указаны соответствующие выходы ν_{in} , подчиняющиеся соотношению

$$\bar{\sigma}_{in,\gamma} = \nu_{in} \bar{\sigma}_{in}, \quad (15.40)$$

$\bar{\sigma}_{in}$ — среднее сечение неупругого рассеяния нейтронов с энергией выше пороговой. Погрешность данных табл. 15.2 10—30%.

Образующиеся при неупругом рассеянии нейтронов фотоны испускаются в основном изотропно. Однако при возбуждении низколежащих уровней, особенно для легких ядер, часто наблюдается анизотропия выхода фотонов. Отношение выхода фотонов под углом 0° к направлению движения падающего нейтрона к выходу под углом 90° может достигать до 2.

γ -Излучение продуктов ядерных реакций. При поглощении нейтрона ядрами некоторых легких элементов возможно испускание не только фотона (захватное γ -излучение) или нейтрона (неупругое рассеяние), но и заряженных частиц [реакции (n, p) и (n, α)]. Обычно сечение этих реакций мало,

и для защиты практически важны лишь реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ и $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$. Для тепловых нейтронов в 94% случаев первая реакция идет с образованием возбужденного состояния с энергией 0,478 МэВ. Это возбуждение снимается высвечиванием фотона такой же энергии.

Мощность источников γ -излучения, сопровождающего эти реакции, можно рассчитать так же, как мощность источников захватного γ -излучения (см. ниже).

γ -Излучение продуктов активации. Во многих случаях при нейтронных реакциях остаточные ядра радиоактивны. При распаде (чаще всего β -распад) эти ядра испускают фотоны, которые следует учитывать при расчете защиты. Обычно такие источники существуют при остановке реактора, а также при расчете защиты контура теплоносителя, в том числе и при работающем реакторе (см. гл. 17).

Аннигиляционное γ -излучение. Некоторые радионуклиды испускают позитроны. При аннигиляции позитрона с каким-либо из электронов атомов образуются два фотона с энергией 0,511 МэВ. Так как пробег позитрона в веществе очень мал, можно считать, что испускание фотонов происходит непосредственно из распадающихся ядер. Следовательно, интенсивность источников аннигиляционного γ -излучения можно подсчитать так же, как и интенсивность активационного излучения. Наиболее важными позитронными излучателями, с которыми приходится иметь дело при анализе активации конструкционных материалов, являются нуклиды ^{58}Co , ^{64}Cu и ^{65}Zn .

Тормозное γ -излучение. В ряде случаев в процессе активации образуются радионуклиды, испускающие электроны (с энергией E_e). Эти электроны теряют свою энергию, испуская тормозные фотоны. Средняя доля энергии электронов, уносимая фотонами, равна приблизительно $ZE_e/800$, где Z — атомный номер материала, в котором происходит торможение; E_e — энергия электронов, МэВ (см. § 2.4, т. 1). Практически этот эффект может быть существен при расчете защиты реактора лишь в том случае, когда в защите или АЗ имеются ядра лития. Распаду ^8Li , образующегося при активации ^7Li , в 95% случаев сопутствует испускание электронов с максимальной энергией $E_e = 13,4$ МэВ. Торможение этих электронов сопровождается γ -излучением, которое следует учитывать в расчетах защиты.

Спектр фотонов в активной зоне. Суммарная интенсивность источников фотонов $q_\gamma(\mathbf{r})$ в АЗ складывается из интенсивности источников первичного и вторичного γ -излучения. При этом некоторая часть $q_\gamma(\mathbf{r})$, обусловленная мгновенным γ -излучением деления и γ -излучением, возникающим при захвате и неупругом рассеянии нейтронов, пропорциональна мощности реактора в рассматриваемый момент времени. Остальная часть ее, обусловленная запаздывающим γ -излучением продуктов деления и

активационным γ -излучением, зависит от мощности и режима работы реактора в предыдущий период.

Энергетический спектр фотонов в АЗ формируется описанными выше источниками в результате распространения и ослабления фотонов в материалах активной зоны. В большинстве случаев он зависит от пространственной координаты и может сильно различаться для разных точек внутри АЗ: в топливе, замедлителе или поглотителе.

Из-за вклада многих источников форма суммарного спектра имеет непрерывный характер. Однако измерения с хорошим разрешением гамма-спектрометра позволяют выделить из суммарного спектра пики, соответствующие отдельным линиям в спектрах фотонов радиационного захвата. Это хорошо видно из рис. 15.8, на котором показан спектр фотонов, вылетающих из АЗ реактора BSR-II в радиальном направлении от центра реактора. Этот реактор — водо-водяной, бассейновый, с конструкциями из нержавеющей стали. Пики соответствуют линиям радиационного захвата нейтронов ядрами ^{54}Fe , ^{57}Fe , ^{58}Fe , ^{54}Cr , ^{59}Ni и водорода.

§ 15.4. Распределение источников нейтронов и фотонов в активной зоне реактора

Распределение плотности потока нейтронов в АЗ. При характеристике АЗ как источника излучения следует рассматривать не только энергетические спектры излучения, но и пространственное распределение интенсивности излучения в ней как в объемном (протяженном) источнике.

В большинстве случаев для расчета защиты реактора наиболее существенно распределение потока тепловых нейтронов, поскольку, вызывая деление ядер топлива, они формируют источники быстрых нейтронов и фотонов деления. Кроме того, тепловые нейтроны характеризуются наибольшим сечением радиационного захвата.

Для анализа пространственного распределения нейтронов в активной зоне широко пользуются односкоростной теорией. Для простоты рассмотрим вначале реакторы без отражателя. Это позволяет не только определить качественные особенности распределения потока, но и получить довольно простые форму-

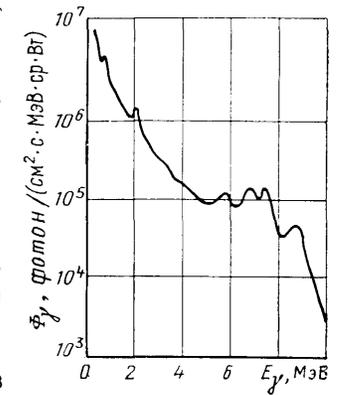


Рис. 15.8. Дифференциальный спектр фотонов, вылетающих из водо-водяного реактора в радиальном направлении

лы, которые можно использовать в ряде случаев для практических расчетов. Общее односкоростное стационарное уравнение диффузии нейтронов в гомогенной размножающей среде имеет вид

$$-D\nabla^2\varphi_0(\mathbf{r}) + \Sigma_a\varphi_0(\mathbf{r}) = q_0(\mathbf{r}) = \nu\Sigma_f\varphi_0(\mathbf{r}). \quad (15.41)$$

Здесь D , Σ_a и $\nu\Sigma_f$ — коэффициент диффузии, сечение поглощения и произведение выхода нейтронов при делении на сечение деления; Σ_f — однокорреляционные константы, полученные усреднением сечений по спектру нейтронов в АЗ (см. § 15.3). В реакторе на тепловых нейтронах основная часть делений ядер топлива происходит при взаимодействии с ядрами тепловых нейтронов. В этом случае указанные однокорреляционные константы являются фактически константами тепловых нейтронов.

В одномерной плоской геометрии уравнение (15.41) сводится к виду

$$d^2\varphi_0(x)/dx^2 + B^2\varphi_0(x) = 0, \quad (15.42)$$

где материалный параметр

$$B^2 = (\nu\Sigma_f - \Sigma_a) / D. \quad (15.43)$$

Граничные условия для плоского реактора толщиной $2H$ состоят в конечности значений скалярного потока, симметрии решения и в равенстве нулю его значений на экстраполированных границах, т. е. при $x = \pm H_s = \pm (H + 0,71/\Sigma_{tr})$ (начало координат в центре реактора).

Общее решение уравнения (15.42) имеет вид

$$\varphi_0(x) = A \cos(Bx) + C \sin(Bx). \quad (15.44)$$

Учитывая граничные условия, можно получить $C = 0$ и значение геометрического параметра (лапласиана), характеризующего утечку нейтронов из АЗ и для критического реактора равного материалному параметру:

$$B^2 = (\pi/2H_s)^2. \quad (15.45)$$

Соотношение (15.45) есть условие критичности реактора, т. е. стационарного состояния размножающей системы из топлива и замедлителя в отсутствие внешних источников. В этом случае сколько нейтронов возникает при делении, столько же теряется в результате поглощения и утечки. Таким образом, для критического плоского одномерного реактора

$$B^2 = (\nu\Sigma_f - \Sigma_a) / D = (\pi/2H_s)^2; \quad (15.46)$$

$$\varphi_0(x) = A \cos(\pi x / 2H_s). \quad (15.47)$$

Константа A зависит от уровня мощности реактора.

Для сферической геометрии дифференциальное уравнение (15.41) сводится к виду

$$\frac{1}{r} \frac{d^2}{dr^2} (r\varphi_0) + B^2\varphi_0(r) = 0. \quad (15.48)$$

Общее решение этого уравнения:

$$\varphi_0(r) = (1/r) [A \sin(Br) + C \cos(Br)]. \quad (15.49)$$

Граничные условия аналогичны случаю плоской геометрии, т. е. помимо конечности значений потока должно выполняться условие $\varphi_0(R_s) = 0$, где $R_s = R_0 + 0,71/\Sigma_{tr}$ (R_0 — радиус АЗ). Таким же условиям удовлетворяет решение

$$\varphi_0(r) = (A/r) \sin(\pi r / R_s). \quad (15.50)$$

Решение уравнения диффузии (15.41) для потока нейтронов внутри одномерного цилиндрического реактора имеет вид

$$\varphi_0(r) = A J_0(2,405r / R_s), \quad (15.51)$$

где J_0 — функция Бесселя нулевого порядка. Сравнение односкоростных пространственных распределений плотности потока нейтронов в АЗ реактора для рассмотренных выше трех элементарных геометрических форм приведено на рис. 15.9. Необходимо отметить, что в односкоростной модели эти распределения строго пропорциональны распределениям мощности источников $q_0(\mathbf{r})$, знание которых важно при расчете защиты реактора.

В случае неоднородной геометрии используется метод разделения переменных. Например, для цилиндрической АЗ радиусом R_0 и высотой $2H$ уравнение диффузии (15.41) имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \varphi_0(r, z) \right] + \frac{\partial^2 \varphi_0(r, z)}{\partial z^2} + B^2 \varphi_0(r, z) = 0. \quad (15.52)$$

Положим:

$$\varphi_0(r, z) \equiv R(r)Z(z). \quad (15.53)$$

После подстановки формулы (15.53) в уравнение (15.52) его можно записать в виде

$$\frac{1}{R(r)} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dR(r)}{dr} \right] + \frac{d^2Z(z)}{dz^2} \frac{1}{Z(z)} = -B^2. \quad (15.54)$$

Чтобы это уравнение выполнялось, каждый член его должен быть постоянным и не зависящим от переменных r и z . Пусть эти постоянные будут κ_r^2 и κ_z^2 , тогда

$$\frac{1}{R(r)} \frac{d}{dr} \left[r \frac{dR(r)}{dr} \right] = -\kappa_r^2; \quad \frac{d^2Z(z)}{dz^2} \frac{1}{Z(z)} = -\kappa_z^2; \quad B^2 \equiv \kappa_r^2 + \kappa_z^2. \quad (15.55)$$

Решения этих уравнений с учетом симметрии и ограниченности плотности потока нейтронов представляются функциями: $R(z) = A_r J_0(\kappa_r r)$; $Z(z) = C_z \cos(\kappa_z z)$. С учетом равенства плотности потока нулю на экстраполированных границах окончательное решение будет иметь вид

$$\varphi_0(r, z) = A J_0(2,405r/R_3) \cos(\pi z/2H_3); \quad (15.56)$$

$$B^2 = (2,405/R_3)^2 + (\pi/2H_3)^2. \quad (15.57)$$

Сравнивая последнее выражение с формулой (15.46) для одномерного плоского реактора, можно сделать вывод: для учета ограниченности АЗ в поперечном направлении $\Sigma_{ув}$ следует заменить некоторым эффективным сечением $\Sigma_{ув}^{эф} = \Sigma_{ув} + (2,405/R_3)^2 D$.

Аналогично для учета ограниченности высоты цилиндрической АЗ при получении радиального распределения в одномерных расчетах $\Sigma_{ув}$ следует заменить эффективным сечением $\Sigma_{ув}^{эф} = \Sigma_{ув} + (\pi/2H_3)^2 D$. Для АЗ реактора в виде прямоугольного параллелепипеда размерами $2a \times 2b \times 2c$ таким же образом можно получить

$$\varphi_0(x, y, z) = A \cos(\pi x/2a_3) \cos(\pi y/2b_3) \cos(\pi z/2c_3). \quad (15.58)$$

Для расчета защиты реактора интерес представляет коэффициент неравномерности распределения плотности потока (источников) по АЗ, т. е. отношение максимального значения к среднему. Легко показать, что этот коэффициент равен для сферы $K = \pi^2/3 \approx 3,29$, для цилиндра $K = 2,405\pi/4J_1(2,405) \approx 3,65$ и для параллелепипеда $K = (\pi/2)^3 \approx 3,88$. Таким образом, наиболее равномерное распределение плотности потока в реакторе без отражателя характерно для сферической геометрии АЗ.

В первом приближении можно считать, что полученные выше односкоростные формулы для распределения плотности потока нейтронов в АЗ (и пропорционального ему распределения источников) справедливы не только для реактора без отражателя, но и для реактора с отражателями. При этом экстраполированные размеры R_3 и H_3 необходимо определять путем при-

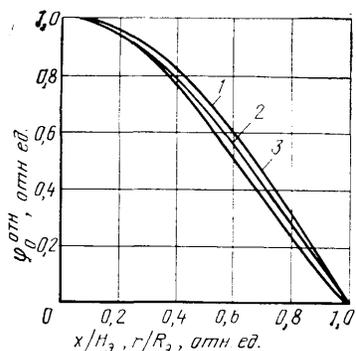


Рис. 15.9. Нормированное распределение потока нейтронов в АЗ (односкоростная модель):

1 — пластина; 2 — цилиндр; 3 — сфера

бавления к размерам АЗ соответствующей эквивалентной добавке a , например: $R_3 = R_0 + a_R$.

Введение понятия эквивалентной добавки связано с необходимостью учета отражающей способности отражателя и соответствующего уменьшения критического размера АЗ. Эффективная добавка зависит от ядерных свойств АЗ и отражателя, а также от толщины отражателя.

При решении односкоростной задачи для плотности потока нейтронов в АЗ реактора с отражателем справедливо уравнение (15.41), а в отражателе — аналогичное уравнение с равной нулю правой частью (отсутствует делящееся вещество). Решение должно быть симметричным (или конечным в центре АЗ) и обращаться в нуль на экстраполированной внешней поверхности системы. Плотность потока и тока нейтронов должна быть непрерывна во всех точках на поверхности раздела АЗ и отражателя. Решение этой системы уравнений для АЗ и отражателя проводится так же, как для реактора без отражателя, хотя и оказывается более сложным. В результате решения определяют пространственное распределение плотности потока нейтронов и эффективную добавку.

Необходимо отметить, что использование формул (15.47), (15.51), (15.56) с экстраполированными размерами АЗ, определенными с помощью эффективной добавки, для расчета распределения плотности потока нейтронов (и распределения интенсивности источников) приводит к некоторой погрешности вблизи границы раздела АЗ — отражатель.

Практически размеры отражателя можно считать достаточно большими, поскольку частично роль отражателя может выполнять внутрикорпусная или даже биологическая защита. Поэтому при расчетах защиты реактора можно пользоваться результатами, полученными для толстого отражателя, в случае которого эквивалентная добавка равна $a \approx D_{а.з} L_{отр} / D_{отр}$. Здесь $D_{а.з}$ — коэффициент диффузии нейтронов в АЗ; $D_{отр}$ и $L_{отр}$ — коэффициент диффузии и длина диффузии нейтронов в отражателе соответственно. В диффузионном приближении, справедливом при слабом захвате,

$$L = D / \Sigma_{ув}. \quad (15.59)$$

Более точно L определяют из трансцендентного уравнения

$$1/\Sigma_{тр} L = \text{th}(2/\Sigma_{тр} L). \quad (15.60)$$

Коэффициент неравномерности распределения нейтронов для реакторов с отражателем несколько меньше, чем для реактора без отражателя.

Рассмотренная односкоростная модель предполагает, что распределение источников нейтронов пропорционально распределению плотности полного потока нейтронов. На самом деле,

при делении образуются нейтроны разных энергий, причем энергия нейтронов деления значительно превышает энергию тепловых нейтронов, которые в основном вызывают деление ядер. Односкоростная модель не учитывает диффузию нейтронов в процессе замедления. Это особенно существенно для реактора с отражателем, где пространственное распределение потока может сильно зависеть от энергии нейтронов. Заметнее всего это проявляется в реакторах на тепловых нейтронах. В ряде случаев отражатель может служить основным источником тепловых нейтронов, например, когда по техническим условиям невозможно или нежелательно смешивать замедляющий материал, состоящий из легких ядер, с топливом. Тогда отражатель изготавливают из замедляющих материалов, и замедление нейтронов в основном происходит в отражателе.

Более точная — двухгрупповая диффузионная модель реактора. Она позволяет приближенно учесть различие в пространственном распределении нейтронов разных энергий. В этой модели плотность потока быстрых и надтепловых нейтронов $\varphi_0^b(\mathbf{r})$ описывается с помощью одного диффузионного уравнения, а поток тепловых нейтронов $\varphi_0^T(\mathbf{r})$ — с помощью другого уравнения. Решения этих уравнений в каждой области (АЗ, отражатель, зона воспроизводства и др.) «сшиваются» с соответствующими решениями в прилегающих областях при подходящих граничных условиях для каждой группы с учетом требований, налагаемых на решения в центре и на внешней границе реактора.

Интенсивность источников тепловых нейтронов в каждой области пропорциональна плотности потока быстрых нейтронов, а в областях, содержащих делящийся материал, интенсивность источников быстрых нейтронов пропорциональна плотности потока тепловых нейтронов.

Процедура аналитического решения двухгрупповой системы уравнений для реактора с отражателем довольно громоздка. Поэтому приведем лишь некоторые окончательные результаты. В общем случае распределение плотности потоков нейтронов в сферической АЗ имеет вид

$$\left. \begin{aligned} \varphi_0^b(r) &= A \sin(\mu r)/r + C \operatorname{sh}(\lambda r)/r; \\ \varphi_0^T(r) &= a_1 A \sin(\mu r)/r + a_2 C \operatorname{sh}(\lambda r)/r, \end{aligned} \right\} \quad (15.61)$$

где константы A , C , a_1 и a_2 определяются из граничных условий, а μ и λ — из условия критичности реактора.

В цилиндрической АЗ с боковым отражателем справедливы следующие соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \varphi_0^b(r, z) &= [AJ_0(l_1 r) + CI_0(l_2 r)] \cos(l_3 z); \\ \varphi_0^T(r, z) &= [a_1 AJ_0(l_1 r) + a_2 CI_0(l_2 r)] \cos(l_3 z), \end{aligned} \right\} \quad (15.62)$$

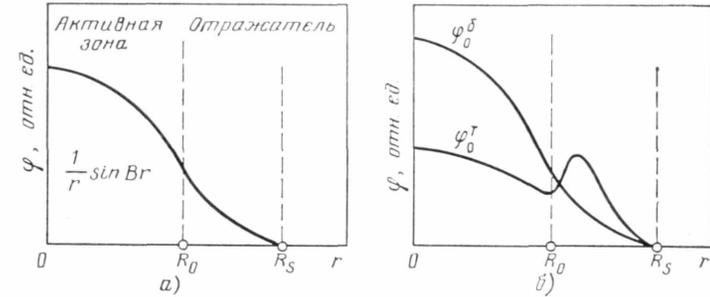


Рис. 15.10. Сравнение распределений плотности потока нейтронов в АЗ и в отражателе в случае одногрупповой (а) и двухгрупповой (б) модели

где коэффициенты l_i определяются из условий критичности реактора.

Пример распределения плотности потока в АЗ и отражателе приведен на рис. 15.10. Пик плотности потока тепловых нейтронов в отражателе вызван замедлением быстрых нейтронов в отражателе. В рассматриваемом примере на границе АЗ и отражателя наблюдается положительный результирующий ток тепловых нейтронов из отражателя в АЗ. Пространственно-энергетическое распределение плотности потока нейтронов АЗ можно более точно определить из многогрупповой системы диффузионных уравнений, обычно используемых для описания критичности реактора. Такую систему достаточно просто решить с помощью ЭВМ, что широко используется в практике расчета защиты реакторов. При этом учитывается, что в общем случае распределение интенсивности источников деления в АЗ подчиняется соотношению

$$q_0(\mathbf{r}, E) = \chi(E) \int_0^{\infty} \nu(\mathbf{r}, E') \Sigma_f(\mathbf{r}, E') \varphi_0(\mathbf{r}, E') dE' \quad (15.63)$$

(слабой зависимостью спектра нейтронов деления от энергии нейтронов, вызывающих деление, пренебрегаем).

Среднюю по объему АЗ интенсивность источников нейтронов можно рассчитать по формулам

$$\bar{q}_0(E) = \bar{q}_0 \chi(E) = \frac{1}{V_{a.3}} \int_{V_{a.3}} q_0(\mathbf{r}, E) d\mathbf{r}; \quad (15.64)$$

$$\bar{q}_0 = \bar{N}_d \nu, \quad (15.65)$$

где

$$\bar{N}_d = NW/V_{a.3} = \int \Sigma_f(E) \bar{\varphi}_0^{a.3}(E) dE \quad (15.66)$$

— средняя плотность делений в АЗ, $(\text{см}^3 \cdot \text{с})^{-1}$; N — тепловая мощность реактора, Вт; $W = 3,1 \cdot 10^{10} (\text{Вт} \cdot \text{с})^{-1}$ — число делений, необходимых для высвобождения энергии 1 Вт·с; $V_{\text{аз}}$ — объем АЗ, см^3 ; $\bar{\varphi}_0^{\text{аз}}$ — средняя плотность потока нейтронов в АЗ, нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Строго говоря, при наличии в АЗ ядер дейтерия или берилля к выражению (15.63) необходимо добавить слагаемое, учитывающее вклад фотонейтронов (при работе реактора этот вклад мал, а при остановке — определяющий):

$$\begin{aligned} q^\Phi(\mathbf{r}, E) &= \int_0^\infty \Sigma_{\gamma, n}(\mathbf{r}, E_\gamma) \varphi_\gamma(\mathbf{r}, E_\gamma) \delta\left(E_\gamma - E \frac{A}{A-1} - E_{\text{пор}}^{\gamma, n}\right) dE_\gamma = \\ &= \Sigma_{\gamma, n}\left(\mathbf{r}, E \frac{A}{A-1} + E_{\text{пор}}^{\gamma, n}\right) \varphi_\gamma\left(\mathbf{r}, E \frac{A}{A-1} + E_{\text{пор}}^{\gamma, n}\right), \end{aligned}$$

где $E_{\text{пор}}^{\gamma, n}$ — пороговая энергия (γ, n) -реакции (слабой анизотропией выхода фотонейтронов пренебрегаем).

В реакторах на тепловых нейтронах основная часть делений происходит при поглощении тепловых нейтронов. Тогда формулу (15.63) можно свести к следующему приближенному виду:

$$q_0(\mathbf{r}, E) = \chi(E) v_T \Sigma_f(\mathbf{r}) \varphi_0^T(\mathbf{r}), \quad (15.67)$$

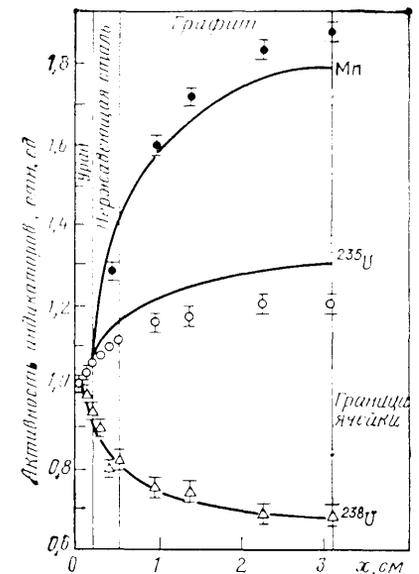
где индексом «Т» обозначены величины, характеризующие тепловые нейтроны, последние два множителя представляют собой число делений в единице объема в окрестности точки \mathbf{r} .

При расчете защиты реакторов, имеющих гетерогенную структуру, например реакторов канального типа, когда блоки (стержни) топлива, погруженные в замедлитель, формируют своеобразную решетку, важно знать тонкую структуру распределения потоков нейтронов внутри каждой ячейки такой решетки. Из-за поглощения тепловых нейтронов ядрами делящегося материала поток тепловых нейтронов в топливе всегда меньше потока в замедлителе. Для примера на рис. 15.11 показано распределение интенсивности радиоактивных индикаторов, регистрирующих потоки нейтронов, в элементарной плоской одномерной ячейке реактора на быстрых нейтронах. Как видно, даже для ячеек достаточно малых размеров коэффициент неравномерности потока нейтронов может достигать 1,5 и более. На этом рисунке экспериментальные данные сравниваются с расчетными, полученными по программе ANISN в S_{16} -приближении для 99 энергетических групп нейтронов.

Таким образом, для описания детальной структуры нейтронного поля в реакторной ячейке необходимы довольно сложные и трудоемкие численные расчеты. Для практических расчетов можно пользоваться приближенными методами, например од-

рис. 15.11. Распределение активности нейтронных индикаторов в элементарной одномерной плоской ячейке реактора на быстрых нейтронах, состоящей из слоев урана, нержавеющей стали и графита.

экспериментальные данные: ● — Мп; ○ — ^{235}U ; △ — ^{238}U ; — — результат расчетов S_{16} -методом



носкоростным диффузионным приближением. При этом задача решается так же, как в рассмотренном выше случае реактора с отражателем, только роль АЗ выполняет блок топлива, а роль отражателя — замедлитель. Единственное различие — в граничном условии на внешней границе ячейки. Поскольку из каждой ячейки выходит столько же нейтронов, сколько в нее попадает, на границе ячейки результирующий ток нейтронов должен быть равен нулю.

К гораздо более точным результатам практически без изменений трудоемкости расчетов приводит асимптотическая диффузионная теория. В этой теории коэффициент диффузии $D = 1/(3\Sigma_{tr})$ заменяется его асимптотическим значением $D_{\text{ас}} = \Sigma_a/k^2$ [см. формулу (5.74)], где k — решение характеристического уравнения

$$\frac{\Sigma - \Sigma_a}{2k} \ln \frac{\Sigma + k}{\Sigma - k} = 1. \quad (15.68)$$

Правомерность такого уточнения коэффициента диффузии обосновывается с помощью вариационных принципов. Приведем результаты асимптотической диффузионной теории для отношения среднего потока нейтронов в замедлителе $\bar{\varphi}_0^{\text{зам}}$ к среднему потоку в топливе: $K_{\text{яч}} = \bar{\varphi}_0^{\text{зам}} / \bar{\varphi}_0^{\text{топл}}$. Здесь и далее индексом «топл» отмечены величины, характеризующие блок топлива, а индексом «зам» — замедлитель. Для одномерной ячейки выполняется соотношение

$$K_{\text{яч}} = K_{\text{топл}} - \beta_1 + (V_{\text{топл}} \Sigma_a^{\text{топл}} / V_{\text{зам}} \Sigma_a^{\text{зам}}) \beta_2, \quad (15.69)$$

где $K_{\text{топл}}$ — коэффициент неравномерности потока в блоке топлива; $V_{\text{топл}}/V_{\text{зам}}$ — отношение объемов топлива и замедлителя в ячейке.

Для плоской ячейки, состоящей из блока топлива толщиной $2x_0$, заключенного в блок замедлителя толщиной Δx с каждой стороны, выражения для коэффициентов имеют вид:

$$K_{\text{топл}} = k_0 x_0 \operatorname{cth}(k_0 x_0);$$

$$\beta_1 = \sum_a^{\text{топл}} x_0 [L^{\text{топл}}(k_0) - L^{\text{зам}}(k)];$$

$$\beta_2 = k \Delta x \operatorname{cth} k \Delta x - 1;$$

$$L(k) = \int_0^k dt \frac{(1 - \Sigma_a \Sigma)^2 - (1 + \Sigma_a \Sigma)(1 - t^2)}{2(1 - \Sigma_a \Sigma)^2(1 - t^2)}.$$

Величины k и k_0 определяются из характеристического уравнения (15.68) для топлива и замедлителя соответственно. Отметим, что в выражение β_2 входят только константы замедлителя. Этот коэффициент фактически характеризует неравномерность потока нейтронов в замедлителе, вызванную их поглощением. Точность приведенных выше формул соответствует P_3 -приближению метода сферических гармоник.

Таким образом, нами рассмотрено распределение потоков нейтронов в гомогенной модели реактора, позволяющее характеризовать как источник излучения АЗ в целом, и распределение в элементарной ячейке, позволяющее характеризовать тонкую структуру распределения интенсивности источников по АЗ.

Распределение источников фотонов в АЗ и в защите реактора. Мощность источников фотонов в АЗ (и защите) при работе реактора в пренебрежении тормозным и аннигиляционным излучением подчиняется соотношению

$$q_\gamma(\mathbf{r}, E_\gamma) = q_\gamma^{\text{перв}}(\mathbf{r}, E_\gamma) + q_\gamma^{\text{втор}}(\mathbf{r}, E_\gamma) + q_\gamma^{\text{акт}}(\mathbf{r}, E_\gamma), \quad (15.70)$$

т. е. равна сумме мощностей первичного, вторичного и активационного γ -излучения. При работе реактора на постоянной мощности в течение времени T для АЗ и защиты можно записать:

$$\left. \begin{aligned} q_\gamma^{\text{перв}}(\mathbf{r}, E_\gamma) &= [\chi_\gamma^{\text{грн}}(E_\gamma) + (1/W) q_\gamma^{\text{зан}}(E_\gamma, T, t = 0)] \int \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE; \\ q_\gamma^{\text{втор}}(\mathbf{r}, E_\gamma) &= \int v_{n,\gamma}(E_\gamma, E) \Sigma_{n,\gamma}(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE + \int v_{in}(E_\gamma, E) \Sigma_{in}(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE; \\ q_\gamma^{\text{акт}}(\mathbf{r}, E_\gamma) &= v_{\text{акт}}(E_\gamma) [1 - \exp(-\lambda T)] \times \\ &\quad \times \int \Sigma_{\text{акт}}(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE. \end{aligned} \right\} \quad (15.71)$$

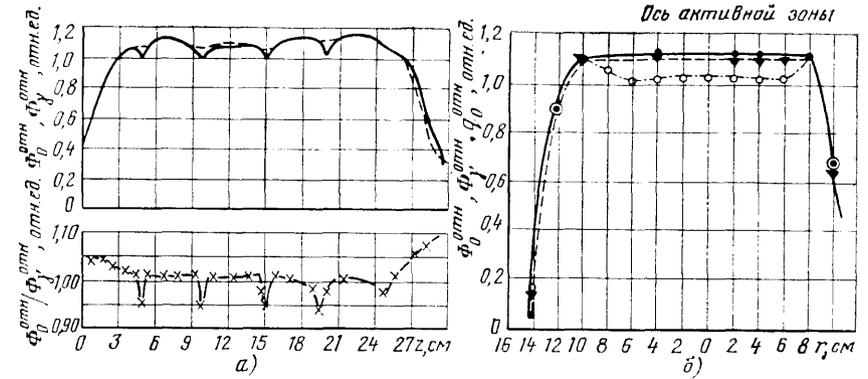


Рис. 15.12. Относительное распределение полей нейтронов (—, ●) фотонов (---, ▼) в АЗ водо-водяного реактора по высоте (а) и в радиальном направлении (б) (z измеряется от нижней границы АЗ); ○ — энергосвечение; × — отношение плотности потока нейтронов и фотонов; — — — — расчетное распределение плотности потока фотонов

Здесь $q_\gamma^{\text{зан}}(E_\gamma, T, t=0)$ — мощность источников запаздывающего излучения, фотон/(МэВ·Вт·с), пример временной зависимости которой приведен на рис. 15.7; λ — постоянная распада радионуклидов.

При расчете мощности источников по приведенным выше формулам подразумевается суммирование по всем элементам и нуклидам.

Для реакторов на тепловых нейтронах допустимы некоторые упрощения, а именно можно считать:

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\infty \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE &\approx \Sigma_f^T(\mathbf{r}) \varphi_0^T(\mathbf{r}); \\ \int v_{n,\gamma}(E_\gamma, E) \Sigma_{n,\gamma}(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE &\approx \\ &\approx v_{n,\gamma}^T \Sigma_{n,\gamma}^T(\mathbf{r}) \varphi_0^T(\mathbf{r}). \end{aligned} \right\} \quad (15.72)$$

При остановке реактора остается лишь запаздывающее и активационное γ -излучение. В момент времени t после остановки

$$\left. \begin{aligned} q_\gamma^{\text{зан}}(\mathbf{r}, E_\gamma, t) &= (1/W) q_\gamma^{\text{зан}}(E_\gamma, T, t) \int \Sigma_f(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE; \\ q_\gamma^{\text{акт}}(\mathbf{r}, E_\gamma, t) &= v_{\text{акт}}(E_\gamma) [1 - \exp(-\lambda T)] \exp(-\lambda t) \int \Sigma_{\text{акт}} \times \\ &\quad \times (\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE. \end{aligned} \right\} \quad (15.73)$$

При расчете распределения фотонов в АЗ используют те же методы, что и при расчете их распределения в защите.

Распределение фотонов в АЗ оказывается довольно близким к распределению нейтронов и распределению энерговыделения. На рис. 15.12 показаны эти распределения, измеренные для водо-водяного реактора «Yankee». Отклонение одного поля от другого наблюдается в основном вблизи границ и в блоках топлива (некоторое расхождение расчетных и экспериментальных данных по распределению фотонов в радиальном направлении следует объяснить, по-видимому, влиянием возмущения полей γ -излучения детекторами).

§ 15.5. Расчет ослабления излучений активной зоны

При проектировании защиты реактора пользуются разными методами расчета, различающимися трудоемкостью и точностью. Строгое решение задачи возможно лишь с помощью последовательного решения уравнений переноса нейтронов и фотонов. Однако эти уравнения достаточно точно удается решить для простых геометрических конфигураций АЗ и защиты (или их упрощенных моделей), в основном одномерных (см. гл. 6, т. 1). Поэтому в практических расчетах защиты реакторов наряду с решением уравнений переноса излучения применяют и различные приближенные методы, которые можно разбить на две группы: полуэмпирические, основанные на использовании экспериментальных или теоретических данных, и методы, использующие низкие приближения уравнения переноса. На основе этих приближенных методов в ряде случаев удается проводить практические расчеты даже вручную и, кроме того, их можно довольно просто реализовать на ЭВМ. Достаточно строгое решение уравнения переноса в основном используется для определения степени погрешности приближенных методов и в каком-то смысле априорного введения соответствующих поправок в их результаты, а также при проведении расчетов для самых ответственных направлений, где это позволяют геометрические условия задачи.

Разные стадии проектирования защиты различаются также степенью учета специфических особенностей каждой задачи. На начальных стадиях можно рассматривать однородные модели АЗ, даже одномерные, и использовать различные упрощающие предположения, например считать распределение источников равномерным. На последующих стадиях проектирования необходимо учитывать неоднородность задачи и неравномерность распределения источников как по АЗ в целом (в том числе с учетом органов СУЗ), так и внутри элементарных ячеек АЗ. При этом необходимо также учитывать наличие различных неоднородностей, пустот, каналов и щелей в АЗ и в защите реактора (см. гл. 18).

Кроме того, при расчетах защиты реактора следует учитывать изменение интенсивности источников излучения за время работы реактора. В частности, из-за выгорания ядерного топлива и накопления продуктов деления с течением времени происходит перераспределение интенсивности источников по АЗ (ее повышение на периферии — вблизи границы с защитой), а для реакторов на быстрых нейтронах происходит, например, накопление делящихся материалов в зоне воспроизводства.

В расчетах защиты реактора необходимо учесть также изменение свойств защитных материалов и конструкций со временем, в частности высыхание бетона.

Ослабление быстрых нейтронов. В практике расчета прохождения быстрых нейтронов в защите реакторов наиболее широко используется метод интегрирования функции влияния точечного источника по объему АЗ (иногда называемый методом лучевого анализа). В этом методе распространение быстрых нейтронов (фотонов) описывается вдоль луча, соединяющего точку объемного источника (АЗ) с точкой, для которой рассчитывается плотность потока нейтронов, с учетом всех материалов, находящихся на этом пути, и с последующим суммированием вкладов от элементарных источников, суперпозицией которых можно представить АЗ. В результате плотность потока быстрых нейтронов*

$$q_0^{\bar{0}}(\mathbf{r}) = \int_{V_{a,z}} \frac{q_0^{\bar{0}}(\mathbf{r}') \exp \left[- \int_{r'}^r \Sigma_{rem}(l) dl \right]}{4\pi(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^2} d\mathbf{r}'. \quad (15.74)$$

Здесь $q_0^{\bar{0}} = q_0 \chi^{\bar{0}}$ — мощность источников быстрых нейтронов; $\chi^{\bar{0}}$ — доля в спектре нейтронов деления, соответствующая быстрым нейтронам (обычно для $E > 2,5 \div 3$ МэВ); Σ_{rem} — сечение выведения быстрых нейтронов. Широко используются многогрупповые модификации формулы (15.74), позволяющие определить изменение спектра быстрых нейтронов в защите с изменением расстояния.

* При неоднородности слоев защиты интеграл $\int_{r'}^r \Sigma_{rem}(l) dl$, являющийся по существу «оптической» толщиной материала между точками \mathbf{r} и \mathbf{r}' , сводится к сумме $\sum_k \Sigma_{rem}^k M_k$. Здесь Σ_{rem}^k и M_k — сечение выведения k -го слоя и расстояние в этом слое между его граничными точками, лежащими на линии, соединяющей точки \mathbf{r} и \mathbf{r}' соответственно (первый слой — АЗ).

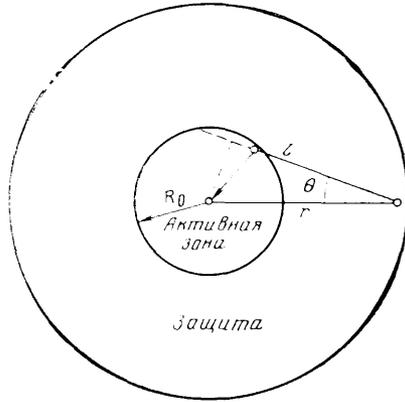


Рис. 15.13. Геометрия, принятая в расчете плотности потока излучения от сферической АЗ при сферически-симметричной неоднородной защите

Если необходимо рассчитать поток быстрых нейтронов с более низкими энергиями, скажем, с $E > 1 \div 1,5$ МэВ, особенно при малом содержании легких ядер в рассматриваемой защитной композиции или при большой толщине отдельных слоев, то в качестве значений сечения выведения

более правильно использовать обратные величины длины релаксации λ , характеризующей экспоненциальный спад потока быстрых нейтронов в однородных средах (см. § 11.3). В этом случае даже при одностороннем рассмотрении можно приближенно учесть пространственное изменение спектра быстрых нейтронов, используя зависимость длины релаксации λ от расстояния r , т. е. $\lambda(r)$. Например, для быстрых нейтронов в воде в первом приближении эту зависимость можно представить в виде кусочно-постоянной функции: при $r < 30$ см $\lambda = 7,7$ см; при $30 \text{ см} < r < 60$ см $\lambda = 9,3$ см; при $r > 60$ см $\lambda = 11$ см.

Для простых геометрических конфигураций при некоторых упрощающих предположениях интегрирование в формуле (15.74) удается провести аналитически, например для сферической геометрии при гомогенной активной зоне радиусом R_0 с равномерным распределением источников (рис. 15.13). В этом случае, выражая в формуле (15.74) элемент объема через переменную $l = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ и угловые переменные, можно записать:

$$\varphi_0^{\bar{c}}(r) = \frac{q_0^{\bar{c}}}{2} \int d\theta \sin \theta \int dl' \exp \left[- \int_{r'}^r \Sigma_{rem}(l) dl \right]. \quad (15.75)$$

Используем закон косинусов $r'^2 = l^2 + r^2 - 2lr \cos \theta$. Отсюда: $l = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r \cos \theta + (r'^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$; $dl = r' dr' / (r'^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$.

Из геометрических построений (с помощью рис. 15.13) можно получить, что из всей длины l линии, соединяющей точки \mathbf{r} и \mathbf{r}' , часть, равная $r \cos \theta - (R_0^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}$, лежит в слое защиты, а остальная часть — в АЗ. Таким образом,

$$\int_{r'}^r \Sigma_{rem}(l) dl = \Sigma_{rem}^{a,3} [R_0 - r \cos \theta + (R_0^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}] +$$

$$+ \int_{R_0}^r \frac{\Sigma_{rem}(r') r' dr'}{(r'^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}.$$

Подставив это выражение в формулу (15.75) и проинтегрировав по dl' , получим

$$\varphi_0^{\bar{c}}(r) = \frac{q_0^{\bar{c}}}{2 \Sigma_{rem}^{a,3}} \int_0^{\arcsin(R_0/r)} d\theta \sin \theta \{1 - \exp[-2 \Sigma_{rem}^{a,3} (R_0^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}]\} \exp \left[- \int_{R_0}^r \frac{\Sigma_{rem}(r') r' dr'}{(r'^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2}} \right]. \quad (15.76)$$

Это выражение точное. При достаточно больших r с хорошей точностью из него можно получить приближенно соотношение

$$\varphi_0^{\bar{c}}(r) \approx \frac{q_0^{\bar{c}}}{2 \Sigma_{rem}^{a,3}} \exp \left(- \int_{R_0}^r \Sigma_{rem}(r') dr' \right) \times \\ \times [I(x, R_0) - \exp(-2 \Sigma_{rem}^{a,3} R_0) I(\beta, R_0)]. \quad (15.77)$$

Здесь*

$$x(r) = \frac{1}{2} \int_{R_0}^r \frac{r'^2}{r'^2} \Sigma_{rem}(r') dr'; \quad (15.78)$$

$$\beta(r) = x(r) - \Sigma_{rem}^{a,3} R_0 (r/R_0)^2; \quad (15.79)$$

$$I(\tau, R_0) = \exp(-x) \int_{(1-R_0^2/r^2)^{1/2}}^1 \exp(x\mu^2) d\mu; \quad (15.80)$$

при $t > 0$

$$I(t, R_0) = y(\sqrt{t}) - (1 - R_0^2/r^2)^{1/2} \times \\ \times \exp(-tR_0^2/r^2) y[\sqrt{t} (1 - R_0^2/r^2)^{1/2}];$$

при $t < 0$

$$I(t, R_0) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\exp(-|t|)}{\sqrt{|t|}} \{ \operatorname{erf}(\sqrt{|t|}) - \operatorname{erf}[\sqrt{|t|} (1 - R_0^2/r^2)^{1/2}] \},$$

$$\text{где } \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-t^2) dt; \quad y(x) = \frac{\exp(-x^2)}{x} \int_0^x \exp(t^2) dt.$$

* Видно, что для однородной защиты $x(r) = \Sigma_{rem} t (r/R_0 - 1)/2$.

Функция $y(x)$, названная функцией Сакамото, приведена на рис. 15.14.

При $\Sigma_{rem}^{a,3} R_0 \gg 1$ АЗ реактора имеет большую толщину, и последним слагаемым в формуле (15.77) можно пренебречь. Таким образом, этим слагаемым учитывается ограниченность размеров АЗ в направлении, противоположном рассматриваемой точке. Если пренебречь влиянием этой ограниченности и рассматривать плотность потока излучения в таких точках $r \gg R_0$, где $\alpha(r) \gg 1$, то получим следующее выражение:

$$\varphi_0^{\delta}(r) \approx \frac{q_0^{\delta}}{4\Sigma_{rem}^{a,3}} \frac{1}{2\alpha} \left[1 - \exp\left(-\alpha \frac{R_0^2}{r^2}\right) \right] \exp\left[-\int_{R_0}^r \Sigma_{rem}(r) dr\right]. \quad (15.81)$$

В таком случае, когда $\alpha R_0^2/r^2 = \frac{1}{2} \int_{R_0}^r \frac{R_0^2}{r'^2} \Sigma_{rem}(r') dr' \gg 1$, т. е. для однородной защиты $\Sigma_{rem} R_0 (r - R_0)/r \gg 1$, выражение (15.81) упрощается:

$$\varphi_0^{\delta}(r) \approx \frac{q_0^{\delta}}{2\Sigma_{rem}^{a,3}} \exp\left[-\int_{R_0}^r \Sigma_{rem}(r) dr\right] / 2\alpha(r). \quad (15.82)$$

При использовании модели сечений выведения (и длины релаксации) возможно приближенное рассмотрение для быстрых нейтронов (или первичных фотонов) и для других геометрических конфигураций АЗ защиты.

В этом случае можно применять аналитические формулы и таблицы, полученные для различных объемных источников с равномерным пространственным распределением мощности (см. гл. 9). Например, для плоского полубесконечного пространства в качестве модели АЗ

$$\varphi_0^{\delta}(x) = \frac{q_0^{\delta}}{2\Sigma_{rem}^{a,3}} E_2\left(\int_0^x \Sigma_{rem}(x') dx'\right), \quad (15.83)$$

где x измеряется от поверхности АЗ.

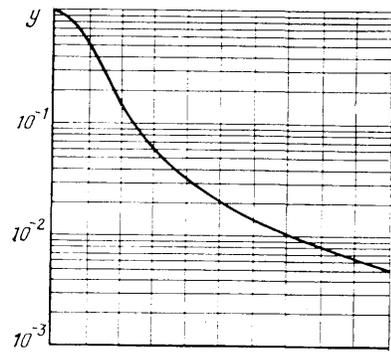


Рис. 15.14. Функция Сакамото

$$y(x) = \frac{e^{-x^2}}{x} \int_0^x e^{t^2} dt$$

При $\Sigma_{rem} x \gg 1$ эта формула сводится к приближенному виду:

$$\varphi_0^{\delta}(x) \approx \frac{q_0^{\delta}}{2\Sigma_{rem}^{a,3}} \exp\left[-\int_0^x \Sigma_{rem}(x') dx'\right] / \int_0^x \Sigma_{rem}(x') dx'. \quad (15.84)$$

Как видно, формулы (15.82) и (15.84) очень похожи, за исключением знаменателя. Для перехода от второй из них к первой необходимо $\int \Sigma_{rem}(r') dr'$ заменить величиной $2\alpha = \int (r^2/r'^2) \Sigma_{rem}(r') dr'$, т. е. для однородной защиты — величиной $\Sigma_{rem}(r - R_0) (r/R_0)$. Таким образом, формула (15.82) представляет собой фактически приближенное решение плоской задачи с поправкой на кривизну и для однородной защиты:

$$\varphi_{0cf}^{\delta}(r) \approx \varphi_{0пл}^{\delta}(x) R_0/r. \quad (15.82a)$$

Точность этой формулы при описании сферических задач достаточно хорошая. Погрешность формул (15.82) и (15.82a) повсюду меньше 30%.

Для АЗ цилиндрической геометрии с равномерным распределением источников в предположении бесконечной высоты цилиндра справедлива формула, получаемая из выражения (15.74):

$$\varphi_0^{\delta}(r) = \frac{q_0^{\delta}}{\Sigma_{rem}^{a,3}} \int_0^R [Ki_2 \langle j(x, r) \rangle - Ki_2 \langle 2\Sigma_{rem}^{a,3} \sqrt{R_0^2 - x^2} + j(x, r) \rangle] \frac{dx}{\sqrt{r^2 - R_0^2}}, \quad (15.85)$$

где $j(x, r) = \int_{R_0}^r \frac{\Sigma_{rem}(\rho) \rho d\rho}{\sqrt{\rho^2 - x^2}}$, т. е. для однородной защиты $j(x, r) =$

$$= \Sigma_{rem} (\sqrt{r^2 - x^2} - \sqrt{R_0^2 - x^2}); \quad Ki_n \langle x \rangle = \int_0^{\pi} \exp(-x/\cos \varphi) \cos^{n-1} \varphi \times$$

$\times d\varphi$ — функции Бикли.

К сожалению, все приведенные формулы получены для моделей АЗ с равномерным пространственным распределением мощности источников.

Для снижения трудоемкости расчетов численного интегрирования (15.74) при учете неравномерности распределения источников по АЗ реактора в ряде случаев делают дополнительные упрощающие предположения. При этом в плоской геометрии используют, например, экспоненциальную и линейную аппроксимации радиального распределения источников и соответствующие им аналитические формулы (9.47) — (9.55).

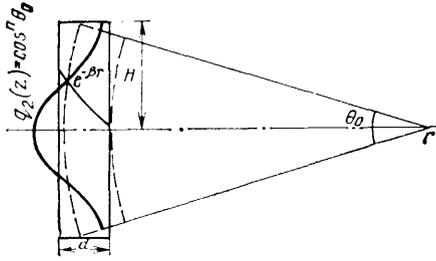


Рис. 15.15. Пояснительная схема к учету аксиального распределения источников излучения

Цилиндрическая (а при необходимости сферическая) задача приближенно сводится к эквивалентной ей сферической с переносом центра симметрии в расчетную точку. Для описания поля источников используют модель с разделением переменных (15.53), т. е.

$$q_0(\mathbf{r}') = q_1(r') q_2(z). \quad (15.86)$$

Аксиальную функцию распределения источников $q_2(z)$ получают из реакторных расчетов (лучше всего двумерных). Качественный характер изменения этой функции иллюстрируется формулами (15.56) и (15.62). Численные расчеты реактора с учетом наличия бокового и торцевого отражателей и гетерогенной структуры АЗ позволяют определить функции $q_2(z)$ более точно. В частности, определяется величина $q_2(H)/q_2(0)$, где H — половина высоты АЗ.

Далее $q_2(z)$ аппроксимируется, например, функцией $\cos^n \theta_0$, где $2\theta_0$ — угол «видимости» АЗ из расчетной точки r , расположенной на уровне центра АЗ $z=0$ (рис. 15.15):

$$\cos \theta_0(r) = [1 + (H/r)^2]^{-1/2}. \quad (15.87)$$

Таким образом, принимается

$$\cos^n \theta_0 = q_2(H)/q_2(0); \quad (15.88)$$

т. е.

$$n \ln \cos \theta_0 = \ln [q_2(H)/q_2(0)].$$

Отсюда

$$n = \frac{\ln [q_2(H)/q_2(0)]}{\ln \cos \theta_0} = 2 \frac{\ln [q_2(0)/q_2(H)]}{\ln [1 + (H/r)^2]}. \quad (15.89)$$

Затем используется, например, экспоненциальная аппроксимация радиального распределения источников нейтронов по АЗ: $\exp(-\beta r)$. Подбором параметра β такой функции можно аппроксимировать также случаи линейного и равномерного распределения. В результате $q_0(r', z)$ сводится к виду

$$q_0(r', \theta_0(r)) = q_0 \exp(-\beta r') \cos^n \theta_0(r). \quad (15.90)$$

Прямая подстановка этой формулы в выражение (15.74) не позволяет провести интегрирование аналитически. Его удается выполнить лишь для несколько измененного вида функций $q_i(r')$, а именно при переходе к $\exp(-\beta r' \cos \theta_0)$, т. е.

$$q(r', \theta_0) = q_0 \exp(-\beta r' / \cos \theta_0) \cos^n \theta_0. \quad (15.91)$$

Эта функция мало отличается от (15.90), и в результате интегрирования для соответствующего сферического слоя толщиной $2R_0$ (при переносе центра симметрии задачи в расчетную точку) получается

$$\begin{aligned} \varphi_0^{\hat{6}}(r) = & \frac{q_0^{\hat{6}}}{2(\Sigma_{rem}^{a,3} - \beta)} \{E_{n+1}(b) - \cos^n \theta_0 E_{n+1}(b/\cos \theta_0) - \\ & - \exp(\beta \cdot 2R_0) [E_{n+1}(b + \Sigma_{rem}^{a,3} \cdot 2R_0) - \\ & - \cos^n \theta_0 E_{n+1}((b + \Sigma_{rem}^{a,3} \cdot 2R_0)/\cos \theta_0)]\}. \end{aligned} \quad (15.92)$$

Здесь $b = \int_{R_0}^r \Sigma_{rem}(\rho') d\rho'$. Для больших расстояний r

$$\varphi_0^{\hat{6}}(r) \approx \frac{q_0^{\hat{6}}}{2(\Sigma_{rem}^{a,3} - \beta)} \frac{\exp(-b)}{(n+1+b)} \{1 - \exp[-(\Sigma_{rem}^{a,3} - \beta) 2R_0]\}. \quad (15.93)$$

Как показывает численная проверка перехода от выражения (15.90) к (15.91), погрешность расчетов по формуле (15.93) обычно не превышает 10%.

При численном интегрировании в выражении (15.74) для прецизионных расчетов, учитывающих трехмерность геометрии АЗ, например x, y, z , для параллелепипеда с размерами a, b, c рекомендуется вычисление такого (тройного) интеграла проводить по кубатурной формуле

$$\varphi_0(\mathbf{r}) = \frac{1}{N+1} \sum_{k=1}^N f(x_k, y_k, z_k; \mathbf{r}). \quad (15.94)$$

Здесь f — подынтегральная функция в выражении (15.74); x_k, y_k, z_k — узлы подынтегральной функции, которые выбирают методом оптимальных коэффициентов (методом Коробова). В соответствии с требованиями этого метода выполняют процедуру нормирования переменных ($x' = x/a; y' = y/b; z' = z/c$) и периодизацию подынтегральной функции ($x' = 3\alpha^2 - 2\alpha^3; y' = 3\beta^2 - 2\beta^3; z' = 3\gamma^2 - 2\gamma^3$). Узлы подынтегральной функции выбирают по соотношениям:

$$\alpha_k = \{ka_3/N\}; \beta_k = \{ka_2/N\}; \gamma_k = \{ka_1/N\}. \quad (15.95)$$

где символ $\{m\}$ означает дробную часть числа m ; a_1 , a_2 и a_3 — коэффициенты Коробова. Например, при числе расчетных узлов $N=100$ $a_1=1$; $a_2=40$; $a_3=85$.

Другим подходом к анализу поля быстрых нейтронов в защите реактора (как и нейтронов других энергий) является использование метода граничных источников (называемого иногда методом эквивалентных поверхностных источников). В достаточно высоком приближении решается задача расчета реактора или задача расчета поля нейтронов для любого заданного распределения внутренних источников в АЗ, в том числе и неравномерного. В результате определяется энергетическое и угловое распределение нейтронов, выходящих из АЗ. Это распределение может быть задано в качестве граничного поверхностного источника (5.27а) для рассмотрения и сравнения различных вариантов защиты с помощью решения уравнения переноса излучения. При этом для достаточно строгого решения задачи следует учитывать отражающие свойства АЗ (см. гл. 5, т. 1), особенно для нейтронов низких энергий.

В качестве примера применения такого подхода для быстрых нейтронов на рис. 15.16 показаны угловое распределение плотности потока нейтронов с $E > 1,4$ МэВ на границе одномерной плоской АЗ водо-водяного реактора, рассчитанное методом дискретных ординат по программе РОЗ (см. гл. 6, т. 1), и результирующее от этого «облучающего пучка» поле нейтронов в гетерогенной железобетонной защите. Как видно, пространственное распределение потока быстрых нейтронов несколько отличается от экспоненциального, характерного для результатов расчета по методу сечений выведения в плоской геометрии.

Возможен также комплексный подход, включающий одновременный расчет поля нейтронов в АЗ и защите. При этом в разных зонах можно использовать различные приближения уравнения переноса, скажем, в АЗ P_1 -приближение, а в защите — P_1 -приближение более высокого порядка.

Расчет защиты сложной геометрии. Наличие неоднородностей в защите, в большинстве случаев несимметричных по отношению к оси симметрии активной зоны реактора, приводит к необходимости рассмотрения двумерных и трехмерных задач даже при использовании одномерной модели активной зоны. Прямой расчет таких задач оказывается довольно сложным и трудоемким.

В ряде случаев геометрию задачи удается приближенно представить в виде совокупности двух областей: основной композиции и изолированной локализованной неоднородности, разделенных достаточно протяженным слоем «промежуточной» однородной защиты (рис. 15.17). В этих случаях приближенное расчетное значение искомого функционала задачи в области неоднородности можно получить методом эквивалентных по-

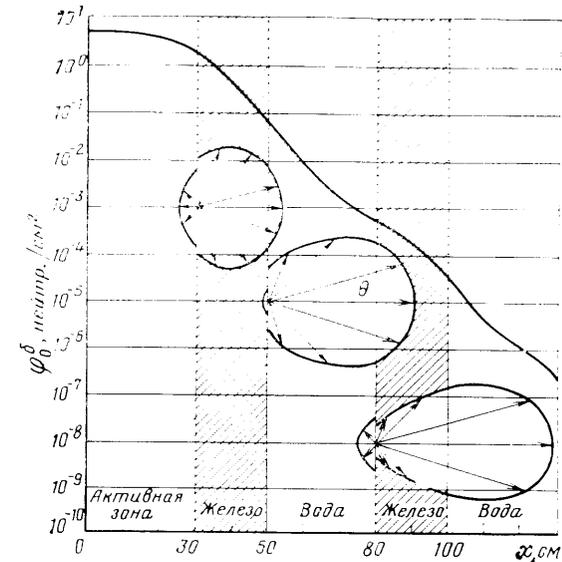


Рис. 15.16. Угловое распределение плотности потока быстрых нейтронов ($E > 1,4$ МэВ), вытекающих из АЗ водо-водяного реактора и на границах раздела слоев железа и воды (— пространственное распределение плотности потока нейтронов)

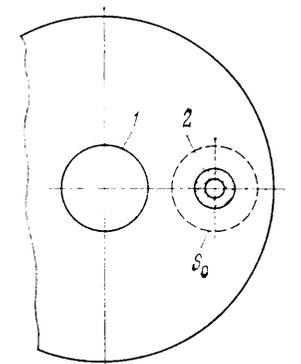


Рис. 15.17. Схема сложной защиты с двумя осями симметрии:

1 — АЗ; 2 — неоднородность

верхностных источников путем синтеза независимых решений «прямой» задачи для основной композиции и сопряженной задачи для области неоднородности. Вокруг этой области и прилегающей к ней части «промежуточного» слоя защиты (толщиной в несколько длин свободного пробега нейтронов, так чтобы отступить от зоны, где возмущающее действие неоднородности на поле нейтронов достаточно велико) на выбранной произвольно замкнутой (выпуклой) поверхности S_0 из расчетов прямой задачи формируются эффективные граничные условия облучения выделенной области от окружающего ее пространства в виде соответствующих поверхностных источников (5.27):

$$q_s(\mathbf{r}, E, \Omega) = -n\Omega\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega)\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}_s), \quad (15.96)$$

где \mathbf{n} — внешняя нормаль к области неоднородности на поверхности S_0 .

Затем после нахождения решения сопряженной задачи $\varphi^*_{p}(\mathbf{r}, E, \Omega)$ с источником $p(\mathbf{r}, E, \Omega)$, описывающим характеристики области неоднородности (чувствительность выбранного детектора, помещенного в ней), в соответствии с определением функционала $J_p = \int d\mathbf{r} \int dE \int d\Omega \varphi^*_{p}(\mathbf{r}, E, \Omega) q(\mathbf{r}, E, \Omega)$ (6.136) рассчитывается искомое значение * этого функционала

$$J_p = - \int_{S_0} d\mathbf{r}_{S_0} \int dE \int d\Omega (\mathbf{n}\Omega) \varphi^*_{p}(\mathbf{r}_{S_0}, E, \Omega) \varphi(\mathbf{r}_{S_0}, E, \Omega). \quad (15.97)$$

Меняя функцию $p(\mathbf{r}, E, \Omega)$, можно при одном и том же поверхностном источнике (15.96) получать значения различных функционалов J_p (6.136).

Следует отметить возможность синтеза решений задач разной геометрии. Например, такая сложная задача, как корректный расчет нейтронного потока в прямом цилиндрическом канале в отражателе реактора, активная зона которого состоит из квадратных ячеек, также может быть сведена к поверхностному интегрированию (15.97) решений двух более простых задач. Причем эти решения могут быть получены разными методами (разными программами).

Ослабление замедляющихся нейтронов. При расчете поля замедляющихся и тепловых нейтронов наиболее широко используется сочетание метода сечений выведения для быстрых нейтронов с диффузионным методом для замедляющихся и тепловых нейтронов. Подробно различные модификации такого комплексного подхода и соответствующие одномерные программы для ЭВМ описаны в § 8.3, т. 1.

В случае однородной защиты удается получать довольно простые аналитические выражения для плотности потока нейтронов. Например, при простейшем двугрупповом рассмотрении, а именно для одной группы быстрых нейтронов с распределением (15.83) и одной группы медленных нейтронов для однородной протяженной защиты, примыкающей к АЗ больших разме-

ров, плотность потока медленных нейтронов подчиняется уравнению

$$-D \frac{d^2 \varphi_0}{dx^2} + \Sigma_{\text{ув}} \varphi_0 = \frac{\Sigma_{\text{рем}} q_0^{\text{б}}}{2\Sigma_{\text{рем}}^{\text{а.з}}} E_2(\Sigma_{\text{рем}} x) + q_0(x). \quad (15.98)$$

Здесь первое слагаемое правой части соответствует «образованию» замедляющихся нейтронов из потока нейтронов выведения, второе — источнику замедляющихся нейтронов в АЗ реактора. Второе слагаемое определяют из многогрупповых расчетов реактора. Весьма приближенно его можно оценить, например, с помощью расчетов потоков по формуле (15.34).

Используя для решения уравнения (15.98) диффузионную функцию Грина (5.62), получаем (при $\Sigma_{\text{рем}} \neq k$) для $x > 0$ (x — расстояние от поверхности АЗ):

$$\varphi_0(x) \approx \int_0^{\infty} \frac{\exp[-k|x-x'|] \Sigma_{\text{рем}} q_0^{\text{б}}}{4kD \Sigma_{\text{рем}}^{\text{а.з}}} E_2(\Sigma_{\text{рем}} x') d\lambda' + A \exp(-kx), \quad (15.99)$$

где A — коэффициент, определяемый граничными условиями; k и D — константы группы замедляющихся нейтронов. В результате

$$\begin{aligned} \varphi_0(x) = & \frac{\Sigma_{\text{рем}} q_0^{\text{б}}}{4k^2 D \Sigma_{\text{рем}}^{\text{а.з}}} \{ 2E_1(\Sigma_{\text{рем}} x) - \exp(-kx) E_1[(\Sigma_{\text{рем}} - k)x] - \\ & - \exp(kx) E_1[(\Sigma_{\text{рем}} + k)x] - \exp(-kx) \ln |1 - k/\Sigma_{\text{рем}}| \} + \\ & + A \exp(-kx). \end{aligned} \quad (15.100)$$

Величину A определяют, исходя из вычисляемого в реакторных расчетах значения плотности потока замедляющихся нейтронов на границе АЗ $\varphi_{0,\text{г.р.}}$, т. е. $\varphi_0(x=0) = \varphi_{0,\text{г.р.}}$. Отсюда $A = \varphi_{0,\text{г.р.}}$. На достаточно большом расстоянии от АЗ плотность потока замедляющихся нейтронов равна (при $\Sigma_{\text{рем}} \neq k$):

$$\begin{aligned} \varphi_0(x) = & \frac{\Sigma_{\text{рем}} q_0^{\text{б}}}{4k \Sigma_{\text{ув}} \Sigma_{\text{рем}}^{\text{а.з}}} \left[\frac{2k^2 \exp(-\Sigma_{\text{рем}} x)}{(k^2 - \Sigma_{\text{рем}}^2) \Sigma_{\text{рем}} x} - \right. \\ & \left. - \ln \left| 1 - \frac{k}{\Sigma_{\text{рем}}} \right| \exp(-kx) \right] + \varphi_{0,\text{г.р.}} \exp(-kx). \end{aligned} \quad (15.101)$$

При проведении практических расчетов защит, ограниченных в поперечном направлении, с помощью одномерных программ в первом приближении можно учесть эту ограниченность подобно тому, как это делается для АЗ. Если поперечное сечение защиты представляет собой круг радиусом R , то в формуле (15.101) и при вычислении значения k (величины, обратной

* В научной литературе используется специальное название для подынтегрального выражения из формулы (15.97): $\int dE \int d\Omega (\mathbf{n}\Omega) \varphi^* \varphi$ — «ток контрибутонов», который представляет вклад точки \mathbf{r} в рассчитываемый функционал. Максимум этой величины на данной поверхности S_0 соответствует такому направлению распространения излучения в рассматриваемой защитной композиции, которое дает наибольший вклад в функционал. Эта информация позволяет определить «ослабленные» места в защите (и при возможности их усилить).

длине диффузии L), входящего в эту формулу, сечение увода $\Sigma_{ув}$ следует заменить величиной $\Sigma_{ув}^{\Phi} = \Sigma_{ув} + (2,405 R_0)^2 D$. Если поперечное сечение защиты есть прямоугольник размером $2a \times 2b$, то

$$\Sigma_{ув}^{\Phi} = \Sigma_{ув} + (1/a^2 + 1/b^2) \pi^2 D. \quad (15.102)$$

При таком же двухгрупповом рассмотрении других конфигураций АЗ и защиты подход аналогичен: всегда решают диффузионное уравнение с источником

$$q_0(\mathbf{r}) = \Sigma_{rem}(\mathbf{r}) \varphi_0^i(\mathbf{r}). \quad (15.102)$$

Многогрупповое рассмотрение метода выведения — диффузии описано в § 8.3, где приведены также характеристики одномерных вычислительных программ, использующих этот метод. Для решения неоднородных задач разработаны и используются программы, основанные на применении метода выведения — диффузии в двумерной геометрии, например ATTOW — в Великобритании, АТИКА — в СССР; RASC-2D — в Японии. Для двумерных расчетов стараются использовать константы с меньшим числом групп, чем для одномерных, например в программе RASC-2D 11 групп выведения и 9 групп диффузии. При этом 9-групповые константы для двумерных расчетов получили усреднением 31-групповых констант по спектрам нейтронов, получаемых из предварительных 31-групповых одномерных расчетов для каждой из рассматриваемых защитных композиций.

На рис. 15.18 приведены результаты двумерных расчетов нейтронных полей в защите на реакторах на быстрых нейтронах JOYO, выполненных по программе RASC-2D. Такого рода информация дает практически полное представление о распределении нейтронных полей во всех элементах конструкций защиты, неоднородностях и т. д. Однако, несмотря на полноту картины, необходимо в результаты таких расчетов распределения излучений по пустотам и вблизи пустот вводить корректировку, связанную с более точным учетом прострела излучений.

При практическом проектировании защиты реактора в многогрупповых расчетах поля замедляющихся нейтронов часто используют диффузионно-возрастное приближение. Интегрируя по латаргии уравнение (5.161), представляющее собой запись уравнения замедления нейтронов в этом приближении, получаем

$$-\nabla D^i \nabla \varphi_0^i(\mathbf{r}) + (\Sigma_a^i + \Sigma_{зам}^i) \varphi_0^i(\mathbf{r}) = \Sigma_{зам}^{i-1} \varphi_0^{i-1}(\mathbf{r}) + q_0^i(\mathbf{r}). \quad (15.103)$$

Здесь

$$D^i = \int_{\Delta u_i} D(u) \varphi(u) du / \int_{\Delta u_i} \varphi(u) du; \quad (15.104)$$

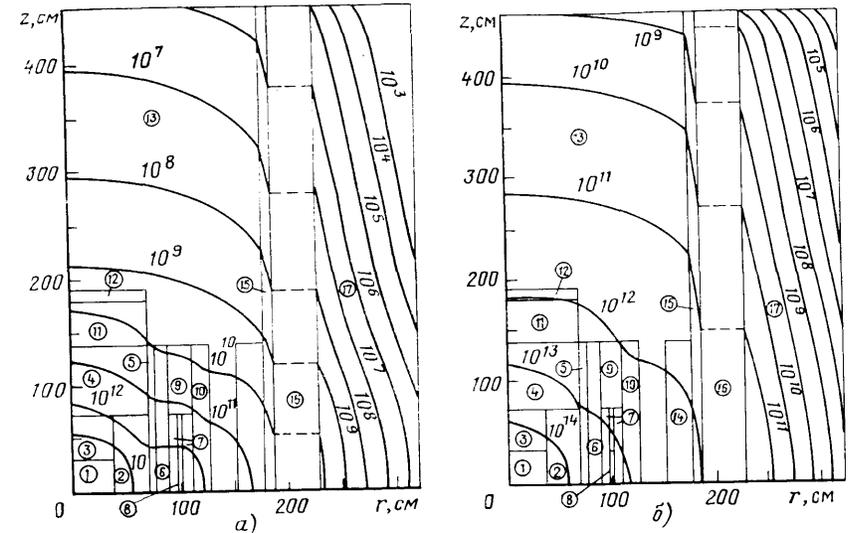


Рис. 15.18. Двумерная картограмма поля быстрых нейтронов с $E > 0.8$ МэВ (а) и промежуточных (б) нейтронов [φ , нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$] в защите реактора на быстрых нейтронах:

1 — АЗ; 2, 3 — боковая и торцевая зоны воспроизводства; 4 — металлоконструкции; 5 — отражатель; 6 — тепловая защита; 7 — хранилище отработанного топлива; 8 — отработанное топливо; 9 — металлоконструкции; 10 — нейтронная защита; 11, 12 — прижимная конструкция; 13 — натрий; 14 — подвеска для облучаемых материалов; 15 — корпус реактора и тепловая защита; 16 — азот; 17 — графит

$$\Sigma_a^i = \int_{\Delta u_i} \Sigma_a(u) \varphi(u) du / \int_{\Delta u_i} \varphi(u) du; \quad (15.104a)$$

$$\Sigma_{зам}^i = \xi \Sigma_{el}(u_i) \varphi(u_i) / \int_{\Delta u_i} \varphi(u) du = \xi \Sigma_{el}^i b^i / \Delta u_i; \quad (15.104b)$$

$$\xi \Sigma_{el}^i = \xi \int_{\Delta u_i} \Sigma_{el}(u) \varphi(u) du / \int_{\Delta u_i} \varphi(u) du; \quad (15.104в)$$

$$b^i = \Sigma_{el}(u_i) \varphi(u_i) \Delta u_i / \int_{\Delta u_i} \Sigma_{el}(u) \varphi(u) du. \quad (15.104г)$$

Таким образом, в диффузионно-возрастном приближении учитывается переход в данную группу только из соседней вышележащей группы. Для учета резонансного поглощения в формулу (15.104б) следует добавить множитель p^i :

$$p^i = \exp \left[- \int_{u_{i-1}}^{u_i} \frac{\Sigma_a(u')}{\xi \Sigma_{el}(u')} du' \right]. \quad (15.105)$$

В приближении Грейлинга — Герцеля

$$p^i = \exp \left[\int_{u_{i-1}}^{u_i} \frac{\Sigma_a(u') du'}{\xi \Sigma_{el}(u') + \gamma \Sigma_a(u')} \right]; \quad (15.106)$$

$$\xi \Sigma_{el}^i = \Delta u_i \int_{\Delta u_i} \frac{du'}{\xi \Sigma_{el}(u') + \gamma \Sigma_a(u')}. \quad (15.107)$$

При расчете многослойной защиты система уравнений (15.103) записывается в конечно-разностном представлении (см. § 6.3, т. 1) и решается далее обычными численными методами.

Следует отметить необходимость итерационного подхода к решению системы (15.103) в силу неопределенности внутригруппового спектра $\varphi(u)$, а значит, и $\varphi(u_i)$, т. е. и значений b_i , более того, они оказываются зависящими от пространственной координаты. Строго говоря, значения коэффициентов b_i можно уточнять на основании модельной аппроксимации $\varphi(u)$, полученной из предыдущей итерации расчетных гистограмм многогруппового спектра.

В практических расчетах, однако, для простоты часто ограничиваются первой итерацией, получаемой в предположении $\varphi(u) = \text{const}$, $\Sigma_{el}(u) = \text{const}$ внутри групп, т. е. $b \equiv 1$. Тогда

$$\Sigma_{зам}^i = \xi \Sigma_{el}^i / \Delta u_i. \quad (15.103)$$

Для бесконечной однородной среды в плоской геометрии решение системы уравнений (15.103) для эквивалентного плоского источника, соответствующего поверхности АЗ, имеет вид

$$\varphi_0^i(x) = \sum_{j=1}^i \frac{1}{2L_j} \frac{\exp(-x/L_j)}{(1-L_1^2/L_j^2)(1-L_2^2/L_j^2)\dots(1-L_i^2/L_j^2)}. \quad (15.109)$$

Штрих под знаком суммирования означает, что множитель $(1-L_j^2/L_j^2)$ в знаменателе опущен. Здесь $L_j = k^{-1}_j$ — длина диффузии нейтронов j -й группы. Таким образом, решение $\varphi_0^i(x)$ для i -й группы является суммой i экспонент (при условии, что нет двух равных L). Если же два каких-либо значения длины диффузии одинаковы, например, для групп одинаковой ширины по летаргии [в соответствии с (15.108) в области постоянных сечений] и равны, скажем, L^* , то в решении задачи (15.109) наряду с членом $\exp(-x/L^*)$ появится также член $x \exp(-x/L^*)$. Если таких значений L^* будет m , то появятся слагаемые вида $x^s \exp(-x/L^*)$, где $s \leq m-1$.

Если число групп $I \rightarrow \infty$, то, как показано в теории переноса нейтронов (путем применения преобразования Фурье), решение (15.109) приближается к решению уравнения возраста (5.169), т. е. дает заниженные результаты по сравнению с точным ре-

шением задачи. Это объясняется тем, что при увеличении числа групп в диффузионно-возрастном приближении модель задачи все более приближается к модели непрерывного замедления. Для больших расстояний от источника $\varphi_0^i(x)$ ослабляется по закону $\exp(-\lambda/L_j^{\text{мнн}})$, а для бесконечного числа групп — по закону $\exp(-x^2/4\tau)$, т. е. гораздо быстрее.

При малом числе групп в диффузионно-возрастном приближении, если поток быстрых нейтронов не ведущий, в модели $\varphi(u) = \text{const}$ отмечается завышение решения (15.109) по сравнению с точным. Это объясняется тем, что предположение о справедливости спектра Ферми $\varphi(u) = \text{const}$ в групповом диффузионно-возрастном приближении занижает сечение замедления (15.108) по сравнению с (15.104б). Непрерывное смягчение спектра нейтронов с удалением от источника в неводородсодержащих и слабопоглощающих материалах приводит к тому, что коэффициент b может заметно превышать единицу. Неучет этого приводит к занижению $\Sigma_{зам}$, т. е. к увеличению длины диффузии $L = \sqrt{D_i/\Sigma_{зам}}$ и, следовательно, к завышению нейтронных потоков.

Противодействующая этому фактору тенденция к занижению нейтронных потоков при удалении от источника, свойственная диффузионно-возрастному приближению при возрастании числа групп, «перекрывает» его лишь при достаточно большом числе групп, скажем, при $I \geq 30 \div 40$ в интервале замедления 0,2 эВ — 1 МэВ [что соответствует в единицах летаргии $\Delta U = \ln(5 \cdot 10^6) = 15,4$].

При малом числе групп ($I < 10 \div 15$) потоки завышаются. Оптимальное число групп, когда две тенденции в среднем компенсируются (для разных материалов), составляет ~ 25 , что соответствует ширине группового интервала $\Delta u \approx 0,6$.

Следует отметить, что предположение $\varphi(u) = \text{const}$ не в диффузионно-возрастном приближении, а при применении строгих методов расчета, например высокого приближения метода дискретных ординат, приводит к завышению результатов даже при достаточно большом числе групп (скажем, $I \sim 70 \div 100$). Для практически полной компенсации этого эффекта требуется не менее 150 групп.

Интересно отметить, что такая ширина групп примерно соответствует максимальной ступеньке упругого замедления $\Delta u_r = 2 \ln[(A+1)/(A-1)]$ при $A \approx 7$, т. е. фактически при минимальном значении атомной массы защитных материалов (исключая водород).

Некоторого уточнения результатов многогрупповых расчетов в диффузионно-возрастном приближении, когда быстрые нейтроны не являются ведущими, удастся добиться, если в системе уравнений (15.103) в потоке нейтронов каждой группы

выделять нерассеянную часть, т. е. нейтроны, не испытавшие ни одного столкновения, и остальную часть — поток рассеянных нейтронов, как это сделано в системе (8.72) — (8.73).

В задаче расчета радиационной обстановки за защитой при определении нейтронной составляющей суммарной мощности эквивалентной дозы иногда используют простой метод, основанный на концепции дозового фактора накопления, описанной в § 11.6, т. 1.

Ослабление тепловых нейтронов. В результате замедления нейтроны по достижении тепловой энергии начинают диффундировать как тепловые, и этот процесс продолжается до тех пор, пока они не будут захвачены или пока не покинут среду. Такой переход из состояния замедления в состояние тепловой диффузии имеет важное значение для расчета радиационной защиты, поскольку основным источником вторичного γ -излучения в защите служит захват тепловых нейтронов. Для расчета источников захватного γ -излучения в слоях защиты важно знать детальную картину распределения плотности потока тепловых нейтронов. Для анализа этой картины можно использовать элементарную односкоростную диффузионную теорию (см. § 5.2, т. 1). При этом источниками тепловых нейтронов в защите являются замедляющиеся нейтроны, рассмотрению распределений которых посвящен предыдущий раздел. В большинстве случаев распределение замедляющихся нейтронов, особенно вдали от источников, оказывает преобладающее влияние на распределение тепловых нейтронов по сравнению с полем «собственных» тепловых нейтронов источника. Например, если в уравнение диффузии (5.105) для сферической геометрии подставить в качестве источника плотность замедления надтепловых нейтронов, выражаемую формулой (5.199), то можно получить решение этого уравнения для плотности потока тепловых нейтронов:

$$q_0^T = \frac{q_0 L^2}{4\pi D r} \left[\frac{\exp(-r/L)}{L^2 - L_s^2} - \frac{\exp(-r/L_s)}{L^2 - L_s^2} \right].$$

Согласно этой формуле, плотность потока тепловых нейтронов на большом расстоянии от источника определяется соотношениями:

$$q_0^T(r) = [q_0 L^2 / 4\pi D (L^2 - L_s^2)] \exp(-r/L) / r, \quad L > L_s;$$

$$q_0^T(r) = [q_0 L^2 / 4\pi D (L_s^2 - L^2)] \exp(-r/L_s) / r, \quad L_s > L.$$

Таким образом, при $L > L_s$ (например, для графита, см. табл. 5.1) отношение $q_0^T / q_0^{\text{надт}}$ возрастает с увеличением расстояния от источника и на очень большом расстоянии имеются в основном тепловые нейтроны. С другой стороны, при $L < L_s$ (например, для воды) ход плотности потока тепловых нейтронов даже на большом расстоянии определяется поведением

плотности замедления и $q_0^T / q_0^{\text{надт}}$ стремится к постоянному значению: $q_0^T / q_0^{\text{надт}}(u) = (\Sigma_s / \Sigma_a^T) (1 - L^2 / L_s^2)^{-1}$.

Однако распределения тепловых нейтронов более чувствительны к гетерогенности структуры защиты, чем распределения быстрых и промежуточных нейтронов. Довольно чувствительны распределения тепловых нейтронов вблизи поверхности защиты к расстоянию до этой поверхности. При анализе таких распределений с помощью эффективных граничных условий (см. ниже) следует учитывать, что они могут усложниться и из-за присутствия человека вблизи внешней границы (эффект возмущения). Часто искажается расчетная картина распределения также в результате рассеяния излучения, в том числе тепловых нейтронов от окружающих стен и конструкций, расположенных за внешней границей защиты. Существенно зависит распределение тепловых нейтронов в защите и от температуры отдельных слоев защиты.

Следует отметить, что корректный анализ процесса установления энергетического спектра тепловых нейтронов в результате их взаимодействия с ядрами среды (*процесса термализации*) — довольно сложная задача. Решение таких задач принципиально важно при расчете реакторов, и в теории реакторов разработаны соответствующие специальные методы, чаще всего многогрупповые. При расчете защиты в большинстве случаев для анализа поля тепловых нейтронов используют более простой одногрупповой диффузионный подход, при котором предполагается, что энергетический спектр тепловых нейтронов в среде подчиняется закону Максвелла $\Phi(E) \approx E \exp(-kT)$, где $k = 8,6 \cdot 10^{-5}$ эВ/град — постоянная Больцмана; T — температура среды, К. Этот подход для практических расчетов защиты вполне удовлетворителен, и лишь в некоторых случаях, например в глубине протяженных металлических защитных слоев, погрешность его может быть достаточно заметной.

В табл. 15.3 приведены эффективные одногрупповые константы тепловых нейтронов для ряда защитных материалов, полученные усреднением по спектру Максвелла при температуре защиты $t = 20^\circ\text{C}$.

Обычно температурная зависимость усредненных сечений поглощения тепловых нейтронов имеет вид: $\Sigma_a(t) \approx \Sigma_a(t = 20^\circ\text{C}) \sqrt{293 / (323 - t)}$, а усредненное сечение рассеяния слабо зависит от температуры. Поэтому, учитывая выражение (5.55), можно записать температурную зависимость длины диффузии тепловых нейтронов в следующем виде:

$$L(t) \approx L(t = 20^\circ\text{C}) [(323 + t) / 293]^{1/4}.$$

Задачи теории диффузии нейтронов в бесконечной однородной среде освещены в § 5.2, т. 1. Рассмотрим теперь аналити-

Таблица 15.3. Константы тепловых нейтронов

| Материал | Плотность, ρ см ³ | Σ_a , см ⁻¹ | Σ_{tr} , см ⁻¹ | L , см |
|-------------|-----------------------------------|-------------------------------|----------------------------------|--------------|
| Вода | 1,00 | $1,96 \cdot 10^{-2}$ | 2,80 | 2,85 |
| Графит | 1,60 | $2,86 \cdot 10^{-4}$ | 0,40 | 54,5 |
| Натрий | 0,97 | $1,18 \cdot 10^{-2}$ | 1,00 | 16,8 |
| Железо | 7,86 | $1,97 \cdot 10^{-1}$ | 1,12 | 1,23 (1,32) |
| Свинец | 11,35 | $5,00 \cdot 10^{-2}$ | 0,37 | 13,5 |
| Песок | 1,60 | $2,25 \cdot 10^{-3}$ | 0,16 | 30,3 |
| Карбид бора | 1,80 | 52,2 | 52,5 | 0,011 (0,19) |

Примечание. В скобках приведены значения длины диффузии, полученные с помощью асимптотической теории [см. уравнение (8.13)].

ческое решение диффузионных задач в конечной однородной среде с источниками простой геометрической формы, считая, что среда имеет такую же симметрию, как и источник. Более сложные задачи, особенно для неоднородных сред, решаются численными методами.

Учитывая асимптотическое решение задачи о пространственной зависимости плотности потока нейтронов вблизи границы среды [см. (5.80), (5.82)], будем предполагать, что поток нейтронов обращается в нуль на экстраполированной границе среды, т. е.

$$q_0(\mathbf{r}_s + \mathbf{n}\gamma) = 0, \quad (15.110)$$

где \mathbf{r}_s — граница среды; \mathbf{n} — нормаль к среде. При этом, как показывает сравнение с решением таких задач более точными методами, этот подход может быть справедлив только в тех случаях, когда размеры ограниченных сред значительно превышают длину свободного пробега нейтронов в среде (точнее, $1/\Sigma_{tr}$).

Плоский источник в центре однородного конечного слоя. В этом случае справедливо общее решение (5.58) диффузионного уравнения (5.57) (см. т. 1). Однако ввиду конечности размеров среды теперь уже нельзя отбросить второе слагаемое этого решения, т. е. $B \neq 0$. Для определения константы используют граничное условие типа (15.110), а именно: $q_0(a) = 0$, где a — половина толщины слоя, включая длину экстраполяции γ . Тогда $q_0(a) = A \exp(-a/L) + B \exp(a/L) = 0$, откуда $B = -A \exp(-2a/L)$. Таким образом,

$$q_0(x) = A [\exp(-|x|/L) - \exp(-(2a - |x|)/L)].$$

Константу A определяем так же, как и в случае бесконечной среды, подставляя последнюю формулу в соотношение (5.59).

В результате распределение плотности потока нейтронов в плоском слое имеет вид

$$q_0(x) = \frac{\exp(-|x|/L) - \exp[-(2a - |x|)/L]}{2D [1 + \exp(-2a/L)]} q_0 L. \quad (15.111)$$

При очень большом x , т. е. для бесконечной среды, величины $\exp[-(2a - x)/L]$ и $\exp(-2a/L)$ пренебрежимо малы и выражение (15.111) переходит, как и должно быть, в формулу (5.60).

Выражение (15.111) можно переписать в другом виде, введя гиперболические функции $\text{sh } y = [\exp y - \exp(-y)]/2$; $\text{ch } y = [\exp y + \exp(-y)]/2$. Тогда, умножая числитель и знаменатель выражения (15.111) на $\exp(x/L)$, получаем

$$q_0(x) = [q_0 L / 2D \text{ch}(a/L)] \text{sh}[(a - |x|)/L]. \quad (15.112)$$

Точечный источник в центре сферы. Эта задача решается аналогично предыдущей. Однако для иллюстрации различных подходов используем в этом случае принцип, основанный на применении метода эффективных поверхностных источников [см. соотношение (5.28)]. В ограниченной поверхности конечной среде плотность потока нейтронов, обусловленного заданным распределением источников, равна плотности потока нейтронов в бесконечной среде с такими же внутренними источниками в совокупности с соответствующим образом подобранными отрицательными фиктивными источниками на поверхности r_s . Поэтому плотность потока в ограниченной среде можно представить как сумму решения, полученного для бесконечной среды и плотности потока, обусловленного неизвестными поверхностными источниками, находящимися на рассматриваемой поверхности.

Пусть R — эффективный радиус сферы, т. е. сумма истинного радиуса и γ . В центре сферы находится точечный источник нейтронов мощностью q_0 . Комбинируя решение для бесконечной среды (5.110) и решение для сферического поверхностного источника внутри сферы, можем записать:

$$q_0(r) = (q_0 / 4\pi D r) \exp(-r/L) + (t/r) \text{sh}(r/L),$$

где t — неизвестная константа. Определяем ее из граничного условия $q_0(R) = 0$, в силу которого $t = -[q_0 / 4\pi D \text{sh}(R/L)] \times \exp(-R/L)$. Следовательно,

$$q_0(r) = \frac{q_0}{4\pi D \text{sh}(R/L)} \text{sh}\left(\frac{R-r}{r}\right) / r. \quad (15.113)$$

Линейный источник в ограниченной среде. Аналогично можно получить выражение для плотности потока нейтронов и в других простейших случаях. Например, для ли-

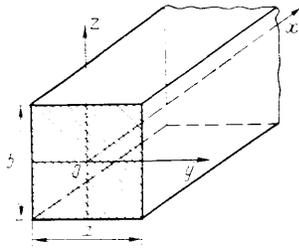


Рис. 15.19. Схема распространения нейтронов в однородной призме

нейного источника, расположенного на оси бесконечно длинного цилиндра с эффективным радиусом R :

$$\varphi_0(r) = \frac{q_0}{2\pi D} \left[K_0(r/L) - \frac{K_0(R/L)}{I_0(R/L)} I_0(r/L) \right].$$

Здесь $I_0(x)$ и $K_0(x)$ — модифицированные функции Бесселя первого и второго рода. Поскольку $I_0(R/L)$ стремится к бесконечности при $R/L \rightarrow \infty$ [при больших x $I_0(x) \sim$

$\sim (1/\sqrt{x}) \exp x$], то эта формула при увеличении радиуса цилиндра переходит в соответствующую формулу для бесконечной среды.

Следует отметить, что погрешность диффузионного приближения в граничных задачах больше, чем для бесконечной среды. Однако достоинство диффузионных решений заключается в простоте численных оценок и выявлении качественного характера зависимости распределений от параметров задачи.

Плоский источник на входе в бесконечную призму. Рассмотрим диффузионную задачу для однородной призмы, имеющей бесконечную протяженность по направлению x , размер a по направлению y (с учетом увеличения на двойную длину экстраполяциии 2γ — с обеих сторон), размер b по направлению z — также с учетом 2γ (рис. 15.19). Пусть в плоскости $x=0$ расположен плоский изотропный источник. Тогда диффузионное уравнение (5.104) для плотности потока $\varphi_0(x, y, z)$ в декартовой системе координат будет иметь вид

$$-D \left(\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial z^2} \right) - \Sigma_a \varphi_0 = q_0 \delta(x).$$

Это уравнение должно быть решено вместе с граничными условиями $\varphi_0(x, y, z) = 0$ при $y = \pm a/2$, $z = \pm b/2$. Для случая $x > 0$ его можно представить в виде однородного уравнения.

$$\partial^2 \varphi_0 / \partial x^2 + \partial^2 \varphi_0 / \partial y^2 + \partial^2 \varphi_0 / \partial z^2 - \varphi_0 / L^2 = 0. \quad (15.114)$$

Предположим, что при решении этого уравнения переменные x, y, z разделяются, т. е. будем искать решение этого уравнения в виде

$$\varphi_0(x, y, z) = X(x) Y(y) Z(z),$$

где X — функция только x ; Y — только y ; а Z — только z . Подставив такое решение в уравнение (15.114), приведем уравне-

ние к виду

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} + \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} + \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} - \frac{1}{L^2} = 0. \quad (15.115)$$

Каждое из первых трех слагаемых уравнения (15.115) является функцией только одной независимой переменной, и поэтому его значение не должно зависеть от остальных слагаемых. Поскольку для однородной среды величина $1/L^2$ постоянна, это условие может быть выполнено лишь в том случае, если каждое слагаемое в (15.115) постоянно. Таким образом,

$$\frac{1}{X} \frac{d^2 X}{dx^2} = \frac{1}{L_x^2}; \quad \frac{1}{Y} \frac{d^2 Y}{dy^2} = -\frac{1}{L_y^2}; \quad \frac{1}{Z} \frac{d^2 Z}{dz^2} = -\frac{1}{L_z^2}, \quad (15.116)$$

причем

$$1/L^2 = 1/L_x^2 - 1/L_y^2 - 1/L_z^2. \quad (15.117)$$

Отметим, что знак перед $1/L_x^2$ в первом из соотношений (15.116) выбран положительным, чтобы соответствовать одномерному уравнению (5.57). Решениями второго и третьего из уравнений (15.116) могут быть функции

$$Y(y) = A_y \cos(y/L_y) + B_y \sin(y/L_y); \\ Z(z) = A_z \cos(z/L_z) + B_z \sin(z/L_z).$$

Вследствие симметрии задачи по координатам y и z должны выполняться соотношения $B_y = 0$, $B_z = 0$. Таким образом, $Y(y) = A_y \cos(y/L_y)$, $Z(z) = A_z \cos(z/L_z)$. Граничные условия для φ_0 удовлетворяются при $L_y = a/\pi$; $L_z = b/\pi$. Решение первого из уравнений (15.116) имеет вид, подобный решению (5.60) уравнения (5.57) с длиной релаксации L_x . В результате на достаточно большом расстоянии от источника ($x > 2L$) пространственная зависимость плотности потока нейтронов имеет вид

$$\varphi_0(x, y, z) \approx A \cos(\pi y/a) \times \\ \times \cos(\pi z/b) \exp(-x/L_x), \quad (15.118)$$

где A — некоторая константа, зависящая от мощности источника, и согласно формуле (15.117)

$$1/L_x^2 = 1/L^2 + (\pi/a)^2 + (\pi/b)^2. \quad (15.119)$$

Таким образом, поток в направлении оси x в призме спадает экспоненциально, однако в отличие от бесконечной среды, где также наблюдается экспоненциальный спад, характеризуемый длиной диффузии L , полю нейтронов в призме присущ более резкий спад плотности потока с длиной релаксации $L_x < L$:

$$L_x = L / \sqrt{1 + \pi^2 L^2 (1/a^2 + 1/b^2)}. \quad (15.120)$$

Эта длина учитывает утечку нейтронов в боковом направлении, и величина L_x тем меньше, чем меньше поперечные размеры призмы. В то же время при возрастании этих размеров $a \rightarrow \infty$, $b \rightarrow \infty$, $L_x \rightarrow L$, и закон распределения становится подобным случаю бесконечной среды (5.60).

Если же призма с эффективной длиной c ограничена и в направлении x , то плотность потока нейтронов на достаточно большом расстоянии от источника описывается формулой

$$\varphi_0(x, y, z) = A \cos(\pi y/a) \times \\ \times \cos(\pi z/b) \operatorname{sh}[(c-x)/L_x].$$

При $(c-x)L_x \gg 2$ гиперболический синус можно с достаточной степенью точности заменить экспонентой $(1/2)\exp[(c-x)/L_x]$. Таким образом, на расстоянии нескольких длин релаксации от границы призмы $x=c$ влияние этой границы становится слабо ощутимым, вследствие чего поток спадает экспоненциально, как и в призме бесконечной длины.

Цилиндрический «нейтронород». Рассмотрим теперь распространение нейтронов по однородному цилиндрическому стержню — «нейтронороду» радиусом R , имеющему бесконечную протяженность в направлении x и облучаемому с торца ($x=0$). В этом случае уравнение диффузии (5.104) при $x > 0$ имеет вид

$$-D \left(\frac{\partial^2 \varphi_0}{\partial x^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi_0}{\partial r} \right) + \Sigma_a \varphi_0(x, r) = 0 \quad (5.121)$$

при граничных условиях $\varphi_0(x, R+\gamma) = 0$; $\varphi_0(x=0, r) = \varphi_{\text{пад}}$.

Решим это уравнение, как и уравнение (5.114), методом разделения переменных. Будем искать решение в следующем виде:

$$\varphi_0(x, r) = \varphi(r) \exp(-x/L_n), \quad (5.122)$$

где $\varphi(r)$ удовлетворяет уравнению волнового типа для цилиндрической геометрии $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \kappa^2 \varphi = 0$ с граничным условием $\varphi(R+\gamma) = 0$. Согласно диффузионной теории решение этого уравнения имеет вид: $\varphi(r) = A J_0(\kappa r)$, где $\kappa = 2,405/(R+\gamma)$; J_0 — функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Таким образом,

$$\varphi_0(x, r) = A J_0(\kappa r) \exp(-x/L_n). \quad (5.123)$$

При подстановке решения (5.123) в уравнение (5.122) получается соотношение

$$1/L_n^2 = 1/L^2 + [2,405/(R+\gamma)]^2. \quad (5.124)$$

Используя граничное условие на облучаемом торце нейтронорода, можно получить согласно формуле (5.123) выражение для усредненного по радиусу распределения плотности потока нейтронов по нейтронороду:

$$\bar{\varphi}_0(x) = \varphi_{\text{пад}} \exp(-x/L_n). \quad (5.125)$$

Таким образом, согласно односкоростной диффузионной теории, нейтроны распространяются вдоль нейтронорода по экспоненциальному закону с эффективной длиной диффузии L_n .

Если нейтронород помещен в какую-то среду, то при расчете распространения нейтронов по нему можно использовать формулы (5.123) — (5.125). Однако при этом экстраполированную длину следует рассчитывать по формуле

$$\gamma = \frac{0,71}{\Sigma_{\text{tr}}} \frac{1+a}{1-a}. \quad (5.126)$$

Здесь a — альbedo материала окружающей среды. Согласно диффузионной теории для цилиндра радиусом R , помещенного в среду с параметрами $L_{\text{ср}}$ и $D_{\text{ср}}$,

$$a = \frac{1 - 2D_{\text{ср}}(1/L_{\text{ср}} + 1/R)}{1 + 2D_{\text{ср}}(1/L_{\text{ср}} + 1/R)}. \quad (5.127)$$

Как и следует ожидать, это выражение при $R \rightarrow \infty$ переходит в формулу (5.95) для альbedo бесконечного слоя с плоской границей.

Все формулы, приведенные выше, имеют важное значение для анализа прохождения тепловых и надтепловых нейтронов по заполненным каналам и другим неоднородностям, пропизи-вающим защиту.

Ослабление фотонов. Поле γ -излучения в защите реактора наиболее точно можно определить решением уравнения переноса фотонов — в групповом представлении системы уравнений (5.161) (см. т. 1). При этом в качестве мощности источника необходимо использовать функцию $q_\gamma(r, E_\gamma)$, определенную по формуле (5.70). Для точек внутри АЗ все три слагаемых в этой формуле не равны нулю, вне АЗ — лишь два последних слагаемых. Однако сложность геометрии реальных защит и трудность корректного решения уравнения переноса фотонов вынуждают пользоваться приближенными методами расчета.

Расчет ослабления первичных и вторичных фотонов в защите реактора чаще всего проводят методом, близким к мето-
7—6975

ду расчета потока быстрых нейтронов, а именно интегрированием функции влияния точечного изотропного источника фотонов. В групповом виде общая формула для плотности потока фотонов имеет вид

$$\Phi_{\gamma}^j(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^L \int \frac{q_{\gamma}^i(\mathbf{r}') B^{i \rightarrow j} \left(\int_{\mathbf{r}'}^{\mathbf{r}} \mu^i(\mathbf{r}') dr' \right) \exp \left[- \int_{\mathbf{r}'}^{\mathbf{r}} \mu^i(\mathbf{r}') dr' \right]}{4\pi(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^2} d\mathbf{r}'. \quad (15.128)$$

Здесь $q_{\gamma}^i(\mathbf{r}')$ — пространственное распределение источников фотонов i -й энергетической группы; μ^i — линейный коэффициент ослабления этих фотонов; $B^{i \rightarrow j}$ — фактор накопления потока рассеянных фотонов j -й энергетической группы от источника, испускающего фотоны i -й группы.

Поскольку групповые факторы накопления довольно сложно аппроксимировать какими-либо универсальными аналитическими выражениями, в практике расчетов довольно часто применяют приближенный подход, косвенно учитывающий вид рассчитываемого функционала J_p ; используют различные факторы накопления B_p при расчете разных функционалов — дозовые, энергетические, числовые, поглощенной энергии (подробнее см. § 10.3, т. 1). Вид формулы (15.128) при этом упрощается:

$$\Phi_{\gamma}^j(\mathbf{r}) = \int \frac{q_{\gamma}^j(\mathbf{r}') B_p^j \left(\int_{\mathbf{r}'}^{\mathbf{r}} \mu^j(\mathbf{r}') dr' \right) \exp \left[- \int_{\mathbf{r}'}^{\mathbf{r}} \mu^j(\mathbf{r}') dr' \right]}{4\pi(|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|)^2} d\mathbf{r}'. \quad (15.129)$$

Не следует забывать, что в этой формуле и последующих Φ_{γ}^j — не плотность потока фотонов j -й энергетической группы, а величина, на которую надо умножить удельную мощность дозы излучения, энергию фотонов и т. п. Чтобы получить вклад j -й группы фотонов в значение искомого функционала, следует брать иные значения фактора накопления.

В практике расчетов ослабления фотонов в однородных средах используют различные аппроксимации факторов накопления, описанные в § 10.4, т. 1. Для гетерогенной защиты при расчете факторов накопления применяют полуэмпирические формулы, приведенные в § 10.5, т. 1. Трудоемкость расчетов по этим формулам существенно возрастает с увеличением числа слоев защиты. Поэтому для многослойных защит при большом числе слоев L (особенно при их небольшой толщине) лучше

пользоваться простой формулой для гомогенной смеси материалов из всех слоев:

$$B \left(\sum_{i=1}^L \mu_i x_i \right) = \sum_{i=1}^L \mu_i x_i B_i \left(\sum_{i=1}^L \mu_i x_i \right) / \sum_{i=1}^L \mu_i x_i, \quad (15.130)$$

причем более точные результаты по этой формуле получаются, если факторы накопления для варианта защиты, состоящей полностью из какой-либо отдельной компоненты (для общей толщины защиты), различаются не более чем в 2 раза.

Введение в фактор накопления поправки на барьерность геометрии, т. е. на конечность размеров слоев защиты и происходящую из-за этого утечку из них фотонов, рассмотрено в § 10.3 (см. т. 1). Эта поправка обычно не превышает 30%.

При расчетах поля γ -излучения в защите реактора обычно рассчитывают отдельно две составляющие: γ -излучение из АЗ и вторичное γ -излучение из защиты. При расчете составляющей АЗ как излучения гомогенного объемного источника можно пользоваться аналогично случаю быстрых нейтронов формулами, полученными для объемных источников (см. гл. 9, т. 1).

Возможны и другие подходы. Например, для сферической АЗ с равномерной плотностью источников интегрирование функции влияния точечного источника приводит к следующему выражению для плотности потока фотонов:

$$\Phi_{\gamma}(r) = \frac{B(r) q_{\gamma}^{a.3}}{2\mu_s} \left\{ 1 - \sqrt{1 - (R_0/r)^2} - (R_0/r) \int_{\sqrt{(r/R_0)^2 - 1}}^{r/R_0} \exp \left[-2\mu_s r \sqrt{t^2 + 1 - (r/R_0)^2} \right] dt \right\}, \quad (15.131)$$

где $q_{\gamma}^{a.3}$ — плотность источников фотонов в АЗ (при неравномерной плотности можно использовать среднее значение, т. е. $\bar{q}_{\gamma}^{a.3}$); μ_s — линейный коэффициент ослабления фотонов гомогенной смесью материалов АЗ; B — фактор накопления.

Согласно этой формуле, плотность потока фотонов на поверхности АЗ сферической формы равна

$$\Phi_{\gamma}(R_0) = \frac{B(R_0) q_{\gamma}^{a.3}}{2\mu_s} \left[1 - \frac{1 - \exp(-2\mu_s R_0)}{2\mu_s R_0} \right]. \quad (15.132)$$

Полагая угловое распределение фотонов, вылетающих из АЗ, близким к изотропному, при расчете потока фотонов в однородной защите можно пользоваться формулами для сфери-

ческого поверхностного источника с косинусоидальным угловым распределением:

$$\Phi_{\gamma}(r) \approx \frac{2\Phi_{\gamma}(R_0)R_0B_{\text{защ}}}{r} \left\{ \frac{E_3(\mu\sqrt{r^2 - R_0^2})}{\mu R_0} - \frac{E_3[\mu(r - R_0)]}{\mu r} + E_2[\mu(r - R_0)] \right\}. \quad (15.133)$$

Здесь $B_{\text{защ}}$ — фактор накопления фотонов в защите.

Приближенность формулы (15.133) обусловлена также тем, что не учтены различия между спектром источников фотонов в АЗ $q_{\gamma}^{a,3}(E_{\gamma})$ и спектром фотонов, вылетающих из АЗ, $\varphi_{\gamma}(E_{\gamma}, R_0)$; рассчитать последний в рамках модели фактора накопления (негрупповой) не удастся.

При расчете распределений фотонов от сферической АЗ можно пользоваться также формулами (15.81) и (15.82), от плоского полупространства — формулами (15.83), (15.84), а от цилиндрической АЗ — (15.85), (15.93), но с учетом многократного рассеяния излучения. При этом следует помнить, что учет накопления фотонов в АЗ в результате их многократного рассеяния — весьма громоздкая задача, в практических случаях требующая применения ЭВМ.

Для примера рассмотрим аналог формулы (15.83) для однородной защиты, но с учетом накопления фотонов в АЗ, рассматриваемой как полупространство. Используя аппроксимацию Тейлора (10.47) для фактора накопления в однородной среде, а также формулу (10.74) для фактора накопления $B(\mu_s x', \mu x)$ в композиции из двух слоев — части АЗ толщиной x' с коэффициентом ослабления μ_s и защиты протяженностью x с коэффициентом ослабления μ , можно получить аналогично формуле (9.48):

$$\begin{aligned} \Phi_{\gamma}(x) &= (q_{\gamma}^{a,3}/2) \int_0^{\infty} E_1(\mu_s x' + \mu x) B(\mu_s x', \mu x) dx' = \\ &= (q_{\gamma}^{a,3}/2\mu_s) [A_1 L_1 \exp(-2\alpha_1 \mu x) + (1 - A_1) L_2 \exp(-2\alpha_2 \mu x) + \\ &\quad + A_1^s K L_1^s \exp(-\alpha_1^s \mu x) - A_1 K L_1 \exp(-\alpha_1 \mu x) + \\ &\quad + (1 - A_1^s) K L_2^s \exp(-\alpha_2^s \mu x) - (1 - A_1) K L_2 \exp(-\alpha_2 \mu x)]. \quad (15.134) \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} L_m &= F_1(\infty, \alpha_n) - F_1(\mu x, \alpha_n); \\ L_m^s &= F_1(\infty, \alpha_n^s) - F_1(\mu x, \alpha_n^s); \quad n=1,2. \end{aligned}$$

Индексом s обозначены параметры фактора накопления для материала АЗ, функция $F_1(t, \alpha) = \int_0^t \exp(-\alpha x) E_1(x) dx$ приведе-

на на рис. 9.10) (см. т. 1), коэффициент K , характеризующий связь факторов накопления двух сред, можно получить лишь из эксперимента или решения уравнения переноса фотонов (6.161).

Если пространственное распределение источников фотонов в АЗ не убывает при приближении к ее границе, то в ряде случаев, исключая, может быть, водо-водяные реакторы, для упрощения расчетов в первом приближении накоплением γ -излучения в АЗ можно пренебречь.

До сих пор мы рассматривали различные гомогенные модели АЗ. В ряде случаев, особенно для реакторов канального типа, необходимо учитывать тонкую структуру распределения источников по АЗ. На небольших расстояниях от АЗ (в отражателе или первичной защите) поток фотонов от зоны равен сумме вкладов от отдельных блоков топлива плюс вклад от вторичного γ -излучения из замедлителя, который можно считать однородным. В первом приближении блоки топлива можно представить линейными источниками и использовать формулы ослабления излучения этих источников, при необходимости введя поправку на самопоглощение (см. § 9.4, т. 1) *.

Ослабление вторичного γ -излучения. При расчете распределений вторичного γ -излучения в защите, т. е. захватного γ -излучения, а также γ -излучения, сопровождающего неупругое рассеяние быстрых нейтронов (см. § 15.3), следует учитывать, что в большинстве случаев в его интенсивность основной вклад вносит захват тепловых нейтронов.

Поле излучения в защите реактора, обусловленное вторичным γ -излучением из материалов АЗ, можно рассчитать по формулам, приведенным в предыдущем параграфе. Ниже рассматривается в основном задача расчета ослабления вторичного γ -излучения из материалов защиты.

Исследуем довольно общий случай, когда распределение источников вторичного γ -излучения по рассматриваемому слою защиты толщиной d описывается суммой двух экспонент

$$q_{\gamma}(x) = \sum_{m=1}^2 q_{m,\gamma} \exp(\Sigma_m x), \quad (15.135)$$

причем $\Sigma_1 > 0$, $\Sigma_2 < 0$. Тогда, учитывая выражение функции влияния плоского изотропного источника (см. § 9.3, т. 1)

$$G(y) = \frac{B(y)}{2} E_1(\mu y),$$

* Аналогичный подход правомерен при анализе поля быстрых нейтронов вблизи АЗ.

где B — фактор накопления для плоского изотропного источника, для плотности потока вторичных фотонов от слоя d на поверхности этого слоя можно записать следующее соотношение:

$$\Phi_{\gamma}^{\text{втор}}(x=0) = \frac{1}{2} \int_0^d q_{\gamma}(x') B(x') E_1[\mu(d-x')] dx'. \quad (15.136)$$

Используя выражение типа (15.136) и формулу (10.47) по фактору накопления с коэффициентами, одинаковыми для слоя d и для всей последующей защиты, в точке на расстоянии x от поверхности слоя получаем

$$\begin{aligned} \Phi_{\gamma}^{\text{втор}}(x) = & \sum_{m=1}^2 \frac{q_{m,\gamma}}{2\Sigma_m} \sum_{n=1}^2 A_n \{ \exp(\Sigma_m d + t_m) [E_1(\tau_m + t_m) - \\ & - E_1\langle(1 + \alpha_n)\mu_s d + \Sigma_m d + \tau_m + t_m\rangle] - \exp(\Sigma_m d) E_1(\tau_m) + \\ & + E_1\langle(1 + \alpha_n)\mu_s d + \tau_m\rangle \}, \end{aligned} \quad (15.137)$$

где $t_m = \Sigma_m \mu x / \mu_s$; $\tau_n = (1 + \alpha_n) \mu x$; μ_s — коэффициент ослабления γ -квантов в слое d . Отсюда, в частности, если приближенно учесть накопление рассеянного γ -излучения заменой μ_s значением $\mu_{s,\text{пер}}$ (при $B=1$), то для плотности потока фотонов за слоем (т. е. при $x=0$) можно получить более простую формулу:

$$\begin{aligned} \Phi_{\gamma}^{\text{втор}}(x=0) = & \sum_{m=1}^2 \frac{q_{m,\gamma}}{2\Sigma_m} \{ \exp(\Sigma_m d) E_1(\mu_{s,\text{пер}} d) - \\ & - E_1\langle(\mu_{s,\text{пер}} + \Sigma_m) d\rangle + \ln(1 + \Sigma_m / \mu_{s,\text{пер}}) \}. \end{aligned} \quad (15.138)$$

Формулу (15.138) можно использовать и при расчете плотности потока фотонов внутри слоя (толщиной d). Такая задача имеет место при расчете радиационного энерговыделения (см. ниже). Слой разбивается на две части: $(0, x)$ и (x, d) . Тогда суммарная плотность потока фотонов равна сумме вкладов от этих двух частей, причем при расчете второй составляющей нужно знаки Σ_m заменить противоположными.

Существует и другой подход к получению значений потока вторичного γ -излучения, более удобный для реализации на ЭВМ. Всю толщину защиты делят на отдельные слои, в каждом из которых распределение источников можно считать примерно постоянным. От каждого такого (тонкого) слоя, пренебрегая изменением функции источника по его толщине и используя среднее значение, из формулы (15.136) получают плотность потока фотонов за защитой. Суммируя вклады отдельных слоев (представляя распределение источников многоступенчатой

функцией), получают результирующую плотность потока фотонов

$$\begin{aligned} \Phi_{\gamma}^{\text{втор}}(x) = & \sum_k \frac{\bar{q}_{\gamma}^k}{2\mu_s^k} \sum_{n=1}^2 \frac{A_n}{1 + \alpha_n} \{ E_2\langle(1 + \alpha_n)\mu x\rangle - \\ & - E_2\langle(1 - \alpha_n)(\mu x + \mu_s^k d_n)\rangle \}. \end{aligned} \quad (15.139)$$

Здесь индексом k отмечены характеристики k -го слоя. При малой толщине слоев d_k из этой формулы следует:

$$\Phi_{\gamma}^{\text{втор}}(x) \approx \sum_k \frac{\bar{q}_{\gamma}^k d_k}{2\mu_s^k} \sum_{n=1}^2 \frac{A_n}{1 + \alpha_n} E_1\langle(1 + \alpha_n)\mu x\rangle. \quad (15.140)$$

Можно получить выражение для потока вторичного γ -излучения, используя и другие формы для фактора накопления. В частности, при применении аппроксимации Бергера (10.48) для фактора накопления излучения от точечного изотропного источника при экспоненциальном распределении источников фотонов в слое защиты толщиной d

$$q_{\gamma}(x) = q_0 \exp(-\Sigma_1 x) \quad (15.135a)$$

получают следующее выражение для плотности потока фотонов (различных энергий) за этим слоем:

$$\Phi_{\gamma}^{\text{втор}}(x=0) = \frac{1}{2\alpha} \left[\Psi_0(\mu_s d, \alpha) + \frac{C}{1-D} \exp(D\mu_s d) \Psi_1(\mu_s d, \alpha) \right], \quad (15.141)$$

где

$$\Psi_0(\mu_s d, \alpha) = \frac{1}{2\alpha} \{ E_1(\mu_s d) - \exp(-\alpha\mu_s d) [E_1(|1-x|\mu_s d) + \ln|1-x|] \};$$

$$\Psi_1 = (1/2) \exp(-\alpha\mu_s d) \{ 1 - \exp[-\mu_s d(1-x)] \};$$

$$\alpha = \Sigma_1 / \mu_s;$$

функции $\Psi_0(\mu d, \alpha)$ и $\Psi_1(\mu d, \alpha)$ изображены на рис. 15.20.

Рассмотрим теперь распределение плотности потока вторичных фотонов в защите со сферической геометрией (рис. 15.21). Аналогично выражениям (15.76), (15.77) для быстрых нейтронов из формулы (15.128), пренебрегая накоплением рассеянного излучения, можно получить:

$$\varphi_{\gamma}^{\text{втор}}(r) \approx \frac{1}{2} \int_{R_0}^{R_S} q_{\gamma}(r') dr' \int_0^{\arcsin(r'/r)} d\theta \sin\theta \times$$

$$\times \exp \left[- \int_r^{R_S} \mu(r'') (1 + r^2 \sin^2 \theta / 2r''^2) dr'' \right] \approx \frac{1}{2} \int_{R_0}^{R_S} q_\gamma(r') \exp[-S_\gamma(r')] I(\alpha_\gamma, R_S) dr', \quad (15.142)$$

где

$$S_\gamma(r') = \int_{r''}^{R_S} \mu(r'') dr''; \quad \alpha_\gamma(r) = \frac{1}{2} \int_{r''}^{R_S} \frac{r^2}{r''^2} \mu(r'') dr'';$$

R_S — радиус внешней поверхности защиты, а функция I подчиняется соотношению (15.80).

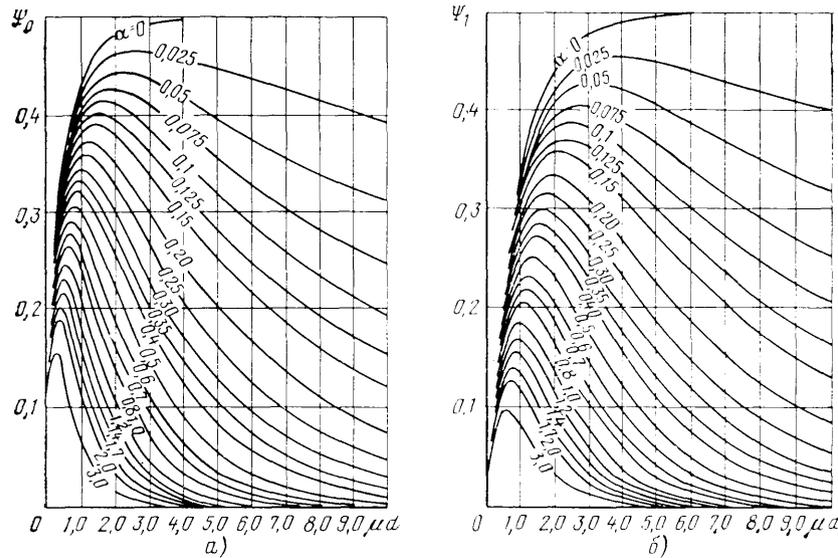


Рис. 15.20. Функции $\Psi_0(\mu d, \alpha)$ и $\Psi_1(\mu d, \alpha)$ (толщина защиты выражена в длинах свободного пробега)

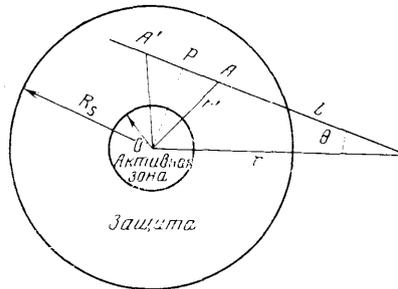


Рис. 15.21. Геометрия, принятая в расчете плотности потока вторичного γ -излучения при сферически-симметричной АЗ и сферически-симметричной неоднородной защите

Для задач с цилиндрической геометрией при расчете вторичного γ -излучения удачным оказывается переход к обратной сферической геометрии, применение которого для расчета ослабления быстрых нейтронов (и фотонов АЗ) описано выше [см. формулы (15.86) — (15.93)]. При расчете распределений вторичного γ -излучения угол видимости зависит не только от r , а от координаты слоя источника r' . Если эффективную высоту слоя источника принять равной высоте АЗ, то

$$\cos \theta(r', r) = [1 + H^2/(r - r')^2]^{-1/2}. \quad (15.143)$$

Однако при этом предполагают «расплывание» распределения источника по высоте с удалением от АЗ, например, по закону, соответствующему такому аксиальному перепаду мощности источников:

$$\xi_z(r') = q_2(H, r')/q_2(0, r') = q_2(H)/q_2(0) + \nu(r' - R_0). \quad (15.144)$$

Коэффициент ν определяют из двумерных расчетов нейтронных полей для типичных защитных композиций или из эксперимента. Затем принимают

$$\cos^n \theta(r', r) = \xi_z(r'). \quad (15.145)$$

откуда

$$n(r', r) = 2 \frac{\ln(1/\xi_z)}{\ln[1 + H^2/(r - r')^2]}. \quad (15.146)$$

Описывая распределение источников вторичного γ -излучения по рассматриваемому слою (15.135), получаем аналогично формуле (15.92) вклад в плотность потока фотонов от рассматриваемого слоя:

$$\Phi_\gamma^{\text{втор}}(x) = B \sum_{m=1}^2 \frac{q_{m,\gamma}}{2(\mu_s - \Sigma_m)} \{E_{n+1}(b) - \cos^n \theta(r', r) E_{n+1} \times \\ \times \langle b/\cos \theta(r', r) \rangle - \exp(\Sigma_m d) [E_{n+1}(b + \mu_s d) - \\ - \cos^n \theta(r', r) E_{n+1} \langle (b + \mu_s d)/\cos \theta(r', r) \rangle]\}. \quad (15.147)$$

Здесь r' — радиус наружной поверхности слоя; d — толщина слоя; $b = \int_0^r \mu(x) dx$; B — фактор накопления рассеянного γ -излучения. При удалении от слоя источника

$$\Phi_\gamma^{\text{втор}}(r) \approx B \sum_{m=1}^2 \frac{q_{m,\gamma}}{2(\mu_s - \Sigma_m)} \frac{\exp(-b)}{(n+1+b)} \{1 - \exp[-(\mu_s - \Sigma_m)d]\}. \quad (15.148)$$

Во всех формулах, описанных в этом параграфе, подразумевается энергетическая зависимость источников и коэффициентов ослабления, а следовательно, и потоков γ -излучения. Расчет обычно проводят для отдельных энергетических групп, учитывая фактор накопления рассеянного излучения, а затем результаты суммируют.

Важное практическое значение при расчете защиты реакторов имеет знание угловых распределений плотности потока вторичного γ -излучения за отдельными слоями защиты и на границе АЗ. С помощью этих угловых распределений получают эффективные поверхностные источники, зная которые, можно довольно точно определить поле излучения за рассматриваемым слоем защиты, при этом учитывают неоднородность геометрии и наличие неоднородностей. К сожалению, такие характеристики могут быть получены лишь с помощью довольно трудоемкого решения уравнения переноса фотонов или методом Монте-Карло. Если принимать угловые распределения изотропными, то погрешность расчетов может быть значительной. Некоторым приближением к этим распределениям, иногда довольно грубым, могут служить угловые распределения потока нерассеянных вторичных фотонов. Выражения для них в ряде случаев удается получить аналитическим путем. Например, для экспоненциального распределения источников (15.135а) в плоской пластине толщиной d угловое распределение потока нерассеянных фотонов выражается соотношением

$$\varphi_{n,\gamma}(\theta) = \frac{q_0}{4\pi} \frac{\exp(-\Sigma_1 d) - \exp(-\mu_s d \cos \theta)}{\mu_s - \Sigma_1 \cos \theta}, \quad (15.149)$$

где μ_s — коэффициент ослабления фотонов в материале пластины; θ — угол, измеряемый от нормали к пластине.

Аналогичная формула для однородной объемной излучающей сферы радиусом R_0 (сферическая модель АЗ) имеет следующий вид:

$$\varphi_{n,\gamma}(\theta) \approx K[1 - \exp(-2\mu_s R_0 \cos \theta)], \quad (15.150)$$

где K — некоторый коэффициент пропорциональности. Отсюда при малых μ_s можно получить $\varphi_{n,\gamma}(\theta) \sim \cos \theta$.

§ 15.6. Защита корпуса реактора

Нейтронное и γ -излучения из АЗ реактора создают мощный поток энергии. В больших энергетических реакторах интенсивность излучения достигает 10^{15} МэВ/(см²·с). Это приводит к тому, что мощность энерговыделения в конструкциях, находящихся в непосредственной близости от АЗ, достигает 100 Вт/см³ и более. Для корпусов водо-водяных и газоохлаждаемых реакторов, которые рассчитаны на значительное давление, энерго-

выделение, связанное с поглощением излучений, может привести к дополнительным температурным напряжениям, которые необходимо учитывать в расчетах прочности. Кроме того, интенсивное нейтронное облучение вызывает структурные нарушения материала корпуса, которые, накапливаясь, приводят к изменению его прочностных характеристик. Существенными факторами для реакторов многих типов в отношении ресурса их корпусов являются также коррозия материала корпуса и усталость этого материала от переменной нагрузки.

Внутрикорпусная защита. Для снижения радиационного тепловыделения и радиационных нарушений в корпусе реактора предусматривают внутрикорпусную защиту. Таким образом, эта защита выполняет функции тепловой и противорадиационной защиты корпуса. Она обеспечивает снижение радиационного энерговыделения в корпусе реактора до уровней, удовлетворяющих требованиям безопасности эксплуатации в условиях термических напряжений, и ограничивает потоки нейтронов, падающих на корпус, до значений, соответствующих допустимому накоплению радиационных нарушений за время срока службы корпуса. Кроме того, внутрикорпусная защита должна максимально снижать выход захватного γ -излучения из своих элементов и корпуса реактора, которые довольно часто вносят основной вклад в мощность дозы излучения за радиационной защитой реактора.

Внутрикорпусную защиту часто выполняют в виде нескольких стальных экранов, окружающих АЗ. Иногда она начинается непосредственно от поверхности АЗ, и первые слои ее выполняют функции отражателя; в других случаях дополнительные защитные экраны устанавливают между отражателем и корпусом. Толщина экранов может быть увеличена по мере удаления от зоны, поскольку удельная мощность энерговыделения в них быстро падает. Теплоотвод обычно осуществляется теплоносителем, который циркулирует между экранами. Для экранов внутрикорпусной защиты, кроме стали, можно применять любые материалы, хорошо поглощающие γ -излучение и удовлетворяющие соответствующим конструкционным и технологическим требованиям. В состав внутрикорпусной защиты могут быть введены борсодержащие материалы (бористая сталь или карбид бора).

Некоторые сложности вызывает расчет потоков захватного γ -излучения в защите с малым содержанием или даже отсутствием ядер водорода. Тогда часто относительная доля потока тепловых нейтронов мала и преобладает захват нейтронов промежуточных энергий. Для решения такой задачи необходимо прибегать к сложным многогрупповым расчетам. Приведем для этого случая простую формулу для грубой (обычно завышающей) оценки интенсивности захватного γ -излучения из корпуса,

за которым расположен какой-либо поглотитель нейтронов (например, слой карбида бора). Для простоты рассмотрим случай плоской геометрии. Тогда для полного потока нейтронов (просуммированного по всем энергиям) можно приближенно использовать экспоненциальный закон ослабления с длиной релаксации, равной длине замедления $L_s = \sqrt{\tau}$ (см. § 5.4, т. 1). Плотность полного потока нейтронов на внешней поверхности корпуса при этом равна:

$$\varphi_0^{\text{корп}} = \varphi_0^{a,z} \exp \left[- \left(\frac{d_{\text{отр}}}{\sqrt{\tau_{\text{отр}}}} + \frac{d_{\text{т.з}}}{\sqrt{\tau_{\text{т.з}}}} + \frac{d_{\text{корп}}}{\sqrt{\tau_{\text{корп}}}} \right) \right]. \quad (15.151)$$

Здесь $\varphi_0^{a,z}$ — полный поток нейтронов на границе АЗ; $d_{\text{отр}}$, $d_{\text{т.з}}$ и $d_{\text{корп}}$ — толщина отражателя, внутрикорпусной защиты и корпуса; $\sqrt{\tau_{\text{отр}}}$, $\sqrt{\tau_{\text{т.з}}}$ и $\sqrt{\tau_{\text{корп}}}$ — соответствующая длина замедления. Удельная мощность источников захватного γ -излучения обусловлена убылью полного потока нейтронов с изменением расстояния:

$$q_\gamma \approx -d\varphi_0/dx = \varphi_0^{\text{корп}}/\sqrt{\tau_{\text{корп}}}. \quad (15.152)$$

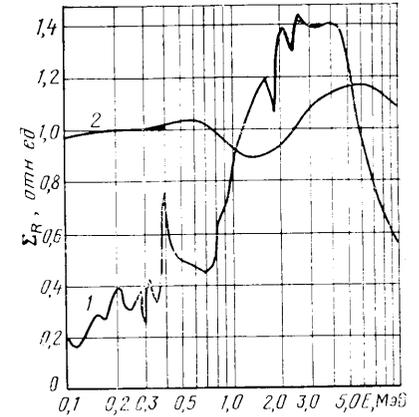
Для достаточно толстого корпуса можно приближенно считать, что практически все нейтроны поглотятся в нем. Используя формулы для бесконечного полупространства, пренебрегая неравномерностью источников и накоплением рассеянного излучения для точки, расположенной на расстоянии x от корпуса, можно записать:

$$\varphi_\gamma^{\text{захв}}(x) \approx \frac{\varphi_0^{\text{корп}}}{\sqrt{\tau_{\text{корп}} \cdot 2\mu_{\text{корп}}}} E_2(\mu x). \quad (15.153)$$

Радиационное повреждение корпуса. Воздействие интенсивных потоков нейтронов на материал корпуса и других конструкций реактора приводит к структурным изменениям, что вызывает изменение их физико-механических свойств. Наиболее опасен переход облученного материала стального корпуса, несущего давление, из вязкого состояния в хрупкое, характеризующееся небольшой энергией разрушения. Состояние хладноломкости корпусных сталей наступает в области температур ниже критической температуры хладноломкости $T_{\text{хл}}$. Эта температура увеличивается при облучении с ростом флюенса нейтронов.

Природа радиационного повреждения материалов довольно сложна. Быстрые и промежуточные нейтроны, взаимодействуя с веществом, образуют первичные атомы отдачи, смещенные со своих мест в результате упругих и неупругих столкновений с нейтронами. Эти первичные атомы отдачи, в свою очередь, смещают другие атомы и т. д. При достаточно большой энергии атома отдачи он может создать область, в которой размещают-

рис. 15.22. Энергетическая зависимость эффективности нейтронов в образовании элементарных (1) и комплексных (2) дефектов



ся дефекты разных «сортов». Такие дефекты в металлах приводят к закреплению дислокаций, от возможности перемещения которых зависит пластичность материала.

Уже при обычной температуре значительная часть этих дефектов отжигается, так что остаются лишь наиболее устойчивые. Картина сохранившейся дефектной области, а также влияние на механические свойства материала и на образование и распространение трещин количества таких областей и их размеров еще мало изучены. Поэтому приходится прибегать к довольно умозрительным модельным представлениям. Наиболее простой и исследованной является модель независимых элементарных дефектов. В первом приближении число таких дефектов, вызванных смещениями атомов в кристаллической решетке, пропорционально энергии, переданной веществу нейтронами при их замедлении. Действительно, при малых энергиях атомов отдачи их столкновения с другими атомами в основном упругие. Однако с ростом их энергии увеличивается вероятность неупругих столкновений, при которых энергия может передаваться в форме электронного возбуждения или ионизации. Таким образом, часть энергии расходуется не на повреждение кристаллической решетки. Кроме того, отклонение энергетической зависимости радиационной эффективности нейтронов от линейного закона обусловлено колебаниями энергетической зависимости сечений рассеяния, наличием анизотропии рассеяния и неупругого рассеяния нейтронов. Результирующая относительная энергетическая зависимость радиационной эффективности нейтронов $\Sigma_R(E)$ в образовании элементарных дефектов для энергий, т. е. повреждающей способности нейтронов $E > 0,1$ МэВ, приведена на рис. 15.22, кривая 1 [при нормировке

$$\int_0^\infty \Sigma_R(E) \chi(E) dE = 1].$$

Пороговое значение энергии нейтрона в образовании смещенного атома для железа составляет примерно 580 эВ. Однако привести к образованию смещенных атомов могут и нейтроны меньших энергий в результате их радиационного захвата, а так-

же упругого рассеяния при резонансных энергиях, соответствующих уровням составного ядра (см. § 2.3, т. 1). При (n, γ) -реакции энергия, получаемая ядром отдачи после испускания фотона, может превысить энергию смещения атома (~ 40 эВ). Учитывая спектр захватных фотонов для ядер железа, можно получить, что средняя энергия ядра отдачи составляет примерно 390 эВ. Таким образом, в результате каждого акта (n, γ) -реакции в железе может появиться примерно десять смещенных атомов. Поскольку наибольшим сечением радиационного захвата обладают тепловые нейтроны, самый большой вклад в образование элементарных дефектов в результате (n, γ) -реакции вносят именно эти нейтроны. Доля тепловых нейтронов в полном числе образованных элементарных дефектов сильно зависит от доли этих нейтронов в спектре и может быть заметной, если поток тепловых нейтронов на порядок превышает поток надтепловых и быстрых нейтронов. Например, в водо-водяном реакторе вклад тепловых нейтронов в образование элементарных дефектов составляет 2–3%, а в графитовом — 25–30%. Это верхняя оценка эффекта тепловых нейтронов, поскольку имеются экспериментальные данные о том, что создаваемые ими дефекты отжигаются несколько быстрее, чем дефекты, обусловленные облучением быстрыми нейтронами.

Более правомерны при повышенной температуре облучения модели комплексных дефектов («пиков смещения» — скоплений смещенных атомов и «обедненных зон» — скоплений вакансий). Определение энергетической зависимости радиационной эффективности нейтронов в образовании комплексных дефектов — очень сложная задача, корректный анализ которой, по-видимому, можно провести лишь с помощью метода Монте-Карло. Кривая 2 на рис. 15.22 — результат расчета этим методом для решетки железа при температуре 60°C. Качественное согласие расчетных данных с экспериментальными имеет место в предположении, что пороговое значение энергии атома отдачи в образовании комплексных дефектов составляет примерно 3 кэВ.

Зависимость радиационной эффективности нейтронов от их энергии приводит к тому, что флюенс (перенос) нейтронов является неадекватной мерой их повреждающей дозы. При одном и том же флюенсе, но разной энергии нейтронов может быть создано совершенно различное число дефектов кристаллической решетки.

Для строгого решения задач проектирования корпуса реактора и его защиты необходимы кривые энергетической зависимости радиационной эффективности нейтронов в абсолютных единицах по отношению к изменению конкретных физико-механических свойств материала. Эти кривые, например, по отношению к изменению температуры хладноломкости при различной температуре облучения, изменению ползучести, текучести,

распухания могут заметно отличаться от кривых, приведенных на рис. 15.22. Тем не менее из-за малочисленности данных изменения различных свойств материала под действием излучения часто анализируют, привлекая статическую модель элементарных дефектов, т. е. принимая в качестве меры повреждающей дозы расчетное количество элементарных радиационных дефектов. При этом удобно использовать специальную единицу повреждающей дозы — *число смещений на атом (сна)*, т. е. ввести понятие

$$R_a = R/n_a = \int \sigma_{cm}(E) \varphi(E) dE, \quad (15.154)$$

где σ_{cm} — тип* сечения σ_R , который соответствует образованию элементарных дефектов кристаллической решетки. Например, для нейтронов, облучающих корпус реактора ВВЭР-440, это сечение, усредненное по спектру нейтронов с $E > 10$ кэВ, равно $\bar{\sigma}_{cm} \approx 550$ б, а усредненное по всему спектру нейтронов равно $\bar{\sigma}_{cm} \approx 150$ б. В результате при плотности полного потока нейтронов 10^{12} нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ мощность повреждающей дозы равна $1,5 \cdot 10^{-10}$ сна/с. Отсюда можно получить, что за 25 лет облучения повреждающая доза для корпуса реактора ВВЭР-440 равна 0,12 сна (соответствующий флюенс нейтронов с $E > 10$ кэВ равен $2,4 \cdot 10^{20}$ нейтр./ см^2).

Несмотря на отсутствие строгого соответствия понятий флюенса и повреждающей дозы, на практике часто сопоставляют степень изменения свойств материала при облучении с определенным значением флюенса нейтронов. Например, уменьшение температуры хладноломкости при облучении связывают с флюенсом нейтронов с $E > 0,4 \div 0,5$ МэВ, облучивших образец. Так, согласно экспериментальным данным для флюенса $\varphi_T = 3 \times 10^{19}$ нейтр./ см^2 при $t_{обл} = 250^\circ\text{C}$ сдвиг температуры хладно-

* Согласно теории радиационных повреждений, связь сечения смещения σ_{cm} с элементарными ядерными сечениями (см. § 2.3) записывается следующим образом:

$$\sigma_{cm}(E) = \int \sigma_s(E, \mu_s) \nu_{ат} [T_s(E, \mu_s)] d\mu_s + \sigma_{n, \gamma}(E) \nu_{ат} [T_{n, \gamma}(E)].$$

Здесь T_s — энергия ядра после рассеяния на нем нейтрона с энергией E на угол $\arcs \cos \mu_s$ с возбуждением уровня $E_{ур}$ (при упругом рассеянии $E_{ур} = 0$), кэВ; $T_{n, \gamma}$ — энергия ядра после (n, γ) -реакции; $\nu_{ат}(T)$ — «каскадная» функция (число элементарных дефектов, образованных смещенным ядром с энергией T):

$$T_s(E, \mu_s) = [2A/(A+1)^2] E [1 - \mu_s \sqrt{1 - (E_{ур}/E)(A+1)/A}] + E_{ур} A/(A+1);$$

$$T_{n, \gamma}(E) = (1/1870 A) \int E_{\gamma}^2 \nu_{n, \gamma}(E_{\gamma}, E) dE_{\gamma};$$

$$\nu_{ат}(T) = 10 T [1 + 0,1337 Z^{2/3} A^{-1/2} g(\epsilon)]^{-1}; \quad \epsilon = T/(0,08694 Z^{7/3});$$

$$g(\epsilon) = \epsilon + 0,4024 \epsilon^{3,4} + 3,401 \epsilon^{1/6}.$$

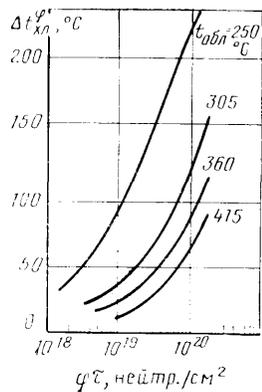


Рис. 15.23. Зависимость сдвига температуры хладноломкости стали А302В от флюенса нейтронов при разной температуре облучения

ном охрупчивании материалов играют различные химико-физические процессы. В ряде случаев даже небольшие примеси Си и Р, обладающие свойством концентрироваться у дефектов кристаллической структуры материала (возникающих в том числе и при облучении), заметно усиливают радиационное охрупчивание стали.

Знание экспериментальной зависимости сдвига $t_{хл}$ от повреждающей дозы или флюенса облучения $\varphi\tau$ образцов материала корпуса $\Delta t_{хл}^{\varphi} = f(\varphi\tau)$ при определенной рабочей температуре позволяет вычислить допустимое значение интеграла облучения и соответственно срок службы корпуса реактора. Опыт эксплуатации реакторов и экспериментальные данные показывают, что безопасная рабочая температура корпуса $t_{раб}$ должна быть выше $t_{хл}$ не менее чем на 30 °С:

$$t_{хл}^{корп}(\varphi\tau) \leq t_{раб} - 30. \quad (15.155)$$

Температура хладноломкости облученного материала зависит от его начальной температуры хладноломкости (до облучения) $t_{хл}^0$, которая определяется составом материала корпуса и термообработкой. Кроме того, $t_{хл}$ корпуса реактора зависит от термического старения ($\Delta t_{хл}^{ст}$) вследствие длительной работы в условиях высокой температуры и накопления циклических повреждений ($\Delta t_{хл}^N$), обусловленного механическими напряжениями в корпусе под нагрузкой. Для малоуглеродистых и низ-

ломкости образцов низколегированной корпусной стали марки А302В (Mn — 1,5%, Мо — 0,5%, С — 0,25%) составляет $\Delta t_{хл}^{\varphi} = 150 \pm 30$ °С (рис. 15.23).

Для многих сталей справедливо соотношение $\Delta t_{хл}^{\varphi} = A(\varphi\tau \cdot 10^{-18})^{1/3}$. В частности, для стали 15Х2МФА, используемой для изготовления корпусов реакторов ВВЭР-440, при повышении $t_{обл}$ от 250 до 290 °С коэффициент А изменяется от 22 до 14.

Строгой теории, учитывающей динамику накопления и отжига радиационных дефектов, пока не существует. По-видимому, важную роль в картине радиационного повреждения металлов играют (n, p)- и (n, α)-реакции, однако еще не ясна роль этих реакций по отношению к элементарным и комплексным дефектам, вызванным смещениями атомов. Существенную роль в радиацион-

ного охрупчивания образцов низколегированной корпусной стали марки А302В (Mn — 1,5%, Мо — 0,5%, С — 0,25%) составляет $\Delta t_{хл}^{\varphi} = 150 \pm 30$ °С (рис. 15.23).

и с учетом (15.155)

$$\Delta t_{хл}^{\varphi} \leq t_{раб} - (t_{хл}^0 + \Delta t_{хл}^{ст} + \Delta t_{хл}^N + 30). \quad (15.157)$$

Отсюда, используя соотношение (15.154) или другие аналогичные экспериментальные данные, вычисляют допустимый флюенс нейтронов $(\varphi\tau)_{доп}$.

Зная плотность потока нейтронов, облучающего корпус, можно определить допустимый срок службы корпуса $\tau_{доп}$ по отношению к его радиационному повреждению (радиационный ресурс) *. При этом следует учитывать средний коэффициент использования мощности реактора.

В последнее время в реакторостроении начинают использовать корпуса реакторов из предварительно напряженного железобетона. Определение срока службы таких корпусов — сложная задача, решение которой требует рассмотрения не только радиационной стойкости материала, но и многих других вопросов.

Не менее важна проблема радиационной стойкости бетонной биологической защиты реактора, особенно в случае «сухой» (безводной) защиты, когда бетон расположен непосредственно за корпусом (кожухом) реактора.

Радиационная стойкость бетона определяется радиационной деформативностью заполнителя (гранит, известняк, песок и т. п.) — расширением при облучении и радиационной усадкой цементного камня. Результатом возникающего сложного напряженного состояния является возникновение микротрещин и их раскрытие.

Радиационная деформация бетонов зависит от дозы облучения, точнее, повреждающей дозы, количества цементного камня, степени однородности напряженного состояния цементного камня. Экспериментальными и теоретическими исследованиями установлено, что в качестве характерного показателя радиационной деформации бетона можно принять флюенс нейтронов с энергией более 10 кэВ. Однако не существует универсальной границы радиационной стойкости бетонов. В каждом случае она зависит от конкретной определяющей характеристики бетона — прочности на расширение, прочности на сжатие, теплопроводности, плотности и т. д. Поэтому допустимый флю-

* В процессе эксплуатации реактора для уточнения остатка этого ресурса периодически (через несколько лет) выгружают из реактора и испытывают образцы-свидетели охрупчивания корпуса, облучаемые с самого начала эксплуатации в близких, почти аналогичных корпусу условиях.

енс нейтронов для бетона даже вполне определенного состава — не вполне однозначная величина.

Например, при применении обычного бетона марки 200 (с мелким заполнителем — песком и крупным — гранодиоритом) в монолитной железобетонной конструкции, когда определяющей характеристикой является механическое напряжение, а допустимая радиационная деформация составляет 0,1—0,5%, допустимый флюенс нейтронов равен $6 \cdot 10^{19}$ нейтр./см². При использовании этого же бетона в виде сборной конструкции из блоков определяющей характеристикой является уже прочность бетона, причем допустимое ее снижение составляет примерно 50%. Соответствующий допустимый флюенс равен $1,6 \cdot 10^{20}$ нейтр./см², т. е. в 2,5 раза выше, чем в первом случае.

§ 15.7. Особенности защиты реакторов АЭС различных типов

В зависимости от типа реактора компоновка технологического оборудования ЯЭУ, конструкция радиационной защиты реактора, а также выбор материалов имеют специфические особенности, которые необходимо учитывать при проектировании.

Для АЭС с реакторами на тепловых нейтронах и водой в качестве теплоносителя боковая биологическая защита из бетона обычно является основным вертикальным конструкционным элементом здания, к которому примыкают различные помещения. Внутренняя часть боковой биологической защиты часто представляет собой стальной бак с водой, выполняющий одновременно функцию опорной конструкции и обеспечивающий тепловую защиту бетонной конструкции. Вместо водяного бака может быть использована засыпка из горных пород и минералов, удерживающих в своем составе при высокой температуре кристаллизационную воду, или радиационно- и термостойкие бетоны.

Нижнюю часть защиты обычно выполняют из армированного бетона, служащего фундаментом для реактора и боковых стен здания.

В СССР широкое развитие получили два основных типа энергетических реакторов — корпусные и каналы уран-графитовые. Верхняя защита реакторов этих типов может существенно различаться. В корпусных реакторах защитой являются вода или пароводяная смесь, стальные экраны и крышка корпуса. Как пример водо-водяного реактора без кипения воды под давлением на рис. 15.24 изображен реактор ВВЭР-1000 Нововоронежской АЭС. Радиационный захват нейтронов в корзине АЗ 11 и корпусе реактора 9 формирует мощный источник вторичного γ -излучения. Тепловая защита бетонной шахты, в которую помещается реактор и которая одновременно служит

замедлителем для ионизационных камер СУЗ реактора, для многих реакторов ВВЭР-440 выполнялась в виде бака, заполненного водой и расположенного между корпусом и бетонной защитой толщиной 3 м. Более надежной, дешевой и удобной в процессе эксплуатации является сухая защита, которая может быть выполнена из жаропрочного бетона. Другой разновидностью водо-водяного реактора является кипящий реактор (типов BWR и ВК-50).

В уран-графитовых реакторах канального типа (ВГР) в качестве материалов защиты обычно используют графит, чугун, бетон, железорудный концентрат, серпентинит, песок и др. К числу этих реакторов относятся реакторы Первой АЭС мощностью 5 МВт (эл.), первых двух блоков Белоярской АЭС (БАЭС) мощностью 100 и 200 МВт (эл.), четырех блоков Билибинской АТЭЦ (БАТЭЦ) мощностью по 12 МВт (эл.), реактор РБМК-1000 Ленинградской АЭС (ЛАЭС) и другие мощностью 1000 МВт (эл.).

Графитовая кладка АЗ и отражателей и часть верхней радиационной защиты этих реакторов располагаются в герметичной полости, образованной верхней и нижней металлоконструкциями и цилиндрическим кожухом в радиальном направлении (рис. 15.25). Толщина верхнего графитового отражателя находится в пределах от 50 (ЛАЭС) до 80 см (БАЭС). Состав и размер (см) части верхней радиационной защиты, расположенной над верхним отражателем, следующие: Первая АЭС: графит — 140, чугун — 20; БАЭС: чугун — 20, графит — 60, чугун — 20, графит — 20, чугун — 12, графит — 20; БАТЭЦ: чугун — 15, графит — 30, чугун — 15, графит — 30, чугун — 15; АЭС с РБМК: сталь — 29. Далее в верхнем направлении следует верхняя плита. Конструкция ее для разных реакторов различна. На первой АЭС — это чугунная плита суммарной толщиной 70 см; на БАЭС — металлоконструкция коробчатого типа высотой 1,5 м; на БАТЭЦ и АЭС с РБМК — также металлоконструкция коробчатого типа высотой 1 и 2,8 м соответственно с заполнением ее защитными материалами: смесью серпентинита и чугунной дроби — на БАТЭЦ, серпентинитом — на РБМК. Размещение части радиационной защиты в верхней плите позволяет заметно спизить длину технологических каналов и несколько уменьшить высоту здания АЭС.

Над верхней плитой располагается разводка трубопроводов теплоносителя, над которой размещено верхнее защитное перекрытие. Толщину и материал этого защитного перекрытия выбирают в зависимости от запроектированной радиационной обстановки над работающим реактором. Для Первой АЭС и БАЭС реакторный зал при работе реактора не обслуживается, поэтому непосредственно над работающим реактором допускается повышенный уровень излучения. Защитные перекрытия

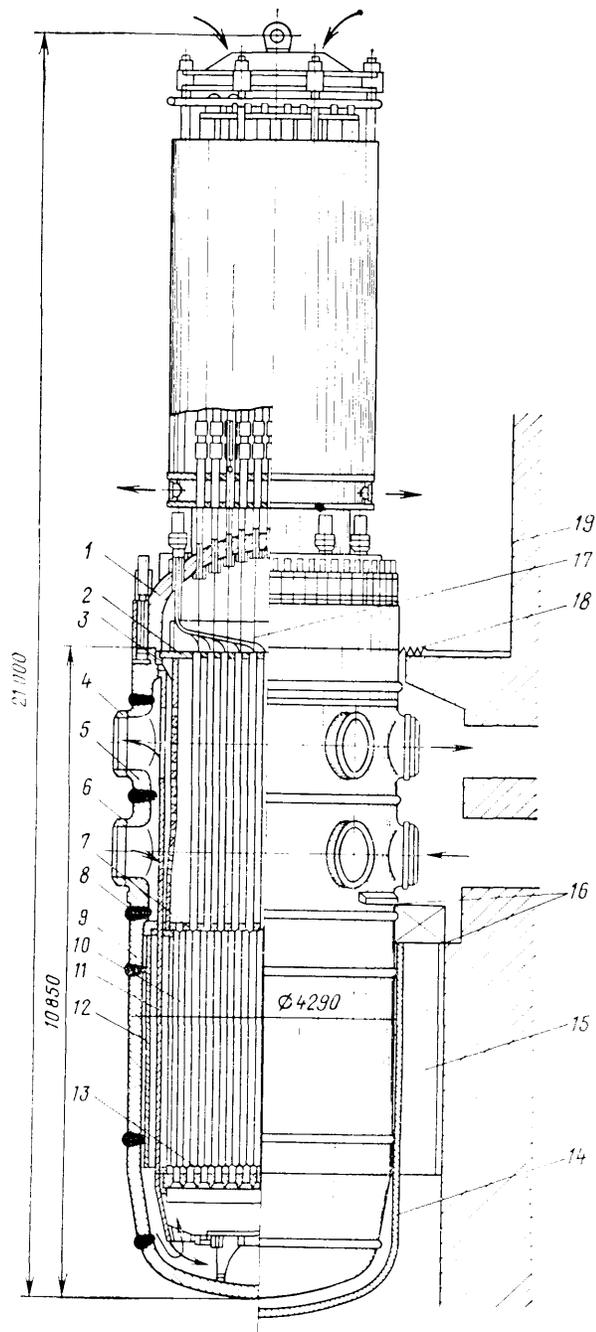


Рис. 15.24. Водоводяной реактор ВВЭР-1000:

1 — съемная крышка корпуса; 2 — направляющие трубы для органов и приводов СУЗ; 3 — прижимный цилиндр; 4, 6 — патрубок выхода теплоносителя; 5 — разделительная обечайка; 7 — прижимная плита; 8 — ограничивающий пояс; 9 — корпус реактора; 10 — кассеты с твэлами; 11 — корзина АЗ; 12 — тепловая защита корпуса; 13 — опорная плита (для кассет); 14 — теплоизоляция; 15 — кольцевой бак с водой или «сухая» тепловая защита; 16 — бетонная шахта; 17 — штанга привода органов СУЗ; 18 — кольцевой уплотняющий и компенсирующий лист; 19 — облицовка помещения

для этих реакторов имеют довольно небольшую толщину — 20 см чугуна для Первой АЭС и 25 см чугуна + 18 см битума для БАЭС.

На БАТЭЦ и АЭС с РБМК реакторный зал является постоянно обслуживаемым помещением. Причина этого для БАТЭЦ — в объединении всех четырех надреакторных помещений в единый реакторный зал (из экономических соображений). Для обеспечения возможности перегрузки отработавших топливных каналов при работе реактора, т. е. бесперебойной выдачи электроэнергии, защита реактора на АЭС с РБМК также обеспечивает условия постоянного обслуживания реакторного зала. Поэтому на БАТЭЦ и РБМК верхнее защитное перекрытие более мощное: 20 см стали + 70 см железосерпентинитового бетона на БАТЭЦ; 10 см стали + 90 см железобарий-серпентинитцементного камня на ЛАЭС.

Представляет интерес сопоставление суммарной толщины верхней радиационной защиты этих реакторов. С учетом графитового отражателя это 850 г/см² — Первая АЭС; 890 г/см² — БАЭС; 1200 г/см² — БАТЭЦ и 1250 г/см² — РБМК. Как видно, обеспечение меньшего уровня интенсивности излучения над реактором требует более тяжелой защиты.

Конструкция нижней опорной плиты рассматриваемых уран-графитовых реакторов различна. Это — железобетонное основание на Первой АЭС, охлаждаемое водой, протекающей по змеевикам; стальная коробчатая плита, заполненная водой, — на БАЭС и БАТЭЦ, охлаждаемая также с помощью змеевиков; стальная коробчатая плита, заполненная серпентинитом — на РБМК.

В радиальном направлении за кожухом уран-графитового реактора размещается бак водяной защиты толщиной около 1 м (1 м для Первой АЭС и БАЭС; 1,2 м — для РБМК; 0,75 м — для БАТЭЦ). Далее за внешним монтажным пространством расположена боковая биологическая защита толщиной 3 м. В целях сокращения этой толщины до 2 м на АЭС с РБМК внешнее монтажное пространство (размером 1,3 м) засыпали обычным песком. Боковая бетонная биологическая защита реактора, как правило, является основным вертикальным конструкционным элементом здания АЭС, к которому при-мыкает его многоэтажная часть в различных помещениях.

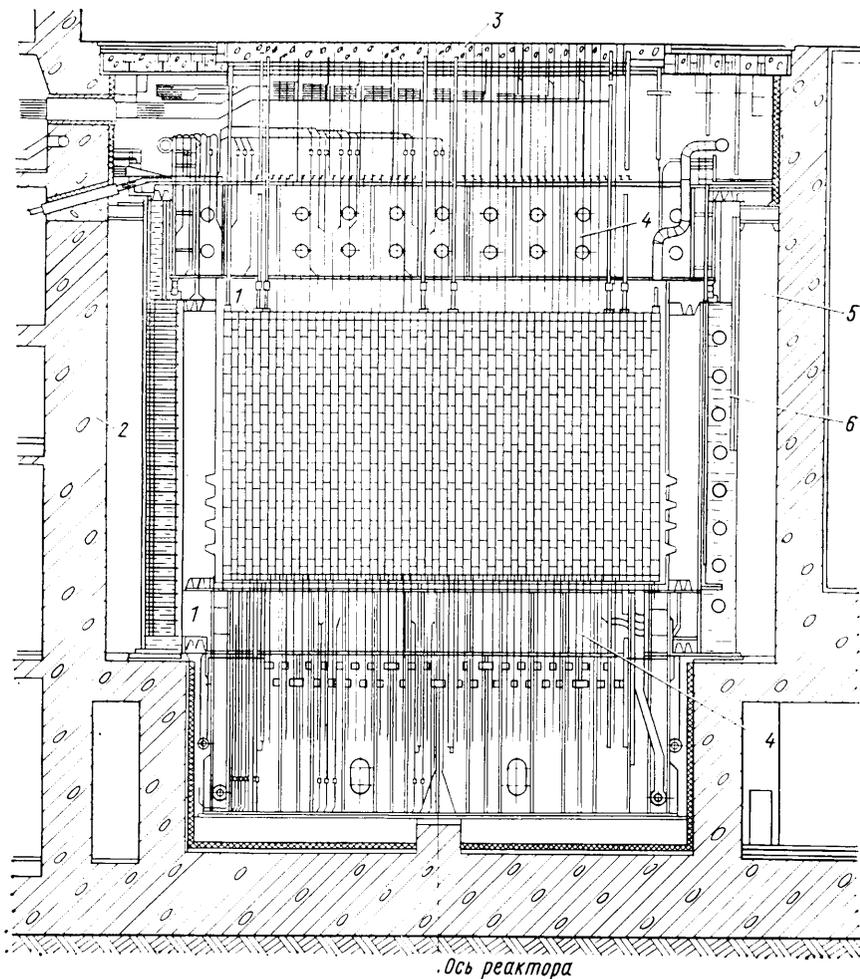


Рис. 15.25. Уран-графитовый реактор РБМК-1000 ЛАЭС:
1 — стальные блоки; 2 — обычный бетон; 3 — железобарийсерпентинитовый цементный камень; 4 — серпентинит; 5 — песок; 6 — вода

В качестве примера распределений полей излучения в защите уран-графитовых канальных реакторов на рис. 15.26 и 15.27 приведены расчетные и экспериментальные данные для верхней и боковой защиты реактора БАТЭЦ.

Радиационная защита реакторов АЭС насыщена различными неоднородностями. В наибольшей степени это присуще защите реакторов канального типа. В основном неоднородности в защите этих реакторов связаны с необходимостью подвода и

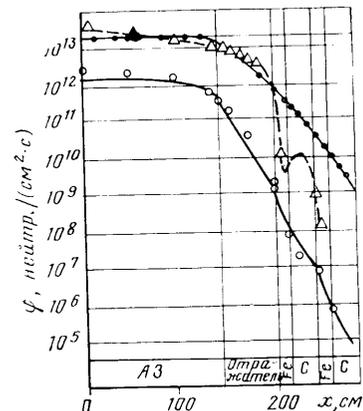


Рис. 15.26. Пространственное распределение плотности потока нейтронов в АЗ и верхней радиационной защите реактора БАТЭЦ:

—○— быстрые нейтроны с энергией $E > 2$ МэВ; —△— промежуточные нейтроны; —□— тепловые нейтроны; линии — расчет по программе РОЗ; точки — эксперимент

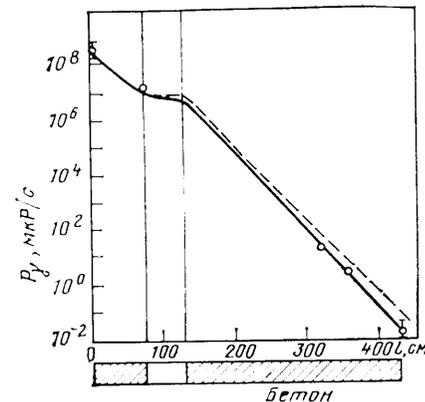


Рис. 15.27. Распределение мощности дозы γ -излучения в боковой защите реактора БАТЭЦ (точки — эксперимент, линии — расчет по программе SABINE-3; — — — с учетом и — — — без учета стальной арматуры)

отвода теплоносителя и размещением каналов системы управления и защиты. Вследствие этого вся защита вверх от АЗ оказывается пронизанной многочисленными каналами, в которых имеются тракты, заполненные паром и пароводяной смесью, а также полые кольцевые зазоры вокруг труб. За кожухом реактора канального типа имеется кольцевой монтажный зазор, по которому происходит прострел излучения вверх и вниз от АЗ. Довольно сложные неоднородности защиты имеются в косых направлениях от АЗ. Здесь неизбежны зазоры между графитовой кладкой и кожухом реактора, а также между кожухом и основным защитным массивом из бетона. Пол реакторного зала над реактором для удобства загрузки и выгрузки каналов выполняются из отдельных блоков (ЛАЭС), между которыми неизбежны полые зазоры.

В защите реакторов ВВЭР из-за наличия вокруг АЗ воды количество неоднородностей меньше по сравнению с реакторами канального типа. Основные неоднородности в защите этих реакторов сосредоточены вокруг корпуса (см. § 18.2). Сам корпус реактора, который имеет довольно толстые стенки, представляет собой нейтронвод, по которому возможен перенос нейтронов промежуточных энергий в направлении вверх.

Для реакторов АЭС характерно наличие прямых отверстий. При этом чаще всего каналы пронизывают насквозь всю АЗ.

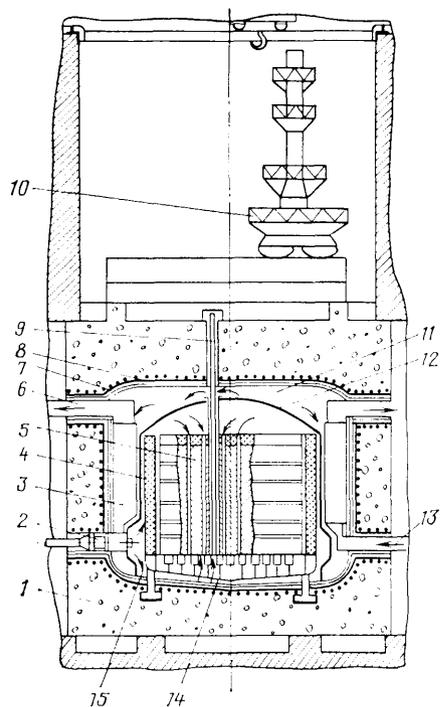


Рис. 15.28. Газографитовый реактор в железобетонном корпусе:

1— корпус реактора из предварительно напряженного железобетона; 2 — газодувка; 3 — парогенератор; 4 — тепловая защита; 5 — кладка АЗ; 6 — отвод пара; 7 — теплоизоляция корпуса; 8 — внутренняя уплотняющая облицовка корпуса; 9 — канал; 10 — машина для перегрузки топлива; 11 — камера горячего газа; 12 — внутренний корпус, образующий холодную камеру для подачи части газа на охлаждение замедлителя; 13 — подвод питательной воды; 14 — бетонная радиационная защита; 15 — опоры конструкции

В АЗ реактора отверстия могут граничить с топливом (рабочие каналы) и с замедлителем (каналы СУЗ).

Для большинства отверстий их поперечные размеры существенно меньше расстояния от источника (АЗ) до поверхности защиты. Однако в некоторых случаях расстояния становятся сравнимыми. Это имеет место,

когда рассматривается прохождение излучения по зазорам вокруг реакторов.

В некоторых случаях трудно выделить направление, по которому преимущественно переносится излучение, как, например, в участках на стыке боковой и верхней защиты в реакторах канального типа.

Для усиления защиты по трактам полых цилиндрических каналов обычно применяют защитные пробки, в кольцевых отверстиях и плоских щелях выполняют выступы, в некоторых случаях над ослабленными участками создают дополнительные защитные экраны.

Газографитовые корпусные реакторы (ГГР) для АЭС наибольшее распространение получили в Великобритании и Франции. Для этих реакторов (с газовым теплоносителем) возможны два типа компоновки — с радиальным и вертикальным расположением теплообменников. Реактор, парогенераторы и весь первый контур теплоносителя, как правило, заключают в корпус из предварительно напряженного железобетона (рис. 15.28). Для возможности наблюдения и ремонта теплообменников, газодувок и высокотемпературных участков контура вокруг размещают внутреннюю защиту, выполняемую обычно из графита

и стали, которая обеспечивает доступ персонала при остановке реактора. Существенный элемент внутренней защиты — наличие проходов для газового теплоносителя, идущего из теплообменника в АЗ. К конструкции этих проходов предъявляется множество противоречивых требований: они должны быть изогнутыми для снижения прострела, обеспечивать минимальный перепад давления газового потока, обладать наибольшей простотой и минимальной стоимостью и т. д. Другой вариант компоновки — расположение теплообменников сразу за кожухом реактора в гнездах внутри бетонного корпуса. Довольно сложна конструкция верхней защиты, пронизанной различными каналами.

Для АЭС с реакторами на быстрых нейтронах возможны два варианта компоновки реактора и технологического оборудования — интегральный (типа реактора БН-600, «Феникс») и петлевой (типа реактора БН-350 АЭС в г. Шевченко и FFTF). В интегральном варианте основное оборудование контура располагается в едином корпусе с реактором. Внутриконтурная защита выполняет функции тепловой, противорадиационной и противоаквационной защиты.

Из реакторов на быстрых нейтронах наиболее освоены реакторы с натриевым теплоносителем. Высокая радиоактивность натриевого теплоносителя и его химическая активность требуют особых мер предосторожности при выборе материалов защиты реактора. Это исключает возможность использования в защите реактора такого высокоэффективного защитного материала, как вода, взаимодействие с которой может создать опасные ситуации. Безопасность реакторов на быстрых нейтронах предъявляет особые требования к использованию в защите как воды, так и других водородсодержащих материалов (возможность попадания их в АЗ реактора может привести к опасным колебаниям реактивности). Большие трудности возникают при организации эффективного теплосъема в верхней защите. Отсутствие замедлителей и стремление максимально использовать делящийся материал приводят к тому, что реакторы на быстрых нейтронах имеют значительно меньший объем активной зоны по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах. Малый объем активной зоны и жесткий спектр нейтронов обуславливают большую долю утечки в балансе нейтронов. Чтобы избежать бесполезной потери нейтронов, активную зону быстроэнергетического реактора окружают слоем из ^{238}U (зона воспроизводства), в которой нейтроны утечки поглощаются в основном с образованием ^{239}Pu . Как правило, толщина зоны воспроизводства составляет 40–60 см. Плотность потока нейтронов на выходе из зоны воспроизводства составляет $\sim 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Основная доля нейтронов в спектре приходится на интервал 10 кэВ —

1 МэВ, в спектре содержится относительно малая доля нейтронов с $E > 1$ МэВ и $E < 10$ кэВ, тогда как в реакторах на тепловых нейтронах спектр утечки содержит в основном тепловые нейтроны и нейтроны с энергией $E > 1$ МэВ.

Интенсивный нейтронный поток, падающий на защиту энергетических реакторов на быстрых нейтронах, накладывает ряд ограничений на использование защитных материалов, прежде всего в отношении радиационной стойкости. Флюенс нейтронов на выходе из зоны воспроизводства за 30 лет составляет $\sim 10^{23}$ нейтр./см². Кроме того, большая плотность потока излучения приводит к значительному тепловыделению в материале защиты. Наличие высокоактивного натриевого теплоносителя [$\sim 2 \cdot 10^{12}$ Бк/л (~ 50 Ки/л)], имеющего температуру до 600 °С, накладывает определенные ограничения на использование материалов с точки зрения безопасности реактора. Учитывая серьезные последствия, которые могут возникнуть в случае нарушения герметичности корпуса реактора из-за радиационных нарушений его материала, в реакторах на быстрых нейтронах флюенс нейтронов на корпусе ограничили значением 10^{22} нейтр./см² за 30 лет, несмотря на отсутствие заметных повреждений нержавеющей стали для таких флюенсов. Приведенные выше соображения по ограничению флюенса нейтронов указывают на необходимость введения между корпусом реактора и зоной воспроизводства специальной защиты, снижающей плотность потока нейтронов от $\sim 10^{14}$ до $\sim 10^{13}$ нейтр./см²·с), соответствующего флюенсу $\sim 10^{22}$ нейтр./см² на корпусе реактора. Наиболее подходящий материал для этой защиты — нержавеющая сталь, которая хорошо совместима с натриевым теплоносителем и значительно снижает плотность потока быстрых нейтронов, вносящих основной вклад в радиационные нарушения. Цель защиты, расположенной за корпусом реактора, — снизить плотность потока нейтронов на теплообменники, располагаемые вокруг корпуса реактора, до значения, при котором активация теплоносителя II контура допустима (по обеспечению возможности обслуживания коммуникаций этого контура). Объемная активность натриевого теплоносителя II контура, как правило, ограничена значением $\sim 4 \cdot 10^{-4}$ Бк/л ($\sim 10^{-6}$ Ки/л), что соответствует максимальной мощности дозы на коммуникациях II контура около 5 нЗв (0,5 мкбэр/с). Допустимая плотность потока нейтронов, падающего на теплообменники, в соответствии с допустимым уровнем активности натриевого теплоносителя II контура составляет $\sim 10^6$ нейтр./(см²·с).

Основным материалом защиты за корпусом реактора является обычный бетон. Однако его использование непосредственно за корпусом реактора невозможно из-за слабой радиационной стойкости бетона и небольшого допустимого тепловыделе-

ния. Между корпусом реактора и бетонной шахтой располагается тепловая защита бетона, для которой используются высокотемпературные материалы (графит, борированный графит, оксид железа, серпентинитовый бетон и др.). Слой бетона за тепловой защитой снижает плотность потока нейтронов примерно до 10^6 нейтр./(см²·с). Плотность потока фотонов за этой защитой обусловлена излучением радиоактивного натрия I контура и достигает 10^{10} фотон/(см²·с). Таким образом, защита за корпусом реактора является в основном защитой от нейтронного излучения. Описанная выше схема защиты относится к петлевой компоновке реактора. В случае интегральной компоновки противорадиационная защита расположена внутри корпуса реактора и омывается натрием I контура. Внутрикорпусную защиту обычно выполняют из нержавеющей стали и графита, размещенного в трубах из нержавеющей стали.

Существенное усложнение в конструкцию защиты реакторов на быстрых нейтронах вносят натриевые трубопроводы и зазоры вокруг них, пронизывающие боковую защиту реактора. Чтобы избежать утечки нейтронов по натриевым трубопроводам в помещения теплообменников, требуется значительную часть трубопровода размещать в защите; возможный прострел нейтронов по зазорам устраняют, используя специальные защитные кольца, которые перекрывают зазоры.

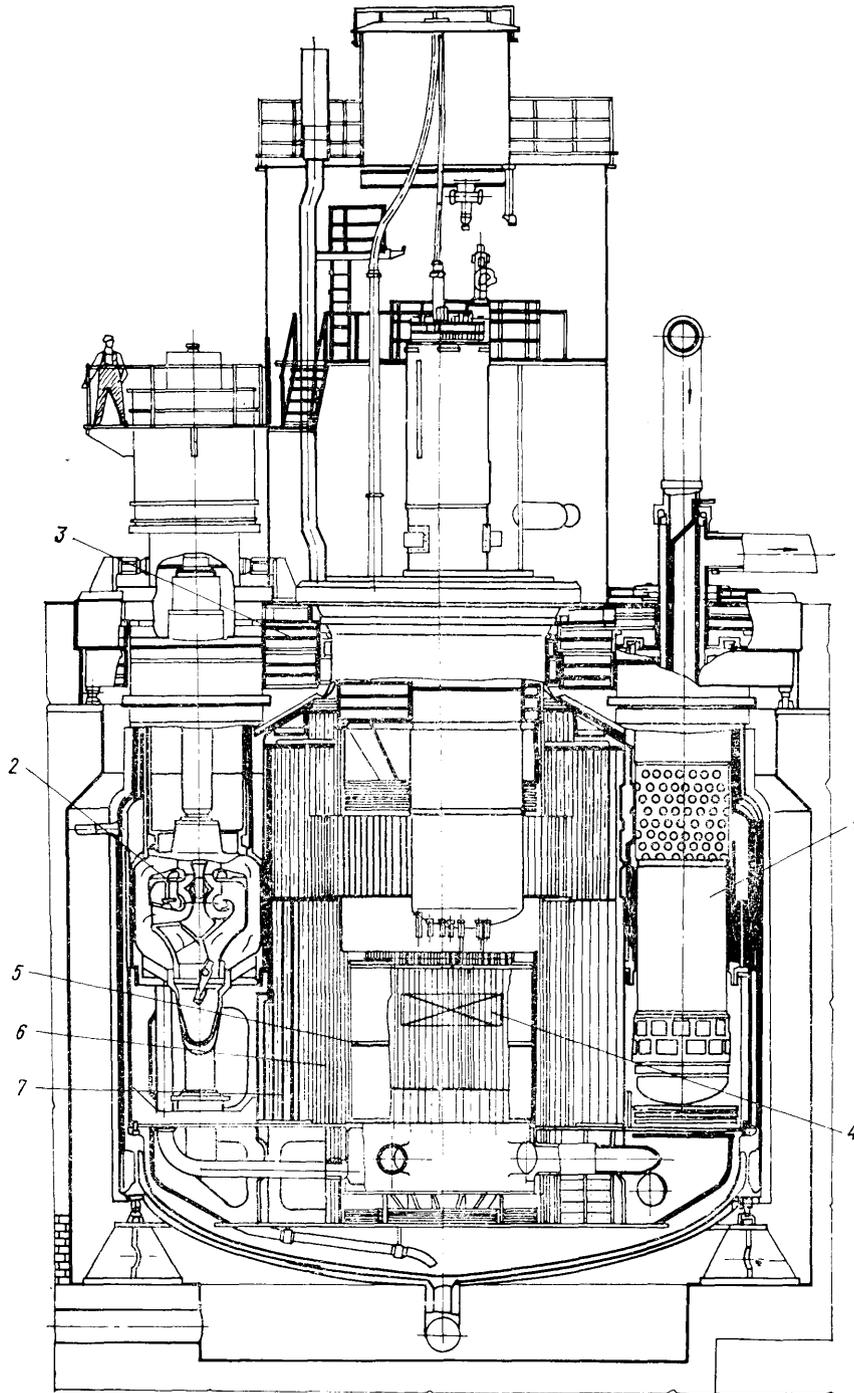
Особенность верхней защиты любого энергетического реактора на быстрых нейтронах — наличие толстого слоя натрия (3—5 м) выше торцевой зоны воспроизводства. За слоем натрия следует защита в виде эксцентрично расположенных поворотных пробок, с помощью которых осуществляется доступ к АЗ и зоне воспроизводства. Эту защиту обычно выполняют из чередующихся слоев углеродистой стали и графита или жаропрочного бетона.

Многочисленные проходки через верхнюю защиту, необходимые для механизмов управления и контроля, для перегрузки топлива, а также щели вокруг вращающихся пробок представляют собой потенциальную возможность для прострела излучений. Прострел излучений уменьшается до минимума благодаря использованию различных методов, наиболее эффективные из которых следующие:

- 1) заполнение, где только возможно, всех отверстий и пустот защитными материалами;
- 2) расположение преград и уступов в направлении утечки излучения;
- 3) уменьшение зазоров между движущимися частями до минимума;
- 4) использование дополнительной защиты, предотвращающей прострел навстречу.

Рис. 15.29. Реактор на быстрых нейтронах БН-600:

1 — теплообменник; 2 — насос; 3 — вращающаяся защитная пробка; 4 — АЗ; 5 — неподвижная защита; 6 — защита из труб, заполненных графитом; 7 — защита из труб, заполненных борированным графитом



На рис. 15.29 представлена схема реактора БН-600. Защита реактора выполнена в виде набора стальных листов, расположенных за зоной воспроизводства, и стальных труб, заполненных графитом. Внешний ряд труб заполнен борированным графитом. Трубы диаметром 180 мм и толщиной стенки 8 мм располагаются в кольцевой зоне толщиной 120 см, образуя треугольную решетку с шагом 189 мм. Межтрубное пространство заполнено натрием. Общая толщина внутрикорпусной защиты 190 см.

Глава 16

ТЕПЛОЙ РАСЧЕТ ЗАЩИТЫ

§ 16.1. Радиационное энерговыделение в защите

Энерговыделение во внутрикорпусной защите, в корпусе реактора, а также в слоях защиты обусловлено поглощением γ -излучения (первичного и вторичного), передачей кинетической энергии нейтронов в процессе их замедления и поглощением заряженных частиц, образовавшихся в результате нейтронных реакций. В соответствии с этим полное радиационное энерговыделение

$$Q(r) = Q_\gamma(r) + Q_n(r), \quad (16.1)$$

где слагаемые — отдельные составляющие, перечисленные выше.

Составляющая энерговыделения от поглощения γ -излучения, Вт/см³:

$$Q_\gamma(r) = 1,6 \cdot 10^{-13} \int \varphi_\gamma(r, E_\gamma) E_\gamma \mu_{\text{пер}}(r, E_\gamma) dE_\gamma, \quad (16.2)$$

где $1,6 \cdot 10^{-13}$ Вт·с/МэВ — переводный коэффициент; $\mu_{\text{пер}}$ — линейный коэффициент передачи энергии γ -излучения. Плотность потока γ -излучения определяется для отдельных энергетических групп по формулам, приведенным в § 15.5, с использованием фактора накопления поглощенной энергии. Следует учесть, что эти формулы представлены в основном для случая расположения расчетной точки за рассматриваемыми слоями защиты. При расчете энерговыделения всегда следует учитывать вклад вторичного γ -излучения от слоев защиты, находящихся за расчет-

ной точкой, в том числе от слоя, в котором эта точка находится. Обобщить формулы для вторичного γ -излучения на этот случай довольно просто.

Наряду с методом факторов накопления при расчете γ -составляющей энерговыделения иногда пользуются приближенным методом прямолинейного рассеяния. В этом методе предполагается, что изменение энергии фотонов, испытывающих комптоновское рассеяние, подчиняется формуле Клейна — Нишины — Тамма (см. § 2.2, т. 1), по направлению движения фотонов при этом остается тем же, что и до рассеяния.

Энерговыделение от упругого замедления нейтронов рассчитывают по формуле

$$Q_{n,el}(\mathbf{r}) = 1,6 \cdot 10^{-13} \sum_i \varphi_0^i(\mathbf{r}) \Sigma_{cl}^i(\mathbf{r}) \Delta \bar{E}_{зам,i}, \quad (16.3)$$

где Σ_{cl}^i — сечение упругого рассеяния нейтронов i -й энергетической группы; $\Delta \bar{E}_{зам,i}$ — средняя потеря* энергии нейтронов i -й группы при рассеянии на ядрах с атомной массой A :

$$\Delta \bar{E}_{зам,i} = \frac{2A}{(A+1)^2} (1 - \bar{\mu}_c^i) \bar{E}_i. \quad (16.4)$$

Здесь $\bar{\mu}_c^i$ — средний косинус угла рассеяния нейтронов i -й группы в системе центра инерции; \bar{E}_i — средняя энергия нейтронов этой группы. Некоторый вклад в энерговыделение вносит передача кинетической энергии ядру отдачи при неупругом рассеянии быстрых нейтронов, но этот вклад обычно пренебрежимо мал. В целом для большинства защитных материалов энерговыделение от замедления нейтронов мало по сравнению с энерговыделением от поглощения γ -излучения. Поэтому при оценочных расчетах, чтобы учесть нейтронную составляющую энерговыделения, достаточно увеличить энерговыделение от поглощения γ -излучения в тяжелых материалах примерно на 10—15%, а в легких — на 20—30%. Исключение составляют вода и другие материалы со значительным содержанием ядер водорода, для которых нейтронная составляющая энерговыделения от нейтронов сравнима с энерговыделением от поглощения фотонов.

В связи с тем что пробег заряженных частиц (протонов и α -частиц), образующихся при поглощении нейтронов, довольно мал, можно считать, что их энергия (Вт/см³) выделяется в точке, где произошла реакция (n, α) или (n, p). Поэтому

$$Q_{n,\alpha(p)}(\mathbf{r}) = 1,6 \cdot 10^{-13} E_{\alpha(p)} \int \varphi_0(\mathbf{r}, E) \Sigma_{n,\alpha(p)}(E) dE, \quad (16.5)$$

* Формулу (16.4) можно получить при усреднении соотношения (2.72) по углу рассеяния и по энергии в пределах i -й группы.

где $E_{\alpha(p)}$ — энергия заряженных частиц, МэВ; $\Sigma_{n,\alpha(p)}$ — сечение реакции с выходом заряженной частицы. Эта составляющая энерговыделения наиболее существенна для борсодержащих материалов.

Энерговыделение от неупругого замедления нейтронов в области дискретных уравнений неупругого рассеяния (2.76) для достаточно тяжелых ядер равно:

$$Q_{n,in}(\mathbf{r}) = 1,6 \cdot 10^{-13} \sum_k \int \varphi_0(\mathbf{r}, E') u_k(E') \Delta E_{in,k} dE'. \quad (16.6)$$

Здесь

$$\Delta E_{in,k} = E' - \bar{E} - E_{ур}^k \quad (16.7)$$

соответствует средней энергии ядра отдачи, причем \bar{E} выражается формулой (2.52) при $\mu_c = \bar{\mu}_c$.

В результате при групповом представлении для практических расчетов можно записать:

$$Q_{n,el} + Q_{n,in} \approx 1,6 \cdot 10^{-13} \sum_{i=1}^I \varphi_0^i \sum_i^{i+j} \Sigma_s^{i \rightarrow i+j} \Delta E_s^{i \rightarrow i+j},$$

где $\Delta E_s^{i \rightarrow i+j} \approx \bar{E}^i - \bar{E}^{i+j} - E^*$ — энергия, приобретенная ядром при рассеянии нейтронов i -й группы в $(i+j)$ -ю; E^* — энергия возбуждения ядра при этом (для упругого рассеяния $E^* = 0$).

Суммарную нейтронную составляющую энерговыделения Q_n часто называют кермой K (1.31):

$$Q_n \equiv K = Q_{n,el} + Q_{n,in} + Q_{n,\alpha} + Q_{n,p}. \quad (16.8)$$

Керма (для нейтронов) определяется в соответствии с выражением

$$K(\mathbf{r}) \equiv Q_n(\mathbf{r}) = \int \delta_K(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE. \quad (16.9)$$

Здесь δ_K — удельная керма. Для смеси элементов

$$\delta_K(\mathbf{r}, E) = \sum_n \rho_n(\mathbf{r}) k_n(E), \quad (16.10)$$

где k_n — микроскопическая керма для n -го элемента, которая равна:

$$k_n(E) = \sum_j \sigma_{n,j}(E) E_{n,j}(E). \quad (16.11)$$

Здесь $\sigma_{n,j}$ — микроскопическое сечение j -й реакции для нейтронов энергии E на n -м элементе; $E_{n,j}(E)$ — энергия, выделяемая при этой реакции, т. е. сумма кинетической энергии ядра отдачи и испускаемых заряженных частиц. Таким образом, микро-

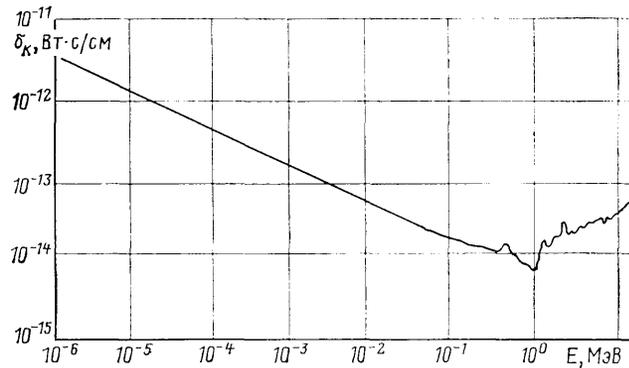


Рис. 16.1. Энергетическая зависимость удельной кермы нейтронов в карбиде бора

скопическая керма* для одного элемента (неделяющегося) равна:

$$k(E) = \sigma_{el}(E) \Delta \bar{E}_{зам}(E) + \sum_k u_k(E) \Delta E_{in,k}(E) + \sigma_{n,\alpha}(E) E_\alpha + \sigma_{n,p}(E) E_p. \quad (16.12)$$

На рис. 16.1 приведена зависимость удельной кермы для карбида бора от энергии нейтронов.

Аналогично удельной керме для нейтронов можно ввести такое же понятие для фотонов:

$$\delta_{K,\gamma}(E_\gamma) \approx E_\gamma \mu_{пер}(E_\gamma), \quad (16.13)$$

где $\mu_{пер}$ соответствует формуле (2.42). Эту формулу можно уточнить, учитывая, что аннигиляционное γ -излучение при образовании пар поглощается не в месте его «рождения»:

$$K_\gamma(E_\gamma) = \Sigma_\Phi E_\gamma + \alpha \Sigma_K E_\gamma + \Sigma_\Pi (E_\gamma - 1,022). \quad (16.14)$$

Тогда суммарное энерговыделение

$$Q(\mathbf{r}) = \int \delta_K(\mathbf{r}, E) \varphi_0(\mathbf{r}, E) dE + \int \delta_{K,\gamma}(\mathbf{r}, E_\gamma) [\varphi_\gamma^{перв}(\mathbf{r}, E_\gamma) + \varphi_\gamma^{втор}(\mathbf{r}, E_\gamma)] dE_\gamma. \quad (16.15)$$

* В ряде задач нужно знать не только мгновенное, но и «запаздывающее» энерговыделение, обусловленное распадом радионуклидов, образованных в нейтронных реакциях. При расчете соответствующей кермы учитывается зависимость от времени.

§ 16.2. Расчет распределения температуры в защите

Тепло, выделяемое в различных элементах защиты, обычно отводится в результате теплосъема потоком жидкости или газа (конвективный теплообмен), а также теплового излучения в окружающую среду. Распространение тепла в каждом элементе защиты к его охлаждаемым поверхностям происходит за счет теплопроводности.

Для элементарного объема внутри среды с распределенным по пространству удельным энерговыделением Q можно составить уравнение теплового баланса в стационарном состоянии:

$$Q + \lambda \nabla^2 t = 0. \quad (16.16)$$

Здесь второе слагаемое описывает количество тепла, уходящего из объема; t — температура среды; λ — коэффициент ее теплопроводности.

В плоской защите, состоящей из одного материала, уравнение (16.1) принимает вид

$$d^2 t / dx^2 = -Q(x) / \lambda, \quad (16.17)$$

где x — расстояние от внутренней поверхности защиты.

Количество тепла $I_Q(x)$, которое проходит через единичную площадку (плотность теплового потока) плоскости, расположенной на расстоянии x , связано с удельным тепловыделением выражением

$$dI_Q / dx = Q(x), \quad (16.18)$$

так что

$$I_Q(x) = \int_0^x Q(x') dx' + A, \quad (16.19)$$

где A — постоянная интегрирования, определяемая граничными условиями (условиями охлаждения слоя).

В соответствии с уравнением (16.17) температура t связана с плотностью теплового потока I_Q выражением

$$I_Q = -\lambda dt / dx. \quad (16.20)$$

Обычно слои защиты охлаждаются теплоносителем с двух сторон. В результате температурное поле внутри таких слоев имеет максимум на так называемой адиабатической поверхности (при $x = x_m$), с разных сторон от которой тепловой поток направлен к различным охлаждаемым поверхностям. При $x = x_m$ градиент температуры $dt/dx = 0$.

Температура на поверхностях слоя определяется из условий теплоотвода от них. В случае конвективного теплообмена внут-

ренней поверхности слоя с охлаждающей средой используют закон теплоотдачи Ньютона:

$$\int_0^{x_m} Q(x') dx' = \alpha_1 [t(x=0) - t_{ж1}]. \quad (16.21)$$

Здесь α — коэффициент теплоотдачи; $t_{ж}$ — температура охлаждающей среды. Индекс 1 относится к внутренней поверхности слоя, 2 — к внешней. Аналогично

$$\int_0^d Q(x') dx' = \alpha_2 [t(x=d) - t_{ж2}], \quad (16.22)$$

где d — толщина слоя. Отсюда можно получить, что

$$t(x=0) = t_{ж1} + \frac{1}{\alpha_1} \int_0^{x_m} Q(x') dx'; \quad (16.23)$$

$$t(x=d) = t_{ж2} + \frac{1}{\alpha_2} \int_{x_m}^d Q(x') dx'. \quad (16.24)$$

Интегрирование уравнения (16.17) дает возможность получить распределение температурного поля с обеих сторон от адиабатической поверхности. При $x \leq x_m$

$$t(x) = t(x=0) + \frac{1}{\lambda} \int_0^x dx' \int_{x'}^{x_m} Q(x'') dx'', \quad (16.25)$$

при $x \geq x_m$

$$t(x) = t(x=d) + \frac{1}{\lambda} \int_x^d dx' \int_{x_m}^{x'} Q(x'') dx''. \quad (16.26)$$

Совместное решение уравнений (16.23) — (16.26) позволяет определить координату x_m и соответственно вычислить распределения температур (16.25), (16.26). Рассмотрим случай, когда энерговыделение распределено по экспоненте:

$$Q(x) = Q_0 \exp(-\kappa x), \quad (16.27)$$

где κ — характеристический коэффициент ослабления энерговыделения. Тогда в соответствии с (16.21) и (16.26) при $x \leq x_m$

$$t(x) = t(x=0) + \frac{Q_0}{\lambda \kappa^2} [1 - \exp(-\kappa x) - \kappa x \exp(-\kappa x_m)], \quad (16.28)$$

а при $x > x_m$

$$t(x) = t(x=d) + \frac{Q_0}{\lambda \kappa^2} \{[\exp(-\kappa d) - \exp(-\kappa x)] - \kappa(d-x) \exp(-\kappa x_m)\}. \quad (16.29)$$

В случае равенства температуры охлаждающей среды $t_{ж1} = t_{ж2}$ с обеих сторон слоя защиты для расчета x_m можно использовать следующую приближенную формулу:

$$x_m \approx \frac{1}{\kappa} \ln \frac{\kappa d}{1 - \exp(-\kappa d)}. \quad (16.30)$$

Средняя по объему слоя температура \bar{t} в этом случае примерно равна:

$$\bar{t}^{\text{сим}} = t_{ж} + \frac{\bar{Q} d^2}{\lambda \kappa x_m} \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{1 - \exp(-\kappa x_m)} + \frac{1}{\kappa x_m} \right]. \quad (16.31)$$

Здесь \bar{Q} — среднее тепловыделение в слое:

$$\bar{Q} = \frac{Q_0}{\kappa d} \frac{1 - \exp(-\kappa d)}{\exp(-\kappa d)} = \frac{Q_0}{f \exp(-\kappa d)}, \quad (16.32)$$

где

$$f = \kappa d / [1 - \exp(-\kappa d)]. \quad (16.33)$$

Значение средней температуры \bar{t} используется при анализе полного теплового баланса, при определении скорости прогрева защиты и в расчете термических напряжений в ней. Максимальное значение температуры равно:

$$t_{\text{макс}}^{\text{сим}} = (Q_0 / \lambda \kappa^2) [1 - (1 + \ln f) / f], \quad (16.34)$$

а закон распределения температуры имеет вид

$$t^{\text{сим}}(x) = (Q_0 / \lambda \kappa^2) \{ [1 - \exp(-\kappa x)] - (x/d) [1 - \exp(-\kappa d)] \}. \quad (16.35)$$

Пример результата расчета поля температуры по этой формуле в бетонной защите показан на рис. 16.2. Как видно, при экспоненциальном распределении тепловыделения координата x_m расположена обычно ближе к внутренней поверхности слоя защиты. Для слоев достаточно большой толщины ($\kappa d \gg 1$) x_m и максимальная температура почти не зависят от d , при этом

$$t_{\text{макс}}^{\text{сим}} \approx Q_0 / \lambda \kappa^2. \quad (16.36)$$

Для слоев малой толщины выражение (16.34) сводится к следующему виду:

$$t_{\text{макс}}^{\text{сим}} \approx Q_0 d^2 / 8 \lambda. \quad (16.37)$$

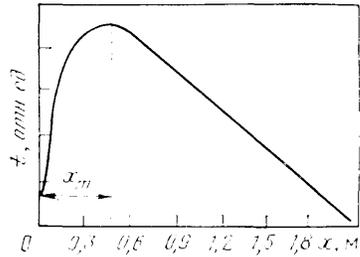


Рис. 16.2. Распределение поля температуры в бетонной защите реактора

Как видно, максимальная температура и, следовательно, максимальный перепад температуры в слое могут быть оценены при известной плотности теплового потока I_Q , падающего на рассматриваемый слой. Действительно, учитывая формулы (16.18), (16.19), выражение (16.36) можно записать так:

$$t_{\max} \approx I_Q / \lambda z. \quad (16.38)$$

Отсюда ясно, что для материала с плохой теплопроводностью

t_m , а значит, и температурный градиент выше, чем для материала с хорошей теплопроводностью. Например, для бетона $\lambda \approx 0,6$ Вт/(м·К), а для фотонов с энергией 7 МэВ $z = 6$ м⁻¹. Таким образом, $t_{\max} \approx 0,3 I_Q$ °С, если I_Q выражается в Вт/м². В результате плохая теплопроводность бетона приводит к увеличению его температуры примерно на 1°С на каждые 3 Вт энергии, падающей на 1 м² внутренней поверхности бетонной защиты.

В предположении экспоненциального распределения тепловыделения рассмотренный выше подход может быть просто обобщен на случай анализа температурного поля в защите АЗ ядерного реактора. В большинстве расчетов защиты поверхности АЗ можно рассматривать как плоский однородный источник с угловым распределением вылетающих частиц, пропорциональным $\cos^n \theta$, где θ — угол с нормалью к этой поверхности, т. е.

$$i(\theta) = |(n+1)/2\pi| \cos^n \theta, \quad (16.39)$$

причем $\int_{2\pi} i(\theta) 2\pi \sin \theta d\theta = 1$.

Если функция ослабления тепловыделения на расстоянии r от точечного изотропного источника может быть представлена в виде $\exp(-\kappa r) / 4\pi r^2$, то

$$Q(x) = (n+1) I_Q E_{n+1}(zx), \quad (16.40)$$

где I_Q — плотность теплового потока, падающего на защиту, а функция $E_n(x) = \int_1^\infty \exp(-xu) u^{-n} du$. В результате интегрирования уравнения (16.17) для функции $Q(x)$, выраженной формулой (16.40), можно получить:

$$t(x) = -[(n+1) I_Q / \lambda z^2] E_{n+3}(zx) + Cx + D, \quad (16.41)$$

где C и D — произвольные постоянные. Если $t=0$ при $x=0$ и $t=t_1$ при $x=d$, то

$$D = [(n+1)/(n+2)] (I_Q / \lambda z^2 d) \quad (16.42)$$

и

$$C = (t_1/d) - [(n+1)/(n+2)] (I_Q / \lambda z^2 d) + [(n+1) I_Q / \lambda z^2 d] E_{n+1}(zd). \quad (16.43)$$

Координата максимальной температуры x_m определяется из выражения

$$E_{n+2}(zx_m) = -[\lambda z t_1 / (n+1) I_Q d] + [1/(n+2)] (1/zd) - (1/zd) E_{n+3}(zd). \quad (16.44)$$

Точка с координатой x_m , определяемая из этого выражения, с увеличением n отодвигается от плоскости источника.

В прецизионных расчетах следует учитывать зависимость коэффициента теплопроводности λ от температуры материала, т. е. пространственную зависимость этого коэффициента. В общем случае произвольной (одномерной) геометрии с учетом зависимости $\lambda(r)$ уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{1}{r^n} \frac{d}{dr} \left(r^n \lambda \frac{dt}{dr} \right) + Q(r) = 0. \quad (16.45)$$

Здесь r — обобщенная координата. При $n=0$ и $\lambda = \text{const}$ уравнение (16.45) переходит в уравнение (16.17) для плоской геометрии. При $n=1$ уравнение (16.45) описывает случай цилиндрической геометрии, а при $n=2$ — сферической.

Общее решение уравнения (16.45) имеет вид

$$t = C_1 \int dr / (r^n \lambda) + C_2 - \int dr / (r^n \lambda) \int Q r^n dr, \quad (16.46)$$

а при $\lambda = \text{const}$ или же при использовании среднего значения $\bar{\lambda}$

$$t = C_1 r^{1-n} / (1-n) + C_2 - (1/\bar{\lambda}) \int dr / (r^n) \int Q r^n dr, \quad (16.47)$$

где C_1 и C_2 — постоянные интегрирования.

Рассмотрим случай граничных условий типа (16.21), которые при учете формул (16.19), (16.20) принимают вид

$$\left. \begin{aligned} \frac{dt}{dr} \Big|_{r=r_1} &= -\frac{\alpha_1}{\lambda} (t_{ж1} - t_{ст1}); \\ \frac{dt}{dr} \Big|_{r=r_2} &= -\frac{\alpha_2}{\lambda} (t_{ст2} - t_{ж2}). \end{aligned} \right\} \quad (16.48)$$

Здесь α_1 , $t_{ж1}$, α_2 и $t_{ж2}$ — коэффициенты теплоотдачи и температуры сред, омывающих поверхности тела r_1 и r_2 ; $t_{ст1}$ и $t_{ст2}$ — не-

известные температуры поверхностей. При подстановке в (16.48) решения (16.47) получим:

$$\left. \begin{aligned} \frac{C_1}{r_1^n} - \frac{dA}{dr} \Big|_{r=r_1} &= -\frac{\alpha_1}{\lambda} \left[t_{ж1} - C_1 \frac{r_1^{1-n}}{1-n} - C_2 + A(r_1) \right]; \\ \frac{C_1}{r_2^n} - \frac{dA}{dr} \Big|_{r=r_2} &= -\frac{\alpha_2}{\lambda} \left[C_1 \frac{r_2^{1-n}}{1-n} + C_2 - t_{ж2} - A(r_2) \right], \end{aligned} \right\} (16.49)$$

где

$$A = \frac{1}{\lambda} \int \frac{dr}{r^n} \int Q r^n dr. \quad (16.50)$$

Из решения системы уравнений (16.49) следует:

$$C_1 = \frac{t_{ж2} - t_{ж1} - A(r_1) + A(r_2) + (\lambda/\alpha_1)(dA/dr)|_{r=r_1} + (\lambda/\alpha_2)(dA/dr)|_{r=r_2}}{\lambda/(\alpha_1 r_1^n) + (r_2^n - r_1^n)/(1-n) + \lambda/(\alpha_2 r_2^n)}; \quad (16.51)$$

$$C_2 = C_1 [\lambda/(\alpha_1 r_1^n) - r_1^{1-n}/(1-n)] + A(r_1) - (\lambda/\alpha_1)(dA/dr)|_{r=r_1} + t_{ж1}. \quad (16.52)$$

При подстановке значений C_1 и C_2 в решение (16.47) получим общую формулу температурного поля в слое защиты:

$$\begin{aligned} t(r) &= t_{ж1} + A(r_1) - A(r_2) - (\lambda/\alpha_1)(dA/dr)|_{r=r_1} + \\ &+ (K/\lambda)[t_{ж2} - t_{ж1} + A(r_2) - A(r_1) + (\lambda/\alpha_1)(dA/dr)|_{r=r_1} + \\ &+ (\lambda/\alpha_2)(dA/dr)|_{r=r_2}] [r^{1-n}/(1-n) + \lambda/(\alpha_1 r_1^n) - r_1^{1-n}/(1-n)]. \end{aligned} \quad (16.53)$$

Здесь $K = [1/(\alpha_1 r_1^n) + (r_2^{1-n} - r_1^{1-n})/\lambda(1-n) + 1/\alpha_2 r_2^n]^{-1}$ — коэффициент теплоотдачи.

Для случая охлаждения слоев защиты лишь с одной поверхности используют другой подход, более упрощенный. Рассмотрим задачу определения поля температуры в цилиндрической геометрии с экспоненциальным распределением тепловыделения

$$Q(r) = Q_0(r_1/r) \exp[-\kappa(r-r_1)]. \quad (16.54)$$

Для этой геометрии выражение теплового потока (16.18), направленного из слоя к охлаждающей среде, записывается следующим образом:

$$I_Q(r) = \pm \int_r^{r_m} Q(r) r dr, \quad (16.55)$$

где r_m — координата адиабатической поверхности. Знак «+» относится к случаю охлаждения внутренней поверхности защиты, знак «-» — охлаждения внешней поверхности. При этом решение уравнения (16.20) можно записать в виде

$$\pm \int_{r_0}^r I_Q(r) dr = \lambda(t - t_{ст}), \quad (16.56)$$

где $t_{ст}$ — температура охлаждаемой поверхности слоя защиты радиусом r_0 . Таким образом, $r_0 = r_1$ или $r_0 = r_2$.

Подставив выражение (16.54) в формулу (16.55), проинтегрировав и затем подставив результат в соотношение (16.56), получим распределение температуры в слое защиты:

$$t(r) = t_{ст} \pm Q_0(r_1/\kappa\lambda) \exp(\kappa r_1) \{ [E_1(\kappa r_0) - E_1(\kappa r)] - \exp(-\kappa r_m) \ln(r/r_0) \}. \quad (16.57)$$

Максимальная температура будет при $r = r_m$

$$t_m = t_{ст} \pm Q_0(r_1/\kappa\lambda) \exp(\kappa r_1) \{ [E_1(\kappa r_0) - E_1(\kappa r_m)] - \exp(-\kappa r_m) \ln(r/r_0) \}. \quad (16.58)$$

Приближенное значение координаты r_m для варианта с «внутренним» охлаждением можно определить с помощью следующего выражения:

$$r_m \approx r_1 + \lambda\kappa - (1/\kappa). \quad (16.59)$$

В случае сферической защиты распределение поля температуры описывается выражением, весьма близким к формуле (16.57):

$$\begin{aligned} t(r) &= t_{ст} \pm Q_0 \frac{r_1^2}{\lambda} \exp(\kappa r_1) \left\{ [E_1(\kappa r_0) - E_1(\kappa r)] - \right. \\ &\left. - \frac{\exp(-\kappa r_0) - \exp(-\kappa r)}{\kappa r_0} \right\}. \end{aligned} \quad (16.60)$$

Распределение температуры в многослойной защите определяют решением системы уравнений теплопроводности, учитывающих, помимо условий охлаждения граничных поверхностей защиты, условия непрерывности температуры отдельных слоев защиты и условия непрерывности плотности теплового потока на поверхностях раздела. Аналитическая запись и вычисление решения такой системы громоздки. Поэтому в практике расчетов чаще всего используют специальные численные методы решения этих систем с учетом, в случае необходимости, дополнительных термических сопротивлений, зависящих от технических и конструкционных факторов. Еще более сложно решение задач определения двумерных распределений поля температуры, учета охлаждающих ребер и т. д.

Следует отметить, что точность расчета распределений тепловыделений оказывает меньшее влияние на поле температуры, чем точность определения общего количества генерируемого в защите тепла. Особенно это проявляется при охлаждении защиты с двух сторон.

Глава 17

ЗАЩИТА СИСТЕМЫ ТЕПЛОНОСИТЕЛЯ

§ 17.1. Общие сведения о теплоносителе

Под термином «система теплоносителя» понимают собственно теплоноситель — вещество (обессоленная вода, жидкометаллический натрий и др.), снимающее тепло АЗ реактора и передающее его на турбины и другое оборудование, обслуживающее эту теплопередачу (циркуляционные трубопроводы, циркуляционные насосы, парогенераторы, запорно-регулирующая арматура—клапаны, задвижки, расходомеры). Проектирование радиационной защиты теплоносителя начинается с характеристики его как источника ионизирующего излучения.

Активность системы теплоносителя обусловлена: 1) *собственной активностью*, образовавшейся вследствие активации нейтронами ядер теплоносителя и входящих в него естественных примесей (например, в водном теплоносителе — ядер кислорода, растворенного в воде хлора, фтора и др.); 2) активностью *продуктов коррозии* металлов; 3) активностью *продуктов деления* и актиноидов, которые могут проникнуть через негерметичную оболочку твэлов. Кроме основных существуют и дополнительные источники радиоактивности: продукты деления и актиноиды с поверхности твэлов, загрязненных ураном; радионуклиды ^3H , ^{14}C , ^{134}Cs , образующиеся при активации нейтронами стабильных ядер в твэлах; активированные материалы конструкций внутрикорпусных устройств и другие, менее значительные источники.

Известны разные модели математического расчета баланса радионуклидов в системе теплоносителя. Здесь рассмотрены лишь те, которые нашли широкое распространение в практике проектных организаций. Наиболее точно можно рассчитать собственную радиоактивность. Главная трудность при этом состоит в определении спектра нейтронов и сечений реакций. Сложнее модели расчета коррозионной и осколочной активности. Балансные уравнения переноса активированных продуктов коррозии в системе теплоносителя изложены здесь по феноменологической модели РАПК-2, разработанной А. П. Веселкиным и

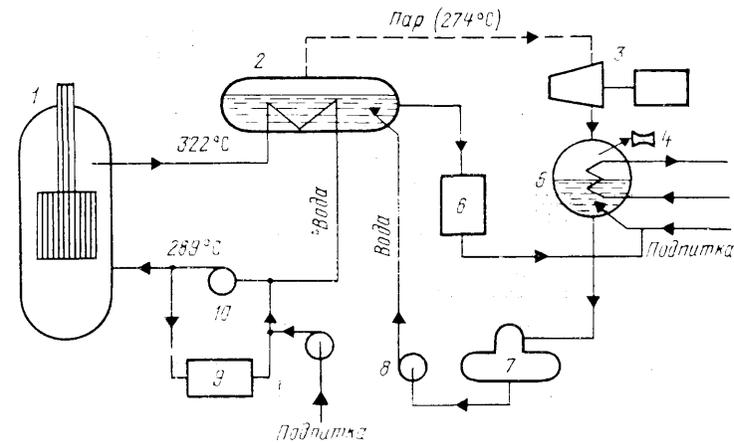


Рис. 17.1. Схема теплоносителя АЭС с ВВЭР-1000.

1 — реактор; 2 — парогенератор; 3 — турбогенератор; 4 — эжектор; 5 — конденсатор; 6 — сепаратор; 7 — деаэрационная установка; 8 — питательный насос; 9 — байпасная обводка; 10 — главный циркуляционный насос

А. В. Никитиным. Расчет активности продуктов деления в теплоносителе изложен по модели Л. М. Лузановой с сотрудниками.

В настоящее время наиболее распространены АЭС с двухконтурными реакторами, работающими под давлением (типов ВВЭР-440 и ВВЭР-1000), и с одноконтурными реакторами с графитовым замедлителем и водным теплоносителем — реакторы большой мощности канального типа (РБМК-1000)*. Эксплуатируются также реакторы на быстрых нейтронах с жидкометаллическим натриевым теплоносителем БОР-60, БН-350 и БН-600. В стадии проектирования и строительства находятся и другие реакторы. Упрощенные принципиальные схемы двух типов водоохлаждаемых реакторов приведены на рис. 17.1 и 17.2. В системе теплоносителя реактора РБМК-1000 отсутствует парогенератор (ПГ), поскольку функции парообразователя выполняет реактор в сочетании с сепаратором. В систему теплоносителя I контура входят и турбины, тогда как на реакторах типа ВВЭР на турбины поступает нерадиоактивный пар II контура. Унос долгоживущих радионуклидов с паровой фазой невелик, и удельная радиоактивность пара, поступающего на турбину, низка: 3,7—37 Бк/л. Поэтому защищать турбины РБМК-1000 от γ -излучения практически не требуется: толстые стены и высокое самопоглощение в турбинах достаточны для снижения уровней облучения до допустимых значений.

* В связи с аварией IV блока РБМК-1000 на Чернобыльской АЭС в дальнейшем проектирование реакторов подобного типа прекращено.

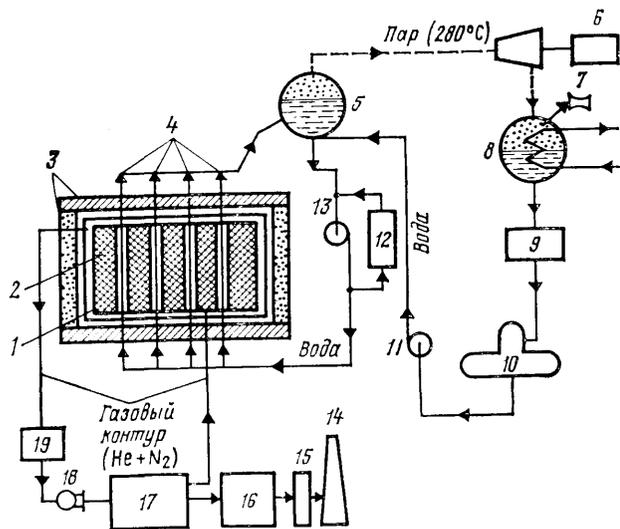


Рис. 17.2. Схема теплоносителя АЭС с РБМК-1000:

1 — реактор; 2 — графитовая кладка; 3 — биологическая защита; 4 — технологические каналы; 5 — барабан-сепаратор; 6 — турбогенератор; 7 — эжектор; 8 — конденсатор; 9 — конденсатоочистка; 10 — деаэрактор; 11 — подпиточный насос; 12 — байпасная очистка на повообменных фильтрах; 13 — главный циркуляционный насос; 14 — вентиляционная труба; 15 — аэрозольный фильтр; 16 — газольдер для выдержки газа; 17 — адсорбер CO_2 , CO , H_2 , H ; 18 — компрессор; 19 — аэрозольный и иодный фильтры

На реакторе ВВЭР-440 активное оборудование всех шести петель теплоносителя — главных циркуляционных трубопроводов (ГЦТ), парогенератора (ПГ), главных запорных задвижек (ГЗЗ), а также резервных насосов и задвижек — расположено в одном кольцевом боксе. Электродвигатели, обслуживающие ГЦН и ГЗЗ, и вспомогательное неактивное оборудование размещены за бетонной защитой сверху активных петель, на так называемой палубе ГЦН. Наиболее мощным источником излучения в системе I контура являются ГЦТ, имеющие толщину стальных стенок 3 см и теплоизолирующую облицовку из SiO_2 . Так, на расстоянии 7 м от горячей нитки трубопровода III блока НВАЭС (ВВЭР-440), по данным экспериментальных измерений, мощность поглощенной дозы достигает 0,66 Гр/ч.

Основным видом проникающего излучения в I контуре водоохлаждаемых реакторов является высокоэнергетическое ($\bar{E}_\gamma = 6,2$ МэВ) излучение радионуклида ^{16}N , образуемого по реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ на быстрых нейтронах. Исходя из природы реакции, эту активность часто называют кислородной. Ввиду малости периода полураспада ^{16}N ($T_{1/2} = 7,13$ с) она определяет поле излучения оборудования I контура лишь во время работы реактора. В период остановки реактора (например, при проведении ремонта, частичной замены топлива и профилакти-

ческого осмотра оборудования I контура) основная роль в создании поля излучения принадлежит радионуклидам, образовавшимся в результате перечисленных выше трех процессов, и прежде всего активированным продуктам коррозии. Главная трудность при проектировании защиты состоит в оценке процесса осаждения и смыва их с внутренних поверхностей, омываемых теплоносителем.

В отдельных случаях (в процессе работы реактора) необходимо определять в водяном теплоносителе концентрацию короткоживущего радионуклида ^{17}N ($T_{1/2} = 4,17$ с), образуемого по реакции $^{17}\text{O}(n, p)^{17}\text{N}$. Этот радионуклид при распаде испускает нейтроны. В теплоноситель могут поступать из ТВЭЛов также некоторые короткоживущие продукты деления, распад которых сопровождается выходом запаздывающих нейтронов. Как правило, защита от γ -излучения обеспечивает защиту и от нейтронного излучения теплоносителя.

Основные принципы проектирования защиты ядерно-технических установок приведены в гл. 15 и 19. Инженерно-физические методы расчета защиты от точечных и протяженных источников фотонного излучения в общем виде даны в гл. 9 и 10 (см. т. 1). Поэтому в настоящей главе они рассматриваются очень кратко. Главное внимание уделено описанию радиационных характеристик продуктов деления.

§ 17.2. Собственная [наведенная] активность теплоносителя

Наиболее распространенными видами теплоносителя, используемыми в настоящее время в энергетических реакторах на тепловых нейтронах, являются обессоленная (так называемая легкая*) вода и в реакторах на быстрых нейтронах — жидкий натрий. Проходя через поле нейтронов в АЗ реактора, материал теплоносителя и примеси в нем активизируются. В этом случае говорят о *собственной активности теплоносителя*. Обычно этот процесс активации и определяет защиту системы теплоносителя при работающем реакторе (например, активация кислорода в водоохлаждаемых реакторах и натрия в реакторах на быстрых нейтронах).

В системе теплоносителя имеются байпасные линии разветвления, через которые определенная доля его массы проходит внутриконтурную очистку (ВКО). Однако система фильтров ВКО практически не уменьшает концентрацию кислородной активности. Поэтому в первом приближении при расчетах собственной (в данном случае кислородной) активности I контура

* Здесь и далее под условным термином «легкая вода» понимается обычная обессоленная или дистиллированная вода, в отличие от тяжелой воды (D_2O), которая используется в некоторых реакторах в качестве теплоносителя.

можно рассматривать как неразветвленную замкнутую ветвь с неосаждающимися на фильтрах примесями. Тогда удельная активность радионуклидов в теплоносителе \mathcal{A}_m , Бк/кг, при многократном числе циклов циркуляции определяется из следующего соотношения:

$$\mathcal{A}_m = \frac{\mathcal{A}_{m0} [1 - \exp(-\lambda T)] \exp(-\lambda t)}{1 - \exp(-\lambda \tau)}, \quad (17.1)$$

где T — время движения теплоносителя в АЗ реактора, с; τ — период полного цикла, с; t — время движения облучаемого элемента теплоносителя от момента выхода из АЗ до рассматриваемой точки детектирования, с; λ — постоянная радиоактивности распада, с⁻¹; $\mathcal{A}_{m0} = \rho \int_E^\infty \varphi(E) \sigma_a(E) dE$ — удельная активность теплоносителя при $T = \infty$, $\tau = \infty$ и $t = 0$; $\varphi(E) dE$ — плотность потока нейтронов в АЗ в интервале энергий от E до $E + dE$, м⁻²·с⁻¹; $\sigma_a(E)$ — микроскопическое сечение реакции активации нуклида-мишени, м²; ρ — плотность ядер, кг⁻¹. В действительности абсолютные значения T , τ и t очень невелики — не более 1 мин. Поэтому для радионуклидов с периодом полураспада $T_{1/2}$, значительно превосходящим T и τ , формула (17.1) принимает упрощенный вид:

$$\mathcal{A}_m = \mathcal{A}_{m0} \left(\frac{T}{\tau} \right) \exp(-\lambda t). \quad (17.2)$$

Если $\lambda \tau \gg 1$ и $\lambda T \ll 1$, то

$$\mathcal{A}_m = \mathcal{A}_{m0} \lambda T \exp(-\lambda t). \quad (17.3)$$

Для системы теплоносителя с большой емкостью, где происходит его перемагнивание, в предыдущих формулах τ следует заменить $\tau_{\text{эф}}$:

$$\tau_{\text{эф}} = [\ln(1 + \lambda \tau_1)] / \lambda, \quad (17.4)$$

где τ_1 — время заполнения емкости, равное отношению массы теплоносителя в емкости к расходу его через нее.

Теплоноситель активируется тепловыми нейтронами обычно по реакции (n, γ) и быстрыми нейтронами по реакциям (n, p), ($n, 2n$) и т. д.

Для долгоживущих радионуклидов усредненная по спектру и времени плотность потока тепловых нейтронов $\bar{\varphi}_{\text{т.н}}$ внутри АЗ может быть оценена из соотношения

$$\bar{\varphi}_{\text{т.н}} = 3,1 \cdot 10^{13} N \eta / (V \Sigma_f), \quad (17.5)$$

где $3,1 \cdot 10^{13}$ — нормализованное на единицу времени и тепловой мощности число делений тяжелых ядер, [с·кВт(тепл.)]⁻¹; N — полная тепловая мощность реактора, кВт(тепл.); V — объем

делящегося материала, см³; Σ_f — макроскопическое сечение деления в поле тепловых нейтронов, см⁻¹; η — доля тепловых нейтронов на акт деления в активной зоне реактора.

Если активация теплоносителя происходит путем реакций захвата быстрых нейтронов начиная с пороговой энергии E_n , то усредненная по спектру плотность потока быстрых нейтронов рассчитывается по формуле

$$\bar{\varphi}_{\text{б.н}} = \frac{3,1 \cdot 10^{13} N \nu_f}{V} \int_{E_n}^{\infty} \frac{\varphi(E) dE}{\Sigma_{rem}(E)}, \quad (17.6)$$

где ν_f — число быстрых нейтронов, испускаемых при делении тяжелого ядра; $\Sigma_{rem}(E)$ — макроскопическое сечение выведения быстрых нейтронов материалами АЗ за пределы порога энергии, м⁻¹; $\varphi(E)$ — характеризует спектр мгновенных нейтронов деления по одной из эмпирических формул, нейтр./ (МэВ × × дел). Например, для спектра деления ²³⁵U на тепловых нейтронах чаще всего применяются формулы Лос-Аламосской лаборатории

$$\varphi(E_0) = 0,770 E_0^{-1,2} \exp(-0,776 E_0).$$

При нормировке $\int_0^\infty \varphi(E) dE = 1$ интеграл $\int_{E_n}^\infty \varphi(E) dE$ характери-

зует относительную долю нейтронов с $E \geq E_n$ в полном спектре нейтронов деления. В расчетах активации теплоносителя часто используют среднее сечение активации в области энергии $E > E_n$:

$$\bar{\sigma}_a = \frac{\int_{E_n}^{\infty} \sigma_a(E) \varphi(E) dE}{\int_{E_n}^{\infty} \varphi(E) dE}. \quad (17.7)$$

На практике обычно используют $\bar{\sigma}_a$, проинтегрированные по всему спектру нейтронов от $E=0$ до $E=\infty$.

С учетом допущений о способе усредненных значений $\bar{\varphi}$ и $\bar{\sigma}_a$, \mathcal{A}_{m0} в формуле (17.1) может быть представлена в виде

$$\mathcal{A}_{m0} = \rho \int_{E_n}^{\infty} \varphi(E) \sigma_a(E) dE \approx \bar{\Sigma}_a \bar{\varphi}, \quad (17.8)$$

где $\bar{\varphi}$ и $\bar{\Sigma}_a$ — усредненные значения плотности потока нейтронов и массовый коэффициент макроскопического сечения реакции активации, м²/кг.

Как уже отмечалось выше, формула (17.1) получена для упрощенной схемы: неразветвленная ветвь теплоносителя, неосаждающиеся и нефилтрирующиеся примеси, отсутствие утечек из контура. Более общее решение требует учета этих процессов. Обозначим ϵ — эффективность очистки теплоносителя, равной отношению удельной активности после очистки на фильтрах к удельной активности отбираемого теплоносителя до очистки; G — полный расход теплоносителя, г/с; $G_{оч}$ и $G_{пр}$ — расход теплоносителя на очистки и на протечку соответственно, кг/с. Учтем при этом, что утечки из теплоносителя восполняются подпиткой неактивным теплоносителем, в результате которой концентрация радионуклидов в массе теплоносителя уменьшается. Тогда постоянная выведения радионуклида из контура λ_0 за счет очистки на фильтре и протечки будет равна:

$$\lambda_0 = -\frac{i}{\tau} \ln \left[1 - \frac{G_{оч}}{G} (1 - \epsilon) - \frac{G_{пр}}{G} \right]. \quad (17.9)$$

Если $[(G_{оч}/G)(1-\epsilon) + G_{пр}/G] \ll 1$, то $\lambda_0 = [G_{оч}(1-\epsilon) + G_{пр}]/M$, где M — полная масса теплоносителя, циркулирующего по контуру, кг. Тогда вместо приближенных формул (17.1) и (17.3) расчет удельной активности теплоносителя может быть произведен по формулам

$$A_m = \frac{A_{m0} \{ [1 - \exp(-\lambda T)] \exp(-\lambda t) \}}{\{ 1 - \exp[-(\lambda + \lambda_0)\tau] \}}; \quad (17.10)$$

$$A_m = A_{m0} [\lambda T / (\lambda + \lambda_0) \tau] \exp(-\lambda t). \quad (17.11)$$

Для водоохлаждаемых реакторов типа РБМК более точный расчет (который здесь не приводится) требует знания распределения радиоактивных ядер между водной и паровой фазами. Основные радионуклиды, образующиеся в теплоносителе при активации его ядер и примесей, приведены в табл. 17.1.

Для водоохлаждаемых реакторов в процессе их работы основной вклад (до 99,9%) как по удельной активности, так и по мощности дозы γ -излучения за пределами I контура вносит радионуклид ^{16}N , образующийся в АЗ под действием быстрых нейтронов по реакции $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$. Энергия порога нейтронов данной реакции $E_n = 10$ МэВ. Радионуклид ^{16}N — короткоживущий ($T_{1/2} = 7,13$ с), излучает фотоны высокой энергии ($E_1 = 7,11$ МэВ, $n_1 = 5\%$ и $E_2 = 6,13$ МэВ, $n_2 = 69\%$) и имеет большую керма-постоянную $\Gamma_8 = 96,5$ аГр·м²/(с·Бк). Удельная активность ^{16}N в теплоносителе достигает $5,2 \cdot 10^{12}$ Бк/м³. Это значение для водного теплоносителя наивысшее, по нему проектанты определяют толщину защиты системы теплоносителя в период работы реактора.

На другом изотопе кислорода, также при пороговой реакции $^{17}\text{O}(n, p)^{17}\text{N}$ на быстрых нейтронах ($E_n = 9$ МэВ), образу-

Таблица 17.1. Характеристики активированных ядер теплоносителя и его примесей

| Реакция | Распространенность ядер Γ , % | Сечение активации* σ_a , 10^{-24} см ² | Период полураспада $T_{1/2}$ | Энергия γ -квантов E , МэВ | Выход n , % | Γ_8 , $\frac{\text{аГр} \cdot \text{м}^2}{\text{с} \cdot \text{Бк}}$ | ρ , см ² Γ , ч·МКи |
|---|--------------------------------------|--|------------------------------|-------------------------------------|----------------|---|--|
| $^{16}\text{O}(n, p)^{16}\text{N}$ | 99,76 | 1,9—5 | 7,13 с | 7,11 6,13 | 5) 69) | 7,12 88,43 | 1,08 13,43 |
| $^{17}\text{O}(n, p)^{17}\text{N}$ | 0,037 | 5,2—6 | 4,17 с | 1,0(E_n) | 100 | 0 | 0 |
| $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ | 99,63 | 1,75 | 5730 лет | 0,16(E_β) | 100 | 0 | 0 |
| $^{14}\text{O}(n, a)^{14}\text{C}$ | 0,037 | 0,4 | 5730 лет | 0,16(E_β) | 100 | 0 | 0 |
| $^{13}\text{C}(n, \gamma)^{14}\text{C}$ | 1,11 | 9,0—4 | 5730 лет | 0,16(E_β) | 100 | 0 | 0 |
| $^{18}\text{O}(n, p)^{18}\text{F}$ | 0,204 | 8,0—6 | 109,8 мин | 0,511 | 193,4 | 37,36 | 5,70 |
| $^{19}\text{F}(n, 2n)^{18}\text{F}$ | 100 | 7,2—6 | 109,8 мин | 0,511 | 193,4 | 37,36 | 5,70 |
| $^2\text{H}(n, \gamma)^3\text{H}$ | 0,015 | 5,7—4 | 12,3 года | 0,019(E_β) | 100 | 0 | 0 |
| $^6\text{Li}(n, a)^3\text{H}$ | 7,52 | 945 | 12,3 года | 0,019(E_β) | 100 | 0 | 0 |
| $^7\text{Li}(n, a', a)^3\text{H}$ | 92,48 | 0,02 | 12,3 года | 0,019(E_β) | 100 | 0 | 0 |
| $^{10}\text{B}(n, 2a)^3\text{H}$ | 18,8 | 0,02 | 12,3 года | 0,019(E_β) | 100 | 0 | 0 |
| $^{23}\text{Na}(n, \gamma)^{24}\text{Na}$ | 100 | 0,53 | 15,0 ч | 2,75 1,37 | 99,9) | 73,67 45,09 | 11,24 6,88 |
| $^{27}\text{Al}(n, a)^{24}\text{Na}$ | 100 | 0,57 | 15,0 ч | 2,75 1,37 | 99,9) | 73,67 45,09 | 11,24 6,88 |
| $^{23}\text{Na}(n, 2n)^{22}\text{Na}$ | 100 | 6,0—6 | 2,6 года | 1,28 0,511 | 100) | 42,73 34,93 | 6,52 5,33 |
| $^{40}\text{Ar}(n, \gamma)^{41}\text{Ar}$ | 99,6 | 0,65 | 1,82 ч | 1,29 | 99,1 | 42,86 | 6,54 |
| $^{41}\text{K}(n, \gamma)^{42}\text{K}$ | 6,88 | 1,3 | 12,36 ч | 1,52 | 17,9 | 8,78 | 1,34 |
| $^{37}\text{Cl}(n, \gamma)^{38}\text{Cl}$ | 24,5 | 0,43 | 37,2 мин | 2,17 1,64 | 44,0) 32,0) | 27,66 16,97 | 4,22 2,59 |

* В случае реакции (n, γ) приведено сечение для тепловых нейтронов, для других — сечение, усредненное по всему спектру нейтронов.

ется короткоживущий нуклид ^{17}N ($T_{1/2}=4,17$ с), который распадается с испусканием нейтронов. Объемная мощность источников нейтронов в воде теплоносителя на выходе из АЗ достигает 10^6 ($\text{м}^3 \cdot \text{с}$) $^{-1}$. В отношении вклада в мощность дозы γ -излучения водного теплоносителя во время работы реактора остальные радионуклиды, приведенные в табл. 17.1, не играют заметной роли. В теплоносителях различных ядерных реакторов образуются и другие радионуклиды по реакциям, приведенным в табл. 17.1. Среди них особого внимания заслуживают биогенные элементы ^3H и ^{14}C . Это β -излучатели низкой энергии; они представляют опасность лишь как источники внутреннего облучения персонала и в особенности населения. Более подробно механизм образования этих радионуклидов в системе реактора рассмотрен в § 24.1.

В воде теплоносителя в растворенном состоянии находится некоторое количество воздуха, в котором содержится 0,93% стабильного аргона (^{40}Ar). В результате реакции $^{40}\text{Ar}(n, \gamma)^{41}\text{Ar}$ образуется радиоактивный аргон ($T_{1/2}=1,82$ ч). Однако по сравнению с другими инертными газами, образующимися в процессе деления тяжелых ядер (изотопами Кг и Хе), доля ^{41}Ar в активности теплоносителей ВВЭР невелика.

Для реакторов на быстрых нейтронах с жидкометаллическим натриевым теплоносителем основным компонентом собственной активности является ^{24}Na ($T_{1/2}=15$ ч), а при остановке реактора — ^{22}Na ($T_{1/2}=2,6$ года). Оба они — весьма мощные γ -излучатели, а ^{24}Na к тому же имеет высокую энергию γ -квантов (см. табл. 17.1). Удельная активность ^{24}Na в жидкометаллическом теплоносителе очень высока — она достигает $2 \cdot 10^{12}$ Бк/кг и более. Удельная активность долгоживущего ^{22}Na значительно меньше — около $3,7 \cdot 10^6$ Бк/кг, но в остановленном реакторе (после распада ^{24}Na) этот изотоп натрия определяет радиационную обстановку в зоне обслуживания теплоносителя.

Кроме водных и натриевых, существуют и другие виды теплоносителей (например, гелий, органические соединения и др.), но в СССР они пока не нашли широкого промышленного применения и здесь не рассматриваются.

§ 17.3. Активность продуктов коррозии

Вторым важным источником активности теплоносителя всех реакторов являются продукты коррозии*. Процесс коррозии металлов происходит на поверхностях конструктивных материалов в АЗ и за ее пределами — в системе теплоносителя. В последнем случае, попадая в теплоноситель, они могут откла-

дываться на поверхности АЗ и подвергаться облучению нейтронами. Циркулирующие длительное время в теплоносителе частицы оксидов и металла, проходя поле нейтронов АЗ, также становятся радиоактивными. Осаждение и смыв активированных продуктов коррозии происходят не только в АЗ, но и на других поверхностях тракта теплоносителя. На двухконтурных реакторах типа ВВЭР эти процессы характерны лишь для оборудования I контура, а на одноконтурных реакторах РБМК — и турбины.

Хотя в качестве конструкционного материала ядерных установок применяют в основном коррозионно-стойкие стали, но и они при температуре воды около 300°C корродируют со скоростью до 0,001 мм/год, так что со всей поверхности ежедневно в теплоноситель может поступать до 100 г продуктов коррозии. В перлитных сталях, которые также применяют для некоторого оборудования в системе теплоносителя, скорость коррозии еще выше. Борное регулирование, применявшееся на некоторых реакторах типа ВВЭР-440 для управления реактивностью, способствует увеличению выхода продуктов коррозии в теплоноситель. Установлено, что скорость коррозии особенно велика в первый период эксплуатации (например, в первые две недели), а затем она снижается. Для разных марок стали зависимость коррозии от времени может изменяться в широких пределах. Для нержавеющей стали марки 1X18H10T скорость коррозии $Q(t)$, $\text{г}/(\text{м}^2 \times \text{ч})$, можно определить следующей приближенной эмпирической зависимостью в диапазоне t от 2000 до 3000 эффективных часов:

$$Q(t) \approx 0,0109t^{-0,65},$$

где t — время эксплуатации, с. При больших t скорость коррозии практически остается постоянной [$\sim 6,6 \cdot 10^{-11}$ $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$].

В подавляющем большинстве случаев активация продуктов коррозии происходит тепловыми нейтронами по реакции (n, γ) и лишь в отдельных случаях — на железе, никеле, кобальте — быстрыми нейтронами. Наиболее характерные реакции, приводящие к образованию активированных продуктов коррозии, и основные ядерно-физические характеристики радионуклидов даны в табл. 17.2.

Из всех радионуклидов особого внимания заслуживает радиоактивный ^{60}Co . Этот радионуклид в основном определяет радиационную обстановку при ремонте оборудования I контура после остановки реактора на перегрузку или профилактический ремонт. Продукты коррозии накапливаются в значительном количестве на внутренних поверхностях системы теплоносителя и достаточно слабо (в особенности в застойных зонах) поддаются дезактивации.

* Строго говоря, речь идет о продуктах коррозии и эрозии, но здесь эти два процесса объединяются одним термином «коррозия».

Таблица 17.2. Характеристики активированных продуктов коррозии

| Реакция | Распростра- ненность ядер Γ , % | Сечение акти- ваций* σ_a , 10 ⁻²⁴ см ² | Период полу- распада $T_{1/2}$ | Энергия Т-квантов E, МэВ | Выход η , % | Γ_0 , аГр.м ² с.ГК | Р-см ² Γ , ч.МКи |
|---|--|---|-----------------------------------|--------------------------------|------------------|--|---------------------------------------|
| ⁵⁰ Cr(n, γ) ⁵¹ Cr | 4,31 | 16 | 27,7 сут | 0,32 | 9,8 | 1,18 | 0,18 |
| ⁵⁵ Mn(n, 2n) ⁵⁴ Mn | 100 | 1,5—3 | 312,2 сут | 0,84 | 100 | 30,21 | 4,61 |
| ⁵⁴ Fe(n, p) ⁵⁴ Mn | 5,82 | 0,082 | 312,2 сут | 0,84 | 100 | 30,21 | 4,61 |
| ⁵⁵ Mn(n, γ) ⁵⁶ Mn | 100 | 13,3 | 2,58 ч | 1,81 | 27 | 14,94 | 2,28 |
| | | | | 0,85 | 99 | 30,35 | 4,63 |
| ⁵⁶ Fe(n, p) ⁵⁶ Mn | 91,7 | 2,5 | 2,58 ч | 1,81 | 27 | 14,94 | 2,28 |
| | | | | 0,85 | 99 | 30,35 | 4,63 |
| ⁵⁸ Fe(n, γ) ⁵⁹ Fe | 0,33 | 1,15 | 44,5 сут | 1,29 | 44,1 | 19,07 | 2,91 |
| | | | | 1,10 | 55,5 | 21,10 | 3,22 |
| ⁵⁸ Ni(n, p) ⁵⁸ Co | 68,27 | 4,4 | 70,9 сут | 0,81 | 99,5 | 29,30 | 4,47 |
| | | | | 0,511 | 30,0 | 5,77 | 0,88 |
| ⁵⁹ Co(n, γ) ⁶⁰ Co | 100 | 37,2 | 5,27 года | 1,33 | 100 | 44,24 | 6,75 |
| | | | | 1,17 | 99,9 | 40,24 | 6,11 |
| ⁶³ Cu(n, γ) ⁶⁴ Cu | 69,1 | 4,5 | 12,7 ч | 0,51 | 37 | 7,14 | 1,09 |
| ⁶⁴ Zn(n, γ) ⁶⁵ Zn | 48,9 | 0,78 | 244 сут | 1,12 | 50,6 | 19,46 | 2,97 |
| ⁹⁴ Zr(n, γ) ⁹⁵ Zr | 17,4 | 0,056 | 64 сут | 0,76 | 55,4 | 15,34 | 2,34 |
| | | | | 0,72 | 43,7 | 11,67 | 1,78 |

* В случае реакции (n, γ) приведено сечение для тепловых нейтронов, для других — сечение, усредненное по всему спектру нейтронов деления.

Кроме собственно продуктов коррозии, в теплоноситель попадают продукты трения некоторых конструкционных материалов в потоке теплоносителя. Так, на первых реакторах Нововоронежской АЭС для втулок главных циркуляционных насосов использовали стеллит, содержащий большое количество стабильного кобальта, что приводило к повышению полей γ -излучения вблизи ремонтируемого оборудования (впоследствии эти недостатки в проектах были устранены).

Образование активированных продуктов коррозии в значительной степени зависит не только от скорости коррозии, но и от марки стали, используемой в системе теплоносителя. Так, в состав стали марки 0X18H10T, часто применяемой на практике, входят следующие металлы, большинство которых активируется в нейтронном поле (% по массе): Fe — в среднем 69; Cr — от 17 до 19; Ni — от 9 до 11; Mn \leq 2; Ti — от 0,6 до 0,8; Cu \leq 0,3; W — 0,2; V — 0,2.

Стабильный кобальт (⁵⁹Co) входит в основном в состав никеля и в зависимости от марки никеля содержится в нем до 0,7%. Таким образом, в стали марки 0X18H10T содержание ⁵⁹Co может достигать 0,07% (на практике ее часто принимают равной 0,05—0,07%). Использование латуни в конденсаторах турбин обуславливает поступление Zn в I контур и, следова-

тельно, способствует образованию ⁶⁵Zn. Изотопы серебра ¹⁰⁹Ag (n, γ)^{110m}Ag (249,8 сут) \rightarrow ¹¹⁰Ag (24,6 с) могут накапливаться в I контуре реакторов, у которых в стержнях СУЗ использован припой с повышенным содержанием серебра. Значительный вклад в активность коррозионных продуктов вносят также ⁵⁸Co, ⁵¹Cr, ⁵⁴Mn, ⁵⁹Fe, ⁶⁵Zn, ⁹⁵Zr и другие, причем вклад того или иного нуклида в активность продуктов коррозии зависит от продолжительности работы реакторной установки: в начальный период работы активность определяется сравнительно короткоживущими радионуклидами, а через 5—7 лет работы — долгоживущими, через 10—15 лет и более — обычно ⁶⁰Co.

Процессы образования и переноса радиоактивных продуктов коррозии в технологических контурах водоохлаждаемых реакторов весьма сложны и определяются многими факторами: типом реакторной установки (одноконтурная, двухконтурная), конструкцией технологического контура, его разветвленностью, температурой и гидродинамикой теплоносителя, составом примененных материалов и содержанием в них примесей и др. Активность продуктов коррозии, кроме этих же причин, зависит от pH теплоносителя, скорости коррозии материалов контура, содержания в теплоносителе кислорода и других примесей, присутствие которых определяется качеством водоподготовки, скоростью циркуляции теплоносителя и другими причинами.

Моделирование этого процесса с целью определения количественных данных об активности продуктов коррозии в разное время эксплуатации реакторной установки — достаточно сложная задача. Обычно она решается с помощью одноточечных динамических моделей, в основе которых лежит предположение: активность продуктов коррозии (каждого нуклида в отдельности) пропорциональна общему количеству продуктов коррозии (количеству материнского изотопа) в технологическом контуре, а активность продуктов коррозии в теплоносителе прямо пропорциональна активности в отложениях на поверхностях, омываемых теплоносителем, или иначе: активность в отложениях пропорциональна активности в теплоносителе. Эти основные положения, используемые в моделировании, — экспериментальный факт, наблюдаемый на реальных реакторных установках. Иными словами, при моделировании принимают, что между продуктами коррозии (активными и неактивными), находящимися в отложениях и в теплоносителе, постоянно происходит обмен, определяемый параметрами ω и γ -постоянными осаднения и смывания, а появление «новых» неактивных продуктов коррозии вызывает появление «новых» радиоактивных продуктов коррозии. Источники появления радиоактивных продуктов коррозии рассматриваются следующие: 1) активация конструкционного материала в AZ реактора с последующей его коррозией и выносом продуктов коррозии в воду; 2) активация раствори-

мых и нерастворимых примесей теплоносителя при прохождении через нейтронное поле АЗ реактора; 3) активация отложенной на поверхностях, расположенных в АЗ реактора.

В зависимости от цели моделирования технологическая схема представляется несколькими блоками, но не менее чем двумя: часть технологического контура в пределах активной зоны реактора (здесь образуются радиоактивные продукты коррозии) и часть технологического контура вне активной зоны реактора. Для моделирования процесса образования и переноса радиоактивных продуктов коррозии с целью прогнозирования радиационной обстановки у оборудования технологического контура в СССР обычно используют модели РАПК и ТРАКТ-1, последняя модель — имитационная динамическая, этим определяется ее сложность и возможности: модель прогнозирует активность продуктов коррозии во времени в реальном календаре работы (событий) реакторной установки.

Здесь рассмотрим более простую модель РАПК.

Введем следующие обозначения: N_B — количество стабильных ядер активируемых примесей в реакторной воде; N_P и N_A — то же на необлучаемых и облучаемых поверхностях, кг; Q_a , Q_p — скорость процесса коррозии со всей площади поверхности конструкционных материалов, омываемых водой в АЗ и вне ее; Q_K — то же паром и конденсатом; Q'_K — то же подпиточной водой и водой, вводимой для регулирования водного режима, кг/с; ω , γ — постоянные осаждения шлама на стенки и смыва шлама со стенок, c^{-1} ; λ — постоянная радиоактивного распада, c^{-1} ; λ_0 — постоянная очистки, c^{-1} ; S_a , S_p — площадь поверхности, омываемой водой в АЗ и вне ее, m^2 ; $S = S_p + S_a$; S_K — площадь поверхности контура, смачиваемая паром и конденсатом, m^2 ; σ — микроскопическое сечение активации ядра, cm^{-2} ; ρ — плотность активируемых ядер, kg^{-1} ; Q_B — количество радиоактивных ядер во всей массе воды; α — доля поступающей на турбину и осаждаемой на ее поверхности примеси (оставшаяся часть, равная $1 - \alpha$, проникает в конденсат); M_K — масса конденсата.

Тогда дифференциальные уравнения баланса и их решения для расчета полной активности \mathcal{A} (Бк) продуктов коррозии от отдельных участков тракта системы теплоносителя в условиях равновесия ($t \rightarrow \infty$) представляются в виде:

в реакторной воде \mathcal{A}_B

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \mathcal{A}_B}{dt} &= -(\lambda_0 + \omega + \lambda) \mathcal{A}_B + \gamma (\mathcal{A}_P + \mathcal{A}_A) + \lambda \sigma \varphi_\varepsilon N_B \rho + \lambda Q_B; \\ \mathcal{A}_B^\infty &= \left[\frac{\sigma \varphi_0 (\gamma + \lambda) Q_a + \sigma \varphi_\varepsilon (\gamma + \lambda) \frac{\lambda}{\lambda_0} Q_B + \sigma \varphi_0 \frac{\omega \lambda}{\lambda_0} \frac{S_a}{S} Q_B}{\omega \lambda + (\lambda_0 + \lambda) (\gamma + \lambda)} \right] \rho; \end{aligned} \right\} (17.12)$$

на необлучаемых реакторных поверхностях \mathcal{A}_P

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \mathcal{A}_P}{dt} &= \omega \frac{S_p}{S} \mathcal{A}_B - (\gamma + \lambda) \mathcal{A}_P; \\ \mathcal{A}_P^\infty &= \frac{\omega}{\gamma + \lambda} \frac{S_p}{S} \mathcal{A}_B^\infty; \end{aligned} \right\} (17.13)$$

на облучаемых реакторных поверхностях \mathcal{A}_A

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \mathcal{A}_A}{dt} &= \omega \frac{S_a}{S} \mathcal{A}_B - (\gamma + \lambda) \mathcal{A}_A + \lambda \sigma \varphi_0 N_a \rho; \\ \mathcal{A}_A^\infty &= \frac{\omega}{\gamma + \lambda} \frac{S_a}{S} \mathcal{A}_B^\infty + \sigma \varphi_0 \frac{\omega \lambda Q_B}{\lambda_0 \gamma (\gamma + \lambda)} \frac{S_a}{S} \rho; \end{aligned} \right\} (17.14)$$

на фильтре очистки реакторной воды \mathcal{A}_Φ

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \mathcal{A}_\Phi}{dt} &= \varepsilon \frac{G_\Phi}{M} \mathcal{A}_B - \lambda \mathcal{A}_\Phi; \\ \mathcal{A}_\Phi^\infty &= \frac{\varepsilon G_\Phi}{M \lambda} \mathcal{A}_B^\infty; \end{aligned} \right\} (17.15)$$

на фильтре очистки питательной воды $\mathcal{A}_{ПВ}$

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \mathcal{A}_{ПВ}}{dt} &= \tau \frac{G_K}{M_K} \mathcal{A}_K - \lambda \mathcal{A}_{ПВ}; \\ \mathcal{A}_{ПВ}^\infty &= \frac{G_K}{M_K} k_p \tau \left(1 - \frac{\alpha \lambda}{\lambda + \gamma_T} \right) \mathcal{A}_B^\infty; \end{aligned} \right\} (17.16)$$

в паре $\mathcal{A}_П$

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{A}_П(t) &= \frac{M_P}{M} k_p \mathcal{A}_B(t); \\ \mathcal{A}_П^\infty &= \frac{M_P}{M} k_p \mathcal{A}_B^\infty; \end{aligned} \right\} (17.17)$$

на турбине (для реактора РБМК-1000) \mathcal{A}_T

$$\left. \begin{aligned} \frac{d \mathcal{A}_T}{dt} &= \frac{\alpha G_T}{M} k_p \mathcal{A}_B - (\lambda + \gamma_T) \mathcal{A}_T; \\ \mathcal{A}_T^\infty &= \frac{\alpha k_p}{\alpha + \gamma_T} \frac{G_T}{M} \mathcal{A}_B^\infty; \end{aligned} \right\} (17.18)$$

в конденсате \mathcal{A}_K , Бк

$$\left. \begin{aligned} \mathcal{A}_K(t) &= (1 - \alpha) \frac{M_K}{M} k_p \mathcal{A}_B(t) + \gamma_T \frac{V_K}{G_K} \mathcal{A}_T(t); \\ \mathcal{A}_K^\infty &= \frac{M_K}{M} k_p \left(1 - \frac{\alpha \lambda}{\lambda + \gamma_T} \right) \mathcal{A}_B^\infty; \end{aligned} \right\} (17.19)$$

на поверхности, омываемой конденсатом $\mathcal{A}_{\text{тр}}$, Бк

$$\left. \begin{aligned} \frac{d\mathcal{A}_{\text{тр}}}{dt} &= \omega_{\text{к}} \mathcal{A}_{\text{к}} - (\lambda + \gamma_{\text{к}}) \mathcal{A}_{\text{тр}}; \\ \mathcal{A}_{\text{тр}}^{\infty} &= \frac{\alpha}{\lambda + \gamma_{\text{к}}} k_{\text{р}} \frac{V_{\text{к}}}{M} \left(1 - \frac{\alpha \lambda}{\lambda + \gamma_{\text{к}}} \right) \cdot \mathcal{A}_{\text{в}}^{\infty}. \end{aligned} \right\} \quad (17.20)$$

Решение уравнений (17.19) — (17.20) приведено для равновесного накопления активности (\mathcal{A}^{∞}) продуктов коррозии, соответствующего максимальному значению. Поэтому $\mathcal{A}_i(t')$ для долгоживущих радионуклидов (например, ^{60}Co) в i -м участке тракта дается выражением

$$\mathcal{A}_i(t') = \mathcal{A}^{\infty} F(t'), \quad (17.21)$$

где $F(t')$ — безразмерная функция, характеризующая степень равновесности.

В простейшем случае

$$F(t') \approx 1 - \exp(1 - \lambda t'), \quad (17.22)$$

где t' — время, прошедшее с начала кампании. В действительности функция $F(t')$ более сложна и имеет свои особенности для каждого из описанных в уравнениях процессов.

Входящая в уравнения баланса постоянная выведения примесей из контура ионообменными или механическими фильтрами очистки реакторной воды λ_0 равна:

$$\lambda_0 = [G_{\text{ф}}(1 - \varepsilon) + k_{\text{р}}(1 - \eta)] / M, \quad (17.23)$$

где ε — отношение удельной активности продуктов коррозии в реакторной воде на выходе из фильтра к удельной активности на входе; η — то же для питательной воды; $G_{\text{п}}$ и $G_{\text{ф}}$ — производительность пара и скорость продувки реактора, кг/с; M — полная масса реакторной воды, кг; $k_{\text{р}}$ — коэффициент распределения активности между паром и водой. Эффективная плотность потока φ_{ε} активирующих нейтронов для циркулирующего теплоносителя определяется соотношением $\varphi_{\varepsilon} = \varphi_0 T / \tau$, где φ_0 — средняя по объему АЗ плотность потока активирующих нейтронов; T и τ — время прохождения теплоносителем АЗ и время полной циркуляции реакторной воды, с⁻¹.

Важнейшими характеристиками массопереноса, входящими в уравнения (17.12) — (17.21), являются ω и γ , которые по смыслу представляют собой вероятности осаждения и смыва активированных продуктов коррозии с поверхностей. Их принято называть *постоянными осаждения* ω и *смыва* γ , с⁻¹. В модели РАПК-2 они приняты равными: $\omega = 3,5 \cdot 10^{-3}$ с⁻¹ и $\gamma = 5 \cdot 10^{-8}$ с⁻¹ — для АЭС с ВВЭР. Для АЭС с РБМК они другие (табл. 17.3).

Таблица 17.3. Значение постоянных осаждения ω и смыва γ реактора типа РБМК-1000, с⁻¹

| Участок контура | ω | γ | ω/γ |
|---------------------------------|-------------------|-------------------|------------------|
| Гладкие участки КМПЦ и КПП* | $1 \cdot 10^{-3}$ | $4 \cdot 10^{-8}$ | $2,5 \cdot 10^4$ |
| Застойный участок в АЗ реактора | $1 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | $1 \cdot 10^6$ |
| Застойные участки в КМПЦ и КПП | $1 \cdot 10^{-3}$ | $1 \cdot 10^{-9}$ | $1 \cdot 10^6$ |
| Паровой тракт и турбина | $2 \cdot 10^{-3}$ | $4 \cdot 10^{-8}$ | $2,5 \cdot 10^5$ |

*КМПЦ — контур многократной принудительной циркуляции; КПП — конденсатопитательный тракт.

Из табл. 17.3 видно, что постоянная осаждения значительно (в $2,5 \cdot 10^4$ — $1 \cdot 10^6$ раз) превосходит постоянную смыва, чем и объясняется всевозрастающее накопление продуктов коррозии на внутренних поверхностях оборудования. Дезактивация поверхностей химическими реактивами не всегда эффективна. Поэтому в период ремонта оборудования I контура (в особенности на реакторах типа ВВЭР) источниками облучения персонала являются в основном продукты коррозии. Объемная активность продуктов коррозии в I контуре теплоносителя ВВЭР достигает $1 \cdot 10^{10}$ Бк/м³, а РБМК $3,7 \cdot 10^8$ Бк/м³.

Следует иметь в виду, что постоянные ω и γ как феноменологические параметры принадлежат как модели, так и моделируемому процессу, т. е. моделируемому технологическому контуру. Переносить их из одной модели в другую можно лишь в том случае, если модели практически одинаковы, также можно переносить с одного объекта на другой только тогда, когда объекты подобны в гидро- и термодинамике. Связано это с тем, что за ними скрываются сложные процессы массообмена, зависящие от многих названных выше факторов.

Активность продуктов коррозии снижают различными методами. Среди них — увеличение доли теплоносителя, поступающей на байпасную очистку на фильтрах, оптимальный выбор конструкционных материалов в системах АЗ и теплоносителя — они должны содержать минимальное количество примесей, приводящих к накоплению ^{60}Co , ^{58}Co , ^{54}Mn и др.

Для расчета активности продуктов коррозии разработаны специальные машинные программы.

§ 17.4. Расчет активности теплоносителя по продуктам деления

В результате расщепления тяжелых ядер в твэлах АЗ реактора накапливается большое количество продуктов деления и актиноидов. Дифференциальные уравнения баланса активности

продуктов деления, их радиационные характеристики и количественные данные приведены в гл. 19.

В настоящем параграфе рассмотрена методика расчета содержания только той части продуктов деления, которые проникли из твэла в систему теплоносителя.

Характер распределения активности в твэлах зависит от многих причин: спектра и плотности потока нейтронов, физико-химических свойств радионуклидов, конструкции твэлов и градиента температуры в них, плотности и структуры ядерного топлива и др. Твэлы представляют собой, как правило, стержни или таблетки из спеченного диоксида урана UO_2 плотностью не менее $10,2 \text{ г/см}^3$. Внутри твэлов ВВЭР-1000 имеется отверстие диаметром $d \approx 2,2 \text{ мм}$. Поверхность твэлов (внешняя и внутренняя) покрыта антикоррозионным сплавом циркония и ниобия. Между набором стержней или таблеток и в верхней части твэлов имеются диаметральный зазоры, в которых могут накапливаться газообразные продукты деления. Они накапливаются также под оболочкой твэлов и в многочисленных порах, из-за которых фактическая поверхность твэлов в десятки раз превосходит их геометрическую поверхность.

Вследствие высоких температурной и радиационной нагрузок, а также из-за процессов коррозионно-усталостного типа, оболочки твэлов со временем теряют свою герметичность. Однако имеются допустимые масштабы повреждения оболочек, при которых работа реактора не прекращается. Так, при проектировании АЭС считается допустимым наличие в АЗ 1% ($\xi = 0,01$) твэлов с газовой негерметичностью (микротрещинами) и 0,1% ($\xi = 0,001$) — макротрещинами, при которых возможен прямой контакт теплоносителя с топливом. Через микротрещины в теплоноситель поступают газообразные радионуклиды ИРГ (изотопы ксенона и криптона), изотопы йода и брома, а также летучие нуклиды — теллур, рубидий, цезий. Изотомам криптона (с атомной массой A от 85 до 92) предшествуют изотопы брома, а изотомам йода (с A от 129 до 135) — изотопы теллура. В свою очередь, изотопы ксенона являются дочерними продуктами изотопов йода. В качестве примера на рис. 17.3 приведена цепочка радиоактивных превращений для $A=131$.

Все изотопы брома, криптона, йода и ксенона, за исключением двух (^{85}Kr и ^{129}I), имеют небольшой период полураспада и, следовательно, быстро накапливаются в реакторе, достигая радиоактивного равновесия уже в первые 1,5–2 мес. Эти радионуклиды — ИРГ, галогены и в меньшей степени изотопы цезия, теллура и рубидия — составляют основную долю активности продуктов деления в теплоносителе.

Рассмотрим три главных процесса переноса продуктов деления внутри твэлов и через негерметичную оболочку твэлов в водный теплоноситель. В основе всех трех процессов лежит

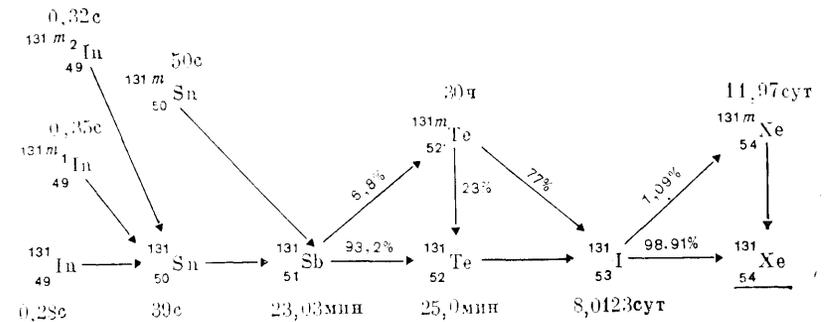


Рис. 17.3. Распад радиоактивных ядер с массовым числом $A=131$

выход продуктов деления с поверхностей таблеток вследствие кинетической энергии ядер отдачи при делении и диффузии.

Первый, основной процесс связан с накоплением продуктов деления под оболочкой твэлов в результате конвективного массообмена. При наличии больших повреждений (макротрещин) продукты деления смываются водой и поступают в систему теплоносителя. Если имеется только газовая негерметичность (микротрещины), материнские и дочерние продукты деления накапливаются под оболочкой и их летучая группа — ИРГ, галогены, Cs, Te, Rb — с вероятностью μ_1 поступают в теплоноситель. Для этого процесса значение μ_1 наибольшее и для летучей группы нуклидов находится в пределах от 10^{-5} до 10^{-3} с^{-1} .

Второй процесс представляет собой накопление продуктов деления в порах твэлов с последующей транспортировкой газовых и летучих соединений под оболочку, а при наличии микротрещин — в теплоноситель. Он является следствием общего массообмена и характеризуется коэффициентом μ_2 в пределах от 10^{-8} до 10^{-6} с^{-1} , который экспоненциально уменьшается с увеличением температуры твэлов.

Третий процесс — выход в поры всех продуктов деления в зоне структурных изменений диоксида урана при высокой температуре твэлов (больше 2000 К). Скорость переноса летучих соединений вследствие общего массообмена в этом процессе определяется коэффициентом μ_3 ($\mu_3 \approx 10^{-7} \text{ с}^{-1}$).

Радиоактивный распад материнских продуктов деления сопровождается появлением новых дочерних радионуклидов, образующих радиоактивные цепочки. В зависимости от схемы распада они могут быть простыми (линейными) и сложными (с ветвлениями). При этом материнские радионуклиды продуктов деления обычно имеют очень малый период полураспада и распадаются раньше, чем выйдут за пределы твэлов.

Кинетика накопления ядер продуктов деления теплоносителя двухконтурной установки (например, типа ВВЭР) описывается дифференциальными уравнениями баланса, которые для линейной цепочки имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} dN_1'/dt &= \nu_1 N_1 - (\lambda_1 + \eta_1) N_1'; \\ dN_2'/dt &= \nu_2 N_2 - (\lambda_2 + \eta_2) N_2' + \lambda_1 N_1'; \\ \dots \dots \dots \\ dN_i'/dt &= \nu_i N_i - (\lambda_i + \eta_i) N_i' + \lambda_{i-1} N_{i-1}'. \end{aligned} \right\} (17.24)$$

Здесь i — текущий номер нуклида в линейной радиоактивной цепочке с постоянной скоростью распада λ_i ; N_i , N_i' — полное количество радиоактивных ядер в твэлах в теплоносителе; η_i — коэффициент, характеризующий скорость очистки воды от i -го радионуклида, $\eta_i = G_\Phi \epsilon_i / V_1$, где G_Φ — расход воды через фильтр очистки; ϵ_i — эффективность очистки фильтром i -го элемента; V_1 — объем воды в I контуре, м³. Коэффициенты ν_i характеризуются отношением

$$\nu_i = \frac{\text{выход } i\text{-го нуклида из твэла вследствие трех механизмов}}{\text{количество } i\text{-го нуклида в твэле}}.$$

Численные значения ν_i рассчитывают дифференцированно с учетом наличия микро- и макротрещин, а также внутренних отверстий в твэлах. В общем виде следует также учитывать фактор времени — продолжительность кампании. Точное решение дифференциальных уравнений баланса продуктов деления в теплоносителе очень сложное. На практике часто ограничиваются нулевыми начальными условиями и предположением достижения равновесного состояния по активности нуклидов.

В этом упрощенном варианте решение уравнений (17.24) имеет следующий вид:

$$N_i' = \frac{a}{\lambda_i} \sum_{n=1}^i \left\{ \left[\frac{\nu_n}{\lambda_n} \sum_j \left(\alpha_j \prod_{k=j}^n \frac{\lambda_k}{\lambda_k + \nu_k} \right) \right] \prod_{m=n}^i \frac{\lambda_m}{\lambda_m + \eta_m} \right\}. (17.25)$$

Здесь $a = 3,1 \cdot 10^{13} N \xi$, с⁻¹, где $3,1 \cdot 10^{13}$ — число делений в единицу времени на 1 кВт тепловой мощности, (с·кВт)⁻¹; N — полная тепловая мощность реактора, кВт; ξ — доля негерметичных твэлов; индекс k при коэффициентах λ и ν изменяется от j до n .

Тогда равновесная объемная активность i -го радионуклида в воде I контура \mathcal{A}_{vi} , Бк/м³, можно рассчитать из соотношения

$$\mathcal{A}_{vi} = \lambda_i N_i' / V_i. (17.26)$$

Ввиду того что плотность теплоносителя изменяется в различных участках тракта, вместо объемной активности целесообразно использовать удельную активность \mathcal{A}_m , Бк/кг. Для этого в знаменатель формулы (17.26) следует ввести плотность,

усредненную по всей массе воды I контура. Это особенно важно для реакторов типа РБМК.

Приведенные формулы расчета активности в теплоносителе относятся к I контуру двухконтурных реакторов типа ВВЭР. Для одноконтурных реакторов эти соотношения также справедливы, но они требуют модификации. В одноконтурных реакторах (см. рис. 17.2) активность в системе теплоносителя распределяется между двумя фазами — водной и паровой. Пар поступает непосредственно на турбину, а ИРГ из сепаратора удаляются во внешнюю среду. Таким образом, для одноконтурных реакторов постоянная η , характеризующая скорость выведения активности из контура, будет:

для газообразных продуктов деления, поступающих в пар,

$$\eta_i = G_i k_i / \left[V_1 \bar{\rho} \left(\frac{G_n k_i}{G_1} \frac{\tau_1}{\tau_2} + 1 \right) \right], (17.27)$$

а для негазообразных элементов, остающихся в воде,

$$\eta_i = [G_n k_{pi} / (V_1 \bar{\rho})] + (G_\Phi \epsilon / V_1). (17.28)$$

Здесь G_n — расход пара через турбину; k_i и k_{pi} — коэффициенты распределения газообразных и негазообразных радионуклидов между паровой и водной фазами; G_1 — расход воды через реактор; τ_1 — время движения теплоносителя на участке реактор — сепаратор; τ_2 — время циркуляции теплоносителя по всему контуру.

§ 17.5. Защита от γ -излучения теплоносителя

Расчет защиты от γ -излучения теплоносителя основан на использовании общих инженерно-физических методов, изложенных в гл. 9 и 10 (см. т. 1). Применительно к защите от смеси продуктов деления они более детально рассмотрены в гл. 19.

Для системы теплоносителя характерны те же геометрические формы источников излучения, что и приведенные в упомянутых выше главах: точечный, линейный источники без самопоглощения, поверхностные источники в форме диска, плоскости и цилиндра с тонкой пленкой излучающего вещества по его внутренней поверхности; объемные источники в форме толстого слоя с произвольным распределением активности по глубине полубесконечного пространства, усеченного конуса, объемного цилиндрического источника с самопоглощением и без самопоглощения (газонаполненного).

Таким образом, функции выхода и ослабления излучения и таблицы получены для большинства геометрических форм ис-

точников, характерных для систем теплоносителя*. Большинство (~99%) источников системы теплоносителя имеет цилиндрическую и линейную форму с широким диапазоном значений радиуса (2,5—400 см), высоты или длины (60—4000 см) и толщины металлических стенок (0,4—12 см).

Многие источники излучения теплоносителя, как правило, имеют толстые стенки иногда переменной толщины (например, металлические стенки парогенератора ВВЭР-440 в центральной части имеют толщину 12 см, а по краям — 6 см). Роль стенок как защитных экранов можно учесть, используя приемы расчета многослойной защиты или известный метод лучевого анализа.

Разнообразен материал источников: вода переменной плотности (от 0,7 до 1 г/см³), пар, железоводная однородная смесь (какой обычно представляется трубчатка парогенератора), ионообменные смолы, кубовые остатки и хранилища жидких отходов с высоким содержанием солей. Большое разнообразие параметров источников затрудняет проектирование защиты. Поэтому на практике задачу упрощают: выделяют источник, который может дать наибольший вклад в мощность дозы за защитой. Затем выявляют 2—3 конкурирующих по активности с ним источника. Если источник имеет большую протяженность и переменную активность (как, например, главный циркуляционный трубопровод), то рассчитывают поле излучения от отдельных участков, моделируя их более простыми по геометрической форме источниками, для которых имеются аналитические формулы или таблицы, полученные с помощью ЭВМ. В § 19.5 изложены методы расчета защиты по заданной удельной активности или кратности ослабления. Первый метод — расчет защиты по заданной удельной активности — используется, когда достоверно определены радиационные характеристики источника (удельная активность, спектр излучения) и на пути между источником и детектором нет конструкций сложной формы, экранирующих излучение. Его легко применять также к плоским защитам, нормально (а не наклонно) расположенным по отношению к источникам.

Метод расчета защиты по кратности ослабления чаще применяют, когда на пути между источником и детектором имеются экранирующие конструкции или когда в проекте используются ранее полученные экспериментальные результаты мощности дозы. Принцип и возможности его применения такие же, как универсальных таблиц расчета защиты (см. § 10.7, т. 1).

* Наиболее полные данные о функциях и таблицах выхода и ослабления излучения приведены в книге Н. Г. Гусева, Е. Е. Ковалева, В. П. Полова и Д. П. Осанова «Защита от излучения протяженных источников» (М.: Госатомиздат, 1961).

Тем не менее указанных традиционных методов часто оказывается недостаточно для того, чтобы учесть все многообразие практических задач защиты теплоносителя. Большую трудность представляют случаи проектирования защиты, когда линейные или цилиндрические источники расположены наклонно к ней. Формы источников далеко не всегда удается моделировать традиционными. Особенно сложно проектировать защиты большого комплекса источников, скомпонованных в одном и том же каньоне. В практике проектирования защиты широко применяются программные комплексы, основанные на использовании метода лучевого анализа.

Не менее трудной является правильное определение исходных данных для проектирования защиты — радиационных характеристик радионуклидов в теплоносителе и на поверхностях оборудования. Изложенные в § 17.2—17.4 методики расчета активности содержат коэффициенты смыва, осаждения и другие, полученные экспериментально лишь для частных случаев.

Остановимся на некоторых общих вопросах, связанных с радиационными характеристиками. Как отмечалось выше, поле γ -излучения I контура водоохлаждаемого реактора в процессе его работы практически полностью определяется γ -квантами короткоживущего ($T_{1/2}=7,13$ с) нуклида ¹⁶N, объемная активность которого на ВВЭР-440 равна $5,2 \cdot 10^{12}$ Бк/м³, этот радионуклид излучает фотоны с энергиями $E_1=7,11$ МэВ (5%), $E_2=6,13$ МэВ (69%) и $E_3=2,75$ МэВ (1%). При проектировании защиты принимается средняя энергия $\bar{E}=6,2$ МэВ с квантовым выходом 75%. На ВВЭР-440 суммарная объемная активность радионуклидов (за вычетом активности ¹⁶N) не превышает $3 \cdot 10^{12}$ Бк/м³, в том числе от суммы ИРГ не более $1,5 \cdot 10^{12}$ Бк/м³, суммы изотопов йода $3,7 \cdot 10^{11}$ Бк/м³, смеси продуктов коррозии $1 \cdot 10^{10}$ Бк/м³. На конкретных проектируемых реакторах расчетные значения удельной активности могут быть другими. Кислородная активность, связанная с образованием ¹⁶N, пропорциональна плотности потока быстрых ($E_n \geq 10$ МэВ) нейтронов и фактически определяется удельной мощностью реактора.

Значительный вклад — до $7,4 \cdot 10^{11}$ Бк/м³ — в активность водного теплоносителя вносят короткоживущие изотопы рубидия (⁸⁸Rb, ⁸⁹Rb) и цезия (¹³⁸Cs, ¹³⁹Cs), которые являются дочерними продуктами соответствующих изотопов ксенона и телура. На реакторах типа РБМК-1000 они вносят основной вклад в короткоживущие аэрозоли не только в воздухе рабочих помещений, но и в выбросах. Однако на водоохлаждаемых реакторах кислородная активность определяет защиту только собственное оборудование I контура: ГЦТ, ПГ, ГЦН, а на реакторах РБМК-1000 также сепаратора и турбины.

При остановленном реакторе все оборудование I контура сохраняет высокую активность и создает мощные поля γ - излу-

чения за счет радионуклидов со средним и большим периодом полураспада. В особенности велик вклад в поле излучения в этот период от продуктов коррозии (^{60}Co , ^{58}Co , ^{54}Mn , ^{51}Cr , ^{59}Fe и др.), сорбированных на стенках оборудования. Активность оборудования за пределами I контура как во время работы, так и в период останова реактора определяется не ^{16}N , а другими радионуклидами, характерными для теплоносителей. На реакторах ВВЭР, например, к такому оборудованию относятся: всевозможные трубопроводы (организованные протечки, продувки I контура, гидровыгрузка фильтров, газовые сдвиги и т. д.); емкости (баки грязного конденсата и трапных вод, емкости кубового остатка и хранилищ жидких радиоактивных отходов и др.); установки с катионитовыми, анионитовыми или механическими фильтрами и многие другие. Все внутрикорпусные устройства, находящиеся в поле нейтронов, сохраняют длительное время высокую наведенную активность. Загрязненное оборудование в период его ремонта или демонтажа также является мощным источником излучения. Для таких источников спектр γ -излучения очень сложен. Его разбивают на небольшое количество (5—7) энергетических интервалов подобно тому, как это делается для смеси продуктов деления (см. гл. 19). Внутри каждого интервала рассчитывают эффективную энергию $E_{i\text{эф}}$ и ее относительный вклад $n_i(E_{i\text{эф}})$. Эффективные энергии, используемые для расчета защиты теплоносителя в отсутствие кислородной активности, близки к значениям 2,4; 1,6 и 0,76 МэВ/фотон. И тогда можно рассчитывать защиту по известным таблицам, составленным применительно к смеси продуктов деления.

Спектр γ -излучения внутренних поверхностей оборудования определяется сорбированными нуклидами ^{60}Co , ^{59}Fe ($E_{\text{эф}} \approx 1,25$ МэВ) и ^{54}Mn , ^{58}Co ($E_{\text{эф}} \approx 0,85$ МэВ).

Материалом для расчета защиты теплоносителя стационарных реакторов обычно служит бетон с плотностью 2,3 г/см³. Толщина защиты зависит не только от радиационных характеристик источника, но и от расстояния между источником и детектором, а также от проектируемой мощности дозы в помещении данной категории. Например, на III блоке Нововоронежской АЭС с реактором типа ВВЭР-440 проектные значения радиационной защиты из бетона приняты; холодная нитка (от ПГ до входа в АЗ главного циркуляционного прохода диаметром 500 мм) в сторону помещения комплексного распределительного устройства — 148 см, в сторону помещения операторской шахты ревизии — 143 см; от горячей нитки этого прохода (от АЗ до ПГ) в сторону помещения обслуживания ГЦН (палуба ГЦН) — 127 см; от ПГ в помещение приводов вентильной камеры бокса ПГ — 74 см, в помещения обслуживания — 63 см и т. п. Максимальная толщина защиты от γ -излучения систем

теплоносителя водоохлаждаемых реакторов — 150 см обычного бетона.

Экспериментальные исследования подтверждают, что применяемые в практике проектирования методы расчета защиты всех систем ядерного реактора от проникающего излучения вполне удовлетворяют требованиям принятых нормативов радиационной безопасности.

Глава 18

ПРОХОЖДЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ ЧЕРЕЗ НЕОДНОРОДНОСТИ В ЗАЩИТЕ

§ 18.1. Классификация неоднородностей

В т. 1 подробно проанализировано прохождение излучения через сплошные защиты. Однако защита ядерно-технических установок обычно включает *неоднородности*, причем чем сложнее установка, тем сложнее система неоднородностей, понижающих ее защиту. Это аварийные, регулирующие и компенсирующие стержни, трубопроводы для охладителей и замедлителей, загрузочные каналы, экспериментальные каналы в защите реактора, проемы для дверей и наблюдательных устройств, окна из свинцового стекла, проходы в помещения повышенного уровня излучений (лабиринты), отверстия для электропроводов, пустоты и усадочные раковины в защите (результат дефектов при изготовлении), протяженные швы между блоками в защите, проводки вентиляционных труб и т. п. Серьезными источниками прострела излучений часто являются включения в защиту инородных материалов, например конструкционных, с худшими, чем у материала защиты, ослабляющими свойствами.

Наиболее полно проблема неоднородностей проявляется в защитах ядерных реакторов.

Проиллюстрируем неоднородности в защите вблизи активной зоны на примере защиты реактора ВВЭР (рис. 18.1): зазор между цилиндрической частью корпуса реактора и бетоном сухой защиты (или баком с водой) 6; полость подкорпусного пространства 9; зазор между корпусом реактора и бетонной защитой над выходными патрубками реактора 3; термические зазоры в узле опоры и консоли 2 и 5; каналы ионизационных камер (ИК) и противовесов ИК 7, 8; проходки через крышку реактора для размещения приводов органов регулирования 1; проходки под циркуляционные трубопроводы 4 и т. п.

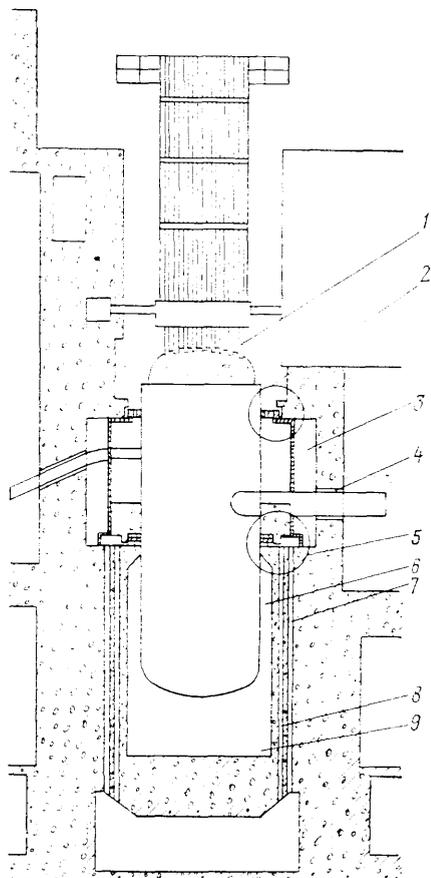


Рис. 18.1. Неоднородности в защите реактора ВВЭР

Неоднородности в защите могут приводить к значительному повышению уровня излучения за защитой. Известно, например, что на графитовом реакторе в Ок-Риджской национальной лаборатории уровень нейтронного излучения на 90% обусловлен нейтронами, которые прошли через отверстия в защите, и только на 10% — нейтронами, прошедшими через неослабленные области защиты.

В исследовательских реакторах за боковой биологической защитой уровень излучения обычно возрастает, например, в зоне выходов горизонтальных экспериментальных каналов в защите для вывода пучков излучений (рис. 18.2).

К настоящему времени накоплен большой материал по прохождению излучений через защиты с неоднородностями.

Рассмотрим возможный вариант классификации встречающихся на практике неоднородностей в защите (рис. 18.3). Критерием такой классификации выбраны геометрия системы, компоновка защиты и общность методов расчета прохождения излучений через защиту с данной группой неоднородностей. Заметим, что понятие *канал* часто относится к любому виду неоднородностей.

На практике неоднородности в различных по составу и компоновке защитах представлены неограниченным разнообразием форм, размеров и материалов заполнителей (частный случай — полые каналы).

По сложности можно выделить два типа неоднородностей: элементарные (первого типа) и сложные (второго типа). Неоднородность в защите можно рассматривать как элементарную, если наиболее близко расположенные каналы не оказывают влияния на распределение в ней поля излучения.

По сложности можно выделить два типа неоднородностей: элементарные (первого типа) и сложные (второго типа). Неоднородность в защите можно рассматривать как элементарную, если наиболее близко расположенные каналы не оказывают влияния на распределение в ней поля излучения.

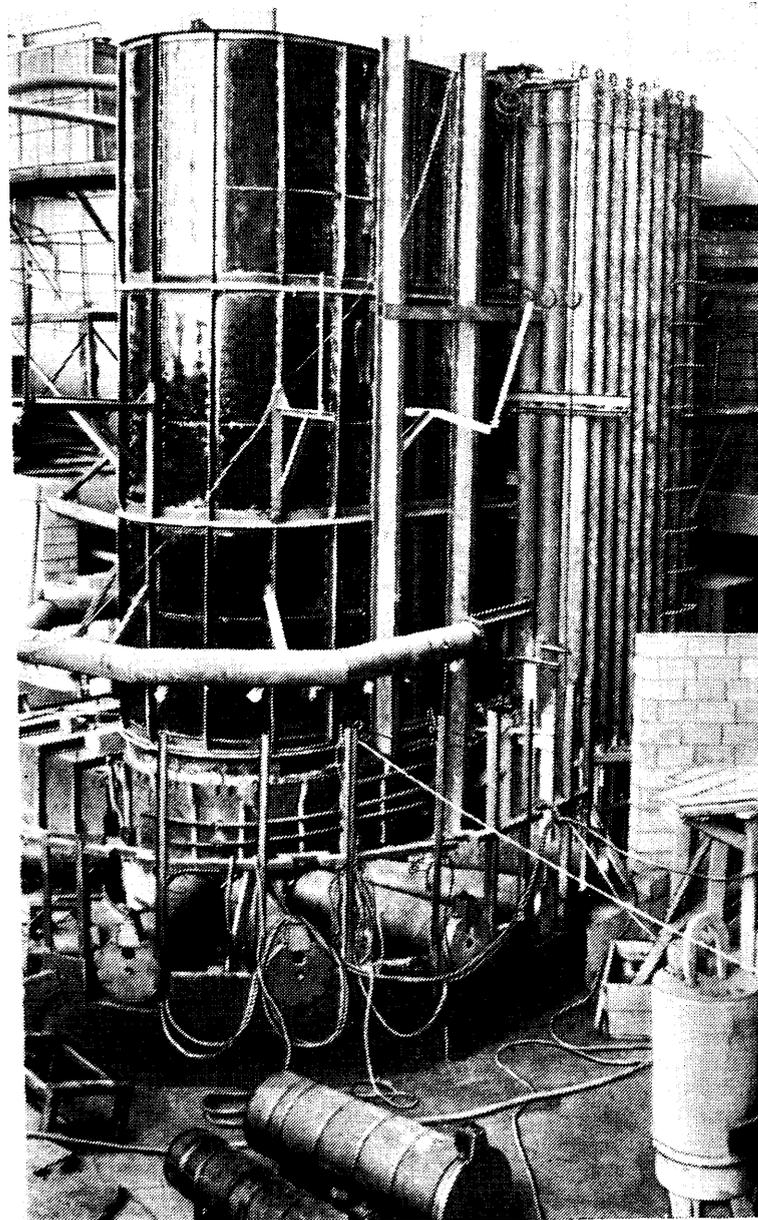


Рис. 18.2. Шиберы горизонтальных экспериментальных каналов перед бетонированием боковой защиты реактора МНФН НРТ-2000

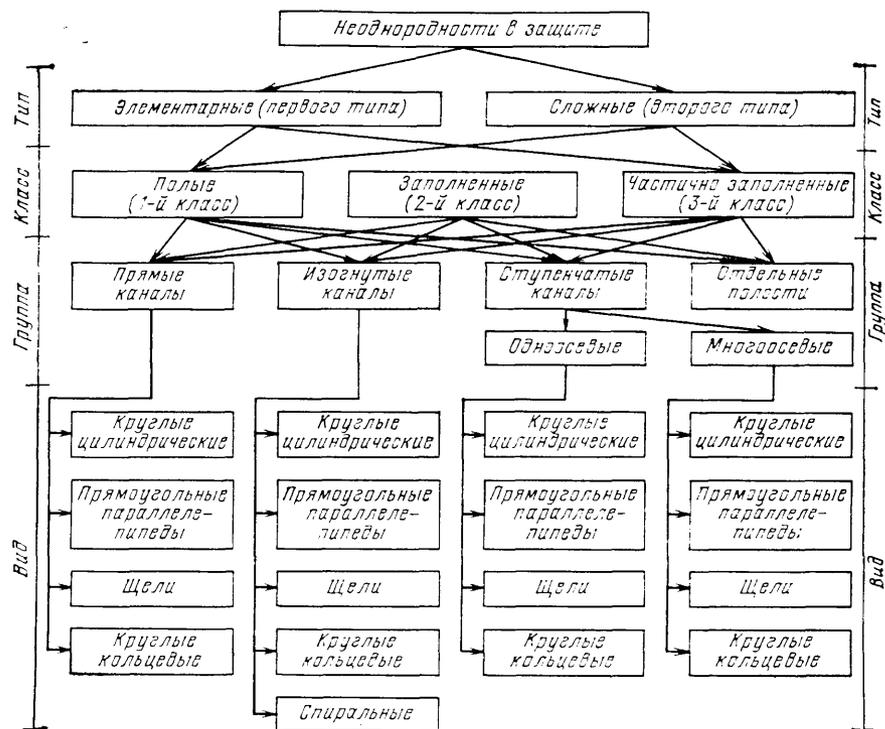


Рис. 18.3. Схема классификации неоднородностей в защите

Рассмотрим более подробно элементарные неоднородности. На практике все многообразие неоднородностей первого типа можно разделить на полые (неоднородности 1-го класса), заполненные (2-го класса) и частично заполненные (3-го класса).

Элементарные неоднородности по форме каналов можно подразделить на четыре группы: одна группа — прямые каналы и три группы непрямых неоднородностей — изогнутые и ступенчатые каналы, а также отдельные полости (в том числе пустоты).

Под прямыми неоднородностями понимают каналы, имеющие единую ось симметрии и постоянное поперечное сечение по всей длине, или, иными словами, цилиндрические каналы с любой формой сечения.

Для уменьшения нерассеянного прострельного излучения можно использовать изогнутые или ступенчатые каналы.

Среди ступенчатых каналов можно выделить две разновидности: одноосевые каналы, когда у двух или нескольких ступеней ось симметрии общая, и двуосевые или многоосевые кана-

Таблица 18.1

| Группа неоднородностей | Геометрия данного вида неоднородности | | | | | Практическое использование |
|------------------------|---------------------------------------|-------------------------------|------|--------------------------|------------|--|
| | Круглые цилиндрические | Прямоугольные параллелепипеды | Щели | Кольцевые цилиндрические | Спиральные | |
| Прямые каналы | | | | | | Калибраторы трубопроводов, экспериментальные каналы для измерения или получения пучков, прототипы для изготовления швов, сварочные конструкции в водородоудерживающей среде и т.д. |
| Изогнутые каналы | | | | | | Проводки вентиляционных труб, электропроводов, заглушечные каналы, лабиринты, протяженные швы в защите, трубопроводы для обведения образцов вентилей и т.д. |
| Ступенчатые каналы | | | | | | Проводки аварийных, регулирующих и компенсирующих стержней и т.д. |
| | | | | | | |
| Отдельные полости | | | | | | Чуждые полости в защите (результат дефектов при изготовлении), стальные детали в водородоудерживающей среде и т.д. |

лы, когда у каждой ступени имеется своя ось симметрии. Вторую разновидность иногда называют каналами с выступом или каналами со сдвигом.

По форме наиболее часто встречаются четыре вида каналов: круглые цилиндрические (их часто называют цилиндрическими), прямоугольные параллелепипеды, их частный случай — щели (один из поперечных размеров намного превышает другой) и круглые кольцевые каналы (их часто называют просто кольцевыми). Геометрия каждого вида различных групп неоднородностей показана в табл. 18.1.

Сложные неоднородности представляют собой совокупность одинаковых или различных элементарных неоднородностей.

Части защиты со сложными неоднородностями часто называют неоднородными участками защиты, которые могут

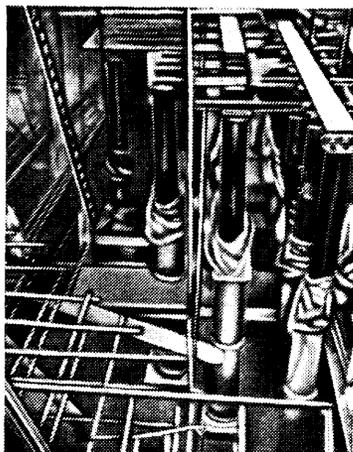


Рис. 18.4. Внутренняя полость верхней защиты реактора атомной электростанции перед бетонированием

блоков обычно заполняют тяжелым бетоном (рис. 18.4).

Кроме характеристики самой неоднородности следует учитывать конструкцию защиты и взаимное расположение канала и источника. Здесь приходится рассматривать задачи с однородными и гетерогенными (обычно слоистыми) защитами, пронизанными каналами.

Неоднородности могут пронизывать защиту полностью от точки детектирования до источника или частично (отделены от источника или точки детектирования средой). В последнем случае различают радиальные и касательные каналы, продолжения осей которых соответственно пересекаются или не пересекаются с источником излучения.

По местоположению детектора в наиболее общем виде могут встретиться две группы задач. К первой группе относятся случаи, когда детектор находится вблизи защиты, ко второй группе — когда детектор достаточно удален от поверхности защиты. В задачах второй группы необходимо учитывать, что законы ослабления нерассеянного и рассеянного излучения, выходящего из защиты, различны. Для решения этих задач следует использовать информацию об угловом распределении рассеянного излучения на границе среды.

Естественно, что при расчетах поля излучения для защиты с неоднородностями не менее важны характеристики источника: форма, геометрические размеры, мощность, угловое и энергетическое распределение излучения.

включать в себя произвольный набор элементарных неоднородностей различных классов, групп и видов.

Неоднородные участки защиты можно проиллюстрировать на примере верхней защиты реактора, пронизанной различными технологическими каналами, прострел излучения по которым полностью определяет дозу излучения над защитой и является основой для выбора ее толщины и конструкции.

Участки этой защиты часто представляют собой блоки в виде металлического футляра с крышкой, дном и боковым обрамлением. К крышке и дну приваривают трубы-штуцера, через которые и пропускают каналы. Внутреннюю полость этих бло-

При решении задач с объемными источниками удобно сводить их к поверхностным эквивалентным источникам с некоторыми эффективными характеристиками (см. § 10.8, т. 1). Подобный подход оправдан необходимостью расчета поля излучения в каналах в точках, удаленных достаточно далеко от источника.

Напомним, что в наиболее общем виде подробная характеристика распределения излучения реального поверхностного источника или эквивалентного поверхностного источника, которым заменяется излучающий объем, задается функцией $q(\mathbf{r}_s, E, \Omega)$ (см. § 3.1, т. 1), которая представляет собой число частиц или фотонов с энергией E на единичный интервал энергии, испускаемых в единицу времени с единичной площади поверхности источника, находящейся вблизи точки \mathbf{r}_s , в единичный телесный угол в направлении Ω . Для многих задач достаточно знать функционалы $q(\mathbf{r}_s, E, \Omega)$.

В такой постановке задача исследования сводится к изучению полей излучения в каждой группе неоднородностей для поверхностных источников.

Ослабление защиты неоднородностями удобно характеризовать *кратностью увеличения поля излучения* ϵ — отношением характеристики поля излучения при наличии неоднородностей к подобной характеристике поля в этой задаче без учета неоднородности (при сплошной защите). Представляется удобным различать дифференциальную кратность увеличения поля излучения, определяемую для каждой данной точки детектирования, и интегральную, характеризующую среднее увеличение

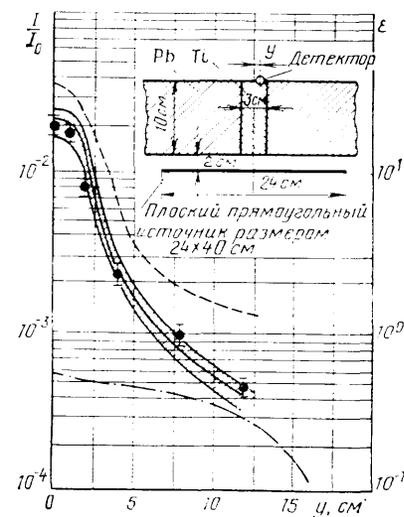


Рис. 18.5. Дифференциальная кратность увеличения поля излучения ϵ и распределение плотности потока энергии γ -излучения I от плоского изотропного источника ^{60}Co за защитой из свинца со щелью, заполненной титаном [I отнесена к мощности источника $I_0=1 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ в полупространство в направлении канала]:

--- кратность увеличения поля излучения ϵ ; ● — экспериментальные данные для I/I_0 ; — расчетные данные для I/I_0 (заштрихованная область показывает погрешность расчета); — расчетные данные I/I_0 для сплошной защиты. Геометрия задачи показана справа сверху

поля в некоторой области пространства. В виде примера на рис. 18.5 показаны распределения поля излучения над защитой из свинца со щелью, заполненной титаном, а также над соответствующей этой задаче сплошной защитой. Здесь же нанесены дифференциальные значения ϵ , определенные из приведенных на рисунке данных.

Кроме определенной выше величины ϵ часто оказывается удобным характеризовать наличие в защите неоднородности абсолютным увеличением характеристики поля излучения (например, плотности потока энергии частиц) ΔI , определяемым как разность полей в защите с неоднородностью $I_{\text{неодн}}$ и в сплошной защите $I_{\text{спл}}$: $\Delta I = I_{\text{неодн}} - I_{\text{спл}}$. Можно также использовать относительное увеличение поля излучения, определяемое как $\Delta I / I_{\text{спл}} = \epsilon - 1$.

§ 18.2. Методика разложения плотности потока излучения на компоненты

Практические задачи распространения излучений в защите удобно решать с помощью разложения полной величины, характеризующей поле излучения, на компоненты. Такой метод дает возможность оценить вклад в полную величину, характеризующую поле излучения, той или иной компоненты, определяемой конкретной задачей и законами прохождения излучения через защиту с неоднородностями.

Разложение поля для различных групп элементарных полей каналов на основные компоненты показано в табл. 18.2.

В таблице отдельные компоненты в четных формулах имеют следующий физический смысл: φ — полная плотность потока излучения в точке детектирования; $\varphi_{\text{пр}}$ — составляющая плотности потока, обусловленная нерассеянным излучением прямой видимости, вошедшим через торец канала и геометрически ослабляющимся в канале; $\varphi_{\text{нат}}$ — составляющая плотности потока, обусловленная излучением натекания, которое прошло через окружающую защиту, вошло в канал через его боковую стенку и попало в точку детектирования без рассеяния от стенок; $\varphi_{\text{ал.пр}}$ — составляющая плотности потока, обусловленная альбедным излучением, пришедшим в точку детектирования из источника после отражений от видимых из источника и детектора стенок канала; $\varphi_{\text{ал.нат}}$ — составляющая плотности потока, обусловленная излучением натекания, которое вошло в канал через его стенки и попало в точку детектирования после рассеяния от видимых из точки детектирования стенок канала; $\varphi_{\text{нат.ал}}$ — составляющая плотности потока, обусловленная излучением, обратное рассеянным от невидимой из точки детектирования части стенок канала и попавшим в точку детектирования после прохождения через защиту; $\varphi_{\text{нат.ал.нат}}$ — со-

ставляющая плотности потока, обусловленная прошедшим через защиту излучением натекания, обратное рассеянным от невидимой из точки детектирования части стенок канала и попавшим в точку детектирования после прохождения через защиту; $\varphi_{\text{угл}}$ — составляющая плотности потока для изогнутых каналов, обусловленная излучением, попавшим в точку детектирования после рассеяния на угле изгиба канала; $\varphi_{\text{защ}}$ — составляющая плотности потока, обусловленная излучением, прошедшим только через защиту.

Таким образом, поле излучения во всех основных случаях в полых каналах, полностью или частично пронизывающих защиту, можно охарактеризовать как суперпозицию нескольких из восьми выделенных компонент.

Отметим, что для изогнутых и двусековых каналов отраженным в первой секции излучением, обратное рассеянным затем во второй секции канала, обычно пренебрегают.

Для заполненных каналов можно предложить также методику разложения поля излучения на компоненты. Так, для прямых заполненных каналов поле излучения удобно представить в виде суммы двух компонент:

$$\varphi = \varphi_{\text{зап}} + \varphi_{\text{нат}}, \quad (18.15)$$

где $\varphi_{\text{зап}}$ — плотность потока излучения, попавшего в точку детектирования после прохождения только через материал заполнителя; $\varphi_{\text{нат}}$ — плотность потока излучения натекания, попавшего в точку детектирования после прохождения хотя бы части своего первоначального пути через защиту. При таком рассмотрении не учитываются частицы и фотоны, траекторию рассеяния которых можно условно обозначить так: источник — заполнитель — защита — заполнитель — детектор. Это означает, что материал защиты можно считать абсолютно черным телом для излучения, попавшего в него из заполнителя.

Аналогичное разложение полной характеристики поля излучения на отдельные компоненты применимо и к другим функционалам поля излучения: интенсивности, мощности дозы и т. д.

Для многих задач бывает удобно разделить компоненты на рассеянную и нерассеянную составляющие излучения.

Полностью нерассеянным излучением определяется компонента $\varphi_{\text{пр}}$. Компоненты $\varphi_{\text{нат}}$ и $\varphi_{\text{защ}}$ имеют составляющие нерассеянного и рассеянного излучений. Все остальные компоненты определяют вклад в поле рассеянного излучения.

В табл. 18.2 четные формулы характеризуют разложение компонент на рассеянные и нерассеянные составляющие. Верхний индекс для каждой компоненты характеризует излучение: пр — нерассеянное, р — рассеянное в защите, о — отраженное (рассеянное).

Таблица 18.2

| Группа каналов | Геометрия и основные компоненты поля излучения | Геометрия и компоненты поля излучения (выделено нерассеянное и рассеянное излучение) | Формулы разложения поля излучения на отдельные компоненты (исходные формулы) и на составляющие рассеянного и нерассеянного излучения (четные формулы) |
|--|--|--|---|
| Прямые | | | $\varphi = \varphi_{пр} + \varphi_{ал.пр} + \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} \quad (18.1)$ $\varphi = \varphi_{пр}^0 + \varphi_{ал.пр}^0 + \varphi_{нат}^0 + \varphi_{ал.нат}^0 + \varphi_{пр} + \varphi_{ал.пр} + \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} \quad (18.2)$ |
| Косые | | | $\varphi = \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} + \varphi_{нат.ал} + \varphi_{нат.ал.угл} \quad (18.3)$ $\varphi = \varphi_{нат}^0 + \varphi_{ал.нат}^0 + \varphi_{нат.ал} + \varphi_{нат.ал.угл} + \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} + \varphi_{нат.ал} + \varphi_{нат.ал.угл} \quad (18.4)$ |
| Степенные | | | $\varphi = \varphi_{пр} + \varphi_{ал.пр} + \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} \quad (18.5)$ $\varphi = \varphi_{пр}^0 + \varphi_{ал.пр}^0 + \varphi_{нат}^0 + \varphi_{ал.нат}^0 + \varphi_{пр} + \varphi_{ал.пр} + \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} \quad (18.6)$ |
| Линейные | | | $\varphi = \varphi_{нат.1} + \varphi_{нат.2} + \varphi_{нат.ал} + \varphi_{нат.ал.угл} \quad (18.7)$ $\varphi = \varphi_{нат.1}^0 + \varphi_{нат.2}^0 + \varphi_{нат.ал}^0 + \varphi_{нат.ал.угл}^0 + \varphi_{нат.1} + \varphi_{нат.2} + \varphi_{нат.ал} + \varphi_{нат.ал.угл} \quad (18.8)$ |
| Отдельные полости | | | $\varphi = \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} \quad (18.9)$ $\varphi = \varphi_{нат}^0 + \varphi_{ал.нат}^0 + \varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат} \quad (18.10)$ |
| Прямой канал отделен от источника средой | | | $\varphi = \varphi_{нат.т} + \varphi_{ал.нат.т} + \varphi_{нат.б} + \varphi_{ал.нат.б} \quad (18.11)$ $\varphi = \varphi_{нат.т}^0 + \varphi_{ал.нат.т}^0 + \varphi_{нат.б} + \varphi_{ал.нат.б} + \varphi_{нат.т} + \varphi_{ал.нат.т} + \varphi_{нат.б} + \varphi_{ал.нат.б} \quad (18.12)$ |
| Прямой канал отделен от детектора средой | | | $\varphi = \varphi_{нат.ал.нат} + \varphi_{нат.ал.нат.угл} + \varphi_{нат.ал.нат.т} + \varphi_{нат.ал.нат.б} + \varphi_{нат.ал.нат.т.б} + \varphi_{нат.ал.нат.т.б.угл} \quad (18.13)$ $\varphi = \varphi_{нат.ал.нат}^0 + \varphi_{нат.ал.нат.угл}^0 + \varphi_{нат.ал.нат.т}^0 + \varphi_{нат.ал.нат.б}^0 + \varphi_{нат.ал.нат.т.б}^0 + \varphi_{нат.ал.нат.т.б.угл}^0 + \varphi_{нат.ал.нат.ал.нат} + \varphi_{нат.ал.нат.ал.нат.угл} + \varphi_{нат.ал.нат.ал.нат.т} + \varphi_{нат.ал.нат.ал.нат.б} + \varphi_{нат.ал.нат.ал.нат.т.б} + \varphi_{нат.ал.нат.ал.нат.т.б.угл} \quad (18.14)$ |

*1 Предполагается, что в компонентах Учено излучение, отражающееся от стенок второй секции; цифровые индексы характеризуют номера секций, через которые проходит излучение.

*2 Нижние индексы характеризуют излучение, вошедшее в канал через торцевую (*Т*) и боковую (*Б*) поверхности.

*3 В компоненты $\varphi_{нат.ал.нат}$ включено рассеянное и нерассеянное в среде перед отражением излучение; нижние индексы 1 и 2 характеризуют излучение, испускаемое частью источника, вырезанной каналом на его поверхности, и частью, находящейся вне канала, соответственно.

Для расчета альбедного излучения протекания $\varphi_{ал.нат}$ важно знать энергию излучения до отражения. Поэтому эти компоненты разделяют на составляющие, когда отражается падающее нерассеянное (о.нр) или рассеянное (о.р) в защите излучение.

В компонентах протекания отраженного излучения $\varphi_{нат.ал}$ и $\varphi_{нат.ал.нат}$ различаются составляющие нерассеянного в защите после отражения (нр.о) и рассеянного (р.о) излучения.

§ 18.3. Методы расчета поля излучения в защите с неоднородностями

Рассмотрим три возможных подхода к определению характеристик поля в защитах с неоднородностями.

Первый подход — использование методов расчета поля излучения, основанных на макроскопических константах закономерностей распространения излучений в средах. Этот подход сводится к расчету каждой из рассмотренных в § 18.2 компонент поля излучения, вклад которых в общую характеристику определяется условиями конкретной задачи.

При расчете отдельных компонент поля излучения основная трудность заключена в корректном учете рассеянного излучения. Расчет нерассеянных составляющих не вызывает больших затруднений. Наиболее полезными и эффективными в реализации первого подхода являются методы: 1) прямой видимости; 2) лучевого анализа; 3) задания эквивалентных источников; 4) гомогенизации среды; 5) использования концепции дифференциального альбеда; 6) использования фактора накопления ограниченных сред.

Метод прямой видимости применяют для расчета компонент излучения прямой видимости. Для полых неоднородностей метод сводится к расчету поля излучения, приходящего в точку детектирования после геометрического ослабления от «видимого» из этой точки полностью или частично источника.

Плотность потока или любая характеристика нерассеянного (прострельного) излучения является функцией только геометрии задачи, мощности и углового распределения излучения источника. Например, плотность потока в точке детектирования P внутри канала

$$\varphi_{пр}(P) = \int_{\Omega_0} q(\mathbf{r}_S, \Omega) d\Omega, \quad (18.16)$$

где Ω_0 — телесный угол, под которым детектор «видит» источник.

Компонента излучения прямой видимости обычно становится определяющей поле излучения при достаточном удалении от источника.

Метод лучевого анализа используют для расчетов компоненты излучения протекания от невидимой части источника; он широко распространен при изучении прохождения быстрых нейтронов и фотонов. Сущность этого метода можно пояснить следующим образом. Пусть функция ослабления излучения вдоль луча, соединяющего элемент источника dS (находящийся в точке \mathbf{r}_S) и точку детектирования $P(\mathbf{r})$, задается в виде $k(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})$. Тогда согласно методике лучевого анализа компоненту излучения протекания в точке $P(\mathbf{r})$ можно определить из соотношения

$$\varphi_{нат}(\mathbf{r}) = \int_S \frac{q(\mathbf{r}_S, \Omega(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})) k(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|^2} dS, \quad (18.17)$$

где S — площадь невидимой из точки наблюдения части источника; $\Omega(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) = \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}_S}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|}$ — вектор, соединяющий точки \mathbf{r}_S и \mathbf{r} ; если на пути от \mathbf{r}_S к \mathbf{r} луч частично пересекает зону вакуума, то ослабление учитывается только на участке, проходящем через материал. Для большинства задач

$$k(\mathbf{r}_S, \mathbf{r}) = \exp \left\{ - \int_0^{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_S|} \Sigma |\mathbf{r}_S + t\Omega(\mathbf{r}_S, \mathbf{r})| dt \right\}, \quad (18.18)$$

где Σ — коэффициент ослабления излучения. Метод лучевого анализа предполагает, что Σ зависит от свойств материала в каждой точке вдоль прямолинейного отрезка, соединяющего точки \mathbf{r}_S и \mathbf{r} .

Основная трудность использования метода лучевого анализа состоит в достаточно корректном учете рассеянного в защите излучения. Например, для быстрых нейтронов часто рассеянное излучение можно учесть, приняв $\Sigma(\mathbf{r})$ равным сечению выведения $\Sigma_{выв}(\mathbf{r})$ или сечению ослабления в геометрии широкого пучка, для фотонов — введем в формулу (18.18) фактора накопления в экспоненциальном виде.

Метод задания эквивалентных источников используют для расчета компонент излучения, входящего в канал через его стенки; границы неоднородности при этом рассматриваются как эффективные источники излучения. Наибольший выигрыш этот метод дает при определении составляющих рассеянного излучения. По существу, в этом методе истинные источники заменяют некоторыми эквивалентными поверхностными, нинцированными на стенках канала, поле излучения которых совпадает с полем истинных источников.

Этот метод включает: 1) определение углового распределения излучения источников на видимых из точки наблюдения

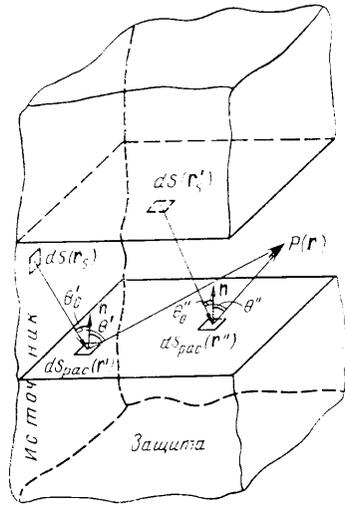


Рис. 18.6. К использованию концепции дифференциального альbedo (азимутальные углы рассеяния φ для простоты на рисунке не показаны)

стенках канала и 2) расчет методом прямой видимости плотности потока излучения в точке детектирования от эквивалентных источников, распределенных на стенках неоднородности.

При помощи этого метода, например, удобно рассчитывать компоненты рассеянного излучения $\varphi^{\text{р.нат}}$ в полых каналах, частично пронизывающих защиту, определять компоненты $\varphi^{\text{р.нат}}$ для мононаправленных источников в полых каналах, рассчитывать поле излучения при удалении точки детектирования от поверхности защиты и т. д.

Метод гомогенизации среды здесь заключается в расчете компоненты излучения натекания для сложных неоднородностей, когда защиту можно представить как гомогенизованную среду.

Концепция дифференциального альbedo используется при решении почти всех основных задач по расчету прохождения излучений через неоднородности в защите, когда необходимо учитывать компоненты отраженного от стенок канала излучения.

Принципиальный подход к решению задачи заключается в использовании дифференциальных характеристик альbedo.

При решении задачи любой геометрии вычисляют вклад в точку детектирования P излучения от элементарного источника, расположенного на площадке dS , которое рассеялось от элементарного участка поверхности $dS_{\text{рас}}$. Затем интегрированием по всей поверхности источника, видимой из элемента $dS_{\text{рас}}$, и по всей поверхности рассеивателя $S_{\text{рас}}$, видимой из точки детектирования, определяют полную компоненту обратно рассеянного излучения.

На примере поллой щели в защите (рис. 18.6) запишем определение плотности потока частиц или фотонов в точке детектирования $P(r)$ для компонент $\varphi_{\text{ал.пр}}$ и $\varphi_{\text{ал.нат}}$:

$$\varphi_{\text{ал.пр}}(r) = \int_{S_{\text{рас}}} \int_{S_{\text{ист}}} \frac{q[r_S, \Omega(r_S, r')] a_i[r', \Omega(r_S, r'), \Omega(r', r)]}{|r' - r_S|^2 |r - r'|^2} \times$$

$$\times \cos \theta'_0 dS(r_S) dS_{\text{рас}}(r'); \quad (18.19)$$

$$\varphi_{\text{ал.нат}}(r) = \int_{S_{\text{рас}}} \int_{S_{\text{эkv.ист}}} \frac{q[r'_S, \Omega(r'_S, r'')] a_i[r'', \Omega(r'_S, r''), \Omega(r'', r)]}{|r'' - r'_S|^2 |r - r''|^2} \times$$

$$\times \cos \theta''_0 dS(r'_S) dS_{\text{рас}}(r''), \quad (18.20)$$

где $q[r_S, \Omega(r_S, r')]$ и $q[r'_S, \Omega(r'_S, r'')]$ — мощность излучения источника и мощность излучения эквивалентного источника на стенках канала (определяется методом задания эквивалентных источников) соответственно; $S_{\text{ист}}$, $S_{\text{эkv.ист}}$ — поверхности источника и эквивалентного источника на стенках канала, видимые из элемента рассеивающей поверхности; $S_{\text{рас}}$ — площадь рассеивающей поверхности, видимая из точки детектирования; a_i — дифференциально числовое альbedo тонкого луча; остальные обозначения ясны из рис. 18.6.

Заметим, что при таком расчете учитывается только однократное отражение от стенок канала и предполагается, что излучение покидает рассеиватель в той же области, где входит в него. Когда эти предположения недостаточно справедливы, следует уточнить расчеты учетом второго отражения и размытия источников обратно рассеянного излучения по поверхности отражателя.

Как видно, для рассматриваемых задач особенно удобно пользоваться в расчетах данными о дифференциальном альbedo для точечного мононаправленного источника (тонкого луча).

Для расчета альбедных составляющих излучения прямой видимости использование концепции дифференциального альbedo, очевидно, не может вызывать больших затруднений.

Для расчета компонент $\varphi_{\text{ал.нат}}$, $\varphi_{\text{нат.ал}}$ или $\varphi_{\text{нат.ал.нат}}$ можно использовать сочетание метода задания эквивалентных источников на стенках канала с концепцией дифференциального альbedo подобно тому, как показано для $\varphi_{\text{ал.нат}}$ в формуле (18.20).

Факторы накопления ограниченных сред используют для учета рассеянного в заполнителе неоднородности излучения. Расчет нерассеянной составляющей компоненты $\varphi_{\text{зап}}$ для заполненных каналов может быть выполнен методом лучевого анализа.

Таким образом, описанные выше приближенные методы с удовлетворительной точностью могут быть использованы для расчетов всех выделенных в § 18.2 компонент, если имеется достоверная информация о требуемых «защитных» константах, и прежде всего о характеристиках рассеянного излучения (см. т. 1).

Указанные выше методы широко используются для расчетов полей излучений в различных неоднородностях.

Если расчеты некоторых компонент рассмотренными методами оказываются громоздкими и трудоемкими, их можно выполнить с помощью ЭВМ.

Второй подход — использование метода Монте-Карло и численных методов. Наиболее широко применяются программы расчетов на ЭВМ, основанные на методе Монте-Карло, использование которого позволяет моделировать практически сколь угодно сложную геометрию среды, характерную для защит с неоднородностями.

Однако применение простого аналогового метода Монте-Карло встречает известные трудности для защит толщиной более шести-семи длин свободного пробега излучения источника.

Некоторое расширение границ применимости может быть достигнуто использованием функции «важности», позволяющей выделять наиболее «ценные» с точки зрения конечного результата траектории полета частицы. Однако для реальных конфигураций защиты определение функции важности является сложной задачей.

Для учета распространения излучения в неоднородностях защиты удобно и эффективно комплексное использование метода Монте-Карло и численных методов. Подобный подход позволяет, в частности, корректно учесть компоненту излучения натекания. Существенно расширяет границы применимости метода Монте-Карло его совместное использование с концепцией дифференциального альbedo. Эта методика наиболее широко применяется для расчета компоненты отраженного излучения в полых неоднородностях, но возможно ее применение для расчета поля излучения и в заполненных каналах.

Примером подобного подхода является созданный в МИФИ и использующий различные методы расчета комплекс программ РИЗ (Расчета Неоднородной Защиты). Комплекс предназначен для прогнозирования полей фотонов и нейтронов с учетом вторичного γ -излучения в неоднородных участках защиты, встречающихся в реакторах различных типов и других ядерно-технических установках.

Наиболее характерным примером зарубежных программ подобного типа является программа MORSE (США) и ее различные версии. Имея достаточно универсальный геометрический модуль и используя различные расчетные методы, она позволяет решать широкий круг задач.

Третий подход — применение инженерных методов, использующих эмпирические или полумэмпирические формулы. Проиллюстрировать этот подход можно было бы эмпирическими формулами расчетов полей во входных лабиринтах мощных радионуклидных облучательных установок.

Из рассмотренных выше трех подходов к решению задач распространения излучений в неоднородностях в защите наиболее универсален второй подход. Первый и третий используются обычно для расчета полей в элементарных или достаточно простых сложных неоднородностях и удобны тем, что дают возможность получить быстрый ответ, не прибегая к использованию ЭВМ.

С учетом того, что методы, основанные на макроскопических константах распространения излучений в средах, позволяют глубже понять закономерности формирования поля излучения в каналах, достаточно точны и доступны, в следующих параграфах рассмотрено использование этих методов для прогнозирования полей излучений в элементарных каналах различных групп и в сложных неоднородностях.

§ 18.4. Прямые каналы

Прохождению нейтронного и фотонного излучений через прямые каналы посвящено наибольшее количество работ. Ниже рассматриваются задачи прохождения излучений через полые каналы, полностью или частично пронизывающие защиту, а также через заполненные каналы.

Полые каналы, полностью пронизывающие защиту. Рассмотрим методы, которыми пользуются при расчете отдельных компонент поля излучения, определяемых соотношением (18.1), в полых каналах, полностью пронизывающих защиту. Для конкретности изложения проиллюстрируем подходы к решению задачи на примере круглого цилиндрического канала. Расчет отдельных компонент для других видов каналов данной группы производится подобными методами.

Компонента излучения прямой видимости. Для расчета компоненты нерассеянного прострельного излучения от видимой из точки детектирования части источника служит метод прямой видимости. Расчет этой компоненты обычно не вызывает затруднений: для наиболее простых случаев удается получить аналитические функции, в остальных случаях решение сводится к численному интегрированию.

Если угловое распределение излучения поверхностных источников задавать по плотности скалярного тока

$$q(\theta) = q_0 f(\theta), \quad (18.21)$$

где $q(\theta)$ — число частиц или фотонов, испускаемых с единицы поверхности источника в единицу времени в единичный телесный угол в направлении θ , а функция $f(\theta)$ нормирована так, что q_0 представляет собой число частиц или фотонов, испускаемых с единицы поверхности источника в единицу времени в полупространство в направлении канала, то для произволь-

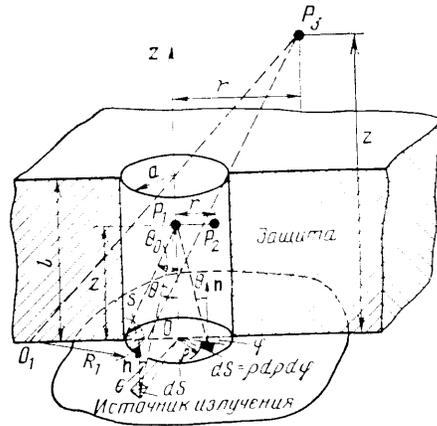


Рис. 18.7. Круглый цилиндрический канал в защите (в разрезе)

ного углового скалярного тока излучения источника вида (18.21) в общем виде плотность потока прямой видимости можно рассчитать по формуле

$$\varphi_{\text{пр}}^{f(\theta)} = \int_{S_{\text{вид}}} \frac{q_0 f(\theta) dS}{t^2}, \quad (18.22)$$

а плотность тока частиц в направлении оси канала — по формуле

$$J_{\text{пр}}^{f(\theta)} = \int_{S_{\text{вид}}} \frac{q_0 f(\theta) \cos \theta dS}{t^2}, \quad (18.23)$$

где t — расстояние от видимого элемента площади источника dS до точки детектирования; $S_{\text{вид}}$ — площадь источника, видимая из точки детектирования.

Здесь и ниже в формулах верхний индекс при значениях плотности тока или потока — вид углового распределения излучения источника.

Рассмотрим круглый цилиндрический канал (рис. 18.7), на входе которого перпендикулярно его оси расположен плоский источник излучения с равномерной мощностью источников и угловым распределением, задаваемым в виде

$$q(\theta) = q_0 f(\theta) = (n+1) q_0 \cos^n \theta / (2\pi). \quad (18.24)$$

Рассмотрим для точки детектирования P_1 , находящейся на оси канала на расстоянии z от источника, возможные токовые и потоковые характеристики поля излучения.

Определим плотность потока. Учитывая, что $dS = \rho d\rho d\varphi$ и $t^2 = \rho^2 + z^2$ и используя формулу (18.22), получаем

$$J_{\text{пр}}^{\cos^n \theta}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{q_0(n+1) \cos^n \theta}{2\pi} \frac{\rho d\rho d\varphi}{\rho^2 + z^2} = \frac{q_0(n+1)}{n} \left[1 - \left(1 + \frac{a^2}{z^2} \right)^{-\frac{n}{2}} \right]. \quad (18.25)$$

Плотность тока излучения в направлении оси канала в соответствии с формулой (18.24)

$$J_{\text{пр}}^{\cos^n \theta}(z) = \int_0^{2\pi} \int_0^a \frac{q_0(n+1) \cos^n \theta \cos \theta}{2\pi} \frac{\rho d\rho d\varphi}{\rho^2 + z^2} = q_0 \left[1 - \left(1 + \frac{a^2}{z^2} \right)^{-\frac{n+1}{2}} \right]. \quad (18.26)$$

Нетрудно показать, воспользовавшись разложением в ряд, что при $z \gg a$

$$\varphi_{\text{пр}}^{\cos^n \theta}(z) = \frac{q_0(n+1)}{2\pi} \frac{S_{\text{вид}}}{z^2}, \quad (18.27)$$

$$J_{\text{пр}}^{\cos^n \theta}(z) = \frac{q_0(n+1)}{2\pi} \frac{S_{\text{вид}}}{z^2}, \quad (18.28)$$

где $S_{\text{вид}} = \pi a^2$. Таким образом, при $z \gg a$

$$\varphi_{\text{пр}}^{\cos^n \theta}(z) = J_{\text{пр}}^{\cos^n \theta}(z). \quad (18.29)$$

Для прямых каналов с любой формой поперечного сечения формулами (18.27) и (18.28) можно пользоваться с погрешностью в несколько процентов, если z в 4–5 раз превышает максимальные размеры видимой части источника.

Случай, когда точка детектирования P_2 находится на расстоянии r от оси канала ($0 \leq r \leq a$), подобен задаче определения поля излучения над дисковым источником в точке, проекция которой на плоскость источника заключена в пределах источника.

Если точка P_3 находится на расстоянии r от оси канала ($a < r$) и «видит» часть источника для $z > l$, $z \gg a$, плотность потока и тока излучения определяют по формулам (18.27) и (18.28). Площадь $S_{\text{вид}}$ для этих расчетов может быть найдена из геометрических соображений как общая часть площади источника, заключенная между двумя окружностями радиусом a из точки O и радиусом $R_1 = az/(z-l)$ из точки O_1 , расстояние между центрами которых равно $rl/(z-l)$.

При решении многих задач полезным может оказаться правило аддитивности излучения. Им пользуются, когда необходимо свести определение поля более сложных источников к совокупности полей более простых излучателей. Оно может быть также использовано для источников с неравномерным распределением мощности по поверхности.

Компонента излучения на текания. При расчете излучения натекания основная трудность сводится к учету рассеянного излучения.

Нерассеянное излучение в предположении экспоненциального закона ослабления часто можно выразить несколькими

интегральными функциями, вид которых изменяется в зависимости от условий задачи.

Проиллюстрируем подход к расчету компоненты излучения натекания методом лучевого анализа на примере круглого цилиндрического канала для точки детектирования P_1 на его оси (рис. 18.7), на входе которого расположен бесконечный плоский изотропный источник излучения в предположении экспоненциального закона ослабления излучения в защите.

Для расчета компоненты излучения натекания необходимо проинтегрировать вклады в показания детектора от элементарных площадок источника dS (рис. 18.7) по всей площади источника $S_{невид}$, невидимой из точки детектирования. Тогда полную плотность потока можно рассчитать по формуле

$$\varphi_{нат}^{из}(z) = \int_{невид} \frac{q_0}{2\pi} \frac{\exp(-\mu_0 t_{защ})}{t^2} dS, \quad (18.30)$$

где μ_0 — коэффициент ослабления излучения в материале защиты; t и $t_{защ}$ — расстояние, проходимое фотоном или частицей по направлению от площади dS до детектора, и толщина защиты на этом пути соответственно.

Учитывая, что $t = z / \cos \theta$, $t_{защ} = (z / \cos \theta) - (z \operatorname{tg} \theta_0 / \sin \theta)$, $dS = \rho d\rho d\varphi$, и вводя новую переменную $\rho = z \operatorname{tg} \theta$, получаем

$$\varphi_{нат}^{из}(z) = q_0 \int_{\theta_0 = \arctg a/z}^{\pi/2} \operatorname{tg} \theta \exp \left[-\mu_0 z \left(\frac{1}{\cos \theta} - \frac{\operatorname{tg} \theta_0}{\sin \theta} \right) \right] d\theta = q_0 G_0(\theta_0; \mu_0 z). \quad (18.31)$$

Для рассмотренного примера функция $G_0(\theta_0; \mu_0 z)$, в частности, для $0^\circ \leq \theta_0 \leq 15^\circ$ и $0 \leq \mu_0 z \leq 15$ была рассчитана численно Ф. Крюгером и У. Михаэлисом.

Рассмотрим возможные методы учета рассеянного излучения в компоненте натекания.

1. Использование факторов накопления или длин релаксации в геометрии широкого пучка. Рассеянное излучение источников нейтронов часто учитывают, используя длину релаксации, соответствующую ослаблению нейтронов в условиях широкого пучка, так как известно, что обычно при толщине защиты больше 1—2 длин релаксации ослабление нейтронов с учетом рассеянного излучения можно описать экспоненциальной зависимостью. При этом следует обращать внимание на начальный участок кривой ослабления (первые 1—2 длины релаксации). Если ослабление на этом участке не описывается экспоненциальной зависимостью с той же длиной релаксации, как и на больших толщинах защиты, то в расчеты следует вводить соответствующую поправку.

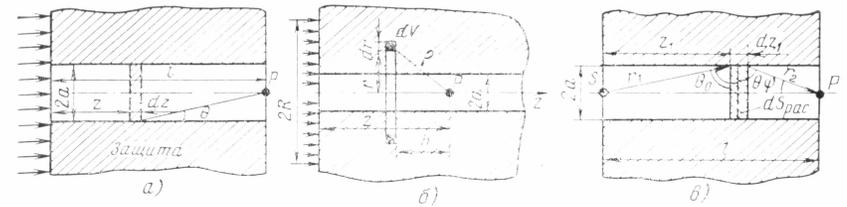


Рис. 18.8. К расчету компоненты натекания для бесконечного плоского (а) и дискового (б) мононаправленных источников и к расчету компоненты $\varphi_{ал.пр}$ для точечного изотропного источника (в)

В отличие от нейтронов широкий пучок фотонного излучения не ослабляется в защите экспоненциально.

Многokrатно рассеянное фотонное излучение в экспоненциальном представлении $B = A_1 \exp(-\alpha_1 \mu_0 z) + (1 - A_1) \times \exp(-\alpha_2 \mu_0 z)$, где A_1 , α_1 и α_2 — коэффициенты в экспоненциальном представлении фактора накопления. Тогда, например, для точки детектирования на оси прямого цилиндрического канала и плоского изотропного источника компоненту излучения натекания можно определить не по формуле (18.31), не учитывая рассеянное в защите излучение, а по формуле

$$\varphi_{нат}^{из}(z) = q_0 [A_1 G_0(\theta_0, \mu'_0 z) + (1 - A_1) G_0(\theta_0, \mu''_0 z)]. \quad (18.32)$$

В формуле (18.32) $\mu'_0 = \mu_0(1 + \alpha_1)$, $\mu''_0 = \mu_0(1 + \alpha_2)$. Расчет поля для точек детектирования внутри неоднородности в защите можно выполнить, используя факторы накопления и длины релаксации для бесконечной геометрии. Как показано в экспериментах, переоценка компоненты натекания в таких расчетах компенсирует неучет альбедного излучения натекания. Эта закономерность физически оправдана тем, что отношение, например, энергетических факторов накопления для бесконечной и барьерной геометрии близко к отношению компонент $(I_{нат} + I_{ал.нат}) / I_{нат}$, где их роль еще существенна.

Для точек на поверхности защиты в фактор накопления следует вводить поправку на барьерность среды из формулы (10.56) (см. т. 1), не зависящую от толщины защиты.

2. Использование метода задания эквивалентных источников рассеянного излучения на границах канала. Рассмотрим эту задачу на примере мононаправленного источника, когда расчет компоненты $I_{нат}^{моно}$ другими методами затруднен.

Пусть на входе в канал расположен плоский бесконечный мононаправленный источник (рис. 18.8,а). Предполагая, что канал не вносит возмущение в угловое распределение излучения на границе среды, и пользуясь угловым распределением

плотности потока энергии рассеянного излучения на стенках канала $I^{п.м}(E_0, \theta_0=0^\circ, z, \theta)$ в виде (10.6)–(10.9) (см. т. 1), можно определить компоненту натекания. На глубине z от источника на стенке канала выделим излучающее кольцо шириной dz . Тогда интенсивность излучения натекания для точки P можно определить, если проинтегрировать все рассеянное излучение, выходящее из стенок канала и идущее в направлении точки детектирования:

$$I_{\text{нат}}^{\text{моно}}(l) = \int_0^l \frac{I^{п.м}(E_0, \theta_0=0^\circ, z, \theta) \sin \theta 2\pi a dz}{a^2 + (l-z)^2}. \quad (18.33)$$

3. Расчеты в приближении однократного рассеяния. Для небольшой толщины защиты, если многократно рассеянными фотонами или нейтронами можно пренебречь, удовлетворительные оценочные результаты получаются в приближении однократного рассеяния. Например, очевидно, что компонента $I_{\text{нат}}^{\text{моно}}(z)$ для дискового мононаправленного источника и цилиндрического канала дает заметный вклад лишь на небольшом удалении от источника. Оценка $I_{\text{нат}}^{\text{моно}}(z)$ для источника радиусом R применительно к задаче с источником фотонного излучения может быть проведена в приближении однократного рассеяния по формуле (рис. 18.8,б):

$$I_{\text{нат}}^{\text{моно}}(z) = 2q_0 E_0 \Sigma_s \int_0^z h \exp[-\mu_0(z-h)] dh \times \\ \times \int_{\sqrt{a^2+h^2}}^{\sqrt{R^2+h^2}} \frac{\exp\left[-\mu_{\text{эн}} \rho \left(1 - \frac{a}{\sqrt{\rho^2-h^2}}\right)\right]}{\rho^2} d\rho, \quad (18.34)$$

где Σ_s — макроскопическое сечение рассеяния фотонов с энергией E_0 ; $\mu_{\text{эн}}$ — коэффициент поглощения энергии фотонов, усредненный по энергетическому распределению однократно рассеянного излучения; остальные обозначения ясны из рис. 18.8,б. При записи формулы (18.34) угловое распределение рассеянного излучения элементарного объема dV предполагалось косинусоидальным.

Альбедные составляющие излучения. Компоненту однократно отраженного излучения $\varphi_{\text{ал.пр}}$ наиболее точно можно определить на основе концепции дифференциального альbedo излучения по формуле (18.19). В тех случаях, когда нельзя пренебрегать многократно отраженным в канале излучением, его можно учесть дальнейшим интегрированием. На-

пример, компонента двукратно отраженного излучения может быть определена, если источником излучения считать однократно отраженное излучение.

Если многократное отражение играет большую роль в процессе рассеяния (например, в случае тепловых нейтронов, фотонов низких энергий и легких рассеивателей), для его учета можно рекомендовать введение нового альbedo вида $a' = a/(1-a)$.

Использование формулы (18.19) предполагает, что рассеянное излучение выходит из той же площадки отражателя $dS_{\text{рас}}$, на которую падает излучение источника. В тех случаях, когда это предположение несправедливо, более точно рассеянную компоненту можно учесть, используя данные по распределению источников излучения по поверхности рассеивающего пятна.

Проиллюстрируем расчет альбедной компоненты излучения $\varphi_{\text{ал.пр}}$ на примере круглого цилиндрического канала, на входе которого расположен точечный изотропный источник, испускающий q'_0 частиц или фотонов с энергией E_0 в единицу времени в полупространство в направлении канала (рис. 18.8,в). Дисковый источник, расположенный на входе в канал, для точки детектирования на оси канала, у которого $l \gg a$, можно рассматривать как точечный, испускающий $q'_0 = q_0 \pi a^2$ частиц или фотонов в единицу времени в направлении канала.

Рассмотрим элементарную кольцевую поверхность на стенке канала $dS_{\text{рас}}$. Плотность потока излучения, попавшего в точку детектирования после однократного отражения от площадки $dS_{\text{рас}}$, можно рассчитать следующим образом:

$$d\varphi_{\text{ал.пр}}^{\text{нз}} = \frac{q'_0}{2\pi} \frac{dS_{\text{рас}}}{r_1^2 r_2^2} \cos \theta_0 a_n(E_0, \theta_0; \theta, \varphi). \quad (18.35)$$

Из геометрических рассмотрений легко получить:

$$dS_{\text{рас}} = \frac{2\pi a r_2}{\sin \psi} d\psi; \quad r_2 = \frac{a}{\sin \psi}; \quad r_1 = a \sqrt{\left(\frac{l}{a} - \frac{1}{\tan \psi}\right)^2 + 1};$$

$$\theta_0 = \text{arctg}\left(\frac{l}{a} - \frac{1}{\tan \psi}\right); \quad \theta = \frac{\pi}{2} - \psi; \quad \varphi = 0.$$

Тогда

$$\frac{\varphi_{\text{ал.пр}}^{\text{нз}}}{\varphi_{\text{пр}}^{\text{нз}}} = \frac{q'_0}{a^2} \int_{\text{arctg}(a,l)}^{\pi/2} \frac{a_n(E_0, \theta_0; \theta, \psi)}{\left[\left(\frac{l}{a} - \frac{1}{\tan \psi}\right)^2 + 1\right]^{3/2}} d\psi. \quad (18.36)$$

Учитывая, что компонента излучения прямой видимости в точке детектирования $\varphi_{пр}^{из} = q_0^{из}/(2\pi l^2)$, получаем

$$\frac{\varphi_{ал.пр}^{из}}{\varphi_{пр}^{из}} = 2\pi \left(\frac{l}{a}\right)^2 \int_{\arctg(a/l)}^{\pi/2} \frac{a(\theta_0, \theta_0; \theta, \varphi)}{\left[\left(\frac{l}{a} - \frac{1}{\tg \varphi}\right)^2 + 1\right]^{3/2}} d\psi. \quad (18.37)$$

Так как θ_0 и θ являются функциями только отношения l/a и переменной интегрирования ψ , из формулы (18.37) следует, что для данной энергии излучения E_0 и данного материала защиты отношение $\varphi_{ал.пр}^{из}/\varphi_{пр}^{из}$ зависит не от абсолютных размеров канала, а только от отношения l/a .

Подобную задачу решили А. Симон и С. Клиффорд с учетом альbedo однократного отражения, не зависящего от угла θ_0 , предполагая отсутствие потери энергии при отражении, а угловое распределение отраженного излучения изотропным или косинусоидальным. Эти ограничения приемлемы только для нейтронов тепловых и промежуточных энергий.

В литературе отсутствует информация о расчете $\varphi_{ал.нат}$. Эту компоненту следует учитывать исходя из концепции дифференциального альbedo и метода задания эквивалентных источников на стенках канала.

Как отмечалось выше, компоненту $\varphi_{ал.нат}$ для точек детектирования внутри неоднородности можно учитывать введением в расчет компоненты $\varphi_{нат}$ фактора накопления фотонного излучения или длины ослабления нейтронов для бесконечной геометрии среды.

Проведены многочисленные экспериментальные исследования полей излучения внутри и на выходе неоднородностей за защитой реакторных и других установок с источниками фотонов и нейтронов для прямых каналов различных видов (цилиндрических, кольцевых, щелевых), проходящих через защиту из разных материалов (воды, бетона, железа, свинца). Особый интерес представляют эксперименты, где методика моделирования протяженных источников точечными позволила выделить отдельные составляющие поля. Результаты экспериментов для некоторых задач сравниваются с расчетными данными на рис. 18.9.

Таким образом, для расчета компоненты $\varphi_{пр}$ можно рекомендовать метод прямой видимости; для расчета компонент $\varphi_{нат} + \varphi_{ал.нат}$ — методы лучевого анализа или задания эквивалентных источников (с использованием характеристик ослабления для бесконечной среды) при $z/a \leq 30$ и метод задания эквивалентных источников при $z/a \geq 30$; для расчета компоненты $\varphi_{ал.пр}$ — концепцию дифференциального альbedo. Анализ расчетных и экспериментальных данных показывает, что исполь-

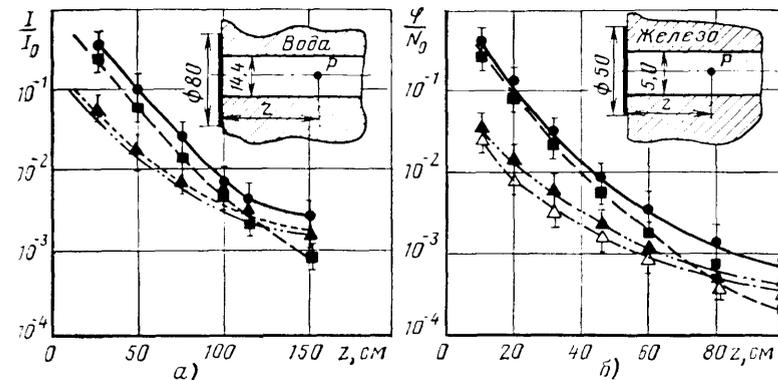


Рис. 18.9. Распределение плотности потока энергии γ -излучения I или плотности потока быстрых нейтронов φ вдоль оси полого прямого цилиндрического канала от дисковых изотропных источников γ -излучения с энергией $E_0 = 0,412$ МэВ (а) и нейтронов (Po— α —Be)-источника (б) для указанных геометрических задач (верхние рисунки, размеры — в сантиметрах). Данные отнесены к мощности источника фотонов $I_0 = 1$ МэВ/(см²·с) или нейтронов $N_0 = 1$ нейтр./(см²·с) в полупространство в направлении канала.

Экспериментальные данные (записаны для интенсивности): \bullet — I/I_0 ; \blacksquare — $(I_{нат} + I_{ал.нат})/I_0$; \blacktriangle — $(I_{пр} + I_{ал.пр})/I_0$; \triangle — $I_{пр}/I_0$. Расчетные данные: — I/I_0 ; — — — $(I_{нат} + I_{ал.нат})/I_0$; - - - $(I_{пр} + I_{ал.пр})/I_0$; ····· $(I_{пр} + I_{ал.пр})/I_0$ с заменой a_3 выражением $a_3' = a_3(1 - a_3)$; — ··· — $I_{пр}/I_0$. Измерения для быстрых нейтронов выполнены счетчиком с кристаллом Zn S(Ag) в плексигласе

зование этих методов позволяет рассчитывать выделенные компоненты и полную характеристику поля излучения с погрешностью до 15—20%.

В общем случае при определении поля излучения, как видно из кривых рис. 18.9, необходимо учитывать все компоненты плотности потока. Однако при относительных расстояниях вдоль канала $z/a \geq 30 \div 50$ основной вклад в полное поле излучения, например для изотропных источников, дает компонента $\varphi_{пр}$. При $z/a \leq 15 \div 20$ для протяженных источников, размеры которых значительно превышают поперечные размеры каналов, определяющей становится компонента $\varphi_{нат}$. Если размеры источника невелики по сравнению с поперечными размерами неоднородности, существенный вклад при $z/a \leq 20 \div 30$ в полное поле вносит компонента отраженного излучения $\varphi_{ал.пр}$, которая для каналов, например в железе или бетоне, и источников быстрых нейтронов может быть соизмерима с компонентой $\varphi_{пр}$ (рис. 18.10).

Полые прямые каналы, частично пронизывающие защиту. Поле излучения для двух наиболее характерных случаев каналов, частично пронизывающих защиту, определяется суммой компонент в соответствии с формулами (18.11) и (18.13) табл. 18.2.

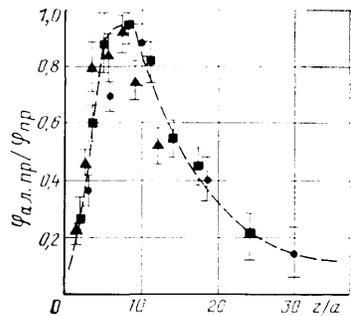


Рис. 18.10. Экспериментальная зависимость отношения компонент $\varphi_{ал.пр}/\varphi_{пр}$ от размеров прямого цилиндрического канала для защиты из бетона, на входе в который расположен точечный изотропный (P_0 — a — B_0)-источник нейтронов для каналов радиусом $a=3,3$ см (●), $5,7$ см (■) и $8,3$ см (▲)

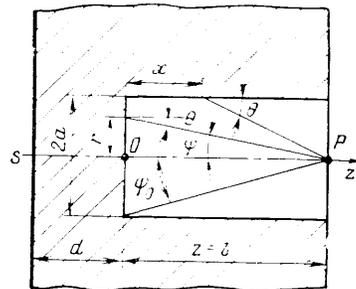


Рис. 18.11. Схема к расчету компонент излучения натекания в точке P на оси канала, частично пронизывающего частицу, от плоского изотропного источника

Рассмотрим первый случай, когда канал отделен от источника средой. Поле излучения в этом случае определяется четырьмя компонентами формулы (18.11). Для расчетов каждую компоненту удобно разделить на составляющие нерассеянного (нр) и рассеянного (р) излучений в соответствии с формулой (18.12).

Распределение нерассеянной компоненты в канале является легко вычисляемой функцией углового распределения излучения источника и поглощающих свойств среды. Основная трудность здесь заключается в учете рассеянного в защите излучения.

Для расчета составляющих рассеянного излучения удобно пользоваться методом задания эквивалентных источников. Проиллюстрируем решение этой задачи на примере определения интенсивности излучения на оси канала от плоского моноэнергетического изотропного источника фотонов S , отделенного от канала средой (рис. 18.11).

Расчет составляющих нерассеянного излучения, как отмечалось выше, не вызывает больших трудностей и может быть проведен по формулам:

$$I_{нат.т}^{нр}(z) = I_0 \left[E_1(\mu_0 d) - E_1\left(\frac{\mu_0 d}{\cos \psi_0}\right) \right]; \quad (18.38)$$

$$I_{нат.б}^{нр}(z) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{\frac{a(z+d)}{z}}^{\infty} \frac{I_0 \exp\left[-\mu_0 \sqrt{\rho^2 + (z+d)^2} \frac{\rho-a}{\rho}\right]}{2\pi [\rho^2 + (z+d)^2]} \rho d\rho, \quad (18.39)$$

где $\psi_0 = \arctg(a/z)$; ρ — расстояние от центра источника до элемента на его поверхности площадью $\rho d\rho d\varphi$; I_0 — мощность излучения источника в полупространство в направлении канала, отнесенная к единице площади поверхности источника и единице времени; остальные обозначения ясны из рис. 18.11.

Составляющие рассеянного излучения определим методом задания эквивалентных источников рассеянного излучения на стенках канала для плоского изотропного источника.

Интегрируя плотность потока рассеянного излучения, выходящего из торца канала, с учетом формулы (10.5) (см. т. 1) определяем:

$$I_{нат.т}^p(z) = 2\pi \int_0^{\psi_0} \frac{I_0 (B_0^{бар} - 1) k E_1(\mu_0 d)}{2\pi} \cos^{k-1} \theta \sin \psi d\psi = \\ = I_0 (B_0^{бар} - 1) E_1(\mu_0 d) (1 - \cos^k \psi_0). \quad (18.40)$$

Интенсивность $I_{нат.б}^p$ находим численным интегрированием выражения

$$I_{нат.б}^p(z) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{\infty} J^{н.н}[E_0, \mu_0(x+d), \theta] \frac{adx}{(z-x)^2 + a^2}. \quad (18.41)$$

В формулах (18.40) и (18.41) $J^{н.н}[E_0, \mu_0(x+d), \theta]$ находят исходя из соотношения (10.5) (см. т. 1); I_0 — удельная мощность излучения источника в 2π ср в направлении защиты; $B_0^{бар}$ — фактор накопления плоского изотропного источника для защиты толщиной $\mu_0 d$; остальные обозначения определяются формулой (10.5) (см. т. 1) и рис. 18.11.

Проведенные для рассмотренной задачи экспериментальные исследования во всех случаях хорошо согласуются с результатами расчета. Составляющую $I_{ал.нат.т}$ можно вычислить на основе информации о дифференциальных характеристиках альbedo. Компоненту $I_{ал.нат.б}$ учитывают, используя в расчетах $I_{нат.б}$ характеристики распространения излучения для бесконечной среды. Точный расчет компоненты $I_{ал.нат.б}$ можно выполнить на ЭВМ на основе данных о дифференциальных альbedo и угловом распределении выходящего из поверхности канала излучения. Однако во многих случаях, когда размеры источника значительно больше поперечных размеров канала, компоненты отраженного излучения не вносят существенного вклада в поле излучения, и их можно не учитывать в расчетах.

Отметим, что поле излучения внутри полости, отделенной от источника средой, в соответствии с формулами (18.9) и (18.10) можно определить изложенными выше методами.

Если источник находится непосредственно перед входным отверстием канала, а защитный материал расположен между

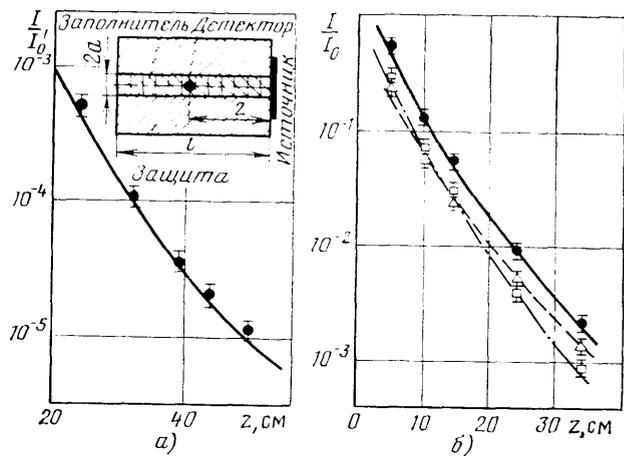


Рис. 18.12. Распределение плотности потока энергии γ -излучения от точечного изотропного источника ^{60}Co (а) и дискового изотропного источника ^{137}Cs радиусом $R=12$ см (б) в прямом заполненном алюминиевой стружкой ($\rho=1$ г/см³) цилиндрическом канале в железной защите. Данные нормированы на $I_0=1$ МэВ/с или $I_0=1$ МэВ/(см²·с) в полупространство в направлении защиты (вверху — геометрия эксперимента): Экспериментальные данные: ● — I/I_0 ; △ — $I_{\text{зап}}/I_0$; □ — $I_{\text{нат}}/I_0$; расчетные данные: — — — I/I_0 ; - - - $I_{\text{зап}}/I_0$; - · - · - $I_{\text{нат}}/I_0$

точкой детектирования и каналом (см. табл. 18.2), то поле излучения в защите существенным образом зависит от длины канала l и его диаметра $2a$. При этом часто $l \gg a$, $l/\lambda \gg 1$, $\lambda/a \gg 1$. Указанные условия физически означают, что канал является коллиматором, формирующим на выходе в защиту практически точечный (или узкий) мононаправленный источник.

Специфика геометрии такой задачи приводит к тому, что поле излучения определяется практически компонентами $\Phi_{\text{нат1}}^{\text{пр}}$ и $\Phi_{\text{нат1}}^{\text{р}}$. Остальные составляющие в формуле (18.14) не дают существенного вклада в общую характеристику поля излучения.

Таким образом, знание поля излучения тонкого луча в защитной среде дает возможность оценить поле излучения за таким каналом. Компоненте рассеянного излучения поля тонкого луча в среде эквивалентны в нашей задаче компоненты излучения $I_{\text{нат1}}^{\text{р}}$. Расчет характеристики $I_{\text{нат1}}^{\text{пр}}$ не вызывает затруднений.

Прохождение излучений через прямые заполненные каналы. Для прямых заполненных каналов поле излучения представляется в виде суммы компонент в соответствии с формулой (18.15).

Для учета рассеянного излучения в компоненте $\Phi_{\text{зап}}$ рекомендуется использовать факторы накопления ограниченных сред (см. § 10.4, т. 1).

Использование факторов накопления ограниченных сред при расчетах $\Phi_{\text{зап}}$ предполагает, что для излучения, выходящего из заполнителя, материал защиты — абсолютно черное тело. Эта предпосылка обычно достаточно хорошо выполняется, так как материал основной защиты значительно лучше ослабляет излучение, чем заполнитель канала.

В виде примера на рис. 18.12 сравниваются результаты расчетов и экспериментов по определению поля излучения в заполненном канале. Из этих данных следует, что метод лучевого анализа с использованием факторов накопления ограниченных и гетерогенных сред позволяет с удовлетворительной для практики точностью прогнозировать поля излучения за заполненными каналами.

§ 18.5. Изогнутые каналы

Эффективным средством уменьшения прострела излучения через прямые неоднородности может быть замена прямых каналов изогнутыми.

При рассмотрении прохождения излучения через изогнутые каналы в защите используют общую методику разложения полной характеристики поля излучения в точке детектирования на отдельные составляющие в соответствии с формулой (18.3).

Компоненту $\Phi_{\text{нат}}$ можно рассчитать при помощи методики лучевого анализа. При определении компонент $\Phi_{\text{ал.пр}}$, $\Phi_{\text{ал.нат}}$ и $\Phi_{\text{нат.ал}}$ целесообразно использовать концепцию дифференциального альбеда. Покажем это на примере расчета компоненты $\Phi_{\text{ал.пр}}$ для точек на оси второй секции двухсекционного канала, изогнутого под прямым углом (рис. 18.13). Рассмотрим элемент dS площади поверхности плоского источника S , с единицы поверхности которого испускается в единицу времени q_0 частиц или фотонов с энергией E_0 в полупространство в направлении канала. Угловое распределение частиц или фотонов описывается функцией $f(\theta_1)$.

Плотность потока обратно

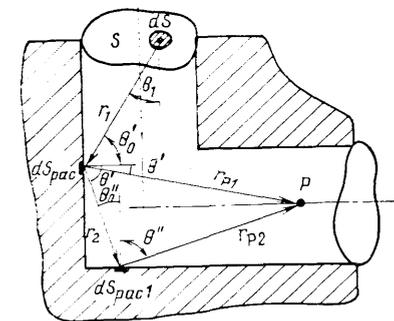


Рис. 18.13. К расчету компоненты $\Phi_{\text{ал.пр}}$ в изогнутом канале (азимутальные углы отражения на рисунке для простоты не показаны)

рассеянных от элемента $dS_{\text{рас}}$ частиц или фотонов в точке детектирования от элементарного источника на площади поверхности dS на основании значений дифференциального альбеда можно определить по формуле

$$d\varphi_{\text{ал.пр}}^{\text{лотр}} = \frac{q_0}{r_1^2 r_p^2} f(\theta_1) \cos \theta_0' a_c(E_0, \theta_0'; \theta', \varphi') dS dS_{\text{рас}}, \quad (18.42)$$

где $a_c(E_0, \theta_0'; \theta', \varphi')$ — дифференциальное числовое альбеда; φ' — азимутальный угол; смысл остальных величин ясен из рис. 18.13.

Тогда плотность потока излучения в точке детектирования P , обусловленная частицами или фотонами, испытавшими первое отражение от стенок канала, запишется в виде

$$\varphi_{\text{ал.пр}}^{\text{лотр}} = q_0 \int_S dS \int_{S_{\text{рас}}} \frac{dS_{\text{рас}}}{r_1^2 r_p^2} f(\theta_1) \cos \theta_0' a_c(E_0, \theta_0'; \theta', \varphi'), \quad (18.43)$$

где $S_{\text{рас}}$ — поверхность стенок канала, видимая из источника и детектора одновременно.

Определим теперь вклад в компоненту $\varphi_{\text{ал.пр}}$ от частиц или фотонов, испытавших два отражения от стенок канала перед попаданием в точку детектирования. Обозначим произвольную рассеивающую площадку второго отражения $dS_{\text{рас}2}$. Плотность потока излучения, попавшего в точку детектирования после двух отражений от стенок канала, можно рассчитать по формуле

$$\begin{aligned} \varphi_{\text{ал.пр}}^{\text{2отр}} &= q_0 \int_{S_{\text{рас}1}} \frac{dS_{\text{рас}1}}{r_{p1}^2} \int_0^{E_0} a_c(E, \theta_0''; \theta'', \varphi'') dE \times \\ &\times \int_S dS \int_{S_{\text{рас}}} \frac{dS_{\text{рас}}}{r_1^2 r_2^2} f(\theta_1) \cos \theta_0' \cos \theta_0'' a_c(E_0, \theta_0'; E, \theta', \varphi'), \quad (18.44) \end{aligned}$$

где $S_{\text{рас}1}$ — площадь поверхности, видимой из точки детектирования; $S_{\text{рас}}$ — площадь поверхности стенок канала, видимой из площадки $dS_{\text{рас}2}$ и источника одновременно.

Аналогично можно получить выражение для плотности потока излучения, попавшего в точку детектирования после n отражений от стенок канала.

Интегрирование равенства (18.44) — операция трудоемкая. Еще более сложные выражения при решении задачи в общем виде получаются для компонент $\varphi_{\text{ал.нат}}$ и $\varphi_{\text{нат.ал}}$, так как в этом случае необходимо учитывать, кроме того, энергетическо-угловое распределение излучения, прошедшего через защиту до отражения или после него. Подобная ситуация имеет место при

188

попытке точного расчета компоненты $\varphi_{\text{угл}}$. Поэтому были разработаны более простые приближенные методы определения поля излучения в изогнутых каналах.

Работа А. Симона и С. Клиффорда была первой среди таких исследований. Ее авторы рассмотрели компоненту излучения $\varphi_{\text{ал.пр}}$ для двухсекционного цилиндрического канала радиусом a , длиной первой секции l_1 , второй l_2 , изогнутого под углом ψ . Во входном окне канала перпендикулярно оси неоднородности расположен плоский изотропный источник излучения мощностью q_0 нейтронов или фотонов на 1 см^2 в 1 с в направлении канала. При проведении расчетов авторы сделали следующие допущения: 1) альбеда излучения не зависит от угла падения; 2) при отражении излучения не происходит заметной потери энергии; 3) угловое распределение обратно рассеянного стенками излучения подчиняется закону

$$\frac{d\varphi_{\text{отр}}}{d\Omega} = \frac{B + 2C \cos \theta}{2\pi} a_c \varphi_{\text{пад}}, \quad (18.45)$$

где $B + C = 1$; θ — угол между направлением отражения и нормалью к рассеивающей поверхности; 4) отражение происходит только в области вблизи изгиба, причем до точки детектирования доходят лишь те нейтроны или фотоны, которые были рассеяны вблизи изгиба на поверхности первой секции канала. Площадь этой поверхности принимали равной площади поверхности первой секции, видимой из точки детектирования. При этих допущениях плотность потока излучения $\varphi_{\text{ал.пр}}$ для l_1 и $z_2 \gg a$ равна:

$$\varphi_{\text{ал.пр}}(z_2) = q_0 \pi a^2 \frac{a^2}{2l_1^2} \frac{a_c}{k} \frac{1}{2\pi z_2^2} \frac{B + 2C \sin \psi}{\sin \psi}, \quad (18.46)$$

где k — коэффициент пропорциональности; z_2 — расстояние от точки детектирования во второй секции канала до точки пересечения осей первой и второй секций канала.

Введенные допущения ограничивают область применения формулы (18.46) тепловыми и промежуточными нейтронами.

Позднее при сравнении расчетных данных с экспериментальными было показано, что поверхность первой секции канала, видимую из точки детектирования, нельзя считать эффективно отражающей излучение. Если предположить, что рассеяние в месте изгиба происходит от площади второй секции, видимой из начала первой секции, а не от площади первой секции канала, видимой из точки детектирования, то плотность потока излучения будет равна:

$$\varphi_{\text{ал.пр}}(z_2) = q_0 \pi a^2 \frac{a^2}{2l_1^2} \frac{a_c}{k} \frac{1}{2\pi z_2^2} \frac{B + (2Ca/z_2)}{\sin \psi}. \quad (18.47)$$

189

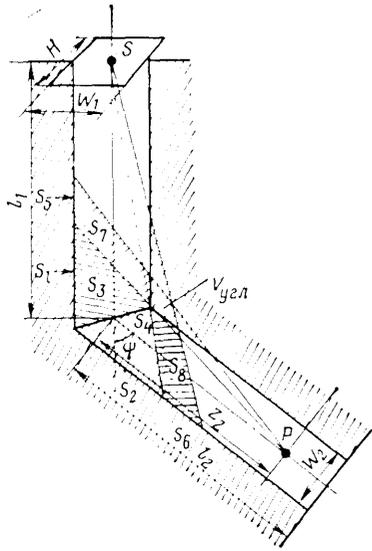


Рис. 18.14. К определению плотности потока энергии фотонного излучения во второй секции изогнутого под углом ψ канала

В этом случае плотность потока изменяется пропорционально $1/\sin\psi$, что хорошо согласуется с экспериментальными данными для тепловых нейтронов.

В работах Дж. Ле Дукса, А. Чилтона, В. А. Климанова и других исследователей была развита методика расчета прохождения фотонного излучения через двухсекционный канал прямоугольного сечения, изогнутый под произвольным углом $\psi \leq \pi/2$ (рис. 18.14).

Исследован случай, когда точечный изотропный источник фотонов S находился на входе в геометрическом центре первой секции канала. При этом приняты следующие основные предположения: 1) ослабление излучения в материале защиты описывается экспоненциальной зависимостью, а для учета рассеянного в защите излучения коэффициент ослабления излучения заменяется коэффициентом поглощения энергии, который принимается не зависящим от энергии; 2) учитывается лишь однократное отражение; 3) $l_1 \gg \omega_1/(2\sin\psi)$; $z_2 \gg \omega_2/(2\sin\psi)$, l_1 и z_2 намного больше H ; 4) l_1 и z_2 много меньше длины свободного пробега излучения в воздухе; 5) ω_1 , ω_2 и H порядка или больше $1/\mu$; 6) положение рассеивающих площадок площадью S_i в соответствии с предположением п. 3 можно охарактеризовать единым значением расстояния от источника до S_i и от S_i до детектора.

Рассмотрим эту задачу более подробно применительно к источнику фотонов. Определим интенсивность фотонного излучения $I_{ал.пр}$ в точке P . Обозначим площади стенок канала, видимых из источника и точки детектирования одновременно, буквами $S_1 - S_4$ (см. рис. 18.14); S_1 и S_2 — площади стенок; S_3 и S_4 — площади «крыши» и «пола».

Представим $I_{ал.пр}$ в виде суммы:

$$I_{ал.пр} = \sum_{i=1}^4 I_{ал.пр i}, \quad (18.48)$$

где $I_{ал.пр i}$ — вклад в показание детектора излучения, рассеянного от площади S_i . Площади $S_1 - S_4$ можно вычислить из геометрических рассуждений.

Проиллюстрируем для примера расчет интенсивности фотонного излучения, обратного рассеянного от поверхностей площадью S_1 , S_2 , S_3 и S_4 на примере расчета $I_{ал.пр i}$. Из геометрических рассуждений можно получить:

$$\left. \begin{aligned} S_1 &= \frac{H\omega_2}{\sin\psi \left(1 - \frac{\beta_1}{\sin\psi}\right)}; & r_1^2 &\approx l_1^2 \left(1 - \frac{\omega_1}{2l_1} \operatorname{ctg}\psi\right)^2; \\ r_{p1}^2 &= z_2^2 \left(1 + \frac{\beta_1}{\sin\psi}\right)^2; \\ \cos\theta_0' &= \omega_1 / \left[2l_1 \left(1 - \frac{\omega_1}{2l_1} \operatorname{ctg}\psi\right)\right], \end{aligned} \right\} \quad (18.49)$$

где $\beta_1 = \omega_1/(2z_2)$.

Подставляя полученные выражения в формулу (18.43) и учитывая, что $\beta_1^2 \ll 1$, определяем интенсивность излучения на расстоянии z_2 :

$$I_{ал.пр i}(z_2) = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H a_{z1}(E_0, \theta_0; \theta, \varphi)}{4\pi l_1^3 z_2^2 (1 + \beta_1/\sin\psi) [1 - (\omega_1/2l_1) \operatorname{ctg}\psi]^3 \sin\psi}. \quad (18.50)$$

где I_0 — энергия излучения точечного изотропного источника в направлении канала в телесный угол 2π ср; a_{z1} — энергетическое дифференциальное альbedo от поверхности площадью S_1 .

Аналогичным способом можно рассчитать выражения $I_{ал.пр i}$ для $i=2, 3, 4$ от площадок $S_2 - S_4$. Результаты расчетов приведены в табл. 18.3. Здесь $\beta_1 = \omega_1/(2z_2)$; $\beta_2 = \omega_2/(2l_1)$.

При расчете $I_{нат.ал}$ и $I_{ал.нат}$ увеличению поля излучения за счет этих компонент соответствовало увеличение рассеивающих в месте изгиба поверхностей: для компоненты $I_{нат.ал}$ увеличение рассеивающей поверхности на площади S_5 и S_7 ; для компоненты $I_{ал.нат}$ — на площади S_6 и S_8 .

Поверхности $S_5 - S_8$ вносят вклад в показание детектора через процессы отражения. Таким образом, задача сведена к расчету площадей $S_5 - S_8$.

Выражения для компонент $I_{нат.ал}$, $I_{ал.нат}$ и $I_{угл}$, рассчитанные при сделанных выше ограничениях, записаны в табл. 18.3. Здесь Z — атомный номер материала защиты; n_a — число атомов в единице объема; $K_s(\theta_s)$ — дифференциальное сечение комптоновского рассеяния энергии на один электрон; μ_{en} — коэффициент поглощения энергии фотонов источника в материале защиты.

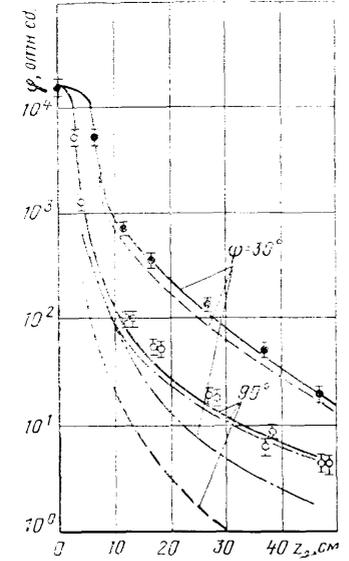
Выше рассматривали точечный изотропный источник, помещенный в центре входного отверстия первой секции канала. Случай, когда на входе в канал находится плоский изотропный

Таблица 18.3. Вклад в полную интенсивность γ -излучения отдельных компонент для $\psi \leq \pi/2$

| Рассеивающая поверхность | Вклад компоненты* в интенсивность излучения ($\psi \leq 90^\circ$) |
|--------------------------|--|
| S_1 | $I_{ал.пр1} = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H a_{\psi 1}}{4\pi l_1^3 z_2^2 (1 - \beta_1 / \sin \psi) [1 - (\omega_1 / 2l_1) \operatorname{ctg} \psi] \sin \psi} \quad (18.51)$ |
| S_2 | $I_{ал.пр2} = \frac{I_0 \omega_1 H a_{\psi 2}}{2\pi l_1^2 z_2^2 (1 + \beta_2 / \sin \psi) [1 - (\omega_2 / 2z_2) \operatorname{ctg} \psi]^2} \quad (18.52)$ |
| S_3 | $I_{ал.пр3} = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H a_{\psi 3}}{4\pi l_1^3 z_2^2 (1 - \beta_1 / \sin \psi) \sin \psi} \quad (18.53)$ |
| S_4 | $I_{ал.пр4} = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H a_{\psi 4}}{4\pi l_1^3 z_2^2 (1 - \beta_2 / \sin \psi) \sin \psi} \quad (18.54)$ |
| S_5 | $I_{нат.ал5} = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H a_{\psi 5}}{8\pi \mu_{en} l_1^3 z_2^3 (1 - \beta_2 / \sin \psi)^3 (1 - \beta_1 / \sin \psi) [1 - (\omega_1 / l_1) \operatorname{ctg} \psi]^3 [1 + (\omega_2 / z_2) \operatorname{ctg} \psi] \sin \psi} \quad (18.55)$ |
| S_6 | $I_{ал.нат6} = \frac{I_0 \omega H a_{\psi 6}}{4\pi \mu_{en} l_1^3 z_2^2 (1 - \beta_2 / \sin \psi)^2 (1 - \beta_2 / \sin \psi) \times [1 + (\omega_1 / l_1) \operatorname{ctg} \psi]^3 [1 - (\omega_2 / z_2) \operatorname{ctg} \psi]} \quad (18.56)$ |
| S_7 | $I_{нат.ал7} = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H a_{\psi 7}}{4\pi \mu_{en} l_1^3 z_2^3 (1 - \beta_2 / \sin \psi)^3 (1 - \beta_1 / \sin \psi)^2 [1 + (\omega_2 / z_2) \operatorname{ctg} \psi] \sin \psi} \quad (18.57)$ |
| S_8 | $I_{ал.нат8} = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H a_{\psi 8}}{4\pi \mu_{en} l_1^4 z_2^2 (1 - \beta_1 / \sin \psi)^2 (1 - \beta_2 / \sin \psi)^2 [1 + (\omega_1 / l_1) \operatorname{ctg} \psi]^3 \sin \psi} \quad (18.58)$ |
| — | $I_{\gamma \text{гл}} = \frac{I_0 \omega_1 \omega_2 H Z n_a K_{\psi} (\theta_S)}{8\pi \mu_{en}^2 l_1^3 z_2^3 (1 - \beta_1 / \sin \psi)^3 (1 - \beta_2 / \sin \psi)^3 [1 + (\omega_1 / l_1) \operatorname{ctg} \psi] [1 + (\omega_2 / z_2) \operatorname{ctg} \psi] \sin \psi} \quad (18.59)$ |

* Цифра в нижнем индексе указывает номер рассеивающей поверхности.

Рис. 18.15. Распределение плотности потока быстрых нейтронов дискового изотропного источника нейтронов деления вдоль оси второй секции двухсекционных цилиндрических каналов диаметром 5,5 см в воде с углами изгиба между секциями 30 и 90°: — расчетные значения полной плотности потока; — — — — — компонента $\Phi_{ал.пр1} + \Phi_{ал.пр2} + \Phi_{ал.пр3}$; — — — — — экспериментальные и расчетные данные нормированы при $z=0$



источник, заполняющий входное отверстие канала, при введенных выше предположениях без существенных погрешностей может быть сведен к точечному изотропному источнику с равновеликой активностью, расположенному в центре отверстия канала.

При расчете ослабления излучения в изогнутых цилиндрических каналах можно рекомендовать замену цилиндрического канала каналом с квадратным поперечным сечением, размеры которого определяются из условия равенства площадей поперечных сечений обоих типов каналов. Дальнейший расчет проводится по описанной выше методике.

При расчетах рассмотренным выше способом учитывается только первое отражение излучения от поверхности стенок канала.

Увеличение интенсивности излучения, которое достигает места изгиба из-за обратного рассеяния от стенок первой секции канала, можно рекомендовать определять на основе экспериментальных или расчетных данных по прохождению излучения во второй секции канала необходимо проводить дополнительные измерения интенсивности излучения в месте изгиба канала в k раз, где $k = 1 + I_{ал.пр} / I_{пр}$. Для учета многократного отражения излучения через прямые каналы в защите (см. § 18.4), увеличивая точные расчеты.

Канал с несколькими изгибами можно рассчитать путем последовательного обхода каждого изгиба по описанной методике. При этом каждый предыдущий изгиб становится «источником излучения» для последующего.

С увеличением количества изгибов возрастает трудоемкость расчетов.

В виде примера результаты расчетов и экспериментов для некоторых задач сравниваются на рис. 18.15.

Анализ результатов экспериментальных и расчетных исследований позволяет сформулировать следующие выводы о формировании поля во второй секции канала.

1. Прохождение быстрых нейтронов и фотонов для двухсекционного канала с допустимой погрешностью эксперимента и расчета можно определять по изложенной выше методике Дж. Ле Дукси, А. Чилтона, В. А. Климанова и др.

2. Для тепловых нейтронов плотность потока во второй секции в зависимости от угла изгиба ψ хорошо описывается законом $1/\sin \psi$, даваемым приближением А. Симона и С. Клиффорда. Для быстрых нейтронов расхождение результатов эксперимента и расчета в этом приближении может достигать 500%.

3. Вклад отдельных компонент в поле излучения существенно изменяется в зависимости от условий эксперимента. При $z_2 \ll a$ изменения плотности потока излучения практически не происходит: детектор регистрирует излучение источника, определяемое в основном компонентой прямой видимости для первой секции канала.

4. Эффект от введения изгиба в канале проявляется сильнее для более высокоэнергетических нейтронов. Так, если плотность потока быстрых нейтронов от источника деления при $z_2 = 4a$ в канале диаметром 5,5 см в воде при $\psi = \pi/2$ уменьшается примерно в 400 раз по сравнению с плотностью потока при $z_2 = 0$, то для надкадмевых нейтронов — в 35 раз, для тепловых — в 10 раз. Это обстоятельство приводит к смягчению спектра нейтронов во второй секции канала по сравнению со спектром в первой секции в монолитной среде.

§ 18.6. Ступенчатые каналы

Эффективное средство подавления прострела излучений через прямые неоднородности — использовать наряду с изогнутыми ступенчатые каналы.

Развитый аппарат для расчетов поля излучения в полых прямых неоднородностях (см. § 18.4) применим в основном и к расчетам поля излучения для одноосевых ступенчатых каналов. Поле излучения в этом случае, как видно из формулы (18.5), разлагается на те же компоненты, что и для прямых каналов в защите. Для расчетов каждой из составляющих можно рекомендовать те же методы расчета, что и для расчета соответствующих компонент в полых прямых каналах в защите.

Плотность потока излучения во второй секции двуосевого ступенчатого цилиндрического канала формируется из нескольких компонент, определенных формулой (18.7). В общем случае плотность потока излучения во второй секции ступенчатого двуосевого канала для сдвига D (кратчайшее расстояние между осями секций канала), большего поперечных размеров ка-

налов (отсутствует прострел перассеянного излучения источника во вторую секцию), можно представить в виде

$$\varphi = \varphi_{1+2} + \varphi_2, \quad (18.60)$$

где φ_{1+2} и φ_2 — плотность потока излучения, проходящего через обе секции или только через вторую секцию канала соответственно. В свою очередь,

$$\varphi_2 = \varphi_{\text{нат}2} = \varphi_{\text{нат}2\text{т}} + \varphi_{\text{нат}2\text{б}}; \quad (18.61)$$

$$\varphi_{1+2} = \varphi_{\text{нат}1+2} + \varphi_{\text{нат.ал.нат}} + \varphi_{\text{нат.ал.}} \quad (18.62)$$

Здесь цифровой индекс указывает номер секции, через которую проходит излучение; в формуле (18.61) индексы «т» и «б» относятся к излучению, проходящему через торец и боковую поверхность каналов соответственно. Смысл компонент объяснен в § 18.2.

Предполагается, что при расчетах компонент формул (18.61) и (18.62) учитывают также альбедное излучение натекания, которое перед детектированием отразилось от стенок второй секции канала.

Расчет компоненты излучения φ_2 , определяемой формулой (18.61), по существу, сводится к определению поля излучения в канале, частично пронизывающем защиту. Методика расчета этих компонент изложена в § 18.4.

Расчет компонент излучения в формуле (18.62) можно проводить на основании сочетания метода лучевого анализа с концепцией дифференциального альбеда излучений.

Анализ опубликованных данных позволяет отметить следующие характерные зависимости формирования поля излучения в каналах со сдвигом.

1. При сдвиге $D < (a_1 + a_2)$ (a_1 и a_2 — радиусы первой и второй секций каналов) определяющий вклад в полную плотность потока на выходе второй секции канала дает обычно излучение прямой видимости, прошедшее через обе секции.

2. При сдвиге $D > 2(a_1 + a_2)$ распределение плотности потока излучения на выходе ступенчатого канала существенно зависит от длины первой секции канала.

Если длина первой секции канала l_1 много больше длины релаксации излучения в материале защиты, то излучение источника, не прошедшее через первую секцию, практически не попадает во вторую секцию канала, т. е. $\varphi_2 = 0$. При этом зависимость хода кривой распределения плотности потока излучения во второй секции канала от сдвига при $D \gg 2(a_1 + a_2)$ совпадает с аналогичным распределением в монолитной защите в отсутствие второй секции канала. Тогда поле нейтронов определяется угловым распределением излучения, формирующегося на выходе первой секции канала, которое можно считать практически мононаправленным.

Если длина первой секции канала l_1 невелика, то при $D > 2(a_1 + a_2)$ распределение быстрых нейтронов во второй секции близко к распределению их в канале, частично пронизывающем защиту, поскольку влиянием первой секции можно пренебречь, $\varphi_{1+2} \approx 0$. В этом случае плотность потока рассчитывают по методике, изложенной в § 18.4 для каналов, частично пронизывающих защиту.

3. При изменении D в диапазоне $(a_1 + a_2) < D < 2(a_1 + a_2)$ наблюдается резкое уменьшение плотности потока излучения вследствие сильного ослабления при прохождении через защиту в месте сдвига.

4. Отмеченные закономерности позволяют найти распределение поля излучения за каналом при любом значении сдвига D . При этом зависимость на участке $(a_1 + a_2) < D < 2(a_1 + a_2)$ может быть интерполирована.

5. Максимальное ослабление потока излучения достигается при размещении сдвига посредине канала ($l_1 = l_2$).

6. Введение большего количества сдвигов (по крайней мере, более двух) нецелесообразно.

§ 18.7. Сложные неоднородности

Для сложных неоднородностей общий подход заключается в разложении полной характеристики поля излучения на компоненты. Основная трудность решения задач для сложных неоднородностей по сравнению с решением задачи для элементарных каналов состоит в расчетах составляющей излучения натекания. В компоненту натекания входит все излучение, натекающее в точку детектирования через боковую поверхность канала, в котором определяется поле излучения, без учета его предыстории.

Для расчета компоненты натекания важно знать максимальные расстояния между каналами, при которых взаимное влияние каналов на поле излучения в каждом из них должно еще учитываться.

Экспериментальные исследования с источниками фотонов и нейтронов с систематически расположенными параллельно друг другу и перпендикулярно к источнику цилиндрическими каналами позволяют сделать вывод, что при кратчайшем расстоянии между осями каналов, по крайней мере большем или равном $4a$ (a — радиус цилиндрического канала), влиянием каждого канала через соседний на распределение поля излучения в центральном канале можно пренебречь в пределах погрешности измерений. Следовательно, для расчетов компоненты излучения натекания в каналах с указанным выше расположением неоднородностей можно пользоваться методом лучевого анализа.

Частным случаем защиты со сложными неоднородностями являются среды с полостями, распределенными по всему объему (насыщенные или пористые защиты).

Если расстояния между пустотами в этой задаче малы по сравнению с длиной свободного пробега излучения в материале среды, то при расчете компоненты натекания можно воспользоваться эффективным коэффициентом ослабления излучения

$$\mu_{\text{эф}} = \mu(1 - v), \quad (18.63)$$

где μ — коэффициент ослабления излучения защитного материала без пустот; v — объемная часть пустот.

В случае, если полости заполнены другим материалом с коэффициентом ослабления μ_1 , вместо выражения (18.63) можно записать:

$$\mu_{\text{эф}} = \mu(1 - v) + \mu_1 v. \quad (18.64)$$

Если средние расстояния между пустотами или включениями нельзя считать малыми по сравнению с длиной свободного пробега излучения в материале защиты, большую роль начинают играть статистические колебания толщины материала между источником и точкой детектирования. В этом случае расчеты с использованием коэффициентов $\mu_{\text{эф}}$ из формул (18.63) и (18.64) дают завышенную кратность ослабления излучения. Действительно, если \bar{z} — некоторая средняя толщина такой защиты между источником и рассматриваемой точкой, $a \pm \Delta z$ — отклонение от этой средней толщины, то среднее ослабление излучения между этими точками

$$\frac{1}{2} \{ \exp[-\mu(\bar{z} + \Delta z)] + \exp[-\mu(\bar{z} - \Delta z)] \} = \\ = \exp(-\mu\bar{z}) \operatorname{ch}(\mu\Delta z) > \exp(-\mu\bar{z}) \quad (18.65)$$

и эффективный коэффициент ослабления $\mu_{\text{эф}}$

$$\mu_{\text{эф}} = \mu(1 - v) / (1 + 0,55\mu k v^2). \quad (18.66)$$

Если полости заполнены материалом с коэффициентом ослабления μ_1 , то

$$\mu_{\text{эф}} = \mu_1 + \frac{(1 - v)(\mu - \mu_1)}{1 + 0,55k(\mu - \mu_1)v^2}, \quad (18.67)$$

где k — среднее расстояние между полостями (пустотами) в единицах длины; v — объемная доля полостей (пустот).

РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ ПЕРСОНАЛА НА ЗАВОДАХ ПО РЕГЕНЕРАЦИИ ОБЛУЧЕННОГО ЯДЕРНОГО ТОПЛИВА

§ 19.1. Основные этапы переработки топлива

Радиохимические заводы по регенерации облученного ядерного топлива (именуемые далее — *заводы РТ*) предназначены для выделения из отработавших на АЭС твэлов ценных элементов для повторного использования их в ЯТЦ. В урановом цикле сюда прежде всего относятся ^{235}U , ^{238}U и ^{239}Pu , а в ториевом цикле ^{232}Th и ^{233}U . Накопление в реакторе искусственных делящихся элементов ^{239}Pu и ^{233}U представлено на схемах (14.1). Одновременно на заводах РТ выделяются другие искусственные радионуклиды, которые находят все большее применение во многих отраслях народного хозяйства. Это — продукты деления (^{90}Sr , ^{137}Cs и др.), некоторые трансурановые элементы — изотопы Pu , Np , Am и т. д.

В настоящее время атомная энергетика в нашей стране базируется на АЭС с водо-водяными энергетическими реакторами ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 и с уран-графитовыми реакторами большой мощности РБМК-1000. В связи с аварией реактора этого типа на Чернобыльской АЭС на ближайшие годы предполагается ориентация на проектирование усовершенствованных ВВЭР-1000. Указанные реакторы работают на тепловых нейтронах.

Основные характеристики облученного ядерного топлива современных реакторов приведены в табл. 19.1.

Кроме легководных реакторов, работающих на тепловых и промежуточных нейтронах, в СССР в настоящее время работают два реактора на быстрых нейтронах. Это БН-350 с производством электроэнергии и опреснением морской воды для г. Шевченко и опытно-промышленная БН-600 на площадке Белоярской АЭС. Сооружаются энергоблоки БН-800, и в стадии проектно-исследовательских проработок рассматриваются более мощные реакторы типа БН. Реакторы на быстрых нейтронах в принципе дают возможность включить в ЯТЦ кроме ^{235}U новые делящиеся элементы ^{233}U и ^{239}Pu . По технико-экономическим соображениям в ближайшее десятилетие основой атомной энергетике, по-видимому, будут оставаться АЭС с ВВЭР-1000 усовершенствованного типа.

Проблема отработанных твэлов в разных странах решается по-разному. В ряде стран считается, что, пока имеется в природе естественный уран, отработанное топливо не следует направлять на регенерацию: слишком велики трудности в техно-

Таблица 19.1. Характеристики серийных реакторов АЭС СССР; продолжительность кампании $T=3$ года, время выдержки $t=3$ года

| Характеристика | ВВЭР-440 | ВВЭР-1000 | РБМК-1000 |
|---|----------|-----------|-----------|
| Тепловая мощность, МВт (тепл.) | 1375 | 3000 | 3200 |
| Электрическая мощность, МВт (эл.) | 440 | 1000 | 1000 |
| Загрузка урана, т | 41,5 | 66 | 192 |
| Удельная мощность, МВт (тепл.)/т | 33 | 45,5 | 16,7 |
| Обогащение топлива ^{235}U , % | 3,6 | 4,4 | 2 |
| Средняя глубина выгорания, МВт (тепл.)·сут/кг | 28 | 43 | 22,3 |

логии, а самое главное — не решена полностью проблема локализации высокоактивных жидких радиоактивных отходов, которые здесь (наряду со среднеактивными отходами) накапливаются в очень большом количестве. Однако истощение природных запасов урана и соответственно удорожание добычи урана ставит вопрос о необходимости регенерации ядерного топлива. Эта концепция принята и в СССР, где в стадии проектных и экспериментальных проработок рассматривается завод по регенерации облученного ядерного топлива в две очереди.

В литературе описаны различные технологии переработки твэлов. В качестве примера рассмотрим твэлы ВВЭР-1000. Они состоят из таблеток спеченного диоксида урана цилиндрической формы, облицованных тугоплавкой оболочкой из сплава $\text{Zr}+1\% \text{Nb}$ толщиной 0,63 мм, наружный диаметр 9,1 мм. Внутри таблеток имеются отверстия диаметром 2,2 мм. Таблетки объединены в стержни высотой 2500 мм, стержни в тепловыделяющие сборки (ТВС).

Как видно из табл. 19.1, исходное топливо после трехлетней кампании и такого же проектного * периода выдержки («охлаждения») на АЭС в бассейнах выдержки направляется на заводы РТ. Для ВВЭР-1000 основным транспортным средством являются контейнеры ТК-13 с загрузкой 6 т (12 ТВС). Они представляют собой цельносварной сосуд, облицованный внутри нержавеющей сталью. Толщина металлической защиты от γ -излучения равна 360 мм. Для обеспечения защиты от нейтронов (см. § 19.2 и 19.3) предусмотрена «рубашка» толщиной 125 мм, заполненная незамерзающей жидкостью. Общая масса загруженного контейнера 116 т.

В настоящее время в СССР исследуются и проходят опытно-экспериментальную проверку несколько альтернативных ва-

* Фактическая выдержка больше трех лет.

риантов переработки облученного ядерного топлива. В одном из вариантов*, относящихся к переработке твэлов с ВВЭР-1000, чехлы с ТВС, скомплектованные по одинаковому содержанию делящихся веществ, устанавливают в перегрузочную машину и направляют в отделение подготовки их к переработке. После извлечения ТВС из чехла и отрезки хвостовиков специальными манипуляторами их укладывают на ложе агрегата резки и измельчают на части с линейными размерами 20—60 мм. Куски сборок вместе с оболочками поступают в химический реактор кольцевого типа, где происходит растворение (выщелачивание) сердечника твэлов — собственно ядерного топлива — азотной кислотой. Для исключения самопроизвольной цепной реакции уже на аппаратах начальной стадии используются нейтропоглощающие материалы и такое конструктивное оформление аппарата-растворителя, которое ограничивает объемы и массы растворов и обеспечивают критически безопасную геометрию всей системы. Остатки нерастворенных оболочек твэлов после их доочистки направляют в хранилища твердых радиоактивных отходов. Изотопы урана, плутония и других тяжелых металлов-актиноидов отделяют от основных продуктов деления методом экстракции с использованием трибутилфосфата (ТБФ) в углеводородном разбавителе. Растворы со смесью продуктов деления после их концентрирования методом упарки (с целью уменьшения объема) и извлечения ценных для народного хозяйства нуклидов направляют на временное хранение в металлические емкости с перспективой последующего отверждения (например, остекловывания) и затем на «вечное» захоронение в геологические формации (например, в соляные копи).

В результате глубокой очистки от продуктов деления изотопы урана и плутония в этом варианте также разделяются. При этом гексафторид урана направляется на заводы по обогащению изотопом ^{235}U с последующим изготовлением твэлов для АЭС на тепловых нейтронах, а оксиды плутония — для изготовления твэлов АЭС на быстрых реакторах.

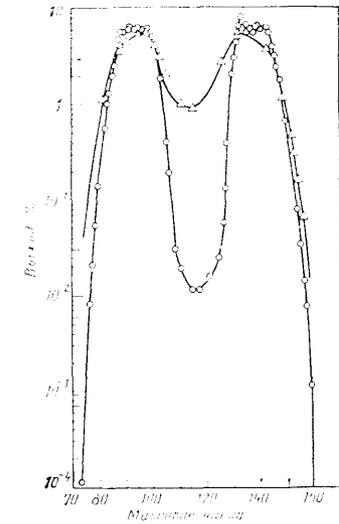
Как уже отмечено выше, в литературе описаны и другие технологии получения твэлов, переработки и хранения облученного ядерного топлива.

§ 19.2. Накопление актиноидов и продуктов деления в облученном топливе ядерных реакторов

Общие положения. В результате сложных физических процессов — расщепления тяжелых ядер в поле нейтронов по (n, f) -реакциям, радиационного захвата нейтронов на тяжелых и

* Дубровский В. М., Захаркин Б. С., Землянухин В. П. и др. // Атомная энергия. 1987. Т. 63. Вып. 5. С. 316.

Рис. 19.1. Зависимость массового независимого выхода $Y_{\Delta}(A, Z)$ продуктов деления ^{235}U от массового числа в реакторах на тепловых (○) и быстрых (△) нейтронах (кривая Ферми)



легких ядрах по (n, γ) -реакциям, превращениям по реакциям $(n, 2n)$ в работающем реакторе образуется большое количество новых нуклидов — актиноидов и продуктов деления. Кроме того, как во время работы, так и при остановленном реакторе, вследствие естественных радиоактивных превращений и спонтанного деления в облученном топливе образуются новые радиоактивные и стабильные нуклиды. В целом в результате всех процессов теоретически образуется до 1000 новых ядер, относительный состав которых нестабилен во времени.

В проблеме защиты от γ -излучения на заводах по регенерации ядерного топлива первостепенную роль играет γ -излучение смеси продуктов деления, так как квантовый выход актиноидов сравнительно невелик, да и количество их почти на порядок меньше, чем количество продуктов деления. Кроме того, уже на первых стадиях технологического процесса завода РТ актиноиды почти полностью отделяются от смеси продуктов деления.

Образование продуктов деления однозначно связано с такими понятиями, как абсолютный независимый, массовый и абсолютный кумулятивный выходы.

Абсолютным независимым выходом $Y(A, Z)$ нуклида A_ZR (A, Z — массовое число и атомный номер нуклида) называется вероятность образования нуклида в результате деления тяжелого ядра при выборе нормировки на 200% (из-за деления ядра на два осколка) по всему спектру продуктов деления, включая и стабильные, т. е.

$$\sum_A \sum_Z Y(A, Z) = 200\%. \quad (19.1)$$

Массовым выходом $Y_{\Delta}(A, Z)$ называется вероятность образования всех продуктов деления с заданным массовым числом A в результате деления тяжелого ядра. Массовый выход связан с абсолютными независимыми выходами $Y(A, Z)$ соотно-

шенем

$$Y_A(A, Z) = \sum_Z Y(A, Z). \quad (19.2)$$

Массовые выходы описываются кривыми выхода масс тяжелых ядер, известными как «двугорбые» кривые Ферми (рис. 19.1). Сумма массовых выходов, естественно, также равна 200%.

Абсолютным кумулятивным выходом $Y_c(A, Z)$ называется вероятность образования нуклида в результате всех процессов, ведущих к этому, при выборе нормировки для абсолютных независимых выходов в виде (19.1).

Для любой ветвящейся изобарной цепочки с массовым числом A кумулятивный выход нуклида $Y_c(A, Z)$ выражается через массовый и независимый выходы в виде

$$Y_c(A, Z) = \sum_Z^n Y(A, Z) - \sum_Z^k f_A Y(A, Z) + \sum_Z^m f_{A+1} Y(A+1, Z), \quad (19.3)$$

где n — число нуклидов в цепочке с массой A ; k — порядковый номер нуклида — источника запаздывающих нейтронов в цепочке с массой A ; m — порядковый номер нуклида — источника запаздывающих нейтронов в соседней цепочке ($A+1$); f_A, f_{A+1} — вероятности испускания запаздывающих нейтронов из цепочки A в цепочку ($A-1$) и из цепочки ($A+1$) в цепочку A соответственно. В отсутствие источников запаздывающих нейтронов в соседних массовых цепочках A и ($A+1$) массовый выход $Y_A(A, Z)$ равен сумме абсолютных независимых выходов всех нуклидов данной изобарной цепочки с массой A , т. е. совпадает с кумулятивным выходом.

Для обеспечения программы расчета накопления в ядерном топливе актиноидов и продуктов деления необходимо знать сечения $(n, f), (n, \gamma), (n, 2n)$ и других реакций; экспериментальные данные по схемам распада долгоживущих радионуклидов и теоретические данные по схемам распада короткоживущих ядер; нейтронно-физические характеристики активной зоны реакторов.

Должны быть заранее определены (или сделаны допущения) списки принимаемых в расчет продуктов деления и актиноидов, цепочки радиоактивных превращений, включая связи между ними за счет реакций (n, γ) ; временные интервалы ΔT , внутри которых плотность потока и спектр нейтронов не меняются и соответственно не меняются групповые сечения реакций $(n, f), (n, \gamma)$ и $(n, 2n)$ для актиноидов и продуктов деления и некоторые другие характеристики. Более подробно сложный механизм накопления актиноидов и продуктов деления в облученном топливе приведен в специальной литературе.

Накопление актиноидов и продуктов деления в топливе ядерных реакторов. Накопление актиноидов. В предположении равномерного по объему (или массе) распределения лежащихся материалов, постоянства во времени одногрупповой плотности потока нейтронов $\bar{\varphi}$ и сечений нейтронных реакций накопление актиноидов описывается системой из p уравнений, в которой i -е уравнение для концентрации i -го ядра $U_i(\tau)$ имеет вид

$$\frac{dU_i(\tau)}{d\tau} = -\lambda_i U_i(\tau) - (\bar{\sigma}_i^c + \bar{\sigma}_i^f) \bar{\varphi} U_i(\tau) + \sum_{j=1}^{i-1} \lambda_{ji} U_j(\tau) + \sum_{j=1}^{i-1} \bar{\sigma}_{ji}^c \bar{\varphi} U_j(\tau) \quad (19.4)$$

с начальными условиями

$$U_i(0) = U_{0i}, \quad (19.5)$$

где индекс i относится к определенному актиноиду, а j — к ядру-предшественнику i -го ядра ($j < i$); $\bar{\varphi}$ — одногрупповая плотность потока нейтронов; λ_i, λ_j — постоянные распада; λ_{ij} — вероятность распада j -го ядра с образованием i -го ядра ($\sum_i \lambda_{ji} = \lambda_j$); $\bar{\sigma}_i^f, \bar{\sigma}_i^c$ и $\bar{\sigma}_i^{n,2n}$ — одногрупповые сечения реакций $(n, f), (n, \gamma), (n, 2n)$ i -го ядра; $\bar{\sigma}_{ji}^c$ — одногрупповые сечения реакций захвата (n, γ) и $(n, 2n)$ на j -м ядре с образованием i -го ядра.

Первые два члена уравнения баланса (19.4) характеризуют убывание ядер актиноидов за счет их радиоактивного распада, захвата и деления, а вторые два члена — накопление за счет предшествующих ядер.

Обозначим

$$\lambda_i + (\bar{\sigma}_i^c + \bar{\sigma}_i^f) \bar{\varphi} = \lambda'_i; \quad \lambda_{ji} + \bar{\sigma}_{ji}^c \bar{\varphi} = \lambda'_{ji}. \quad (19.6)$$

Тогда уравнение (19.4) можно записать в виде

$$\frac{dU_i(\tau)}{d\tau} = -\lambda'_i U_i(\tau) + \sum_{j=1}^i \lambda'_{ji} U_j(\tau). \quad (19.7)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$U_i(\tau) = a_i \exp(-\lambda'_i \tau) + \sum_{j=1}^{i-1} b_{ji} U_j(\tau), \quad (19.8)$$

где неизвестные коэффициенты a_i и b_{ji} подлежат определению. Так как $j < i$, то всего нужно найти $p(p+1)/2$ коэффициентов.

Из начальных условий (19.5) находим p значений коэффициентов a_i :

$$a_i = U_{0i} + \sum_{j=1}^{i-1} b_{ji} U_{0j}. \quad (19.9)$$

Для дальнейшего изложения удобно переписать (19.8) в виде

$$U_j(\tau) = a_j \exp(-\lambda_j' \tau) - \sum_{k=1}^{j-1} b_{kj} U_k(\tau). \quad (19.10)$$

Тогда для определения остальных $\frac{p(p+1)}{2}$ — p коэффициентов после подстановки (19.9) в (19.8) и с учетом (19.10) получим в результате алгебраических преобразований рекуррентные соотношения

$$b_{ji} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\lambda_{ji}'}{\lambda_j' - \lambda_i'}, \quad j = i - 1; \\ \frac{\lambda_{ji}' + \sum_{k=j+1}^{i-1} \lambda_{jk}' b_{ki}}{\lambda_j' - \lambda_i'}, \quad 1 \leq j < i - 1. \end{array} \right. \quad (19.11)$$

С учетом (19.9) и (19.11) для концентрации i -го актиноида получим

$$U_i(\tau) = U_{0i} \exp(-\lambda_i' \tau) + \sum_{j=1}^{i-1} b_{ji} [U_{0j} \exp(-\lambda_j' \tau) - U_j(\tau)]. \quad (19.12)$$

Окончательное решение уравнения (19.4) для $U_i(\tau)$ получим из (19.12) после обратной замены (19.6).

Итак, алгоритм вычислений накопления $U_i(\tau)$ актиноида в ядерном топливе состоит в следующей последовательности действий: 1) для ядра с $i=1$ $U_i(\tau) = U_{0i} \exp(-\lambda_i' \tau)$; 2) i -й нуклид из p рассматриваемых выбирается так, что все $j < i$ были бы рассмотрены ранее (так как $j < i$); 3) для $j = i - 1$ вычисляется коэффициент $b_{i-1,i} = \lambda_{i-1,i}' / (\lambda_{i-1}' - \lambda_i')$; 4) по той же методике вычисляются коэффициенты b_{i-2} и все последующие вплоть до b_{1i} ; 5) по (19.9) вычисляются коэффициенты a_i ; 6) по (19.10) вычисляются $U_i(\tau)$; 7) для $(i+1)$ -го нуклида операции 2—6 повторяются вплоть до $i=p$. В качестве примера в табл. 19.2 приводятся расчетные значения концентрации актиноидов в облученном топливе ВВЭР-1000.

Накопление продуктов деления. Накопление q продуктов деления в топливе, состоящем в общем случае из p

Таблица 19.2. Удельная масса m основных долгоживущих актиноидов в облученном топливе

| Нуклид | $T_{1/2}$, годы | m , г/т | | Нуклид | $T_{1/2}$, годы | m , г/т | |
|-------------------|------------------|--------------|------------|-------------------|------------------|--------------|------------|
| | | $t=0.5$ года | $t=10$ лет | | | $t=0.5$ года | $t=10$ лет |
| ^{235}U | 7,04+8 | 1,23+4 | 1,23+4 | ^{242}Pu | 3,76+5 | 5,82+2 | 5,82+2 |
| ^{236}U | 2,34+7 | 5,73+3 | 5,73+3 | ^{244}Pu | 8,08+7 | 2,84-2 | 2,84-2 |
| ^{238}U | 4,47+9 | 9,29+5 | 9,29+5 | ^{241}Am | 4,32+2 | 3,16-6 | 3,03-6 |
| ^{238}Pu | 8,70+1 | 2,62+2 | 1,22+2 | ^{243}Am | 7,38+3 | 1,20+2 | 1,20+2 |
| ^{239}Pu | 2,41+4 | 5,53+3 | 5,53+3 | ^{242}Cm | 4,42-1 | 6,10+0 | 6,18-4 |
| ^{240}Pu | 6,57+3 | 2,42+3 | 2,42+3 | ^{243}Cm | 2,85+1 | 2,45-1 | 1,94-1 |
| ^{241}Pu | 1,44+1 | 1,47+3 | 9,60+2 | ^{244}Cm | 1,81+1 | 4,57+1 | 3,17+1 |

Примечание. За основу принят ВВЭР-1000 при выгорании 40480 МВт·сут/т, с обогащением ^{235}U 4,4% после кампании $T=3$ года и выдержек 0,5 года и 10 лет.

актиноидов (в основном изотопов урана и плутония) при тех же допущениях о плотности потока нейтронов и сечениях реакций можно описать системой q уравнений, в которой l -е уравнение для концентрации $N_l(\tau)$ -го нуклида имеет вид:

$$\frac{dN_l(\tau)}{d\tau} = -\lambda_l N_l(\tau) - \bar{\sigma}_l^c \bar{\varphi} N_l(\tau) + \sum_{i=1}^p \bar{Y}_{il} \bar{\varphi} U_i(\tau) + \sum_{m=1}^{l-1} \lambda_{ml} N_m(\tau) + \sum_{m=1}^{l-1} \bar{\sigma}_{ml}^c \bar{\varphi} N_m(\tau) \quad (19.13)$$

при начальных условиях

$$N_l(0) = N_{0l}, \quad (19.14)$$

где l — номер продукта деления, изменяется от 1 до q ; m — номер нуклида-предшественника l -го ядра, $m < l$; \bar{Y}_{il} — одногрупповой абсолютный независимый выход l -го нуклида при делении i -го актиноида (19.1). Все другие обозначения те же, что и выше.

Первые два члена уравнения (19.13) характеризуют убывание рассматриваемого i -го ядра за счет радиоактивного распада и радиационного захвата, остальные три — накопление за счет процессов деления актиноидов, распада предшественников и захвата нейтронов предшественниками.

По аналогии с (19.6) введем обозначения:

$$\lambda_l + \bar{\sigma}_l^c \bar{\varphi} = \lambda_l'; \quad \lambda_{ml} + \bar{\sigma}_{ml}^c \bar{\varphi} = \lambda_{ml}'. \quad (19.15)$$

Тогда уравнение баланса (19.13) можно переписать в виде

$$\frac{dN_l(\tau)}{d\tau} = -\lambda_l' N_l(\tau) + \sum_{i=1}^p \bar{Y}_{il} \bar{\varphi} U_i(\tau) + \sum_{m=1}^{l-1} \lambda_{ml}' N_m(\tau). \quad (19.16)$$

Решение этого уравнения будем искать в виде

$$N_l(\tau) = e_l \exp(-\lambda_l' \tau) - \sum_{m=1}^{l-1} d_{ml} N_m(\tau) - \sum_{i=1}^p e_{il} U_i(\tau), \quad (19.17)$$

где коэффициенты e_l , d_{ml} и e_{il} неизвестны и подлежат определению. Из начальных условий (19.14) находим коэффициенты

$$e_l = N_{0l} + \sum_{m=1}^{l-1} d_{ml} N_{0m} + \sum_{i=1}^p e_{il} U_{0i}. \quad (19.18)$$

Записав по аналогии с (19.10) выражение для $N_m(\tau)$, подставив его вместе с (19.17) в (19.16) и проведя алгебраические преобразования, получим рекуррентные соотношения для коэффициентов d_{ml} и e_{il} в виде

$$d_{ml} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\lambda_{ml}'}{\lambda_m' - \lambda_l'}, \quad m = l-1; \\ \frac{\lambda_{ml}' + \sum_{n=m+1}^{l-1} \lambda_{nm}' d_{nl}}{\lambda_m' - \lambda_l'}, \quad 1 \leq m < l-1; \end{array} \right\} \quad (19.19)$$

$$e_{il} = \left\{ \begin{array}{l} \frac{\left(\bar{Y}_{il} + \sum_{m=1}^{l-1} \bar{Y}_{im} d_{ml} \right) \bar{\sigma}_i^j \bar{\varphi}}{\lambda_i' - \lambda_l'}, \quad i = p; \\ \frac{\left(\bar{Y}_{il} + \sum_{m=1}^{l-1} \bar{Y}_{im} d_{ml} \right) \bar{\sigma}_i^j \bar{\varphi} + \sum_{j=i+1}^p \lambda_{ij} e_{jl}}{\lambda_i' - \lambda_l'}, \quad i < p. \end{array} \right\} \quad (19.20)$$

Таким образом, для концентрации l -го нуклида $N_l(\tau)$ в любой момент времени τ с учетом начальных условий (19.5) и (19.14), а также рекуррентных соотношений (19.18) — (19.20) можно записать:

$$N_l(\tau) = N_{0l} \exp(-\lambda_l' \tau) + \sum_{m=1}^{l-1} d_{ml} [N_{0m} \exp(-\lambda_l' \tau) - N_m(\tau)] + \sum_{i=1}^p e_{il} [U_{0i} \exp(-\lambda_l' \tau) - U_i(\tau)]. \quad (19.21)$$

Окончательное решение уравнения (19.13) получается из (19.21) после замены λ' в соответствии с (19.15).

Так как решение (19.21) включает в себя зависящие от времени концентрации актиноидов $U_i(\tau)$, то алгоритм вычисления

концентраций продуктов деления $N_l(\tau)$ имеет следующий вид: выполняются ранее описанные пп. 1—6 для актиноидов; 7) вычисляется концентрация первого продукта деления $l=1$;

$$N_1(\tau) = N_{01} \exp(-\lambda_1' \tau) + \sum_{i=1}^p e_{i1} [U_{0i} \exp(-\lambda_1' \tau) - U_i(\tau)];$$

8) выбирается l -й нуклид из q рассматриваемых так, чтобы все предшественники ($m < l$) были уже рассчитаны; 9) для $m = l-1$ вычисляется коэффициент $d_{l-1, l}$; 10) вычисляются коэффициенты d_{ml} и т. д. вплоть до d_{1l} ; 11) для $i=p$ вычисляется коэффициент

$$e_{pl} = \frac{\left(\bar{Y}_{pl} + \sum_{m=1}^{l-1} \bar{Y}_{lm} d_{ml} \right) \bar{\sigma}_p^j \bar{\varphi}}{\lambda_p' - \lambda_l'};$$

12) вычисляются коэффициенты e_{il} и т. д. вплоть до e_{1l} ; 13) вычисляется коэффициент e_l ; 14) вычисляется концентрация ядер $N_l(\tau)$; 15) для $(l+1)$ -го нуклида п. 8—14 повторяются, и так для всех q продуктов деления.

Особенность этих алгоритмов состоит в том, что при описании накопления собственно продуктов деления учитываются не только естественный радиоактивный распад и радиационный захват нейтронов, но и образование их в результате одновременного деления первичного и вторичного топлива с учетом изменения в период облучения концентраций актиноидов.

Очевидно, что в работающем реакторе вклад в концентрацию любого l -го продукта деления вносят прямо или косвенно все $l-1$ предшественники, так как практически в каждой избранной цепочке имеются нуклиды с сечением реакции (n, γ) , не равным нулю. Однако α -распад при описании накопления актиноидов и продуктов деления в данном алгоритме учитывается только при описании убыли рассматриваемого нуклида, а прибылью за счет α -распада окружающих ядер в данное ядро пренебрегается. Исключением являются (в силу практической важности) α -распад $^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{232}\text{U}$ и $^{242}\text{Cm} \rightarrow ^{238}\text{Pu}$, периоды полураспада которых сравнимы с характерными временами пребывания топлива в реакторах. Кроме того, не учитывается вклад в концентрацию рассматриваемого нуклида новых ядер, образованных за счет малозначимых реакций (n, α) , $(n, 3n)$, (γ, n) из-за отсутствия сведений и малой вероятности этих каналов.

Рассмотрим применимость данного алгоритма к описанию накопления актиноидов и продуктов деления в реальных ядерных реакторах. На практике режим работы реактора принято описывать гистограммой тепловой мощности, выделяемой в течение полного времени нахождения (кампании) топлива в активной зоне (рис. 19.2,а).

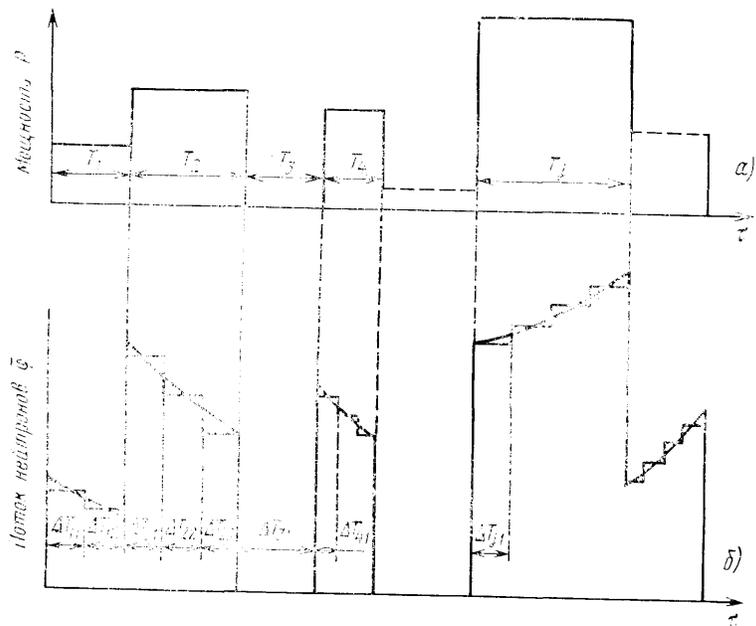


Рис. 19.2. Изменение во времени тепловой мощности (а) и одногрупповой плотности потока нейтронов (б)

По определению, удельная тепловая мощность $P(\tau)$, Вт/г (МВт/т), в любой момент времени τ внутри кампании имеет вид

$$P(\tau) = \sum_{i=1}^p U_i(\tau) \bar{\sigma}_i^f \bar{\varphi}(\tau) E_i^f, \quad (19.22)$$

где U — число ядер в 1 г; E_i^f — энергия, выделяемая в одном акте деления i -го актиноида, приближенное значение $E_i^f \approx 200 \text{ МэВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/МэВ} \approx 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \approx 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{с}$, остальные обозначения описаны выше.

Очевидно, что по ходу кампании нуклидный состав топлива непрерывно меняется за счет выгорания первичного топлива ^{235}U , образования и деления вторичного ^{239}Pu , ^{241}Pu , а также накопления и распада продуктов деления. Это обстоятельство приводит к тому, что образовавшиеся трансураниевые элементы (в большей степени) и некоторые продукты деления типа ^{135}Xe , ^{152}Eu и т. п. (в меньшей степени) из-за своих поглощающих свойств трансформируют спектр нейтронов, в результате чего он становится зависящим от длительности облучения. В свою очередь, это обуславливает зависимость от длительности облу-

чения всех одногрупповых констант, определяющих накопление нуклидов.

Однако изменение во времени формы спектра нейтронов и как следствие — сечений нейтронных реакций в течение любого интервала постоянства мощности T_j происходит с заметно меньшей скоростью, чем изменение концентраций актиноидов. Отсюда следует, что постоянство мощности на любом интервале гистограммы можно обеспечить посредством непрерывного изменения абсолютного значения одногрупповой плотности потока нейтронов на этом интервале (рис. 19.1, б). На практике изменение $\bar{\varphi}(\tau)$ в течение интервала T_j и всей кампании обеспечивается системой управления и защиты реактора (СУЗ) путем изменения глубины погружения в активную зону регулирующих и поглощающих стержней.

В частности, в начальный период работы реактора [т. е. в течение интервала $T_1 \leq 30$ сут (рис. 19.2, б)] функция $\bar{\varphi}_1(\tau)$ должна быть убывающей из-за быстрого накопления вторичного топлива и различия в численных значениях величин E_i^f [$E_i^f(^{239}\text{Pu}) > E_i^f(^{235}\text{U})$]. На следующем интервале постоянства мощности T_2 , сравнимого по величине с T_1 , характер поведения функции $\bar{\varphi}_2(\tau)$ будет тот же, хотя абсолютное значение $\bar{\varphi}_2(\tau)$, естественно, больше $\bar{\varphi}_1(\tau)$ с ростом общей длительности облучения топлива, начиная с какого-то интервала T_j характер поведения функции $\bar{\varphi}_j(\tau)$ изменяется на обратный по сравнению с $\bar{\varphi}_1(\tau)$, что можно объяснить выгоранием топлива за все предшествующее интервалу T_j время облучения.

Поскольку изложенный выше алгоритм описания накопления актиноидов и продуктов деления предполагает постоянство одногрупповой плотности потока нейтронов в течение расматриваемого промежутка времени, необходимо плавные зависимости $\bar{\varphi}_j(\tau)$ на всех интервалах постоянства мощности заменить на ступенчатые (рис. 19.2, б). Строго говоря, остальные одногрупповые константы [$\bar{\sigma}_i^f$, $\bar{\sigma}(n, \gamma)$ и т. п.] также должны быть подвергнуты аналогичной процедуре, даже если некоторые из них слабо меняются на всем интервале T_j . Очевидно, что степень близости соответствующих плавных и ступенчатых зависимостей будет определять достоверность расчета концентраций актиноидов и продуктов деления. Естественно, что различие на каждом интервале T_j между задаваемой мощностью (рис. 19.1, а) и воспроизводимым расчетным значением мощности, получаемым по (19.21), тем меньше, чем ближе ступенчатая и плавная зависимости $\bar{\varphi}(\tau)$ между собой.

В зависимости от конкретной гистограммы мощности переменная τ имеет различный смысл. Последовательное применение алгоритма с целью его реализации на ЭВМ применительно,

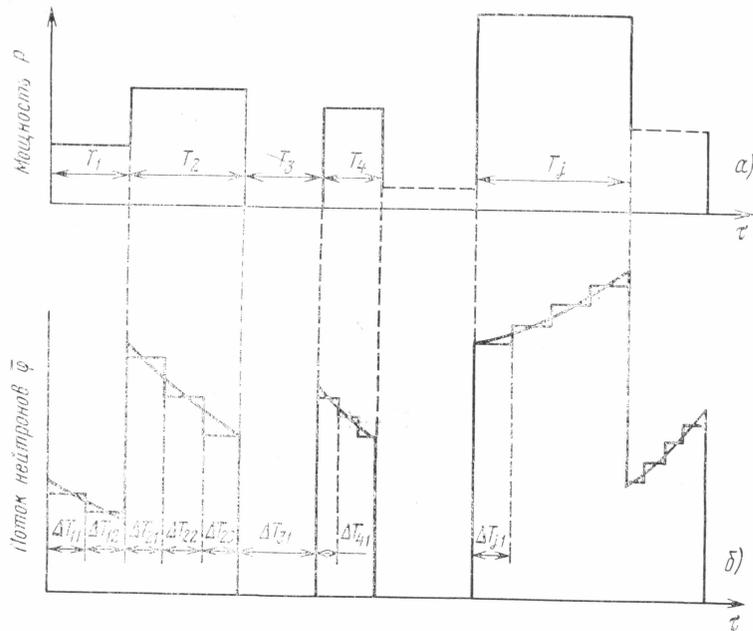


Рис. 19.2. Изменение во времени тепловой мощности (а) и одногрупповой плотности потока нейтронов (б)

По определению, удельная тепловая мощность $P(\tau)$, Вт/г (МВт/г), в любой момент времени τ внутри кампании имеет вид

$$P(\tau) = \sum_{i=1}^p U_i(\tau) \bar{\sigma}_i^f \bar{\varphi}(\tau) E_i^f, \quad (19.22)$$

где U — число ядер в 1 г; E_i^f — энергия, выделяемая в одном акте деления i -го актиноида, приближенное значение $E_i^f \approx \approx 200 \text{ МэВ} \cdot 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ Дж/МэВ} \approx 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ Дж} \approx 3,2 \cdot 10^{-11} \text{ Вт} \cdot \text{с}$, остальные обозначения описаны выше.

Очевидно, что по ходу кампании нуклидный состав топлива непрерывно меняется за счет выгорания первичного топлива ^{235}U , образования и деления вторичного ^{239}Pu , ^{241}Pu , а также накопления и распада продуктов деления. Это обстоятельство приводит к тому, что образовавшиеся трансурановые элементы (в большей степени) и некоторые продукты деления типа ^{135}Xe , ^{152}Eu и т. п. (в меньшей степени) из-за своих поглощающих свойств трансформируют спектр нейтронов, в результате чего он становится зависящим от длительности облучения. В свою очередь, это обуславливает зависимость от длительности облу-

чения всех одногрупповых констант, определяющих накопление нуклидов.

Однако изменение во времени формы спектра нейтронов и как следствие — сечений нейтронных реакций в течение любого интервала постоянства мощности T_j происходит с заметно меньшей скоростью, чем изменение концентраций актиноидов. Отсюда следует, что постоянство мощности на любом интервале гистограммы можно обеспечить посредством непрерывного изменения абсолютного значения одногрупповой плотности потока нейтронов на этом интервале (рис. 19.1,б). На практике изменение $\bar{\varphi}(\tau)$ в течение интервала T_j и всей кампании обеспечивается системой управления и защиты реактора (СУЗ) путем изменения глубины погружения в активную зону регулирующих и поглощающих стержней.

В частности, в начальный период работы реактора [т. е. в течение интервала $T_1 \leq 30$ сут (рис. 19.2,б)] функция $\bar{\varphi}_1(\tau)$ должна быть убывающей из-за быстрого накопления вторичного топлива и различия в численных значениях величин E_i^f [$E_i^f(^{239}\text{Pu}) > E_i^f(^{235}\text{U})$]. На следующем интервале постоянства мощности T_2 , сравнимого по величине с T_1 , характер поведения функции $\bar{\varphi}_2(\tau)$ будет тот же, хотя абсолютное значение $\bar{\varphi}_2(\tau)$, естественно, больше $\bar{\varphi}_1(\tau)$ с ростом общей длительности облучения топлива, начиная с какого-то интервала T_j характер поведения функции $\bar{\varphi}_j(\tau)$ изменяется на обратный по сравнению с $\bar{\varphi}_1(\tau)$, что можно объяснить выгоранием топлива за все предшествующее интервалу T_j время облучения.

Поскольку изложенный выше алгоритм описания накопления актиноидов и продуктов деления предполагает постоянство одногрупповой плотности потока нейтронов в течение рассматриваемого промежутка времени, необходимо плавные зависимости $\bar{\varphi}_j(\tau)$ на всех интервалах постоянства мощности заменить на ступенчатые (рис. 19.2,б). Строго говоря, остальные одногрупповые константы [$\bar{\sigma}_i^f$, $\bar{\sigma}(n, \gamma)$ и т. п.] также должны быть подвергнуты аналогичной процедуре, даже если некоторые из них слабо меняются на всем интервале T_j . Очевидно, что степень близости соответствующих плавных и ступенчатых зависимостей будет определять достоверность расчета концентраций актиноидов и продуктов деления. Естественно, что различие на каждом интервале T_j между задаваемой мощностью (рис. 19.1,а) и воспроизводимым расчетным значением мощности, получаемым по (19.21), тем меньше, чем ближе ступенчатая и плавная зависимости $\bar{\varphi}(\tau)$ между собой.

В зависимости от конкретной гистограммы мощности переменная τ имеет различный смысл. Последовательное применение алгоритма с целью его реализации на ЭВМ применительно,

например, к гистограмме мощности (рис. 19.2,а) означает следующую трактовку времени τ в системах (19.4) и (19.13) и в их решениях (19.8) и (19.17). Будем считать, что ниже первый индекс относится к интервалу постоянства мощности, а второй — постоянства одногрупповой плотности потока нейтронов.

1. $\tau = \Delta T_{11}$ — длительность 1-го участка постоянства плотности потока нейтронов на 1-м интервале постоянства мощности; здесь $\bar{\varphi}_{11}(\tau) \neq 0$; начальные концентрации актиноидов U_{0i} в смысле (19.5) представляют собой стартовый состав топлива и не все отличны от нуля; начальные концентрации продуктов деления N_{0l} (19.14) все равны нулю.

2. $\tau = \Delta T_{12}$ — длительность 2-го участка постоянства плотности потока на 1-м интервале постоянства мощности; здесь $\bar{\varphi}_{12}(\tau) \neq 0$ и $\bar{\varphi}_{12}(\tau) < \bar{\varphi}_{11}(\tau)$; начальные концентрации $U_{0i} = U_i(\Delta T_{11})$, $N_{0l} = N_l(\Delta T_{11})$ в принципе все отличны от нуля.

3. $\tau = \Delta T_{2s}$, $s = 1, 2, 3$ — длительность 1, 2, 3-го участков постоянства плотности потока нейтронов на 2-м интервале постоянства мощности; здесь все $\varphi_{2s}(\tau) \neq 0$; начальные концентрации $U_{0i} = U_i(\Delta T_{12})$ для $s = 1$, $U_i(\Delta T_{21})$ для $s = 2$ и т. д. $N_{0l} = N_l(\Delta T_{12})$ для $s = 1$, $N_l(\Delta T_{21})$ для $s = 2$ и т. д.

4. $\tau = T_3$ — время выдержки в реакторе после непрерывного предшествующего облучения на разных уровнях мощности в течение времени $T_1 + T_2$; мощность равна нулю; плотность потока нейтронов равна нулю; начальные концентрации U_{0i} и N_{0l} в принципе все равны нулю и определяются значениями на момент времени ΔT_{23} .

5. $\tau = \Delta T_{41}$ — длительность 1-го участка постоянства плотности потока нейтронов на 4-м интервале постоянства мощности; здесь $\bar{\varphi}_{41}(\tau) \neq 0$; начальные концентрации U_{0i} и N_{0l} в принципе не все отличны от нуля, так как в зависимости от длительности предшествующей выдержки T_3 некоторые короткоживущие нуклиды могут исчезнуть за счет распада.

6. Далее для участков ΔT_{4s} и интервалов T_j ($j > 4$) толкование τ , $\bar{\varphi}(\tau)$, $U_{0i}(\tau)$, $N_{0l}(\tau)$ аналогично описанному выше.

7. Самый последний интервал гистограммы мощности после предшествующего не нулевого значения мощности следует понимать как время выдержки после предшествующей кампании, что на практике означает окончательную выгрузку топлива из активной зоны; $\bar{\varphi}(\tau) = 0$; начальные концентрации U_{0i} и N_{0l} в принципе все не равны нулю и определяются значениями на самом последнем участке постоянства плотности потока нейтронов последнего интервала постоянства мощности.

В реальных различных по конструкции ядерных реакторах тепловыделяющие сборки находятся в различных условиях облучения в смысле постоянства или непостоянства снимаемой тепловой мощности в течение времени облучения.

В частности, в реакторах типа ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 мощность, снимаемая с отдельной сборки, постоянна в течение интервалов T_j , и по этой причине все вышеописанное относится именно к этому типу реакторов. В реакторах типа РБМК-1000 каждая сборка находится в таких условиях облучения, что мощность ее неизменно падает с течением времени облучения. Поэтому данный алгоритм можно применять к описанию накопления актиноидов и продуктов деления после предварительного представления плавной зависимости спада мощности в виде ступенчатой зависимости с выделением интервалов постоянства мощности и далее для каждого такого интервала действовать так, как описано выше.

§ 19.3. Радиационные характеристики смеси продуктов деления и актиноидов

Перечисленные ниже интегральные радиационные характеристики необходимы прежде всего для расчета защиты от γ -излучения на заводах по регенерации ядерного топлива, чему и посвящена настоящая глава.

В этом случае радиационные характеристики сложным образом зависят от многих параметров — они очевидны из предыдущего параграфа. Такие характеристики, как активность, керма-эквивалент и другие можно относить и к единице массы облученного топлива, и (при определенных условиях) к удельной тепловой мощности реактора. Здесь они отнесены к единичной массе — к 1 кг. Зная удельную тепловую мощность реактора N_T , кВт(тепл.)/кг, можно сделать перерасчет в другие единицы. Например, нормализованная активность \mathcal{A}_N , Бк/кВт(тепл.), связана с удельной активностью \mathcal{A}_m , Бк/кг, соотношением

$$\mathcal{A}_N \simeq \mathcal{A}_m / N_T, \quad (19.23)$$

где N_T — тепловая мощность реактора, кВт/кг. Конечно такой переход возможен лишь для определенных условий: одинаковых T и спектра нейтронов в реакторе, идентичного типа реактора. Значения T , t и некоторых других данных серийных отечественных реакторов приведены в табл. 19.1.

В приведенных ниже формулах символы и индексы означают: i — данный нуклид; j — линия спектра (перехода в схеме распада); r — вид излучения; $N_i(T, t)$ — концентрация i -го нуклида в топливе, атом/кг; λ_i — постоянная радиоактивного распада, с⁻¹; E_{ij}^r — энергия излучения, МэВ/част.(фотон); коэффициент $1,602 \cdot 10^{-13}$ — энергетический эквивалент, Дж/МэВ.

Формулы большинства интегральных радиационных характеристик являются общими как для продуктов деления, так и для актиноидов.

1) Удельная активность \mathcal{A}_m , Бк/кг, облученного топлива

$$\mathcal{A}_m(T, t) = \sum_i N_i(T, t) \lambda_i. \quad (19.24)$$

2) Удельный керма-эквивалент K_{em} , (Гр·м²/с)/кг,

$$K_{em} = \sum_i \mathcal{A}_{mi} \Gamma_{\delta i} = \frac{\sum_i \sum_j \mathcal{A}_{mi} n_{ij} E_{ij} 1,602 \cdot 10^{-13} \mu_{tr,m}(E_{ij})}{4\pi\omega}, \quad (19.25)$$

где \mathcal{A}_{mi} — удельная активность i -го нуклида, Бк/кг; $\bar{n}_{ij} E_{ij}$ — квантовый выход j -й энергии i -го нуклида, МэВ/расп.; $\mu_{tr,m}(E_{ij})$ — массовый коэффициент передачи энергии фотонов в воздухе, м²/кг; ω — энергетический эквивалент грэя, Дж/(кг·Гр); $\Gamma_{\delta i}$ — керма-постоянная нуклида в воздухе, Гр·м²/(с·Бк).

3) Удельная мощность источника S'_m , част. (фотон)/с·кг,

$$S'_m = \sum_i \sum_j \mathcal{A}_{mi} n_{ij}^r, \quad (19.26)$$

где r — вид излучения.

4) Эффективный спектр γ -излучения смеси продуктов деления $E_{\gamma,l}(T, t)$, МэВ/фотон, и процентный вклад $n_l(T, t, E_l)$, %,

$$E_{\gamma,l}(T, t) = \frac{\left[\sum_i \sum_j \mathcal{A}_{mi}(T, t) n_{ij} E_{ij} \right]_l}{\left[\sum_i \sum_j \mathcal{A}_{mi}(T, t) n_{ij} \right]_l}; \quad (19.27)$$

$$n_l(T, t, E_l) = \frac{\left[\sum_i \sum_j \mathcal{A}_{mi}(T, t) n_{ij} \right]_l}{\left[\sum_i \sum_j \sum_f \mathcal{A}_{mi}(T, t) n_{ij} \right]_l} \times 100\%, \quad (19.28)$$

где l — номер энергетического интервала, на которые разбивается весь практически непрерывный спектр фотонного излучения смеси продуктов деления.

5) Удельная мощность источника по нейтронам спонтанного деления актиноидов $S_m^F(T, t)$, (нейтр./с)/кг,

$$S_m^F(T, t) = \sum_i N_i(T, t) \lambda_i p_i^F \bar{\nu}_i^F, \quad (19.29)$$

где p_i^F — вероятность спонтанного деления; $\bar{\nu}_i^F$ — среднее число мгновенных нейтронов на 1 акт деления.

6) Удельная мощность источника по нейтронам за счет (α, n) -реакции в UO_2 , $S_m^\alpha(T, t)$, (нейтр./с)/кг,

$$S_m^\alpha(T, t) = \sum_i \sum_j N_i(T, t) \lambda_i n_{ij}^\alpha (E_{ij}^\alpha), \quad (19.30)$$

где n_{ij}^α — вероятность j -го перехода в i -м нуклиде; $p(E_{ij}^\alpha)$ — вероятность эмиссии нейтронов в результате (α, n) -реакции в топливе для α -частиц с энергией E_{ij}^α с поправкой на то, что при испускании α -частицы i -м нуклидом с массовым числом A_i энергия j -го α -перехода Q_{ij}^α распределяется между α -частицей и ядром отдачи соответственно как $Q_{ij}^\alpha (A_i - 4)/A_i$ и $Q_{ij}^\alpha/4A_i$.

7) Удельная мощность источника по запаздывающим нейтронам короткоживущих продуктов деления (имеет значение в работающем реакторе и в первые минуты после остановки реактора) $S_m^n(T, t)$, (нейтр./с)/кг,

$$S_m^n(T, t) = \sum_i N_i(T, t) \lambda_i p_i^n, \quad (19.31)$$

где p_i^n — вероятность эмиссии запаздывающих нейтронов в i -м нуклиде.

Численные значения радиационных характеристик приведены в справочной литературе.

§ 19.4. Требования к проектированию защиты от γ -излучения смеси продуктов деления

Элементы проектирования защиты на заводах РТ. Как отмечалось выше, в исходном облученном топливе, поступающем на завод РТ, содержится смесь актиноидов и продуктов деления. Однако вклад в дозу от γ -излучения смеси актиноидов, по сравнению со смесью продуктов деления, пренебрежимо мал: для выдержки более 30 сут он составляет менее 0,1%.

Кроме того, после первой стадии (растворения сердечника) в последующем процессе идет раздельная переработка продуктов деления и актиноидов. Таким образом, по всей технологической линии завода РТ, кроме конечной (химико-металлургической), расчет защиты осуществляется по γ -излучению смеси продуктов деления. На заключительной стадии — изготовлении твэлов из облученного топлива — поле γ -излучения определяется актиноидами и оставшимися примесями продуктов деления, вследствие радиоактивных превращений оно изменяется (и может увеличиваться) во времени.

Элементами проектирования защиты от γ -излучения смеси продуктов деления являются: 1) предельно допустимые уровни излучения для данной категории лиц в зависимости от продол-

жительности работы (табл. 4.2, т. 1); 2) радиационные характеристики источников излучения — удельные, объемные или полные активности, гамма- или керма-эквиваленты; керма- или гамма-постоянные; эффективный спектр γ -излучения; 3) размер и геометрические формы источников, их компоновка относительно друг друга в данной зоне обслуживания, химический состав и плотность источников, распределение активности по источнику, толщина стенок, экранирующих источник и (или) охлаждающих рубашек, адсорбции активности на них; 4) материал защитных экранов, конструктивные исполнения защиты и оптимальное размещение источников, необходимость облицовки защиты; 5) выбор оптимального метода расчета защиты.

Особенности проектирования защиты. Первая характерная особенность проектирования защиты при переработке облученного топлива состоит в дистанционной и телевизионной технике управления процессом, когда человек практически не контактирует непосредственно с источниками излучений. В этих условиях основная задача защиты персонала сводится к разумной организации ремонтных работ и профилактических осмотров с одновременным проведением дезактивационных и других работ.

Вторая особенность — как правило, большие размеры источников: объем радиохимических реакторов, монжюсов, отстойников может достигать многих кубометров, а при длительном хранении растворов — десятков и даже сотен кубометров.

Особо следует подчеркнуть, что более 9/10 источников имеют цилиндрическую или линейную (трубы с радиоактивными растворами или газами) форму. Это позволяет использовать стандартные методы расчета защиты, приведенные в гл. 10 (см. т. 1).

Для источников больших размеров необходимо учитывать самопоглощение фотонов материалом источника и, следовательно, нужно знать химический состав и физические характеристики (прежде всего плотность) растворов. Большие размеры источников и протяженные коммуникации обуславливают выбор бетона как основного наиболее экономичного и удобного материала защиты на заводах по переработке делящихся материалов, хотя в отдельных случаях используются и другие материалы (чугун, свинцовое стекло, вода и др.). Обычно бетонную защиту — каньоны — изнутри облицовывают нержавеющей сталью или другими материалами.

Третья особенность — разнообразие радиационных характеристик источников. Можно сказать, что только эффективная энергия γ -излучения изменяется незначительно и мало зависит от конкретной смеси продуктов деления. Но такие характеристики, как долевой вклад эффективных энергий, удельная и полная активности или гамма-эквивалент, коэффициент очистки и

другие параметры, изменяются по всему процессу очень значительно.

Четвертая особенность — возможность самопроизвольной цепной реакции (СЦР). При переработке обогащенных твэлов в определенных стадиях технологического процесса концентрация в растворах делящихся материалов (^{235}U , ^{239}Pu и др.) или их суммарное количество в форме металлических изделий могут быть таковы, что не исключены СЦР. Необходимо также удалять продукты радиолиза воды и исключать условия хранения высокоактивных растворов, при которых возможна экзотермическая реакция.

Трехзональная планировка помещений с наличием саншлюзов и санпропускников является также особенностью проектирования защиты на заводах по переработке облученных изделий.

В зоне I размещено оборудование и коммуникации с основными источниками излучений. Сюда относятся боксы, камеры, каньоны, коридоры (галереи) с высокоактивными коммуникациями. К зоне II отнесены ремонтно-транспортные коридоры (ремонтные зоны и монтажные залы), помещения для загрузки и выгрузки активных материалов и проведения других работ, связанных с вскрытием технологического оборудования и удалением радиоактивных загрязнений. К зоне III отнесены операторские пульты (или щиты) управления, санпропускники и другие помещения, связанные с постоянным пребыванием персонала. В этих помещениях непосредственно с источниками ионизирующих излучений не работают. Уровни внешнего облучения и другие факторы радиационной обстановки улучшаются от I («грязной») к III («чистой») зон. Чтобы исключить возможность выноса загрязнений из одной зоны в другую, между зонами II и III оборудуются саншлюзы, где хранят дополнительные средства индивидуальной защиты, обмывают пневмокостюмы, чистят или сменяют обувь, а в случае необходимости — принимают душ.

Исходные данные для проектирования защиты. Как уже отмечалось выше, в отечественной практике проектирования заводов РТ, перерабатывающих твэлы легководных реакторов, принята продолжительность кампании $T=3$ года и выдержки $t=3$ года. Приведенные в § 19.2 и 19.3 методы расчета накопления продуктов деления и актиноидов, а также их радиационных характеристик дают возможность получить их численные значения для начальной стадии переработки. Для последующего процесса их необходимо рассчитывать непосредственно в источниках (емкостях) в соответствии с технологическим регламентом. В качестве примера в табл. 19.3 проведены некоторые радиационные характеристики твэлов серийных отечественных реакторов. Для сравнения приведены те же данные

Таблица 19.3. Удельные активности \mathcal{A}_m , Бк/кг; керма-эквиваленты K_{em} , (нГр·м²/с)/кг; средняя энергия фотонов E_γ , кэВ/фотон, смеси продуктов деления (ПД)+ актиноидов (Ак) и только продуктов деления облученного топлива основных реакторов (приблизительно) для различных кампаний T и выдержки t

| Тип реактора | ПД, Ак | $T=3$ года, $t=0$ | | | $T=3$ года, $t=3$ года | | |
|--------------|--------|-------------------|----------|------------|------------------------|----------|------------|
| | | \mathcal{A}_m | K_{em} | E_γ | \mathcal{A}_m | K_{em} | E_γ |
| ВВЭР-440 | ПД+Ак | 6,6±15 | 1,3±8 | 754 | 3,0±13 | 2,0±5 | 608 |
| | ПД | 5,3±15 | 1,3±8 | 871 | 2,6±13 | 2,0±5 | 639 |
| ВВЭР-1000 | ПД+Ак | 9,6±15 | 1,9±8 | 756 | 4,1±13 | 3,0±5 | 613 |
| | ПД | 7,8±15 | 1,8±8 | 871 | 3,6±13 | 3,0±5 | 614 |
| РБМК-1000 | ПД+Ак | 3,6±15 | 6,6±7 | 719 | 2,3±13 | 1,7±5 | 616 |
| | ПД | 2,8±15 | 6,2±7 | 857 | 2,0±13 | 1,7±5 | 617 |

Примечание. 1) K_{em} , (нГр·м²/с), кг, соответствует приблизительно $0,5 \cdot H_{em}$, где H_{em} — удельный гамма-эквивалент, выраженный в мг-экв Ra/кг. Например: $1,3 \cdot 10^4$ (нГр·м²/с)/кг $\approx 6,5 \cdot 10^7$ мг-экв Ra/кг.

в работающем реакторе (выдержка $t=0$). Из этой таблицы видно, что для $t=3$ года керма-эквиваленты, а также средние энергии смеси ПД+Ак и ПД полностью совпадают, хотя удельные активности несколько различаются. Средние энергии фотонов E_γ для $t=0$ больше, чем для $t=3$ года, поскольку высокие энергии фотонов характерны для некоторых короткоживущих ПД (изотопы Вг, Кг и т. д.).

Используя (19.23) и удельную мощность реакторов N_T (см. табл. 19.1), можно увидеть, что нормализованная удельная активность, а также керма-эквивалент реакторов одного типа ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 практически совпадают и равняются (для $t=3$ года) соответственно $\mathcal{A}_m \approx 9 \cdot 10^{12}$ Бк/кВт (тепл.), $K_{em} \approx 6 \cdot 10^4$ (нГр·м²/с)/кг. В простейшем случае [постоянство плотности потока нейтронов во времени, игнорирование вклада (n, γ) - и $(n, 2n)$ -реакций, линейность цепочки] удельную активность \mathcal{A}_X , нормализованную на единичную тепловую мощность реактора, можно оценить по следующему простому соотношению, Бк/кВт(т.):

$$\mathcal{A}_X(T, t) = 3,1 \cdot 10^{13} Y_A \cdot 10^{-2} [1 - \exp(-\lambda T)] \exp(-\lambda t), \quad (19.32)$$

где $3,1 \cdot 10^{13}$ — число делящихся ядер, (с·кВт)⁻¹; Y_A — массовый выход при делении, % [см. (19.1)]; 10^{-2} — множитель, учитывающий переход от процентов к абсолютной доле; T и t — продолжительность кампании и выдержки.

Важнейшей характеристикой перерабатываемых твэлов является спектр γ -излучения. Диапазон энергии фотонов продуктов деления простирается от нескольких килоэлектрон-вольт до 6 МэВ. Но высокие энергии характерны лишь для короткожи-

Таблица 19.4. Энергетические интервалы спектра γ -излучения смеси продуктов деления и актиноидов

| Номер интервала энергии | Энергия, МэВ | Номер интервала энергии | Энергия, МэВ |
|-------------------------|--------------|-------------------------|--------------|
| 1 | 0,01—0,03 | 5 | 1,21—1,8 |
| 2 | 0,031—0,3 | 6 | 1,81—2,4 |
| 3 | 0,31—0,6 | 7 | >2,4 |
| 4 | 0,61—1,2 | | |

вущих нуклидов, например для ⁸⁶Bg ($T_{1/2} = 56$ с), ⁸⁷Bg (55,7 с), ⁸⁶Kg (3,18 мин), ⁸⁹Rb (15,4 мин) и т. д. Для обычных диапазонов выдержки спектр фотонов практически ограничивается энергией около 2,4 МэВ. В практике расчета защиты и тепло-выделения весь спектр ПД разбивают на 7 энергетических интервалов (табл. 19.4). Энергетические интервалы выбраны так, чтобы внутри них коэффициенты ослабления в материалах защиты практически не изменялись. По (19.27), (19.28) рассчитываются эффективные энергии и их процентный вклад в общий спектр.

В качестве примера в табл. 19.5 приводится расчетный спектр γ -излучения для ВВЭР-440 и ВВЭР-1000 и t , равному 0 и 3 года. Из рассмотрения этой таблицы можно сделать следующие выводы: 1) $E_{\text{эф}}$ и n для двух типов реакторов и фиксированной выдержки t практически совпадают; 2) при $t=0$ вклад больших энергий преобладает по сравнению с вкладом

Таблица 19.5. Эффективный спектр γ -излучения смеси продуктов деления + актиноидов облученных твэлов с ВВЭР-440, ВВЭР-1000

| Номер интервала энергии | Кампания $T = 3$ года, выдержка $t = 0$ | | | | Кампания $T = 3$ года, выдержка $t = 3$ года | | | |
|-------------------------|---|-----------|----------|-----------|--|-----------|----------|-----------|
| | $E_{\text{эф}}$, кэВ | | n , % | | $E_{\text{эф}}$, кэВ | | n , % | |
| | ВВЭР-440 | ВВЭР-1000 | ВВЭР-440 | ВВЭР-1000 | ВВЭР-440 | ВВЭР-1000 | ВВЭР-440 | ВВЭР-1000 |
| 1 | 23 | 23 | 3,9 | 4,0 | 27 | 27 | 0,3 | 0,3 |
| 2 | 139 | 139 | 35,2 | 35,0 | 79 | 79 | 13,0 | 12,5 |
| 3 | 454 | 454 | 19,0 | 19,1 | 532 | 533 | 10,3 | 10,4 |
| 4 | 834 | 834 | 27,0 | 27,1 | 689 | 691 | 74,4 | 74,5 |
| 5 | 1450 | 1450 | 9,5 | 9,5 | 1338 | 1337 | 1,9 | 2,0 |
| 6 | 2099 | 2099 | 3,0 | 3,0 | 2184 | 2184 | 0,2 | 0,2 |
| 7 | 3128 | 3126 | 2,4 | 2,3 | 2726 | 2726 | 0,004 | 0,004 |

чета защиты, но и точность исходных данных. А их определение нередко связано с большими трудностями. Сюда относятся прежде всего обилие и разнообразие источников, их геометрической формы, изотопного состава (следовательно, и спектра), распределения активности по объему источника, влияние на выход излучения многократного рассеяния, адсорбции активности на внутренних стенках аппаратуры, обратного рассеяния фотонов, загрязненности оборудования и помещений радиоактивными веществами и т. д.

Имеется потенциальная вероятность и внутреннего облучения за счет вдыхания или заглатывания радиоактивных веществ. Только в этом сложном контексте следует рассматривать требования к точности инженерных методов расчета защиты. Приведенные здесь методы широко апробированы при проектировании защиты от γ -излучения смеси продуктов деления при переработке урановых блочков, облученных в промышленных реакторах с целью получения ^{239}Pu . Они опубликованы в справочной литературе.

При разработке этих методов использованы точные решения функций выхода и ослабления излучения из протяженных источников и с помощью ЭВМ доведенных до табличных значений (вывод этих функций приведен в гл. 9, т. 1).

Они основаны на следующих допущениях: 1) достаточность использования трех эффективных энергий $E_1=2,25$ МэВ, $E_2=1,56$ МэВ и $E_3=0,76$ МэВ из семи интервалов, приведенных в табл. 19.4; 2) равномерность распределения активности по объему или массе источника; 3) моноэнергетичность излучения (при сложном спектре используется метод конкурирующих линий — см. гл. 10, т. 1). Номограммы и таблицы для расчета защиты получены для наиболее распространенных геометрических форм источника — цилиндрических, линейных (труб), в форме усеченного конуса.

Метод расчета защиты по заданной объемной активности. Рассмотрим его на примере цилиндрического источника в радиальном направлении в плоскости центрального сечения (см. рис. 9.11, т. 1). Используя стандартные условия — время облучения 36 ч/нед, предельно допустимые мощности эквивалентной дозы $\dot{H}=0,001$ Зв, кермы $\dot{K}=0,001$ Гр, получим исходные уравнения:

$$\dot{H} = \left[\frac{4z \cdot \mathcal{A}_V \cdot r \Gamma_\delta t (\mu_s R)}{\mu_s} \right] G_{\text{и}}(k', p, \mu_s R, \mu d) B_{\text{и}}(k', p, \mu_s R, \mu d, E, Z); \quad (19.34)$$

$$\dot{K} = \left[\frac{4z \cdot \mathcal{A}_V \cdot \Gamma_\delta t (\mu_s R)}{\mu_s} \right] G_{\text{и}}(k', p, \mu_s R, \mu d) B_{\text{и}}(k', p, \mu_s R, \mu d, E, Z). \quad (19.35)$$

В этих формулах: \mathcal{A}_V — объемная активность, Бк/м³; $\mathcal{A}_V \Gamma_\delta = K_{\text{кр}}$ — объемный керма-эквивалент, (Гр·м²/с)/м³ (см. примечание к табл. 19.3); $r=1,09$ Зв/Гр — переходный коэффициент; K — керма-постоянная, Гр·м²/(с·Бк); $t=1,3 \cdot 10^5$ с; μ_s и μ — линейные коэффициенты ослабления в источнике и защите соответственно; высота и расстояние от оси цилиндра до точки детектора; d, Z — толщина и атомный номер материала защиты; E — энергия фотонов.

Вывод формул выхода и ослабления излучения цилиндрического источника в радиальном направлении приведен в формулах (9.56) — (9.60), а факторы накопления протяженного источника $B_{\text{и}}(k', p, \mu_s R, \mu d, E, Z)$ — в формулах (10.83) — (10.86) тома 1. В данном методе за материал источника принимается вода. Уравнения (19.34) — (19.35) являются трансцендентными: из них нельзя непосредственно определить искомую толщину защиты d , поскольку фактор накопления $B_{\text{и}}$, учитывающий многократное рассеяние в защите, в свою очередь, зависит от d . Их разрешают относительно «проектных» значений $\alpha \mathcal{A}_V$, $\alpha K_{\text{кр}}$ или $\alpha \mathcal{H}_V$, а затем для определенных параметров и функций $G_{\text{и}}$ и $B_{\text{и}}$ определяют искомое значение d .

Безразмерный множитель α учитывает отклонение от стандартных условий, для которых рассчитана защита. Он определяется из соотношения

$$\alpha = mnfxsug \dots \quad (19.36)$$

В этой формуле: $m \geq 1$ учитывает наличие других источников γ -излучения в точке детектора (например, из смежных помещений); $n \leq 1$ — относительный вклад фотонов данной эффективной энергии в полный спектр излучения; $f \geq 1$ — отношение стандартной (регламентированной) мощности дозы (или мощности кермы) к проектной величине; $x = \mu_s(\text{вода})/\mu_s(\text{источник}) \leq 1$ — учитывает различие в коэффициентах самопоглощения воды и материала источника; $s \geq 1$ — поправка на адсорбцию активности на стенках аппаратуры; $u \leq 1$ — учитывает ослабление γ -излучения в стенках аппаратуры; g — геометрический параметр, учитывающий отличие положения точки детектора от принятой в расчете (если, например, детектор находится в плоскости нижнего сечения, то $g=1/2$, а функция ослабления $G_{\text{и}}$ принимается для параметра $k=h/R$).

Модификацией этого метода является приближенный графический метод. В основе его находятся те же уравнения (19.34) — (19.36), но без факторов накопления в защите $B_{\text{и}}$. Тогда эти уравнения могут быть разрешены относительно безразмерного параметра μd , а абсолютное значение $d_{\text{и}}$ — толщина защитного экрана с учетом многократного рассеяния в ши-

роком пучке — рассчитывается из соотношения

$$d_{\text{ш}} = \frac{\mu d + \ln B_d(E, Z, \mu d)}{\mu}, \quad (19.37)$$

где B_d — дозовый фактор накопления точечного источника (обоснование такого способа см. в § 10.6, т. 1).

Метод расчета защиты по заданной кратности ослабления. В условиях радиохимического производства имеется большое количество источников передко весьма сложной формы, для которых указанные выше методы (защита по объемной активности) применять трудно. К таким источникам относятся оборудование, загрязненное радиоактивными веществами, фильтрующие материалы, твердые радиоактивные отходы и т. д. В этом случае используют графический или табличный методы определения толщины защиты по заданной кратности ослабления $k(d)$. Они во многом аналогичны методам построения «универсальных» таблиц или графиков для ослабления γ -излучения точечных моноэнергетических источников (см. § 10.7, т. 1). Разница в том, что здесь источники протяженные, а спектр сложный. Если процентный вклад эффективных энергий известен, то интегральную кратность ослабления $k(d)$ рассчитывают по формуле (10.91). При неизвестном спектре $k(d)$ можно получить из измерений мощности экспозиционной или поглощенной дозы в воздухе в геометрии «широкого пучка» после защитных экранов различной толщины, используя при этом выражение (10.92).

Расчет защиты с использованием слоя половинного ослабления. В общем виде этот приближенный инженерный метод изложен в § 10.7, т. 1, формулы (10.93) и (10.94). Применительно к смеси продуктов деления после 10-кратного ослабления слой половинного ослабления $\Delta_{1/2}$ приблизительно равен: 7 см бетона; 2,5 см железа и 1,3 см свинца. Конечно, этот метод используется лишь для оценочных расчетов. При кратностях ослабления $k(d) < 10$ $\Delta_{1/2}$ меньше, а при $k(d) > 10^4$ может быть несколько больше указанных величин.

Максимальная кратность ослабления γ -излучения на заводе РТ может достигать $k(d) = 10^9$, что соответствует 30 слоям ослабления.

Таблицы и графики расчета защиты от γ -излучения смеси продуктов деления опубликованы в справочной литературе.

**§ 20.1. Объекты ядерного топливного цикла
как источники загрязнения внешней среды
радиоактивными веществами**

Общие положения. Одной из важнейших социальных проблем современности является создание прочной энергетической базы. Среди традиционных энергетических ресурсов, основанных на использовании угля, нефти, газа, энергии воды, ветра, солнца и т. д., всевозрастающая доля связана с развитием атомной энергетики. В свою очередь, ее успешное развитие возможно лишь на основе решения проблемы обеспечения радиационной безопасности населения и экологической чистоты окружающей среды.

Это достигается прежде всего путем максимального снижения твердых, жидких и газообразных радиоактивных отходов ядерного топливного цикла (ЯТЦ) и научно обоснованного нормирования радиационных факторов во внешней среде. Тепловые и химические отходы ЯТЦ представляют также серьезную опасность для окружающей биосферы, но эти вопросы требуют специального рассмотрения и не являются предметом настоящей книги.

Краткое описание и схема ЯТЦ приведены в гл. 14 (рис. 14.1). Здесь мы ограничимся лишь главными источниками загрязнения внешней среды — урановыми шахтами, атомными станциями (АС) и заводами по регенерации облученного топлива (заводами РТ). Радиоактивные отходы на заводах при получении уранового концентрата, при разделении изотопов урана газодиффузионным или другим путем, изготовлении твэлов из необлученного урана (см. левая ветвь рис. 14.1) сравнительно невелики и здесь не рассматриваются. При оценке радиоактивных отходов нужно иметь в виду, что в биосфере уже имеются как природные, так и антропогенные радиоактивные вещества и другие источники ионизирующих излучений, которые создают радиационный «фон», сравнимый, а иногда и превосходящий уровни радиации, обусловленные радиоактивными отходами ЯТЦ при его нормальной эксплуатации (см. гл. 4, т. 1).

В отечественной практике нормирования к радиоактивным отходам предъявляются строгие требования.

Твердые отходы считаются радиоактивными, если мощность эквивалентной дозы от внешнего γ -излучения на расстоянии 0,1 м от их поверхности превышает 1 мкЗв/ч, а удельная активность больше $7,4 \cdot 10^3$ Бк/кг для α -излучающих и $7,4 \cdot 10^4$ Бк/кг для β -излучающих.

$\times 10^4$ Бк/кг для β -излучающих радионуклидов. К отходам I категории — низкоактивным — относят твердые отходы, на поверхности которых ($R=0,1$ м) мощность эквивалентной дозы изменяется в пределах от I до 300 мкЗв/ч, к II категории — среднеактивным — от $3 \cdot 10^2$ до $1 \cdot 10^4$ мкЗв/ч и к III категории — высокоактивным — более 10^4 мкЗв/ч.

Жидкие отходы считаются радиоактивными, если концентрация в них радионуклидов \mathcal{A}_V больше допустимой концентрации нуклидов в питьевой воде для отдельных лиц из населения (ДК_Б). По объемной активности ЖРО разделяют на три категории: I категория — низкоактивные — \mathcal{A}_V изменяется от ДК_Б до $3,7 \cdot 10^5$ Бк/л; II категория — среднеактивные от $3,7 \cdot 10^5$ до $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк/л и высокоактивные — более $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк/л. Сброс в водоемы ЖРО запрещается. Они собираются, концентрируются и, в зависимости от конкретного звена ЯТЦ, локализуются (см. ниже).

Рассмотрим кратко основные звенья ЯТЦ как источники загрязнения внешней среды радиоактивными веществами.

Урановые шахты, гидрометаллургические заводы. Главными радионуклидами здесь являются $^{222}_{86}\text{Rn}$ (радон) и его дочерние продукты распада (ДПР). Как видно из рис. 18.2, радону предшествует долгоживущий ^{226}Ra ($T_{1/2}=1608$ лет). Основные нормативные характеристики радона и ДПР даны в § 14.2, 14.3. На урановых шахтах радон поступает в атмосферу вместе с воздухом вентиляционных труб. Источниками загрязнения атмосферного воздуха являются открытые карьеры; при подземном выщелачивании — кислотные растворы урана; на гидрометаллургических (обогажительных) заводах — шахтные воды и воды, использованные в гидрометаллургическом процессе. Постоянно действующим источником загрязнения внешней среды радоном являются базовые склады и в особенности обширные по своей эманулирующей поверхности хвостохранилища, куда направляются шламы после сорбционного извлечения из шламовой пульпы урана. Вместе с ураном (как отмечалось в § 14.2) в шламы поступает практически весь радий ^{226}Ra — материнский радионуклид радона. Принято считать, что непосредственно в рудничных месторождениях существует вековое радиоактивное равновесие между материнским (в урановой почке ^{238}U) и дочерними нуклидами естественных радиоактивных семейств. Это значит, что если одной тонне ^{238}U соответствует активность $\mathcal{A}=1,2 \cdot 10^{10}$ Бк, то эта же активность при полном равновесии соответствует и ^{226}Ra , ^{222}Rn , ^{210}Po и другим дочерним элементам уранового семейства. Следовательно, по величине товарной продукции урановых шахт можно судить о мощности накопления радонообразующих источников, хотя полное поступление радона во внешнюю среду необходимо про-

224

изводить с учетом его эманации из базовых складов, шахтных вод, хвостохранилищ и т. д.

В процессе эксплуатации урановых шахт и обогажительных заводов в атмосферу, кроме радона, поступают радиоактивная и силикатная пыль, оксиды азота, туман серной кислоты и другие токсичные вещества. Снижение воздействия вредных отходов на окружающее население и природную среду в этой начальной стадии ЯТЦ достигается путем глубокой очистки воздуха вентиляционных систем от пыли и радиоактивных аэрозолей, нанесения на эманулирующую поверхность шахт изолирующих покрытий, покрытия шламовых пульп слоями воды или грунта, проведения широкого комплекса организационно-технических мероприятий по локализации и обезвреживанию отходов. Среди них — общие для всех звеньев ЯТЦ — санитарно-защитные зоны и размещение населенных пунктов с наветренной стороны.

Ядерные реакторы. К январю 1987 г. во всем мире эксплуатировалось более 400 ядерных реакторов, вырабатывающих 1/6 часть электрической энергии. К маю 1987 г. в СССР на атомной энергии работали 42 блока с суммарной электрической мощностью около 31 ГВт (эл.). Характеристики отечественных реакторов приведены в табл. 19.1.

Рассмотрим радиоактивные отходы ядерных реакторов в нормальном режиме эксплуатации.

Газоаэрозольные радиоактивные выбросы. Воздушный путь — основной путь загрязнения внешней среды радиоактивными веществами ядерных реакторов. Системой технической безопасности предусмотрены многоступенчатые барьеры, ограничивающие выбросы: оболочки твэлов и тепловыделяющей сборки (ТВС), металлический контур теплоносителя, корпус реактора, защитная оболочка реакторного здания, системы спецводоочистки и очистки загрязненного воздуха, установки «подавления» активности в камерах выдержки и т. д. Тем не менее небольшое количество радиоактивных газов и аэрозолей может поступать в атмосферный воздух. Среди газов основными являются ИРГ (изотопы Kr и Xe), а также изотопы йода (табл. 20.1). За пределами активной зоны вследствие активации нейтронами воздуха в межреакторном пространстве, а также воды образуется ^{41}Ar ($T_{1/2}=1,83$ ч). Опасность ИРГ во внешней среде оценивается по внешнему (преимущественно фотонному) излучению. Среди потенциальных источников внутреннего облучения главная роль принадлежит изотопам йода, и прежде всего ^{131}I , который активно участвует в биологических и пищевых цепочках и избирательно накапливается в щитовидной железе.

Следует также выделить изотопы цезия — ^{134}Cs и ^{137}Cs , которые являются химическими аналогами биогенного калия и

15—6975

225

Таблица 20.1. Расчетная удельная активность A_m , Бк/т U, основных изотопов Kг, Хе и I в облученных твэлах реактора ВВЭР-440 (кампания $T=3$ года, начальное обогащение ^{235}U 3,6 %))

| Нуклид | Период полураспада | Выдержка t | | | | | |
|---------------------------|-----------------------|---------------|-----------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | | 0 | 5 мин | 30 мин | 1 ч | 12 ч | 24 ч |
| $^{83\text{m}}\text{Kг}$ | 1,83 ч | $3,00 \pm 15$ | $3,60 \pm 15^*$ | $3,57 \pm 15$ | $3,48 \pm 15$ | $3,74 \pm 14$ | $1,44 \pm 13$ |
| $^{85\text{m}}\text{Kг}$ | 4,48 ч | $6,95 \pm 15$ | $6,92 \pm 15$ | $6,51 \pm 15$ | $6,03 \pm 15$ | $1,10 \pm 15$ | $1,72 \pm 14$ |
| $^{85}\text{Kг}$ | 10,73 года | $4,24 \pm 11$ | $4,24 \pm 11$ | $4,24 \pm 11$ | $4,24 \pm 11$ | $4,24 \pm 11$ | $4,24 \pm 11$ |
| $^{87}\text{Kг}$ | 76,3 мин | $1,52 \pm 16$ | $1,47 \pm 16$ | $1,17 \pm 16$ | $8,92 \pm 15$ | $2,24 \pm 13$ | $3,26 \pm 10$ |
| $^{88}\text{Kг}$ | 2,84 ч | $2,08 \pm 16$ | $2,04 \pm 16$ | $1,84 \pm 16$ | $1,63 \pm 16$ | $1,14 \pm 15$ | $6,19 \pm 13$ |
| $^{89}\text{Kг}$ | 3,18 мин | $2,52 \pm 16$ | $8,52 \pm 15$ | $3,65 \pm 13$ | $5,26 \pm 10$ | — | — |
| $^{131\text{m}}\text{Xe}$ | 11,9 сут | $3,36 \pm 14$ | $3,36 \pm 14$ | $3,36 \pm 14$ | $3,36 \pm 14$ | $3,36 \pm 14$ | $3,35 \pm 14$ |
| ^{133}Xe | 2,19 сут | $1,05 \pm 15$ | $1,04 \pm 15$ | $1,04 \pm 15$ | $1,04 \pm 15$ | $1,00 \pm 15$ | $9,27 \pm 14$ |
| $^{133\text{m}}\text{Xe}$ | 5,247 сут | $6,30 \pm 16$ | $6,30 \pm 16$ | $6,30 \pm 16$ | $6,29 \pm 16$ | $6,23 \pm 16$ | $6,07 \pm 16$ |
| $^{135\text{m}}\text{Xe}$ | 15,65 мин | $1,32 \pm 16$ | $1,25 \pm 16$ | $1,04 \pm 16$ | $9,27 \pm 15$ | $2,86 \pm 15$ | $8,12 \pm 14$ |
| ^{135}Xe | 9,10 ч | $1,78 \pm 16$ | $1,81 \pm 16$ | $1,94 \pm 16$ | $2,07 \pm 16$ | $2,56 \pm 16$ | $1,55 \pm 16$ |
| ^{138}Xe | 14,08 мин | $5,35 \pm 16$ | $4,20 \pm 16$ | $1,23 \pm 16$ | $2,83 \pm 15$ | — | — |
| ^{129}I | $1,57 \cdot 10^7$ лет | $1,03 \pm 9$ | $1,03 \pm 9$ | $1,03 \pm 9$ | $1,03 \pm 9$ | $1,06 \pm 9$ | $1,06 \pm 9$ |
| ^{131}I | 8,021 сут | $3,08 \pm 16$ | $3,08 \pm 16$ | $3,08 \pm 16$ | $3,08 \pm 16$ | $3,08 \pm 16$ | $2,98 \pm 16$ |
| ^{132}I | 2,28 ч | $4,46 \pm 16$ | $4,46 \pm 16$ | $4,46 \pm 16$ | $4,45 \pm 16$ | $4,08 \pm 16$ | $3,67 \pm 16$ |
| ^{133}I | 20,9 ч | $6,27 \pm 16$ | $6,27 \pm 16$ | $6,24 \pm 16$ | $6,17 \pm 16$ | $4,33 \pm 16$ | $2,91 \pm 16$ |
| ^{134}I | 52,6 мин | $6,96 \pm 16$ | $6,87 \pm 16$ | $6,10 \pm 16$ | $4,95 \pm 16$ | $1,99 \pm 13$ | $1,61 \pm 9$ |
| ^{135}I | 6,61 ч | $5,89 \pm 16$ | $5,84 \pm 16$ | $5,59 \pm 16$ | $5,30 \pm 16$ | $1,67 \pm 16$ | $4,75 \pm 15$ |

* Запись в форме $3,60 \pm 15$ означает $3,60 \cdot 10^{15}$.

также активно участвуют в миграционном процессе. Их особенность — при попадании в организм практически равномерное распределение по всему телу. При накоплении в почве (в особенности при повышенных аварийных выбросах) еще большая опасность связана с их внешним γ -облучением. Среди выбросов АЭС могут (правда, в меньшей степени) присутствовать «чистые β -излучатели» — ^{89}Sr и ^{90}Sr . Как химические аналоги биогенного кальция, при поступлении в организм они откладываются в основном в костной структуре, облучая жизненно важный кроветворный орган — красный костный мозг.

Наиболее важные дозообразующие продукты деления приведены в табл. 20.2.

Из активированных продуктов коррозии, накапливающихся в теплоносителе, во внешнюю среду поступают в основном изотопы ^{58}Co и ^{60}Co , ^{51}Cr и ^{54}Mn . Их опасность связана в основном с внешним γ -излучением от загрязненности почвы.

Среди радиоактивных отходов АЭС следует упомянуть также ^3H ($T_{1/2}=12,34$ года) и ^{14}C ($T_{1/2}=5710$ лет). Оба эти элемента являются изотопами соответствующих стабильных радионуклидов — водорода и углерода, содержание которых в организме человека равно 10 и 23% соответственно. Следовательно, они полностью усваиваются организмом.

Таблица 20.2. Расчетная удельная активность A_m , Бк/г U, основных долгоживущих продуктов деления в облученных твэлах реактора ВВЭР-440 (кампания $T=3$ года, начальное обогащение ^{235}U 3,6 %))

| Нуклид | Период полураспада | Выдержка t , годы | | | | | |
|-------------------|--------------------|---------------------|---------------|---------------|---------------|---------------|---------------|
| | | 0 | 0,5 | 1 | 2 | 3 | 10 |
| ^{89}Sr | 50,52 сут | $2,86 \pm 16^*$ | $2,38 \pm 15$ | $1,88 \pm 14$ | $2,57 \pm 11$ | $8,40 \pm 9$ | — |
| ^{90}Sr | 29,2 года | $2,58 \pm 15$ | $2,55 \pm 15$ | $2,52 \pm 15$ | $2,44 \pm 15$ | $2,40 \pm 15$ | $2,02 \pm 15$ |
| ^{93}Zr | 64,03 сут | $5,04 \pm 16$ | $7,17 \pm 15$ | $9,67 \pm 14$ | $5,21 \pm 12$ | $3,55 \pm 11$ | $3,38 \pm 1$ |
| ^{95}Nb | 34,97 сут | $5,02 \pm 16$ | $1,41 \pm 16$ | $2,10 \pm 15$ | $1,17 \pm 13$ | $7,88 \pm 11$ | $7,51 \pm 1$ |
| ^{106}Ru | 371,6 сут | $1,65 \pm 16$ | $1,18 \pm 16$ | $8,32 \pm 15$ | $3,36 \pm 15$ | $2,10 \pm 15$ | $1,71 \pm 13$ |
| ^{134}Cs | 2,062 года | $4,61 \pm 15$ | $3,91 \pm 15$ | $3,30 \pm 15$ | $2,12 \pm 15$ | $1,68 \pm 15$ | $1,60 \pm 14$ |
| ^{137}Cs | 30,0 года | $3,44 \pm 15$ | $3,40 \pm 15$ | $3,36 \pm 15$ | $3,26 \pm 15$ | $3,21 \pm 15$ | $2,73 \pm 15$ |
| ^{140}Ba | 12,75 сут | $5,44 \pm 16$ | $3,15 \pm 12$ | $1,39 \pm 8$ | — | — | — |
| ^{140}La | 40,28 ч | $5,58 \pm 16$ | $3,73 \pm 12$ | $1,60 \pm 8$ | — | — | — |
| ^{144}Ce | 285,8 сут | $3,82 \pm 15$ | $2,46 \pm 15$ | $1,57 \pm 16$ | $4,86 \pm 15$ | $2,64 \pm 15$ | $5,21 \pm 12$ |

* Запись в форме $2,86 \pm 16$ означает $2,86 \cdot 10^{16}$.

Тритий на легководных реакторах образуется при тройном делении ядра топлива со скоростью примерно $8 \cdot 10^{14}$ Бк/[ГВт (эл.) · год]. Другим источником образования ^3H являются реакции на ядрах бора, вводимого в виде борной кислоты в водный теплоноситель для грубой регулировки реактивности. Основными реакциями являются $^{10}\text{B}(n, 2\alpha)^3\text{H}$; $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}(n, n', \alpha)^3\text{H}$, причем наибольший вклад вносит первая реакция. Максимальная концентрация ^3H , измеренная в воде I контура с борным регулированием ВВЭР-440, составила $\sim 2 \cdot 10^6$ Бк/л. Без введения борной кислоты концентрация ^3H меньше на 1—2 порядка. Тритий поступает во внешнюю среду в основном с жидкими отходами — дебалансными водами, удаляемыми на поля фильтрации с объемной активностью на 2—3 порядка ниже, чем в воде I контура.

Радиоактивный углерод ^{14}C в системе реакторов образуется при взаимодействии нейтронов с ядрами азота, кислорода, стабильного углерода, а также в реакции тройного деления ^{235}U ($1,7 \cdot 10^{-6}$ атомов ^{14}C на деление). В легководном теплоносителе ^{14}C образуется в реакциях $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$. В отличие от ^3H ^{14}C поступает во внешнюю среду из реакторов в основном с выбросами. Особенности ^{14}C являются очень большой период полураспада, способность загрязнять биосферу в глобальном масштабе и активное участие в биологических и пищевых цепочках. Если вклад в индивидуальную дозу вблизи АЭС от ^{14}C невелик, то вклад его в коллективную дозу может быть значителен.

Фактически усредненные выбросы АЭС всех стран мира, по данным НКДАР ООН, представлены в табл. 20.3. Она включает в себя выбросы и отечественных АЭС с ВВЭР (отнесены

Таблица 20.3. Усредненные за 6 лет (1980—1985 гг.) нормализованные выбросы радионуклидов в атмосферу по действующим АЭС мира с ВВЭР (PWR) и кипящими реакторами (BWR) по данным НКДАР ООН — 1988

| Реактор | Нуклид | Q, Гбк/[ГВт(эл.)·год] | Реактор | Нуклид | Q, Гбк/[ГВт(эл.)·год] |
|---------|------------------|------------------------------|---------|-----------------|------------------------------|
| PWR | ИРГ | $(2.20 \pm 0.40) \cdot 10^5$ | PWR | ^3H | $(5.9 \pm 2.4) \cdot 10^3$ |
| BWR | ИРГ | $(2.15 \pm 0.52) \cdot 10^6$ | BWR | ^3H | $(3.4 \pm 1.6) \cdot 10^3$ |
| PWR | ^{131}I | 1.75 ± 0.33 | PWR | ^{14}C | $(0.34 \pm 0.08) \cdot 10^3$ |
| BWR | ^{131}I | 9.3 ± 4.9 | BWR | ^{14}C | $(0.33 \pm 0.11) \cdot 10^3$ |

к типу PWR) и РБМК (условно отнесены к типу BWR — кипящих реакторов).

Фактические выбросы долгоживущих радионуклидов отечественных АЭС приведены в табл. 20.4. Из сравнения с допустимыми выбросами (см. ниже табл. 20.6 и 20.7) видно, что реальные выбросы радиоактивных газов и аэрозолей составляют проценты и в большинстве случаев доли процентов от допустимых величин выбросов.

Жидкие радиоактивные отходы АЭС (ЖРО). Как уже отмечалось выше, сброс ЖРО во внешнюю среду запрещен отечественными нормативами. На АЭС они перерабатываются (концентрируются) на выпарных аппаратах и в форме кубовых остатков направляются в хранилища (ХЖО). Туда же поступают и использованные для очистки смолы. По существующим технологическим регламентам по мере заполнения хранилищ ЖРО они должны отверждаться методами бетонирования, би-

Таблица 20.4. Усредненные за 5 лет (1980—1984 гг.) нормализованные выбросы долгоживущих аэрозолей АЭС с ВВЭР Q, Гбк/[ГВт (эл.)·год]

| Нуклид | НВАЭС (III—IV) | | | Нуклид | НВАЭС (V) | | |
|------------------|----------------|---------------|---------------------|---|----------------|---------------|-----------|
| | НВАЭС (III—IV) | АрмАЭС (I—II) | НВАЭС (V) | | НВАЭС (III—IV) | АрмАЭС (I—II) | НВАЭС (V) |
| ^{51}Cr | 0.304 | 0.355 | 0.080 | ^{103}Ru | 0.077 | 0.018 | 0.004 |
| ^{54}Mn | 0.265 | 0.140 | 0.019 | ^{106}Ru | 0.306 | 0.046 | 0.034 |
| ^{58}Co | 0.516 | 0.133 | 0.068 | ^{110}mAg | 0.367 | 0.424 | — |
| ^{60}Co | 0.869 | 0.385 | 0.032 | ^{134}Cs | 0.140 | 0.562 | 0.015 |
| ^{89}Sr | 0.003 | 0.006 | $7.0 \cdot 10^{-4}$ | ^{137}Cs | 0.155 | 0.696 | 0.033 |
| ^{90}Sr | 0.008 | 0.013 | $3.6 \cdot 10^{-4}$ | ^{144}Ce | 0.018 | 0.047 | — |
| ^{95}Zr | 0.120 | 0.039 | 0.006 | $\sum \frac{\text{Гбк}}{\text{Вт(эл.)·год}}$ | 3.30 | 2.90 | 0.30 |
| ^{95}Nb | 0.146 | 0.032 | 0.06 | $\sum \frac{\text{мКи}}{\text{ГВт(эл.)·мес}}$ | 7.5 | 6.5 | 0.7 |

Примечание. Номинальные электрические мощности III и IV блоков НВАЭС с ВВЭР — 417×2. Армянской АЭС с ВВЭР-408×2 и V блока НВАЭС — 1000 МВт (эл.).

тумирования или другим путем и направляться на вечное захоронение в специализированные хранилища (могильники) твердых радиоактивных отходов.

Во внешнюю среду может попадать лишь незначительное количество (порядка $2 \cdot 10^8$ Бк/год) радиоактивных нуклидов с дебалансными водами (неиспользованные в оборотном цикле очищенные трапные воды) с концентрацией активности, меньшей допустимых концентраций в питьевой воде (ДК_β) — для β -излучателей от 3 до 10 Бк/л. Здесь могут присутствовать ^3H , ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{58}Co , ^{60}Co , ^{89}Sr , ^{90}Sr , ^{95}Zr , ^{95}Nb , $^{110\text{m}}\text{Ag}$, ^{134}Cs , ^{137}Cs и др. Как правило, дебалансные воды направляются на поля фильтрации.

Твердые радиоактивные отходы (ТРО) разделяются на негорючие (металл, бетон, кирпич) и горючие (древсины, спецобувь, пленочная одежда и другие СИЗ, бумага, мусор, пластикат и т. д.). Их объемы могут достигать на АЭС сотен и даже тысяч кубометров. В зависимости от вида ТРО подлежат дезактивации, резке, прессовке, сжиганию и последующему захоронению в местных или региональных могильниках.

Заводы по переработке и регенерации облученного топлива (заводы РТ). Замкнутый ЯТЦ предусматривает переработку из облученного топлива урана и плутония для повторного использования. Одновременно утилизируются некоторые актиноиды и продукты деления (^{90}Sr , ^{137}Cs и др.) для использования их в народном хозяйстве. После продолжительного (от трех и более лет) «охлаждения» в бассейнах выдержки на АЭС тепловыделяющие сборки с облученным топливом направляются на заводы РТ со значительно измененным изотопным составом и суммарной удельной активностью на 2—3 порядка уменьшенной (по сравнению с таковой в действующем реакторе). Фактически все радионуклиды с $T_{1/2} \geq 30$ сут остаются в ничтожных количествах, если им не предшествуют более долгоживущие нуклиды. Из ИРГ остается только ^{85}Kr , а из изотопов йода — ^{129}I . Их удельная активность приведена в табл. 20.1.

Предприятие РТ является уникальным и очень крупным радиохимическим заводом, предназначенным для переработки облученного топлива, как правило, в национальном масштабе, мощность может достигать нескольких тысяч тонн отработанных твэлов в год. Если, например, для ВВЭР-1000 принять удельную мощность 45 МВт (тепл.)/т облученного урана, то мощности завода 1000 т/год будет соответствовать тепловая мощность АЭС 45 ГВт (тепл.), или примерно 15 ГВт (эл.). Однако к настоящему времени отсутствует представительный опыт эксплуатации крупных заводов РТ (они находятся в стадии становления), поэтому остановимся лишь на некоторых дообразующих отходах этих заводов, которые могут поступать

во внешнюю среду. Особого внимания требуют радионуклиды, загрязняющие биосферу в глобальном масштабе: ^3H , ^{14}C , ^{85}Kr и ^{129}I . Накопление ^3H и ^{14}C в твэлах зависит от их композиции и типа реактора. В результате тройного деления ядерного топлива в твэлах на ВВЭР образуются ^3H и ^{14}C в количествах $\sim 7 \cdot 10^{15}$ Бк [ГВт (эл.)·год] $^{-1}$ (накопление ^{14}C с учетом реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$, присутствующего в топливе).

После трехлетней кампании и трехлетней выдержки в твэлах ВВЭР накапливается $\sim 7,0 \cdot 10^{15}$ и $2,1 \cdot 10^{10}$ Бк [ГВт (тепл.)] $^{-1}$ ^{85}Kr и ^{129}I соответственно. Из дозообразующих радионуклидов глобального масштаба загрязнения биосферы заводов РТ следует выделить ^{90}Sr и ^{137}Cs — $4,4 \cdot 10^{16}$ и $6,1 \cdot 10^{16}$ Бк [ГВт (тепл.)] $^{-1}$. Из долгоживущих продуктов деления выделим также ^{95}Zr , ^{95}Nb , ^{106}Ru , ^{125}Sb , ^{144}Ce , ^{147}Pm , ^{152}Eu , ^{154}Eu , а также накапливающейся в поле нейтронов ^{134}Cs , образующийся из стабильного цезия по реакции $^{133}\text{Cs}(n, \gamma)^{134}\text{Cs}$. Среди радиоактивных отходов заводов РТ могут присутствовать изотопы U, Pu, Np, Am, Cm и других трансурановых элементов.

Важнейшей проблемой на заводах РТ является локализация и обезвреживание ЖРО, объем которых очень велик, и значительная часть их имеет очень высокие удельные активности. Для снижения объемов их обычно концентрируют методом упаривания и направляют на хранение в резервуары из нержавеющей стали (по принципу «банка в банке») вместимостью в десятки и даже сотни кубических метров.

Эксплуатация таких емкостей очень сложна и ответственна. Для поддержания необходимой температуры их следует охлаждать, поддерживая температуру не более 50—60 °С. Непрерывной продувкой воздуха над уровнем жидких отходов нужно предотвратить взрывоопасные концентрации водорода в газовом пространстве, очищая выбросы от радиоактивных аэрозолей на специальных фильтрах. Учитывая сложный радиационно-химический состав отходов, следует исключить возможность взрывоопасной экзотермической реакции. Возникают определенные трудности в этих условиях работы контрольно-измерительных приборов, в особенности уровнемеров. Наконец, требуется надежная защита от мощных полей γ -излучения.

Хранение высокоактивных ЖРО в таком виде считается временным. Через 20—30 лет их необходимо или отверждать, или передавать в новые резервуары. В настоящее время рассматриваются различные методы отверждения высокоактивных ЖРО, из них, по-видимому, наиболее перспективные — создание керамических и стеклометаллических композиций с последующим захоронением их в геологические формации. Проблема локализации и обезвреживания радиоактивных отходов заводов РТ является самой трудной и дорогостоящей во всем ЯТЦ.

§ 20.2. Нормирование радиоактивных факторов во внешней среде при нормальной эксплуатации предприятий ЯТЦ

Общие положения. Юридической основой нормирования радиационных факторов — доз и производных характеристик — в СССР являются: Нормы радиационной безопасности (НРБ). Основные санитарные правила работы с радиоактивными веществами и другими источниками ионизирующих излучений (ОСП), а также Санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных станций (СП АС), которые периодически пересматриваются и утверждаются Министерством здравоохранения СССР, а их выполнение контролируется органами Госсаннадзора. Принципы и допустимые уровни облучения профессиональных работников и ограниченной части населения изложены в гл. 4, т. 1 учебника.

Нормирование доз для ограниченной части населения. В существующих НРБ—76/87 установлены пределы годовых эквивалентных доз для I, II и III групп критических органов (категория Б), равные 5, 15 и 30 мЗв соответственно. Они включают в себя облучение от суммы всех видов ионизирующих излучений, кроме доз от медицинских процедур и естественной радиации.

Для важнейших звеньев ЯТЦ Национальной Комиссией по радиационной защите рекомендованы дозовые квоты, или контрольные пределы доз облучения (КД), которые составляют лишь долю от регламентированных в НРБ доз (табл. 20.5).

Контрольные дозы устанавливаются в режиме нормальной эксплуатации для критической группы населения ближайшего населенного пункта, расположенного с подветренной стороны по отношению к источнику выбросов. Они должны учитывать все уровни внешнего и внутреннего облучения, а также все пути воздействия, как прямые, так и косвенные (включая пищевые и биологические цепочки).

С течением времени в районе размещения источника выбросов или сбросов радиоактивных веществ на почве могут накоп-

Таблица 20.5. Годовые контрольные пределы доз облучения I, II и III групп критических органов отдельных лиц из населения (КД), мЗв

| Источник выбросов | Доза за счет выбросов | | | | Доза за счет сбросов | | | |
|-------------------|-----------------------|-----|-----|-----|----------------------|------|------|------|
| | Доля от НРБ, % | I | II | III | Доля от НРБ, % | I | II | III |
| АЭС, АСТ, АТЭЦ | 4 | 0,2 | 0,6 | 1,2 | 1 | 0,05 | 0,15 | 0,30 |
| Заводы РТ | 10 | 0,5 | 1,5 | 3,0 | 10 | 0,5 | 1,5 | 3,0 |
| Урановые шахты | 2 | 0,1 | 0,3 | 0,6 | 1 | 0,05 | 0,15 | 0,30 |

ливаться выпавшие из атмосферы долгоживущие радионуклиды. Многие из них активно включаются в экологический цикл, участвуют в пищевых и биологических цепочках, другие создают постепенно возрастающее поле внешнего ионизирующего излучения. Приведенные в табл. 20.5 контрольные дозы соответствуют дозам в период достижения равновесного состояния радиоактивности в окружающей среде, которое для долгоживущих радионуклидов может быть достигнуто лишь в течение 50—100 лет непрерывных выбросов.

Из сравнения контрольных доз от радиоактивных отходов с дозами от естественной радиации (см. гл. 4, т. 1), видно, что они приблизительно равны или даже меньше фактических доз, которые получает человек от природной радиации. Этим обеспечивается радиационная безопасность населения при эксплуатации основных звеньев ЯТЦ в период нормальной эксплуатации.

Установление столь ограниченных контрольных доз от радиоактивных отходов мотивируется рядом соображений. Во-первых, это отвечает основному принципу радиационной безопасности о поддержании дозы на таком низком уровне, какой только разумно достичь с учетом социальных и экономических соображений. При этом уменьшается не только индивидуальная, но и популяционная доза, а следовательно, и обобщенный риск использования атомной энергии. Во-вторых, фактические дозы, обусловленные радиоактивными отходами, ниже приведенных в табл. 20.5 доз. В-третьих, необходимо принимать во внимание растущий масштаб развития всех звеньев ЯТЦ, размещение АЭС в густо населенных районах страны и все увеличивающийся масштаб применения других источников ионизирующих излучений в разных сферах человеческой деятельности. В-четвертых, необходимо предусмотреть резерв для возможного увеличения дозовой нагрузки от незапланированного аварийного поступления радиоактивных веществ в окружающую среду.

Нормирование выбросов радиоактивных веществ в атмосферу. Как уже упоминалось, отечественные нормативы не разрешают сбрасывать радиоактивные вещества с жидкими отходами если содержание радионуклидов в них превосходит ДК_Б в питьевой воде. Однако даже при низкой концентрации радионуклидов, но очень больших объемах сбросных вод, от того или иного вида водопользования могут формироваться небольшие дозы на население.

Основой ограничения сброса радиоактивных веществ с жидкими отходами, кроме указанного выше принципа, является требование о непревышении контрольных доз, приведенных в табл. 20.5. Более подробно остановимся на нормировании выбросов АЭС.

Таблица 20.6. Среднесуточный допустимый выброс

| Нуклид | Мощность < 6 ГВт (эл.) | Мощность ≥ 6 ГВт (эл.) |
|--|------------------------|------------------------|
| | Бк/сут | Бк/сут |
| | На 1 ГВт (эл.) | На всю АЭС |
| Любая смесь ИРГ | 1,85 ± 13* | 1,11 ± 14 |
| ¹³¹ I (газовая + аэрозольная формы) | 3,70 ± 8 | 2,22 ± 9 |
| Смесь долгоживущих нуклидов (ДЖН) | 5,55 ± 8 | 3,33 ± 9 |

* Запись в форме 1,85 ± 13 означает 1,85 · 10¹³.

Таблица 20.7. Среднемесячный допустимый выброс

| Нуклид | Мощность < 6 ГВт (эл.) | Мощность ≥ 6 ГВт (эл.) | Нуклид | Мощность < 6 ГВт (эл.) | Мощность ≥ 6 ГВт (эл.) |
|-------------------|------------------------|------------------------|------------------|------------------------|------------------------|
| | Бк/мес | Бк/мес | | Бк/мес | Бк/мес |
| | На 1 ГВт (эл.) | На всю АЭС | | На 1 ГВт (эл.) | На всю АЭС |
| ⁹⁰ Sr | 5,55 ± 4* | 3,33 ± 5 | ⁶⁰ Co | 5,55 ± 5 | 3,33 ± 6 |
| ⁸⁹ Sr | 5,55 ± 5 | 3,33 ± 6 | ⁵⁴ Mn | 5,55 ± 5 | 3,33 ± 6 |
| ¹³⁷ Cs | 5,55 ± 5 | 3,33 ± 6 | ⁵¹ Cr | 5,55 ± 5 | 3,33 ± 6 |

Примечания: 1. Если номинальная электрическая мощность АЭС N не превышает 6 ГВт (эл.), то для определения допустимого выброса следует пользоваться левыми столбцами табл. 20.6 и 20.7, т. е. нормализованными допустимыми выбросами (НДВ); если $N \geq 6$ ГВт (эл.), то правыми столбцами, т. е. предельно допустимыми выбросами (ПДВ) на всю АЭС в целом.

2. При номинальной электрической мощности N меньше 1 ГВт (эл.) разрешается использовать пределы выбросов, соответствующие $N = 1$ ГВт (эл.).

3. Под термином ИРГ (инертные радиоактивные газы) понимается любая смесь изотопов Ar, Kr и Xe.

4. Под смесью долгоживущих нуклидов (ДЖН) понимается сумма аэрозолей, экспонированных на фильтре в течение одних суток и измеренных через сутки после снятия пробы.

5. Допускается однократный (или суточный) выброс радионуклидов, в 5 раз превышающий приведенные в табл. 20.6 допустимые суточные выбросы при условии, что суммарный выброс за один квартал не превысит соответствующего расчетного значения.

6. В исключительных случаях допускается однократный (или одномесячный) выброс радионуклидов в 5 раз превышающий приведенные в табл. 20.7 допустимые выбросы при условии, однако, что суммарный выброс за год не превышает соответствующего расчетного значения.

7. Допустимые выбросы относят к высоте труб 80—150 м.

Допустимые выбросы (ДВ) АЭС основываются на двух принципах: во-первых, непревышения дозовых пределов, приведенных в табл. 20.5; во-вторых, непревышения фактически достигнутых уровней выбросов, при условии, однако, если они не приводят к превышению установленных дозовых пределов.

В зависимости от метода измерения устанавливаются ДВ суточного и месячного контроля, нормированные на 1 ГВт (эл.) номинальной электрической мощности. В качестве примера в табл. 20.6 и 20.7 приводятся ДВ для стандартной АЭС.

Первый принцип нормирования выбросов — непревышение установленного предела дозы для населения — реализуется пу-

тем использования методов расчета доз на население с учетом всех путей воздействия (см. гл. 21). Второй принцип — превышение технически достигнутого уровня выбросов — осуществляется на основе их статистической обработки в процессе длительной эксплуатации и исходит из основного критерия радиационной безопасности о том, чтобы дозы облучения были настолько малы, насколько это возможно и разумно с учетом экономических и социальных соображений.

§ 20.3. Нормирование радиационных факторов во внешней среде при аварийном выбросе

Под *ядерной аварией* понимается авария, возникающая вследствие потери управления ядерной цепной реакцией на всех стадиях эксплуатации, а также при перегрузке, хранении и транспортировании ядерного топлива. Различают несколько типов аварий на АЭС.

Авария, исходное событие которой устанавливается действующей нормативно-технической документацией и для которой проектом предусматривается обеспечение безопасности АЭС, называется *проектной аварией* (ПА). Согласно СП АЭС—79, при ПА устанавливаются нижеследующие пределы ожидаемых эквивалентных доз на население: внешнее облучение всего тела $H^c = 0,1$ Зв; внутреннее облучение щитовидной железы детей за счет вдыхания изотопов йода 0,3 Зв; внутреннее облучение любых других органов 0,1 Зв. Эти ожидаемые (или коммитментные) дозы реализуются за период всей жизни облученного человека. Для сравнения напомним, что ожидаемая доза на человека от естественных источников излучения $H^c \approx 0,07$ Зв, а с учетом дозы на легкие от радона в жилых помещениях приблизительно в 2 раза больше.

Аварии, для которой проектом не предусматриваются технические меры, обеспечивающие безопасность АЭС, называются *запроектной аварией* (ЗА). В этом случае предусматриваются критерии для принятия решения о мерах защиты населения в случае аварии (табл. 20.8).

Таблица 20.8. Пределы ожидаемых эквивалентных доз для принятия решений в случае запроектной аварии H^c , Зв

| Орган или ткань | Уровень мероприятия | |
|-------------------------|---------------------|------|
| | А | Б |
| Все тело | 0,25 | 0,75 |
| Щитовидная железа детей | 0,25 | 2,5 |

Если облучение не превосходит уровень А, нет необходимости принимать экстренные меры, связанные с временным нарушением нормальной жизнедеятельности. Если прогнозируемое облучение превосходит уровень А, но не достигается уровня Б, рекомендуется принимать профилактические меры с учетом

конкретной обстановки и местных условий. Если облучение превосходит уровень Б, рекомендуется принимать экстренные меры, обеспечивающие радиационную защиту населения: укрытие в помещениях; ограничение пребывания на открытой местности; йодная профилактика, исключение или ограничение употребления в пищу загрязненных продуктов, перевод молочного скота на незагрязненные пастбища или фуражные корма, а при достоверных прогнозах эвакуация населения. Наряду с дозовыми пределами при ПА и ЗА устанавливают соответствующие им производные характеристики — допустимые уровни загрязнения воды и всех продуктов питания, временные интегралы концентрации в атмосферном воздухе, допустимые уровни загрязнения почвы и т. д.

Существующими СП — АЭС—79 предусмотрено, чтобы промплощадка АЭС мощностью 440 МВт (эл.) и больше размещалась не ближе 25 км от городов с населением свыше 300 тыс. человек и не ближе 40 км от городов с населением более 1 млн. человек.

В настоящее время СП — АЭС—79 пересматриваются. В новом документе предусматриваются более строгие требования к выбору площадок для АЭС и расстояниям от них в зависимости от численности и плотности населения, сейсмичности, гидрогеологических и метеорологических условий района. Особое внимание будет уделено защите природы с целью недопущения нарушения экологического равновесия.

Глава 21

МЕТОДЫ РАСЧЕТА ДОЗ ОТ ГАЗОАЭРОЗОЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ

§ 21.1. Метеорологические аспекты расчета доз от газоаэрозольных выбросов

Закономерности переноса в атмосфере выбрасываемых из труб предприятий газоаэрозольных примесей являются предметом самостоятельной науки — метеорологии и здесь подробно не рассматриваются. В рамках настоящей главы приведены лишь те математические соотношения, которые необходимы для расчета доз от газоаэрозольных радиоактивных выбросов.

Под переносом примесей принято считать перенос с ветром и через атмосферную диффузию, которая обусловлена действием турбулентности нижних (примерно до 1—2 км) слоев атмосферы.

Теория атмосферной турбулентной диффузии интенсивно развивается, и в ней имеется еще много нерешенных и дискус-

сионных вопросов. Наиболее распространенный путь получения расчетных формул заключается в аппроксимации экспериментальных данных какой-либо теоретической формулой. Это в итоге привело к тому, что в настоящее время предложено много моделей диффузии и еще больше расчетных формул. Ввиду того что в этих моделях часто используют константы, полученные экспериментальным путем в конкретных природных условиях, наблюдается большой разброс в результатах расчетов. Однако этот разброс (достигающий одного порядка величины) характерен лишь для определения параметров рассеянных примесей при разовых (или кратковременных) выбросах и для малых значений времени осреднения. Результаты, осредненные за большой период времени (за сезон или год), значительно более устойчивы и имеют сравнительно небольшой разброс. И соответственно годовые дозы на местности, а также среднегодовые параметры радиационной обстановки на местности (концентрации радионуклидов в атмосферном воздухе, на почве и т. д.) могут оцениваться с удовлетворительной точностью.

Не обсуждая и не сопоставляя различные модели, выберем наиболее распространенную в настоящее время в мировой практике рекомендованную Всемирной метеорологической организацией и МАГАТЭ модель диффузии Пасквилла, которая основана на статистическом (гауссовом) распределении примесей в атмосфере, и некоторые ее модификации.

Введем прямоугольную систему координат, в центре которой находится основание трубы (как источника выбросов), ось x совпадает с направлением ветровой струи, оси y и z — расстояния в горизонтальном и вертикальном направлениях от точки детектирования, расположенной на оси x .

Выброс Q_0 называют *мгновенным*, если его продолжительность мала по сравнению с временем перемещения облака выброса от источника до детектора. Через промежуток времени t после выброса объемная концентрация \mathcal{A}_V может быть рассчитана по формуле

$$\mathcal{A}_V(x, y, z, t) = \frac{Q_0 F}{(2\pi)^{3/2} \sigma_x \sigma_y \sigma_z} \exp\left[-\frac{(x-ut)^2}{2\sigma_x^2}\right] \times \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\}, \quad (21.1)$$

где Q_0 — мгновенный выброс, Бк; u — скорость ветра, м/с; x — расстояние до точки детектирования, м; σ_x , σ_y , σ_z — дисперсия примесей в атмосфере за счет диффузии в направлении осей x , y и z , м; h — эффективная высота, м. Множитель F называют *функцией истощения* радиоактивного облака за счет радиоактивного распада, гравитационного осаждения и вымывания осадками [см. ниже формулу (21.8)].

Выброс Q принято называть *кратковременным*, если его продолжительность сравнима с временем движения выбрасываемой примеси до детектора или превосходит его, но мала настолько, что направление ветра не меняется. Производя интегрирование (21.1) по времени и пренебрегая диффузией примеси в направлении x ($\sigma_x \rightarrow 0$), получаем формулу для концентрации в случае кратковременных выбросов Q , Бк/с:

$$\mathcal{A}_V(x, y, z) = \frac{QF}{2\pi\sigma_y\sigma_z u} \exp\left(-\frac{y^2}{2\sigma_y^2}\right) \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_z^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_z^2}\right] \right\}. \quad (21.2)$$

Здесь u — скорость ветра на высоте флюгера (10 м); h — эффективная высота выброса,

$$h = h_{\text{тр}} + \Delta h_1 + \Delta h_2 - \Delta h_3, \quad (21.3)$$

где $h_{\text{тр}}$ — геометрическая высота трубы от ее основания на земле; Δh_1 — высота теплового и инерционного подъема струи; Δh_2 — высота основания трубы над уровнем моря; Δh_3 — абсолютная высота населенного пункта (детектора) над уровнем моря.

Поправкой Δh_1 можно пренебречь по сравнению с геометрической высотой трубы лишь в том случае, когда температура выбрасываемых газов не отличается от температуры окружающего воздуха и ее скорость истечения из сопла трубы мала. Существует несколько подходов к расчету Δh_1 в более общем случае. Так, по данным Главной геофизической обсерватории, подъем струи в сносящемся турбулентном потоке, движущемся из сопла со скоростью $u_{\text{тр}}$ при спокойном и неустойчивом состоянии атмосферы, равен:

$$\Delta h_1 = (1,5\omega_0 R_0 / u_{\text{ф}}) [2,5 + 3,3gR_0 \Delta T / (Tu_{\text{тр}}^2)], \quad (21.4)$$

где $u_{\text{ф}}$ — скорость ветра на высоте флюгера, м/с; R_0 — радиус устья трубы, м; ω_0 — скорость, м/с; ΔT — перегрев выходящих газов; T — абсолютная температура окружающего воздуха; $g = 9,8$ м/с² — ускорение силы тяжести. Строго говоря, Δh_1 зависит также от категории погоды.

Рассмотрим теперь более подробно коэффициенты дисперсии σ_y и σ_z . Хотя существует множество моделей расчета объемной активности $\mathcal{A}_V(x, y, z)$, все формулы в принципе аналогичны формуле (21.2). Но основное различие определяют параметры σ_y и σ_z , численные значения которых, даваемые различными теориями, очень сильно различаются. Радикальное решение Пасквилла заключается в использовании гауссова характера распределения примеси в облаке и в отказе от представления коэффициентов σ_y и σ_z теоретическими формулами. Пасквилл разработал классификацию погодных условий, и на ее основе

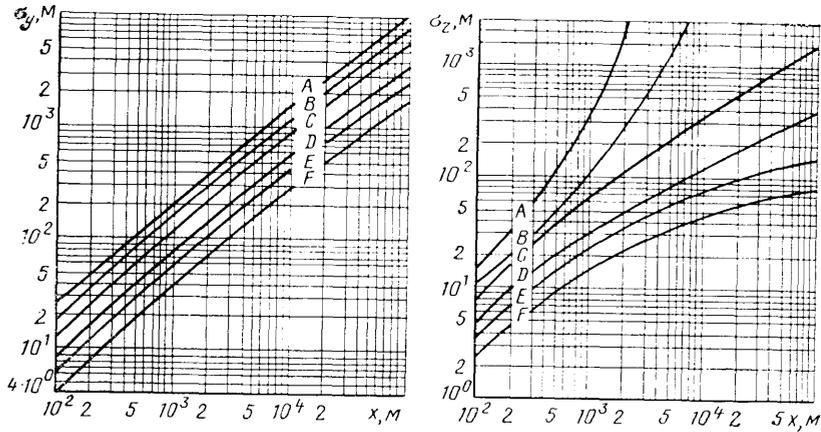


Рис. 21.1. Зависимость поперечной (σ_y) и вертикальной (σ_z) дисперсии от расстояния x до источника для различных категорий устойчивости атмосферы (A, B, C, D, E, F)

эти коэффициенты обобщены и представлены в графическом виде для каждого класса погодных условий. В дальнейшем были предложены всевозможные модификации для коэффициентов дисперсии. На рис. 21.1 приведены в виде примеров графики σ_y и σ_z по модели Пасквилла.

Формула (21.2) дает объемную концентрацию в струе при стационарных условиях. При решении многих практических задач, чаще всего встречающихся при мгновенных и кратковременных выбросах, удобно ввести понятие временного интеграла объемной активности \mathcal{A}_{Vt} , Бк·с/м³:

$$\mathcal{A}_{Vt} = \int_{T_0}^{T_0+T} \mathcal{A}_V(x, y, z, t) dt, \quad (21.5)$$

где T_0 — начальный момент выброса, а T — заданный период. Величину

$$\bar{\mathcal{A}}_V = \frac{1}{T} \int_{T_0}^{T_0+T} \mathcal{A}_V(x, y, z, t) dt \quad (21.6)$$

называют *средней объемной активностью за период времени T*. Эту характеристику наиболее часто используют на практике.

В частном случае, когда $y=0$, в формуле (21.2) множитель $\exp(-y^2/2\sigma_y^2)=1$. И наконец, если $z=0$, то для приземной концентрации под осью струи формула (21.2) принимает вид

$$\mathcal{A}_V(x, 0, 0) = QF \exp(-h^2/2\sigma_z^2) / (\pi\sigma_y\sigma_z u). \quad (21.7)$$

Таблица 21.1. Значения параметров v_g и Λ

| Форма нуклидов | v_g , м/с | Λ , 1/с |
|------------------------------|-------------------|---------------------|
| Элементарный иод | $1 \cdot 10^{-2}$ | $1.3 \cdot 10^{-4}$ |
| Органические соединения иода | $1 \cdot 10^{-4}$ | $1.3 \cdot 10^{-6}$ |
| Аэрозоли | $8 \cdot 10^{-3}$ | $2.6 \cdot 10^{-5}$ |

Рассмотрим более подробно функцию F , характеризующую истощение объемной активности в струе за счет радиоактивного распада, а также сухого и мокрого осаждения.

Для расстояния x (или времени достижения заданной точки $t=x/u$, где u — средняя скорость ветра на высоте от 0 до h)

$$F(x) = \exp\left\{-\frac{(\lambda + \Lambda)x}{u} - \frac{v_g}{u} \int_0^x \frac{1}{\sigma_z(x')} \exp\left[-\frac{h^2}{2\sigma_z^2(x')}\right] dx'\right\}, \quad (21.8)$$

где λ — постоянная радиоактивного распада; v_g — скорость гравитационного (сухого) осаждения; Λ — постоянная вымывания (мокрого осаждения). При прогностических расчетах часто используются значения v_g и Λ , приведенные в табл. 21.1.

Для ИРГ $v_g=0$ и $\Lambda=0$. Тогда функция истощения принимает вид

$$F = \exp(-\lambda x/u).$$

В соотношениях выброс — доза чаще всего используют коэффициент метеорологического разбавления G , с/м³, под которым понимают отношение объемной активности радионуклида в атмосфере \mathcal{A}_V , Бк/м³, к выбросу в единицу времени Q , Бк/с:

$$G = \mathcal{A}_V / Q. \quad (21.9)$$

В случае мгновенного выброса G_0 в м⁻³.

Среднегодовой коэффициент разбавления G для непрерывных выбросов Q получается из формул (21.2) и (21.9) путем интегрирования по y и с учетом множителей ω и η , отражающих повторяемость категорий погоды и розы ветров:

$$G = \frac{\mathcal{A}_V}{Q} = \frac{\gamma_i}{(2\pi)^{3/2} x} \sum_i \frac{\omega_i F_i}{\sigma_{z,i} u_i} \left\{ \exp\left[-\frac{(z-h)^2}{2\sigma_{z,i}^2}\right] + \exp\left[-\frac{(z+h)^2}{2\sigma_{z,i}^2}\right] \right\}. \quad (21.10)$$

У поверхности земли ($z=0$) в заданном направлении x

$$G = \frac{2\gamma_i}{(2\pi)^{3/2} x} \sum_i \frac{\omega_i F_i}{\sigma_{z,i} u_i} \exp\left(-\frac{h^2}{2\sigma_{z,i}^2}\right). \quad (21.11)$$

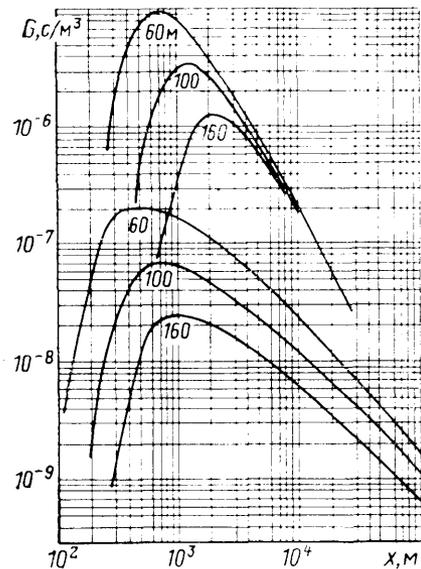


Рис. 21.2. Зависимость коэффициента метеорологического разбавления G от расстояния (верхняя группа кривых — мгновенное значение G при слабонеустойчивых условиях стратификации; нижняя — среднегодовые значения G в случае круговой розы ветров; цифры у кривых — высота выброса)

В зависимости от расстояния x и категорий погоды коэффициенты метеорологического разбавления могут быть представлены семейством кривых (рис. 21.2). Приближенное значение среднегодового коэффициента метеорологического разбавления (c/m^3) для расстояния x в диапазоне 1—10 км может быть получено также по так называемому методу огибающей:

$$G = \frac{2F\eta}{(2\pi)^{3/2} \sqrt{exhu}} = \frac{0.0775F\eta}{xhu} \quad (21.12)$$

Коэффициенты ω_i , входящие в формулу (21.10), характеризуют относительный вклад категорий устойчивости погоды $\left(\sum_{i=1}^7 \omega_i = 1\right)$.

Таблица 21.2. Классификация категорий устойчивости погоды по Пасквиллу и типичная скорость ветра

| Номер категории | Характер устойчивости | u , м/с | Категория |
|-----------------|--------------------------------|-----------|-----------|
| 1 | Сильная неустойчивость | 1 | A |
| 2 | Умеренная неустойчивость | 2 | B |
| 3 | Слабая неустойчивость | 5 | C |
| 4 | Безразличная стратификация | 5 | D |
| 5 | Слабая устойчивость | 3 | E |
| 6 | Умеренная устойчивость | 2 | F |
| 7 | Сильная устойчивость, инверсия | 2 | G* |

* Категория G добавлена недавно, и ею пользуются редко.

Наиболее известна классификация погоды по Пасквиллу и ее различные модификации (табл. 21.2).

Приведенные в данном параграфе закономерности относятся к так называемым обычным метеорологическим условиям. В действительности существуют особые метеоусловия: штили и слабые ветры; приподнятые инверсии; осадки и туманы; аномальные профили ветра (круто меняющиеся направления ветра с высотой); наличие завихрений в зонах аэродинамической тени; переходное время суток. Эти и другие особые метеоусловия требуют специальных методов расчета или введения поправок в формулы.

§ 21.2. Доза внешнего облучения, обусловленная облаком радиоактивных газов

Особенностью радиоактивных примесей (по сравнению, например, с химическими примесями) является их способность создавать поле γ -излучения у поверхности земли, если даже их объемная активность в приземной точке детектирования равна нулю. Поэтому необходимо знать методы расчета дозы от облака радиоактивных газов. Чаще всего такие расчеты выполняются для определения дозы от инертных радиоактивных газов. Геометрическая форма факела как источника γ -излучения в общем виде довольно сложна. Она зависит от многих факторов, метеорологических условий, высоты трубы, расстояния от источника выбросов, ритма выбросов и др.

Соотношение между дозой от γ -излучения облака на открытой местности и выбросом радиоактивных газов в атмосферу можно представить в следующем виде:

а) при мгновенном и кратковременном выбросе Q_0 , Бк/с, мощность эквивалентной дозы \dot{H} , Зв/с, равна:

$$\dot{H} = Q_0 G_0 V a \gamma; \quad (21.13)$$

б) при непрерывном выбросе Q , Бк/год, годовая доза H , Зв, равна:

$$D = Q G V a \gamma. \quad (21.14)$$

Здесь коэффициенты метеорологического разбавления G_0 , c/m^3 , определяются из формул (21.2) и (21.3), а G , c/m^3 , — из формулы (21.10). При этом функция истощения, входящая в формулы для G_0 и G , учитывает только радиоактивный распад и определяется в виде $F(x) = \exp(-\lambda x/u)$, где λ — постоянная распада; u — скорость ветра; x — расстояние от источника выбросов.

Переходный дозиметрический множитель $V a \gamma$, (Зв/с)/(Бк/м³), характеризует мощность эквивалентной дозы, создаваемую облаком радиоактивных газов единичной концентрации на откры-

той поверхности земли. Он зависит в значительной степени от формы радиоактивного облака. Для мгновенных или кратковременных выбросов форму струи можно моделировать линейным или цилиндрическим источником. Для непрерывных выбросов и расстояний от источника $x \geq 1,5$ км форму источника обычно представляют в виде полубесконечного пространства с равномерно распределенной объемной активностью \mathcal{A}_V , Бк/м³. Тогда множитель $B_{a\gamma}$ равен:

$$B_{a\gamma} = \frac{aE \cdot 1,602 \cdot 10^{-13} r}{2\rho\omega}, \quad (21.15)$$

где a — переходный множитель, расп./ (с·Бк); E — полный выход фотонов, МэВ/расп.; $1,602 \cdot 10^{-13}$ — энергетический эквивалент, Дж/МэВ; $r=1,09$ — коэффициент перехода от поглощенной дозы в воздухе к эквивалентной дозе при коэффициенте качества фотонов $k=1$, Зв/Гр; 2 — коэффициент, учитывающий геометрию облучения 2π ; ρ — плотность воздуха, кг/м³; ω — энергетический эквивалент грея, Дж/(кг·Гр).

Подставляя выражение (21.15) численные значения этих коэффициентов, получаем широко используемые на практике соотношения для переходного дозиметрического коэффициента $B_{a\gamma}$, Зв·м³/ (с·Бк):

$$B_{a\gamma} = 6,8 \cdot 10^{-14} E. \quad (21.16)$$

Для облака в форме полубесконечного пространства значения мощности дозы \dot{H} , Зв/с, годовой дозы H , Зв, и ожидаемой (коммитментной) дозы H^c , Зв, при объемной активности радионуклида в атмосферном воздухе \mathcal{A}_V , Бк/м³, равны соответственно:

для мощности дозы

$$\dot{H} = B_{a\gamma} \mathcal{A}_V; \quad (21.17)$$

для годовой дозы

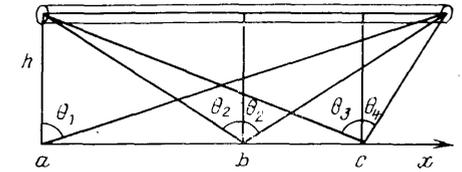
$$H = B_{a\gamma} \int_0^t \mathcal{A}_V(\tau) d\tau = 8,6 \cdot 10^{-14} E \bar{\mathcal{A}}_V t; \quad (21.18)$$

для ожидаемой дозы

$$H^c = B_{a\gamma} \int_0^\infty \mathcal{A}_V(\tau) d\tau = 8,6 \cdot 10^{-14} E \bar{\mathcal{A}}_V \tau_{\text{эф}}. \quad (21.19)$$

Здесь $\bar{\mathcal{A}}_V$ — усредненное значение объемной активности (например, за $t=1$ год $= 3,1 \cdot 10^7$ с); $\tau_{\text{эф}}$ — средняя продолжительность экспозиции, учитывающая истощение облака в результате радиоактивного распада и перечисленных выше других процессов.

Рис. 21.3. Струя выбросов в форме цилиндрического непоглощающего источника



При кратковременном выбросе, когда метеорологические условия остаются неизменными, струю факела радиоактивных газов обычно представляют в форме цилиндрического или линейного непоглощающего источника радиусом R с равномерно распределенной объемной активностью \mathcal{A}_V . Тогда согласно формулам (9.17) — (9.19) (см. т. 1) переходные множители в точках a, b, c (рис. 21.3) будут равны:

$$B_{a\gamma}^n = 1,09 \Gamma_\delta \pi R^2 F(\theta_1, \mu h) / h; \quad (21.20)$$

$$B_{a\gamma}^n = 1,092 \Gamma_\delta \pi R^2 F(\theta_2, \mu h) / h; \quad (21.21)$$

$$B_{a\gamma}^n = 1,09 \Gamma_\delta \pi R^2 [F(\theta_3, \mu h) + F(\theta_4, \mu h)] / h. \quad (21.22)$$

Здесь Γ_δ — керма-постоянная радионуклида (или смеси радионуклидов), (Гр·м²) / (с·Бк); h — высота струи, м; μ — линейный коэффициент ослабления γ -квантов в воздухе, м⁻¹; функция

$$F(\theta, \lambda) = \int_0^\theta [\exp(-\lambda \sec \theta)] d\theta \quad (\text{табулированные значения ее}$$

приведены в справочной литературе).

Существуют и промежуточные формы факела радиоактивных газов. Предложена экстраполяционная формула для $B_{a\gamma}(x)$, которая охватывает весь диапазон по расстоянию x от цилиндра до полубесконечного пространства:

$$\bar{B}_{a\gamma}(\lambda) = K^2(\lambda) B_{a\gamma}(\lambda) - [1 - K^2(\lambda)] B_{a\gamma}^n(\lambda), \quad (21.23)$$

где $B_{a\gamma}(x)$ — переходный множитель для полубесконечного пространства [см. (21.16)]; $B_{a\gamma}^n(\lambda)$ — то же для линейного источника [см. (21.20) — (21.22)]. Коэффициент $K(x)$ характеризует эффект приподнятости струи,

$$K(x) = \exp[-h^2/2\sigma(x)^2], \quad (21.24)$$

где h — эффективная высота трубы [см. (21.3)]; $\sigma(x)$ — распределение примеси в струе, $\sigma(x) \approx \sqrt{\sigma_y(x)^2 + \sigma_z(x)^2}$. По мере возрастания $\sigma(x)$ с расстоянием $K(x)$ возрастает от 0 до 1, а при $x \rightarrow \infty$ $[1 - K(x)] \rightarrow 0$. При $K(x) = 1$ формула (21.23) превращается в (21.16), а при $K(x) = 0$ — в формулы (21.20) — (21.22). Зависимость $B_{a\gamma}(x)$ от расстояния для одного частного примера приведена на рис. 21.4. При этом предполагается, что

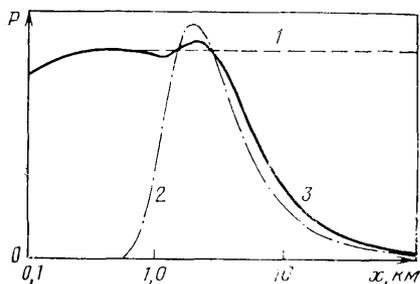


Рис. 21.4. Зависимость мощности дозы от расстояния:

1 — расчет по формулам для линейного источника (21.18), (21.21); 2 — для источника в форме полубесконечного пространства — по формулам (21.16), (21.17); 3 — по объединенным формулам (21.17) и (21.23) для категории устойчивости D по Пасквилю и высоты $h=100$ м

Таблица 21.3. Дозовые коэффициенты $B_{\alpha\gamma}$ изотопов Ag, Kr, Xe и I для фотонного облучения тела человека от радиоактивного облака в форме полубесконечного пространства

| Нуклид | $\frac{Зв/с}{Бк/м^3}$ | Нуклид | $\frac{Зв/с}{Бк/м^3}$ | Нуклид | $\frac{Зв/с}{Бк/м^3}$ |
|------------|-----------------------|-------------|-----------------------|----------------|-----------------------|
| ^{41}Ag | 8,67—14 | ^{131m}Xe | 1,18—15 | ^{129}I | 1,66—15 |
| ^{85m}Kr | 1,06—14 | ^{133}Xe | 2,78—15 | ^{130}I | 1,41—13 |
| ^{85}Kr | 1,51—16 | ^{133}Xe | 3,24—15 | ^{131}I | 2,57—14 |
| ^{87}Kr | 5,24—14 | ^{135m}Xe | 2,86—14 | ^{132}I | 1,54—13 |
| ^{88}Kr | 1,37—13 | ^{135}Xe | 1,65—14 | ^{133}I | 4,00—14 |
| ^{89}Kr | 1,39—13 | ^{137}Xe | 1,25—14 | $^{134m}I^*$ | 1,88—14 |
| ^{90}Kr | 1,22—13 | ^{138}Xe | 7,24—14 | ^{134}I | 1,74—13 |
| ^{91}Kr | 4,94—14 | ^{139}Xe | 2,97—14 | $^{135}I^{**}$ | 1,12—13 |
| ^{92}Kr | 4,62—14 | ^{140}Xe | 1,22—13 | ^{136}I | 1,30—13 |

* Включает ^{134m}Xe .
** Включает ^{135m}Xe .

функция истощения $F=1$. На небольших расстояниях переходный множитель (и, следовательно, дозу) определяет функция линейного источника (рис. 21.4), а применение источника в форме полубесконечного пространства здесь приводит к заниженному значению дозы. Переходные множители для ИРГ и изотопов I приведены в табл. 21.3.

При наличии смеси радионуклидов необходимо использовать принцип суперпозиции с учетом вклада каждого радионуклида. Более строгое решение требует также учета радиоактивных превращений за время пребывания радионуклидов во внешней среде.

§ 21.3. Доза внешнего облучения, обусловленная осадками радионуклидов на почву

Долгоживущие радиоактивные аэрозоли из воздуха оседают в конечном счете на почву. Такие радионуклиды, например, как ^{60}Co , ^{134}Cs и ^{137}Cs , ^{144}Ce — ^{144}Pr , ^{95}Zr , ^{95}Nb , со временем могут создать повышенные уровни внешнего γ -излучения.

В первый период после кратковременных выбросов источник формируется как поверхностный, а при непрерывных выбросах — как глубинный с тем или иным законом распределения по глубине. Радиоактивные осадки на необрабатываемой почве распределяются на небольшую глубину: основная их доля находится в слое почвы до 5—10 см. Снижению мощности поля γ -излучения способствуют наличие снежных покровов и растительности, перепахивание почвы и т. д. Здесь рассматриваются идеализированные случаи — поверхностные загрязнения от разовых выбросов и глубины загрязнения — от продолжительных (непрерывных) выбросов. В конечные результаты расчета, так же как и от облака радиоактивных газов, вводится коэффициент k , учитывающий пребывание человека в помещениях и поправки на многократное рассеяние. Связывающие дозу с выбросом формулы для поверхностного и глубинного распределения активности различны, и поэтому целесообразно их рассмотреть раздельно.

Поверхностное загрязнение. Основное соотношение выброс — доза можно представить в следующем виде:

а) ожидаемая доза H^c_s от кратковременного выброса Q_0

$$H^c_s = Q_0 (G_0 v_g + G^z \Lambda) B_{S\gamma T_{эф}}; \quad (21.25)$$

б) годовая доза H_s от продолжительного ежегодного выброса Q в состоянии радиоактивного равновесия во внешней среде

$$H_s = Q (G v_g + G^z \Lambda) B_{S\gamma T_{эф}}. \quad (21.26)$$

В этих формулах G_0 и G — коэффициенты метеорологического разбавления при кратковременном и непрерывном выбросах, $с/м^3$; v_g — скорость сухого осаждения примесей из атмосферы, $м/с$; Λ — постоянная вымывания атмосферными осадками (см. табл. 21.1); G^z — параметр, получаемый интегрированием коэффициента метеорологического разбавления $G(x)$ [см. формулы (21.2) и (21.9)] при $y=0$, $с/м^2$. Приближенное значение $G^z(x)$ равно:

$$G^z(x) = \int_0^z G(x) dx \approx F/2\pi ux, \quad (21.27)$$

где x — расстояние по оси x до точки детектирования; u — скорость ветра; F — функция истощения, определяемая формулой (21.8).

Таким образом, поверхностная загрязненность от кратковременных \mathcal{A}_{s0} , $Бк/м^2$, и непрерывных \mathcal{A}_s , $Бк/(м^2 \cdot год)$, выбросов равна:

$$\mathcal{A}_{s0} = Q_0 (G v_g + G^z \Lambda); \quad (21.28)$$

$$\mathcal{A}_s = Q (G v_g + G^z \Lambda). \quad (21.29)$$

Переходный дозиметрический множитель $B_{S\gamma}$ характеризует мощность дозы в воздухе на высоте 1 м от поверхности загрязненной почвы, (Зв/с)/(Бк/м²). Средний эффективный период экспозиции учитывает радиоактивный распад и выведение радионуклидов из почвы в результате естественных процессов миграции $\tau_{эф} = T_{эф}/0,693$, где

$$T_{эф} = T_{1/2} T_5 / (T_{1/2} + T_5). \quad (21.30)$$

Здесь $T_{1/2}$ и T_5 — периоды радиоактивного полураспада и полувыведения из почвы соответственно, с. Произведение $B_{S\gamma} \tau_{эф}$ представляет собой нормализованную ожидаемую дозу $B_{S\gamma}$, Зв·Бк/м², при единичном поверхностном загрязнении:

$$B^c_{S\gamma} = B_{S\gamma} \tau_{эф}. \quad (21.31)$$

Тогда вместо (21.25) и (21.26) можно записать:

$$H^c_s = \mathcal{A}_{s0} B^c_{S\gamma}; \quad (21.32)$$

$$H_s = \mathcal{A}_s B^c_{S\gamma}. \quad (21.33)$$

Как уже отмечалось, формулы для ожидаемой дозы H^c_s приведены до полного распада и выведения, а годовой дозы — при достижении радиоактивного равновесия. Чтобы учесть фиксированное время облучения t , необходимо ввести в формулы (21.32) и (21.33) множитель

$$f = [1 - \exp(-\lambda_{эф} t)], \quad (21.34)$$

где $\lambda_{эф} = 0,693/T_{эф}$ [см. формулу (21.30)].

Рассмотрим теперь переходные дозиметрические множители $B_{S\gamma}$ (Зв/с)/(Бк/м²) для наиболее распространенных случаев поверхностной загрязненности почвы.

а. Изотропный источник в форме диска радиусом R без учета ослабления в воздухе

$$B_{S\gamma} = 1,09 \pi \Gamma_\delta \ln [(d^2 + R^2)/d^2]. \quad (21.35)$$

б. То же с учетом ослабления в воздухе

$$B_{S\gamma} = 1,09 \cdot 2\pi \Gamma_\delta [E_1(\mu d) - E_1(\mu d \sec \theta)]. \quad (21.36)$$

в. То же, что и п. а, при косинусоидальном угловом распределении излучения источника $q_s(\theta) = (q_s/2\pi) \cos \theta$:

$$B_{S\gamma} = 1,09 \cdot 4\pi \Gamma_\delta (1 - \cos \theta). \quad (21.37)$$

г. То же, что и п. в, с учетом поглощения в воздухе слоем μd :

$$B_{S\gamma} = 1,09 \cdot 4\pi \Gamma_\delta [E_2(\mu d) - \cos \theta E_2(\mu d \sec \theta)]. \quad (21.38)$$

При $\theta = \pi/2$ ($R \rightarrow \infty$) формулы (21.37) и (21.38) принимают вид:

$$B_{S\gamma} = 1,09 \cdot 4\pi \Gamma_\delta; \quad (21.39)$$

$$B_{S\gamma} = 1,09 \cdot 4\pi \Gamma_\delta E_2(\mu d). \quad (21.40)$$

В этих формулах μd — толщина слоя воздуха, который экранирует детектор от источника (обычно в подобных расчетах принимают $d = 1$ м). Табулированные функции $E_n(x)$ равны:

$$E_n(x) = x^{n-1} \int_x^\infty \frac{\exp(-t)}{t^n} dt. \quad (21.41)$$

Глубинное распределение активности. В случае длительных непрерывных выбросов или спустя продолжительный период после мгновенного или кратковременного выброса радионуклиды проникают в почву на некоторую глубину h . При этом может быть равномерное, линейное и экспоненциальное распределения активности по глубине. Функции выхода и ослабления γ -излучения таких источников приведены в § 9.4, т. 1.

Введем следующие обозначения: d и h — высота детектора над уровнем почвы и глубина излучающего слоя почвы, кг/м²; μ_m и μ_{sm} — массовые коэффициенты ослабления фотонов в воздухе и почве, м²/кг; $b_1 = \mu_m d$; $b_2 = \mu_{sm} h$; $b_3 = \mu_m d + \mu_{sm} h$.

Чтобы сохранить принятую единицу керма-постоянной Γ_δ , Гр·м²(с·Бк), не прибегая к переходным коэффициентам, удельную активность источника \mathcal{A}_m будем выражать в Бк/кг. В случае глубинного распределения активности целесообразно применять формулу для расчета мощности эквивалентной дозы H , Зв/с, на высоте $h = 1$ м.

а) Равномерное распределение активности по глубине $\mathcal{A}_m(h) = \text{const}$:

$$H = [(2\pi \mathcal{A}_m \cdot 1,09 \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] [E_2(b_1) - E_2(b_3)]. \quad (21.42)$$

То же для $b_2 = \infty$:

$$H = [(2\pi \mathcal{A}_m \cdot 1,09 \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] E_2(b_1). \quad (21.43)$$

То же для $b_1 = 0$:

$$H = [(2\pi \mathcal{A}_m \cdot 1,09 \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] [1 - E_2(b_2)]. \quad (21.44)$$

То же для $b_1 = 0$, $b_2 = \infty$:

$$H = 2\pi \mathcal{A}_m \cdot 1,09 \Gamma_\delta / \mu_{sm}. \quad (21.45)$$

б) Линейное распределение активности $\mathcal{A}_m(h) = \mathcal{A}_{m0}(1 + ah)$, $a \geq 0$:

$$H = [(2\mathcal{A}_{m0} \cdot 1,09 \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] \{E_2(b_1) - (1 + ah)E_2(b_3) + (\alpha/\mu_{sm}) [E_3(b_1) - E_2(b_3)]\}. \quad (21.46)$$

То же для $b_1 = 0$:

$$H = [(2\pi \mathcal{A}_{m0} \cdot 1,09 \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] \{1 - (1 + ah)E_2(b_3) + \alpha/\mu_{sm} [0,5 - E_3(b_2)]\}. \quad (21.47)$$

То же для $b_2 = \infty$:

$$H = [(2\pi \mathcal{A}_{m0} \cdot 1,09 \cdot \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] [E_2(b_1) + (\alpha / \mu_{sm}) E_3(b_1)]. \quad (21.48)$$

То же для $b_1 = 0, b_2 = \infty$:

$$\dot{H} = [(2\pi \mathcal{A}_{m0} \cdot 1,09 \cdot \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] (1 + \alpha / 2\mu_{sm}). \quad (21.49)$$

в) Экспоненциальное распределение активности $\mathcal{A}_m(h) = \mathcal{A}_{m0} \exp(\alpha x), \alpha \geq 0$:

$$H = [(2\pi \mathcal{A}_{m0} \cdot 1,09 \cdot \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] [\exp(-\alpha b_1 / \mu_{sm})] \times \\ \times [F_1(b_3 + \alpha / \mu_{sm}) - F_1(b_1 + \alpha / \mu_{sm})]. \quad (21.50)$$

То же для $b_2 = \infty$:

$$\dot{H} = [(2\pi \mathcal{A}_{m0} \cdot 1,09 \cdot \Gamma_\delta) / \mu_{sm}] [\exp(-\alpha b_1 / \mu_{sm})] \times \\ \times [F_1(\infty, +\alpha / \mu_{sm}) - F_1(b_1, +\alpha / \mu_{sm})]. \quad (21.51)$$

Приведенные в (21.42)–(21.51) значения функции $E_n(x)$ определяются формулой (21.41): \mathcal{A}_{m0} означает загрязненность поверхностного слоя; $F_1(t, \pm a) = \int_0^t \exp(\alpha x) E_1(x) dx$ — функция, значения которой приведены в справочной литературе.

§ 21.4. Доза внутреннего облучения, обусловленная вдыханием радиоактивных газов и аэрозолей

Годовые эквивалентные дозы внутреннего облучения за счет вдыхания воздуха, загрязненного радиоактивными веществами, в зависимости от конкретных условий рассчитывают по формулам:

$$H = QGB_a = \mathcal{A}_V B_a; \quad (21.52)$$

$$H = QGV B_{in} = \mathcal{A}_V V B_{in}; \quad (21.53)$$

$$H = B_a \int_0^t \mathcal{A}_V(\tau) d\tau = B_a \mathcal{A}_V t. \quad (21.54)$$

В этих формулах H — годовая эквивалентная доза, Зв; Q — выброс, Бк/год; G — среднегодовой коэффициент метеорологического разбавления, $\text{с}/\text{м}^3$; V — скорость вдыхания, $\text{м}^3/\text{с}$; $\int_0^t \mathcal{A}_V(t) dt$ (при неизменяющейся концентрации он равен $\mathcal{A}_V(t)$) — временной интеграл концентрации, $\text{Бк} \cdot \text{с}/\text{м}^3$).

Рассмотрим более подробно дозиметрические коэффициенты перехода $B_a, (\text{Зв}/\text{с})/(\text{Бк}/\text{м}^3)$ и $B_{in}, \text{Зв}/\text{Бк}$.

Множитель B_a характеризует мощность эквивалентной дозы внутреннего облучения легких или другого критического органа при вдыхании 1 м^3 воздуха, в котором содержится радионуклид активностью 1 Бк. Переходный дозовый коэффициент B_{in} ха-

рактеризует ожидаемую дозу на легкие или другой критический орган при поступлении в организм ингаляционным путем нуклида активностью 1 Бк. Оба эти коэффициента можно получить расчетным путем по методике, изложенной в § 4.4 [см. формулу (4.24), т. 1], или по любой другой «легочной» модели. Однако их легко определить, используя непосредственно приведенные в нормах радиационной безопасности допустимые концентрации ДК, Бк/ м^3 , радионуклидов в атмосферном воздухе, пределы годового поступления ППП, Бк/год, и соответствующие им пределы доз ПД, Зв/год, для категории Б. Таким образом,

$$B_a = \text{ПД}/\text{ДК} \cdot 3,16 \cdot 10^7; \quad (21.55)$$

$$B_{in} = \text{ПД}/\text{ППП}, \quad (21.56)$$

где $3,16 \cdot 10^7$ — число секунд в году.

Например, согласно НРБ — 76/87, для ^{131}I ДК = 5,55 Бк/ м^3 , ППП = $3,7 \cdot 10^4$ Бк/год, ПД = 0,015 Зв/год, критический орган — щитовидная железа. Подставляя эти значения в формулы (21.55) и (21.56), получаем $B_a = 8,6 \cdot 10^{-11}$ (Зв/с)/(Бк/ м^3), $B_{in} = 4,1 \cdot 10^{-7}$ Зв/Бк. Для нестандартного человека, например для ребенка, целесообразно использовать формулу (21.53), поскольку в этом случае параметры V и B отличаются от соответствующих параметров взрослого человека. Например, взрослый мужчина вдыхает в сутки 23 м^3 воздуха ($9,6 \text{ м}^3$ за 8 ч профессиональной + $9,6 \text{ м}^3$ за 8 ч непрофессиональной деятельности + $3,8 \text{ м}^3$ за 8 ч покоя), взрослая женщина — 21; десятилетний ребенок — 15 и годовалый ребенок — $3,8 \text{ м}^3/\text{сут}$.

Формулу (21.54) используют для расчета дозы по заданной концентрации или заданному временному интегралу концентрации.

§ 21.5. Доза внутреннего облучения, обусловленная наземными пищевыми цепочками

Долгоживущие и активно участвующие в биологическом обмене радионуклиды, выпадая из атмосферы на почву, по многочисленным и сложным биологическим и пищевым цепочкам могут попадать в организм человека и стать источниками внутреннего облучения. Разработано множество камерных сетей пищевых цепочек. В сокращенном виде на рис. 21.5 приведена обобщенная схема путей воздействия газоаэрозольных и жидких радиоактивных отходов на человека, включающая в себя внешнее и внутреннее облучение. В данном параграфе используется лишь правая часть схемы, выделенная жирным шрифтом с индексированными камерами. Она отражает схему миграции радионуклидов, выпавших из атмосферы, только по наземным пищевым цепочкам. Как здесь, так и в предыдущих предполагается, что

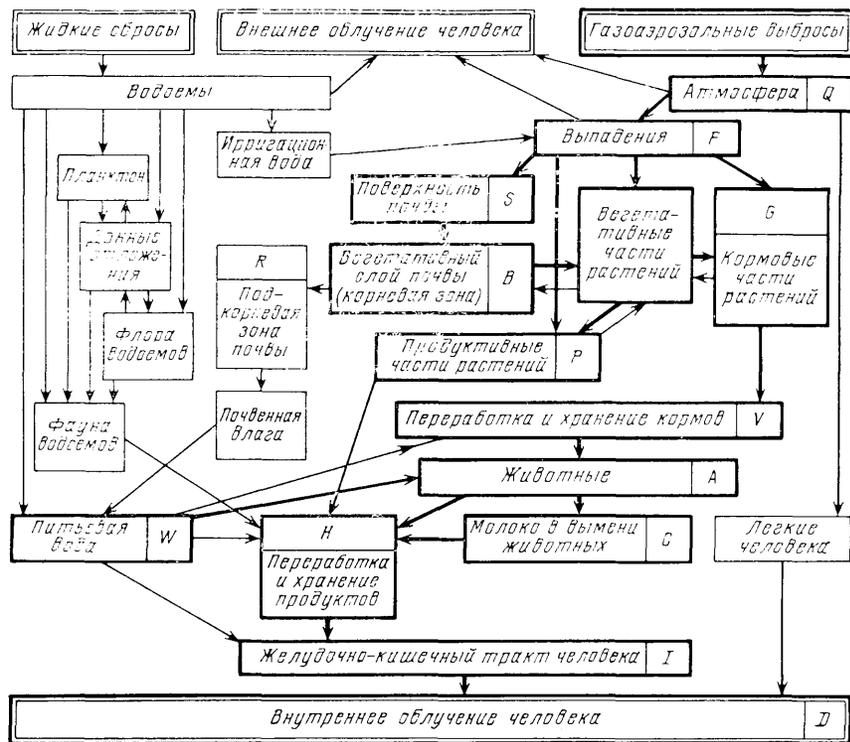


Рис. 21.5. Камерная схема миграции радионуклидов по пищевым цепочкам

фоновое загрязнение (т. е. загрязнение от других источников) отсутствует. Последовательность событий, ведущая от выбросов радионуклидов в атмосферу к облучению человека, принято изображать сетью камер, в которой интенсивность перехода между звеньями описывается посредством функций времени $\omega_i(t)$ — так называемых *функций перехода*. При этом в литературе наибольшее распространение получило экспоненциальное представление этой функции с постоянными коэффициентами выведения или накопления. Составляются дифференциальные уравнения баланса, которые сравнительно легко решаются. Но, к сожалению, в природе обстоит дело сложнее: во многих случаях функции $\omega_i(t)$ невозможно представить в экспоненциальной форме с постоянными коэффициентами, и тогда решение уравнений становится затруднительным. Здесь изложена системная модель миграции, свободная от указанных недостатков. Исходными в этой модели являются функции перехода, описывающие перенос нуклида от звена к звену. При этом для двух звеньев сети понятие функции перехода ω_{ij} определяется как отношение:

$$\omega_{ij} = \frac{\text{интенсивность перехода из звена } i \text{ в звено } j, \text{ Бк/с.}}{\text{введенная в звено } i \text{ активность, Бк}} \quad (21.57)$$

Общая функция перехода для всей цепи при наличии нескольких звеньев дается сверткой функций перехода, описывающих последовательный перенос от звена к звену. Например, если $\omega_{12}(t)$ и $\omega_{23}(t)$ — функции перехода из звена 1 в звено 2 и из звена 2 в звено 3, то для результирующей функции перехода из звена 1 в звено 3 справедливо соотношение

$$\omega_{13}(t) = \int_0^t \omega_{12}(\tau) \omega_{23}(t - \tau) d\tau. \quad (21.58)$$

Данный подход не накладывает особых ограничений на вид функций перехода (например, на требование их непрерывности). Достаточны существование и сходимость несобственных интегралов от них по бесконечным пределам времени. Однако вычисление интегралов типа (21.58) требуется не всегда. В самых распространенных случаях (при расчете ожидаемых доз от кратковременных выбросов и годовых доз от непрерывных выбросов при равновесном состоянии всех звеньев системы) возможны упрощения. В обоих случаях при расчете доз возникает необходимость в интегрировании функций перехода по бесконечным пределам времени. При таком интегрировании свертки выда (21.58) вырождаются в произведение интегралов от функций перехода в форме

$$K_{13} = K_{12} K_{23}, \quad (21.59)$$

где коэффициенты перехода равны:

$$K_{ij} = \int_0^{\infty} \omega_{ij}(\tau) d\tau. \quad (21.60)$$

Представим формулу расчета годовой дозы H , Зв, по пищевым цепочкам от непрерывного выброса радионуклида Q , Бк/год, в виде

$$H = Q(Gv_g + G^z \Lambda) W_{F \rightarrow D}. \quad (21.61)$$

Здесь произведение $Q(Gv_g + G^z \Lambda) = \dot{A}_s$ характеризует интенсивность годового выпадения, Бк/(м²·год), как это следует из формулы (21.29).

Коэффициент $W_{F \rightarrow D}$ характеризует дозу в зивертах, обусловленную выпавшими на почву радионуклидами, Зв·м²/(Бк). Рассмотрим подробнее смысл этого коэффициента. Его можно представить в виде

$$W_{F \rightarrow D} = R_{ij} B_{ig}, \quad (21.62)$$

где B_{ig} — переходный дозиметрический множитель, Зв/Бк, который равен ожидаемой дозе на все тело или на данный крити-

ческий орган при поступлении в организм пероральным путем радионуклида активностью 1 Бк. Для взрослого человека коэффициент B_{ig} , Зв/Бк, может быть рассчитан по формуле, аналогичной (21.56), но для перорального пути поступления, т. е.

$$B_{ig} = \text{ПД/ПГП}, \quad (21.63)$$

где ПД — предел дозы, Зв/год, и ПГП — предел годового поступления, Бк/год, с водой (или пищей), которые приведены в НРБ—76/87 для лиц из населения (категория Б).

Множитель R_{ji} , Бк/(Бк/м²), определяется из соотношения

$$R_{ji} = K_{ji}S, \quad (21.64)$$

где S — площадь, м², численно равная площади данной сельскохозяйственной культуры, необходимой для обеспечения одного человека определенными продуктами питания (молочными, мясными, растительными и др.). Безразмерный коэффициент K_{ji} равен доле выпавшего на почву радионуклида, которая будет содержаться в продуктах питания в момент их потребления человеком*. Этот интегральный коэффициент определяется из произведения дифференциальных коэффициентов по отдельным звеньям пищевой цепочки.

Таким образом, физический смысл коэффициента R_{ji} состоит в том, что он характеризует долю радионуклида, выпавшего на 1 м² почвы, который поступил в организм человека через загрязненные продукты питания.

Рассмотрим более подробно пути определения коэффициента K_{ji} в соответствии с камерной схемой пищевых цепочек (см. рис. 21.5). При этом буквенные обозначения соответствуют принятым обозначениям на этой схеме.

а. Молочная цепочка — стеблевой путь:

$$K_{ji} = K_{fg}K_{gv}K_{va}K_{ac}K_{ch}K_{hi}. \quad (21.65)$$

Здесь K_{fg} — доля выпавших нуклидов, которые задерживаются на продуктивных частях травы; K_{gv} — доля нуклидов, отложившихся на траве (с учетом потерь за счет радиоактивного распада за время роста травы, полегания растений, потравы их животными); K_{va} — доля нуклидов, содержащихся в кормовых культурах в момент сбора урожая, которые сохраняются к моменту скармливания скоту и поступят в желудочно-кишечный тракт (ЖКТ) животных; K_{ac} — доля поступивших в ЖКТ коров нуклидов, которые затем поступают в вымя с секретиремым молоком; K_{ch} — доля нуклидов, оставшихся после радиоактивного распада при накоплении молока в вымени; K_{hi} — коэффициент, учитывающий распад нуклида за время, прошедшее от

* Буквенные обозначения F , j и i в индексах символов W , R и K выбраны по начальным буквам английских слов fallout (выпадение) и ingestion (заглатывание).

момента доения до момента потребления молока (или других молочных продуктов).

б. Мясная цепочка — стеблевой путь:

$$K_{ji} = K_{fg}K_{gv}K_{va}K_{ah}K_{hi}, \quad (21.66)$$

где K_{ah} — доля от поступления в ЖКТ мясного скота нуклидов, которые содержатся в мясе на момент забоя скота; K_{hi} — коэффициент, учитывающий радиоактивный распад радионуклида в заготовленном мясе; другие коэффициенты такие же, как в формуле (21.65).

в. Растительная цепочка — стеблевой путь:

$$K_{ji} = K_{fp}K_{ph}K_{hi}, \quad (21.67)$$

где K_{fp} — доля выпавших радионуклидов, которые задерживаются на продуктивной части растительных культур; K_{ph} — доля выпавших на продуктивные части растений радионуклидов, сохранившихся к моменту сбора урожая; K_{hi} — коэффициент, учитывающий радиоактивный распад нуклида за время хранения их на складе.

г. Молочная, мясная и растительные цепочки — корневой путь:

молочная цепочка

$$K_{ji} = K_{fs}K_{sb}K_{bg}K_{gv}K_{va}K_{ac}K_{ch}K_{hi}; \quad (21.68)$$

мясная цепочка

$$K_{ji} = K_{fs}K_{sb}K_{bg}K_{gv}K_{va}K_{ah}K_{hi}; \quad (21.69)$$

растительная цепочка

$$K_{ji} = K_{fs}K_{sb}K_{bp}K_{ph}K_{hi}.$$

Здесь K_{fs} во всех трех случаях — доля выпавших нуклидов, которые отлагаются на поверхности почвы; K_{sb} — доля выпавших нуклидов, которые с поверхности почвы переходят в пахотный слой; K_{bp} — доля поступивших в пахотный слой почвы нуклидов, которые переходят в растения.

Приведенные наземные пищевые цепочки далеко не в полной степени отражают все пути воздействия радионуклидов на организм человека. Они иллюстрируют лишь методический подход, который, по-видимому, применим и к левой части рис. 21.5, иллюстрирующего пути внутреннего облучения человека за счет водных пищевых цепочек.

§ 21.6. Производные радиационные характеристики внешней среды

В § 21.3—21.5 приведены формулы для расчета основных характеристик — индивидуальных доз, создаваемых заданным выбросом при различных путях воздействия излучения на насе-

ление. Но эти формулы могут быть использованы и для определения важных в практическом отношении производных характеристик. В настоящем параграфе использована символика, приведенная в § 21.1—21.5. При этом кратковременным выбросам C_0 соответствует ожидаемая (коммитментная) эквивалентная доза H^c , относящаяся к равновесному накоплению нуклидов во внешней среде.

Рассмотрим производные радиационные характеристики.

а. Предельно допустимые выбросы (ПДВ), Бк/год, при которых на местности создаются установленные пределы доз за счет:

γ -излучения облака радиоактивных газов [см. формулу (21.14)]

$$\text{ПДВ} = \text{ПД} / GB_{a\gamma}; \quad (21.70)$$

γ -излучения осадков на почве [см. формулу (21.26)]

$$\text{ПДВ} = \text{ПД} \{ [Gv_g + G^z\Lambda] B_{S\gamma\tau_{\text{эф}}} \}; \quad (21.71)$$

поступления нуклидов с вдыхаемым воздухом [см. формулы (21.52)—(21.56)]

$$\text{ПДВ} = \text{ПД} / GB_a = \text{ПД} / GVB_{in}; \quad (21.72)$$

поступления нуклидов по пищевым цепочкам [см. формулы (21.61)—(21.69)]

$$\text{ПДВ} = \text{ПД} / \{ [Gv_g + G^z\Lambda] R_{ji} \}. \quad (21.73)$$

На практике ПДВ при непрерывной работе устанавливаются исходя из статистического анализа достигнутых выбросов при условии, однако, если они меньше расчетных уровней, полученных из формул (21.70)—(21.73). ПДВ при максимальной проектной аварии рассчитывают по аналогичным формулам с той разницей, что вместо годовой принимается ожидаемая доза — установленная доза аварийного облучения и все параметры принимаются для кратковременного выброса, соответствующего наилучшим метеорологическим и прочим условиям.

б. Допустимая интенсивность загрязнения почвы \mathcal{A}_S , Бк/(м²·год), при которой на местности создаются регламентированные дозы облучения населения за счет:

γ -излучения осадков на почве при непрерывном выбросе [см. формулы (21.26) и (21.29)]

$$\mathcal{A}_S = \text{ПДВ} (Gv_g + G^z\Lambda) = \text{ПД} / B_{S\gamma\tau_{\text{эф}}}; \quad (21.74)$$

то же при кратковременном выбросе [см. формулы (21.25) и (21.28)]

$$\mathcal{A}_{S0} = H^c / B_{S\gamma\tau_{\text{эф}}}; \quad (21.75)$$

то же при поступлении нуклидов по пищевым цепочкам [см. формулы (21.61) и (21.69)]

$$\mathcal{A}_S = \text{ПД} / W_{F \rightarrow D}. \quad (21.76)$$

в. Допустимые концентрации радионуклидов в атмосферном воздухе ДК, Бк/м³.

В предыдущих формулах, связывающих выброс Q с дозой H , \mathcal{A}_V в атмосферном воздухе входит в неявном виде. Но в тех формулах, где не учитывается «мокрое» осаждение, \mathcal{A}_V может быть рассчитана из соотношения

$$\mathcal{A}_V = QG, \quad (21.77)$$

где Q — мощность выброса, Бк/с.

При наличии «мокрого» осаждения справедливо соотношение

$$Q(Gv_g + \Lambda G^z) = QG(v_g + \Lambda H_z^{\text{макс}}) = \mathcal{A}_V(v_g + \Lambda H_z^{\text{макс}}), \quad (21.78)$$

где $H_z^{\text{макс}}$ определено ниже [см. формулу (21.85)].

Таким образом, допустимые концентрации (ДК), Бк/м³, радионуклидов в атмосферном воздухе, при которых создаются установленные пределы доз (ПД), Зв/год, равны:

для случая γ -излучения облака радиоактивных газов [см. формулу (21.14)]

$$\text{ДК} = \text{ПД} / B_{a\gamma} \cdot 3,16 \cdot 10^7; \quad (21.79)$$

γ -излучения осадков на почву [см. формулы (21.26) и (21.78)]

$$\text{ДК} = \text{ПД} / [(v_g + \Lambda H_z^{\text{макс}}) B_{a\gamma} \cdot 3,16 \cdot 10^7]; \quad (21.80)$$

поступления нуклидов с вдыхаемым воздухом [см. формулу (21.54)]

$$\text{ДК} = \text{ПД} / B_a \cdot 3,17 \cdot 10^7; \quad (21.81)$$

поступления нуклидов по пищевым цепочкам [см. формулы (21.61)—(21.69)]

$$\text{ДК} = \text{ПД} / \{ [v_g + \Lambda H_z^{\text{макс}}] W_{F \rightarrow D} \cdot 3,16 \cdot 10^7 \}. \quad (21.82)$$

Аналогичные соотношения можно получить для кратковременных выбросов и соответствующей ожидаемой дозы. Особенно часто в этих случаях используют временные интегралы концентрации радионуклидов в атмосферном воздухе $\mathcal{A}_V(t) = \int_0^t \mathcal{A}_V(t) dt$,

при которых создается регламентированная доза облучения. Например, для γ -излучения от облака радиоактивных газов временной интеграл концентрации можно получить из формулы (21.19), а для ингаляционного пути поступления — из формулы (21.54).

§ 21.7. Популяционные дозы, обусловленные радиоактивными выбросами

Популяционные дозы H_p , чел·Зв, представляют собой сумму индивидуальных эквивалентных доз и определяются соотношением

$$H_p = \int_H HN(H) dH = \sum_i H_i N_i, \quad (21.83)$$

где N_i — число лиц, получивших индивидуальную дозу H_i (индекс i относится к уровню облучения); $N(H)$ — плотность распределения числа лиц по полученным дозам. Математический формализм расчета популяционных доз можно свести к формализму для расчета индивидуальных доз, если ввести дополнительную терминологию и символику.

Введем *популяционный фактор разбавления* G_p , с/м:

$$G_p = \int_S G dS = [v_g + (\lambda + \Lambda) H_z^{\max}]^{-1}, \quad (21.84)$$

S — площадь; G — *индивидуальный фактор метеорологического разбавления* для непрерывных выбросов, определяемый формулой (21.10), с/м³; v_g , λ и Λ определены выше; H_z^{\max} — максимальное значение *эквивалентной толщины перемешивания*, м, под которой понимается отношение

$$H_z^{\max} = \int_z A_V(z, t) dz / A_V(0, t), \quad (21.85)$$

где в числителе — интеграл концентрации по высоте, Бк/м², в знаменателе — приземная концентрация, Бк/м³, определенные по большому периоду времени. Величина H_z^{\max} обычно определяется по экспериментальным данным о содержании в атмосфере природных загрязнителей и в зависимости от сезона и категорий устойчивости погоды колеблется в широком диапазоне — от 2000 м для категории А до 200 м для категории F.

В ряде работ в зависимости от категории погоды для H_z^{\max} приняты следующие значения, м:

2000 (для категории А), 2000 (В), 1000 (С), 1000 (D), 200 (E) и 200 (F).

Введем далее *полный популяционный фактор разбавления* G_p^{tot} , чел·с/м³

$$G_p^{\text{tot}} = \int_S G_p(S) dS \cong \bar{\rho} G_p, \quad (21.86)$$

где $\rho(S)$ — распределение плотности населения по площади; $\bar{\rho}$ — средняя плотность населения, чел./м².

Представление полного популяционного фактора разбавления в форме (21.86) дает возможность получить формулы рас-

чета популяционных доз H_p , чел·Зв/год, по прямым путем воздействия в том же виде, как и для индивидуальных доз, в том числе за счет:

внешнего γ -излучения облака радиоактивных газов

$$H_p = QG_p^{\text{tot}} B_{\alpha\gamma}; \quad (21.87)$$

внешнего γ -излучения радиоактивных осадков на почве

$$H_p = QG_p^{\text{tot}} (v_g + \Lambda H_z^{\max}) B_{S\gamma} \tau_{\text{эф}}; \quad (21.88)$$

внутреннего облучения от вдыхания загрязненного воздуха

$$H_p = QG_p^{\text{tot}} B_{ih} \quad (21.89)$$

или

$$H_p = QG_p^{\text{tot}} V B_{ig}. \quad (21.90)$$

Формально популяционные дозы, обусловленные пищевыми цепочками, можно рассчитать по тому же принципу, используя формулы (21.61) и (21.62). Однако такой подход допустим лишь в том случае, когда загрязненные продукты питания потребляются только в данной зоне. В действительности загрязненные продукты могут быть отправлены в другие районы страны, где потребление их бесконтрольно. И наоборот, население, проживающее в зоне выпадения радионуклидов, может использовать незагрязненные продукты питания, завезенные из других районов. При этих условиях популяционная доза будет зависеть не от территориального распределения населения $\rho(S)$, а от топографии сельскохозяйственных угодий в зоне выпадения радиоактивных аэрозолей. Тогда вклад в популяционную дозу, создаваемую этим путем, не будет зависеть от того, куда перевезли, где и кто потребил загрязненные продукты питания.

Таким образом, связь между годовой популяционной дозой H_p , обусловленной пищевыми цепочками, чел·Зв/год, и выбросом Q , Бк/год, можно представить в следующем виде:

$$H_p = QG_p \eta (v_g + \Lambda H_z^{\max}) K_{ji} B_{ig}, \quad (21.91)$$

где среднегодовой популяционный фактор метеорологического разбавления G_p , с/м, определяется формулой (21.84); η — безразмерный множитель, равный доле территории, занятой под данную культуру в зоне выпадения загрязнений по отношению ко всей площади этой зоны; $(v_g + \Lambda H_z^{\max})$ — скорость сухого и мокрого осаждения, м/с; K_{ji} — безразмерный коэффициент, равный доле, выпавшей на почву активности, которая содержится в продуктах питания в момент их потребления [см. формулы (21.65) — (21.69)]; B_{ig} — переходный дозиметрический множитель, Зв/(Бк·чел.).

Произведение множителей

$$I = QG_p \gamma (v_{ig} + \Delta H_z^{\text{макс}}) K_{ii} \quad (21.92)$$

представляет собой суммарное поступление нуклидов в организмы людей, потребляющих загрязненные продукты питания, где бы они ни находились, Бк/год.

В простейшем случае (если пренебречь изменением содержания радионуклидов при переработке продуктов и предположить, что все продукты идут на питание человека) величина I численно равна полной активности нуклида \mathcal{A} в момент потребления продуктов питания, загрязненных годовыми выбросами. Тогда вместо (21.91) и (21.92) можно записать:

$$H_p = IB_{ig} \approx \mathcal{A} B_{ig}. \quad (21.93)$$

Популяционную или коллективную дозу на население признано целесообразным использовать как меру общественного риска: при выборе площадок для АЭС и планировании количества энергоблоков на одной площадке; для сравнительной оценки реакторов разного типа и других объектов ЯТЦ по критерию радиационной безопасности; с целью прогнозирования последствий аварии; для обоснования дозовых квот и сравнения различных видов человеческой деятельности, связанных с использованием тех или иных источников ионизирующих излучений; для сравнительной оценки риска альтернативных источников энергии и ряда других задач.

Часть V

ЗАЩИТА ЯДЕРНО-ТЕХНИЧЕСКИХ УСТАНОВОК

Глава 22

ЗАЩИТА УСКОРИТЕЛЕЙ ЧАСТИЦ

§ 22.1. Особенности ускорителей частиц

Ускорители заряженных частиц — это ядерно-физические установки, предназначенные для получения интенсивных потоков частиц и фотонов, как правило, более высоких энергий, чем энергии общедоступных радионуклидных источников излучений. Созданные на рубеже 30-х годов в интересах ядерной физики ускорители в настоящее время широко применяют и в фундаментальных, и в прикладных научных исследованиях, в медицине, геологии и многих других областях науки и техники.

Больших успехов ускорительная техника достигла в последние годы. В нашей стране и за рубежом действуют сейчас несколько десятков крупных ускорителей частиц. Успешно развивается техника ускорения многозарядных ионов. Не так давно введены в строй действующих протонные ускорители на 400 ГэВ (1 ГэВ = 10^9 эВ) в ЦЕРН (Швейцария) и на 400—800 ГэВ во ФНАЛ (США). В Институте физики высоких энергий под г. Серпуховом с 1967 г. работает самый крупный в СССР ускоритель протонов на 76 ГэВ. Там же сооружается новый крупнейший ускоритель — Ускорительно-накопительный комплекс (УНК) на энергию 3000 ГэВ. Это уникальное сооружение включает в себя кроме действующего ускорителя на 76 ГэВ, который будет нижектором УНК, три новых ступени, размещаемые в одном туннеле длиной 20,8 км. Первая ступень — «теплый» ускоритель на энергию 400 ГэВ, вторая — сверхпроводящий синхротрон на энергию 3000 ГэВ, третья — сверхпроводящее накопительное кольцо на 3000 ГэВ. Для II и III ступеней разрабатываются сверхпроводящие магниты с магнитной индукцией поля в зазоре 5—6 Тл. Предельная энергия взаимодействующих частиц при работе УНК в режиме встречных пучков 2×3000 ГэВ. В США начато проектирование еще более крупного ускорителя на энергию 10 ТэВ (1 ТэВ = 10^{12} эВ). Подобные ускорители, занимающие территорию в десятки тысяч гектаров, уже трудно назвать физическими установками. По существу, это научно-технические комплексы полупромыш-

ленного типа, насыщенные сложным и разнообразным электротехническим, криогенным, радиотехническим оборудованием и вычислительной техникой.

Наряду с разработкой ускорителей на сверхвысокие энергии широкое распространение в различных отраслях народного хозяйства и в промышленности получают небольшие ускорители различного типа на энергию порядка единиц и десятков мегаэлектрон-вольт.

Основные типы ускорителей. Ускорители частиц классифицируются по способу ускорения виду ускоряемых частиц (электроны, протоны, дейтроны и т. д.), предельной энергии частиц и интенсивности частиц в пучке.

По способу ускорения их подразделяют на два основных класса в зависимости от характера ускоряющего электрического поля:

1) с помощью постоянного электрического поля (рентгеновские трубки, электростатические генераторы);

2) с помощью переменного электрического поля. Ускорители второго класса включают в себя линейные и циклические ускорители (бетатроны, циклотроны, синхроциклотроны, синхротроны, синхрофазотроны и т. д.).

При расчете и проектировании радиационной защиты наиболее важными параметрами являются: вид ускоряемых частиц, максимальная энергия частиц, средний ток пучка (в ускорительной технике широко используется также термин «интенсивность пучка» — полное число циркулирующих в ускорителе частиц), частота циклов (или длительность цикла ускорения).

Параметры ускорителей варьируют в широких пределах. Так, максимальная энергия частиц изменяется от десятков килоэлектрон-вольт в рентгеновских аппаратах до тысяч гигаэлектрон-вольт в больших протонных синхротронах. Интенсивность пучков частиц современных ускорителей достигает 10^{13} протонов и более за цикл, а импульсный ток электронных ускорителей — сотен ампер. Длительность цикла ускорения изменяется от 10^{-4} с для электронных линейных ускорителей до нескольких десятков секунд для протонных ускорителей высокой энергии.

Основным следствием такого разнообразия параметров является многообразие подходов, методов и способов создания радиационной защиты на разных установках, причем многие из них в настоящее время еще только формируются. Особенно характерны в этом отношении протонные ускорители высокой энергии. По многообразию физических процессов взаимодействия образующихся на них частиц со средой высокоэнергетические ускорители не имеют себе равных среди других ядерно-физических установок.

Данная глава посвящена вопросам защиты от излучений, генерируемых ускорителями частиц. Естественно, что в одной главе невозможно сколько-нибудь полно изложить столь разнообразный и обширный по объему материал, каким является физика защиты ускорителей. Авторы ставят своей целью дать лишь самые общие сведения, которые помогут бы читателям более свободно ориентироваться в имеющейся научной литературе и периодических изданиях.

Более подробные сведения о конструктивных особенностях ускорителей и радиационно-физической проблематике можно найти в специальной справочной и монографической литературе.

§ 22.2. Ускорители как источники ионизирующего излучения

Прежде чем приступить к проектированию защиты от излучения ускорителя, необходимо уяснить, к какому геометрическому типу источников (точечному, распределенному) следует отнести данный ускоритель и каков характер генерируемого им излучения (состав, спектр, степень анизотропии и т. д.). Поэтому основным и главным вопросом на этой стадии является вопрос об ускорителе как источнике вторичного излучения. Он, в свою очередь, подразделяется на две принципиально разные части. Первая включает в себя сведения об элементарном акте взаимодействия при данной энергии налетающих частиц. Ими могут быть двойные дифференциальные сечения образования вторичных частиц либо другие функционалы, характеризующие выход, угловые и энергетические распределения вторичных частиц, рожденных в элементарном акте. Для защиты от излучений вместо них в ряде расчетных методов можно использовать данные об угловом интегральном выходе адронов с $E > E_1$, где $E_1 = 150 \div 200$ МэВ, из точечной мишени, бомбардируемой тонким пучком частиц рассматриваемой энергии. Некоторые из этих данных приведены ниже, особенность их в том, что хотя они и носят иногда приближенный характер, но априори известны всегда.

Вторая часть вопроса должна характеризовать плотность упоминавшихся элементарных источников в пространстве и во времени (по энергии), т. е. характеризовать ускоритель как макронисточник. До запуска ускорителя эти сведения в большинстве случаев отсутствуют, что по понятным причинам сводит на нет любые успехи в развитии методов расчета защиты. В этом, в частности, состоит характерное различие между ускорителями и реакторами. Так, изучение реактора как источника излучения начинается еще на стадии проектирования его активной зоны. В отличие от реакторов работоспособность уско-

рителей никак не связана с его характеристиками как излучателя, поэтому разработчиками ускорителей эти характеристики не рассматриваются и не анализируются. Исторически сложилось так, что их исследование вместе с изучением закономерностей формирования макроисточников и причин, их вызывающих, отошло к физике защиты ускорителей и формируется сейчас в самостоятельное научное направление. Следует подчеркнуть, что значимость этой проблемы зависит от масштаба ускорителя. На малых ускорителях, занимающих небольшую площадь, ошибка в оценке характера распределения плотности источников не приведет к большим изменениям в конструкции защиты, если мощность источника в целом оценена правильно. На больших ускорителях положение иное. Характер источника здесь определяет не только конфигурацию защиты, но и само ее присутствие в данном месте. Естественно, что никакие погрешности здесь недопустимы. Рассмотрим эту проблему там, где она проявляется наиболее ярко, т. е. применительно к большим ускорителям.

О масштабах современных протонных ускорителей уже упоминалось. К примеру, Серпуховский ускоритель на 76 ГэВ включает в себя линейный ускоритель на энергию 100 МэВ (длина ускорителя 80 м), кольцевой ускоритель — бустер на энергию 1500 МэВ (периметр ускорителя 137 м), основной кольцевой ускоритель на 76 ГэВ, размещенный в полузаглубленном туннеле с периметром 1500 м, и более 10 каналов первичных и вторичных частиц, длина каждого из которых варьирует от 40 до 400 м. Все они — источники мощного ионизирующего излучения, характер которого изменяется как в пространстве, так и во времени.

Формирование макроисточника. Удобно начать изложение с протонных ускорителей, на которых в отличие от циклических электронных отсутствуют побочные радиационные эффекты, связанные с циркулирующей заряженной частицей. Общность рассуждений при этом не изменяется. На протонных ускорителях появление ионизирующего излучения, связано с непосредственным взаимодействием ускоряемых или ускоренных протонов со средой: с веществом мишеней или конструктивными элементами ускорителя при выходе протонов из режима устойчивого ускорения. Основными причинами выхода протонов из этого режима в кольцевых ускорителях являются рассеяние частиц на остаточном газе и резонансная раскачка колебаний. Для характеристики выхода протонов из ускорения используют понятие *потери пучка частиц*. Количественно потери определяются числом первичных частиц ΔI_p , выбывших по всей совокупности причин из процесса устойчивого ускорения за промежуток времени Δt на участке Δz периметра ускорителя. Полные потери за время от t_1 до t_2 на участке от z_1 до z_2 определяются

как разность числа ускоренных частиц на границах этих участков:

$$\Delta I_p(z, t) = I_{p2}(z_2, t_2) - I_{p1}(z_1, t_1) = \int_{z_1}^{z_2} \int_{t_1}^{t_2} \eta(z, t) dz dt, \quad (22.1)$$

где $\eta(z, t)$ — распределение плотности потерь частиц в пространстве и времени.

Сам по себе выход частицы из режима устойчивого ускорения (который можно идентифицировать по отклонению ее траектории от равновесной орбиты, превышающему допустимое) еще не приводит к образованию источников вторичного излучения и, таким образом, не несет никакой информации по рассматриваемому вопросу. Условимся поэтому понимать под потерями число первичных частиц ΔI_p , пересекающих поверхность раздела вакуум — вещество стенок вакуумной камеры или других узлов в камере. Это условие не противоречит физическому смыслу, поскольку в конечном счете все протоны, потерянные в процессе ускорения, пересекают эту поверхность или взаимодействуют с мишенями. Однако такая формулировка позволяет конкретизировать место и время образования источников излучения, т. е. придать выражению (22.1) конкретный физический смысл. Из сказанного ясно, что процесс формирования источника на протонных ускорителях тесно связан с динамикой ускоряемых или транспортируемых частиц и условиями их взаимодействия с остаточным газом в вакуумной камере, мишенями и самой камерой. В результате любой кольцевой ускоритель является резко неоднородным по длине (или периметру) источником вторичного излучения. Типичное для кольцевых ускорителей продольное распределение плотности источников приведено на рис. 22.1. Видно, что градиенты в распределении достигают трех десятичных порядков на очень коротких отрезках периметра. Наибольшие уровни излучения отмечаются в области внутренних мишеней M , на которые в конце цикла ускорения наводится пучок первичных протонов. Эту область называют *областью возмущения пучка*. Высокие уровни излучения сразу за мишенью, изменяющиеся по экспоненциальному закону, обусловлены вторичными частицами и фотонами от распада π^0 -мезонов. Эти частицы рождаются в мишени в результате взаимодействий протонов с ядрами ее вещества. Имея энергию, значительно отличающуюся от энергии первичных частиц, они под действием магнитного поля попадают на стенки вакуумной камеры сразу же за мишенью. Часть периметра, где мишени отсутствуют, называют *спокойной областью*. Уровни излучения в этой области невелики, но градиентный характер сохраняется (рис. 22.1).

Помимо азимутальной неоднородности (вдоль периметра) характернейшей особенностью ускорителей как источников из-

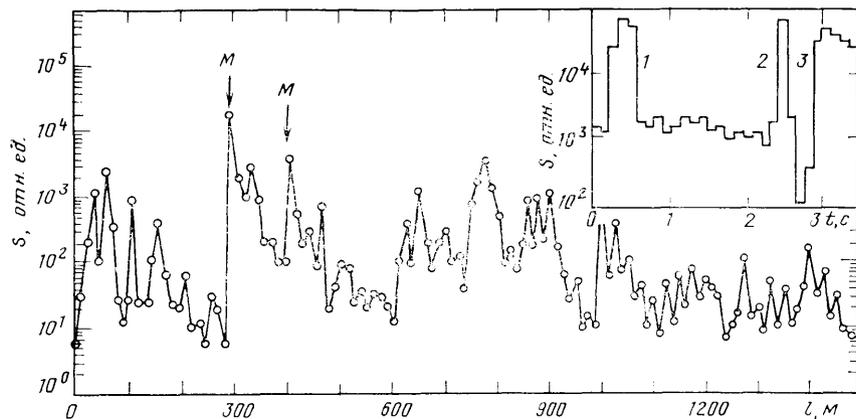


Рис. 22.1. Распределение плотности источников вторичного излучения вдоль периметра Серпуховского протонного синхротрона (M — точки установки внутренних мишеней. На вставке приведено изменение мощности излучения во времени в одной из точек периметра на расстоянии 80 см от вакуумной камеры)

лучения является неравномерность излучения во времени. Энергия протонов в цикле ускорения изменяется в 50—100 раз и более. Наведение пучка на мишени осуществляется в строго фиксированные моменты времени. В результате наблюдается временное распределение излучения, показанное на вставке к рис. 22.1. На ней видны три максимума, соответствующие прохождению пучка через критическую энергию (1), выводу пучка (2) и сбросу на мишени (3).

Анализ геометрических условий взаимодействия пучка с вакуумной камерой в основных режимах работы ускорителя с учетом частоты поперечных колебаний ускоряемых частиц показывает, что характерными углами падения протонов на камеру кольцевых ускорителей с жесткой фокусировкой являются углы менее 10 мрад. При падении протонов под такими малыми углами даже на относительно тонкую стенку вакуумной камеры их пробег в веществе больше длины пробега до неупругого взаимодействия, а эффективность взаимодействия превышает 70%. Таким образом, при рассмотрении ускорителя как источника вторичного излучения участки вакуумной камеры играют роль толстых мишеней, а сама камера в целом в совокупности с мишенями и остаточным газом является протяженным неоднородным анизотропным* источником вторичного из-

* В силу значительной анизотропии вылета вторичных частиц при взаимодействии с веществом первичных протонов с энергией выше сотен мегаэлектрон-вольт, как показано ниже (см. рис. 22.2).

лучения, который удобно характеризовать азимутальной (или линейной для трактов) плотностью источников:

$$S(z) = \int_{\varphi} S(R_0, z, \varphi) d\varphi, \quad (22.2)$$

где $S(R_0, z, \varphi)$ — поверхностная плотность источников; R_0 — радиус камеры; φ — угол относительно продольной оси камеры в поперечном сечении; z — координата по азимуту. При больших размерах камеры и на близком расстоянии от нее источник следует рассматривать как объемный с неоднородным распределением плотности в поперечном сечении.

Завершим описание ускорителя высокой энергии как макросточника рассмотрением спектрально-угловых характеристик излучения. Для этого воспользуемся данными для наиболее простого геометрически источника — внутренней мишени ускорителя.

Для описания угловых распределений вторичных адронов с энергией $E > E_1$ обычно используют интегральную функцию вида

$$j(\theta) = 2\pi \sum_j \int_{E_1}^{E_j} \frac{d^2 N_j}{dE d\Omega} dE, \quad (22.3)$$

где $d^2 N_j / dE d\Omega$ — двойной дифференциальный выход адронов сорта j из данной мишени. Сведения об угловых распределениях адронов (22.3) широко используются в полуэмпирических методах расчета радиационной защиты, при определении радиационных нагрузок на оборудование, уровней наведенной радиоактивности и решении других задач прикладного характера.

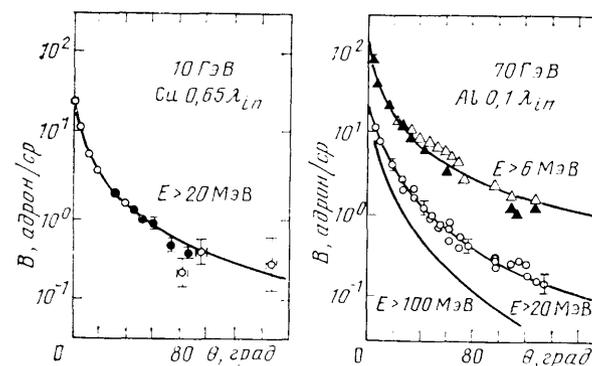


Рис. 22.2. Пространственно-угловые распределения вторичных адронов с энергией $E > E_1$ вокруг внутренних мишеней разной толщины λ_{IP} , бомбардируемых протонами с энергией 10 и 70 ГэВ [сплошные линии — аппроксимации вида $K(0 + \theta_0)^n$; точки — эксперимент; данные нормированы на единичный взаимодействующий протон]

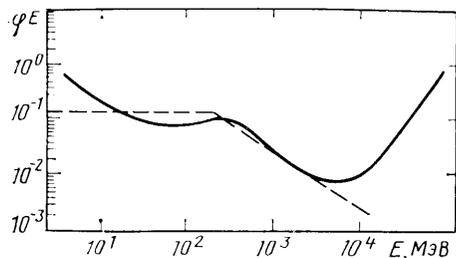


Рис. 22.3. Энергетическое распределение вторичных адронов вблизи электромагнита ускорителя под углом 10 мрад к внутренней мишени, облучаемой протонами с энергией 70 ГэВ [пунктир — аппроксимация (22.4)]

На рис. 22.2 приведены угловые распределения вторичных адронов вокруг некоторых внутренних мишеней ускорителя, измеренные детекторами с разным энергетическим порогом. Видно, что чем ниже порог, тем более изотропно угловое распределение адронов. Типичное энергетическое распределение вторичных адронов у вакуумной камеры в точке, расположенной по отношению к налетающему пучку под углом $\theta=10$ мрад, показано на рис. 22.3. Характерной чертой таких распределений является значительный вклад рассеянных адронов третьего и более поколений, обладающих сравнительно низкой энергией ($1-10^3$ МэВ); их появление обусловлено многократным рассеянием вторичных частиц на элементах конструкции ускорителя. На фоне этих рассеянных частиц адроны, вылетевшие непосредственно из мишени, не дают преобладающего вклада в суммарный флюенс частиц. Они лишь обуславливают подъем спектрального распределения $\varphi(E)$ при $E > 10^4$ МэВ. За исключением этого подъема $\varphi(E)$ удовлетворительно описывается выражением вида

$$\varphi(E) \sim \begin{cases} E^{-1} & \text{при } E \leq E_T; \\ E^{-2} & \text{при } E > E_T, \end{cases} \quad (22.4)$$

где E_T — энергия, соответствующая «перелому» в спектральном распределении (пунктир на рис. 22.3). Наилучшее совпадение (22.4) с обобщенными экспериментальными данными наблюдается при $E_T \cong 200$ МэВ.

Следует отметить, что современный ускоритель протонов представляет собой совокупность в разной пропорции источников всех типов — от простейшего точечного изотропного до сложнейшего протяженного неоднородного и анизотропного. Изучение формирования источника на ускорителях высокой энергии продолжает оставаться весьма актуальным разделом физики защиты ускорителей. По мере перехода к более низким энергиям ускоряемых частиц сложность описания источника уменьшается, и в области энергий ниже нескольких десятков мегаэлектрон-вольт его можно рассматривать как суперпози-

цию простейших источников: точечного изотропного и линейного изотропного.

Основные факторы вредного воздействия ускорителей. Ускорители заряженных частиц относятся к наиболее экологически чистым установкам. При правильной компоновке защиты и достаточной кратности ослабления излучения ускорители могут оказывать минимальное воздействие на окружающую среду. Для этого, однако, необходимы полный учет и детальная проработка всех факторов, потенциально или непосредственно способствующих этому вредному влиянию. По характеру излучения все факторы можно подразделить на следующие две группы: 1) связанные с мгновенным импульсным ионизирующим излучением, генерируемым только при работе ускорителя; 2) возникающие благодаря остаточному излучению наведенной радиоактивности, сохраняющемуся и после выключения ускорителя.

Импульсное мгновенное излучение. Это излучение, генерируемое непосредственно при взаимодействии ускоренных частиц с ядрами мишеней, основного оборудования и защиты. Как показывает название, оно существует только при работе ускорителя, точнее — в течение времени взаимодействия пучка частиц с веществом. При проработке защиты того или иного ускорителя следует учитывать и детально прорабатывать хотя бы наиболее проникающие компоненты. К ним относятся: на электронных ускорителях — тормозное излучение, образование фотонейтронов, а при энергиях выше 1 ГэВ — мюоны высокой энергии; на протонных ускорителях — нейтроны всех энергий, вплоть до максимальной энергии ускоряемых частиц, протоны и д-мезоны высокой энергии, при энергиях выше 10 ГэВ значимыми становятся мюоны высокой энергии, а в отдельных случаях — образование электрон-фотонного ливня; на ускорителях многозарядных частиц — нейтроны и адроны всех энергий. Некоторые из них рассмотрены ниже.

В самостоятельные задачи с ростом энергии и интенсивности пучков частиц (а следовательно, и мощности вторичного излучения) сформировались проблемы переноса излучения через проемы и лабиринты в защите, а также распространение излучения на большие расстояния от источника. Учет этих факторов необходим и при компоновке защиты, и при санитарном зонировании территории вокруг ускорителя. Здесь эти проблемы не рассматриваются. Сведения о прохождении низкоэнергетической компоненты излучения через неоднородности в защите можно позаимствовать в гл. 18.

Наведенная радиоактивность. Наиболее значимой является наведенная радиоактивность основного оборудования ускорителя: вакуумной камеры, электромагнита, мишеней, коллиматоров, формирователей и поглотителей пучков. Для наведенной

активности на современных ускорителях характерны уровни порядка долей грэ, а вблизи поглотителей пучка — единиц грэ. Излучение наведенной радиоактивности состоит из двух компонент: γ - и β -излучения. Спектральный состав изучен достаточно хорошо, он зависит в основном от химического состава оборудования и защиты, времени облучения и выдержки.

В серьезную проблему на больших ускорителях превращается активация грунта и грунтовых вод вблизи туннеля или здания ускорителя. При заглублении сооружения для оценки допустимых потоков излучения на грунт необходимо располагать не только сведениями о закономерностях миграции подземных вод вблизи туннеля или здания ускорителя, но и знать гидрогеологическую обстановку во всем районе, на который может влиять сооружаемый ускоритель. Кроме динамики подземных вод, химического и структурного состава грунтов необходимы подробные сведения о степени сорбции и вымывания образующихся в воде и грунте радиоактивных нуклидов грунтовыми водами. Для количественной характеристики важности данной проблемы достаточно указать, что допустимой нагрузкой на грунт в разных работах считается плотность потока адронов 10^4 — 10^5 см⁻²·с⁻¹, что существенно ниже реальных потоков излучения.

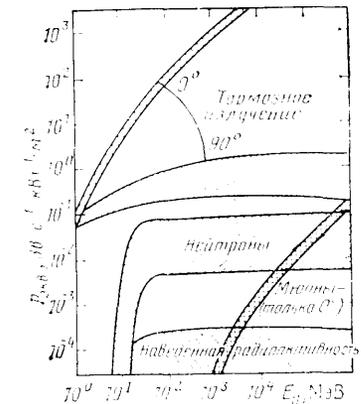
Основной проблемой при прогнозировании активации, будь то активация воздуха, теплоносителя или хладагента, является учет динамики носителя в реальных замкнутых системах как целого. Любые приближенные решения (без учета динамики) в условиях современных почти промышленных масштабов сооружения неизбежно приводят к большому дополнительным и, следовательно, неоправданным затратам.

Эти задачи, включая защиту коммуникаций, не уступающие по своей сложности аналогичным реакторным задачам, из-за недостатка места здесь не рассматриваются. Общие сведения по этим вопросам можно почерпнуть в гл. 16.

§ 22.3. Защита ускорителей электронов

Ускорители электронов в зависимости от энергии ускоряемых частиц могут быть только источниками тормозного излучения либо, если энергия электронов достаточно велика, источниками фотонейтронов и мюонов. Вклад каждого из вторичных компонентов при разных энергиях электронов схематически иллюстрируется рис. 22.4. В случаях, когда пучок первичных электронов выводится из ускорителя и попадает на защиту, последняя должна обеспечивать и полное поглощение электронов. Расчет защиты от электронов не представляет особых трудностей: толщина защиты в направлении падения пучка должна быть равна максимальному пробегу электронов с энергией E_0

Рис. 22.4. Мощность эквивалентной дозы излучений разных видов на единицу мощности первичного пучка электронов, падающего на мишень, в зависимости от энергии электронов (без защиты). Ширина заштрихованных зон определяет диапазон возможных изменений при разных толщинах и материалах мишени



в выбранном материале. Максимальный пробег электронов рассчитывают по формулам, приведенным в гл. 2, т. 1. Однако следует иметь в виду, что всякий экран, предназначенный для поглощения электронов, является источником тормозного излучения, а при определенной энергии электронов (см. рис. 22.4) — нейтронов и мюонов.

В большинстве случаев ускорители электронов используются как источники тормозного излучения. При этом ускоренные электроны направляются на внутренние или внешние мишени. При взаимодействии электронов с атомами вещества мишени возникает тормозное излучение. Последнее появляется также и при взаимодействии электронов с конструкционными элементами ускорителя, регистрирующей аппаратурой и защитой. Если энергия ускоренных электронов превышает некоторое пороговое значение, в спектре тормозного излучения появляются фотоны с энергией, большей энергии связи нейтронов в ядрах. В этом случае в результате фотоядерного взаимодействия нейтрон выбивается из ядра. В результате при работе ускорителя образуются мощные потоки вторичных нейтронов, а после его выключения на мишенях и оборудовании длительное время сохраняется наведенная активность.

Рассмотрим характеристики ускорителя электронов как источника тормозного и нейтронного излучения, а также мюонов.

Защита от тормозного излучения. Выход* тормозного излучения зависит от энергии первичных электронов, толщины мишени и атомного номера вещества, из которого она изготовлена. Между выходом тормозного излучения и атомным номером вещества мишени в случае толстых мишеней имеется прямая зависимость**. Спектр тормозного излучения для тонких ми-

* Под термином «выход излучения» понимают ту или иную количественную характеристику источника излучений (число частиц или фотонов, поток или плотность потока частиц, фотонов, мощность дозы излучения), отнесенную к единичному пучку падающих первичных частиц или к единичной мощности пучка первичных частиц.

** Классическая, предсказываемая теорией, квадратическая зависимость от Z наблюдается на практике только в случае очень тонких мишеней.

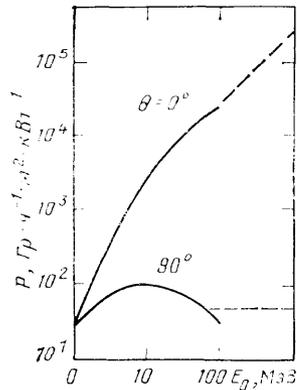


Рис. 22.5. Выход тормозного излучения на толстой мишени с большим Z под углом $\theta=90^\circ$ к налетающему пучку электронов с энергией E_0 (шпиктирные части кривых — экстраполяция экспериментальных данных)

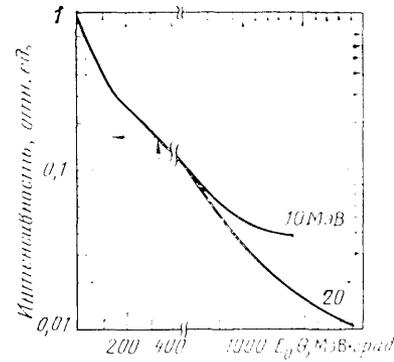


Рис. 22.6. Угловое распределение тормозного излучения из мишени с большим Z для электронов с энергией $E_0=2\div 20$ МэВ. По оси абсцисс отложено произведение $E_0\theta$, где θ — угол вылета фотонов тормозного излучения

шеней определяется простым выражением

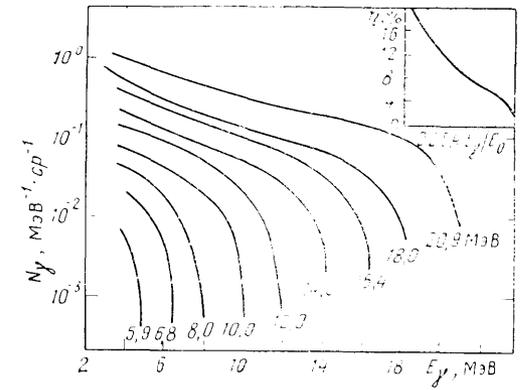
$$dN/dE_\gamma \approx \lambda X_0^{-1} E_\gamma^{-1}, \quad x \ll X_0, \quad (22.5)$$

где E_γ — энергия фотонов; x — толщина мишени; X_0 — радиационная длина.

С увеличением толщины мишени выход тормозного излучения возрастает, так как на пути электрона увеличивается число атомов, в поле которых и происходит его торможение. При некоторой толщине, равной приблизительно $1/3$ длины максимального пробега электрона, выход тормозного излучения достигает максимума. Дальнейшее увеличение толщины мишени приводит к уменьшению выхода из-за поглощения фотонов, образовавшихся в первых слоях мишени. Для расчета защиты ускорителей электронов всегда, когда это возможно, следует принимать толщину мишени такой, которая соответствует максимальному выходу тормозного излучения.

Для энергии ускоряемых электронов $E_0 \leq 5$ МэВ выход тормозного излучения можно рассчитать по формулам, приведенным в гл. 2, т. 1. Они справедливы для мишеней, толщина которых сравнима с длиной пробега первичного электрона. Такие мишени называют *толстыми мишенями*. Выход тормозного излучения из толстых мишеней в направлении пучка электронов $\theta \sim 0^\circ$ растет пропорционально E_0^3 , при $E_0 < 10$ МэВ и как E_0^2 , при $E_0 > 10$ МэВ (рис. 22.5). Выход под углом $\theta = 90^\circ$, как видно

Рис. 22.7. Спектры тормозного излучения, измеренные под углом $\theta = 0^\circ$, из мишени с большим Z толщиной $0,2X_0$ (цифры у кривых — энергия электронов). На вставке — обобщенное энергетическое распределение дозы тормозного излучения по отношению к полной дозе в зависимости от энергии фотона в единицах E_γ/E_0 ; данные нормированы на единичный падающий электрон



из этого рисунка, почти не зависит от энергии электронов. Это свидетельствует о значительной анизотропии угловых распределений тормозного излучения при $E_0 > 1 \div 1,5$ МэВ, возрастающей с ростом энергии налетающих электронов.

Основной способ расчета выхода тормозного излучения из толстых мишеней, бомбардируемых электронами высоких энергий, — интегрирование радиационных потерь энергии в последовательных актах взаимодействия по всему пути электрона в веществе с учетом потерь энергии и кулоновского рассеяния электронов. Для количественного определения выхода тормозного излучения в зависимости от угла θ на рис. 22.6 приведена номограмма, справедливая в диапазоне энергий первичных электронов $E_0 = 2 \div 20$ МэВ. Для определения выхода под некоторым углом θ к направлению пучка необходимо отложить по оси абсцисс произведение $E_0\theta$, где E_0 — энергия налетающих частиц, и прочесть ответ на оси ординат. Если $E_0\theta < 400$ МэВ·град, используется единая кривая, при $E_0\theta > 400$ МэВ·град отсчет ведется по кривой для соответствующей энергии.

Анализ энергетических распределений тормозного излучения показывает, что форма спектра слабо зависит от энергии первичного электрона (рис. 22.7) и не зависит от угла вылета фотонов. Спектр тормозного излучения сплошной, максимальная энергия фотонов в спектре равна максимальной энергии ускоряемых электронов. Для расчета защиты можно принимать, что средняя энергия фотонов в спектре равна $0,5 E_0$, если $E_0 \leq 10$ МэВ, и $0,33 E_0$, если $E_0 > 10$ МэВ. Подобие форм спектров тормозного излучения в широком диапазоне энергий электронов и углов вылета фотонов позволяет представить энергетическое распределение дозы тормозного излучения в обобщенном виде, справедливом для толстых мишеней, бомбардируемых электронами с энергией $E_0 > 5$ МэВ. Это распределение показано на вставке рис. 22.7. По оси ординат на вставке отложено

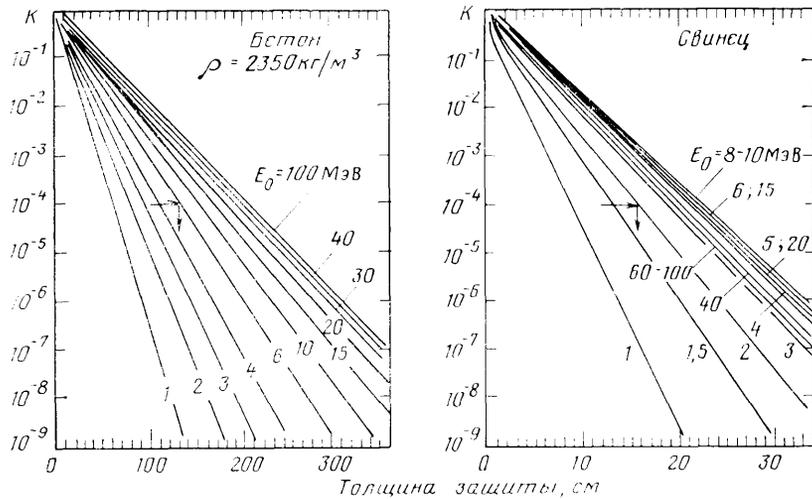


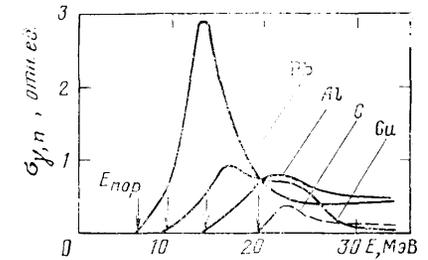
Рис. 22.8. Коэффициент ослабления тормозного излучения, генерируемого на толстой мишени с большим Z в бетонной и свинцовой защите в геометрии широкого пучка под углом $\theta=0^\circ$ (цифры у кривых — энергия электронов E_0)

вклад каждого энергетического интервала в полную дозу тормозного излучения.

На форму спектра тормозного излучения кроме материала мишени оказывает сильное влияние из-за самоослабления в веществе конфигурация мишени. Мишень обычно заключена в вакуумированный кожух, который также рассеивает фотоны. Все это приводит к дополнительному смягчению спектра, которое трудно учесть расчетным путем. Чаше им пренебрегают. Тогда для определения толщины защиты от тормозного излучения удобно использовать номограммы, приведенные на рис. 22.8. Они выражают в графической форме связь между коэффициентом ослабления тормозного излучения и толщиной защиты, обеспечивающей нужное ослабление, при разных энергиях тормозного излучения. Коэффициент ослабления $K = P_{\text{доп}}/P_{\text{расч}}$, где $P_{\text{доп}}$ — допустимая, а $P_{\text{расч}}$ — расчетная (или фактическая, которую необходимо ослабить до допустимого уровня) мощность дозы. Определив коэффициент ослабления, находят по номограмме нужную толщину защиты, как показано стрелками.

Защита от фотонейтронов. Выход фотонейтронов из мишени определяется сечением образования фотонейтронов при разных энергиях фотонов (рис. 22.9) и спектром тормозного излучения по всей толщине мишени. Особенностью энергетической зависимости сечения является наличие максимума вблизи порога фоторождения нейтронов. Эта область энергий фотонов, известная как область гигантского резонанса, занимает для разных

Рис. 22.9. Сечение образования фотонейтронов на ядрах некоторых элементов в области гигантского резонанса



материалов диапазон от 8 до 20 МэВ. Так как область гигантского резонанса начинается сразу же за порогом фоторождения, выход фотонейтронов после порога почти не зависит от энергии первичных электронов (см. рис. 22.4). В области энергий до 34 МэВ выход фотонейтронов можно рассчитать по формуле

$$Q(E_n) = \frac{E_0}{E_{\text{кр}}} \int_{\varepsilon_n}^{\varepsilon_0} \frac{\sigma_{\gamma n}(\varepsilon)}{\sigma_n(\varepsilon)} \varphi_p(\varepsilon_0, \varepsilon) d\varepsilon, \quad (22.6)$$

где $Q(E_n)$ — число фотонейтронов на один падающий электрон с начальной энергией E_0 ; $E_{\text{кр}}$ — критическая энергия электронов — энергия, при которой потери на тормозное излучение равны ионизационным потерям (значения $E_{\text{кр}}$ для некоторых элементов приведены в гл. 2, т. 1); $\varepsilon_n = 2,29 E_{\text{пор}}/E_{\text{кр}}$; $E_{\text{пор}}$ — пороговая энергия фотонов, с которой возможно образование фотонейтронов (табл. 22.1); $\varepsilon_0 = 2,29 E_0/E_{\text{кр}}$; $\varepsilon = 2,29 E'/E_{\text{кр}}$; E' — энергия фотонов в электрон-фотонном ливне; $\sigma_{\gamma n}(\varepsilon)$ — сечение (γ, n) -реакции; $\sigma_n(\varepsilon) = \sigma_{\text{пар}}(\varepsilon) + \sigma_{\text{компл}}(\varepsilon)$ — полное сечение поглощения фотонов;

$$\varphi_p(\varepsilon_0, \varepsilon) = e^\varepsilon \int_{\varepsilon}^{\varepsilon_0} \frac{\exp(-z)}{z^2} dz.$$

Таблица 22.1. Значения $E_{\text{пор}}$ для некоторых элементов

| Элемент | $E_{\text{пор}}$, МэВ | Элемент | $E_{\text{пор}}$, МэВ |
|----------|------------------------|----------|------------------------|
| Дейтерий | 2,23 | Серебро | 9,18 |
| Бериллий | 1,67 | Барий | 6,90 |
| Углерод | 18,72 | Тантал | 7,61 |
| Алюминий | 13,03 | Вольфрам | 6,20 |
| Железо | 11,21 | Золото | 8,07 |
| Никель | 11,38 | Свинец | 6,73 |
| Медь | 9,91 | Уран | 6,04* |

* Пороговая энергия для фотоделения урана 5,90 МэВ.

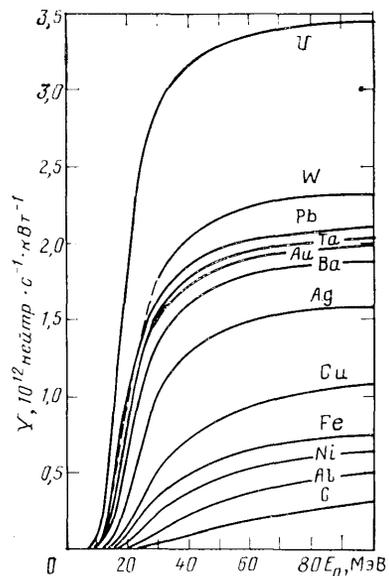


Рис. 22.10. Зависимость выхода фотонейтронов из полубесконечной мишени от материала мишени и энергии электронов для единичной мощности пучка электронов

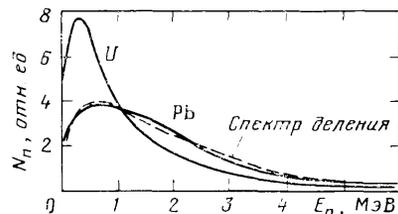


Рис. 22.11. Энергетический спектр фотонейтронов, генерируемых электронами с энергией 45 МэВ в толстых мишенях из Рб и U (пунктиром показан спектр нейтронов деления)

Выход фотонейтронов зависит от энергии первичных электронов E_0 (или, что то же самое, от максимальной энергии фотонов в спектре), материала и толщины мишени (рис. 22.10). Зависимость выхода от энергии имеет пороговый характер, значение пороговой энергии $E_{пор}$ колеблется для разных элементов в пределах от 1,6 до 19 МэВ. При энергии первичных электронов $E_0 > 40$ МэВ выход фотонейтронов слабо зависит от E_0 .

Типичный энергетический спектр фотонейтронов (рис. 22.11) имеет максвелловское распределение, максимальная энергия нейтронов не превышает примерно 15 МэВ. Наиболее вероятная энергия нейтронов 1—2 МэВ. В частности, для приведенных спектров она равна 1,92 для Рб и 1,37 МэВ для U. Угловое распределение фотонейтронов изотропно.

В заключение следует добавить, что толщина защиты в направлении пучка электронов определяется, как правило, тормозным излучением, и наоборот, под большими углами к направлению падающих на мишень электронов она определяется нейтронным излучением.

§ 22.4. Защита ускорителей протонов

Информацию о поле излучения за защитой того или иного ускорителя протонов высокой энергии можно считать исчерпывающей, если известно дифференциальное распределение частиц во времени, пространстве и по энергиям $\varphi_j(\mathbf{r}, E, \Omega,$

$t) dE d\Omega dt$. Дифференциальная плотность потока — это число частиц сорта j с энергией E в интервале dE , движущихся в направлении Ω в интервале телесного угла $d\Omega$ и пересекающих в точке \mathbf{r} в момент времени t в интервале dt единичную площадку, нормаль к которой совпадает с направлением Ω . В этом случае суммарная плотность потока всех частиц

$$\varphi(\mathbf{r}, E, \Omega, t) = \sum_i \sum_j \int_{\Omega'} \int_{E'} S_i(\mathbf{r}', E', \Omega', t) \varphi_{ij}(\mathbf{r}', E', \Omega', t) \times \\ \times B_j(\mathbf{r}', E', \Omega') d\mathbf{r}' dE' d\Omega', \quad (22.7)$$

где $S_i(\mathbf{r}', E', \Omega', t)$ характеризует распределение плотности источников вторичного излучения сорта i с энергией E в точке (\mathbf{r}', Ω') ; $\varphi_{ij}(\mathbf{r}', E', \Omega', t)$ — плотность потока частиц сорта j , образованных в результате взаимодействия частиц сорта i с ядрами среды и пересекающих единичную площадку в точке с координатами (\mathbf{r}', Ω') ; $B_j(\mathbf{r}', E', \Omega')$ — коэффициент, учитывающий множественное рождение, накопление и ослабление частиц сорта j при взаимодействии с атомами среды; $i=j=n$; $p, \pi^\pm, \pi^0, K^\pm, \mu^\pm, e^\pm, \gamma \dots$.

Наиболее сложны в (22.7) множители, учитывающие процессы взаимодействия излучения с веществом. В области высоких энергий эти процессы весьма специфичны, поэтому рассмотрим их, прежде чем приступить непосредственно к вопросам защиты от излучений.

Особенности взаимодействия частиц при высоких энергиях. Множественное рождение вторичных адронов. Заряженные адроны (протоны, π^- -мезоны и др.), проходя через вещество, теряют свою энергию в результате электромагнитных (ионизация атомов среды) и сильных взаимодействий. Потери энергии протонов высокой энергии на ионизацию, отнесенные к единице пути, рассчитывают по формулам, приведенным в гл. 3 (см. т. 1), или определяют по таблицам ионизационных потерь. Значение ионизационных потерь энергии $(-dE/dx)_{ион}$ дает возможность вычислить пробег протонов в различных средах:

$$R(E) = R(E_0) = \int_{E_0}^E dE' / (-dE'/dx)_{ион}, \quad (22.8)$$

где $R(E_0)$ — пробег протонов при некоторой фиксированной энергии E_0 . Значение E_0 выбирают исходя из лучшего согласия результатов расчета и эксперимента. Следует отметить, что непосредственный расчет пробега интегрированием ионизационных потерь по энергиям от 0 до E дает результат, несколько отличающийся от экспериментального, так как при малых энергиях теория ионизационных потерь недостаточно точна.

С ростом энергии заряженных частиц все большую роль в поглощении излучений начинают играть неупругие взаимодействия. В физике защиты ускорителей высокой энергии неупругие взаимодействия занимают главенствующее положение, являясь основным процессом диссипации энергии как для нейтральных, так и для заряженных частиц (при энергии $E \gg 1$ ГэВ характер ослабления потоков протонов и нейтронов почти одинаков, поскольку средние потери на ионизацию в этом случае существенно меньше энергии, поглощенной в неупругих взаимодействиях с ядрами).

Упругое соударение при большой энергии палетающих частиц можно рассматривать как дифракцию на полупрозрачном ядре. Однократное упругое взаимодействие нуклона приводит к изменению его энергии лишь на 3—5% (данные для $E = 660$ МэВ на углероде). Упругое рассеяние практически не приводит к изменению направления движения первичной частицы. Все это позволяет вообще не учитывать упругое взаимодействие при расчетах ослабления потоков излучений высокой энергии в защите.

Неупругие нуклон-нуклонные ($N-N$) и нуклон-ядерные ($N-A$) взаимодействия играют, как упоминалось, определяющую роль в поглощении высокоэнергетических излучений. Неупругие взаимодействия включают в себя по классификации множество различных каналов реакций. Совокупность взаимодействий по всем каналам определяет наблюдаемую в эксперименте зависимость сечения неупругого взаимодействия σ_{in} от энергии палетающих частиц и атомной массы ядра-мишени. Зависимость от атомной массы имеет следующий вид:

$$\sigma_{in} \approx A^{0,67 \pm 0,05}. \quad (22.9)$$

Как показывает анализ экспериментальных данных, сечение неупругого взаимодействия σ_{in} резко возрастает в интервале энергий 1—10 МэВ и затем постепенно уменьшается до практически постоянных значений при $E > 1$ ГэВ. Такая зависимость $\sigma_{in}(E)$ приводит к важным последствиям в процессе прохождения вторичных излучений ускорителей через защиту, определяя почти постоянное соотношение между низко- и высокоэнергетическими частями спектра с границей между ними в районе 80—200 МэВ.

При энергии $E > 100$ МэВ сечения σ_{in} в пределах экспериментальных погрешностей одинаковы для нейтронов и протонов. В диапазоне от 10 до 100 ГэВ сечение нуклон-ядерного взаимодействия достигает минимума, обуславливая тем самым наивысшую проникающую способность излучений с такой энергией. Полные сечения неупругого взаимодействия при высокой энергии близки к геометрическим сечениям $\sigma_0 = \pi r_0^2 A^{2/3}$, где $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-15}$ м. Угловые распределения вторичных частиц име-

ют значительную анизотропию с преимущественным вылетом в направлении первичного взаимодействующего адрона, и, наконец, в энергетических спектрах вторичных частиц имеются частицы с энергиями, близкими к энергии палетающей частицы.

Эти особенности не могут быть объяснены в рамках статистической модели ядерных реакций. Предложено рассматривать взаимодействие палетающей частицы с ядром как квазисвободное взаимодействие с нуклонами ядра. Это означает, что палетающая частица не передает всю энергию ядру в целом, как предполагает теория составного ядра, а взаимодействует с отдельными нуклонами. В ядре происходят последовательные столкновения первичного нуклона с нуклонами ядра, которые, в свою очередь, могут получить достаточно большую энергию и также участвовать в последующих попарных столкновениях. Число столкновений в ядре при этом увеличивается лавинообразно. Отсюда и название *внутриядерный каскад*.

Каскадный процесс в ядре, развивающийся за время, необходимое для пролета релятивистской частицы через ядро (около 10^{-22} с), удовлетворительно объясняет наблюдаемые особенности взаимодействия. Развитие каскада сопровождается испусканием вторичных частиц, количество и энергия которых изменяются в широких пределах. Такое множественное рождение вторичных частиц является характернейшей особенностью неупругих взаимодействий в области высоких энергий.

В процессе развития внутриядерного каскада часть нуклонов ядра получает энергию, недостаточную для вылета из ядра. Поэтому после окончания каскадной стадии ядро остается в возбужденном состоянии. За время около 10^{-16} с возбуждение снимается испусканием низкоэнергетических нуклонов и квантов. Эту стадию процесса взаимодействия называют *испарительной*.

Таким образом, процесс неупругого взаимодействия адронов высокой энергии с ядром можно рассматривать состоящим из двух стадий: каскадной и испарительной.

Каскадная стадия процесса взаимодействия. Каскадная стадия процесса взаимодействия палетающей частицы с нуклонами ядра представляется последовательностью попарных случайных взаимодействий. В связи с этим наиболее полный расчет каскадной стадии может быть проведен методом Монте-Карло. Полученные к настоящему времени характеристики внутриядерного каскада, несмотря на отдельные приближения и допущения, удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Основными характеристиками внутриядерного каскада, имеющими значение для расчета защиты, являются средняя множественность, а также спектральное и угловое распределения рождаемых в каскаде вторичных частиц. Под средней множествен-

венностью понимают число частиц сорта i (нуклоны, мезоны всех зарядовых состояний, гипероны, античастицы и др.) на один акт неупругого взаимодействия. Выход каскадных частиц зависит от энергии налетающего нуклона и атомной массы ядра-мишени. С повышением энергии выход нуклонов растет. Экспериментальные данные свидетельствуют: при низкой энергии налетающих частиц выход нуклонов с ростом атомной массы элемента уменьшается, а при энергиях выше 1 ГэВ увеличивается. С увеличением энергии и атомной массы ядра-мишени возрастает в общем выходе нуклонов доля нейтронов.

При энергиях выше нескольких сотен мегаэлектрон-вольт начинается процесс мезообразования. Число π -мезонов на одно неупругое взаимодействие быстро растет с увеличением энергии налетающей частицы. При энергиях порядка 30 ГэВ выход π -мезонов достигает уже 80% суммарной множественности. В результате неупругого взаимодействия образуются, кроме заряженных, нейтральные π^0 -мезоны. Время жизни π^0 -мезона очень мало (около $2,1 \cdot 10^{-16}$ с), и практически сразу после вылета из ядра он распадается на два фотона высокой энергии. По этой причине при расчете защиты сами π^0 -мезоны не учитываются, однако фотоны инициируют в веществе защиты электрон-фотонный ливень, вносящий заметный вклад в энерговыделение уже при энергии порядка 50—70 ГэВ. С ростом энергии значимость этого процесса быстро повышается.

Для определения средней множественности релятивистских частиц, генерируемых в неупругих нуклон-нуклонных ($N-N$) взаимодействиях, как функции энергии налетающего нуклона на основе экспериментальных данных предложены эмпирические формулы, связывающие среднее число ливневых частиц $\langle n_s \rangle$ в $N-N$ -взаимодействиях с кинетической энергией налетающего протона E_p :

$$\left. \begin{aligned} E_p < 3 \text{ ГэВ}, \quad \langle n_s \rangle &= 0,555E_p - 0,17; \\ 3 < E_p < 30 \text{ ГэВ}, \quad \langle n_s \rangle &= 0,85E_p^{0,51}; \\ E_p > 30 \text{ ГэВ}, \quad \langle n_s \rangle &= \ln E_p. \end{aligned} \right\} \quad (22.10)$$

Средняя множественность при нуклон-ядерных взаимодействиях отличается от множественности при $N-N$ -взаимодействиях в основном за счет образования в $N-A$ -взаимодействиях большого количества низкоэнергетических частиц, не влияющих на общую закономерность прохождения излучения в веществе. Средняя множественность $\langle n_s \rangle$ частиц, образующихся в легких ядрах во взаимодействиях с одним из нуклонов ядра, слабо зависит от атомной массы ядра:

$$\langle n_s \rangle = n_s^0 A^{0,15 \pm 0,06}. \quad (22.11)$$

Здесь результат нормирован при $A=94$ к $\langle n_s \rangle = 16$.

Спектрально-угловые характеристики вторичных частиц высокой энергии при их множественном рождении в результате неупругого взаимодействия — это исходные физические данные, без которых в принципе невозможен расчет защиты ускорителей частиц. Эти характеристики можно получить расчетом внутриядерного каскада или экспериментально. Однако и тот, и другой путь достаточно сложен для использования. В связи с этим понятен интерес к аналитическим описаниям этого процесса, как более доступным на практике. Свое аналитическое выражение процесс образования вторичных частиц в неупругих взаимодействиях находит в двойных дифференциальных сечениях выхода вторичных частиц (рис. 22.12). Из-за отсутствия единой теории сильных взаимодействий предложено большое количество модельных описаний и полуэмпирических формул для определения этих сечений. Так, широко известны гидродинамическая модель Ландау, термодинамическая модель Хагедорна и др. Описание дифференциальных сечений с помощью этих моделей и формул носит обычно общий характер (типичная степень отличия расчета от эксперимента видна на рис. 22.12). Кроме того, области их применимости обычно весьма узки. В рамках одной модели (или формулы) не существует удовлетворительного описания для всего диапазона энергий 20 МэВ — 5000 ГэВ, углов и сортов частиц, представляющих интерес для физики защиты.

Испарительная стадия процесса взаимодействия. Расчет выхода вторичных частиц в испарительной стадии процесса взаимодействия выполняется методом Монте-Карло. Среднее число вторичных частиц зависит от типа ядра и начальной энергии возбуждения E^* . Значение E^* определяется энергией налетающего протона E_0 , суммой энергий вторичных каскадных частиц E_i и средней энергией связи частиц в ядре B :

$$E^* = E_0 - \sum_{i=1}^m E_i - (m-1)B, \quad (22.12)$$

где m — полное число вылетевших частиц.

Среднее число вторичных частиц \bar{N} можно оценить из отношения энергий возбуждения E^* к средней энергии возбуждения на одну частицу $\bar{E}_{\text{нукл}}$. Последнюю можно определить по эмпирической формуле:

$$\bar{E}_{\text{нукл}} = 8,9 + 0,97\tau, \quad (22.13)$$

где $\bar{E}_{\text{нукл}}$ — средняя энергия на одну частицу, МэВ; $\tau = 10E^*/A$ — ядерная температура. На рис. 22.13 показана зависимость выхода испарительных частиц от энергии возбуждения ядра ^{64}Si . Видно, что основную долю испарительных частиц составляют нейтроны и протоны, однако имеются и

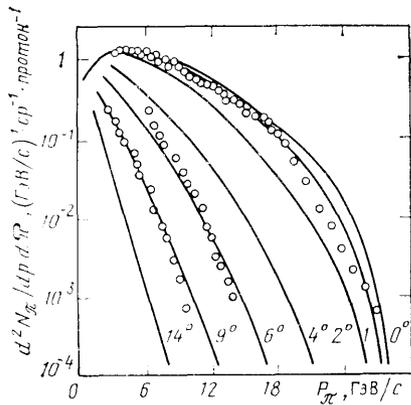


Рис. 22.12. Дифференциальные распределения отрицательных пионов, генерируемых на водородной мишени протонами с энергией 30 ГэВ (точки — эксперимент, сплошные линии — аппроксимации; цифры у кривых — углы вылета из мишени; данные приведены на единичный падающий протон)

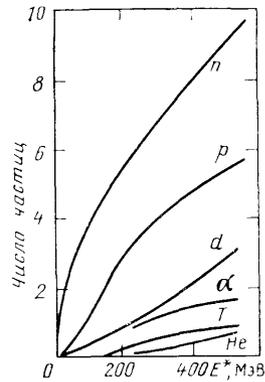


Рис. 22.13. Зависимость числа частиц, испаряющихся из ядра, от энергии возбуждения ядра ^{64}Cu

α -частицы, и более тяжелые ядра. Например, при энергии возбуждения $E^* = 200$ МэВ, что соответствует энергии налетающего протона $E = 1850$ МэВ, в составе испарительных частиц имеется в среднем 5,5 нейтрона, 2,8 протона, 0,8 дейтона, 0,7 α -частицы, 0,3 тритона и менее 0,1 ядер ^3He , что дает в сумме около 10 частиц на одно взаимодействие.

Энергетический спектр испарительных нейтронов имеет максимум в области 1–2 МэВ и простирается до 10–15 МэВ. Спектр нейтронов можно описать формулой

$$N(E_n) = (E_n / \tau^2) \exp(-E_n / \tau), \quad (22.14)$$

где E_n — энергия нейтронов, МэВ; τ — ядерная температура, МэВ. Угловое распределение испарительных нейтронов изотропно.

Для спектра заряженных частиц, испускаемых при испарении, характерно смещение максимума в область больших энергий (5–10 МэВ), что объясняется влиянием кулоновского поля ядра.

Нуклон-мезонный каскад. Вторичные адроны, образовавшиеся в результате неупругих процессов взаимодействия первичных адронов с ядрами вещества, обладая еще достаточной энергией (см. рис. 22.12), в свою очередь взаимодействуют с ядрами среды, генерируя в результате неупругих взаимодействий новые поколения частиц. В веществе возникает нуклон-

мезонный каскад (НМК). Анализ состава излучения, рожденного в НМК, показывает, что основными его компонентами являются нуклоны и π^\pm -мезоны. K^\pm -мезоны в актах неупругого взаимодействия образуются примерно на порядок меньше, чем пионов, а гипероны составляют доли процента. В области высоких энергий нуклон-мезонный каскад играет определяющую роль, поскольку решение любых вопросов радиационной физики, включая защиту от излучений, в конечном счете связано с расчетом такого каскада.

Процесс прохождения частиц высоких энергий через вещество имеет четкую математическую формулировку в рамках Больцмановского уравнения переноса. Однако корректно описать такое сложное явление, как нуклон-мезонный каскад, в котором принимают участие почти все известные элементарные частицы, и развивающийся одновременно с ним электро-фотонный ливень с резко неоднородными по углам и энергии сечениями взаимодействия адронов, лептонов и фотонов в реальной геометрии ускорителя, можно только с использованием метода Монте-Карло. Из-за исключительных математических и вычислительных трудностей, сложности и многообразия процессов в области высоких энергий и отсутствия еще в нужном объеме достоверной экспериментальной информации о дифференциальных характеристиках адрон-ядерных взаимодействий методы расчета НМК часто еще носят приближенный характер и доступны лишь ограниченному кругу исследователей. Поэтому при расчете защит ускорителей наряду с прямым моделированием широко применяются приближенные так называемые полуэмпирические методы расчета. Суть их состоит в описании экспериментально установленных закономерностей ослабления излучений в защите простыми математическими выражениями, удобными для использования при вариантном проектировании, либо с помощью номограмм и таблиц с шагом изменения аргумента, обеспечивающим необходимую точность оценок.

Полуэмпирические методы оценки защиты от адронов. В основе этих методов лежит найденная экспериментально функция распределения вторичных адронов в выбранном материале защиты $f_j(x, r)$. Функция $f_j(x, r)$ является наиболее общей характеристикой развивающегося в плотной среде нуклон-мезонного каскада. Она характеризует флюенс частиц сорта j в полубесконечной защите в точке с координатами x, r при падении на эту защиту вдоль оси x тонкого мононаправленного пучка частиц. При $r=0$ эта функция характеризует изменение флюенса вторичного излучения вдоль направления падающего пучка. Это изменение характерно для «узкой» геометрии. Проинтегри-

рованная функция $F_j(x) = 2\pi \int_0^\infty r f_j(x, r) dr$ описывает харак-

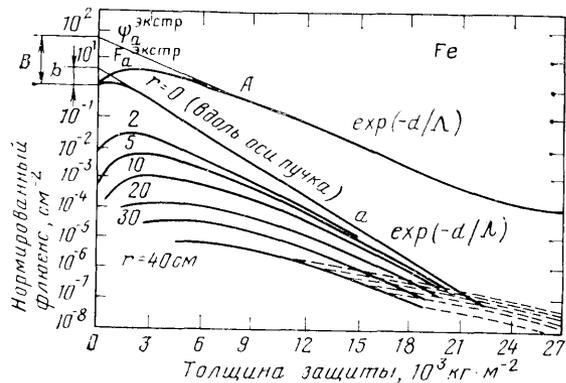


Рис. 22.14. Нормированное на единичный флюенс падающих частиц продольное распределение в защите адронов, генерируемых протонами с энергией 20 ГэВ, в условиях узкой (а) и широкой (А) геометрии. Материал защиты — железо; r — расстояние от оси пучка в радиальном направлении, см; пунктиром показано ослабление флюенса мюонов, образованных в каскаде

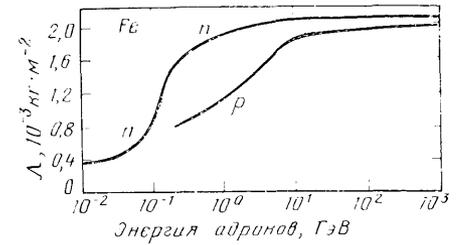
тер ослабления излучения в случае плоского мононаправленного источника.

Типичные продольные распределения флюенса адронов $f_i(x, r)$ и $F_j(x)$ при развитии нуклон-мезонного каскада в плотной среде показаны на рис. 22.14. К основным закономерностям развития каскада можно отнести наличие максимума на малых толщинах защиты и последующее квазиэкспоненциальное ослабление излучения, состоящего из первичных и вторичных частиц. Рост функций $F_j(x)$ и $f_i(x, r=0)$ в первых слоях защиты обусловлен накоплением вторичных частиц, образующихся в результате неупругих взаимодействий падающих адронов. Для количественной характеристики процесса накопления адронов используют понятие факторов накопления (B и b на рис. 22.14), смысл которых ясен из рисунка. Факторы накопления нельзя непосредственно измерить, однако их использование позволяет существенно упростить оценку толщины защиты. Заметим во избежание путаницы, что используемое здесь определение факторов накопления отличается от общепринятого для фотонов низкой энергии.

Область квазиэкспоненциального ослабления без большой ошибки можно описать экспоненциальной зависимостью. Это позволяет ввести понятие длин ослабления Λ , λ , определяющих наклон кривых ослабления в этой области.

Описанный характер продольных распределений вторичных адронов при развитии каскада сохраняется для всех сортов падающих адронов при $E \gtrsim 1$ ГэВ. (При меньшей энергии постепенно исчезает максимум, но характер ослабления оста-

Рис. 22.15. Зависимость от энергии длины ослабления адронов, испускаемых плоским мононаправленным источником



ется неизменным). Этот факт позволяет перечисленные закономерности развития нуклон-мезонного каскада положить в основу упомянутых полумпирических методов расчета защиты. Ход расчета полумпирическим методом понятен из рис. 22.14. Флюенс адронов F_a , f_a с энергией E_a в точке перед защитой и допустимое значение флюенса $F_{доп}$ за защитой обычно заданы. Умножая F_a , f_a на фактор накопления $B(E_a)$ или $b(E_a)$ в зависимости от геометрии, находим экстраполированные значения флюенса $F_a^{экр}$, $f_a^{экр}$, отмеченные на рис. 22.14 точками на оси ординат. Необходимую толщину защиты определим как

$$d = \Lambda \ln \frac{F_a^{экр}}{F_{доп}} = \Lambda \ln \frac{B(E_a)F_a}{F_{доп}} \quad (22.15)$$

для широкой геометрии и

$$d = \lambda \ln \frac{b(E_a)f_a}{F_{доп}} \quad (22.15a)$$

для узкой геометрии. Значения B , Λ , b , λ находят экспериментально или расчетным путем, моделируя развитие НМК методом Монте-Карло. На рис. 22.15 приведена обобщенная энергетическая зависимость длины ослабления $\Lambda(E)$ нуклонов, которую можно использовать в (22.15). При выборе из литературных данных значения фактора накопления следует учитывать, что он зависит не только от энергии падающих частиц и геометрии, но и от выбора энергетического порога регистрации вторичных адронов.

Защита от μ -мезонов. Основным процессом генерации мюонов на протонных ускорителях является распад π^\pm - и K^\pm -мезонов, обусловленный конечным временем жизни этих частиц (табл. 22.2). Элементарным источником π - и K -мезонов в общем случае является точечная мишень, бомбардируемая тонким мононаправленным пучком протонов. Геометрическая идеализация типичных случаев защиты от мюонов показана на рис. 22.16. Выход π - и K -мезонов из тонкой элементарной ми-

Таблица 22.2. Свойства мезонов

| Частица | Масса частицы в единицах m_e | Время жизни 10^{-8} с | Тип распада | Вероятность распада, % | Пробег до распада λ_p , м |
|-----------|--------------------------------|-------------------------|---|--|-----------------------------------|
| π^\pm | 273,2 | $2,55 \pm 0,03$ | $\left\{ \begin{array}{l} \nu_\mu^\pm + \nu_\mu \\ e^\pm + \nu_e \\ \pi^0 + e^\pm + \nu_e \end{array} \right.$ | $\left\{ \begin{array}{l} 100 \\ 1,2 \cdot 10^{-2} \\ 1,7 \cdot 10^{-6} \end{array} \right.$ | $54,8 E_\pi$ (ГэВ) |
| K^\pm | 966,3 | $1,224 \pm 0,013$ | $\left\{ \begin{array}{l} \nu_\mu^\pm + \nu_\mu \\ \pi^- + \pi^0 \\ \pi^+ + \pi^- + \pi^0 \\ \pi^+ + \pi^0 + \pi^0 \\ \pi^0 + \mu^\pm + \nu_\mu \\ \pi^0 + e^\pm + \nu_e \end{array} \right.$ | $\left\{ \begin{array}{l} 60 \\ 21 \\ 5,7 \\ 1,7 \\ 5,5 \\ 5,8 \end{array} \right.$ | $7,4 E_K$ (ГэВ) |
| μ^\pm | 206,8 | $221,2 \pm 0,1$ | $e^\pm + \nu_e + \nu_\mu$ | 100 | $6,3 \cdot 10^3 E_\mu$ (ГэВ) |

шени характеризуется двойными дифференциальными распределениями $d^2N_{\pi,K}/dpd\Omega$, уомниавшимися выше (см. рис. 22.12).

Пространственное распределение мюонов вокруг мишени зависит от спектрально-углового распределения пионов и каонов

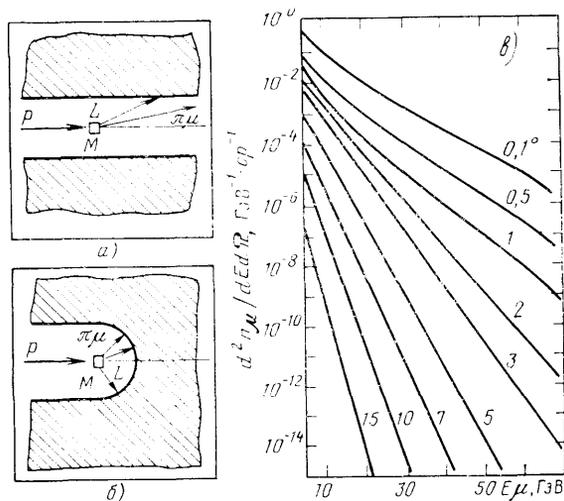


Рис. 22.16. Геометрическая идеализация источника мюонов (а, б) и спектрально-угловые распределения мюонов (в), инициируемых пучком протонов с $E_p=70$ ГэВ при взаимодействии с тонкой мишенью (данные приведены на единичный падающий протон)

нов при рождении, дополнительной угловой расходимости при $\pi \rightarrow \mu$ и $(K \rightarrow \mu)$ -распадах (практически значима лишь расходимость при $K \rightarrow \mu$ из-за малости поперечного импульса в системе покоящегося π -мезона $p_{\perp}^{\pi \rightarrow \mu} = 0,028$ ГэВ) и многократного кулоновского рассеяния при движении в плотной среде.

С распадом пионов и каонов конкурирует ядерное взаимодействие. Сечение ядерного взаимодействия пионов с нуклонами при энергии выше нескольких гигаэлектрон-вольт составляет $\sigma_{in} \approx 2 \times 10^{-30}$ м², отсюда $\lambda_{in} = 1300$ кг·м⁻² (для легких элементов). Вероятность распада пиона или каона с энергией $E_{\pi,K}$ при пролете расстояния L определяется с помощью известного выражения

$$W_{\pi,K} = 1 - \exp(-L/\lambda_p), \quad (22.16)$$

где λ_p — длина свободного пробега до распада, приведенная в табл. 22.2. Сопоставляя λ_{in} и λ_p , легко убедиться, что в воздухе преобладает процесс распада на лету, а в плотных средах — ядерное взаимодействие. Отсюда следует, что минимизация пробега L в воздухе (см. рис. 22.16) является эффективным средством подавления мюонного фона. Этот способ защиты от мюонов широко известен, однако его возможности ограничены, поскольку эффективную длину пробега до распада λ_p принципиально нельзя уменьшить до нуля. Это ясно из того, что даже в предельном случае, когда пробег мезонов-родителей в воздухе равен нулю (например, при торможении пучка протонов в поглотителе), λ_p из-за конкуренции λ_{in} и λ_p равна в плотной среде $\lambda_p \approx 1,8 \lambda_{in} \neq 0$, где λ_{in} — длина до неупругого взаимодействия π - и K -мезонов в этой среде.

Таким образом, основную роль в снижении потоков мюонов на ускорителях играют защитные экраны. С ростом энергии E_p налетающих на мишень протонов толщина этих экранов быстро возрастает. При энергии протонов $E_p < 10$ ГэВ пробег мюонов еще укладывается в размеры боковой защиты, рассчитанной на ослабление адронов, и какой-либо дополнительной защиты, как правило, не требуется. При $E_p > 10 \div 20$ ГэВ полный пробег мюонов уже не укладывается в размеры боковой защиты, а при энергии, например, Серпуховского ускорителя защита от мюонов достигает нескольких десятков метров стали. Оптимизация толщины и конфигурации защитных экранов при обеспечении вне их заданного уровня мюонного фона — таково основное требование, предъявляемое в настоящее время к методам расчета мюонной защиты.

Проходя в плотной среде, мюоны теряют свою энергию на ионизацию атомов среды, тормозное излучение и образование пар. При $E_\mu \approx 1000$ ГэВ становится заметным сечение ядерного взаимодействия (рис. 22.17). При $E_\mu < 100$ ГэВ основную роль

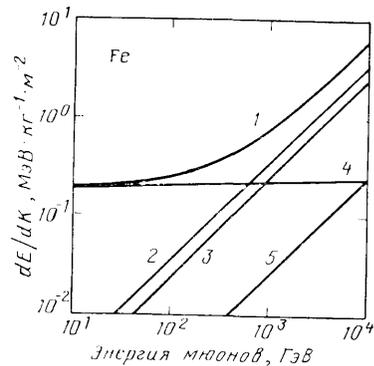


Рис. 22.17. Энергетическая зависимость полных и парциальных потерь энергии мюонов в железе:

1 — суммарные потери; 2 — потери на образование пар; 3 — на тормозное излучение; 4 — на ионизацию атомов; 5 — ядерные взаимодействия.

в диссипации энергии играют потери на ионизацию. Флюенс мюонов за защитой толщиной d (см. рис. 22.16) с учетом только потерь на ионизацию и без учета кулоновского рассеяния можно определить так:

$$F_{\mu}(d) = \frac{\epsilon_M}{(L+d)^2} \sum_j \int_{p(d)}^{p_0} \frac{d^2 n_j}{dp d\Omega} dp = \frac{\epsilon_M}{(L+d)^2} \int_{p(d)}^{p_0} dp \sum_j \int_p^{p_0} \frac{d^2 N_j}{dp' d\Omega} W_j K_j(p, p') dp', \quad j = \pi, K, \quad (22.17)$$

где $d^2 n_j / dp d\Omega$ — спектрально-угловое распределение мюонов, образующихся при распаде частиц сорта j на лету; $d^2 N_j / dp' d\Omega$ — спектрально-угловое распределение частиц сорта j (пионов и каонов); ϵ_M — эффективность мишени M ; W_j — вероятность распада частиц сорта j на лету; L — эффективная длина распада; $K_j(p, p')$ — спектральное распределение мюонов от распада пионов или каонов с импульсом p' ; $p(d)$ — изменение импульса мюона при прохождении им защиты толщиной d [$p(d)$ назовем импульсом обрезания спектра мюонов, поскольку мюоны с импульсом $p \leq p(d)$ полностью поглощаются в защите толщиной d]. Для определения импульса обрезания $p(d)$ удобно использовать имеющиеся в литературе значения ионизационных потерь, усредненных по полному пробегу мюонов. Типичное

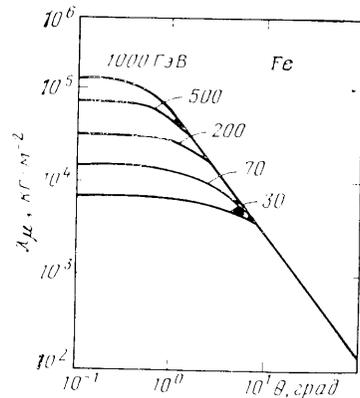


Рис. 22.18. Номограмма для определения длины ослабления в железной защите (см. рис. 22.16, б; $r=0.5$ м) флюенса мюонов, генерируемых под углом θ на тонкой алюминиевой мишени вис магнитного поля протонами с энергией от 30 до 1000 ГэВ

спектрально-угловое распределение мюонов приведено на рис. 22.16.

Как показывают результаты расчетов и экспериментов, ослабление флюенса мюонов в защите имеет квазиэкспоненциальный характер, что обусловлено близкой к экспоненциальной зависимости формой интегрального импульсного спектра образующихся мюонов, который легко получить интегрированием спектров на рис. 22.16. Квазиэкспоненциальный характер ослабления флюенса позволяет ввести в практику расчета мюонной защиты такой параметр, как эффективная длина ослабления флюенса мюонов λ_{μ} . Очевидно, что из-за сильной зависимости энергии материнских пионов и каонов от угла их вылета из мишени значение λ_{μ} будет неодинаково для разных углов. На рис. 22.18 показана номограмма для определения λ_{μ} в геометрии б (см. рис. 22.16). Она справедлива для толщины защиты $d > (1 \div 2)\lambda_{\mu}$, широкого диапазона энергий протонов E_p , бомбардирующих мишень, и углов вылета вторичных пионов и каонов из мишени. Для толщины $d \leq (1 \div 2)\lambda_{\mu}$ истинные значения λ_{μ} несколько меньше найденных с помощью этой номограммы, однако этим небольшим различием при оценочных расчетах мюонной защиты можно пренебречь.

Конструкции защиты ускорителей высокой энергии. Конструкционные решения радиационной защиты ускорителей отличаются чрезвычайно большим разнообразием. Это связано с различием технологических параметров ускоряемых пучков частиц (сорта ускоряемых частиц, их энергии, тока пучка), назначением ускорителей, их функциональными особенностями. Разнообразие подходов к компоновке защиты определяется также физическими процессами формирования и диссипации вторичных излучений. Особенно это относится к ускорителям на высокие энергии. Каждый из действующих или проектируемых крупных ускорителей является в большой мере уникальным сооружением, в строительных конструкциях которого воплощены самые современные для своего времени идеи и представления. Вместе с тем даже в подобных установках можно подметить некоторые общие решения и подходы.

Рассмотрим несколько типичных конструктивных особенностей защит ускорителей на примере канала вторичных частиц с внешней мишенью станцией Серпуховского протонного синхротрона на 70 ГэВ (рис. 22.19). Этот канал предназначен для формирования пучка вторичных частиц нужного сорта, в данном случае π -мезонов с импульсом до 60 ГэВ/с и импульсным разбросом около 5%. Для получения таких частиц пучок протонов после ускорения в кольцевом ускорителе 7 до максимальной энергии выводится из ускорителя и по тракту транспортировки 6 направляется на внешнюю мишень M . Образовавшиеся в мишени вторичные частицы анализируются магнитооп-

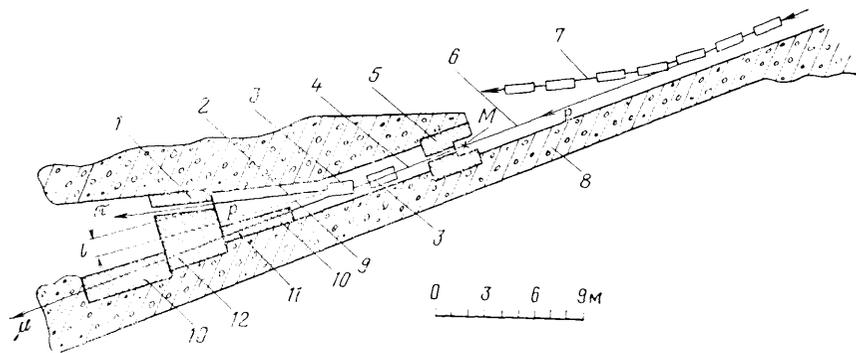


Рис. 22.19. Схема радиационной защиты типичного канала вторичных заряженных частиц на ускорителе высокой энергии:

1 — коллиматор; 2 — ионопровод канала вторичных частиц; 3 — отклоняющие магниты; 4 — тракт первичных и вторичных частиц; 5 — защита мишени станции; 6 — ионопровод тракта транспортировки протонов; 7 — вакуумная камера ускорителя; 8 — бетонная защита тракта транспортировки; 9 — ионопровод не взаимодействующих протонов; 10 — поглотители мюонов; 11 — ось мюонного пучка; 12 — поглотитель протонов и мюонов

тической системой 3 таким образом, что частицы пучка и импульсы попадают в коллиматор 1, а частицы с другим импульсом поглощаются в специально созданном для этой цели поглотителе 12. Мюоны, образовавшиеся в процессе распада на лету пионов и каонов на участке после мишени, поглощаются стальными поглотителями 10.

Рассмотрим конструктивные особенности защиты на основных участках канала.

Тракт транспортировки протонов. Длина трактов транспортировки на современных ускорителях может достигать нескольких километров. При такой длине основная доля объема защиты приходится на боковую (прилегающую) защиту. Вместе с боковой защитой кольцевого ускорителя она составляет 95—99% всей используемой на ускорителе защиты. Отсюда ясно, как важна оптимизация толщины боковых защит.

Магнитооптический тракт транспортировки заряженных частиц как источник вторичного излучения относится к наиболее сложным типам излучателей — к протяженным анизотропным неоднородным по длине источникам излучения сложного компонентного состава и энергии. Расчет радиационной защиты от таких источников в общем виде очень сложен. Основная доля неопределенности при расчете защиты трактов обусловлена неопределенностью потерь пучка вдоль тракта (см. § 22.1) и их распределением по длине тракта.

Если полагать, что наиболее общая причина потерь частиц из пучка — это взаимодействие их с остаточным газом в ионопроводе, то толщину защиты тракта как функцию давления газа можно определить по номограмме, приведенной на

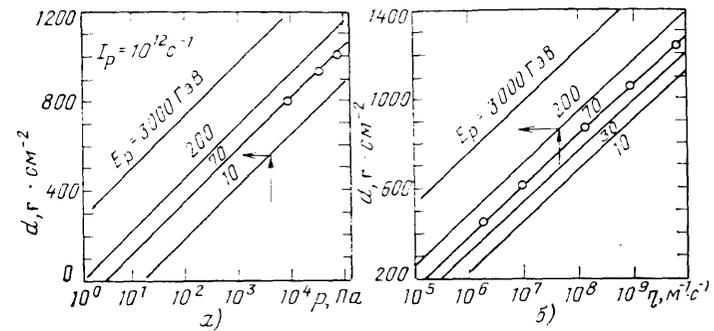


Рис. 22.20. Зависимость толщины бетонной защиты тракта транспортировки адронов от давления остаточного газа (а) и от линейной плотности потерь первичных адронов разной энергии (б). Точки — эксперимент, расстояние между защитой и ионопроводом 1 м; расчетная плотность потока адронов с $E > 20$ МэВ снаружи защиты $10^5 \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$

рис. 22.20,а. Номограмма полезна также для решения обратной задачи: выбора допустимого остаточного давления в ионопроводе, при котором толщина защиты пренебрежимо мала по сравнению с толщиной, обусловленной другими факторами. Для определения толщины защиты надо восстановить перпендикуляр к оси абсцисс из точки, соответствующей выбранному остаточному давлению в ионопроводе. Проекция точки пересечения с наклонной линией, соответствующей пучковой энергии протонов, на ось ординат дает искомую толщину защиты. В тех случаях, когда известны потери частиц из пучка, толщину боковой защиты тракта транспортировки как функцию плотности потерь определяют по номограмме на рис. 22.20,б. Процедура пользования номограммой та же самая.

Поглотитель пучка протонов. Эффективность внешних мишеней редко достигает 60—70% и составляет обычно 20—30%. Это означает, что более 70% выведенных из ускорителя протонов не испытывают неупругих взаимодействий с ядрами мишени и выходят вместе с вторичными частицами, рожденными на мишени, за пределы защиты мишени станции. Для их поглощения служит стальной поглотитель 12 (см. рис. 22.19), оптимальные размеры и конфигурацию которого выбирают исходя из пространственного распределения адронов высокой энергии в полубесконечной защите (рис. 22.21). Кривые на этом рисунке, нормированные на один акт неупругого взаимодействия, можно использовать в качестве номограммы для определения оптимальной конфигурации поглотителя адронов любого сорта с энергией в пределах 40—100 ГэВ.

Защита мишени станции. Под мишени станции понимают дистанционное устройство для автоматической

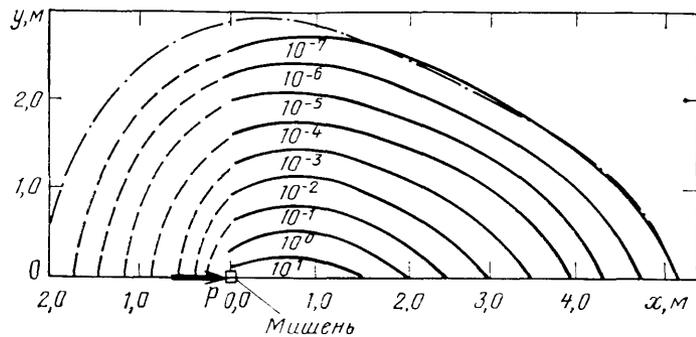


Рис. 22.21. Пространственное распределение адронов с $E > 70$ МэВ в полубесконечной стальной защите при падении в мишень вдоль оси абсцисс тонкого мононаправленного пучка протонов с энергией 50–100 ГэВ (сплошные линии — расчет методом Монте-Карло, штрихпунктир — расчет с помощью полумпирического метода; цифры у кривых — плотность потока адронов, отнесенного к единичному ядерному взаимодействию в точке 0,0 — без учета равновесной компоненты низкой энергии)

смены и юстировки мишеней. Вместе с системами наблюдения за положением пучка и устройствами для дистанционного демонтажа внешняя мишенная станция занимает обычно объем около 1 м³. Благодаря таким сравнительно малым размерам полости толщину защиты мишенной станции можно определить с помощью номограммы на рис. 22.21.

Защита от мюонов. Из-за исключительно высокой анизотропии вылета пионов высокой энергии защита от мюонов имеет сравнительно небольшие размеры в поперечнике — порядка 1–2 м. Оценка размеров мюонного поглотителя дана выше. Сам расчет поглотителя не представляет затруднений. Наиболее труден учет всех возможных режимов работы магнитооптической системы, влияющей на пространственное положение и размеры мюонной защиты.

Пример компоновки защиты на одном из каналов вторичных частиц Серпуховского ускорителя на 70 ГэВ приведен на рис. 22.19; показанный на нем масштаб дает представление о реальных размерах упоминавшихся выше защит.

§ 22.5. Защита ускорителей многозарядных ионов

Развитие техники ускорения многозарядных ионов и переход на ускорение тяжелых ионов ряда отечественных и зарубежных высокоэнергетических ускорителей протонов обусловили в последние годы повышенный интерес к разработке методов оценки радиационной обстановки и защиты этих ускорителей. Кроме прямого расчетного моделирования для оценки радиацион-

ной обстановки может быть использовано явление подобия двойных дифференциальных распределений адронов $d^2Y/dEd\Omega$, генерируемых в ядро-ядерных взаимодействиях, частным случаем которых являются протон-ядерные взаимодействия. Это подобие имеет место при энергии нуклонов $E < E_c$, где E_c — энергия падающего ядра-снаряда, отнесенная к одному нуклону. Оно открывает возможность использования на ускорителях тяжелых ионов всех тех обширных сведений о генерации вторичных адронов, которые были накоплены в ходе исследований протон-ядерных взаимодействий. Основанный на этом подобии полуэмпирический метод, названный авторами методом эквивалентных протонов, развивается в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна). Суть метода, как показывает название, состоит в определении такого эквивалентного количества протонов — N , которое создавало бы в тех же условиях такой же радиационный эффект, что и многозарядные ионы, т. е.:

$$\xi_A = N \xi_p, \quad (22.18)$$

где ξ_A и ξ_p — значения соответствующего параметра поля (флюенс, доза), образующегося при единичном неупругом взаимодействии падающего ядра с ядром-мишенью, и соответственно единичного неупругого взаимодействия протона с тем же ядром. Приближенное выражение для числа эквивалентных протонов в телесном угле 4π имеет вид

$$N = A_c^{1.4} + (A_c - 1)^{0.6} \cdot 0,078 [\ln A_m - 1,85], \quad (22.19)$$

где A_c и A_m — атомные массы падающего ядра-снаряда и ядра-мишени соответственно. В это выражение не входит энергия ядра-снаряда. Результаты экспериментов свидетельствуют об отсутствии сколь-нибудь существенной зависимости N от его энергии. При этом следует иметь в виду, что если параметр ξ_A определяется квазиупругим или каскадным процессом (флюенс, доза каскадных частиц), то энергия протонов при вычислении ξ_p принимается равной или близкой к энергии ядра-снаряда на один нуклон, а если ξ_A определяется испарительным процессом (например, сечения образования остаточных ядер), то энергия протонов при вычислении ξ_p принимается равной или близкой к энергии ядра-снаряда. Зависимость N от угла вылета каскадных частиц не установлена.

При разработке этого метода исходили, как уже упоминалось, из основных закономерностей генерации адронов и образования остаточных ядер-мишеней в ядро-ядерных взаимодействиях. В частности, в области энергий, близких к E_c , при малых углах вылета ($\theta < 10^\circ$) наблюдается характерная особенность, присущая ядро-ядерным взаимодействиям — наличие пика в импульсном или энергетическом распределении нукло-

пов с максимумом при $E = E_c$, где E — энергия нуклонов, и наличие значительного количества нуклонов с $E > E_c$. Этот эффект следует учитывать при расчете, так как в противном случае флюенс или доза за защитой могут оказаться заниженными.

Дифференциальное распределение флюенса нуклонов * $\Phi(E, \theta, r)$ найдем через дифференциальное сечение образования нуклонов $d^2\sigma_{\nu}/dEd\Omega$:

$$\Phi(E, \theta, r) = \frac{n}{r^2} \frac{d^2\sigma_{\nu}}{dEd\Omega} = \frac{\eta}{r^2} \frac{d^2\gamma}{dEd\Omega}, \quad (22.20)$$

где n — произведение числа ядер-мишеней, приходящихся на единицу площади, на число налетающих на мишень ядер; $\eta = n\sigma$ — число взаимодействий в тонкой мишени; σ — сечение взаимодействия; r — расстояние от точки взаимодействия до рассматриваемой точки (точки наблюдения); γ — множественность нуклонов (число нуклонов, возникающих в одном неупругом взаимодействии).

В свою очередь, дифференциальное сечение образования нуклонов состоит из трех слагаемых:

$$\frac{d^2\sigma_{\nu}}{dEd\Omega} = \left(\frac{d^2\sigma_{\nu}}{dEd\Omega} \right)_{\text{н}} + \left(\frac{d^2\sigma_{\nu}}{dEd\Omega} \right)_{\text{к}} + N\sigma \left(\frac{d^2\gamma_{\text{к}}}{dEd\Omega} \right)_{\text{п-я}}, \quad (22.21)$$

обозначающих соответственно дифференциальные распределения нейтронов; нуклонов, образующихся в одиночных столкновениях нуклонов налетающего ядра с нуклонами ядра-мишени, и каскадных нуклонов в одном протон-ядерном взаимодействии; $\gamma_{\text{к}}$ — множественность каскадных нуклонов.

Поглощенная доза D в точке с координатами (θ, r) будет

$$D(\theta, r) = \frac{\gamma}{r^2} \int_0^{\infty} d(E) \frac{d^2\gamma}{dEd\Omega} dE, \quad (22.22)$$

где $d(E)$ — коэффициент перехода от флюенса частиц к поглощенной дозе.

Усредненный по результатам многих измерений коэффициент качества излучения приблизительно равен 4, при этом условно эквивалентная доза H будет

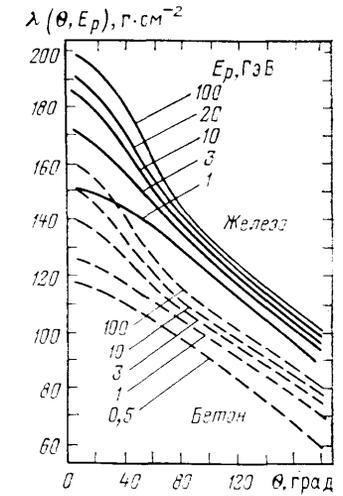
$$H(\theta, r) \cong 4D(\theta, r). \quad (22.23)$$

Дозу излучения за защитой находят, используя лучевой метод, умножив величину дозы на коэффициент ослабления k :

$$k(\theta, E_p) = \exp[-d/\lambda(\theta, E_p)], \quad (22.24)$$

* Выход частиц, кроме нейтронов и протонов, в ядро-ядерном взаимодействии при энергиях, близких к E_c , пренебрежимо мал. Так, например, для π^- -мезонов, обладающих наибольшим выходом после нейтронов и протонов, выход составляет при $E_{\pi^-} = E_c$ менее 1% от числа протонов.

Рис. 22.22. Зависимость длины ослабления адронов в железе и бетоне от угла их вылета θ из толстой мишени для различных энергий протонов, бомбардирующих мишень



где d — толщина защиты в направлении вектора r (от мишени к интересующей нас точке за защитой). Примерные зависимости $\lambda(\theta, E_p)$ в расчете на один нуклон представлены на рис. 22.22. Необходимая толщина защиты подбирается приравнением соотношения (22.24) к требуемой кратности ослабления дозы как отношения

$$\frac{H(\theta, r)}{H_{\text{доп}}} = K(\theta, E_p) = \frac{1}{k(\theta, E_p)}, \quad (22.25)$$

где $H_{\text{доп}}$ — допустимая доза за защитой ускорителя. Достоверность прогнозирования дозы этим методом оценивается коэффициентом 2. Диапазон по энергии налетающего ядра-спаряда с $A_c \leq 40$, в котором экспериментально проверен алгоритм метода, лежит между 0,08 и 3,65 ГэВ/нуклон. Массовые числа ядер-мишеней не ограничиваются.

Глава 23

РАДИАЦИОННАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ ЭКИПАЖЕЙ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

§ 23.1. Особенности радиационной защиты при космических полетах

Проблема обеспечения радиационной безопасности космических полетов обусловлена наличием источников опасности для здоровья космонавтов, присущих условиям космического полета и космического пространства, с одной стороны, и существующими в настоящее время ограничениями массы космических аппаратов — с другой. Это вынуждает при планировании космических полетов искать компромисс между существующими возможностями ракетно-космической техники и способностью человека выполнять заданную программу полета в условиях

повышенного по сравнению с обычными земными условиями) риска для его здоровья и жизни.

Большая стоимость запуска полезного груза в космос не позволяет в настоящее время снабдить экипаж космического аппарата такой же защитой, какой защищен персонал ядерно-технических установок в земных условиях. Защита от излучений при космических полетах во многом отличается от защиты наземных ядерно-технических установок и источников излучений. Это связано, главным образом, с особенностями радиобиологического действия космических излучений, и условиями космических полетов пилотируемых кораблей. Прежде всего следует отметить сложный состав излучений, которые могут воздействовать на экипаж космического корабля во время полета. Среди заряженных частиц космических излучений имеются протоны, электроны, ядра гелия, лития, бериллия и др. В условиях Земли обслуживающий персонал ядерно-технических установок, как правило, подвергается воздействию потоков нейтральных частиц (нейтронов и фотонов). Важная особенность космических излучений — широкий энергетический спектр заряженных частиц, простирающийся от долей мегаэлектрон-вольта до многих сотен и тысяч гигаэлектрон-вольт.

Проблема радиационной защиты экипажей космических аппаратов очень сложна и вследствие того, что во время полета возможны значительные отклонения радиационной обстановки от среднего уровня. Эти отклонения могут быть связаны как с вероятностной природой источников излучения в космическом пространстве, так и с возможностью возникновения потенциально опасных ситуаций на самом корабле. Потоки заряженных частиц в космическом пространстве подвержены сильным пространственно-временным изменениям. Это относится к заряженным частицам в радиационных поясах Земли, плотности потока которых изменяются в десятки тысяч раз в зависимости от расстояния до Земли и испытывают значительные изменения во времени. Сильным пространственно-временным изменениям подвержены потоки солнечных космических лучей, возникающие при хромосферных вспышках на Солнце. В связи с пространственно-временными вариациями потоков космических лучей уровень излучения в обитаемых отсеках космического корабля может изменяться во время полета в широком диапазоне значений.

В отличие от наземных условий, где защита окружает источник излучения, в условиях космического полета она имеет совершенно иную геометрию. Защитная оболочка в этом случае окружает экипаж корабля, при этом зона обитания космонавтов ограничена сравнительно небольшим свободным пространством. Эта геометрия защиты полностью исключает возможность применения защиты расстоянием, основанной на удале-

нии персонала на определенное расстояние от источника ионизирующего излучения — это достаточно широко применяется в наземных условиях. В условиях космического полета нельзя в полной мере использовать и так называемую защиту временем, так как космический корабль постоянно облучается внешними потоками ионизирующего излучения. Некоторая возможность такого рода связана с тем, что отсеки космического корабля по-разному насыщены оборудованием, запасами и т. д. Вследствие этого они различаются своими защитными свойствами по отношению к космическому излучению. Для каждого отсека характерно также неравномерное распределение масс вещества по его внешней поверхности. Все это приводит к различию уровней излучения в отсеках корабля и к неравномерному пространственному распределению доз в каждом отсеке. Таким образом, уровни излучения в обитаемых отсеках различны в разных точках и изменяются во времени. При значительном ухудшении радиационной обстановки на трассе полета космического аппарата, например при мощных солнечных вспышках, сопровождаемых потоками протонов высокой энергии, необходимо соответственно ограничить время пребывания экипажа в слабозащищенных отсеках, а также исключить нахождение вне корабля, в свободном космическом пространстве.

Неравномерное распределение уровней излучения в обитаемых отсеках и их изменение во времени в итоге приводит к неодинаковому облучению различных участков поверхности тела космонавтов. При взаимодействии космических излучений с биологической тканью в теле космонавта создается неравномерное пространственное распределение поглощенной дозы. Степень этой неравномерности зависит от проникающей способности излучения. Протоны радиационного пояса Земли и солнечных вспышек имеют средний пробег, сравнимый с размерами тела человека. По этой причине перепад поглощенной дозы в пределах тела оказывается значительным, и это обстоятельство необходимо учитывать в оценках радиационной опасности.

При определении условий формирования уровней излучения в теле космонавтов приходится также учитывать вторичное излучение, возникающее в оболочке и конструкциях космического корабля, а также в биологической ткани под действием потоков первичных заряженных частиц. Вторичное излучение, обладающее, как правило, меньшей проникающей способностью, оказывает влияние на пространственное распределение поглощенной дозы в теле.

Значительная часть потока космических излучений (протоны и ядра гелия невысокой энергии, легкие, средние и тяжелые ядра галактических космических лучей), воздействующих на экипаж корабля, характеризуются большими линейными потерями энергии в биологической ткани. Вследствие этого биоло-

гическое действие космического излучения отличается от действия стандартного излучения (рентгеновского или γ -излучения с энергией 250 кэВ) при одинаковой поглощенной дозе. Для перехода к эквивалентной дозе необходимо знать эффективное значение коэффициента качества космического излучения на трассе полета корабля. Поскольку состав и спектр энергий космического излучения испытывают пространственно-временные изменения, эффективный коэффициент качества также подвержен таким изменениям, и это приходится учитывать в расчетах защиты пилотируемых космических кораблей различного назначения. В частности, эффективные коэффициенты качества космического излучения за пределами магнитосферы Земли, где в большей степени представлены заряженные частицы со значительными линейными потерями энергии, в несколько раз выше, чем в ближней зоне околоземного пространства.

В отличие от большинства случаев проектирования радиационной защиты в наземных условиях при создании защиты космических кораблей приходится учитывать конечную вероятность превышения любой заранее заданной проектной величины дозы. Это обусловлено, главным образом, случайным характером распределения солнечных вспышек во времени. Радиационное воздействие, обусловленное солнечными космическими лучами, не может быть точно предсказано заранее (на большой срок и с высокой надежностью). В связи с этим в оценках радиационной опасности приходится применять статистические подходы, используя понятия риска превышения дозы, радиационного риска и т. п., а при обосновании критериев радиационной безопасности для космических полетов различной длительности основываться на концепции приемлемого риска.

Следует, наконец, добавить, что в проектных расчетах защиты пилотируемых космических кораблей не представляется возможным использовать дозовые пределы для профессионального облучения в наземных условиях. Масса радиационной защиты (например, пилотируемого межпланетного корабля), которая удовлетворяет требованиям радиационной безопасности для персонала наземных ядерно-технических установок, при продолжительности космического полета 2—3 года составила бы тысячи тонн. Отсюда следует, что проектные дозы для расчетов защиты экипажей космических кораблей различного назначения должны быть много больше дозовых пределов, принятых для профессионального облучения в наземных условиях. Необходима поэтому тщательная оценка риска возможных радиационных повреждений, связанных с этими повышенными значениями дозы, в сопоставлении с преимуществами, которые возникают при создании космического корабля с меньшей массой защиты. Очевидно, масса защиты пилотируемого космического корабля существенно зависит от его назначения, трассы

и других условий полета, включая программу работы экипажа, конструкцию обитаемых отсеков и т. п. Это обстоятельство определяет общую постановку проблемы обеспечения радиационной безопасности при космических полетах и способы ее решения.

Указанные отличия радиационной защиты при космических полетах от защиты наземных ядерно-технических установок и других источников излучений в итоге проявляются в существенном ограничении массы защиты и необходимости обеспечения ее высокой надежности. Таким образом, требуется детальное изучение возможности уменьшения массы защиты на всех стадиях проектирования космического корабля при сохранении требуемой надежности. Это возможно только при условии создания специального комплекса инженерно-технических и медицинских методов, средств и мероприятий, осуществляемых на всех этапах проектирования и сооружения пилотируемого космического аппарата, во время и после завершения космического полета, направленных на обеспечение радиационной безопасности. Согласно ГОСТ 25645.201—83 («Безопасность радиационная экипажа космического аппарата в космическом полете. Термины и определения»), этот специальный комплекс получил название: «Система обеспечения радиационной безопасности космического аппарата».

§ 23.2. Стандарты радиационной безопасности космических полетов

В 1975 г. в СССР утверждены «Временные нормы радиационной безопасности космических полетов» (ВНРБ—75), регламентирующие радиационные воздействия на экипажи пилотируемых космических аппаратов.

Основные принципы, использованные при разработке этих нормативов, заключаются в следующем:

космические полеты человека, относящиеся к виду деятельности с относительно высоким общим уровнем риска, осуществляются в условиях возможного воздействия многих неблагоприятных факторов;

успешное выполнение программы космического полета определяется условием сохранения работоспособности его участников в заданных пределах;

система обеспечения безопасности предназначена для сохранения здоровья и жизни участников космических полетов и ограничения риска неблагоприятных последствий;

генетические эффекты действия космического излучения практически исключаются из-за относительно малого числа участников космических полетов.

Таблица 23.1. Нормативные уровни радиации (НУР) в космическом полете

| Продолжительность полета, мес | НУР, Зв | Продолжительность полета, мес. | НУР, Зв |
|-------------------------------|---------|--------------------------------|---------|
| 1 | 0,50 | 6 | 1,10 |
| 2 | 0,65 | 8 | 1,25 |
| 3 | 0,80 | 10 | 1,40 |
| 4 | 1,00 | 12 | 1,50 |

Нормативы учитывают существующие радиобиологические ограничения. Во-первых, при суммарной дозе стандартного излучения 0,7—1,0 Гр и мощности дозы не более 0,2 Гр в год радиационное воздействие не приводит к клинически выраженным проявлениям лучевого заболевания даже со стороны наиболее поражаемых органов и систем. Во-вторых, при суммарной дозе стандартного излучения 1,0—1,5 Гр и мощности дозы 0,3—0,5 Гр в год у 20—30% облученных лиц могут возникать острые проявления лучевого заболевания. При этом сроки формирования синдрома затягиваются до 3—5 лет от начала облучения. Симптомы поражения выражены слабо. В-третьих, при суммарной дозе стандартного излучения 1,5—4,0 Гр и мощности дозы около 1 Гр в год у 80—90% облученных лиц развивается клинический синдром хронической лучевой болезни. Формирование синдрома происходит в первые 1—2 года от начала облучения. Нарушения, требующие госпитализации по клиническим показателям, встречаются в единичных случаях.

В качестве регламентируемой величины в ВНРБ—75 принят нормативный уровень радиации, т. е. суммарная эквивалентная доза облучения за время космического полета, которая в свете существующих радиобиологических ограничений не приводит к существенному при выполнении программы полета снижению работоспособности и появлению неблагоприятных последствий после его завершения.

Установленные в ВНРБ—75 нормативные уровни облучения для космических полетов различной продолжительности (табл. 23.1) относятся к равномерному общему облучению всего тела или к воздействию на костный мозг. В расчетах защиты эффективную глубину залегания костного мозга принимают равной 5 см ткани. В случае неравномерного облучения тела используют следующие множители: 3 — для кожи и 5 — для хрусталика глаза. Расчет защиты проводят так, чтобы доза облучения любого из этих органов и всего тела не превышала соответствующего нормативного значения с учетом указанных множителей.

Наряду с ограничением уровня радиационного воздействия на экипаж в зависимости от продолжительности космического

полета установлено также требование к надежности защиты от космического излучения. При этом надежность защиты пилотируемого летательного аппарата определена как «вероятность непревышения нормативного уровня радиации в условиях данного полета». Требования к надежности защиты устанавливаются в зависимости от назначения космического аппарата, однако во всех случаях надежность не должна быть ниже 0,99 при доверительной вероятности 0,90. Это означает, например, что для полета продолжительностью 1 год риск превышения нормативного уровня 1,5 Зв при равномерном облучении тела не должен превышать 1%. Таким образом, вследствие стохастического характера всплеск солнечных космических лучей приходится вводить дополнительное условие — требование к надежности защиты. Неопределенность исходных данных для расчетов защиты, а также неопределенности, связанные с условиями эксплуатации данного космического аппарата, отражают степень риска реализации во время космического полета ситуации, при которых надежность защиты от радиации оказывается ниже требуемого уровня. При указанной выше доверительной вероятности риск реализации таких ситуаций составляет 10%.

В ВНРБ—75 установлены также предельно допустимая доза однократного воздействия во время космического полета (0,5 Зв) и предельно допустимая доза за счет воздействия любых видов ионизирующего излучения, включая облучение при рентгенологических обследованиях, в течение 5 лет профессиональной деятельности космонавтов (4,0 Зв).

ВНРБ—75 явились важным вкладом в развитие космонавтики в СССР. Конструирование и проектирование космических аппаратов и орбитальных станций было своевременно обеспечено необходимыми для решения вопросов радиационной безопасности нормативными уровнями. После пятилетнего периода практического применения ВНРБ—75 появилась потребность в нормативах радиационной безопасности для космических полетов большей продолжительности. Стало ясно, что необходимы стандарты, определяющие не только нормы радиационной безопасности, но и нормативные модели радиационной обстановки, унифицированные методы расчета защиты, единые требования к дозиметрическому контролю и т. д. Такие стандарты по обеспечению радиационной безопасности космических полетов в основном разработаны, утверждены в качестве государственных стандартов СССР и введены в действие в период 1983—1987 гг. Они в совокупности составили комплекс взаимосвязанных государственных стандартов по «системе обеспечения радиационной безопасности космического аппарата».

В составе комплекса введенных в действие стандартов имеются следующие четыре группы. Во-первых, это нормативные

модельные описания основных источников радиационной опасности при космических полетах. К ним относятся радиационные пояса Земли (протонный и электронный), солнечные и галактические космические лучи. Вторую группу составляют стандартные методы расчета поглощенной и эквивалентной доз космических излучений в модели тела человека за защитой. Третья группа представлена нормами радиационной безопасности при продолжительности полета до трех лет и методом расчета радиационного риска. Четвертая группа включает стандартизованные требования к индивидуальному и бортовому дозиметрическому контролю при космических полетах и методику учета индивидуальных доз, полученных космонавтами за период их профессиональной деятельности.

Модели радиационной обстановки в космическом пространстве. Основными естественными источниками радиационной опасности в космическом пространстве являются радиационный пояс Земли, солнечные и галактические космические лучи. Радиационный пояс Земли (РПЗ) состоит из протонов и электронов, захваченных геомагнитным полем. Траектории движения протонов в геомагнитном поле пролегают на расстоянии от нескольких сотен до нескольких тысяч километров от поверхности Земли (в экваториальной плоскости), а электронов — от нескольких тысяч до десятков тысяч километров. Поэтому обычно говорят о двух РПЗ: протонном и электронном.

В протонном поясе энергия частиц достигает нескольких сотен мегаэлектрон-вольт. В центральной зоне этого пояса мощность дозы достигает нескольких зивертов в сутки при толщине защиты 1 г/см^2 , что соответствует высокому уровню радиационного риска для космонавтов.

В электронном поясе имеется две зоны максимальной интенсивности частиц, энергия которых не превышает нескольких мегаэлектрон-вольт. В первой из них мощность дозы достигает нескольких тысяч зивертов в сутки, во второй — сотен зивертов в сутки, так что радиационная опасность в электронном поясе исключительно высока.

Для оценки радиационной опасности солнечных космических лучей (СКЛ) нужно знать состав заряженных частиц (протоны, ядра гелия и т. д.), их энергетический спектр, распределение вероятности превышения заданного флюенса для полетов разной продолжительности, распределение накопленной дозы во времени и т. д. Действующий в настоящее время стандарт (ГОСТ 25645.134—86) устанавливает модель потоков протонов СКЛ с энергией более 10 МэВ в межпланетном пространстве вне магнитосферы Земли вблизи плоскости эклиптики на расстоянии одной астрономической единицы от Солнца в различные периоды солнечной активности. Стандарт предназначен для использования в расчетах радиационного воздействия потоков

СКЛ на технические устройства, биологические и другие объекты в космическом пространстве (вне магнитосферы Земли).

Галактические космические лучи (ГКЛ) состоят из заряженных частиц, обладающих высокой проникающей способностью, что затрудняет защиту от этих частиц. Согласно ГОСТ 25645.104—84, галактические космические лучи состоят из следующих групп: протонов ($Z=1$), ядер гелия ($Z=2$), легких ядер ($3 \leq Z \leq 5$), средних ядер ($6 \leq Z \leq 9$), тяжелых ядер ($10 \leq Z \leq 19$), очень тяжелых ядер ($20 \leq Z \leq 29$) и самых тяжелых ядер ($Z \geq 30$). Действующие в настоящее время стандарты (от ГОСТ 25645.122—85 до ГОСТ 25645.125—85) устанавливают параметры и зависимости, характеризующие энергетические спектры групп ядер, входящих в состав ГКЛ, включая протоны с энергией от 10 до 10^6 МэВ , ядра гелия с энергией от 10 до 10^6 МэВ/нуклон и другие группы ядер. Эти данные относятся к околоземному пространству вне магнитосферы Земли для минимума и максимума солнечной активности. В диапазоне энергии частиц ГКЛ ниже 10^4 МэВ/нуклон энергетические спектры различаются не только в максимуме и минимуме, но и в минимумах четных и нечетных циклов солнечной активности. На орбите Земли вне ее магнитосферы угловое распределение потоков частиц ГКЛ принимают изотропным. Доза ГКЛ в этих условиях достигает примерно $1,3 \text{ Зв}$ за год в период минимума солнечной активности и, по крайней мере, вдвое меньше в период ее максимума.

Методы расчета дозы космических излучений в модели тела человека за защитой. В СССР введен в действие стандарт, устанавливающий методику расчета экранированности точек внутри фантома за защитой (ГОСТ 25645.204—83). Под защитой в стандарте понимают конструкцию космического аппарата, его оборудование и специальное снаряжение, защищающее космонавта от ионизирующего излучения. Модель тела человека для расчета тканевой дозы стандартизована в виде антропоморфного тканеэквивалентного гомогенного фантома в ГОСТ 25645.203—83. Данный стандарт устанавливает форму и основные размеры модели тела человека и координаты представительных точек для расчетов пространственного распределения поля ионизирующего излучения в теле космонавта с целью оценки эффективности радиационной защиты экипажа космического аппарата. Допускается также использование упрощенных моделей антропоморфного фантома: цилиндрического и шарового. Под представительными точками понимаются точки внутри антропоморфного фантома или его упрощенных моделей, характеризующие положение органов тела человека, радиационное поражение которых имеет значение при обеспечении радиационной безопасности космических полетов. К таким органам и системам организма человека относят централь-

ную первичную систему, кровотоковую систему, желудочно-кишечный тракт, хрусталик глаза и кожу.

Методика расчета поглощенной и эквивалентной доз от протонов космических излучений за защитой представлена в руководящем нормативном документе РД 50-25645.206—85. Эта методика применима к протонам космических лучей с энергией от 30 до 1000 МэВ, что охватывает весь значимый для обеспечения радиационной безопасности диапазон энергий протонов РПЗ и СКЛ.

Методика позволяет определить поглощенную и эквивалентную дозы в произвольной точке тканезквивалентного фантома за защитой, средняя толщина которой от 1 до 15 г/см².

Методика основана на предположении прямолинейного распространения и непрерывного торможения протонов в веществе. В качестве исходных данных для расчета тканевой дозы протонов космических излучений за защитой космического аппарата используют флюенсы и энергетические спектры протонов, изотропно падающих на объект из однородного вещества, заданные в соответствии со стандартизованными моделями, указанными ранее.

Аналогичный статус руководящего документа имеет методика расчета поглощенной и эквивалентной доз от многозарядных ионов космических лучей (РД 50-25654.207—85). При расчете прохождения нуклонов высоких энергий через защиту космического аппарата необходимо учитывать реальное пространственное распределение вещества и его состав. В руководящем нормативном документе РД 50-25645.210—85 установлены алгоритмы расчета энергетической плотности потоков первичных протонов, а также вторичных нуклонов (протонов и нейтронов) внутри космического аппарата в диапазоне энергий от 1 до 1000 МэВ с учетом пространственного распределения вещества. В указанных выше методах расчета поглощенных и эквивалентных доз протонов и многозарядных ионов в фантоме за защитой используются исходные данные по ионизационным потерям и пробегам тяжелых заряженных частиц, а также по характеристикам их ядерных взаимодействий в веществе. Такие данные приведены в руководящем нормативном документе (РД 50-25645.206—84) и в стандартах (ГОСТ 25645.211—85 и ГОСТ 25645.212—85).

Во всех случаях следует признать необходимым экспериментальное определение эффективности защиты пилотируемых космических аппаратов. С этой целью предусмотрено определение функции экранированности элементов технических устройств и членов экипажа, находящихся внутри космического аппарата. Такую проверку проводят методом гамма-сканирования по типовой методике, представленной в руководящем документе РД 50-645.309—85.

Нормы радиационной безопасности на основе концепции радиационного риска. «Нормы радиационной безопасности при продолжительности полетов до трех лет», представленные в стандарте ГОСТ 25645.215—85, заменили собой «Временные нормы радиационной безопасности при космических полетах» (ВНРБ—75). Новые нормативы введены в действие на период с 01.01.1987 г. по 01.01.1992 г. Основная цель этой замены заключалась в стремлении адекватно учесть вклад в радиационную опасность как детерминированных, так и вероятностных источников радиационного воздействия на экипаж космического аппарата. При этом имелось в виду, что проявление неблагоприятных радиобиологических эффектов также по своей природе носит вероятностный характер.

В отличие от принятого ранее способа характеризовать радиационную опасность в терминах *доза радиации*, в рассматриваемом комплексе стандартов для этой цели используется понятие *радиационный риск*. Целесообразность применения этого понятия обусловлена следующими основными соображениями. На современном этапе развития космонавтики систему обеспечения радиационной безопасности нельзя рассматривать изолированно, вне связи с другими системами космического аппарата, обеспечивающими жизнедеятельность и безопасность. Отсюда следует необходимость в таких критериях радиационной безопасности, которые позволили бы рассматривать систему радиационной безопасности как составную часть медицинского обеспечения жизнедеятельности и безопасности экипажа космического аппарата и оптимальным образом использовать его ограниченные бортовые ресурсы для достижения максимальной надежности благополучного осуществления программы космического полета. В связи с этим возникает необходимость в сравнительном анализе различных источников опасности на основе единого критерия. В качестве такого критерия используется понятие *риск*. Количественно в данном случае риск определяется как средняя вероятность гибели человека за единицу времени.

Для сравнительных оценок масштаба риска неблагоприятных воздействий, в том числе и радиационного риска, предложена классификация источников риска демографических отказов (гибели человека), представленная в табл. 23.2.

Во-первых, необходимо учитывать конечную вероятность демографических отказов, обусловленную соматическими и генетическими заболеваниями, а также старением организма. Во-вторых, следует также учитывать различного рода воздействия естественной среды обитания. В-третьих, нужно принять во внимание неблагоприятные воздействия искусственной среды обитания, приводящие к демографическим отказам при травмах, несчастных случаях, авариях, катастрофах и т. п. Наконец,

Таблица 23.2. Классификация источников риска смерти

| Номер | Источник риска смерти | Основные причина смерти |
|-------|---------------------------------|--|
| 1 | Внутренняя среда организма | Генетические и соматические заболевания, старение |
| 2 | Естественная среда обитания | Несчастные случаи при землетрясениях, ураганах, наводнениях и т. д. |
| 3 | Искусственная среда обитания | Несчастные случаи в быту, на транспорте, заболеваемость от загрязнений внешней среды, аварии и катастрофы |
| 4 | Профессиональная деятельность | Профессиональные заболевания, несчастные случаи при различных видах профессиональной деятельности, аварии и катастрофы |
| 5 | Непрофессиональная деятельность | Заболеваемость и несчастные случаи в любительском спорте и других видах непрофессиональной деятельности |
| 6 | Социальная среда | Самоубийства и самоповреждения, убийства и повреждения, причиненные с преступными целями, убийства и ранения, связанные с военными действиями, и пр. |

следует упомянуть разнообразные источники неблагоприятных воздействий, связанные с профессиональной и непрофессиональной деятельностью, а также с социальной средой. Следует отметить, что только в первом приближении указанные источники риска воздействуют на человека независимо друг от друга.

Средний риск смерти от болезней и старения составляет для всех возрастных групп около 10^{-2} на человека в год. С помощью медицинского отбора удается сформировать относительно небольшие профессиональные группы операторов (летчиков, космонавтов и др.) с более высокими показателями надежности организма и с повышенной устойчивостью к специфическим воздействиям источников профессионального риска.

Общий риск смертельных исходов в результате всех возможных видов воздействий окружающей человека естественной среды составляет в среднем не более 10^{-5} на человека в год, т. е. менее 1/1000 от риска смерти от болезней и старения.

Воздействия искусственной среды обитания на современного человека в промышленно развитых странах чрезвычайно многообразны и не могут быть охарактеризованы каким-либо уровнем риска смерти. Это же в полной мере относится к профессиональной и непрофессиональной деятельности, а также к социальной среде. В связи с этим целесообразно рассмотреть масштабы риска смерти в земных условиях. При этом удобнее все уровни риска привести к одному часу жизни или деятельности, так как это создает большую наглядность при сравнении

различных причин смерти в соответствии с классификацией источников риска (табл. 23.2).

В табл. 23.3 приведена сводка данных, характеризующих масштабы риска смерти в земных условиях. Это ориентировочная сводка уровней риска смерти от различных причин позволяет выявить некоторые закономерности формирования так называемого континуума риска в земных условиях.

Данные табл. 23.3 показывают, что уровень риска, отнесенный к 1 ч в земных условиях, может изменяться в исключительно широких пределах: от 10^{-3} до 10^{-12} на человека, т. е. в диапазоне примерно девяти порядков.

Минимальный фиксируемый риск соответствует отдельным небольшим событиям, происходящим в естественной среде обитания человека и приводящим к гибели нескольких десятков человек во всем мире ежегодно. Таким образом, минимально обнаруживаемый в настоящее время уровень риска смерти находится около XII порядка риска. В пределах этого же порядка находится риск смерти, обусловленный радиоактивным загрязнением окружающей среды выбросами и отходами атомных предприятий и АЭС, если принятые меры безопасности обеспечивают на границе контролируемой зоны уровень облучения населения $5 \cdot 10^{-5}$ Зв в год.

В пределах XI порядка лежит риск смерти, связанный с излучением радиоактивных веществ, находящихся в товарах широкого потребления, с излучением телевизоров, а также с глобальными выпадениями от проведенных ядерных испытаний. Риск смерти от этих воздействий искусственной среды обитания ниже или, во всяком случае, сравним с риском смерти от таких природных воздействий, как поражение молнией во время грозы.

В следующем X порядке риска представлены все виды воздействий (со смертельными исходами) от искусственных источников излучения, находящихся в среде обитания современного человека и природных катастроф.

Катастрофы в искусственной среде обитания человека (смог, аварийные выбросы, взрывы бытового газа и т. п.), а также постоянные выбросы тепловых электростанций на ископаемом топливе приводят к риску смерти, относящему к IX порядку. В пределах этого порядка риска смерти находятся также уровни профессионального риска в традиционно безопасных отраслях промышленности.

VIII порядок начинается на уровне риска смерти от болезней в возрастной группе 10—14 лет, составляющем минимальный риск смерти человека от болезней вообще. На фоне постепенно возрастающей смертности при переходе от младших возрастных групп к средним в пределах VIII порядка происходит увеличение риска смерти вследствие воздействий искусственной среды обитания и профессиональных причин.

Таблица 23.3. Масштабы риска смерти в земных условиях (на человека в 1 ч)

| Порядок риска | Диапазон риска | Источники риска и причина смерти |
|---------------|----------------------------|--|
| VII | (1-2) · 10 ⁻¹² | Естественная среда обитания (отдельные небольшие события) |
| | (2-5) · 10 ⁻¹² | Ураганы, торнадо |
| | (5-10) · 10 ⁻¹² | Радиоактивное загрязнение среды атомными предприятиями и ЛЭС (при дозе до 5 · 10 ⁻⁵ Зв за год на границе зоны) |
| XI | (1-2) · 10 ⁻¹¹ | Радиоактивные вещества в товарах широкого потребления, излучение телевизоров и т. п. |
| | (2-5) · 10 ⁻¹¹ | Глобальные выпадения радиоактивных веществ от ядерных испытаний |
| X | (5-10) · 10 ⁻¹¹ | Грозы (поражение молнией) |
| | (1-2) · 10 ⁻¹⁰ | Тайфуны, циклоны, бури; укусы и уколы ядовитых насекомых и животных |
| | (2-5) · 10 ⁻¹⁰ | Землетрясения, наводнения, цунами; выхлопные газы автомобилей; медицинские процедуры с использованием излучений |
| IX | (5-10) · 10 ⁻¹⁰ | Все виды естественных катастроф; искусственные источники излучения в среде обитания (все виды) |
| | (1-2) · 10 ⁻⁹ | Катастрофы в искусственной среде обитания (смог, выбросы и т. п.); выбросы тепловых электростанций; швейная и обувная промышленность; огнестрельное оружие |
| VIII | (2-5) · 10 ⁻⁹ | Текстильная и бумажная промышленность; взрывы газа в многоквартирных домах; пожары |
| | (5-10) · 10 ⁻⁹ | Естественная частота лейкомии (все население) |
| | (1-2) · 10 ⁻⁸ | Болезни в возрастной группе 10-14 лет; падения |
| | (2-5) · 10 ⁻⁸ | Болезни в возрастных группах 5-9, 15-19, 20-24, 25-29 лет; несчастные случаи в возрастных группах 5-9 и 10-14 лет; общественный и железнодорожный транспорт; пневмофиит; предприятия атомной промышленности (США); обрабатывающая промышленность (в среднем) |

| Порядок риска | Диапазон риска | Источники риска и причина смерти |
|---------------|---------------------------|---|
| VII | (5-10) · 10 ⁻⁸ | Болезни в возрастной группе 30-34 года; несчастные случаи в возрастных группах 15-19, 25-29, 30-34, 35-39 и 40-44 года, несчастные случаи (в среднем); рак легких у мужчин; врачи и радиологи; вся промышленность (в среднем) |
| | (1-2) · 10 ⁻⁷ | Болезни в возрастной группе 35-39 лет; несчастные случаи в возрастных группах 20-24, 45-49, 50-54, 55-59, 60-64, 65-69, 70-74 года; заболевания органов дыхания |
| | (2-5) · 10 ⁻⁷ | Болезни в возрастных группах 40-44 и 45-49 лет; несчастные случаи в возрастных группах 75-79 и 80-84 года; экипажи рыболовных траулдеров; шахтеры, железнодорожные рабочие; военный; бокс; любительский |
| VI | (1-2) · 10 ⁻⁶ | Болезни в возрастной группе 50-54 года; несчастные случаи в возрастной группе 85 лет и старше; самолеты гражданской авиации (экипаж и пассажиры; условия нормального риска); автомобиль; охота, лыжи; сердечно-сосудистые заболевания (все население) |
| | (2-5) · 10 ⁻⁶ | Болезни в возрастной группе 55-60 лет; болезни (все население); курение; автомобиль (США) |
| V | (2-5) · 10 ⁻⁶ | Болезни в возрастных группах 60-64 и 65-69 лет; самолеты гражданской авиации (экипаж и пассажиры; условия максимального риска); вулканизация; вертолеты; экипажи реактивных бомбардировщиков |
| | (5-7) · 10 ⁻⁶ | Болезни в возрастных группах 70-74 и 75-79 лет; мотоцикл |
| | (1-2) · 10 ⁻⁵ | Болезни в возрастной группе 80-84 года; производство горючего газа, гребля |
| IV | (2-5) · 10 ⁻⁵ | Болезни в возрастной группе 85 лет и старше; высотные восхождения; альпинизм |
| | (5-10) · 10 ⁻⁵ | Бокс профессиональный; летчик-испытатель; экипажи серийных реактивныхстребилов; космонавты и астронавты |
| | (1-2) · 10 ⁻⁴ | Экипажи военных вертолетов (условия максимального риска); скачки |
| | (2-5) · 10 ⁻⁴ | Скачки с препятствиями |
| | (5-10) · 10 ⁻⁴ | Спортивные автогонки |

VII порядок открывается риском смерти от болезней в возрасте 35—39 лет и заканчивается болезнями в возрасте 50—54 лет. Здесь представлена повышенная смертность от несчастных случаев в возрастной группе 20—24 года, а также постепенно возрастающий риск смерти от этих же причин в группах от 45—49 до 85 лет и старше. Этому порядку риска соответствуют профессиональная деятельность рыбаков, шахтеров, железнодорожников, а также условия безопасности при автомобильных и авиационных перевозках пассажиров и в таких видах спорта, как велосипедный, бокс (любительский), охота, лыжный и т. п.

В пределах VI порядка находится риск смерти, связанный с болезнями в возрастной группе 55—60 лет, а также с болезнями всего населения (в среднем). Сюда же относятся различные виды профессиональной деятельности, традиционно признаваемые опасными.

V порядок начинается уровнем риска смерти от болезней в возрасте 80—84 года. Здесь представлены особо опасные профессии (летчики-испытатели, летчики-истребители и др.), опасные и особо опасные виды спорта (высотные восхождения, альпинизм и т. п.). Здесь же представлена оценка фактического риска смерти при космических полетах на основе данных о гибели 4 советских космонавтов и 11 американских астронавтов.

IV порядок риска смерти находится, по-видимому, за пределами возможностей сравнения с какими-либо уровнями смертности от естественных причин (болезни). Здесь представлены особо опасные для современного человека виды профессиональной и непрофессиональной деятельности. Этот порядок завершается максимальным уровнем риска, который удается зафиксировать. Этот риск смерти при спортивных автогонках, достигающий около 10^{-3} на человека в час.

Сравнительный анализ уровней риска смерти для современного человека в земных условиях позволяет сделать некоторые выводы, которые могут быть полезны при рассмотрении приемлемости риска в различных видах деятельности, в частности при космических полетах. Прежде всего хотелось бы отметить, что в пределах XII—IX порядков риска в качестве некоторой очевидной меры риска можно использовать уровень риска смерти, связанный с различными природными явлениями. В пределах IX—V порядков риска в качестве такой меры можно применить уровень риска смерти, связанный с болезнями в различных возрастных группах. Второй важный вывод заключается в признании внутренней среды человека существенным источником риска смерти (порядок риска IX—V). Средний уровень риска смерти от болезней для мужчин всех возрастов, а также для всего населения в целом можно сравнивать лишь с риском смерти в особо опасных профессиональных условиях и для осо-

бо опасных видов спорта. Риск смерти от болезней для мужчин в средних возрастных группах значительно ниже этого уровня и сравним с риском смерти в опасных профессиональных условиях. Третий вывод относится к большой роли несчастных случаев среди причин смерти современного человека в промышленно развитых странах. Несчастные случаи, связанные с воздействием искусственной среды обитания, профессиональной и непрофессиональной деятельностью, охватывают порядки риска смерти от IX до IV включительно.

Приведенные данные использованы при обосновании нормативов радиационной безопасности при космических полетах. Радиационный риск экипажа космического аппарата определен как увеличение вероятности гибели вследствие соматических радиобиологических эффектов. В качестве основного критерия радиационной безопасности в стандарте (ГОСТ 25645.215—85 «Нормы радиационной безопасности при продолжительности полета до трех лет») принят уровень радиационного риска $\Delta R_n^{рад}$, который для космического полета в условиях вероятностного радиационного воздействия вычисляются по формуле

$$\Delta R_n^{рад} = 0,6 \cdot 10^{-4} \cdot T, \quad (23.1)$$

где T — длительность полета, мес.

Радиационное воздействие в отсутствие вероятностных источников радиационной опасности ограничивается предельно допустимой равноценной дозой $G_n(T)$ в зивертах, определяемой по формуле

$$G_n(T) = 0,05 + 4[1 - \exp(-T/72)]. \quad (23.2)$$

Согласно ГОСТ 25645.201—83, равноценная эквивалентная доза — среднетканевая эквивалентная доза при равномерном радиационном воздействии, вызывающая тот же радиобиологический эффект, как и среднетканевая эквивалентная доза при неравномерном радиационном воздействии. Неравномерным считается такое радиационное воздействие на объект, при котором коэффициент пространственной неравномерности распределения эквивалентной дозы превышает значение 1,1.

Значения контрольной среднечасовой равноценной дозы, предназначенные для оценки радиационной ситуации при осуществлении дозиметрического контроля в космическом полете, определяют по формуле

$$\Delta G_n(T) = \frac{G_n(T)}{720 \cdot T}. \quad (23.3)$$

Установлено также, что равноценная доза однократного воздействия в период космического полета не должна превышать 0,5 Зв. Значение равноценной дозы в течение космического по-

Таблица 23.4. Значения нормируемых величин для полетов различной длительности

| Длительность полета T , мес | Нормируемые величины и их обозначения | | |
|-------------------------------|---|---|--|
| | Нормативный уровень радиационного риска 10^{-4} | Предельно допустимая равноценная доза, $Зв$ | Контрольная часовая равноценная доза, $мкЗВ$ |
| | $\Delta R_H^{рад}$ | G_H | ΔG_H |
| 1 | 0.6 | 10.5 | 146 |
| 3 | 1.8 | 21.5 | 100 |
| 6 | 3.6 | 37.0 | 85 |
| 12 | 7.2 | 66.5 | 76 |
| 18 | 10.8 | 93.5 | 71 |
| 24 | 14.4 | 118.5 | 68 |
| 30 | 18 | 140.5 | 65 |
| 36 | 21.5 | 162.5 | 62 |

лета определяют по результатам индивидуального и бортового дозиметрического контроля, осуществляемого по ГОСТ 25645.202—83.

Предельно допустимая равноценная доза за весь период профессиональной деятельности космонавта, т. е. за все время пребывания его в отряде космонавтов с момента отбора, не должна превышать 4 $Зв$. Значение равноценной дозы за период подготовки, отбора и медицинских обследований космонавтов определяют с использованием данных «Карты учета индивидуальных доз облучения космонавта в период его профессиональной деятельности» (РД 50-25645.209—85).

Значения нормируемых величин для полетов различной длительности согласно справочному приложению к ГОСТ 25645.215—85 приведены в табл. 23.4.

Сравнив нормативный уровень радиационного риска для полета длительностью, например, 1 год ($\Delta R_H^{рад} = 7,2 \cdot 10^{-4}$ в расчете на год или $8,2 \cdot 10^{-5}$ в расчете на 1 ч полета) с масштабами риска в земных условиях (табл. 23.3), видим, что этот уровень относится к VIII порядку риска, к которому относится смертность от болезней в наиболее благополучных возрастных группах, а также безопасные условия профессиональной деятельности и вся промышленность (в среднем). На этом основании можно утверждать, что нормативные значения радиационного риска соответствуют достаточно жестким требованиям обеспечения радиационной безопасности экипажа космического аппарата. Вместе с тем следует отметить, что фактический риск смерти в космосе от нерадиационных воздействий, как следует из табл. 23.3, достигает V порядка, т. е. на три порядка выше нормативного радиационного риска.

В отсутствие вероятностных источников, как указывалось выше, предусмотрена возможность использования предельно допустимой равноценной дозы, численные значения которой соответствуют нормативному уровню радиационного риска для полета данной продолжительности. Например, предельно допустимая доза для полета длительностью 1 год составляет 0,665 $Зв$.

Метод учета временного режима радиационного воздействия в космическом полете при расчете радиационного риска установлен в ГОСТ 25645.214—85.

В ГОСТ 25645.201—83 вводится различие между понятиями «радиационный риск экипажа космического аппарата» и «радиационный риск космического полета». В первом случае имеется в виду риск экипажа космического аппарата, связанный с радиационным воздействием на него во время космического полета. Метод расчета радиационного риска экипажа установлен в РД 50-25645.205—83. Во втором случае имеется в виду не только риск, связанный с радиационным воздействием на организм космонавта, но и риск, обусловленный радиационным воздействием на системы космического аппарата в космическом полете. Отказы этих систем, связанные с радиационным воздействием, увеличивают уровень радиационного риска космического полета.

Основные требования к дозиметрическому контролю при космических полетах. Выбор мероприятий по обеспечению радиационной безопасности экипажа космического аппарата производят на основе данных о характеристиках поля ионизирующих излучений. При этом учитывают категорию радиационной ситуации, характеризуемую согласно ГОСТ 25645.202—83 уровнем радиационного риска и часовым значением равноценной дозы радиации. Двумерные границы категорий радиационной ситуации определяются отношением часовой равноценной дозы к контрольной равноценной дозе и отношением радиационного риска к нормативному уровню радиационного риска для космического полета данной продолжительности (табл. 23.5).

Таблица 23.5. Категории радиационных ситуаций при космических полетах

| Категория радиационной ситуации | Отношение (g) часовой равноценной дозы к контрольной часовой равноценной дозе при различных отношениях (r) радиационного риска к нормативному уровню риска | | | | |
|---------------------------------|--|-------------------|------------------|-------------------|------------------|
| | $0 < r \leq 0,1$ | $0,1 < r \leq 1$ | $1 < r \leq 10$ | $10 < r \leq 100$ | $r > 100$ |
| Безопасная | $0 < g \leq 1$ | $0 < g \leq 0,1$ | — | — | — |
| Штатная | $1 < g \leq 10$ | $0,1 < g \leq 1$ | $0 < g \leq 0,1$ | — | — |
| Нештатная | $10 < g \leq 100$ | $1 < g \leq 10$ | $0,1 < g \leq 1$ | $0 < g \leq 0,1$ | — |
| Опасная | $100 < g \leq 1000$ | $10 < g \leq 100$ | $1 < g \leq 10$ | $0,1 < g \leq 1$ | $0 < g \leq 0,1$ |
| Аварийная | $g \geq 1000$ | $g \geq 100$ | $g \geq 10$ | $g \geq 1$ | $g \geq 0,1$ |

Таким образом, основные задачи дозиметрического контроля состоят в оценке категории радиационной ситуации на всех стадиях космического полета и в определении дозы излучения, полученной каждым членом экипажа во время полета, с учетом коэффициентов качества, пространственной равноценности и временной неравномерности радиационного воздействия.

Дозиметрический контроль состоит из индивидуального контроля и бортового контроля. Индивидуальный дозиметрический контроль должен обеспечивать измерение:

поглощенной или эквивалентной дозы излучения на поверхности тела человека;

часовой поглощенной или эквивалентной дозы излучения в случае ухудшения радиационной ситуации до нештатной опасной или аварийной.

Бортовой дозиметрический контроль предназначен для определения категории радиационной ситуации, т. е. для измерения часовой равноценной дозы и оценки радиационного риска с учетом пространственного распределения эквивалентной дозы и временного режима радиационного воздействия.

Следует отметить, что космонавты могут подвергаться радиационным воздействиям не только во время космического полета, но и в наземных условиях при рентгенологических (рентгенодиагностических) и других обследованиях. Методические указания РД 50-25645.209—85 устанавливают порядок учета и контроля индивидуальной дозы облучения космонавтов, получаемой ими от всех видов радиационных воздействий за период профессиональной деятельности. Тем самым обеспечены предпосылки для полного соблюдения требований норм радиационной безопасности.

§ 23.3. Оперативное обеспечение радиационной безопасности при орбитальных космических полетах

Характер радиационного воздействия на экипажи орбитальных космических аппаратов определяется рядом факторов, влияющих на формирование радиационных полей на трассе полета и в обитаемых отсеках. К ним относятся:

положение орбиты в околоземном космическом пространстве, определяющее эффект геомагнитной экранировки по отношению к солнечным космическим лучам;

период цикла солнечной активности, от которого зависят частота и мощность протонных солнечных вспышек и статистические характеристики геомагнитных возмущений;

высота апогея орбиты, влияющая на вклад в общую дозу излучений радиационных поясов Земли, особенно в зоне Бразильской магнитной аномалии и в приполярных областях;

циклограмма полета с учетом объема работ, выполняемых вне обитаемых отсеков космического аппарата;

защитные характеристики обитаемых отсеков, обусловленные компоновкой оборудования и конструкцией космического аппарата, включая спускаемый аппарат, используемый в качестве радиационного убежища;

дополнительный вклад источников ионизирующего излучения, используемых в бортовых системах космического аппарата.

Значимость каждого из этих факторов, а также их комбинаций зависит от конкретных особенностей полета. В частности, при орбитальных полетах на радиационную обстановку в отсеках сильно влияют высота и наклонение плоскости орбиты. Поскольку радиационные пояса, положение которых определяется параметрами геомагнитного поля, расположены на высоте более 300 км над поверхностью Земли (за исключением зоны Бразильской аномалии и полярных районов), то при полетах с апогеем, меньшим указанной высоты, при наклонении не более 50° вклад в дозу от РПЗ минимален. Вместе с тем на этих широтах наибольшее значение имеет вертикальная жесткость геомагнитного обрезания, изменяющаяся от 0,5 ГэВ на географической широте 50° до 14,6 ГэВ на экваторе.

При геомагнитных возмущениях значения вертикальной жесткости обрезания для данной широты могут существенно уменьшиться, однако они остаются столь высокими, что геомагнитное поле эффективно экранирует большую часть потока солнечных космических лучей. Дозовый коэффициент пропускания излучения для орбиты с накоплением 52° практически никогда не увеличивается до значений, превышающих 10^{-2} .

Определенную роль играют низкоэнергетические космические излучения, заполняющие все околоземное пространство. Измерения показали, что мощность поглощенной дозы за малой толщиной защиты (несколько десятков микрометров) достигает сотен грэй в сутки и резко падает с увеличением ее толщины. Высокие мощности дозы относятся к поверхностным слоям вещества и несущественны при оценке радиационной опасности, даже при выходе в открытый космос в скафандре, толщина которого оценивается значением 0,3—0,5 г/см² алюминия.

Вклад ГКЛ в общую дозу облучения экипажа в значительной степени регулируется геомагнитным полем и минимален на экваториальных орбитах. Кроме того, поток ГКЛ модулируется межпланетным магнитным полем, так что при минимуме солнечной активности этот поток максимален, и наоборот. Воздействие ГКЛ относится к хроническому облучению; особенностью этого воздействия следует считать исключительно высокую плотность ионизации вдоль треков в ткани, создаваемую тяжелыми заряженными частицами ГКЛ. Такой характер радиационного воздействия обуславливает высокое значение коэффи-

циентов качества для ГКЛ. Радиационный эффект от ГКЛ оказывается существенным при орбитальных полетах около года и более.

Радиационную обстановку при орбитальных полетах можно охарактеризовать следующим образом. Радиационные поля на трассе полета определяются ГКЛ, РПЗ и СКЛ, причем плотность потока частиц существенно уменьшается на экваторе и возрастает на высокоширотных участках орбиты. На этих участках наибольший вклад дают электроны внешнего РПЗ. В зоне Бразильской аномалии существенный вклад в дозу дают протоны внутреннего РПЗ. Существует также конечная вероятность облучения протонами СКЛ.

В связи с необходимостью обеспечения радиационной безопасности экипажей пилотируемых космических аппаратов в нашей стране функционирует специально созданная для этих целей Служба радиационной безопасности, основными задачами которой являются:

оценка условий обеспечения радиационной безопасности экипажа, подготавливаемого к старту космического объекта, с учетом реальной радиационной обстановки на период полета;

контроль и прогноз уровней радиационного воздействия на космонавтов при нормальной обстановке и в случае возмущений, обусловленных естественными или искусственными источниками;

разработка рекомендаций по уменьшению уровней облучения и соблюдению норм радиационной безопасности в условиях изменяющейся радиационной обстановки.

Средства обеспечения радиационной безопасности космических полетов делятся на бортовые и наземные. Бортовые средства включают радиационную защиту (радиационное убежище, дополнительную защиту обитаемых отсеков, фармакохимическую и локальную защиту) и бортовой информационно-измерительный комплекс (штатную бортовую дозиметрическую систему, индивидуальный дозиметрический контроль, средства прогнозирования и оповещения).

Наземные средства включают измерительный комплекс (патрульный измерительный комплекс, наземный наблюдательный комплекс, вычислительный центр) и другие наземные службы.

На этапе подготовки космического полета разрабатывается и выдается заключение, основанное на показателях и критериях оценки радиационной безопасности в соответствии со стандартами радиационной безопасности, экспертизе наземных и бортовых средств, формировании дополнительных средств обеспечения безопасности в полете, учете и контроле радиационных воздействий в период профессиональной деятельности космонавтов и долгосрочном прогнозировании возможных уровней облучения.

В течение всего полета осуществляются контроль и прогноз радиационной обстановки на трассе полета, уровней облучения экипажа и состояния его здоровья, работоспособности дозиметрической аппаратуры и других измерительных средств. При ухудшении радиационной обстановки космонавты должны перейти в радиационное убежище, в качестве которого при орбитальных полетах может быть использован спускаемый аппарат, снабженный тепловой защитой экипажа от перегрева при прохождении плотных слоев атмосферы. Возможно также изменение орбиты и, наконец, в качестве крайней меры — досрочное возвращение на Землю.

Уровни облучения экипажей экспедиций и экспедиций посещения орбитальных станций типа «Салют» и «Мир» находятся в пределах допустимых норм и не представляют опасности для здоровья и последующей жизнедеятельности космонавтов.

Глава 24

ЗАЩИТА ПРИ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В НАРОДНОМ ХОЗЯЙСТВЕ

§ 24.1. Методика расчета защиты от внешних потоков излучения

Сегодня трудно указать область научных исследований или народного хозяйства страны, где бы не использовались радионуклиды или другие источники ионизирующих излучений.

Радиационная химия, радиационная терапия и диагностика, радионуклидное приборостроение и радионуклидная энергетика прочно вошли в практику народного хозяйства страны, позволяют совершенствовать и интенсифицировать производство, повышать производительность труда, улучшать качество получаемой продукции, ставить диагнозы, лечить злокачественные новообразования и т. д.

Мощные облучательные стационарные и передвижные установки, аппараты для лучевой терапии, радиационные дефектоскопы, толщиномеры, плотномеры, влагомеры, измерители и сигнализаторы уровня жидкости, высотомеры, нейтрализаторы статического электричества, приборы ядерной геофизики и активационного анализа, электрокардиостимуляторы, радионуклидные термоэлектрические генераторы, счетчики предметов — далеко не полный перечень широко используемых аппаратов, установок и приборов, работающих с источниками ионизирующих излучений.

Укажем, что в настоящее время в нашей стране используется около 6000 гамма-дефектоскопов, около 600 гамма-терапевтических аппаратов, более 250 мощных радиационных гамма-облучателей; более 15 тысяч научных учреждений и промышленных предприятий применяют радионуклиды.

Дальнейшая разработка и усовершенствование установок с источниками излучений позволит еще шире использовать их в различных сферах народного хозяйства. Например, увеличение мощности пучков ускорителей электронов сделает возможной радиационную обработку сточных вод вместо хлорирования. Для очистки стоков такого большого города, как Ленинград, достаточно нескольких крупных ускорителей суммарной мощностью около 30 тыс. кВт. Этот способ исключает воздействие на окружающую среду больших количеств хлора.

Использование источников в народном хозяйстве невозможно без разработки и создания эффективных средств радиационной безопасности и защиты от излучений.

В настоящей главе рассматриваются вопросы защиты лишь от внешних потоков излучений, создаваемых закрытыми источниками.

Расчет защиты установок, аппаратов и приборов с источниками излучения имеет много общего и осуществляется обычно в следующей последовательности:

1. Определяют характеристики источника ионизирующего излучения — главного элемента установки. Его выбор и параметры обуславливаются функциональной задачей установки. Например, для промышленной облучательной установки источник должен создавать равномерное поле в облучаемом объеме, а геометрия облучения должна позволять максимально использовать энергию излучения. Для облучательной радионуклидной установки исходя из ее функционального назначения выбирают энергию излучения, соответствующую этой энергии радионуклида, активность препарата, форму, геометрию и размеры облучателя.

2. Определяют предельно допустимые уровни облучения.

Проектирование защиты от внешнего ионизирующего излучения (включая защиту боксов, каньонов и других необслуживаемых помещений, посещаемых персоналом периодически или при проведении ремонтных работ) в связи с возможными неточностями в исходных данных необходимо проводить с коэффициентом запаса по мощности эквивалентной дозы, равным 2 (см. табл. 4.2). Следует также учитывать и такие факторы, как наличие других источников ионизирующих излучений, воздействующих на облучаемых лиц, перспективное увеличение мощности источников излучения и др.

Проектирование защиты от внешнего ионизирующего излучения должно выполняться с учетом назначения помещений и

в зависимости от категории облучаемых лиц и длительности облучения.

Значения проектной мощности эквивалентной дозы для стандартной продолжительности облучения приведены в табл. 4.2.

Если заранее известно, что установки и аппараты будут включаться на время, отличающееся от стандартного времени, то проектную допустимую мощность эквивалентной дозы ДМД, мкЗв/ч, для лиц группы «а» категории А принимают из расчета

$$\text{ДМД}_A = H_{\text{пдд}} / (2t), \quad (24.1)$$

где $H_{\text{пдд}}$ — недельная предельно допустимая эквивалентная доза для персонала, мкЗв; t — длительность работы персонала на установке или аппарате за неделю, ч.

3. Рассчитывают мощность эквивалентной дозы облучения \dot{H} в помещении без защиты.

4. Определяют требуемую кратность ослабления излучения защитой k . При $k > 1$ приступают к расчету защиты.

5. Исходными для расчетов защиты являются вид, энергетический состав и угловое распределение излучения источника, его геометрия и предполагаемая компоновка защиты. Материалы защиты выбирают исходя из их защитных, физико-химических и технологических характеристик (см. гл. 25) и функционального назначения установки.

Для радионуклидных установок следует различать защиту радиационной головки аппарата, предназначенной для выпуска пучка излучения, его перекрытия и хранения источника в перерывах между рабочими циклами, защиту источника при нахождении его в положении хранения и защиту помещения, в котором расположена радиационная установка с источником, находящимся в рабочем положении, при выведенном пучке.

Во многих случаях для протяженных источников отсутствуют практические методы определения защиты по номограммам, таблицам и т. п. Часто требуется рассчитать защиту так, чтобы на фиксированном расстоянии от ее внешней поверхности мощность эквивалентной дозы не превышала установленной величины. В этих случаях необходимо построить рассмотренными в т. 1 способами график зависимости эквивалентной дозы излучения \dot{H} от толщины защиты d и для \dot{H} , равной допустимой мощности эквивалентной дозы ДМД, по графику найти соответствующее значение толщины защиты d . Для оценки толщины защиты протяженных источников, для которых значения \dot{H} близки к ДМД, целесообразно сначала выполнить приближенный расчет, предполагая, что вся активность источника сосредоточена в центре протяженного источника, а источник заменен

точечным. Если размеры несамопоглощающего источника малы по сравнению с расстоянием до области детектирования, представление источника точечным оправдано и не вносит существенных погрешностей в результаты расчетов.

Если заведомо очевидно, что поле излучения достаточно велико, защита от излучений необходима и ее расчет ведется не по кратности ослабления излучения, то пп. 3 и 4 методики расчета защиты опускаются.

Рабочая часть стационарных аппаратов и установок с неограниченным по направлению пучком излучения должна размещаться в помещении, материал и толщина стен, пола и потолка которого при любых реальных положениях источника и направлениях пучка обеспечивают ослабление первичного и рассеянного излучения в смежных помещениях и на территории учреждения до допустимых значений.

Сделаем несколько важных замечаний по организации работ с закрытыми источниками излучения:

1. В нерабочем положении все радиоактивные источники должны находиться в защитных устройствах, а нерадионуклидные источники ионизирующего излучения должны быть обесточены.

2. Пульт управления установкой или аппаратом должен быть размещен в смежном помещении. Входная дверь в помещение, где находится аппарат, должна блокироваться с механизмом перемещения препарата или с включением высокого (ускоряющего) напряжения ускорителя частиц, чтобы исключалась возможность случайного облучения персонала.

3. Помещения размещения установок с источниками излучения должны быть оборудованы сигнализацией о превышении заданной мощности эквивалентной дозы излучения.

4. При использовании установок или аппаратов, за пределами которых мощность эквивалентной дозы излучения в рабочем положении и при хранении источника не превышает на расстоянии 1 м от доступных частей поверхности установки 3 мкЗв/ч, специальные требования к помещениям и размещению установок не предъявляются. Если мощность эквивалентной дозы превышает это значение, то для размещения таких установок должны выделяться отдельные помещения, преимущественно в отдельном здании или отдельном его крыле.

5. При работе с закрытыми источниками излучения специальные требования к отделке помещений не предъявляются.

При проектировании учреждений, предназначенных для работы с открытыми источниками, дополнительно к мероприятиям по защите от внешнего излучения необходимо предусматривать меры по защите персонала и населения от внутреннего облучения и охране окружающей среды от радиоактивных загрязне-

ний. При этом суммарная доза от внешних и внутренних источников излучения не должна превышать допустимого уровня, установленного действующими нормативами.

§ 24.2. Защита при радиационной дефектоскопии

Радиационная дефектоскопия является основным методом неразрушающего контроля качества материалов, деталей, узлов и изделий. При контроле литья, сварных, паяных и других неразъемных соединений в ряде отраслей машиностроения удельный вес радиационной дефектоскопии среди всех применяемых для этой цели методов и средств неразрушающего контроля составляет более 80%. Большими достоинствами этого метода контроля являются высокая выявляемость макроскопических дефектов (трещины, непроваров, пор, раковин, включений и других нарушений сплошности), объективность контроля, возможность выявления характера, формы и размеров дефектов.

Основными источниками излучения, применяемыми в дефектоскопии, являются рентгеновские аппараты, радионуклиды и ускорители заряженных частиц.

Вид источника излучения определяется в значительной степени толщиной и материалом контролируемого изделия (табл. 24.1).

Различают три основных метода радиационного контроля: *радиографический* (информация представляется в виде фиксированного видимого изображения, например, на рентгенографической пленке), *радиоскопический* (информация представляется на флуоресцирующем экране), а также *радиометрический* (информация представляется в цифровом, стрелочном или аналоговом виде; в качестве детекторов могут использоваться сцинтилляционные кристаллы, газоразрядные счетчики, полупроводниковые и другие детекторы).

При радиографическом и радиоскопическом контроле изделия просвечивают достаточно широким пучком излучения, чтобы видеть одновременно поверхность, значительно превышаю-

Таблица 24.1. Область применения радиометрических методов дефектоскопии

| Источник излучения | Толщина слоя контролируемого материала, см | | |
|---|--|--------|----------|
| | Железо | Титан | Алюминий |
| Рентгеновские установки с напряжением 40—1000 кВ | 0,4—15 | 0,1—30 | 0,5—45 |
| Радионуклиды ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{192}Ir , ^{170}Tm | 0,1—20 | 0,2—30 | 0,3—50 |
| Бета-троны с энергией от 6 до 35 МэВ | 5—45 | 9—90 | 15—180 |

щую размеры дефекта. При радиометрическом контроле изделие сканируют узким коллимированным пучком, площадь поперечного сечения которого сопоставима с площадью проекции дефекта на плоскость, перпендикулярную направлению просвечивания.

Защиту от γ -излучения радионуклидов можно рассчитывать разными способами (см. § 10.7, т. 1): по универсальным таблицам, по номограммам и с использованием законов ослабления γ -излучения в геометрии широкого пучка. Для моноэнергетических источников расчеты следует выполнять методом конкурирующих линий.

Первые два способа удобны при фиксированных расстояниях между источником и детектором, последний способ применяют, в частности, если расстояние от источника до детектора изменяется вместе с изменением определяемой толщины защиты.

Проиллюстрируем последний способ расчета защиты.

Мощность эквивалентной дозы γ -излучения вновь разрабатываемых переносных, передвижных и стационарных дефектоскопических, терапевтических и других аппаратов не должна превышать 30 мкЗв/ч на расстоянии $R=1$ м от поверхности блока защиты аппарата с источником.

Рассчитаем сферическую защиту головки аппарата со сферическим гнездом радиусом $r_{гн}$ для препарата, представляющего собой моноэнергетический точечный изотропный источник активностью \mathcal{A} .

Для расчета толщины сферической защиты d построим зависимость $\dot{H}=\dot{H}(d)$ по формуле

$$\dot{H} = \frac{c \cdot \Gamma_{\delta}}{(R + d + r_{гн})^2 k(d)} \quad (24.2)$$

и из нее определим толщину защиты, соответствующую принятой предельно допустимой мощности эквивалентной дозы. В формуле (24.2) $k(d)$ — кратность ослабления излучения защитой толщиной d ; Γ_{δ} — керма-постоянная нуклида; c — константа.

На рис. 24.1 построена зависимость $\dot{H}=\dot{H}(d)$ для дефектоскопа с радионуклидом ^{60}Co активностью 1,2 ТБк при $r_{гн}=1$ см и защите из свинца или вольфрама. Оказалось, что для выполнения условия $\dot{H}=30$ мкЗв/ч необходима толщина защиты из свинца 16,1 см или из вольфрама 10,5 см. Заметим, что хотя вольфрам ($\rho=19,3$ г/см³) значительно тяжелее свинца ($\rho=11,3$ г/см³), в нашем примере защита из вольфрама значительно легче защиты из свинца.

Расчет защитных стен (чаще всего из бетона) от γ -излучения радионуклидов не встречает больших затруднений. Обычно принимается, что первичное излучение (выведенный из дефек-

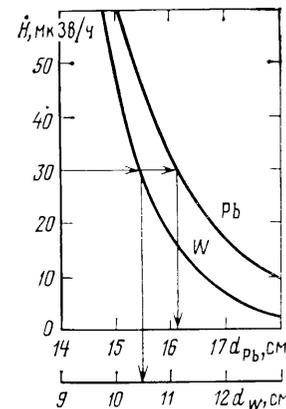


Рис. 24.1. Зависимость мощности эквивалентной дозы от толщины сферической защиты головки дефектоскопа из свинца и вольфрама

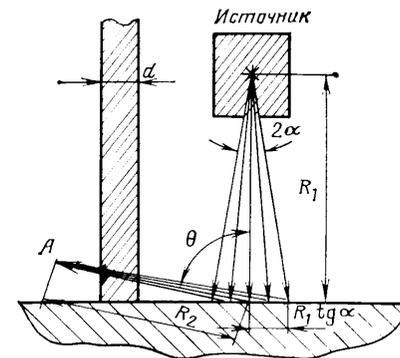


Рис. 24.2. К расчету защиты от γ -излучения дефектоскопа, рассеянного от бетонного пола

тоскопа рабочий пучок) направлено на защитную стену в течение всего времени работы.

Помимо обеспечения защиты от первичного излучения в некоторых случаях приходится решать вопросы защиты от рассеянного излучения. В состав рассеянного излучения входят фотоны, образованные в результате одного или более актов рассеяния первичного излучения в материале окружающих предметов и в воздухе.

Рассмотрим случай, когда пучок γ -излучения, выходящего из защитного контейнера радиационной головки гамма-дефектоскопа, падает на рассеиватель и должна быть обеспечена защита от отраженного излучения. Геометрия задачи показана на рис. 24.2. Точечный изотропный моноэнергетический источник активностью \mathcal{A} с энергией фотонов E_0 находится в защитном контейнере с полууглом конусного отверстия α . Центральная ось рабочего пучка перпендикулярна поверхности бетонного пола. Источник удален от пола на расстояние R_1 , а оператор находится в точке A на расстоянии R_2 от рассеивающей площадки и работает t часов в неделю. Определим требуемую толщину защиты d из обычного бетона от рассеянного γ -излучения.

При перпендикулярном падении первичного излучения на рассеивающую площадку ($\theta_0=0^\circ$) площадь области рассеяния $S=\pi R_2^2 \text{tg}^2 \alpha$.

Предполагая, что размеры области рассеяния намного меньше R_1 и R_2 , а бетонный пол можно рассматривать как полубесконечный отражатель, мощность эквивалентной дозы \dot{H} в точке детектирования A можно рассчитать по формуле

$$\dot{H} = \frac{c \cdot A \Gamma_0 \pi R_1^2 \operatorname{tg}^2 \alpha a_1(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \theta)}{R_1^2 R_2^2} = \frac{c \cdot A \Gamma_0 \pi \operatorname{tg}^2 \alpha a_1(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \theta)}{R_2^2}, \quad (24.3)$$

где $a_1(E_0, \theta_0 = 0^\circ, \theta)$ — токовое дозовое дифференциальное альбедо; c — константа.

По рассчитанной затем требуемой кратности ослабления k и энергии рассеянных фотонов определяют толщину защиты d .

В первом приближении энергию фотонов можно принять равной энергии фотона, рассеянного на угол $(180 - \theta)^\circ$. Для более точных расчетов можно воспользоваться двух- или четырехгрупповой моделью энергетического распределения отраженных фотонов (см. § 13.2, т. 1).

Приведенный расчет тем точнее, чем меньше α и больше расстояние R_2 по сравнению с областью рассеяния. Следует помнить, что защита от первичного излучения всегда обеспечивает защиту и от рассеянного излучения.

Если источником излучения в дефектоскопе является рентгеновская трубка, для характеристики поля излучения удобно пользоваться понятием *лучевая отдача трубки*. Под лучевой отдачей рентгеновской трубки \dot{K}_T понимается мощность воздушной кермы, создаваемая на расстоянии 1 м при токе 1 мА. Лучевая отдача зависит в основном от питающего напряжения и предварительной фильтрации излучения и может быть различной для трубок разных конструкций. Зависимость $\dot{K}_{T0} =$

$= \dot{K}_{T0}(U_{\max})$ (рис. 24.3) показана для трубок, применяемых в дефектоскопии при значительной начальной фильтрации. Если значение \dot{K}_T для данной конкретной трубки не измерено, с некоторой погрешностью его можно получить из графика, приведенного на рис. 24.3.

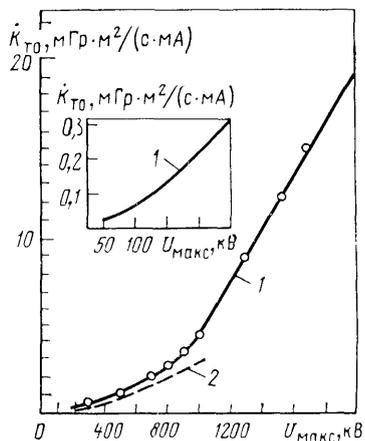


Рис. 24.3. Зависимость лучевой отдачи рентгеновской трубки \dot{K}_{T0} от максимального напряжения U_{\max} на ней (данные разных авторов для излучения после начальной фильтрации)

Рентгеновское излучение, возникающее при торможении ускоренных электронов на аноде рентгеновской трубки, имеет непрерывный энергетический спектр. Максимальная энергия тормозного излучения E_{\max} , кэВ, численно равна максимальному напряжению, приложенному к рентгеновской трубке U_{\max} , кВ. Максимальная интенсивность энергетического спектра рентгеновского излучения соответствует энергии фотонов $E \approx (2/3)E_{\max}$.

Для расчетов защиты от рентгеновского излучения можно использовать номограммы (рис. 24.4), построенные из экспериментальных данных по ослаблению широкого пучка рентгеновского излучения при начальной фильтрации. По оси ординат номограмм отложены значения параметра k_1 , определяемого по формуле:

$$k_1 = 2,5 \frac{\dot{K}_T}{\dot{K}_{T0}} m \frac{i}{R^2}, \quad (24.4)$$

где \dot{K}_T — лучевая отдача данной конкретной рентгеновской трубки; \dot{K}_{T0} — лучевая отдача стандартной рентгеновской трубки, определяемая по рис. 24.3; значения \dot{K}_T и \dot{K}_{T0} должны выбираться в одних единицах; i — ток трубки, мА; R — расстояние между анодом рентгеновской трубки и рабочим местом, м; m — отношение проектной предельно допустимой мощности эквивалентной дозы для помещений постоянного пребывания персонала категории А при 36-часовой рабочей неделе (см. табл. 4.2) к проектной мощности эквивалентной дозы для данной задачи при t часах работы в неделю в тех же единицах.

Если U_{\max} на трубке выше 200—300 кВ, толщину защиты можно определить, приняв эффективную энергию источника излучения равной $E_{\text{эф}} \approx (2/3)E_{\max}$. При более низком напряжении этим методом пользоваться не рекомендуется: наличие скачков поглощения в зависимости сечения взаимодействия от энергии не позволяет в этой области энергии удовлетворительно описать энергетическое распределение эффективным моноэнергетическим источником.

Сравним расчет толщины защиты указанными двумя способами для конкретной задачи. Определим толщину свинцовой защиты для стандартной трубки с $U_{\max} = 1000$ кВ, если $i = 5$ мА, $R = 3$ м, время работы персонала $t = 36$ ч/нед. По формуле (24.4) $k_1 = (2,5 \cdot 5/9) = 1,4$, а полученная по номограмме толщина защиты $d = 11,5$ см. Для этой задачи можно провести расчет, принимая эффективную энергию источника моноэнергетической: $E_{\text{эф}} = (2/3)E_{\max} = 0,667$ МэВ. Лучевая отдача рентгеновской трубки (см. рис. 24.3) $\dot{K} = \dot{K}_{T0} = 4,5 \cdot 10^{-3}$ Гр·м²/(с·мА). Создаваемая мощность эквивалентной дозы в точке детектирования $\dot{H} = \dot{K}_T i 3600 b / R^2$, Зв/ч, где b — коэффициент перехода от

воздушной кермы к эквивалентной дозе в ткани, равный 1,09. Подставляя числовые значения в последнюю формулу, получаем $\dot{H} = 4,5 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 3600 \cdot 1,09/9 = 9,8$ Зв/ч.

Проектная предельно допустимая мощность эквивалентной дозы равна (см. табл. 4.2) $1,4 \cdot 10^{-5}$ Зв/ч. Следовательно, требуемая кратность ослабления излучения защитой $k = 9,8 / (1,4 \times 10^{-5}) = 7 \cdot 10^5$. Для эффективной энергии $E_{эф}$ и рассчитанной кратности ослабления определяем по универсальным таблицам требуемую толщину защиты из свинца $d = 11,7$ см, что хорошо согласуется с расчетом по номограмме.

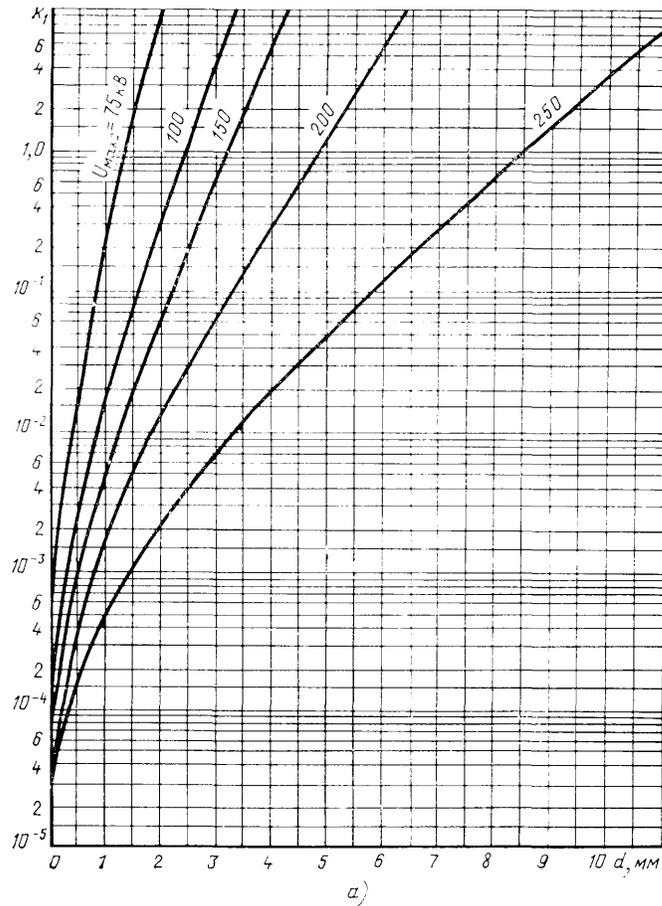


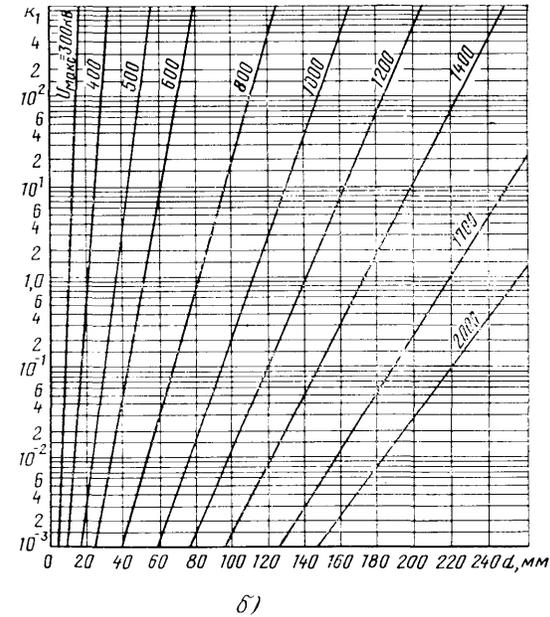
Рис. 24.4. Номограммы для расчета толщины защиты d из свинца от рентгеновской трубке U_{\max} для 75—250 кВ

Соотношение между эквивалентными толщинами свинца и бетона для рентгеновского излучения разной энергии показано на рис. 24.5. Толщину защиты из кирпича можно рассчитать по толщине защиты из бетона с пересчетом на плотность.

Для расчета рассеянного рентгеновского излучения от пола, просвечиваемых изделий и других предметов можно использовать формулу типа (24.3) или имеющиеся в литературе номограммы.

Перспективно использовать в качестве источников излучения в дефектоскопах ускорители электронов. Дефектоскопы ЛУЭ-5-500Д и ЛУЭ-15-1500Д, используемые в объединениях Ижорский завод и Атоммаш, сокращают время проверки толстостенных изделий с многих часов до нескольких минут и способны выявлять мельчайшие трещины и раковины в глубине металла.

Мишень ускорителя электронов такого дефектоскопа является мощным источником вторичного тормозного излучения, а при энергии фотонов тормозного излучения, превышающей порог реакции (γ, n) , также и мощным источником третичного излучения — фотонейтронов.



рентгеновского излучения при различном максимальном напряжении на (а) и 300—2000 кВ (б)

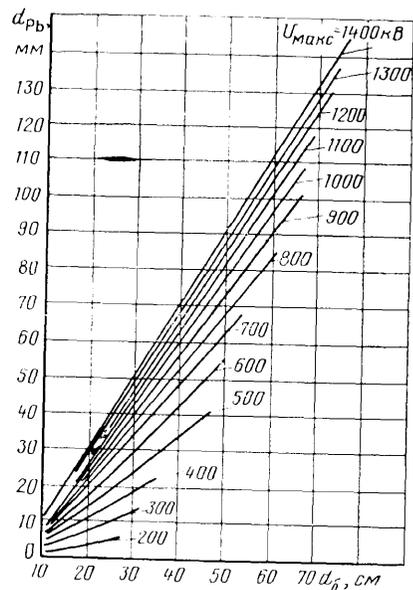


Рис. 24.5. Соотношение между эквивалентными толщинами свинца $d_{Рб}$ и бетона $d_б$ ($\rho=2,35 \text{ г/см}^3$) для рентгеновского излучения различной энергии

Мощность дозы тормозного излучения и потока фотонейтронов вокруг мишени электронного ускорителя зависит от тока на мишени i и энергии $E_{0э}$ ускоренных электронов, материала и толщины мишени, положения точки детектирования. Распределение фотонейтронов по углу по отношению к направлению исходного пучка электронов для практических целей можно считать изотропным в отличие от распределения тормозного излучения, обладающего ярко выраженной анизотропией угловой зависимости.

Зная выход из мишени, а также угловое и энергетическое распределение тормозного и фотонейтронного излучений, можно изложенными в т. 1 методами рассчитать защиту. Толщину бетонной защиты ($\rho=2,3 \text{ г/см}^3$) от тормозного и (или) фотонейтронного излучения под разными углами θ ($\theta=0, \pi/2, \pi$ рад) к направлению падающего пучка моноэнергетических электронов с энергией $E_{0э} < 30$ МэВ можно рассчитать по номограммам рис. 24.6.

Параметром номограмм является величина $\chi=i/R^2$, где i — средний ток на мишени, мкА (средний ток легко пересчитать в поток частиц по известному заряду электрона, равному $1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл); R — расстояние от мишени ускорителя до точки детектирования, м. На номограммах показано, каким видом излучения для данной энергии электронов, угла θ и значения χ обусловлена защита.

Расчет номограмм выполнен для условий профессионального облучения, для мишени оптимальной толщины и максималь-

326

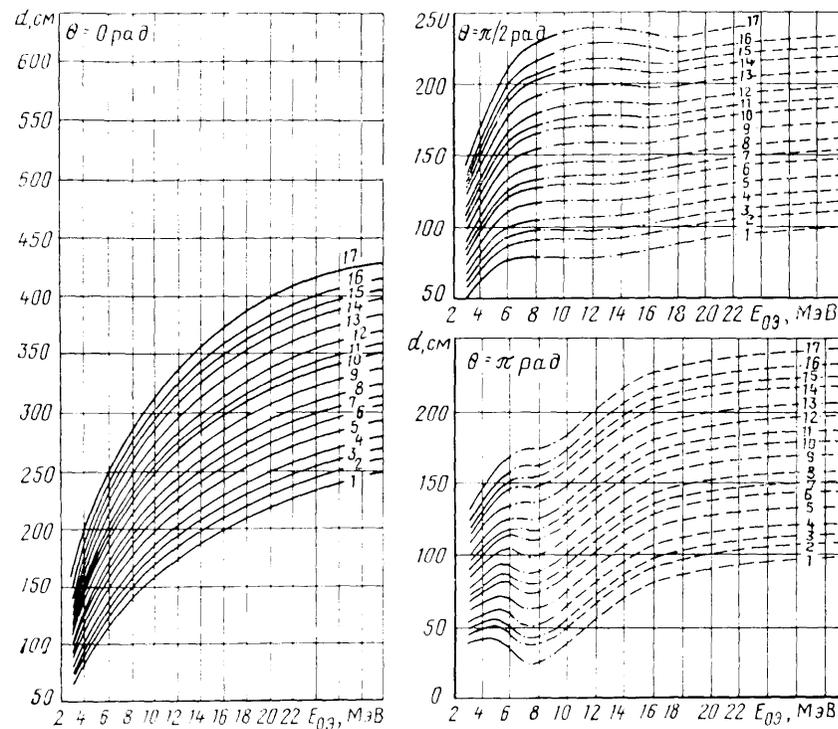


Рис. 24.6. Номограммы для определения требуемой толщины защиты из бетона ($\rho=2,3 \text{ г/см}^3$) в направлении θ в зависимости от энергии электронов $E_{0э}$ для различных значений χ : 0,01 (1); 0,02 (2); 0,03 (3); 0,05 (4); 0,1 (5); 0,2 (6); 0,3 (7); 0,5 (8); 1,0 (9); 2,0 (10); 3,0 (11); 5,0 (12); 10 (13); 20 (14); 30 (15); 50 (16); 100 (17). Защита толщиной d обусловлена: — — — тормозным излучением; - - - - фотонейтронами; - · - · - · тормозным излучением и фотонейтронами

но возможного атомного номера Z в предположении полного поглощения электронного и фотонного пучков в мишени.

При проведении нейтрографии с использованием (α, n) -источников нейтронов толщину защиты можно определять по номограммам, приведенным в § 11.7, т. 1.

§ 24.3. Защита радиационно-технологических установок

В настоящее время реализованы или находятся на различных стадиях реализации свыше 40 радиационных процессов по следующим важным направлениям: радиационно-химический синтез, радиационная полимеризация, отверждение покрытий на дереве и металле, радиационная сшивка полимеров и ради-

ационная вулканизация каучуков, производство древесно-пластических материалов, производство бетоно-полимерных композиций, радиационная стерилизация медицинских изделий.

Хотя число радионуклидных радиационно-химических установок является преобладающим, в последнее время в качестве источников излучения все шире используют ускорители элементарных частиц и радиационные контуры при ядерных реакторах.

Основными элементами радиационных установок, размещаемых в специально оборудованном помещении, являются облучатель, рабочая камера для облучения, лабиринтный вход для защиты обслуживающего персонала и сообщения рабочей камеры со смежными помещениями, система блокировки и сигнализации. В таких установках источник излучения (или облучатель в целом) перемещается из хранилища в рабочее положение к облучаемым объектам.

Установки, не требующие специальных помещений, состоят из неподвижного или незначительного перемещающегося облучателя и защитного устройства в виде свинцового цилиндрического (сферического) контейнера или специальной бетонной камеры.

Защиту радиационных установок принято подразделять на три группы: 1) водная защита (источник хранится в бассейне с водой, облучение производится под водой); 2) смешанная защита, когда для ослабления излучений используются как твердые, так и жидкие (вода) материалы; обычно при смешанной защите источник хранится в воде, облучение производится в сухой рабочей камере при перемещении источника из бассейна с водой в камеру; 3) сухая защита (источник в положении хранения и в рабочем положении находится в сухой защите или в бетонной камере).

Сухая защита имеет ряд преимуществ: она более надежна, чем водная; не вызывает коррозии различных деталей облучателя и установки в целом; распространение загрязнений радионуклидами обычно ограничено замкнутой оболочкой облучателя и т. д. И тем не менее не следует делать однозначный вывод о предпочтительности того или иного типа защит для всех установок. Способ защиты при конструировании установки необходимо выбирать с учетом специфики установки, конструкции облучателя, системы его перемещения и особенностей технологичности облучателя. В качестве защитных материалов обычно применяют свинец, сталь, чугун, бетоны различных марок, кирпич, воду. Расчет защиты производится методами, рассмотренными в т. 1.

Сухая защита часто имеет цилиндрическую форму. Влияние кривизны поверхности защиты на кратность ослабления излучения может быть оценено по данным рис. 24.7.

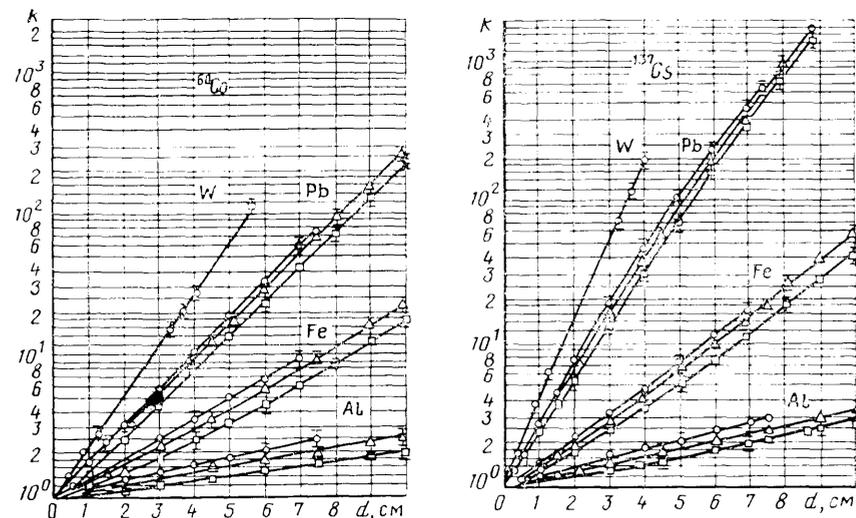


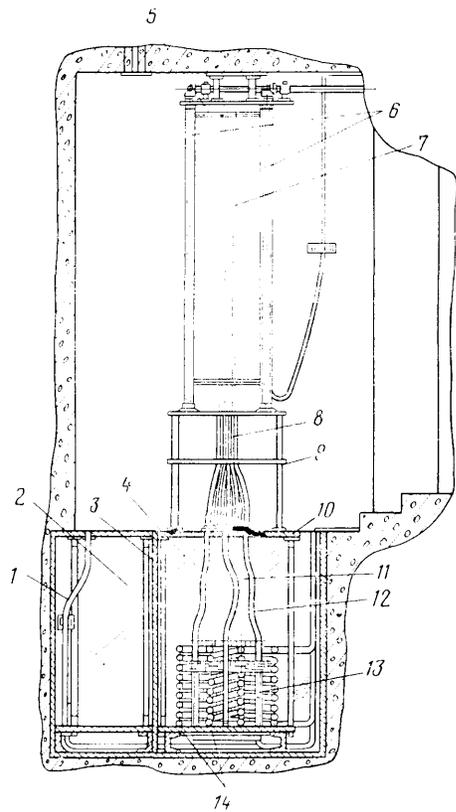
Рис. 24.7. Зависимость кратности ослабления γ -излучения k ^{60}Co и ^{137}Cs от толщины защиты разной кривизны из различных материалов: \circ — сферическая; Δ — цилиндрическая; \square — плоскобашенная

Рассмотрим организацию радиационной сухой защиты облучательных установок на примере универсальной радиационно-химической установки типа К-60000 (рис. 24.8). Хранилище источника γ -излучения (нуклид ^{60}Co активностью 240 ТБк) представляет собой жесткую сборную конструкцию из двадцати плавно изогнутых полых рабочих каналов 12 из нержавеющей стали длиной по 165 см, по которым перемещаются кассеты 13 с препаратами ^{60}Co . Радиусы изгибов в канале выбраны так, чтобы проходящее по каналу γ -излучение испытывало не менее трех отражений от стенок канала. Хранилище 4 засыпано чугунной дробью плотностью 4,6 г/см³. Верхние и нижние концы труб расположены по окружности и прикреплены к опорным плитам 10 хранилища. Центральная труба — технологический канал 11 — предназначена для дистанционной сборки радиоактивных препаратов в кассеты.

На дне каждого канала установлены пружинные амортизаторы, снимающие ударную нагрузку с кассет и препаратов при аварийном сборе кассет в хранилище.

Для регистрации положения кассет с источниками ^{60}Co на каналах основного и запасного хранилища, так же как и на технологическом канале, установлены однообмоточные индукционные датчики.

Подъем кассет с источниками из положения хранения в облучатель 8 и опускание их в хранилище осуществляются с по-



← Рис. 24.8. Универсальная радиационно-химическая установка типа К-60000 (вертикальный разрез)

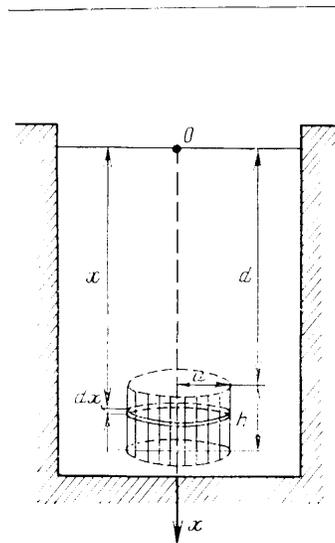


Рис. 24.9. К сравнению сухой и водной защит хранилища радиоактивных препаратов

мощью механизма 6, состоящего из двадцати спиральных элементов 7 (плотная пружина длиной 2 м) с электромагнитами на концах. Верхние концы спиральных элементов закреплены на перемещающейся вверх и вниз планшайбе 5 механизма перемещения источников. При прохождении тока через обмотку электромагнита последний притягивается к cassette торцевой поверхностью, выполненной в виде полусферы, образуя в месте соединения шарнирную систему.

Рабочий стол 9 облучателя 8 установлен на опорах, укрепленных на верхней плите основного хранилища. Конструкция установки позволяет формировать облучатели различных конструкций. Система охлаждения установки состоит из цилиндрических змеевиков 14, изготовленных из присоединенных к водопроводной магистрали нержавеющей стальных труб.

Запасное хранилище 2 предназначено для хранения cassette с источниками во время ремонта и профилактического осмотра основного хранилища 4 и представляет собой жесткую конст-

рукцию из десяти плавно изогнутых труб 1, расположенных в один ряд. В каждом канале устанавливаются друг над другом по две cassette. Запасное хранилище отделено от основного слоем чугуновой дроби и стальной плитой 3 толщиной 2,5 см. После перевода в запасное хранилище cassette с ^{60}Co в основном хранилище можно вести ремонтные работы.

Сравним два возможных варианта хранилища: хранилище с сухой защитой, рассмотренное в приведенном выше примере, и хранилище подобной установки с водной защитой.

Пусть источники в положении хранения, находясь в каналах, геометрически представляют собой цилиндрический излучатель (рис. 24.9). Такой излучатель формируется расположенным по его образующим большим количеством cassette с источниками. Например, в установке К-60000 он формируется двадцатью линейными источниками, расположенными по образующим цилиндра (см. рис. 24.8).

Пусть полная активность источника \mathcal{A} равняется 240 ТБк, высота цилиндрического источника $h=30$ см, радиус $a=25$ см (рис. 24.9). Определим требуемую толщину защиты d , см, для двух вариантов: а) защита выполнена из воды; б) защита выполнена из чугуновой дроби с насыпной плотностью $4,7$ г/см³. Защита должна обеспечивать в точке O непосредственно над ее поверхностью на оси облучателя мощность эквивалентной дозы 14 мкЗв/ч. Заметим, что в обоих случаях защита полностью заполняет хранилище с находящимся в нем излучателем.

Расчет мощности эквивалентной дозы в токе O можно выполнить по формуле

$$\begin{aligned} \dot{H} &= \delta b \int_a^{d+h} \frac{\mathcal{A} \Gamma_\delta}{2\pi a h} \frac{2\pi a dx}{x^2 + a^2} \exp[-\mu(x^2 + a^2)^{1/2}] B_{\text{к.п}}^{\text{т.п}} [E_0, \mu(x^2 + a^2)^{1/2}] = \\ &= 2\pi a \mathcal{A}_s \Gamma_\delta \delta b \int_a^{d+h} \frac{\exp[-\mu(x^2 + a^2)^{1/2}]}{x^2 + a^2} [A_1 \exp[-\alpha_1 \mu(x^2 + a^2)^{1/2}] + \\ &\quad + (1 - A_1) \exp[-\alpha_2 \mu(x^2 + a^2)^{1/2}]] dx = \\ &= 2\pi a \mathcal{A}_s \Gamma_\delta \delta b \int_a^{d+h} \left[A_1 \frac{\exp[-\mu'(x^2 + a^2)^{1/2}]}{x^2 + a^2} + \right. \\ &\quad \left. + (1 - A_1) \frac{\exp[-\mu''(x^2 + a^2)^{1/2}]}{x^2 + a^2} \right] dx, \end{aligned} \quad (24.5)$$

где $\mathcal{A}_s = \mathcal{A} / (2\pi a h)$ — поверхностная активность препарата; δ — поправка на барьерность среды; Γ_δ — керма-постоянная; $\mu' = \mu(1 + \alpha_1)$; $\mu'' = \mu(1 + \alpha_2)$; A_1 , α_1 и α_2 — коэффициенты экспоненциального представления факторов накопления

$B_{\kappa} \tau^{-n} [E_0, \mu (x^2 + a^2)^{1/2}]$ для бесконечной среды; b — коэффициент перехода к эквивалентной дозе.

Для прикидок требуемой толщины защиты d целесообразно первоначально построить зависимость $\dot{H} = \dot{H}(d)$ для точечного источника, расположенного в центре цилиндрического облучателя с активностью, равной полной активности установки. По этой кривой для $\dot{H} = \text{ДМД}$ оценивают требуемую толщину защиты d . Расчет для этого случая легко выполнить по формуле

$$\dot{H}(d) = b A \Gamma_{\delta} / \left[\left(d + \frac{h}{2} \right)^2 k \left(d + \frac{h}{2} \right) \right], \quad (24.6)$$

где $k(d)$ — кратность ослабления излучения защитой толщиной d , определяемая по универсальным таблицам.

Проведенные оценки показали, что для защиты из воды в рассмотренном примере $d = 260$ см, для защиты из чугунной дроби — 65,5 см.

Далее уточнить расчеты можно по формуле (24.5), построив численным интегрированием выражения (24.5) зависимость $\dot{H} = \dot{H}(d)$ вблизи определенных из прикидок значений d .

В рассмотренной задаче в связи с тем, что d значительно больше h и a , оценки для точечного источника совпадают с погрешностью несколько процентов с расчетами по формуле (24.5).

Таким образом, проведенные расчеты показывают, что общая глубина хранилища из чугунной дроби в рассмотренном примере почти на 2 м меньше (примерно в 4 раза меньше по толщине), чем для водной защиты.

Приведенный пример иллюстрирует еще одно преимущество сухого способа хранения препаратов.

При проектировании и разработке мощных радионуклидных установок необходимо решать вопросы защиты от γ -излучения в совокупности с обеспечением подачи объектов облучения и отбора их после облучения. Подача объектов может осуществляться непрерывно или дискретно по времени. Для решения этой задачи, а также для проведения к установке всевозможных коммуникаций и уменьшения поля излучения на входе в помещение облучателя целесообразно использовать лабиринтные воды.

Типовые схемы лабиринтных защит, применяемых в практике радиационного аппаратостроения, приведены на рис. 24.10.

Расчет лабиринтной защиты сводится прежде всего к определению уровня излучения на входе. Такой расчет можно выполнять на ЭВМ, используя программы расчетов полей излучений в неоднородностях защиты типа РНЗ, или методами, основанными на макроскопических константах закономерностей распространения излучений в средах (см. гл. 18).

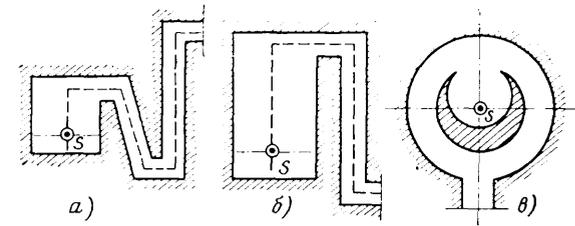


Рис. 24.10. Типовые схемы лабиринтной защиты облучателей:

a — многоколенный сложный лабиринт; b — многоколенный прямоугольный лабиринт; c — кольцевой лабиринт

Для расчетов можно использовать также полуэмпирическую методику, согласно которой мощность дозы излучения в воздухе в любой точке определяется как сумма мощностей доз, создаваемых излучением, прошедшим через защиту \dot{D}_3 и многократно отраженным в лабиринте излучения \dot{D}_0 :

$$\dot{D} = \dot{D}_3 + \dot{D}_0. \quad (24.7)$$

Величина \dot{D}_3 определяется рассмотренными в т. 1 способами. Для расчетов \dot{D}_0 обычно выбирают главные эффективные отражающие площадки S_i (рис. 24.11), определяемые максимальной «видимостью» облучателя, а также минимальными расстояниями между отражающими поверхностями и точкой детектирования. В этом случае мощность дозы многократно отраженного γ -излучения определяют по формуле

$$\dot{D}_0 \approx \dot{K}_0 = \frac{A \Gamma_{\delta}}{(2\pi)^n} \prod_{i=1}^n \frac{S_i \cos \theta_{0i} a_{d,i}(E_{\gamma i}, \theta_{0i})}{R_1^2 R_{i+1}^2}, \quad (24.8)$$

где A — активность облучателя; Γ_{δ} — керма-постоянная нуклида; R_1 — расстояние от центра облучателя до центра площадки S_1 ; R_{i+1} — расстояние между площадками S_i и S_{i+1} ; θ_{0i} — угол падения излучения на i -ю отражающую площадку S_i (угол между R_i и нормалью к площадке S_i); $a_{d,i}(E_{\gamma i}, \theta_{0i})$ — интегральное дозовое альbedo тонкого луча фотонов с энергией $E_{\gamma i}$ при угле падения θ_{0i} ; энергия $E_{\gamma 1} = E_0$, $E_{\gamma i} = 0,1$ МэВ для источника ^{60}Co при $i \geq 2$.

При записи формулы предполагалось, что источник может быть принят точечным, а дифференциальное альbedo не зависит от углов отражения и равняется $a_{d,i}(E_{\gamma i}, \theta_{0i}) / (2\pi)$.

Поле рассеянного излучения в лабиринтах можно изменять, покрывая эффективные отражающие поверхности материалами с меньшими значениями альbedo, чем бетон. Так, покрытие железом только главных отражающих поверхностей двухколенного лабиринта уменьшает плотность потока энергии рассеянного излучения в несколько раз.

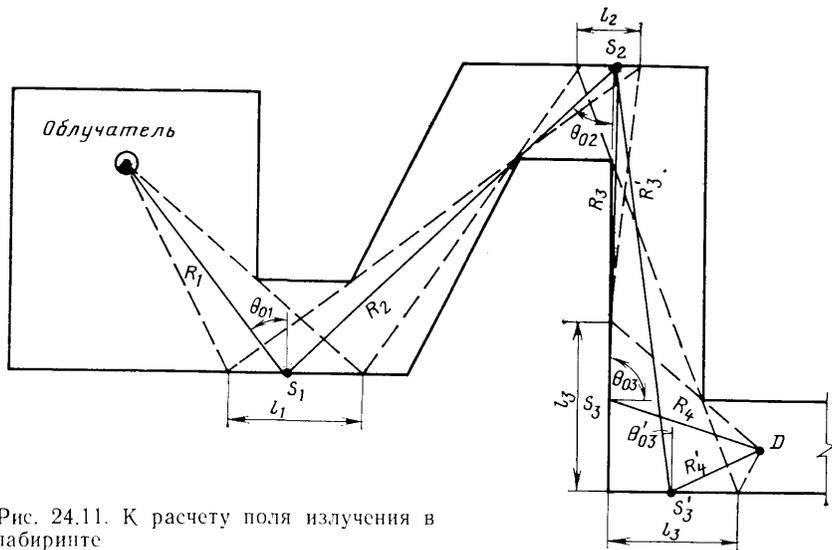


Рис. 24.11. К расчету поля излучения в лабиринте

Одной из основных задач по разработке мероприятий по предупреждению и ликвидации последствий радиационных аварий является прогнозирование доз аварийного облучения.

Возможной характерной аварией на мощных установках с подвижным облучателем является отказ систем блокировки и сигнализации или механизма перемещения облучателя, что может привести к переоблучению персонала в защитном лабиринте и (или) рабочей камере установки. В этом случае суммарная доза облучения в воздухе

$$D = D_{1л} + D_{1к} + D_2 + D_{3к} + D_{3л}, \quad (24.9)$$

где $D_{1л}$ и $D_{3л}$ — дозы излучения при движении в лабиринте к облучателю и от облучателя соответственно; $D_{1к}$ и $D_{2к}$ — дозы излучения при движении в рабочей камере к облучателю и от облучателя соответственно; D_2 — доза облучения за время пребывания около облучателя.

Очевидно, что

$$D_2 = \dot{D}_2 t_2, \quad (24.10)$$

где \dot{D}_2 — мощность дозы в точке рабочей камеры, где находился работник в течение времени t_2 . Расчет D_2 не вызывает затруднений. Величины $D_{1к}$ и $D_{3к}$ определяют, пользуясь распределением доз в рабочей камере установки. Величины $D_{1л}$ и $D_{3л}$ зависят от распределения поля излучения во входном лабиринте и от скорости движения работника.

Если принять мощность дозы в плоскости поперечного сечения лабиринта $\dot{D}_л(x)$, а также скорость движения работника v

при перемещении по лабиринту постоянными, то за время dt работник получит дозу

$$dD_л = \dot{D}_л(x) dt. \quad (24.11)$$

Учитывая, что $dt = dx/v$, нетрудно определить дозу излучения при прохождении отрезка лабиринта длиной L при изменении x от x_0 до $x_0 + L$:

$$D_{3,1} = \frac{1}{v} \int_{x_0}^{x_0+L} \dot{D}_л(x) dx, \quad (24.12)$$

где x_0 — расстояние от облучателя до входа в лабиринт по штриховой линии, показанной, например, для лабиринтов на рис. 24.10, а, б.

§ 24.4. Защита при радиационной терапии

Значение лучевой терапии при лечении раковых заболеваний в последние годы необыкновенно возросло. Радиотерапия дает возможность дифференцированного облучения тканей с концентрацией максимума дозы преимущественно в патологическом очаге. Это основной, решающий фактор, определяющий успех радиотерапии. Успешное применение радионуклидов обеспечило лучевой терапии ведущее место в качестве самостоятельного метода лечения злокачественных новообразований.

Среди используемых в терапевтических целях установок с источниками ионизирующих излучений можно выделить в основном установки двух типов: статические и ротационные — для внешнего облучения раковых заболеваний и шланговые аппараты — для внутрисполостного введения источника при контактной терапии в онкогинекологии, стоматологии и проктологии.

Эти аппараты устанавливают в отдельных помещениях с входными лабиринтами. Проектирование и расчет толщины защиты от излучений этих установок выполняют с использованием методов расчета защиты, изложенных в т. 1 учебника.

Расчет защиты ведут обычно для наихудших возможных условий. Например, для ротационного аппарата первого типа — это падение пучка непосредственно на защитную стенку. Нетрудно подсчитать, что в таком случае для падающего нормально на защиту излучения, например, для ротационно-конвергентного аппарата «Рокус-М» с источником ^{60}Co активностью 145 ТБк толщина защиты помещения для обслуживающего персонала, находящегося на расстоянии 3 м от источника, при 36-часовой рабочей неделе составляет 125 см обычного бетона плотностью 2,3 г/см³.

Следует обратить внимание, что при таком расчете толщина защиты завышается из-за неучета того, что пучок ротацион-

ной установки, «вращаясь», лишь часть времени падает на данную стенку, угол падения его изменяется и облучается не вся внутренняя поверхность стены, а лишь «освещаемая» им ограниченная область.

В установках второго типа для внутриполостного введения источников основное время препарат находится в хорошо защищенном контейнере хранения. На время облучения его выводят по гибкому шлангу из контейнера хранения и вводят при помощи катетера в облучаемую полость. Можно считать, что в контейнере хранения полностью обеспечивается защита от излучения источника. Защита помещения для проведения процедур рассчитывается известными методами для выведенного из контейнера хранения источника.

В заключение настоящей главы отметим, что в ряде других, не рассмотренных выше областей использования источников излучения, например, в радиационном приборостроении, задачи защиты часто бывают значительно проще, так как используются источники невысокой активности.

Глава 25

ЗАЩИТНЫЕ МАТЕРИАЛЫ

§ 25.1. Критерии выбора защитного материала

Большое значение при проектировании оптимальной по массе, габаритам и стоимости защиты от излучений ядерно-технических установок, таких, как ядерные реакторы, отводится технически и экономически обоснованному выбору материалов защиты. Сразу заметим, что невысокая стоимость материала защиты не означает низкой ее стоимости в целом. Обладая плохими защитными свойствами, она может оказаться громоздкой, иметь большие габариты, потребовать увеличенных затрат под сооружение большего здания для установки, обусловить худшие эксплуатационные возможности ядерно-технической установки.

Ослабление излучения в защите зависит от вида излучения, всех характеристик источника, свойств материала, взаимного расположения источника, защиты, защищаемой области и т. д.

Проблема радиационной защиты ядерных установок, например ядерных реакторов, обычно сводится к ослаблению потоков нейтронов всех энергий и фотонов в веществе. Зависимость слоя половинного ослабления фотонов от порядкового номера вещества Z показывает, что наиболее эффективно ослабляют фотонное излучение материалы с большими Z . Тяжелые мате-

риалы также хорошо (на единицу толщины защиты) замедляют быстрые нейтроны с энергией выше порога неупругого рассеяния. Нейтроны с энергией ниже порога неупругого рассеяния эффективно замедляются ядрами легких элементов (особенно водородсодержащими средами), которые, однако, являются плохой защитой от фотонного излучения.

Захват тепловых нейтронов ядрами большинства элементов сопровождается образованием высокоэнергетических фотонов, что вызывает дополнительные трудности в создании защиты. Выбирая или добавляя материалы с небольшим сечением захвата нейтронов с образованием фотонов не очень высокой энергии, можно значительно уменьшить вклад в поле этой компоненты излучения.

Из сказанного ясно, что для создания реальных защит установок с источниками нейтронного и фотонного излучений следует рекомендовать материалы, в состав которых входят легкие и тяжелые элементы. Этим требованиям удовлетворяют, например, бетоны, гетерогенные смеси легких и тяжелых материалов с добавками веществ, хорошо поглощающих низкоэнергетические нейтроны при малом выходе высокоэнергетического захватного γ -излучения.

Приведенное краткое рассмотрение закономерностей распространения фотонов и нейтронов в средах показывает, как сложно выбрать оптимальный материал для защиты. Тем важнее сформулировать требования, предъявляемые к материалам защиты от излучений. Ниже эти требования сформулированы применительно прежде всего к защите наиболее широко используемых ядерно-технических установок — ядерных реакторов.

Защитные материалы должны обеспечивать:

1) максимально возможную плотность; это свойство обеспечивает максимальное ослабление первичного и вторичного γ -излучения и замедление быстрых нейтронов;

2) постоянную плотность и однородность всей защиты или ее значительной части;

3) достаточно высокое содержание водорода (обычно в виде химически связанной воды) в защите для эффективного замедления промежуточных и низкоэнергетических нейтронов; это требование должно выполняться и при высоком температурном режиме эксплуатации;

4) минимальное образование и минимальную энергию вторичных излучений; в частности, минимальный выход вторичного γ -излучения с минимальной энергией возникающих при захвате фотонов;

5) низкую наведенную радиоактивность в защите, т. е. обеспечивать минимальное накопление долгоживущих радионуклидов в материале защиты при воздействии излучений; это тре-

бование особенно важно для доступа к остановленной установке при ремонтных и профилактических работах;

6) высокую радиационную и термическую стойкость; низкая радиационная стойкость некоторых дешевых защитных материалов приводит к необходимости разделения защиты на две части: внутреннюю тепловую защиту вблизи источника излучения, как правило, из дорогостоящих материалов и наружную защиту из более дешевых материалов;

7) механическую прочность материала, прежде всего на сжатие, так как защита от излучений в большинстве случаев является одновременно несущей конструкцией для самого реактора и для элементов здания (перекрытий, примыкающих к защите стен реакторного зала и др.); как правило, прочность материала на сжатие должна быть такой, чтобы материал выдерживал собственную массу при высоте защиты примерно 5 м;

8) относительно низкий модуль упругости, способствующий уменьшению напряжения на растяжение в результате нагрева внутренних слоев защиты;

9) максимально возможную теплопроводность для уменьшения температурного градиента по толщине защиты;

10) минимальное тепловое расширение, обеспечивающее монолитность конструкции и сокращающее напряжения;

11) минимальную теплоту гидратации при затвердевании бетонов;

12) минимальную усадку при монтаже и эксплуатации защиты; повышенная усадка может привести к смещению различных технологических каналов и кабелей, к образованию пустот и полостей, ухудшающих защитные свойства;

13) жаростойкость и огнестойкость. Особые требования по жаростойкости предъявляются к материалам, располагаемым вблизи активной зоны реактора. Эти материалы защиты не должны расплавляться даже при температуре, возникающей при аварийных режимах работы реактора. Особенно это важно для реакторов на быстрых нейтронах, имеющих более высокие температурные параметры по сравнению с реакторами на тепловых нейтронах;

14) водонепроницаемость;

15) газонепроницаемость;

16) безопасность за счет газовой выделений из защитного материала при его нагревании во время работы реактора;

17) химическую инертность; для реакторов на быстрых нейтронах особо следует отметить химическую инертность по отношению к теплоносителю, в качестве которого часто используется натрий;

18) коррозионную стойкость;

19) технологичность, т. е. простоту монтажа и демонтажа (при ремонте) защиты;

Таблица 25.1. Физико-химические и защитные свойства некоторых материалов

| Материал | Химическая формула | Плотность, т/м ³ | Длительная плотность воды, 10 ²² см ⁻³ | Температура плавления, °С | Коэффициент теплопроводности, Вт/м·К | Коэффициент сжатия при 10 ⁻⁶ град ⁻¹ | Δ1/2, см для нейтронов с энергией E > 1,5 МэВ ² | для фотонов с энергией ² | |
|--------------------------------|--------------------------------|-----------------------------|--|---------------------------|--------------------------------------|--|--|-------------------------------------|-------|
| | | | | | | | | 3 МэВ | 6 МэВ |
| Вода ^{*1} | H ₂ O | 1 | 6,66 | 0 | 0,565 | 207 | 7,14 (100—150) | 17,4 | 25,0 |
| Полиэтилен | C _n H _{2n} | 0,92 | 7,92 | 110—120 | 0,25—0,34 | 160—180 | 5,89 (100) | 19,0 | 27,2 |
| Железо | Fe | 7,86 | — | 1340 | 12—21 | 14—20 ^{*5} | 5,27 (30—40) | 2,44 | 2,89 |
| Свинец | Pb | 11,34 | — | 327,4 | 35 | 29,1 | 9,56 (30—50) | 1,48 | 1,40 |
| Вольфрам | W | 19,3 | — | 3410 | 170—190 | 4,4—5,0 | 2,42 (2—5) | 0,90 | 0,86 |
| Уран | U | 18,7 | — | 857 | 250—420 | 8—10 | — | 0,85 | 0,82 |
| Графит ^{*6} | C | 1,5—1,7 | — | 3546 | 42—120 | 3,5—8 | — | 11,7 | 16,8 |
| Карбид бора | B ₄ C | 2,54 | — | 2450 | — | 4,5 | 3,90 (<25) | 8,39 | 10,1 |
| Бетон обычный | Серпентинит ^{*7} | 2,3 | 1,25 | Высокая | 0,536 | 10 | 8,32 (100) | 8,28 | 11,2 |
| Бетон серпентинитовый | LiH | 2,3 | 5,9 | 450 ^{*8} | ~0,9 | 6 | 7,55 (100) | 8,28 | 11,2 |
| Гидрид лития ^{*9} | TiH ₂ | 0,82 | 8,6 | 683,5 | — | — | 5,60 (50) | 25,3 | 35,2 |
| Гидрид титана ^{*10} | CaH ₂ | 3,9 | 8,6 | 400 ^{*11} | — | — | 4,52 (50—100) | 5,50 | 6,54 |
| Гидрид кальция ^{*12} | MgH ₂ | 1,7 | 4,9 | 600 ^{*11} | — | — | 8,52 (50—100) | 10,3 | 13,1 |
| Гидрид магния ^{*13} | ZrH ₂ | 1,4 | 6,4 | 280 ^{*11} | — | — | 7,21 (50—100) | 12,9 | 17,8 |
| Гидрид циркония ^{*10} | | 5,6 | 6,1 | 430 ^{*11} | — | — | 4,43 (50—100) | 3,48 | 3,70 |

*1 Для получения коэффициента теплопроводности во внесистемных единицах кал/(с·см·град) надо приводимые в этом столбце значения разделить на 418,68.

*2 В скобках указана толщина защиты (см), которой соответствуют значения слоя половинного ослабления.

*3 Рассчитаны для геометрии Узкого пучка.

*4 Подвержена радиолитизу, особенно при наличии примесей в воде.

*5 Для нержавеющей стали.

*6 Значения Δ1/2 приводятся для ρ=1,67 т/м³.

*7 Серпентинит в основном состоит из минерала серпентина 3MgO·2SiO₂·2H₂O и примесей Al₂O₃, FeO, Fe₂O₃.

*8 Температура, при которой полностью сохраняется вода, содержащаяся в серпентините.

*9 Разлагается во влажном воздухе, горит в воде.

*10 Устойчив в воде, по крайней мере до температуры 100 °С. Не выделяет водорода при нагревании до 200—300 °С (при η=1,5÷1,7).

*11 Температура разложения.

*12 Разлагается на воздухе, бурно реагирует с водой.

*13 Сильно взаимодействует с водой.

20) невысокую стоимость, экономичность.

Первые пять требований относятся в основном к защитным характеристикам материалов. Кратко эти требования можно сформулировать так: материал защиты должен быть хорошим замедлителем быстрых нейтронов, хорошо поглощать тепловые нейтроны (при этом захват их не должен приводить к образованию интенсивных потоков высокоэнергетического γ -излучения), хорошо поглощать фотоны. Требования, сформулированные под номерами 6—19, относятся к технологическим параметрам защитных материалов.

Приведенный перечень не исчерпывает всех возможных требований, предъявляемых к материалам защиты. Многие из них в значительной степени противоречивы. Например, высокая термостойкость часто несовместима с высоким содержанием в материале водорода, использование материала с высокой плотностью не соответствует требованию его низкой стоимости или высокого содержания в нем водорода и т. д. В природе нельзя найти материала, удовлетворяющего всем сформулированным требованиям. Это обуславливает необходимость создания искусственных защитных материалов, таких, как различные бетоны или гетерогенные среды.

Все технико-экономические преимущества и недостатки защитных материалов должны быть тщательно проанализированы, учтены условия работы ядерно-технической установки, и лишь после этого материал может быть рекомендован для использования. Важную роль при этом выборе играют функциональное назначение и предполагаемые условия использования установки. В этом отношении можно выделить две группы ядерно-технических установок: стационарные и транспортные. Такое разделение установок обуславливает рассмотрение защитных материалов в следующих двух параграфах.

Наибольшее разнообразие защитных материалов используется при проектировании защит ядерных реакторов различного назначения. Поэтому ниже рассмотрение материалов проведено в основном применительно к защите ядерных реакторов. Физико-химические и защитные свойства некоторых материалов приведены в табл. 25.1.

§ 25.2. Защитные материалы стационарных установок

К установкам этой группы относят прежде всего ядерные реакторы различных типов, в том числе реакторы АЭС. Основное требование к защите этих установок — надежность эксплуатации и экономичность.

Однако было бы ошибочно предполагать, что требования, предъявляемые к материалам защиты всех стационарных установок, одинаковы. Проиллюстрируем это хотя бы на примере

внутрикорпусной защиты реакторов на быстрых и тепловых нейтронах. Разные требования к материалам внутрикорпусной защиты вытекают из приведенных ниже различий реакторов этих типов.

1. Уровень плотности потока нейтронов в реакторе на быстрых нейтронах примерно на два порядка выше, и, следовательно, его защита должна обеспечивать примерно на два порядка большую кратность ослабления нейтронов, чем защита реактора на тепловых нейтронах той же мощности.

2. В реакторах на быстрых нейтронах на защиту падают более высокоэнергетические нейтроны, в основном в диапазоне энергий 10 кэВ — 1 МэВ.

3. Требование совместимости материала с окружающими условиями (температура и материал теплоносителя) накладывают в реакторах на быстрых нейтронах более жесткие ограничения на выбор защитного материала.

Разницы в проектировании внекорпусной защиты реакторов этих типов практически нет: почти все защиты реакторов на быстрых и тепловых нейтронах выполняются из бетона.

Анализ защиты реактором АЭС ВВЭР-1000, РБМК-1000, БН-350 показывает, что основными защитными материалами являются: вода, железо, нержавеющая сталь, свинец, графит, их смеси, бетоны различных типов и марок, чаще всего — обычный строительный бетон, некоторые природные материалы. В качестве добавок к материалам часто используется бор. Наибольшее распространение для стационарных реакторов в качестве защитных материалов получили вода, бетон, железо.

Рассмотрим свойства этих материалов.

Вода — легкодоступный, дешевый материал, хорошо подвергающийся очистке и обеспечивающий хороший отвод тепла. Для уменьшения при облучении диссоциации молекул воды (некоторые примеси воды способствуют этому процессу) и активации обычно используют дистиллированную или бидистиллированную воду.

Вследствие высокого содержания водорода (при $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ ядерная плотность равна $6,66 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$) вода имеет отличные защитные свойства по отношению к нейтронам. Чем ниже энергия источника нейтронов, тем сильнее они ослабляются в воде. Так, длина диффузии тепловых нейтронов в воде 2,7 см, длина релаксации (по дозе быстрых нейтронов) источника с энергией 2 МэВ — 4,5 см, с энергией 14 МэВ — 14,2 см, нейтронов деления — 9—10 см. Поэтому определяющей группой распространения нейтронов спектра деления являются быстрые нейтроны. После толщины слоя воды в 2—3 длины свободного пробега устанавливается равновесный энергетический спектр, поэтому коэффициент накопления подпороговых нейтронов (см. § 11.6,

т. 1) становится постоянным и равным примерно двум при граничной пороговой энергии 2 МэВ.

Из-за низкой электронной плотности вода слабо ослабляет фотонное излучение. Так, слой половинного ослабления в геометрии узкого пучка в воде для фотонов с энергией 1 МэВ составляет 9,8 см, с энергией 6 МэВ — 25 см, а для фотонов излучения реактора — 20,8 см. Поэтому при использовании водной защиты в полях смешанного нейтронного и фотонного излучений для эффективного ослабления фотонов необходима добавка тяжелых материалов.

Так как кислород практически не захватывает тепловые нейтроны, а сечение захвата тепловых нейтронов водородом сравнительно невелико и составляет $0,332 \cdot 10^{-24}$ см² с образованием фотонов с энергией 2,23 МэВ, воду можно отнести к благополучным материалам в отношении образования в них вторичного излучения. Для уменьшения образования вторичного γ -излучения в защиту из воды часто вводят небольшое количество растворимого соединения бора, например борную кислоту.

Конструктивно защиту из воды выполняют в виде баков-цистерн, изготавливаемых из нержавеющей стали или алюминия. Особое внимание при этом уделяют их герметичности. Если объем защиты велик, целесообразно бак выполнять секционным.

При использовании воды в качестве теплоносителя следует помнить, что в результате поглощения быстрых нейтронов ядрами ¹⁶O и ¹⁷O по реакциям ¹⁶O(*n*, *p*)¹⁶N и ¹⁷O(*n*, *p*)¹⁷N образуются высокоэнергетическое γ -излучение и нейтроны. Активированная вода, попадая в периферийные слабозащищенные области, может стать опасным источником излучения.

Железо в виде стали ($\rho = 7,8$ т/м³) и чугуна ($\rho = 7,6$ т/м³) широко применяют как основной конструкционный и хороший защитный материал. Процессы неупругого рассеяния быстрых нейтронов обуславливают хорошее ослабление в железе (на единицу толщины) быстрых нейтронов. Так, для источника нейтронов деления длина релаксации нейтронов с энергией больше 3 МэВ составляет в железе 6,5 см, в воде 8—10 см. Малое сечение и малый сброс энергии в актах упругого рассеяния приводят к интенсивному накоплению промежуточных нейтронов, которые определяют поле излучения за защитой из железа. Нержавеющая сталь хорошо соответствует требованиям температурных режимов и натриевого окружения реакторов на быстрых нейтронах.

Железо достаточно хорошо ослабляет потоки фотонного излучения. Оно ослабляет их на единицу толщины защиты гораздо лучше, чем вода, бетон, графит, но хуже свинца, вольфрама, урана.

Большое сечение захвата тепловых нейтронов и значительное сечение неупругого рассеяния быстрых нейтронов приводят к образованию в железе мощных потоков вторичного γ -излучения. Применение бористой стали в первых слоях защиты позволяет часто выиграть в ее массе.

Изотоп железа ⁵⁸Fe хорошо активируется тепловыми нейтронами по реакции ⁵⁸Fe(*n*, γ)⁵⁹Fe, образуя изотоп ⁵⁹Fe с периодом полураспада 45,1 сут, испускающий фотоны с энергией 1,29 и 1,10 МэВ. В этом смысле опасны также примеси марганца и кобальта в стали. Наведенная радиоактивность железа может ограничить доступ к защите остановленного реактора.

Свинец — один из лучших материалов для ослабления фотонного излучения. Наиболее широкое применение свинец нашел при изготовлении контейнеров, коллиматоров, защитных «домиков», «кирпичей» различной формы, позволяющих сооружать временные защиты разной конфигурации для источников фотонов. Иногда применяют свинец в защите реакторов при сооружении локальных защит, компенсирующих прострелы излучения по пустотам, проемам и другим неоднородностям в защите (часто применяют в виде засыпок из дробы). Удобен этот защитный материал от фотонного излучения, если по габаритам защита из железа или других более легких материалов не проходит.

В свинце не образуются высокоэнергетические источники наведенной радиоактивности, что упрощает доступ к свинцовым конструкциям после остановки реакторов.

К важным недостаткам свинца относятся:

1) плохие конструкционные свойства (мягкий материал с высокой ползучестью, особенно при высокой температуре); поэтому конструкции из свинца часто очехловывают нержавеющей сталью (заливка расплавленного свинца в короба) для удержания его от ползучести;

2) невысокая эффективность поглощения быстрых нейтронов (менее эффективен, чем железо); например, длина релаксации быстрых нейтронов с энергией, большей 3 МэВ, источника деления в свинце равна 9,4 см, в железе 6,5 см;

3) интенсивное накопление в свинце нейтронов промежуточных энергий;

4) образование высокоэнергетического γ -излучения при захвате тепловых нейтронов;

5) активация возможных примесей (Ag, Cu, As, Sb, Zn и др.).

Бор используют в качестве добавки к защитным материалам (талям, графиту, полиэтилену, воде и др.) для снижения выхода захватного γ -излучения и уменьшения активации конструкций (см. § 11.8), что часто позволяет экономить в массе

защиты. В защитных конструкциях он может быть применен в различных соединениях, наиболее распространены из них карбид бора (B_4C), оксид бора (B_2O_3), борная кислота (H_3BO_3), бораль (смесь карбида бора с алюминием).

Графит — хороший замедлитель и отражатель нейтронов, широко используется в реакторных установках. Небольшое сечение захвата тепловых нейтронов обуславливает малый выход вторичного γ -излучения. Как и вода, графит плохо ослабляет фотонное излучение.

Использование графита непосредственно за корпусом реактора требует принятия специальных мер предосторожности в связи с возможным выделением энергии Вигнера, накопление которой при высоких интегральных потоках нейтронов может достигать высоких значений. При температуре более $100^\circ C$ эффект выделения энергии Вигнера несуществен. При низкой же температуре наблюдается распухание графита.

Бетон — наиболее широко распространенный, сравнительно дешевый строительный и защитный материал. Более 90% стационарных реакторных установок имеет защиту из бетона. Бетон — смесь атомов различных элементов. Поэтому подбором его состава можно в достаточно широких пределах изменять его свойства по ослаблению нейтронов и (или) фотонов.

Бетон удобен технологически. Только что замешанный бетон представляет собой вязкую массу, которую можно уложить в любые формы, чтобы получить конструкцию желаемой конфигурации. Для улучшения прочности бетона в него часто устанавливают стальную арматуру. Особое внимание при укладке бетона должно быть уделено обеспечению его однородности и отсутствию в нем пустот. Для этого иногда раствор инжектируют под давлением в формы с заранее уложенными тяжелыми включениями, чтобы заполнить все отводимое для него пространство.

В состав бетона входит 10—15% (по массе) цемента, который связывает бетонные заполнители в монолит. В процессе гидратации цемент химически связывает часть воды, расходуемой на затворение бетонной массы, и становится водородсодержащей компонентой бетона, определяющей его эффективные защитные свойства по отношению к нейтронам. Воды или водородсодержащей компоненты в бетоне обычно достаточно, чтобы обеспечить одинаковую эффективность замедления нейтронов всех энергий. При высокой температуре ($t \geq 100^\circ C$) происходит выделение связанной цементом воды, что приводит к ухудшению защитных свойств бетона. Вот почему продолжают поиски заполнителей, сохраняющих воду в этих условиях. В частности, в последние годы нашли широкое применение термостойкие серпентинитовые бетоны ($\rho = 2,3 \text{ т/м}^3$), приготовляемые на серпентинитовых заполнителях и портландцемен-

те. Отличительная особенность этих бетонов — способность удерживать связанную воду при температуре до $450^\circ C$.

Различают обычные (легкие), гидратные и тяжелые бетоны. Обычный (портландский) бетон ($\rho = 2,2 \div 2,4 \text{ т/м}^3$) содержит, кроме водорода, в основном кислород, кремний или кальций. Как наиболее дешевый обычный бетон находит широкое использование в защитных конструкциях; однако он имеет невысокую плотность и быстро теряет химически связанную воду при температуре выше $100\text{—}150^\circ C$.

Гидратный бетон ($\rho = 2,3 \div 3,2 \text{ т/м}^3$) отличается от обычного большим содержанием связываемой при гидратации воды, а также материалами заполнителя.

Тяжелый бетон ($\rho = 3 \div 6 \text{ т/м}^3$) содержит в качестве заполнителя железо или железную руду, барит (сульфат бария), стальную дробь и другие металлические заполнители. Тяжелый бетон используют, когда необходимо ограничить габариты защиты.

Введение в бетон различных добавок улучшает его защитные свойства, но увеличивает стоимость. По оценкам американских специалистов, использование магнетита или ильменита для получения бетона с плотностью на 50% выше плотности обычного бетона удорожает стоимость единицы объема бетона более чем в 2 раза, а использование металлической дроби для повышения плотности бетона в 2 раза по сравнению с обычным бетоном приводит к увеличению стоимости единицы объема бетона в 7—8 раз.

Основной недостаток бетонов — низкая теплопроводность, затрудняющая отвод выделяемого в защите тепла.

Природные материалы, такие, как горные породы, минералы, концентраты, получаемые при обогащении руд, часто используют как дешевые материалы при сооружении защит в виде засыпок, плит или блоков, выпиленных из породы, заполнителей бетонов и т. д.

§ 25.3. Защитные материалы для транспортных установок

Атомные двигатели нашли широкое применение на транспортных установках. Примерами таких установок могут служить атомные ледоколы «Ленин», «Арктика» и «Сибирь», торгово-пассажирское судно «Саванна» (США), подводные корабли военно-морского флота и др.

Основное требование к выбору материала защиты транспортных установок — обеспечение минимума массы защиты.

Таким образом, задача сводится к выбору наиболее эффективного защитного материала для ослабления нейтронного излучения и наиболее эффективного материала защиты для ослабления фотонного излучения. Эти два материала обычно

компонуют в виде гетерогенной слоистой защиты с оптимальным выбором толщины слоев и их расположения, приводящим к минимальной массе защиты, наилучшему геометрическому ослаблению и оптимальному балансу первичного и вторичного излучений за защитой. Эффективность ослабления нейтронов можно корректировать плотностью ядер водорода в среде, фотонов — общей плотностью материала.

Необходимость создания защиты минимальной массы обуславливает целесообразность использования более дорогостоящих, дефицитных и «экзотических» материалов по сравнению с защитой стационарных ядерно-технических установок.

Минимальную массу защиты могут обеспечить, например, комбинации свинца с полиэтиленом (или водой), вольфрама или его сплавов с гидридом лития, обедненного урана с гидридом титана, а при менее строгих требованиях к массе, например, железа с водой. Применяются также некоторые материалы, используемые для стационарных установок и рассмотренные в § 25.2. Например, защита атомного ледокола «Ленин» выполнена из воды, стали, тяжелого бетона, а торгово-пассажирского судна «Саванна» — из легкой воды, свинца, полиэтилена, обычного и тяжелого бетонов.

Важная проблема таких защит — отвод от них тепла, который может быть осуществлен принудительным потоком охлаждающего вещества между слоями материала защиты или через внутренние каналы охлаждения.

Некоторые тяжелые материалы для защиты от фотонного излучения на транспортных установках, такие, как, например, вольфрам или обедненный уран, имеют относительно высокую теплопроводность и могут хорошо работать при высокой температуре, если их защитить от окисления и коррозии. В противоположность им большинство материалов с высоким содержанием водорода имеют низкую теплопроводность и не могут быть использованы в полях высоких температур вследствие разложения или размягчения.

К проблемам защиты транспортных установок с ядерными двигателями примыкает проблема создания защит минимальной массы для радионуклидных источников энергии, преобразующих выделяемое при распаде радионуклидов тепло в электричество. Такие источники широко используют, в частности, на космических аппаратах. Можно указать также на создание контейнеров минимальной массы и габаритов для транспортирования мощных искусственных источников отработавшего ядерного топлива.

Таким образом, среди хороших материалов для защит транспортных реакторных установок можно указать полиэтилен, гидрид лития, гидрид титана, свинец, сплавы вольфрама, обедненный уран.

Рассмотрим некоторые из них.

Полиэтилен — полимер с химической формулой C_nH_{2n} и плотностью 0,92—0,96 г/см³, не имеет запаха и вкуса, устойчив к кислотам, щелочам, различным растворителям. Изготовленный в виде плит, он обладает высокой механической прочностью. Недостатки полиэтилена: 1) низкая радиационная стойкость, полная размягчаемость при температуре около 110 °С (может применяться в защитах при температуре до 60—80 °С); 2) легкая воспламеняемость; 3) значительное расширение при нагревании (линейный коэффициент расширения в 10 раз больше, чем для стали); 4) низкая теплопроводность. Эти свойства полиэтилена нельзя забывать при использовании его в защите. Иногда полиэтиленовые листы и блоки заключают в герметичные короба из нержавеющей стали или алюминия, что удлиняет срок службы такой защиты, делает ее стойкой в противопожарном отношении.

При плотности 0,92 г/см³ полиэтилен содержит $7,92 \cdot 10^{22}$ ядер водорода в 1 см³, т. е. примерно на 19% больше, чем в воде.

Для снижения выхода захватного γ -излучения в полиэтилен, как и в воду, можно добавлять бор.

Гидриды металлов — соединения типа MH_n , где M — химический символ металла. К устойчивым при высокой температуре гидридам металлов относятся гидриды лития, кальция, магния, титана, циркония, ванадия.

Гидриды металлов — хорошие материалы защиты от нейтронов для транспортных установок, так как в единице объема содержат большое количество ядер водорода (концентрация ядер водорода в некоторых гидридах металлов выше, чем в воде). Кроме того, гидриды металлов содержат элементы со средними и большими атомными массами и имеют сравнительно высокую плотность, что позволяет использовать их и как защиту от фотонного излучения.

Важная особенность гидридов металлов — повышенная температурная и радиационная стойкость — позволяет использовать их в качестве первых слоев защиты, не прибегая к специальным тепловым экранам. С повышением температуры (см. табл. 25.1) гидриды металлов разлагаются с выделением водорода. Поэтому используемые для защит гидриды металлов должны заключаться в контейнеры, непроницаемые для водорода и способные противостоять высокому давлению. Стойкость защит, включающих гидриды металлов, как правило, весьма значительна.

Гидрид лития — наилучший из известных материалов для защиты от нейтронов; он содержит 12,6% водорода по массе, имеет плотность 0,82 г/см³ и температуру плавления 683,5 °С.

Вольфрам обычно не применяют в защите стационарных установок из-за его высокой стоимости и малой доступности; он имеет высокую плотность, поэтому хорошо ослабляет фотонное излучение.

Железородные среды обладают одинаковыми защитными свойствами по отношению к нейтронам и фотонам при объемной концентрации железа $v_{Fe} = 60 \div 80\%$, а по отношению к нейтронам различных энергетических групп — при $v_{Fe} \leq 82\%$.

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

Атомная наука и техника СССР/ Под общ. ред. А. М. Петросьянца. М.: Энергоатомиздат, 1987.

Гусев Н. Г., Климанов В. А., Машкович В. П., Суворов А. П. Защита от ионизирующих излучений. Т. 1. Физические основы защиты от излучений: Учебник для вузов/ Под ред. Н. Г. Гусева. — 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1989.

Гусев Н. Г. Защита от гамма-излучения продуктов деления: Справочник. М.: Атомиздат, 1968.

Гусев Н. Г., Беляев В. А. Радиоактивные выбросы в биосфере: Справочник. М.: Атомиздат, 1968.

Егоров Ю. А. Основы радиационной безопасности атомных электростанций: Учебн. пособие для вузов/ Под общ. ред. акад. Н. А. Доллежалы. М.: Энергоатомиздат, 1982.

Зайцев Л. Н., Комочков М. М., Сычев Б. С. Основы защиты ускорителей. М.: Атомиздат, 1971.

Иванов В. И., Машкович В. П. Сборник задач по дозиметрии и защите от ионизирующих излучений: Учебн. пособие для вузов. — 3-е изд., перераб. и доп. М.: Атомиздат, 1980.

Инженерный расчет защиты атомных электростанций/ А. П. Веселкин, Ю. А. Егоров, Л. М. Лузанова и др.; Под ред. А. П. Веселкина и Ю. А. Егорова. М.: Атомиздат, 1976.

Кимель Л. Р. Физические аспекты защиты протонных ускорителей высокой энергии. М.: Атомиздат, 1976.

Машкович В. П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1982.

Прохождение излучений через неоднородности в защите/ В. Г. Золотухин, В. А. Климанов, О. И. Лейпунский и др.; Под ред. О. И. Лейпунского, В. П. Машковича. М.: Атомиздат, 1968.

Радиационные характеристики облученного ядерного топлива: Справочник/ В. М. Колобашкин, П. М. Рубцов, П. А. Ружанский и др. М.: Энергоатомиздат, 1983.

Салтыков Л. Д., Шалаев И. Л., Лебедев Ю. А. Радиационная безопасность при разведке и добыче урановых руд. М.: Энергоатомиздат, 1984.

Радиационная защита на атомных электростанциях/ В. В. Болятко, М. Я. Кулаковский, В. Н. Мионов и др.; Под ред. С. Г. Цыпина и А. П. Суворова. М.: Атомиздат, 1978.

Санитарные правила проектирования и эксплуатации атомных электростанций СП-АЭС-79. М.: Энергоатомиздат, 1981.

Физические исследования защиты реакторов/ Ю. А. Казанский, В. И. Кухтевич, Е. С. Матусевич и др.; Под ред. С. Г. Цыпина. М.: Атомиздат, 1966.

Ядерная энергетика, человек и окружающая среда/ Н. С. Бабаев, В. Ф. Демин, Л. А. Ильин и др. Под ред. акад. А. П. Александрова. — 2-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1984.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абсолютный кумулятивный выход 200, 265
— независимый выход 201
Аварии на АЭС 234
— запроектные 234
— проектные 234
Активная зона реактора 25
Активность продуктов деления 205, 211
— коррозии 144
— собственная 139
Актиноиды 203, 211
Аномалия бразильская 314

Внешнее излучение в космосе 294, 298
— на реакторах 48
— в шахтах 17
— на ускорителях 268
Внешняя среда 223
Воздухообмен на рудниках 13
Выпски солнечные 284, 301, 314
Выбросы радиоактивных веществ 228
Выход нейтронов 48

Гигантский резонанс 272

Двойной дифференциальный выход адронов 265

Дебит воздуха на рудниках 13
— радона на рудниках 11
Длина ослабления 283, 287
Доза излучения аварийная 234
— внутреннего облучения 248
— в космосе 293, 298
— от вдыхания аэрозолей 248
— от внешнего излучения 241
— от облаков радиоактивных газов 241
— от осадков на почве 244
— от пищевых цепочек 249
Дозовые квоты 231
Допустимые выбросы на АЭС 233
— концентрации радионуклидов в воздухе 255
— в почве 254
Допустимые дозы аварийные 234
— космонавтов 298, 311
— населения 231

Заводы по изготовлению твэлов 20
— по производству радия 22
— по регенерации твэлов 198, 219
Загрязненность внешней среды 223
— атомными станциями 225
— заводами по регенерации топлива 229
— урановыми шахтами 224
Защита от излучения реактора 34, 42
— космических кораблей 294, 297
— продуктов деления 219
— теплоносителя 155
— ускорителей 268, 272, 281, 283, 289

Импульсное излучение ускорителей 267

Камерная схема миграции 250
Каскад внутриядерный 227
— испарительный 279
— нуклон-мезонный 280
Классификация неоднородностей 159
Коэффициенты метеорологического разбавления 239

Коэффициенты перехода по пищевым цепочкам 249
— риска 304, 306
Критерии выбора защитных материалов 336

Материалы защиты 336

— заводов по регенерации топлива 203
— космических аппаратов 301
— облучательских установок 315
— реактора 27
— стационарной ядерной установки 340
— теплоносителя 158
— транспортной ядерной установки 345
Метод гомогенизации среды 172
— задания эквивалентных источников 171
— использование концепции дифференциального альbedo 172
— использование факторов накопления ограниченных сред 173
— лучевого анализа 171
— прямой видимости 170
Методика расчета доз на население 235
— от вдыхания аэрозолей 248
— от загрязненных продуктов питания 249
— от облака радиоактивных газов 241
— от осадков на почве 244
Методика расчета защиты активной зоны реактора 25, 29
— дефектоскопии 319
— на заводах по переработке твэлов 219
— космических кораблей 301
— в производстве радия 22
— на урановых шахтах 17
— радиационно-технологических установок 327
— рентгено- и радиотерапевтических аппаратов 335
Множественное рождение частиц 275, 278
Мю-мезоны 284

Наведенная радиоактивность 267
Неоднородности в защите 139
заполненные прямые каналы 186
изогнутые каналы 187
полые прямые каналы 175
сложные каналы 196
ступенчатые каналы 194
Нормирование выбросов в атмосферу 232
Нуклон-мезонный распад 280

Оптимизация защиты реактора 42
Ослабление излучения активной зоны реактора 74
быстрых нейтронов реактора 51
космического излучения 294, 297
мезонов ускорителя 283
первичных фотонов реактора 269
тепловых нейтронов реактора 90
тормозного излучения ускорителя 269
фотонов теплоносителя 155

Переходные дозиметрические коэффициенты 244
После излучения в космосе 294
— на урановых шахтах 17
Постоянные осаднения 150
— сматия 150
Предельно допустимые выбросы 254

| | |
|---|---|
| Продукты деления 211 | Свойство мезонов 284 |
| — коррозии 144 | Семейство урана 8 |
| — теплоносителя 151 | Скрытая энергия частиц 11 |
| — ядерного реактора 205 | Служба радиационной безопасности 314 |
| Производные радиационные характеристики 253 | Собственная активность теплоносителя 139 |
| Популяционные дозы 256 | Спонтанное деление 201 |
| Полуэмпирические методы оценки защиты 281 | Среда обитания естественная 303, 305 |
| — адронов высокой энергии 289 | — искусственная 305, 309 |
| — мюонов 286 | — организма внутренняя 304, 308 |
| — тормозного излучения 272 | — социальная 304 |
| — ускорителей многозарядных ионов 291 | Стандарты радиационной безопасности космических потоков 297, 309, 311 |
| Потери пучка частиц 262 | Схема неоднородностей в защите 162 |
| Радиационная безопасность космических полетов 298, 310, 315 | Таблицы актиноидов 205 |
| — — населения 231, 234 | — продуктов деления 216 |
| — — на урановых рудниках 7 | — характеристик радионуклидов 216 |
| Радиационные характеристики актиноидов 211 | Теплоноситель 136 |
| — галактического космического излучения 295 | Удельная активность актиноидов 205 |
| — смеси продуктов деления 211 | — — продуктов деления 216 |
| — солнечного космического излучения 293 | Ускорители многозарядных ионов 261, 265, 290 |
| Радиационный риск 303, 304, 309 | — протонов 274 |
| Радиационный пояс земли 300 | — электронов 269 |
| | Характеристика серийных АЭС 199 |
| | Ядерный топливный цикл 5, 6 |

ОГЛАВЛЕНИЕ

| | |
|---|------------|
| Предисловие | 3 |
| ЧАСТЬ IV. Защита в ядерном топливном цикле | 5 |
| Глава 14. Радиационная безопасность на урановых рудниках и других производствах начальной стадии ядерного топливного цикла | 5 |
| § 14.1. Общие сведения о ядерном топливном цикле | 5 |
| § 14.2. Факторы радиационной опасности на урановых рудниках | 7 |
| § 14.3. Определение дебита радона | 11 |
| § 14.4. Накопление скрытой энергии ДПП и определение дебита воздуха для проветривания | 13 |
| § 14.5. Уровни внешнего излучения в урановых шахтах | 17 |
| § 14.6. Радиационные факторы на других производствах начальной стадии ЯТЦ | 19 |
| Глава 15. Защита активной зоны ядерного реактора | 25 |
| § 15.1. Основные типы ядерных реакторов | 25 |
| § 15.2. Принципы и этапы проектирования радиационной защиты реакторов | 27 |
| § 15.3. Активная зона реактора как источник излучений | 48 |
| § 15.4. Распределение источников нейтронов и фотонов в активной зоне реактора | 63 |
| § 15.5. Расчет ослабления излучений активной зоны | 74 |
| § 15.6. Защита корпуса реактора | 106 |
| § 15.7. Особенности защиты реакторов АЭС различных типов | 114 |
| Глава 16. Тепловой расчет защиты | 125 |
| § 16.1. Радиационное энерговыделение в защите | 125 |
| § 16.2. Расчет распределения температуры в защите | 129 |
| Глава 17. Защита системы теплоносителя | 136 |
| § 17.1. Общие сведения о теплоносителе | 136 |
| § 17.2. Собственная (наведенная) активность теплоносителя | 139 |
| § 17.3. Активность продуктов коррозии | 144 |
| § 17.4. Расчет активности теплоносителя по продуктам деления | 151 |
| § 17.5. Защита от γ -излучения теплоносителя | 155 |
| Глава 18. Прохождение излучений через неоднородности в защите | 159 |
| § 18.1. Классификация неоднородностей | 159 |
| § 18.2. Методика разложения плотности потока излучения на компоненты | 166 |
| § 18.3. Методы расчета поля излучения в защите с неоднородностями | 170 |
| § 18.4. Прямые каналы | 175 |
| § 18.5. Изогнутые каналы | 187 |
| § 18.6. Ступенчатые каналы | 194 |
| § 18.7. Сложные неоднородности | 196 |
| Глава 19. Радиационная безопасность персонала на заводах по регенерации облученного ядерного топлива | 198 |
| § 19.1. Основные этапы переработки топлива | 198 |
| § 19.2. Накопление актиноидов и продуктов деления в облученном топливе ядерных реакторов | 200 |
| § 19.3. Радиационные характеристики смеси продуктов деления и актиноидов | 211 |
| § 19.4. Требования к проектированию защиты от γ -излучения смеси продуктов деления | 213 |
| § 19.5. Инженерные методы расчета защиты от γ -излучения смеси продуктов деления | 219 |
| Глава 20. Нормирование радиационных факторов во внешней среде | 223 |
| § 20.1. Объекты ядерного топливного цикла как источники загрязнения внешней среды радиоактивными веществами | 223 |
| § 20.2. Нормирование радиоактивных факторов во внешней среде при нормальной эксплуатации предприятий ЯТЦ | 231 |
| § 20.3. Нормирование радиационных факторов во внешней среде при аварийном выбросе | 234 |
| Глава 21. Методы расчета доз от газоаэрозольных выбросов | 235 |
| § 21.1. Метеорологические аспекты расчета доз от газоаэрозольных выбросов | 235 |
| § 21.2. Доза внешнего облучения, обусловленная облаком радиоактивных газов | 241 |
| § 21.3. Доза внешнего облучения, обусловленная осадками радионуклидов на почву | 244 |

| | |
|---|------------|
| § 21.4. Доза внутреннего облучения, обусловленная вдыханием радиоактивных газов и аэрозолей | 218 |
| § 21.5. Доза внутреннего облучения, обусловленная наземными пищевыми цепочками | 249 |
| § 21.6. Производные радиационные характеристики внешней среды | 253 |
| § 21.7. Популяционные дозы, обусловленные радиоактивными выбросами | 256 |
| Часть V. Защита ядерно-технических установок | 259 |
| Глава 22. Защита ускорителей частиц | 259 |
| § 22.1. Особенности ускорителей частиц | 259 |
| § 22.2. Ускорители как источники ионизирующего излучения | 261 |
| § 22.3. Защита ускорителей электронов | 268 |
| § 22.4. Защита ускорителей протонов | 274 |
| § 22.5. Защита ускорителей многозарядных ионов | 290 |
| Глава 23. Радиационная безопасность экипажей космических аппаратов | 293 |
| § 23.1. Особенности радиационной защиты при космических полетах | 293 |
| § 23.2. Стандарты радиационной безопасности космических полетов | 297 |
| § 23.3. Оперативное обеспечение радиационной безопасности при орбитальных космических полетах | 312 |
| Глава 24. Защита при использовании источников ионизирующего излучения в народном хозяйстве | 315 |
| § 24.1. Методика расчета защиты от внешних потоков излучения | 315 |
| § 24.2. Защита при радиационной дефектоскопии | 319 |
| § 24.3. Защита радиационно-технологических установок | 327 |
| § 24.4. Защита при радиационной терапии | 335 |
| Глава 25. Защитные материалы | 336 |
| § 25.1. Критерии выбора защитного материала | 336 |
| § 25.2. Защитные материалы стационарных установок | 340 |
| § 25.3. Защитные материалы для транспортных установок | 345 |
| Список рекомендуемой литературы | 348 |
| Предметный указатель | 349 |

Учебник

Гусев Николай Григорьевич, Ковалев Евгений Евгеньевич
Машкович Вадим Павлович, Суворов Альберт Петрович

ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Т о м 2

Защита от излучений ядерно-технических установок

Зав. редакцией *В. К. Мелешко*

Редактор *Т. А. Солдатенкова*

Художественный редактор *Б. Н. Тумин*

Технический редактор *Т. Ю. Андреева*

Корректор *М. Г. Гулина*

ИБ № 2800

Сдано в набор 08.02.90. Подписано в печать 24.05.90. Т-09804
Формат 60×88^{1/16} Бумага офсетная № 2 Гарнитура литературная
Печать высокая Усл. печ. л. 21,56 Усл. кр.-отт. 21,80 Уч.-изд. л. 23,55
Тираж 3400 экз. Заказ 6975 Цена 1 р. 10 к.

Энергоатомиздат, 113114 Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО «Первая Образцовая типография» Государственного комитета СССР по печати, 113114, Москва, Валовая, 28.

**СООТНОШЕНИЯ МЕЖДУ ЕДИНИЦАМИ СИ И ВНЕСИСТЕМНЫМИ ЕДИНИЦАМИ АКТИВНОСТИ
И ХАРАКТЕРИСТИК ПОЛЯ ИЗЛУЧЕНИЯ**

| Величина и ее символ | Название и обозначение единиц | | Связь между единицами |
|--|--|--|--|
| | Единица СИ | Внесистемная единица | |
| Активность \mathcal{A} | Беккерель (Бк), равный одному распаду в секунду (расп./с) | Кюри (Ки) | $1 \text{ Ки} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ расп./с} = 3,700 \cdot 10^{10} \text{ Бк};$ $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп./с};$ $1 \text{ Бк} = 1 \text{ расп./с} = 2,703 \cdot 10^{-11} \text{ Ки}$ |
| Плотность потока I или тока J_E энергии частиц | Ватт на квадратный метр (Вт/м^2), равный одному джоулю на квадратный метр в секунду [$\text{Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$] | Эрг на квадратный сантиметр в секунду [$\text{эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$] или мегаэлектрон-вольт на квадратный сантиметр в секунду [$\text{МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$] | $1 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^{-3} \text{ Вт/м}^2;$ $1 \text{ Вт/м}^2 = 1 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^3 \text{ эрг}/(\text{см}^2 \cdot \text{с});$ $1 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с}) = 1,602 \cdot 10^{-9} \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = 1,602 \cdot 10^{-9} \text{ Вт/м}^2;$ $1 \text{ Вт/м}^2 = 1 \text{ Дж}/(\text{м}^2 \cdot \text{с}) = 6,24 \cdot 10^8 \text{ МэВ}/(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ |
| Поглощенная доза D | Грей (Гр), равный одному джоулю на килограмм (Дж/кг) | Рад (рад) | $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/кг} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Гр};$ $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг};$ $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 10^4 \text{ эрг/г} = 100 \text{ рад}$ |
| Мощность поглощенной дозы \dot{D} | Грей в секунду (Гр/с), равный одному джоулю на килограмм в секунду [$\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с})$] | Рад в секунду (рад/с) | $1 \text{ рад/с} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Гр/с};$ $1 \text{ Гр/с} = 1 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^2 \text{ рад/с}$ |
| Эквивалентная доза H | Зиверт (Зв), равный одному грею на коэффициент качества [$1 \text{ Гр/К} = 1 \text{ (Дж/кг)}/\text{К}$] | Бэр (бэр) | $1 \text{ бэр} = \frac{1 \text{ рад}}{\text{К}} = \frac{1 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/кг}}{\text{К}} = \frac{1 \cdot 10^{-2} \text{ Гр}}{\text{К}} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Зв};$ $1 \text{ Зв} = \frac{1 \text{ Гр}}{\text{К}} = \frac{1 \text{ Дж/кг}}{\text{К}} = \frac{100 \text{ рад}}{\text{К}} = 100 \text{ бэр}$ |
| Мощность эквивалентной дозы \dot{H} | Зиверт в секунду (Зв/с) | Бэр в секунду (бэр/с) | $1 \text{ бэр/с} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Зв/с};$ $1 \text{ Зв/с} = 100 \text{ бэр/с}$ |
| Экспозиционная доза X | Кулон на килограмм (Кл/кг) | Рентген (Р) | $1 \text{ Р} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл/кг (точно)};$ $1 \text{ Кл/кг} = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р (приближенно)}$ |
| Мощность экспозиционной дозы \dot{X} | Кулон на килограмм в секунду [$\text{Кл}/(\text{кг} \cdot \text{с})$] | Рентген в секунду (Р/с) | $1 \text{ Р/с} = 2,58 \cdot 10^{-4} \text{ Кл}/(\text{кг} \cdot \text{с}) \text{ (точно)};$ $1 \text{ Кл}/(\text{кг} \cdot \text{с}) = 3,88 \cdot 10^3 \text{ Р/с (приближенно)}$ |
| Керма K | Грей (Гр), равный одному джоулю на килограмм (Дж/кг) | Рад (рад) | $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг/г} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Дж/кг} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Гр};$ $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг};$ $1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг} = 1 \cdot 10^4 \text{ эрг/г} = 100 \text{ рад}$ |
| Мощность кермы \dot{K} | Грей в секунду (Гр/с), равный одному джоулю на килограмм в секунду [$\text{Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с})$] | Рад в секунду (рад/с) | $1 \text{ рад/с} = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^{-2} \text{ Гр/с};$ $1 \text{ Гр/с} = 1 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{с}) = 1 \cdot 10^2 \text{ рад/с}$ |