

Физические и инженерные проблемы конструирования малогабаритных защит

В. И. Кузнецов, С. Г. Цыпин

В настоящей обзорной статье рассматриваются вопросы проектирования малогабаритной защиты ядерных реакторов, предназначенных для транспортных установок. Обсуждаются физические проблемы, возникающие при проектировании малогабаритной защиты (излучение ядерного реактора, прохождение γ -лучей и нейтронов через слои защиты, образование и прохождение захватных γ -лучей, теньевая защита), и инженерные вопросы (компоновка защиты, выбор материалов, наиболее рациональное расположение слоев в защите).

Одним из основных критериев, определяющих мобильность транспортной установки с ядерным двигателем, является отношение веса установки к ее мощности. Естественно, что это отношение должно быть минимальным. Уменьшить это отношение можно, в частности, за счет снижения веса ядерного двигателя. Поскольку значительная часть веса двигателя приходится на защиту от излучения, то на ее конструирование обращается особое внимание. Однако точный расчет защиты ядерного реактора является чрезвычайно трудной задачей из-за большого числа сложных процессов, происходящих при прохождении излучения через защиту: многократное рассеяние излучения, отражение его от границ разделов сред, изменение спектров излучения, влияние одной среды на другую и сложности геометрических конфигураций. Следует отметить, что некоторые процессы элементарных взаимодействий нейтронов с веществом изучены еще не достаточно полно. Кроме того, большие трудности возникают при согласовании многих инженерных вопросов с требованиями ядерной физики.

Физические проблемы

Источники излучения. Из всех видов излучения ядерного реактора наибольшей

проникающей способностью обладают нейтронное и γ -излучение. Энергии нейтронов и γ -лучей распределены в широком диапазоне: вплоть до 18 и до 10—11 Мэв соответственно.

Нейтроны, образующиеся при делении ядерного горючего, можно разделить на две основные группы: мгновенные и запаздывающие.

Мгновенные нейтроны, составляющие более 99% всех нейтронов, возникают в момент деления. Спектр этих нейтронов описывается известной полуэмпирической формулой. Среднее число мгновенных нейтронов на одно деление для различных делящихся материалов колеблется в пределах 2,5—3.

Запаздывающие нейтроны образуются при распаде продуктов деления. Однако ввиду их относительно малого количества (менее 1%) и небольшой средней энергии при расчете защиты ими можно пренебречь (за исключением некоторых специальных случаев, например для реактора с циркулирующим горючим).

Гамма-лучи также можно разбить на две основные группы: мгновенные и запаздывающие. Спектр мгновенных γ -лучей [1]—[3], возникающих при делении, может быть описан формулой

$$N(E) = N_0 e^{-E},$$

где $N(E)$ — число γ -квантов на энергии

ческий интервал в 1 Мэв , E — энергия γ -квантов в Мэв .

Экспериментально было найдено [4], что

$$\int_{0,2}^{8 \text{ Мэв}} N(E) dE = 7,59 \frac{\text{квант}}{\text{деление}},$$

а

$$\int_{0,2}^{8 \text{ Мэв}} EN(E) dE = 7,49 \frac{\text{Мэв}}{\text{деление}}.$$

Запаздывающие γ -лучи образуются при распаде продуктов деления. Полная энергия этого излучения на одно деление составляет около 7 Мэв , а спектральное распределение лежит в области энергий $0,1\text{—}3 \text{ Мэв}$ [2].

Периоды полураспада запаздывающих γ -лучей для различных продуктов деления изменяются от долей секунды до нескольких лет.

Существуют также вторичные источники излучения, к которым относятся:

1. Фотонейтроны, возникающие при взаимодействии ядер веществ с γ -лучами. Практический интерес при расчетах защиты представляет образование фотонейтронов в результате взаимодействия γ -квантов с ядрами бериллия и дейтерия.

2. Гамма-лучи, возникающие при захвате нейтронов (захватное γ -излучение), и γ -лучи, сопровождающие неупругое рассеяние. Средняя энергия захватных γ -лучей выше энергии γ -лучей, образующихся при неупругом рассеянии*).

3. Излучение, испускаемое теплоносителем, циркулирующим через активную зону реактора. В зависимости от вещества теплоносителя это излучение может быть в виде γ -лучей (например, натриевый теплоноситель), γ -лучей и нейтронов (вода) и в виде тормозного γ -излучения (литиевый теплоноситель).

Прохождение γ -излучения. При прохождении γ -излучения через материалы защиты его ослабление происходит, как правило, в условиях широкого пучка, т. е. когда не соблюдается простой экспоненциальный закон ослабления благодаря влиянию многократного комптоновского рассеяния**). Учет вклада

многократного рассеяния обычно производится с помощью предэкспоненциальных факторов накопления, являющихся сложными функциями атомного номера вещества защиты и ее толщины, а также первичной энергии γ -лучей.

Фактор накопления есть отношение полной дозы (энергии, числа или поглощенной энергии) γ -излучения к дозе (энергии, числу или поглощенной энергии) от нерассеянного излучения в рассматриваемой точке пространства.

Расчет факторов накопления и других величин (энергетических и угловых распределений γ -лучей), зависящих от многократного рассеяния, до сих пор представляет сложную проблему вследствие специфики математической формы выражения Клейна—Нишина—Тамма в уравнении переноса***).

Наиболее удачное решение этого уравнения получено полиномиальным методом, или методом моментов [15], [16]. С помощью этого метода были рассчитаны факторы накопления для нескольких сред и для энергий от $0,255$ до 10 Мэв для точечного изотропного, плоского мононаправленного и анизотропных γ -источников в условиях бесконечной геометрии в интервале расстояний $1\text{—}20$ длин свободного пробега γ -лучей [17].

Результаты расчетов, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными работ [18]—[21], за исключением области малых энергий, ($E < 0,7 \text{ Мэв}$) [20]—[22].

Рис. 1 иллюстрирует зависимость дозовых факторов накопления от атомного номера и толщины слоя вещества, выраженной в длинах свободного пробега γ -лучей, для их первичных энергий— $0,5$ и 8 Мэв .

Для расчета прохождения γ -излучения, выходящего из источников различных геометрических форм, фактор накопления может быть выражен в виде суммы экспонент. В работах [3], [17] показано, что достаточная точность (отклонение не более 5% от решения методом моментов) достигается при использовании двух экспонент. В этом случае фактор накопления может быть представлен

*) Подробные сведения о спектре захватных γ -лучей можно найти в работах [5]—[9], а о спектрах γ -лучей, возникающих при неупругом рассеянии,—в работах [10]—[13].

**) При прохождении γ -лучей через защиту происходят два других существенных процесса: фотоэффект и образование пар. Эти два процесса, если

пренебречь аннигиляционным излучением и флуоресценцией, можно считать чистым поглощением. Сечение фотоэффекта и образование пар резко возрастает с увеличением атомного номера элемента.

***). Подробный анализ многих работ, посвященных рассмотрению прохождения и рассеяния γ -лучей в веществах, дан в работе [14].

в виде:

$$B(E, \mu_0 x) = A_1 e^{-\alpha_1 \mu_0 x} + A_2 e^{-\alpha_2 \mu_0 x},$$

где A_1 и A_2 , α_1 и α_2 являются функциями только начальной энергии источника и атомного номера вещества защиты, $A_1 + A_2 = 1$, μ_0 — коэффициент ослабления γ -лучей в узком пучке, x — толщина защиты.

При расчетах факторов накопления методом моментов предполагается, что среда бес-

составляет не более 30 % для воды и 5% для свинца.

Когда коллимированный пучок γ -лучей падает наклонно на поверхность защиты, следует учитывать, что факторы накопления отличаются от случая падения по нормали, поскольку рассеянное излучение может проходить меньший путь, чем первичное. Измерения, описанные в работе [24], позволяют произвести учет изменения фактора накоп-

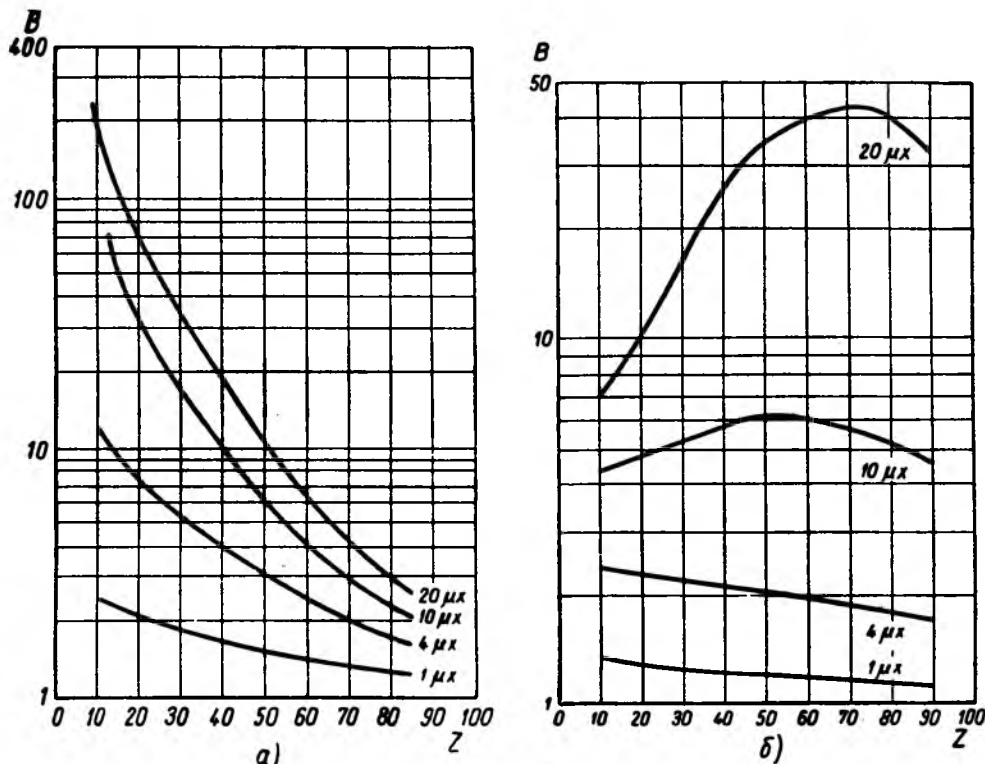


Рис. 1. Зависимость дозового фактора накопления B от атомного номера Z для различных толщин веществ, выраженных в длинах свободного пробега γ -лучей $\mu\text{м}$: а — энергия γ -лучей, $E_0 = 0,5 \text{ Мэв}$; б — энергия γ -лучей, $E_0 = 8 \text{ Мэв}$; источник точечный изотропный.

конечная. Для конечных сред за счет выхода γ -квантов через границу среды фактор накопления несколько меньше, чем для бесконечной среды. Величины факторов накопления, определенные комбинированным методом Монте-Карло и аналитическими расчетами для слоев воды, железа, олова и свинца конечной толщины, приведены в работе [23].

Из результатов работы следует, что максимальное различие факторов накопления для полубесконечной и бесконечной сред

ления при наклонном падении коллимированного пучка фотонов на защиту.

Расчет прохождения γ -излучения усложняется, когда защита состоит из нескольких элементов. Для гомогенной смеси двух или нескольких элементов фактор накопления можно рассчитать методом моментов либо способом, предложенным в работе [17], суть которого заключается в нахождении эффективного атомного номера Z смеси. Используя зависимость фактора накопления от Z

(см. рис. 1), можно найти фактор накопления для соответствующей смеси. Различие в величинах факторов накопления, рассчитанных методом моментов и упомянутым способом, например для смеси воды и свинца, не превышает 5%.

Значительно сложнее обстоит дело с расчетом факторов накопления для защиты, выполненной из перемежающихся слоев материалов (гетерогенная защита), поскольку метод моментов в этом случае неприменим. Расчет ослабления для такого случая можно произвести последовательно, используя дифференциальные угловые распределения γ -квантов на границе предыдущего слоя [25]—[30]. Однако такой метод расчета представлял значительные трудности.

Приближенно прохождение γ -излучения через гетерогенную защиту можно оценить, используя интегральные спектры, приведенные в работе [17]. Справедливость такой оценки подтверждается результатами измерений с двухслойными защитами [20], [31].

Прохождение нейтронов. В большинстве практических случаев при прохождении нейтронов через защиту особое внимание обращается на быстрые нейтроны (с энергией более 2 Мэв), так как почти всегда сечения взаимодействия нейтронов с материалами защиты уменьшаются с увеличением энергии. Нейтроны более низких энергий поглощаются значительно сильнее и играют роль в образовании захватного γ -излучения.

Так же как и γ -лучи, быстрые нейтроны, проходя через защиту, претерпевают многократное рассеяние, поэтому прохождение нейтронов может также описываться уравнениями теории переноса. Эти вопросы рассматривались в работах [32]—[34]. Однако в расчетах этих работ был допущен ряд упрощающих предположений (пренебрегалось неупругим рассеянием, анизотропией упругого рассеяния и т. д.).

В последнее время появились работы [35], [3], где с помощью метода моментов произведен расчет пространственного и энергетического распределения нейтронов в воздухе, воде и бетоне.

По причинам, изложенным выше, приближенные методы не имеют универсального применения, а применение метода моментов ограничено необходимостью использования быстродействующих счетно-решающих машин. Однако все эти методы были использова-

ны для всестороннего понимания физических процессов и создания различных полуэмпирических теорий.

Одной из наиболее удачных полуэмпирических теорий, дающих возможность рассчитывать прохождение быстрых нейтронов в защите, содержащей водород, является теория «выведения» [4]. Эта теория основана на следующих физических явлениях:

а) быстрые нейтроны, претерпев неупругое рассеяние на ядре тяжелого элемента, быстрее замедляются при последующих столкновениях с водородом, так как сечение водорода растет с уменьшением энергии нейтронов;

б) в результате столкновений изменяется направление движения нейтрона, что приводит к увеличению пути, проходимого нейтроном, т. е. к увеличению вероятности поглощения;

в) при упругих столкновениях нейтронов с ядрами тяжелых элементов также возрастает вероятность поглощения нейтронов, однако при таких столкновениях взаимодействие происходит только за счет той части сечения упругого рассеяния, которая связана с изотропным рассеянием или рассеянием на большие углы.

Таким образом, сечение выведения приближенно можно представить равным сумме сечений неупругого рассеяния, поглощения и той части сечения упругого рассеяния, которое не связано с теньвым рассеянием в переднем конусе. Приближенно это сечение можно записать в виде:

$$\sigma_{rem}(E) = \sigma_{tot}(E) - \sigma_s(E) \overline{\cos \theta},$$

где $\sigma_{rem}(E)$ —сечение выведения, $\sigma_{tot}(E)$ —полное сечение, $\sigma_s(E)$ —сечение рассеяния, $\overline{\cos \theta}$ —средний косинус угла рассеяния.

Расчет ослабления плоского мононаправленного моноэнергетического пучка быстрых нейтронов в защите, состоящей, например, из пластины вещества, вставленной в воду, может быть произведен по формуле:

$$J(E) = J_0'(E) D_{H_2O}(E, r) e^{-\Sigma_{rem}(E)T},$$

где $\Sigma_{rem}(E)$ —макроскопическое сечение выведения, $J_0'(E)$ —начальный поток быстрых нейтронов, $J(E)$ —поток быстрых нейтронов на расстоянии $r+T$ от источника, $D_{H_2O}(E, r)$ —ослабление быстрых нейтронов в воде, r и T —толщины слоя воды и вещества соответственно.

На основании экспериментов, проведенных в Оксидной лаборатории [4], оказалось, что теория сечения выведения справедлива и для спектра деления. В этом случае ослабление нейтронов на водороде воды может быть записано в виде:

$$D_H(r) = \frac{\int_0^{E_{гр}} \text{sh} \sqrt{2E} e^{-E} e^{-\Sigma_H(E)} dE}{\int_0^{E_{гр}} \text{sh} \sqrt{2E} e^{-E} dE},$$

где $E_{гр}$ — граничная энергия спектра деления, $\Sigma_H(E)$ — макроскопическое сечение водорода.

Тогда сечение выведения для кислорода Σ_{rem}^* может быть найдено по разности экспериментальной кривой ослабления нейтронов спектра деления в воде и кривой ослабления, вычисленной по приведенной выше формуле.

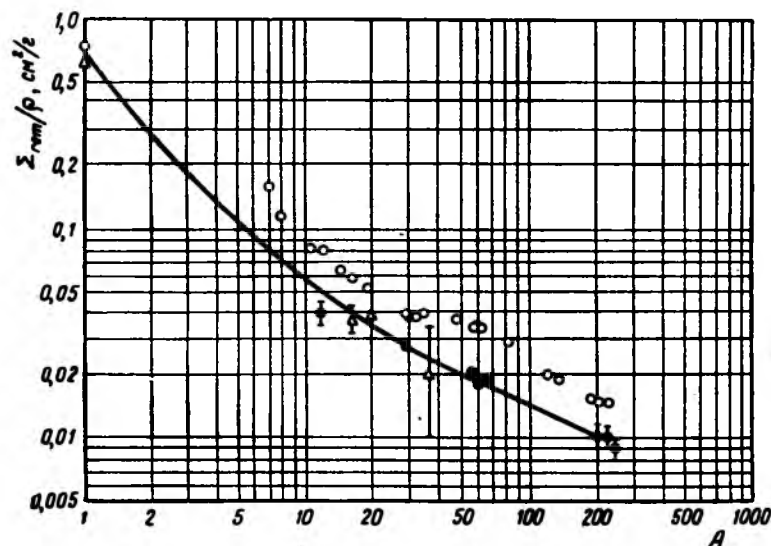


Рис. 2. Зависимость сечения выведения (в $\text{см}^2/\text{г}$) от атомного веса A :

○ — полное сечение при энергии 8 Мэв; △ — сечение выведения, полученное из измерения на смесях элементов; ● — сечение выведения, полученное на элементах; Σ_{rem} — макроскопическое сечение выведения (см^2); ρ — плотность вещества ($\text{г}/\text{см}^3$).

Оказалось, что ослабление $D_{H_2O}(r)$ в воде может быть выражено формулой

$$D_{H_2O}(r) = D_H(r) e^{-\Sigma_{rem}^0 r},$$

т. е. при принятых предположениях отношение $D_{H_2O}(r)/D_H(r)$ хорошо описывается одной экспоненциальной функцией, параме-

тром которой является сечение выведения кислорода.

Если в воду вставлена пластина другого какого-либо вещества, то ослабление пучка нейтронов спектра деления будет:

$$D = D_{H_2O} e^{-\Sigma_{rem} T},$$

где Σ_{rem} — макроскопическое сечение выведения помещенного в воду вещества, T — толщина пластин вещества.

На рис. 2 приведены сечения выведения некоторых элементов, полученные при измерениях на нейтронах спектра деления [4]. Из рисунка видно, что сечение выведения приблизительно равно $0,6 \div 0,7$ от полного сечения при энергии нейтронов 8 Мэв, а максимальную величину сечения выведения на единицу веса имеют элементы с малым атомным весом.

Сечение выведения может быть использовано при расчетах ослабления быстрых нейтронов в гомогенных водородосодержащих защитах, при этом сечение выведения, определенное для пластин, должно быть уменьшено на 10% [4]. Необходимо отметить, что метод расчета с использованием сечения выведения применим для защит, содержащих не менее 20% атомов водорода [3].

Иногда приходится использовать защиту, не содержащую водорода. В этом случае нейтроны других энергий, образующиеся из нейтронов с энергией выше $1 \div 2$ Мэв при взаимодействии с материалом защиты, могут быть более проникающими и определяют толщину и вес защиты. Примером может служить прохождение нейтронов через железо. Если быстрые нейтроны с энергией выше 1 Мэв ослабляются с длиной релаксации, равной 6—7 см, то тепловые и резонансные нейтроны, образованные из быстрых, ослабляются с длиной релаксации, превышающей 30 см [4], [36]. При этом основная доля накопленных нейтронов будет иметь энергию ниже энергии первого уровня неупругого рассеяния.

До настоящего времени не создано удовлетворительной аналитической теории, описы-

вающей прохождение нейтронов через зашиту, не содержащую водород. Из экспериментальных работ по этому вопросу опубликованы работы по прохождению нейтронов только через графит [37], [38].

Захватное γ -излучение*). Практически все нейтроны, выходящие из реактора, в конечном итоге поглощаются в защите и вызывают мощное захватное излучение, которое в большинстве случаев определяет вес защиты, подобно тому как быстрые нейтроны определяют ее размеры.

Для того чтобы учесть образование и прохождение захватного γ -излучения, необходимо провести многогрупповой расчет пространственного и энергетического распределения нейтронов, являющихся источниками захватных γ -лучей.

Длина релаксации захватных γ -лучей Γ_γ приближенно может быть выражена через длину релаксации нейтронов λ_n , рождающих это излучение, и длину релаксации γ -лучей λ_γ , возникающих при этом захвате

$$\Gamma_\gamma = \sqrt{\lambda_n^2 + \lambda_\gamma^2}.$$

Зависимость длины релаксации захватных γ -лучей от объемной концентрации железа в железобетонной смеси изучалась экспериментально [39]. Было найдено, что величина Γ_γ имеет минимум при концентрации железа 50—60%.

По-видимому, большая величина Γ_γ в чистом железе связана с «провалом» в сечении рассеяния нейтронов в железе при энергиях около 25 кэв.

Прохождение рассеянного излучения. Для уменьшения размеров и веса защиты иногда целесообразно применять теньевую защиту, когда персонал, обслуживающий ядерный реактор, находится в тени, создаваемой этой защитой. При использовании такой защиты учитывается рассеянное излучение, огибающее защиту (рис. 3).

Расчет прохождения рассеянного излучения представляет значительные трудности, поскольку, кроме упомянутых выше процессов многократного рассеяния, нужно учитывать еще и влияние сложной геометрии теньевой защиты.

*) Гамма-излучение, сопровождающее неупругое рассеяние нейтронов, имеет относительно мягкий энергетический спектр и обычно учитывается только при расчете тепловыделения и в первых слоях защиты.

В литературе отсутствуют сведения по точному расчету таких защит*). Одним из приближенных методов является метод эквивалентных источников [2], [42]. Так, например, в работе [42] использовался метод, когда в качестве источников служили однократно рассеянные γ -лучи. Эти источники считались изотропными, а энергия γ -лучей соответствовала энергии комптоновского рассеяния под углом θ . Мощность источника

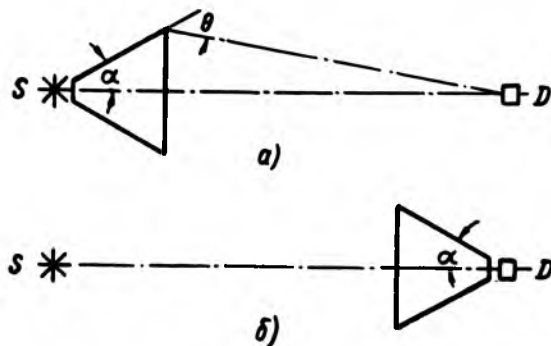


Рис. 3. Теньевая защита:
а—теньевая защита установлена на источнике S; б—теньевая защита установлена на детекторе D.

выбиралась равной полному числу рассеяний в элементе объема, а фактор накопления принимался таким же, как и для точечного изотропного источника. Несмотря на все эти упрощающие предположения, было получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

Экспериментальные исследования, описанные в работах [43], [2], [30], показали, что при изменении полуугла закрытия теньевой защиты α (рис. 3) либо в месте расположения детектора, либо в месте расположения источника мощность дозы (по крайней мере, для углов больше 15°) спадает по закону, близкому к экспоненциальному.

Рассчитать теньевую защиту, установленную на детекторе, можно с помощью угловых распределений интенсивности γ -излучения в среде, тогда доза для защиты данной толщины в функции полуугла α теньевой защиты у детектора может быть определена

*) Исключение составляет ряд работ по расчету альбедо нейтронов и γ -излучения методом Монте-Карло [2], [40], [41].

из выражения:

$$D(\alpha) = \int_0^{2\pi} \int_{\frac{\pi}{2}}^{\pi} \int_0^E I(\alpha', E') \sigma_{\alpha}(E') \sin \alpha' d\alpha' dE' d\varphi,$$

где $I(\alpha', E')$ — дифференциальное энергетическое угловое распределение интенсивности γ -излучения [25]—[30], $\sigma_{\alpha}(E')$ — коэффициент поглощения энергии γ -излучения в воздухе.

Геометрия источников. Знание законов ослабления (функции ослабления) элементарных источников: точечного изотропного, точечного мононаправленного — позволяет с помощью метода суперпозиции рассчитать ослабление излучения в защите от источника произвольной формы. Проведение таких расчетов связано с необходимостью применения быстродействующих вычислительных машин.

Приближенно эта задача может быть решена путем представления источников излучения сложной формы в виде одного или нескольких источников простой формы (линия, сфера, конус, диск и т. д.). Расчет выхода излучения из таких источников и прохождения через защиту выражается с помощью специальных табулированных функций (экспонента, интегральные экспоненты, интеграл секанса и т. п.) [2], [44]. В некоторых случаях эти решения нельзя выразить через табулированные функции, и тогда применяются численные методы [45].

При расчетах учитывается также многократно рассеянное излучение, выходящее из источника. Однако если источник окружен защитой, то вклад этого излучения за ней незначителен, и его следует принимать во внимание только при расчете тепловыделения в слоях защиты, расположенных в непосредственной близости от реактора.

Инженерные вопросы

При работе ядерного реактора из активной зоны выходят потоки излучения, соответствующие как по γ -лучам, так и по нейтронам $10 \div 100$ миллиардам предельно допустимых доз [46]. Для того чтобы ослабить эти излучения до предельно допустимой дозы, требуется толщина защиты, соответствующая ослаблению 20 длин релаксации γ -излучения и нейтронов с учетом ослабления за

счет пространства, занимаемого материалами защиты (геометрическое ослабление).

Следовательно, для создания защиты ядерного реактора требуется комбинированная защита, одинаково хорошо ослабляющая γ -лучи и нейтроны.

Поскольку в природе не существует элемента, одинаково хорошо ослабляющего как нейтроны, так и γ -лучи, защита должна состоять из элементов с малым атомным весом (для ослабления нейтронов) и элементов со средними и большими атомными весами (для ослабления γ -лучей). Последние необходимы также для эффективного ослабления нейтронов больших энергий. Создание защиты с минимальными весом, размерами и стоимостью является трудной задачей. Удовлетворить одновременно всем трем этим требованиям невозможно, так как они являются противоречивыми, и поэтому, в зависимости от назначения ядерного реактора, приходится жертвовать одним за счет другого.

По назначению*) энергетические ядерные реакторы могут быть разделены на две основные группы: стационарные, к которым относятся энергетические ядерные реакторы атомных электростанций, и транспортные, к которым относятся реакторы для надводных и подводных судов, локомотивов, самолетов и космических кораблей.

При конструировании защиты стационарных реакторов в основном исходят из экономических соображений [47]. Поэтому в качестве защиты используют бетон и воду. Бетон, являясь хорошим строительным материалом, обладает удовлетворительными защитными характеристиками [48], [49], [2], [3]. В настоящее время для защиты употребляется большое число марок бетона с широким диапазоном плотностей (1 г/см^3 — более 6 г/см^3) и содержания воды.

Для ядерных реакторов, предназначенных для транспортных целей, требования минимальных размеров и веса защиты отодвигают экономические соображения на второе место.

*) С точки зрения защиты представляет интерес классификация реакторов и по другим характеристикам: по спектру нейтронов в активной зоне (тепловые, промежуточные и быстрые), материалу теплоносителя и числу его контуров, технологической схеме и др. Однако обсуждение этих вопросов выходит за рамки этой статьи.

Исходя из процессов взаимодействия излучения с веществом, можно сделать вывод, что предельно малогабаритная и маловесомая защита должна содержать только водород и тяжелый компонент (например, вольфрам или свинец).

Для того чтобы избавиться от захватного γ -излучения, в защиту можно ввести вещества с большим сечением захвата, испускающие либо очень мягкие γ -лучи, либо заряженные частицы. Для этой цели обычно используются бор или литий.

В качестве водородсодержащих материалов применяются вода, полиэтилен, парафин и гидриды металлов. Некоторые гидриды металлов содержат такое же количество водорода, как вода, или даже большее и, кроме того, элементы со средними и большими атомными весами. Плотность некоторых гидридов, например гидрида ванадия, составляет $5,3 \text{ г/см}^3$, а содержание водорода в нем больше, чем в воде, в 2,4 раза.

Однако большинство гидридов металлов при повышении температуры разлагается с выделением водорода (исключение составляет гидрид лития, который практически не выделяет водорода до точки плавления, соответствующей 680°C).

Далее, поскольку в гидридах, как и в бетонах, тяжелый компонент распределен равномерно, защита, состоящая из таких материалов, не будет оптимальной по весу.

В некоторых случаях из-за больших температур невозможно выполнить защиту из водородсодержащих материалов. Тогда могут быть применены карбид бора, углерод, спрессованный с бором [3], бораль [2], [3] (карбид бора, спеченный с алюминием).

В качестве тяжелого компонента, кроме вольфрама и свинца, применяются твердые сплавы на основе вольфрама и уран.

Конструкционным материалом в реакторе и защите служит сталь, которая одновременно является удовлетворительной защитой как от γ -лучей, так и от нейтронов.

Конструирование защиты не ограничивается только выбором подходящих материалов, но включает в себя также их рациональную компоновку. Ввиду того что транспортные реакторы имеют малые размеры защиты, сравнимые с размерами реактора, слой защиты одинаковой толщины, расположенный ближе к реактору, весит меньше. Поэтому тяжелый компонент желательно

помещать как можно ближе к реактору. Однако образование вторичного γ -излучения в слое и за ним препятствует этому. Следовательно, минимум веса защиты может быть достигнут при оптимальном расположении слоя или нескольких слоев тяжелого компонента. По данным работы [3], последний слой свинца в свинцово-водной защите может отстоять от внешнего края защиты на 60 см.

Необходимо отметить, что еще большее приближение защитного слоя из тяжелого компонента к реактору может быть достигнуто введением бора в тяжелый компонент, а также в материал, окружающий его.

Примером того, насколько бор уменьшает захватное излучение, может служить бористая сталь. Эта сталь при содержании бора около 3% по весу уменьшает захватное излучение, обусловленное поглощением тепловых нейтронов, приблизительно в 50 раз.

При конструировании защиты уменьшения веса и габаритов защиты можно достигнуть также за счет следующих факторов:

1. Использование теневой защиты. В общем случае расположение теневой защиты зависит от конструкции транспортной установки. Например, для самолета с ядерным двигателем теневая защита может быть установлена одновременно на кабине экипажа и у реактора [50]. Теневая защита должна предохранить оборудование от активации и не ограничивать доступ к нему после останова реактора.

2. Рациональная компоновка коммуникаций и оборудования контура первичного теплоносителя, когда трубопроводы контура активного первичного теплоносителя максимально сокращены, а активное оборудование расположено таким образом, что менее активное оборудование служит защитой для более активного. Например, парогенератор с активным теплоносителем может служить частичной защитой реактора.

3. Ослабление защиты в отдельных направлениях, где обслуживающий персонал находится ограниченное время. При этом следует избегать увеличения числа предельно допустимых доз более чем в 100—1000 раз.

4. Максимальное использование прочего оборудования транспортного сооружения в качестве дополнительной защиты.

Следует отметить, что при проектировании защиты обращается также внимание на следующие вопросы:

1. При выборе материалов защиты учитываются их физико-механические и химические свойства.

2. За счет поглощения излучения в защите выделяется большое количество тепла, которое необходимо отводить. При использовании материалов с плохой теплопроводностью и термостойкостью применяется так называемая тепловая защита [51], устанавливаемая между активной зоной реактора и основной защитой.

3. При расчете защиты должно учитываться влияние многочисленных каналов, щелей, пустот и неоднородностей, неизбеж-

но возникающих в процессе проектирования.

4. Оборудование, подлежащее осмотру или ремонту при остановленном реакторе, по возможности располагается в том месте, где обеспечена защита от γ -излучения (и нейтронов, если в реакторе в качестве замедлителя применяется тяжелая вода или бериллий) из продуктов деления.

В заключение следует отметить, что из-за сложного комплекса всех физических и инженерных проблем при проектировании невозможно учесть все факторы, влияющие на качество защиты. В связи с этим защита ядерного реактора должна быть предварительно испытана и скорректирована [52].

Поступила в редакцию 10 V 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Proceedings of the symposium on the physics of fission held at Chalk River. Ontario, 14—18 may 1956, p. 225.
2. Т. Роквелл. Защита ядерных реакторов. Изд. ИЛ, 1958.
3. B. T. Price, C. C. Horton, K. T. Spinney. Radiation Shielding. Pergamon Press, London, 1957.
4. E. P. Blizard. Annual Rev. Nucl. Sci. 5, 73 (1955).
5. P. S. Mittelman, R. A. Liedtke. Nucleonics 13, 5, 50 (1955).
6. Л. В. Грошев, Б. П. Адъясевич, А. М. Демидов. Физические исследования. Доклады советской делегации на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Изд. АН СССР, 1955, стр. 258.
7. Б. П. Адъясевич, Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко. Атомная энергия, № 2, 28 (1956).
8. Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко, В. И. Пелехов. Атомная энергия 3, 9, 187 (1957).
9. Л. В. Грошев, А. М. Демидов, В. Н. Луценко, В. И. Пелехов. Атомная энергия 4, вып. 1, 5 (1958).
10. R. B. Day. Gamma-rays from neutron inelastic scattering. Доклад № 581, представленный CIIA на Международную конференцию по мирному использованию атомной энергии, Женева, 1955.
11. R. B. Day. Phys. Rev. 102, 767 (1956).
12. L. E. Beghian, D. Hicks, B. Milman. Philos. Mag. 46, 963 (1955).
13. И. Ф. Барчук, М. В. Пасечник, Ю. А. Цыбулько. Атомная энергия 4, вып. 2, 132 (1958).
14. В. С. Галищев, В. И. Огневский, А. Н. Орлов. УФН 61, вып. 2, 161 (1957).
15. L. V. Spenser, U. Fano. J. Res. Nat. Bur. Standards 46, 446 (1951).
16. H. Goldstein, J. E. Wilkins, L. V. Spenser. Phys. Rev. 89, 1150 (1953).
17. H. Goldstein, J. E. Wilkins. U. S. Atomic Energy Commission, NYO-3075, 1954.
18. G. R. White. Phys. Rev. 80, 154 (1950).
19. C. Garret, G. N. Whyte. Phys. Rev. 95, 889 (1954).
20. С. Г. Цыпин, В. И. Кухтевич, Ю. А. Казанский. Атомная энергия, № 2, 71 (1956).
21. В. Н. Сахаров. Атомная энергия 3, № 7, 57 (1957).
22. R. B. Theus, L. A. Beach, W. R. Faust, J. Appl. Phys. 26, 294 (1955).
23. M. Berger, J. Dogget. J. Res. Nat. Bur. Standards 56, 89 (1956).
24. F. S. Kirn, R. J. Kennedy, H. O. Wyckoff. Radiology 63(1), 94 (1954).
25. J. Gertaine. Report NDA—15c-10, NYO-3074, 1953.
26. M. J. Berger. J. Appl. Phys. 26, 1504 (1955).
27. L. V. Spenser, F. Stinson. Phys. Rev. 85, 662 (1952).
28. Ю. А. Казанский, С. П. Белов. Сборник «Физика и теплотехника реакторов». Атомиздат, 1958, стр. 123.
29. G. N. Whyte. Canad. J. Phys. 33, 96 (1955).
30. J. N. Hubbel, E. Hayward, W. F. Tutus. Phys. Rev. 108, 1361 (1957).
31. А. Н. Орлов, Г. В. Федоров. ЖТФ 26, 1991 (1956).
32. R. E. Marshak. Rev. Mod. Phys. 19, 185 (1947).
33. G. C. Wick. Phys. Rev. 75, 738 (1949).
34. G. Holte. Arkiv fys. 2, 48, 523 (1951); 3, 14, 209 (1951).
35. S. S. Holland, P. I. Richard. J. Appl. Phys. 27, 1042 (1956).
36. Д. А. Бродер. Атомная энергия 3, № 7 55 (1957).
37. Д. Юз. Нейтронные исследования на ядерных котлах. Изд. ИЛ, 1954.

38. В. С. Березин, Л. В. Грошев, В. С. Дикарев, М. Б. Егiazаров, Е. Н. Королев, В. Г. Мадеев, Ю. Г. Николаев. Атомная энергия 2, № 2, 118 (1957).
 39. В. И. Кухтевич, С. Г. Цыпин. Атомная энергия 3, № 7, 56 (1957).
 40. E. Hayward, T. Hubbel. Phys. Rev. 93, 955 (1954).
 41. J. F. Perkins. J. Appl. Phys. 26, 655 (1955).
 42. В. И. Кухтевич, Ю. А. Казанский, Ш. С. Николайшвили, С. Г. Цыпин. Атомная энергия 4, вып. 2, 138 (1958).
 43. B. W. Soole. Proc. Roy. Soc. 230, 343 (1955).
 44. Г. В. Горшков. Гамма-излучение радиоактивных тел. Изд. ЛГУ, 1956.
 45. Е. Е. Ковалев. Атомная энергия 2, № 6, 538 (1957).
 46. Н. Г. Гусев. Справочник по радиоактивным излучениям и защите. Медгиз, 1956.
 47. А. Н. Комаровский. Атомная энергия 4, вып. 5, 437 (1958).
 48. Ядерные реакторы, том I. Физика ядерных реакторов. Изд. ИЛ, 1956.
 49. В. С. Дикарев, М. Б. Егiazаров, Е. Н. Королев, В. Г. Мадеев, Атомная энергия № 5, 136 (1956).
 50. К. Л. Джонсон, Ф. А. Кливленд. Атомная техника за рубежом № 3, 58 (1957).
 51. N. F. Lansing. Nucleonics 13, 6, 58 (1955).
 52. H. Goldstein. The attenuation of gamma-rays and neutrons in reactor Shields, AECUS, 1957.
-