

ФИЗИКА ЗАЩИТЫ

Введение в физику защиты

Природные радионуклиды, космическое излучение, рентгеновские установки, ускорители, ядерные реакторы и искусственные радионуклиды, помимо пользы, несут потенциальную опасность и вред. Снижение уровня опасности и вреда возможно, по крайней мере, тремя способами:

- минимизацией времени пребывания в поле ионизирующего излучения (и.и.),
- увеличением расстояния от источника и.и.,
- защитой, поглощающей и.и..

Настоящая дисциплина нацелена на изучение физики защиты. Грамотное решение вопросов физики защиты предусматривает знание

- радиационных характеристик источников и.и.,
- процессов взаимодействия и.и. с веществом,
- защитных свойств различных веществ,
- методов расчета защиты и ее оптимизации.

Курс лекций представлен тремя частями.

1. Радиационные характеристики источников ионизирующих излучений.
2. Взаимодействие ионизирующих излучений с веществом.
3. Инженерные методы расчета защиты.

1. РАДИАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИСТОЧНИКОВ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

1.1 Классификация источников излучения

Радиоактивный материал или техническое устройство, испускающее или способное в определенных условиях испускать ионизирующее излучение, называется *источником ионизирующего излучения*.

Любой источник излучения характеризуется: 1) *видом излучения*, 2) *геометрией источника* (формой и размерами), 3) *потоком частиц, их энергетическим, временным и угловым распределением*.

Наиболее подробные характеристики излучения описываются дифференциальным распределением потока частиц $\dot{N}(r_0, E_0, \Omega_0, t)$. В случае стационарного по времени источника, дифференциальное распределение потока частиц есть $\dot{N}(r_0, E_0, \Omega_0)$, которое представляет собой отношение числа частиц или фотонов с энергией от E_0 до $E_0 + dE_0$, испущенных за время dt в направлении Ω_0 в пределах элементарного телесного угла $d\Omega_0$ из

точки пространства r_0 (с элементарной длины dl , поверхности dS или объема dV источника, расположенного в этой точке), к интервалу времени dt , энергетическому интервалу dE_0 , элементарному телесному углу $d\Omega_0$ (для протяженных источников также к его элементарной длине dl , поверхности dS или объему dV соответственно).

Физически точечным можно считать такой источник, максимальные размеры которого много меньше расстояния до точки детектирования и длины свободного пробега в материале источника (ослаблением излучения в источнике можно пренебречь).

Энергетический спектр ионизирующего излучения источников может быть моноэнергетическим или немонаэнергетическим. Немонаэнергетическое ионизирующее излучение может иметь дискретный или непрерывный энергетический спектр.

Для осесимметричных источников угловое распределение излучения для фиксированного E_0 обычно задается зависимостью от угла θ_0 между направлением движения частиц и осью симметрии в виде

$$\dot{N}(\theta_0) = \dot{N}(2\pi)f(\theta_0), \quad (1.1)$$

где $\dot{N}(\theta_0)$ - число частиц, испускаемых в единицу времени в единичный телесный угол в направлении θ_0 точечным источником или линейным, поверхностным, объемным источником с единицы длины, поверхности, объема соответственно; $\dot{N}(2\pi)$ - число частиц, испускаемых в единицу времени в полупространство в телесный угол 2π ср в направлении защиты точечным источником или линейным, поверхностным, объемным единичной длины, поверхности, объема соответственно. При записи (1.1) предполагалось для протяженных источников равномерное распределение потока по источнику.

Среди многообразия угловых распределений излучений источников для решения большинства практических задач достаточно рассматривать следующие:

изотропное $f(\theta_0) = 1/(2\pi); \quad (1.2)$

косинусоидальное, пропорциональное $\cos \theta_0$,
 $f(\theta_0) = \cos \theta_0 / \pi; \quad (1.3)$

косинусоидальное, пропорциональное $\cos^n \theta_0$,
 $f(\theta_0) = (n+1)\cos^n \theta_0 / (2\pi); \quad (1.4)$

мононаправленное
 $f(\theta_0) = \delta(\cos \theta_0 - 1), \quad (1.5)$

где δ - дельта-функция.

изотропно-косинусоидальное
 $f(\theta_0) = (B + 2C \cos \theta_0) / 2\pi, \quad (1.6)$

где $B + C = 1$.

Функция $f(\theta_0)$ в распределениях (1.2) - (1.6) нормирована так, что в полупространство в телесный угол 2π ср в направлении защиты точечным источником или линейным, поверхностным, объемным с единицы длины, поверхности, объема соответственно испускается одна частица. Таким образом,

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} f(\theta_0) \sin \theta_0 d\theta_0 d\psi_0 = 1, \quad (1.7)$$

где ψ_0 - азимутальный угол, от которого угловое распределение потока не зависит из-за его симметрии.

Излучение единичного ($N = 1$) точечного однородного моноэнергетического источника с энергией частиц E_0 , помещенного в точке r_0 , описывается выражением

$$N(r, E, \Omega) = f(\Omega) \delta(r-r_0) \delta(E - E_0), \quad (1.8)$$

где $f(\Omega)$ определяет угловое распределение излучения источника.

Точечный мононаправленный источник обычно называют тонким лучем.

1.2 Флюенс от точечного источника

Флюенс от точечного изотропного источника, излучающего в полупространство одну частицу, на расстоянии r в вакууме есть

$$\Phi_E = \delta(r-r_0) \delta(E - E_0)/2\pi r^2. \quad (1.9)$$

В упрощенной форме для N частиц из источника в телесный угол 4π

$$\Phi = N/4\pi r^2. \quad (1.10)$$

Для точечного источника, расположенного в среде,

$$\Phi = N \exp(-\mu r)/4\pi r^2 + \Phi_P = B(r) N \exp(-\mu' r)/4\pi r^2 \quad (1.11)$$

где Φ_P - флюенс рассеянных в среде частиц, которые в результате многократных столкновений попали в точку наблюдения (но уже с энергией, отличной от E_0), а $B(r)$ - т.н. фактор накопления.

При условии $r > \lambda$ и экспоненциального участка, приближенно можно записать

$$\Phi = B N \exp(-\mu' r)/4\pi r^2 \quad (1.12)$$

В общем случае B и μ зависят от E_0 .

1.3 Радионуклиды как источники излучений

Отношение активности радионуклида в источнике (образце) к массе, объему, количеству вещества, площади поверхности (для поверхностных источников) или к длине (для линейных источников) источника

называется удельной A_m , объемной A_v , молярной A_{mol} , поверхностной A_s или линейной A_L активностью источника (образца) соответственно.

Распад ядер сопровождается испусканием частиц и (или) фотонов. при этом число спонтанных ядерных превращений далеко не всегда совпадает с числом частиц и еще реже - с числом испускаемых фотонов. У нуклида ^{65}Zn , например, β^+ -частицы испускаются лишь в 1,4% случаев распада, а фотоны - в 50,6% случаев распада. Следовательно, этот радионуклид активностью, например, 1ГБк испускает $1,4 \cdot 10^7$ β^+ -частиц и $5,06 \cdot 10^8$ фотонов в 1 с.

Активность радионуклида A_t уменьшается во времени по закону радиоактивного распада

$$A_t = A_0 \exp(-\lambda t) = A_0 \exp(-0,693t/T_{1/2}) = A_0 \exp(-t/T), \quad (1.13)$$

где A_0 - активность радионуклида в источнике в начальный момент времени t ; $T_{1/2}$ - период полураспада нуклида - время, в течении которого число ядер радионуклида в результате радиоактивного распада уменьшается в 2 раза; T - средняя продолжительность жизни радионуклида - время, в течении которого число ядер радионуклида N в результате радиоактивного распада уменьшается в e раза; $T = 1/\lambda$, $0,693 = \ln 2$. Следовательно

$$A = \lambda N = 0,693N/T_{1/2} = N/T. \quad (1.14)$$

Масса m в граммах радионуклида активностью A в беккерелях с периодом полураспада $T_{1/2}$ в секундах есть

$$m = Nm_a = AT_{1/2}A/(0,693N_A) = 2,40 \cdot 10^{-24} AT_{1/2}A, \quad (1.15)$$

где $m_a = A/N_A$ - масса одного атома в граммах, A - массовое число.

Пример. Определить активность 1 мг ^{226}Ra ($T_{1/2} = 1600$ лет). Согласно (1.15) имеем

$$A = 4,17 \cdot 10^{23} \cdot 10^{-3} / 226 \cdot 1600 \cdot 365 \cdot 24 \cdot 3600 = 3,66 \cdot 10^7 \text{ Бк} \approx 3,7 \cdot 10^7 \text{ Бк}.$$

1.4 Радионуклиды как γ -излучатели

Наиболее простой и однозначной характеристикой радионуклида как гамма-излучателя является керма $K = \Phi E \mu_{tr}/\rho$. Для точечного радионуклида активностью A [Бк], изотропно излучающего m групп фотонов с энергией $E_{i0} > \delta$, МэВ, с фотонным выходом (число фотонов с энергией E_0 на один распад ядра) $n_{\gamma i}$, фотон/распад, в точке на расстоянии r от источника, мощность кермы в воздухе есть

$$K_{\delta} = \frac{A \sum_{i=1}^m E_{0i} n_{\gamma i} \mu_{tr,i} 1,6 \cdot 10^{-13} / \rho}{4 \pi r^2}, \quad (1.16)$$

где размерность μ_{tr}/ρ - м²/кг, а для r^2 - м². В расчетах рекомендуется принимать пороговую энергию фотонов δ равной 30 кэВ, так как фотоны с меньшими энергиями обычно не имеют практического значения вследствие сильного самопоглощения, поглощения в материале фильтров, в воздухе и т. д.

С погрешностью примерно до 1% ($g \leq 0,01$), меньшей погрешности определения коэффициентов взаимодействия фотонов с веществом ($\pm 2\%$), в условиях равновесия заряженных частиц можно считать мощность кермы равной мощности поглощенной дозы в воздухе.

Радионуклид как источник фотонов удобно характеризовать *керма-постоянной*, которой называют отношение мощности воздушной кермы, создаваемой фотонами с энергией больше заданного порогового значения δ от точечного изотропного излучающего источника данного радионуклида, находящегося в вакууме, на расстоянии r от источника, умноженной на квадрат этого расстояния, к активности A источника

$$\Gamma_{\delta} = \dot{K}_{\delta} r^2 / A \quad \text{Единица: Гр м}^2 \text{ с}^{-1} \text{ Бк}^{-1} \quad (1.17)$$

Пример расчета керма-постоянной для источника ^{60}Co :

Согласно (1.17) и (1.16)

$$\Gamma_{\delta} = \frac{\sum_{i=1}^m E_{0i} n_{\gamma i} \mu_{tr,i} 1,6 \cdot 10^{-13} / \rho}{4 \pi} \quad (1.18)$$

Согласно схемы распада $m = 2$, $E_{01} = 1,173 \text{ МэВ}$, $E_{02} = 1,332 \text{ МэВ}$;

$n_{\gamma 1} = 0,999$; $n_{\gamma 2} = 1,00$. Вклад остальных линий гамма-квантов - пренебрежимо мал. Для рассматриваемого диапазона энергий $\mu_{tr,1} / \rho = \mu_{tr,2} / \rho$ и, согласно [1], равно $2,6 \cdot 10^{-3} \text{ м}^2 \text{ кг}^{-1}$. Подставляя полученные значения величин в (1.18), получим $\Gamma_{\delta} = 83,8 \cdot 10^{-18} \text{ Гр} \cdot \text{м}^2 / \text{распад} [\text{Гр} \cdot \text{м}^2 / \text{с} \cdot \text{Бк}]$. Для известных значений Γ_{δ} мощность кермы в воздухе находится согласно (1.17).

Значение керма-постоянной после фильтра толщиной d из материала Z (стенка ампул) находится с помощью (1.19).

$$\Gamma_{\delta}(d, Z) = \sum_{i=1}^m \Gamma_{\delta i} \exp(-\mu_i d) B(E_{0i}, \mu_i, d, Z) \quad (1.19)$$

где $\Gamma_{\delta i}$ - керма постоянная для энергетической линии i источника, а $B(E_{0i}, \mu_i, d, Z)$ - фактор накопления для той же линии [1].

1.4 Источники нейтронов

Основными характеристиками нейтронных источников являются: ядерная реакция, приводящая к образованию нейтронов; выход нейтронов (N); энергетическое распределение нейтронов (спектр); их угловое распределение и выход сопутствующего фотонного излучения.

1.4.1 Радионуклидные источники нейтронов.

В этой группе нейтроны получают в результате реакций (α , n), (γ , n) и спонтанного деления трансурановых элементов (f, sp).

Источники нейтронов по реакции (α ,n).

Источник	$T_{1/2}$, лет	Выход нейтронов на 1г радионуклида, нейтрон/с	Энергия нейтронов, МэВ максим. средняя		Число фотонов на 1негр.
Ra+Be	1600	$(1,2 \div 1,7) \cdot 10^7$	$\cong 13,0$	3,2	$\sim 10^4$
Po+Be	0,38	10^{10}	10,9	4,2	~ 1
$^{239}\text{Pu}+\text{Be}$	24 360	$1.8 \cdot 10^5$	10,7	4,5	~ 3
$^{238}\text{Pu}+\text{Be}$	87	$2 \cdot 10^7$	11,1	3,9	неск.

Источники нейтронов по реакции (γ ,n)

В фотонейтронных источниках используется реакция, которая может проходить при энергии фотонов, превышающей энергию связи нейтрона в ядре мишени. Наиболее подходящими мишенями являются бериллиевые и дейтериевые мишени со сравнительно низким порогом реакции: 1,665 и 2,227 МэВ соответственно. Бериллий обычно применяют в элементарном виде, дейтерий - в виде оксида дейтерия D_2O . Источниками фотонов могут служить радиоактивные нуклиды ^{24}Na , ^{56}Mn , ^{72}Ga , ^{88}Y , ^{124}Sb , ^{140}La , ^{226}Ra . Энергия нейтронов источника близка к моноэнергетической и для указанных радионуклидов и мишеней и лежит в диапазоне от 0,024 МэВ ($^{124}\text{Sb}+\text{Be}$) до 0,83 МэВ ($^{24}\text{Na}+\text{Be}$). Выход (поток в телесный угол 4π) нейтронов на 1г мишени, находящейся на расстоянии 1см от источника активностью $3,7 \cdot 10^{10}$ Бк (1Ки), для указанных источников и мишеней, находится в диапазоне от $0,1 \cdot 10^4$ (Ra + D_2O) до $27 \cdot 10^4$ нейтрон/с.

Выход нейтронов из (γ ,n)-источников обычно меньше, чем из (α ,n)-источников, что объясняется меньшим сечением (γ ,n)-реакции.

Существенный недостаток фотонейтронных нуклидных источников - большой фон фотонного излучения.

Источники нейтронов спонтанного деления.

Свойством испускать нейтроны при спонтанном делении обладают, в частности, трансурановые элементы Pu, Cm, Cf. Перспективным является источник нейтронов на основе изотопа ^{252}Cf с периодом полураспада относительно α -распада 2,64 года и с периодом полураспада относительно спонтанного деления 82 года. Этот источник обладает наибольшим удельным выходом нейтронов $\sim 2,5 \cdot 10^9$ нейтрон/с на 1мг изотопа. Сопутствующее излучение мало - не более трех фотонов на один испущенный нейтрон. Энергетический спектр нейтронов источника ^{252}Cf , близок к спектру нейтронов деления и хорошо описывается зависимостью

$$N_E = \text{const } E^{1/2} \exp(-E/T), \quad (1.20)$$

где T - температура спектра, $T = 1,40 \pm 0,02$ МэВ.

1.4.2 Источники нейтронов на основе ускорителей заряженных частиц.

Нейтроны возникают в любых мишенях, которые облучаются тяжелыми заряженными частицами, если только рождение нейтрона не запрещено энергетически. При энергии ускоренных частиц, не превышающих 20 МэВ наибольший выход наблюдается из мишеней, выполненных из легких элементов, в которых нейтроны имеют низкую энергию связи: ^2H , ^3H , ^7Be . Дейтоны, ускоренные до энергии 1 МэВ и бомбардирующие мишень из тяжелой воды, генерируют нейтроны с энергией до 4-х МэВ. Дейтоны, ускоренные до энергии 0,15 МэВ и бомбардирующие мишень из трития, генерируют нейтроны с энергией до 15 МэВ. Выход нейтронов может доходить до 10^{12} с^{-1} при специальном охлаждении мишени. Как энергия нейтронов, так и их угловой поток зависят от энергии ускоренных частиц и угла наблюдения относительно направления ускоренных частиц.

С ростом энергии ускоренных частиц и атомной массы как снаряда, так и мишеней увеличивается число каналов выхода нейтронов. Расчет потока нейтронов с точным учетом всех процессов взаимодействия ускоренных частиц в веществе мишени чрезвычайно сложен, а в некоторых случаях и невозможен из-за отсутствия необходимой для этого информации. В этой связи будет оправдано для оценки выхода следующее одномерное приближение:

$$\dot{N}(E_c) = \frac{N_A}{A_M} \sum_j \int_{R_{j,th}}^{R_j} \dot{N}_j \sigma_j dR \quad (1.22)$$

Здесь $\dot{N}(E_c)$ - выход нейтронов в 4π ср из мишени с массовым числом A_M , на которую падают ионы или ядра-снаряды с массовым числом A_c и энергией E_c (энергия первичного иона или ядра-снаряда на единицу его массового числа A_c); $R_{j,th}$ - значение пробега снаряда j , соответствующее энергетическому порогу образования нейтронов, R_j - пробег снаряда j от входа в мишень или от точки его возникновения до значения $R_{j,th}$; \dot{N}_j - поток ионов или ядер-снарядов j на глубине мишени R ; σ_j - сечение образования нейтронов (с учетом множественности их образования в одном акте образования) при взаимодействии ядра j с ядром-мишенью. При записи (1.22) учтен процесс фрагментации первичных ядер-снарядов, при котором фрагменты движутся со средней скоростью первичных ядер-снарядов с учетом их торможения в веществе мишени. При небольших значениях E_c , когда можно пренебречь ослаблением потока первичных ионов и их фрагментами, формула (1.22) принимает простейший вид

$$N(E_c) = \frac{N_A}{A_M} \int_{R_{th}}^{R_0} \sigma dR \quad (1.23)$$

в расчете на один первичный ион с пробегом R_0 . На основе формул (1.22) и (1.23) рассчитан выход нейтронов в телесный угол 4π , представленный на рисунке ($N(4\pi) = Y$).

Выход нейтронов на ускорителях электронов происходит в результате фотоядерных реакций и может быть принят в первом приближении изотропным при энергии электронов менее 150 МэВ, т.к. основная часть нейтронов возникает в результате процесса испарения нейтронов из возбужденных ядер с достаточно большим A_M . (В области гигантского резонанса ($h\nu < 30$ МэВ) выход нейтронов под углом $\cong 90^\circ$ приблизительно в 1,5 раз больше, чем в среднем под всеми направлениями.) Поэтому флюенс нейтронов на расстоянии r от мишени может быть оценен с помощью

$$\Phi(r) = N(4\pi)/4\pi r^2. \quad (1.24)$$

Выход нейтронов $N(4\pi)$ в зависимости от энергии электронов до 100 МэВ и для мишеней от углерода до урана представлен в работе [5].

1.4.3 Источники нейтронов деления - наиболее мощные нейтронные источники. Через поверхность активной зоны мощного ядерного реактора проходит до 10^{18} нейтронов в секунду. Нейтроны, сопровождающие процесс деления, подразделяют на мгновенные (более 99%) и запаздывающие нейтроны деления. Мгновенные нейтроны деления распределены по энергиям от нескольких десятков кэВ до примерно 20 МэВ. Энергетическое распределение описывается различными формулами. Одна из них есть

$$N(E) = 0,77 E^{1/2} \exp(-0,776E) \text{ , нейтрон/(МэВ} \cdot \text{деление)} \quad (1.25)$$

Средняя энергия нейтронов деления \bar{E} и среднее число нейтронов ν , образующихся в акте деления, связаны соотношением

$$\bar{E} \cong 0,74 + 0,653(\nu + 1)^{1/2}. \quad (1.26)$$

Среднее число нейтронов ν , образующихся в акте деления тепловыми нейтронами ^{233}U и ^{241}Pu изменяется от 2,5 до 2,99 соответственно.

1.5 Радиационная обстановка вблизи ускорителей

Ускорители как источники излучений представлены в таблице и на рисунке.

2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ (дополнение к соответствующей информации из лекций по дозиметрии и.и.)

2.1 Взаимодействие фотонов с веществом

Комптоновское рассеяние. В соответствии с законами сохранения энергии и импульса можно получить связь между энергией фотона до рассеяния, $h\nu$, энергией фотона после рассеяния, $h\nu'$, и его угла рассеяния θ :

$$h\nu' / h\nu = [1 + (h\nu / (m_0 c^2))(1 - \cos\theta)]^{-1} \quad (2.1)$$

Из (2.1) следует, что энергия рассеянного назад фотона не может превышать 0,255 МэВ независимо от его энергии до рассеяния; энергия фотонов, рассеянных под прямым углом всегда меньше 0,511 МэВ (энергия массы покоя электрона) и не превышает это значение даже при большой энергии

фотона до рассеяния. Дифференциальное сечение рассеяния фотонов описывается формулой Клейна - Нишины - Тамма [1].

Когерентное рассеяние не имеет существенного значения для защиты в целом. Однако становится значимым при наблюдениях под малыми углами (относительно направления движения падающих на защиту фотонов) и для тяжелых элементов.

Фотоядерные реакции - процесс, в котором фотон может поглотиться ядром с последующим вылетом одной или более частиц. Этот процесс важен в связи с образованием наведенной радиоактивности и генерации нейтронов на ускорителях электронов с энергией более 15 МэВ. При таких энергиях электронов размеры защиты могут определяться нейтронным компонентом, особенно при больших углах; остановленный ускоритель может являться источником β , γ -излучения.

2.2 Основные закономерности взаимодействия нейтронов с ядрами

Проходя через вещество поток (флюенс) нейтронов ослабляется, в основном, за счет упругих (σ_{el}) и неупругих (σ_{in}) столкновений с ядрами. Полное сечение взаимодействия есть сумма этих сечений:

$$\sigma_t = \sigma_{el} + \sigma_{in}. \quad (2.2)$$

Упругое рассеяние - взаимодействие, при котором полная кинетическая энергия системы нейтрон - ядро остается неизменной, а связь между энергией рассеянного нейтрона E_{el} и косинусом угла его рассеяния в системе центра масс, ω , описывается (2.3)

$$E_{el} / E_0 = (A^2 + 2A\omega + 1) / (A + 1)^2. \quad (2.3)$$

Здесь E_0 - энергия нейтрона до столкновения, A - массовое число рассеивающего ядра. Рассеяние нейтронов приводит к снижению их энергии до тех пор пока нейтроны не поглощаются ядрами.

Неупругие взаимодействия

Неупругое рассеяние имеет пороговый характер. Оно может произойти лишь в том случае, если энергия падающего нейтрона, E_0 , превысит энергию первого возбужденного состояния ядра-мишени E^* (превысит на энергию отдачи ядра). После неупругого рассеяния ядро-мишень остается в возбужденном состоянии, а энергия нейтрона равна приблизительно $E_0 - E^*$. В большинстве случаев энергия возбуждения ядра-мишени снимается путем испускания одного или нескольких фотонов. Неупругое рассеяние существенно лишь для тяжелых ядер.

Поглощение нейтронов происходит в области малых энергий нейтронов. После поглощения (захвата) нейтрона ядро находится в возбужденном состоянии, переход из которого в нормальное состояние сопровождается

испусканием одного или нескольких фотонов. сечение захвата нейтронов в области низких энергий часто изменяется пропорционально $E^{-1/2}$. Фотонное излучение, возникающее при радиационном захвате, имеет энергию 6-8 МэВ и часто играет определяющую роль в формировании поля излучения за защитой.

С ростом энергии нейтронов число возможных каналов ядерных реакций увеличивается вплоть до полного расщепления ядра. В этих случаях из ядра могут вылетать нейтроны сравнимые по энергии с налетающим (первичным) нейтроном. Такие нейтроны способны, в свою очередь, производить расщепление ядер. В результате может возникнуть каскад частиц и не только нейтронов. Каскад частиц возникает при энергиях частиц более 100 Мэв. В результате число частиц может быть на небольших глубинах в защите больше, чем вначале при снижении средней энергии частиц.

Сечение неупругих взаимодействий возрастает с ростом энергии нейтронов после приблизительно 1 МэВ, доходя до максимума около 50 МэВ, затем снижается до энергий приблизительно 300 МэВ, а далее плавно возрастает в соответствии с ростом сечения мезонообразования. Для приближенных оценок сечения протонов и нейтронов могут быть приняты независимыми при $E > 150$ МэВ. Усредненные при таких энергиях сечения неупругого взаимодействия можно аппроксимировать следующей формулой:

$$\sigma_{in} = 0,032 A^{3/4} \cdot 10^{-24}, \text{ см}^2 \quad (2.4)$$

Полное сечение при $E > 150$ МэВ можно оценить с помощью (2.5)

$$\sigma_t = 69 A^{2/3} \cdot 10^{-27}, \text{ см}^2 \quad (2.5)$$

В диапазоне энергий нейтронов от тепловых ($\cong 10^{-2}$ эВ) до $\cong 10^5$ эВ полное сечение, как правило, имеет постоянное значение для элементов, слабо поглощающих нейтроны (О, С, Si и т.п.) или монотонно возрастает по мере уменьшения энергии для элементов, заметно поглощающих нейтроны (Li, В и т.п.).

2.3 Пробеги заряженных частиц

Защита от первичных заряженных частиц не представляет проблему пока их энергия не превышает сотню МэВ, т.к. пробег при этом не превышает 17 г·см⁻² (протоны в свинце) и 26 г·см⁻² (электроны в меди). С ростом энергии пробег быстро растет и для протонов 10 ГэВ достигает 8230 гсм⁻² или 7,26 м свинца. Средний пробег составляет (для тяжелых заряженных частиц)

$$\bar{R} = \int_0^{\bar{R}} dx = \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} \sim \frac{M_0}{Z^2} f(\beta), \quad (2.6)$$

где E_0 - начальная энергия частицы, а $f(\beta)$ - Некоторая функция скорости $v = c\beta$ частицы. Приближенные значения \bar{R} дают следующие формулы:

$$\bar{R} = kE^{1,73}/(Z^2 M_0^{0,73}), \quad 10^{-3} < (E/M_0 c^2) < 0,8 \quad (2.7)$$

где k слабо зависит от среды, если \bar{R} выражать в единицах массы на единицу площади;

$$\bar{R}_i(E_i) = \frac{1 M_{0i}}{Z_i^2 M_{0p}} \bar{R}_p\left(\frac{M_{0p}}{M_{0i}} E_i\right) \quad (2.8)$$

где $\bar{R}_i(E_i)$ - пробег частицы i с энергией E_i , зарядом Z_i и массой M_{0i} ;

$\bar{R}_p\left(\frac{M_{0p}}{M_{0i}} E_i\right)$ - пробег протона с массой M_{0p} и с энергией $(M_{0p}/M_{0i})E_i$.

3. ЗАЩИТА ОТ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Защитой называют любую среду (материал), располагаемую между источником и зоной размещения персонала или оборудования для ослабления потоков ионизирующих излучений.

3.1 Классификация защит

Назначение защиты: биологическая, радиационная, тепловая.

Тип защиты: сплошная, теневая.

Компоновка защиты: гомогенная, гетерогенная.

Форма: плоская, цилиндрическая, сферическая.

Геометрия защиты: бесконечная, полубесконечная, барьерная, ограниченная.

3.2 Методы расчета защиты

Во всех методах расчета защиты, в той или иной степени, используются различные формы приближения кинетического уравнения переноса частиц

$$\text{div}[\vec{\Omega}\Phi_{E,\vec{\Omega},\vec{r}}] = -\mu\Phi_{E,\vec{\Omega},\vec{r}} + \int_{4\pi} d\Omega' \int_E^{E_0} \frac{d^2\mu}{d\Omega' dE'} \Phi_{E',\vec{\Omega}',\vec{r}} dE' + s_{E,\vec{\Omega},\vec{r}} \quad (3.1)$$

и (или) его упрощенных решений.

3.2.1 Нейтроны $E > 80$ МэВ, все Ω направлены вдоль оси x ,

$$\frac{d^2 \mu}{d\Omega' dE'} = \nu_E \mu_{in} \text{ не зависит от } E'$$

При этих условиях кинетическое уравнение можно записать следующим образом:

$$\frac{d\Phi_{E,x}}{dx} = -\mu_r \Phi_{E,x} + \nu_E \mu_{in} \int_E^{E_0} \Phi_{E',x} dE', \quad (3.2)$$

где ν_E - число вторичных нейтронов на единичный интервал энергии налетающего на ядро нейтрона и на одно неупругое взаимодействие; μ_{in} - линейный коэффициент ослабления в результате неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами, μ_r - линейный коэффициент ослабления (выведения) нейтронов с $E > 80$ МэВ. Решение (3.2) есть

$$\Phi_E = \Phi_0 \exp(-\mu_r x) [\delta(E_0 - E) + (\mu_{in} \nu_E (E_0 - E))^{1/2} I_1[2(\mu_{in} \nu_E (E_0 - E))^{1/2}]], \quad (3.3)$$

где Φ_0 - значение флюенса нейтронов энергии E_0 при $x = 0$, $\delta(E_0 - E)$ - дельта-функция, равная 1 при $E = E_0$ и равная 0 при $E \neq E_0$, а I_1 - функция Бесселя первого порядка мнимого аргумента.

Интегрирование по E дает величину флюенса нейтронов с $E > 80$ МэВ:

$$\Phi = \Phi_0 \exp(-\mu_r x) I_0[2(\mu_{in} \nu_E (E_0 - E))^{1/2}]. \quad (3.4)$$

Сравнение с экспериментальными результатами показывает, что $\mu_r = 0,77 \mu_{in}$; функционал при экспоненте часто называют фактором накопления $B(E_0, \mu_{in} x)$. При этих условиях (3.4) переписывается в виде

$$\Phi = B(E_0, \mu_{in} x) \Phi_0 \exp(-\mu_r x). \quad (3.5)$$

При $\mu_{in} x > 2$ значение фактора накопления для нейтронов в этом случае можно принять независимым от x . Значения длин ослабления $\lambda = 1/\mu_r$ и факторы накопления можно найти в [5]

Переход от флюенса нейтронов к дозе или керме можно выполнить с помощью коэффициентов кермы или дозы, представленных в НРБ-99, для подходящей энергии нейтронов.

Необходимую толщину защиты можно определить, построив график зависимости Φ от x согласно (3.5); допустимое значение Φ из НРБ-99 укажет на графике требуемую толщину защиты x . Иной способ определения требуемой толщины указан в конце раздела 3.2.3 (формулы 3.11 и 3.12).

3.2.2 Нейтроны с энергией менее 80 МэВ

В этой области нейтронов оценки прохождения нейтронов через защиту можно выполнять также с помощью (3.5), заимствуя значения длин ослабления и факторов накопления из справочников, например, [5].

Следует заметить, что при энергиях нейтронов ниже двух МэВ, возможно их значительное накопление в защите, в особенности в железе. Для предотвращения эффекта накопления в защиту вводят вещество, содержащее водород. С целью снижения накопления гамма-квантов, образующихся при захвате нейтронов водородом, в защиту добавляют бор.

3.2.3 Защита от фотонов

В отличие от нейтронов фактор накопления фотонов определен относительно непрореагировавших в защите фотонов с энергией E_0 :

$$B_i(\mu x) = \frac{\int_0^{E_0} \Phi_E(\mu x) \delta_{i,E} dE}{\Phi_{0,E_0}(\mu x) \delta_{i,E_0}}, \quad (3.6)$$

где индекс i относится к виду фактора накопления по регистрируемому эффекту; $\Phi_E(\mu x)$ - энергетическое распределение флюенса по толщине защиты x нерассеянного и рассеянного излучений; $\Phi_{0,E_0}(\mu x)$ - распределение флюенса по толщине защиты нерассеянного излучения; $\delta_{i,E}$ - коэффициент перехода от флюенса фотонов (частиц) к необходимой величине: $\delta_{ч,E} = 1$; $\delta_{э,E} = E$; $\delta_E = E\mu_{en}$; $\delta_{k,E} = E\mu_{tr}$ - для факторов накопления числового $B_{ч}$, энергетического $B_{э}$, дозового B_D и кермы B_k .

Факторы накопления, рассчитанные по экспозиционной дозе, поглощенной дозе в воздухе и воздушной керме, совпадают, если выполняются условия электронного равновесия и можно пренебречь тормозным излучением.

Для точечных изотропных источников в защитах из различных материалов в условиях бесконечной геометрии факторы накопления можно представить следующими формулами

$$B(\mu x) = 1 + a \mu x \exp(b \mu x). \quad (3.7)$$

$$B(\mu x) = A_1 \exp(-a_1 \mu x) + (1 - A_1) \exp(-a_2 \mu x) \quad (3.7)$$

Коэффициенты a , b , A_1 , a_1 , a_2 в формулах зависят только от E_0 и Z и приведены в справочной литературе.

Кинетическое уравнение переноса нерассеянного (непроявившегося) излучения в одномерном приближении , очевидно, есть

$$d\Phi_{E_0} = - \mu\Phi dx \quad (3.8)$$

Решение (3.8) есть $\Phi_{E_0} = \Phi_0 \exp(-\mu x)$, (3.9)

а доза рассеянных и нерассеянных фотонов есть

$$D(\mu x) = E_0 \mu_{\text{en}}(E_0) \Phi_{E_0} V_D(\mu x) / \rho = D_0(\mu x) V_D(\mu x). \quad (3.10)$$

Построив графики зависимости дозы фотонов от x для различных начальных энергий согласно (3.6), (3.10) и необходимого справочного материала, с помощью допустимых значений дозы из НРБ-99, определим требуемую толщину защиты x . В случаях когда зависимость D от x экспоненциальная, или может быть принята таковой, то необходимая толщина защиты d находится с помощью следующих формул:

- экспоненциальный закон ослабления имеет место по всей толщине защиты от $x = 0$ до $x = d$,

$$d = \lambda \ln(D_0 / D_d) \quad (3.11)$$

- экспоненциальный закон ослабления может быть принят в диапазоне от $x = l$ до $x = d$,

$$d = l + \lambda_r \ln[D_l / D_d], \quad (3.12)$$

где D_d - допустимая доза фотонов (частиц) согласно НРБ-99.

3.2.4 Защита от тормозного излучения электронов и бета-частиц

Выход тормозного излучения бета-частиц, R_β , МэВ/распад, при их прохождении через вещество с атомным номером Z можно описать феноменологической формулой (3.13).

$$R_\beta = 1,23 \cdot 10^{-4} (Z + 3) \sum_{i=1}^m E_{\beta_i}^2 n_{\beta_i} \quad (3.13)$$

Для моноэнергетических электронов, R_e , МэВ/распад, вычисляется из соотношения

$$R_e = 5,77 \cdot 10^{-4} Z \sum_{i=1}^m E_{e_i}^2 n_{e_i} \quad (3.14)$$

Здесь E_{β_i} и E_{e_i} - граничная энергия β -излучения и энергия моноэнергетических электронов i -й энергетической группы соответственно, МэВ; n_{β_i} , n_{e_i} - выход β -частиц и моноэнергетических электронов на один распад ядра соответственно; m - число энергетических групп β -частиц или моноэнергетических электронов в спектре излучения радионуклида.

Формулы (3.13) и (3.14) получены в предположении полного поглощения β -частиц и электронов в источнике. Энергетическое распределение

тормозного излучения приведено, например, в [2]. Для каждой энергетической группы фотонов j определяется флюенс фотонов на заданном расстоянии r от изотропного источника

$$\Phi_{j,o} = k_j R / (h\nu_j 4\pi r^2) \quad (3.15)$$

где k_j - доля фотонов группы j в спектре тормозного излучения [2], при этом $\sum_j k_j = 1$.

Для каждой группы фотонов определяется их доза за защитой согласно (3.6) - (3.10) и алгоритма их использования. Общая доза за защитой находится суммированием по всем группам фотонов и для всех распадов. Требуемая толщина защиты определяется согласно алгоритма, изложенного в разделе (3.2.3).

3.2.5 Защита от протяженных источников

Общий подход к решению таких задач состоит в выделении элементарного источника объемом dV , который можно рассматривать как точечный изотропный, записи выражения для дифференциального вклада в характеристику поля в точке детектирования (A) от элементарного источника dV и интегрировании полученного выражения по всему объему источника для определения полной характеристики поля. В частном случае изотропного моноэнергетического источника и пренебрежения в нем рассеянным излучением можно записать для дозы за защитой, D ,

$$D = \int_V \frac{D_{V,1} dV}{r^2} \exp(-\mu_s y) \exp(-\mu x) B_D(\mu x) \quad , \quad (3.16)$$

где $D_{V,1}$ - доза на единичном расстоянии от элементарного объема dV (при электронном равновесии см. формулу 1.17).

Этапы решения задачи защиты от внешнего воздействия ионизирующих излучений

1.Определение радиационных характеристик источников ионизирующих излучений (и. и.) – $\dot{N}_i(E, \vec{\Omega}, t)$

Цель: определить кратность снижения (K) вредного (нежелательного) воздействия и. и. в точке А:

$$K_{\Phi_A} = \frac{\dot{\Phi}_{E,A}}{\dot{\Phi}_{E,L}}, \quad K_{E_A} = \frac{\bar{E}_A}{E_L}, \quad K_{H_A} = \frac{\bar{H}_{T,A}}{H_{T,L}},$$

где $\dot{\Phi}_{E,A}$ - среднегодовая мощность флюенса частиц (фотонов) с энергией E в точке А, $\dot{\Phi}_{E,L}$ - допустимая среднегодовая мощность флюенса частиц (фотонов) с энергией E ; \bar{E}_A - среднегодовая эффективная доза в точке А, E_L - предел годовой эффективной дозы;
 $H_{T,L}$ - среднегодовая эквивалентная доза в органе в точке А, H_L - предел годовой эквивалентной дозы.

2. Анализ процессов взаимодействия ионизирующих излучений с веществом

Необходимой информацией для анализа являются сечения взаимодействия частиц (фотонов) с ядрами (атомами) и связь между их начальной и конечной энергией.

Цель: 1) Определение оптимального состава вещества защиты. 2) Получение входной информации для расчета защиты.

3. Расчет защиты

- на основе сравнительно точных решений уравнения переноса (метод МК, метод дискретных ординат и пр.) получают значения $\Phi_{E,\Omega}$ необходимые и достаточные для определения кратности ослабления и поисков оптимального состава защиты;

- на основе приближенных решений уравнений переноса (инженерные методы расчеты защиты) с использованием факторов накопления рассеянных фотонов или вторичных нейтронов получают значения Φ , E или H в зависимости от толщины защиты d . Допустимые значения, указанных величин, определяют необходимую толщины защиты на графиках $\Phi(d)$, $E(d)$ или $H(d)$. В простейших случаях экспоненциальной зависимости указанных величин d определяется с помощью следующей формулы

$$d = (1/\mu) \ln k = \lambda \ln k.$$

Перечень вопросов по курсу 'Физика защиты '

1. Какие способы снижения дозы облучения вы знаете?
2. Что называется источником ионизирующих излучений?

3. Нарисовать и записать формулой угловое распределение в случае - изотропного распределения ($f(\theta_0) = ?$)

- мононаправленного распределения ($f(\theta_0) = ?$).

Общая формула - $N(\theta_0) = N(2\pi) f(\theta_0)$

4. Написать формулу для флюенса от точечного изотропного источника.

5. Написать формулу для радиоактивного распада.

6. Определить активность 1мг ^{137}Cs ($T_{1/2} = 30$ лет).

7. Определить мощность кермы от источника кобальт-60 активностью 1 Бк на расстоянии 10 см от источника.

8. Какой поток позитронов вылетает из источника ^{65}Zn активностью 1000 Бк в телесный угол 2π .

9. С помощью формулы (2.1) показать, что

- энергия рассеянного назад фотона не может превышать 0,255 МэВ,

- энергия рассеянного под прямым углом фотона всегда меньше 0,511 МэВ.

10. Записать и сказать определение поперечного сечения.

11. Что является объектом-мишенью при прохождении вещества

- фотонами,

- нейтронами.

12. Вид зависимости отношения энергии упруго рассеянного нейтрона E_{el} к начальной энергии нейтрона E_0 от атомной массы ядра-мишени A .

13. В чем суть процесса захвата нейтрона.

14. Изобразить (качественно) зависимость сечения взаимодействия с атомами (ядрами)

- фотонов,

- нейтронов.

15. Из какого вещества целесообразно делать защиту от нейтронов в случае необходимости:

17.1 минимизации защиты по толщине:

- $E < 10^6$ эВ,

- $E < 2 \cdot 10^7$ эВ;

17.2 минимизации стоимости.

16. Из какого вещества целесообразно делать защиту от фотонов в случае необходимости:

18.2 минимизации защиты по толщине;

18.2 минимизации стоимости.

17. Изобразить кривые ослабления (качественно) в защите потока - моноэнергетических электронов,
- электронов от радионуклида.
18. Чему равен пробег альфа-частиц согласно формулы (2.8).
19. Изобразить кривые ослабления (качественно) в защите потока
- заряженных частиц,
- нейтральных частиц;
в чем принципиальное отличие этих кривых ослабления.
20. Этапы решения задачи защиты от внешнего воздействия ионизирующих излучений.
21. Сравните два отношения в одних и тех же условиях:
— отношение потока энергии рассеянных фотонов к потоку энергии первичных фотонов,
— отношение потока рассеянных фотонов к потоку первичных фотонов.
Какое из этих отношений больше? Почему?
22. С каким ядром нейтрон теряет в упругом столкновении максимальную энергию? Чему равна эта потеря?
23. Написать уравнение переноса незаряженных частиц в одномерном приближении без учета рассеянных частиц; какое его решение?
25. Для какой геометрии защиты фактор накопления имеет
— максимальное значение,
— минимальное значение
(при прочих равных условиях).