

Министерство образования и науки Российской Федерации
Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ»

Е.А. Крамер-Агеев, В.С. Трошин

ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

*Рекомендовано УМО "Ядерные физика и технологии"
в качестве учебного пособия
для студентов высших учебных заведений*

Москва 2011

УДК 621.039.58(075)
ББК 31.4н(я7)
К 78

Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. **Инструментальные методы радиационной безопасности: Учебное пособие.** – М.: НИЯУ МИФИ, 2011, 88 с.

Пособие отражает современные требования к дозиметрической и радиометрической аппаратуре. В краткой форме рассмотрены методы и устройства регистрации излучений и соответствие их отклика регламентированным диапазонам измеряемых величин и энергетической зависимости чувствительности. Ориентировано на студентов, обучающихся по специальности «Радиационная безопасность человека и окружающей среды». В зависимости от специализации читается ряд близких по направленности курсов, различающихся глубиной и объемом материала. Пособие будет полезно при изучении родственных курсов.

Составлено в соответствии с ФГОС по дисциплинам «Инструментальные методы радиационной безопасности» и «Проектирование радиометров и дозиметров».

Методической особенностью издания является текстуальное изложение материала, а графическое дополнение дается на лекциях, что повышает их посещаемость.

Подготовлено в рамках Программы создания и развития НИЯУ МИФИ.

Рецензент д-р техн. наук, профессор Самосадный В.Т.

ISBN 978-5-7262-1435-1

© Национальный исследовательский
ядерный университет «МИФИ», 2011

СОДЕРЖАНИЕ

| | |
|--|----|
| Предисловие | 4 |
| 1. Взаимодействие излучения с веществом (напоминание) | 7 |
| 2. «Тонкий» и «толстый» детекторы в дозиметрии косвенно-ионизирующего излучения | 9 |
| 3. Основные дозовые характеристики ионизирующих излучений | 15 |
| 4. Ионизационные дозиметры | 23 |
| 5. Сцинтилляционные дозиметры | 29 |
| 6. Термолюминесцентные и радиолюминесцентные дозиметры | 33 |
| 7. Полупроводниковые дозиметры | 38 |
| 8. Измерители дозы и мощности дозы с газоразрядными счетчиками | 43 |
| 9. Радиометры α - и β -излучений | 47 |
| 10. Радиометры нейтронов | 57 |
| 11. Специальные радиометры | 68 |
| 12. Дозиметры эквивалентной дозы нейтронов и других высокоэнергетичных тяжелых частиц | 71 |
| 13. Неопределенность результатов радиационного контроля | 75 |
| Список рекомендуемой литературы | 80 |
| Приложение. Вопросы для самоконтроля | 81 |
| Ответы на вопросы для самоконтроля | 87 |

ПРЕДИСЛОВИЕ

Курс «Дозиметрические и радиометрические приборы» впервые был поставлен в МИФИ директором СНИИП профессором В.В. Матвеевым и профессором Б.И. Хазановым в середине 60-х годов прошлого столетия. Курс состоял из двух неразрывных частей: разработка блоков детектирования и проектирование электронных схем. Тогда же стал создаваться лабораторный практикум по курсу, в котором было принято направление на активную форму обучения. Студент получает задание и список литературы. На основании изучения литературы и конспектов лекций он делает техническое предложение. Если оно реально и обосновано, студент допускается к экспериментальной проверке предложения. Студенты начинают ощущать возможность многовариантного решения поставленной задачи. Такая форма потребовала, чтобы лабораторные работы следовали за основной частью лекционного курса.

После того как В.В. Матвеев и Б.И. Хазанов завершили свою работу в МИФИ, чтение курса продолжили авторы учебного пособия (блоки детектирования и общая компоновка приборов) и профессор Н.Г. Големинов (электроника 4-го поколения).

Развитие специализаций потребовало создания модифицированных курсов: «Инструментальные методы радиационной физики», «Дозиметры и радиометры в радиационной безопасности» и др. Они различаются как объемом, так и направленностью. Для одних специализаций ставится задача подготовить будущего специалиста к разработке аппаратуры, для других – лишь грамотно выбрать аппаратуру и, возможно, ее частично модернизировать.

Опыт чтения курса в течение 30 лет указал на необходимость издания нового учебного пособия, отвечающего требованиям современных стандартов и методических указаний.

Многолетний опыт авторов позволяет сделать вывод: заметная, если не основная, часть студентов воспроизводит в тетрадях рисунки и выводы формул с классной доски. Что касается поясняющего текста, он отражается кратко, порой с ошибками. Твердо отстаивая свою позицию о приоритете очного обучения, авторы пришли к заключению, что учебник или учебное пособие должны быть краткими и необязательно охватывать все нюансы курса. Учебное пособие должно дополнять лекционный курс, но не воспроизво-

дить его полностью. Опыт многих авторов показал, что подробный учебник создает миф среди студентов, что лекции посещать не обязательно: книга всегда под рукой и может быть прочитана перед экзаменом. Исходя из всего изложенного выше, было принято решение дать текстуальную часть лекционного курса в его основных этапах. В конспекте исключен весь графический материал, он будет даваться во время чтения лекций. Исключены иллюстрации, они также даются во время чтения лекций. Выражаем убежденность, что такой способ поможет сохранить наполненность аудитории и повысит качество усвоения материала.

В учебном пособии ограничили рассмотрение блоков детектирования для дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений. В течение последних лет было поставлено несколько вариантов курса с различной глубиной проработки. Для будущих специалистов в области радиационной безопасности дается углубленный материал с тем, чтобы выпускник смог самостоятельно проектировать прибор.

Тех, кто специализируется в области биофизики, радиационной медицины, а также бакалавров курс лишь знакомит с грамотным выбором прибора для решения возникающих экспериментальных задач.

Данная книга является переработанным и обновленным изданием предыдущего учебного пособия с тем же названием, изданного в 2003 году. За прошедшие годы начало возрождаться ядерное приборостроение, появились новые руководящие документы: 103 Публикация МКРЗ, Нормы радиационной безопасности – НРБ-99/2009, положения которых необходимо было учесть в учебном пособии. Уточнены некоторые выводы и исправлены ошибки предыдущего издания.

Авторы выражают искреннюю благодарность профессору Н.Г. Големинову, доценту В.В. Костереву, внесшим определенный вклад в отдельные части курса, и З.М. Ивановой за помощь в подготовке учебного пособия.

1. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ С ВЕЩЕСТВОМ (напоминание)

Виды излучений

Прямоионизирующее излучение: заряженные частицы, а именно, электроны (β -частицы), ядра гелия (α -частицы), протоны (обычно продукт взаимодействия нейтронов с мягкой биологической тканью, водой, полиэтиленом и т.д.), μ -мезоны.

Косвенно ионизирующее излучение: незаряженные частицы, а именно, фотоны (γ -кванты), нейтроны (они взаимодействуют с веществом, в результате образуются заряженные частицы, которые и производят ионизацию).

Виды взаимодействия заряженных частиц с веществом

Пусть на блок вещества (например, биологической ткани) падает поток заряженных частиц.

Электроны. При высокой скорости электронов возникает световое излучение Вавилова–Черенкова. Условие возникновения излучения – $n\beta_e > 1$ (n – коэффициент преломления света; β_e – скорость электрона, деленная на скорость света в вакууме, $\beta_e^2 = 1 - (1 + 1,96E_e)^{-2}$, E_e – МэВ. Число фотонов, рожденных на 1 см, оценивается по упрощенной формуле:

$$\frac{dN_\Phi}{dx} = 450 \cdot \left[1 - \frac{1}{n^2 \cdot \beta_e^2} \right].$$

Потери энергии на излучение Вавилова–Черенкова ничтожно малы в интересующей нас области энергий. Действительно, пусть $\beta \leq 1$, $n = 1,8$ (для CsI), тогда на единице пути (см) образуется $450 \cdot 0,69 = 311$ фотонов света; при энергии фотонов $\sim 2,5$ эВ потери энергии составят 725 эВ для энергии электрона 3 МэВ, т.е. 0,026 % от начальной энергии электрона.

Основные потери энергии связаны с ионизацией, которая на каждом малом отрезке пути характеризуется удельной передачей энергии $\frac{dE}{dx}$, которая имеет сложную зависимость от энергии элек-

трона, отношения $\frac{Z}{A}$ среды, потенциала ионизации. За счет упругого рассеяния образуются как электроны малых энергий, не способные к ионизации среды, так и электроны с высокой энергией, способные к ионизации, так называемые δ -электроны.

Соотношение между первичной и полной ионизацией зависит от энергии электронов: при $E = 1-10$ МэВ оно равно 2; при 0,1 МэВ – 4; при 0,025 МэВ – 5. Таким образом, роль вторичных энергичных (дельта) электронов особенно сильна при малых энергиях первичного электрона.

Поток моноэнергетических электронов ослабляется по эмпирическому закону:

$$N(x) = N_0 \cdot \left(1 - \frac{x}{R_3}\right),$$

где R_3 – точка пересечения оси x при экстраполяции кривой ослабления прямой линией.

$$R_3 \approx 0,16Z^{-0,2} \cdot \left[\sqrt{25E^2 + 1} - 1\right]; \quad 0,03 \leq E \leq 3,0 \text{ МэВ}.$$

Другая формула:

$$R_3 \approx 0,52E - 0,09; \quad 0,05 \leq E \leq 3,0 \text{ МэВ}, \quad R_3 - [\text{г/см}^2].$$

При упругом рассеянии в поле ядра и электронов может произойти резкое изменение вектора скорости электрона, что сопровождается тормозным излучением. При полном торможении в среде электрона с энергией E [МэВ] доля энергии тормозного излучения составит

$$\omega = \frac{2 \cdot 10^{-4} \cdot (1,96E + 2) \cdot Z}{1 + 0,35 \cdot \lg\left(\frac{82}{Z}\right)}.$$

Эта формула получена Ву в 1941 г.

Тяжелые частицы (протоны и α -частицы) из-за большой массы при упругом взаимодействии с электронами среды почти не отклоняются. В первом приближении их число вдоль трека не убывает.

Важно отметить, что за толщину вещества, равную R_{\max} , ни протоны, ни α -частицы не проходят. Зависимость R от энергии E носит

сложный характер. При энергиях более $1 \div 2$ МэВ $R = kE^m$, где $m = 1,5 \div 1,8$. Значение $\frac{dE}{dx}$ для протонов и α -частиц в сотни и тысячи раз больше, чем для электронов.

Зависимость от энергии частиц имеет сложный характер. Для α -частиц при $E \sim 1$ МэВ наблюдается максимум $\frac{dE}{dx}$, достигающий $2,3 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ для легких сред и $0,35 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ для тяжелых сред (золото). При энергиях менее 1 МэВ $\frac{dE}{dx}$ уменьшается из-за эффекта перезарядки.

Для протонов максимум находится при $E=0,25$ МэВ и равен $\sim 0,67 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^2/\text{мг}$ в воде.

Прохождение фотонов через вещество

Фотоэффект. При фотоэффекте образуются электроны с энергией $E_e = E_\gamma - w_K$ или w_L , w_K – энергия связи электрона с атомом на K или L оболочках. w_K растет при увеличении Z , для Fe w_K равно $\sim 7,5$ кэВ, для Pu ~ 120 кэВ.

Комптон-эффект. Рассеяние фотонов на электронах атомов среды. Энергия первичного фотона передается электрону и рассеянному фотону. Однако часто в оценках считают спектр вероятным от 0 до E_{\max} ;

$$E_{\max} \approx \frac{E_\gamma}{1 + \frac{m_0 c^2}{2E_\gamma}} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{0,25}{E_\gamma}}$$

Различают коэффициенты μ_s ; μ_a , которые характеризуют передачу энергии от потока первичных фотонов к рассеянным фотонам и электронам. Значения μ_a и $\mu_s \sim Z$. Зависимость μ_a от E_γ проходит через максимум при $E_\gamma = 0,03$ МэВ.

Образование пары электрон-позитрон. Физический порог эффекта образования пар – 1,02 МэВ. В грубом приближении энергия

фотона за вычетом энергии, пошедшей на образование электрона и позитрона, делится между компонентами равновероятно.

При прохождении электронов часть энергии тратится не только на ионизацию, но и на тормозное излучение. Потери на тормозное излучение возрастают при увеличении E_e и Z среды.

При прохождении фотонов ^{60}Co в воде образовавшиеся электроны расходуют на тормозное излучение только 0,5 % начальной энергии электрона. Наряду с линейной передачей энергии электронов L употребляется термин «тормозная способность» S . В тормозную способность включены потери на тормозное излучение.

Аналогично введены термины μ_{tr} – коэффициент передачи энергии фотона электронам среды – и μ_{en} – коэффициент поглощения энергии, в котором отброшены потери на тормозное излучение:

$$\mu_{tr} = \mu_{\phi} + \mu_a + \mu_n;$$

$$\mu_{en} = \mu_{tr} \cdot (1 - \omega),$$

где ω – доля энергии образовавшихся электронов, растроченная на тормозное излучение.

2. «ТОЛСТЫЙ» И «ТОНКИЙ» ДЕТЕКТОРЫ В ДОЗИМЕТРИИ КОСВЕННО ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Проанализируем некоторые данные для воды (табл. 2.1).

Таблица 2.1

Максимальные пробеги электронов
и коэффициенты ослабления фотонов

| E_{γ} , энергия фотона, МэВ | R_e , max максимальный пробег электрона, г/см ² | μ_{tot} , массовый коэффициент ослабления, см ² /г | $R_e \cdot \mu_{tot}$ |
|------------------------------------|--|---|-----------------------|
| 0,05 | $3,6 \cdot 10^{-3}$ | 0,21 | $7,6 \cdot 10^{-4}$ |
| 0,10 | $1,2 \cdot 10^{-2}$ | 0,17 | $2,0 \cdot 10^{-3}$ |
| 0,5 | $1,6 \cdot 10^{-1}$ | 0,010 | $1,6 \cdot 10^{-3}$ |
| 1 | $4,0 \cdot 10^{-1}$ | 0,071 | $2,8 \cdot 10^{-2}$ |
| 3 | 1,45 | 0,040 | $6,6 \cdot 10^{-2}$ |

На длине пробега электронов ослабление пучка фотонов не превысит 6 % даже для $E_\gamma = 3$ МэВ. Однако при толщине пластины $\leq R_{\max}$, будет заметна утечка энергии за счет выхода вторичных электронов.

Оценим толщину детектора, в котором утечкой энергии можно пренебречь, если она не превышает ~ 5 %.

Рассмотрим пластину толщиной t , на которую падает поток фотонов с энергией E . Оценим утечку энергии электронов в заднее полупространство. Заднюю границу пластины примем за начало координат. Утечка возможна из глубины $x \leq R_{\max}$, $\mu R_{\max} \ll 1$, $\phi_\gamma(0 \div R_m) \approx \text{const}$. Тогда

$$\phi_\gamma(\mu \cdot dx) \cdot \frac{dE}{E_{\max}} \cdot \left(1 - \frac{x}{R(E)}\right) \cdot E \cdot \left(1 - \frac{x}{R(E)}\right) = dw_e.$$

Здесь предполагается преобладание комптон-рассеяния, в грубом приближении спектр электронов равномерен в диапазоне $0 - E_{\max}$. Число электронов уменьшается, как $\left(1 - \frac{x}{R}\right)$, а их средняя энергия уменьшается, как $E \left(1 - \frac{x}{R}\right)$, R – пробег электронов с энергией E .

$$w = \int_0^{E_{\max}} \int_0^{R_{\max}} \phi_\gamma \cdot \mu \cdot dx \cdot \frac{dE}{E} \cdot \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2 \approx \int_0^{R=R_{\max}} \int_0^{x=R} \phi_\gamma \cdot \mu \cdot dx \cdot \frac{R}{R_{\max}} \cdot \frac{R}{\rho} \cdot \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2,$$

где $\rho \approx \frac{R}{E}$ (грубое предположение).

$$w = \frac{\phi_\gamma \cdot \mu}{\rho \cdot R_m} \cdot \left(\frac{R^3}{9}\right) \Big|_0^{R_{\max}} = \frac{\phi_\gamma \cdot \mu \cdot R_{\max} \cdot E_{\max}}{9} = \frac{2}{9} \cdot \phi_\gamma \cdot \mu \cdot R_{\max} \cdot \bar{E}.$$

Таким образом, из слоя, равного R_{\max} , уходит энергия $\approx \frac{2}{9} w_{tr}$ (w_{tr} – переданная электронам энергия). Из слоя $t - 2R_{\max}$ утечка

составит $\frac{1}{9}w_{tr}$, из слоя $t = 4R_{\max} - \frac{1}{18}w_{tr}$ и т.д. Следовательно, чтобы пренебречь утечкой энергии электронов с погрешностью $\sim 5\%$, толщина слоя должна превышать $\sim (4 \div 6)R_{\max}$.

Похожие оценки были сделаны Бауэрлайном относительно того, что считать тонким детектором. Если средний размер детектирующего объема $\bar{x} \leq 0,15R_{\max}$, то такой детектор считается тонким и помещенный в среду он не искажает угловое и энергетическое распределения электронов, созданных гамма-излучением в этой среде:

$$\bar{x} = \frac{4V}{S} \rho,$$

где V – объем детектирующего слоя, S – его поверхность, ρ – плотность, г/см^2 .

Действительно, рассмотрим сферическую полость в среде. Выход электронов с учетом их замедления примерно $\sim \cos \alpha$. Тогда

$$\begin{aligned} \bar{x} &= \frac{\int x \cos \alpha \cdot d\Omega}{\int \cos \alpha \cdot d\Omega} = \frac{\int D \cdot \cos^2 \alpha \cdot d \cdot \cos \alpha \cdot 2\pi}{\int \cos \alpha \cdot d \cdot \cos \alpha \cdot 2\pi} = \frac{2}{3} \cdot D = \\ &= \frac{2}{3} \cdot \frac{6V}{S} = \frac{4V}{S}. \end{aligned}$$

Таким образом, под «толстым» детектором для прямо ионизирующего излучения будем понимать детектор толщиной больше пробега заряженных частиц, а для косвенно ионизирующего излучения – детектор толщиной больше $(5 \div 6)R_{\max}$. Заметим, что при условии $5R_{\max}$ значение $5\mu R_{\max}$ не превышает 0,10 для энергий фотонов меньше 1,0 МэВ, а для 3 МэВ – 0,17. Это означает, что в толще такого детектора ослабление пучка первичного излучения не превышает 10 или 17 %.

«Тонким» детектором будем называть детектор прямо ионизирующего излучения, толщина которого много меньше R_{\max} . «Тонкий» детектор косвенно ионизирующего излучения должен иметь толщину не более $0,15R_{\max}$.

«Толстый» детектор прямо ионизирующего излучения измеряет энергопоглощение тока ионизирующего излучения, а «тонкий» детектор – энергопоглощение потока излучения, т.е. дозу.

Пусть в плоскопараллельный пучок прямо ионизирующего излучения помещен плоский «тонкий» детектор, поверхность которого перпендикулярна пучку. Тогда энергопоглощение будет равно $w = S \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right) \cdot h$ (h – толщина детектора, S – площадь детектора).

Повернем детектор на угол α , тогда поток частиц, пересекающих детектор, уменьшается в $\cos \alpha$ раз, а длина пути увеличится в $1 / \cos \alpha$ раз, т.е.

$$w = S \cdot \cos \alpha \cdot \frac{dE}{dx} \cdot \frac{h}{\cos \alpha} = S \cdot h \cdot \left(\frac{dE}{dx} \right).$$

Энергопоглощение остается инвариантным. Для косвенно ионизирующего излучения, если $\mu h \ll 1$, детектор измеряет поглощенную энергию потока соответствующих частиц.

Рассмотрим «толстый» детектор косвенно ионизирующего излучения, помещенный в коллимированный пучок, например, фотонов с плотностью потока φ . Тогда мощность энергопоглощения будет равна

$$\dot{w} = \varphi \cdot E \cdot S \cdot \left(1 - e^{-\mu h} \right) \cdot \frac{\mu_{en}}{\mu},$$

где φ – плотность потока, $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$; E – энергия фотонов, МэВ; μ – полный коэффициент ослабления потока фотонов; $(1 - e^{-\mu h})$ – вероятность поглощения или изменения энергии фотона в детекторе толщиной h ; $\frac{\mu_{en}}{\mu}$ – вероятность поглощения энергии в актах взаимодействия; S – площадь детектора, см^2 .

Обычно $\mu \cdot h < 1$, поэтому разложим $e^{-\mu h}$ ряд, сохраняя три первых члена. Тогда

$$\dot{w} = \varphi \cdot s \cdot E \cdot \mu_{en} \cdot h \cdot \left(1 - \frac{\mu \cdot h}{2} \right) = \dot{D}_\gamma \cdot M \cdot \left(1 - \frac{\mu \cdot h}{2} \right).$$

При уменьшении энергии фотонов в интересующем нас диапазоне энергий (менее 10 МэВ) величина μ растет, а $\left(1 - \frac{\mu \cdot h}{2} \right)$ уменьшается. Нас интересует поглощенная доза в мягкой биологии-

ческой ткани или в воде. Если толстый детектор будет изготовлен из идеального тканеэквивалентного материала, то измеренная мощность энергосвечения будет меньше мощности поглощенной дозы для малых энергий фотонов.

Рассмотрим «тонкий» детектор, погруженный в какую-либо среду, толщина которой больше R_{\max} . За счет взаимодействия косвенно ионизирующего излучения в среде возникают вторичные электроны. Их спектр приближенно обратно пропорционален тормозной способности вещества S . Если пренебречь тормозным излучением, то $S \approx \frac{dE}{dx}$.

Вероятность поглощения энергии вторичных электронов в «тонком» детекторе массой M будет пропорциональна $S_{\text{дет}}$. Как было показано Брэггом и Греем в этом случае

$$\dot{w} = \dot{D}_{\text{сп}} \cdot M \cdot \left(\frac{S_{\text{дет}}}{S_{\text{сп}}} \right).$$

Здесь значение отношений тормозных способностей должны быть усреднены по действующему спектру электронов. Однако для сред, близких по составу или по $Z_{\text{эф}}$, указанное отношение остается постоянным с погрешностью $\pm 5\%$ в диапазоне энергий электронов от 10 кэВ до 3 МэВ. Например, это отношение для моноэнергетических электронов изменяется не более чем на $\pm 5\%$ для полиэтилена, воды, мягкой биологической ткани и воздуха, менее 3% – для пары алюминий-воздух и 1,5% – для пары биологическая ткань-гелий.

Обобщая, приходим к заключению, что измеренная величина мощности энергосвечения \dot{w} связана с мощностью поглощенной дозы соотношением

$$\dot{D}_{\text{дет}} = \frac{\dot{w}}{M} \cdot f,$$

где $f = \frac{(\mu_{\text{en}})_{\text{эт}}}{(\mu_{\text{en}})_{\text{дет}}}$ для «толстого» детектора косвенно ионизирующего излучения (но $\mu \cdot h \ll 1$) и $\frac{(dE/dx)_{\text{сп}}}{(dE/dx)_{\text{дет}}}$ для «тонкого» детек-

тора в среде (эт, дет, ср – эталон среды, детектор, среда, соответственно).

Примерами «тонкого» детектора являются стеночная ионизационная камера, тонкопленочный химический дозиметр, $p-n$ переход в диоде. Примерами «толстого» детектора могут быть сцинтилляционный дозиметр, «толстый» термолюминесцентный детектор. Самым сложным является промежуточный случай, когда детектирующий слой не тонок, а окружающая его среда недостаточно толстая.

Используем степенное приближение зависимости пробега электронов R от их энергии E . В ограниченном диапазоне энергий от 0,01 до 1,5 МэВ $R \sim E^{1,64}$; такое представление точнее, чем прямая пропорциональность, но уступает по точности выше приведенной формуле В.Ф. Баранова. С другой стороны, степенная зависимость облегчает расчеты. При комптоновском процессе взаимодействия можно в общем виде записать выражение для притока энергии из окружающей среды в детектор и утечки энергии из объема детектора:

$$w_k = \iint_{E x} \Phi \mu_k S dx \frac{dE}{E_{\max}} E \left(1 - \frac{x}{R(E)}\right)^2,$$

где Φ – флюенс фотонов, μ_k – массовый коэффициент ослабления при комптоновском рассеянии, S – площадь детектора, E_{\max} – максимальная энергия комптоновских электронов.

Введем $E = aR^m$, $dE = amR^{m-1}dR$, тогда

$$w_k = \iint_{R x} \frac{D_{H_2O} \mu_k S}{\mu_{en, H_2O} E_\gamma} \cdot \frac{R^{m-1} dR}{R_{\max}^m} \cdot aR^m \left(1 - \frac{x}{R}\right)^2 dx dR.$$

Если R_{\max} меньше толщины детектора h , то, взяв интеграл по x от 0 до R и по R от 0 до R_{\max} , получим

$$w_k = \Phi(E) S \mu_k \frac{amR^{m-1}}{3(2m-1)} = D_{H_2O} \frac{\mu_k}{\mu_{en, H_2O}} \cdot \frac{E_{\max}}{E_\gamma} \cdot \frac{m}{2m+1} \cdot \frac{R_m}{3} \cdot S.$$

В случае если пробег электрона превышает толщину детектора, в нем поглотится только часть энергии электронов, выходящих из окружающей среды, например из кассеты или окружающего детектор экрана. Спектр комптоновских электронов разобьем на 2 части:

от 0 до h и от h до R_{\max} . Вся энергия входящих в детектор электронов в первом случае будет поглощена в детекторе (w_1); во втором случае необходимо учесть утечку энергии, вносимой из среды. Поглощенная энергия в детекторе (w_2), вносимая электронами, рожденными с энергией E на расстоянии x от передней грани детектора, будет определяться выражением $E \left[\left(1 - \frac{x}{R}\right)^2 - \left(1 - \frac{x+h}{R}\right)^2 \right]$.

Необходимо учесть вклад в поглощенную энергию w_3 от электронов, рожденных на расстоянии от $R - h$ до R . Энергия электронов в этом случае поглощается в детекторе.

$$w_1 = D_{\text{H}_2\text{O}} \cdot S \cdot h \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\text{en},\text{H}_2\text{O}}} \cdot \frac{E_{\max}}{E_\gamma} \cdot \frac{m}{3(2m+1)} \cdot z^{2m};$$

$$w_2 = D_{\text{H}_2\text{O}} \cdot S \cdot h \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\text{en},\text{H}_2\text{O}}} \cdot \frac{E_{\max}}{E_\gamma} \cdot m \left[\frac{1}{2m} - \frac{z}{2m+1} + \frac{z^{2m}}{2m(2m-1)} \right];$$

$$w_3 = D_{\text{H}_2\text{O}} \cdot S \cdot h \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\text{en},\text{H}_2\text{O}}} \cdot \frac{E_{\max}}{E_\gamma} \cdot \frac{m}{(2m-1)} \cdot [z^2 - z^{2m}].$$

Здесь буквой z обозначено отношение h/R_{\max} .

Наконец, надо учесть утечку энергии из детектора, уносимой электронами, созданными в самом детекторе:

$$w_4 = D_{\text{H}_2\text{O}} \cdot \frac{\mu_k}{\mu_{\text{en},\text{H}_2\text{O}}} \cdot \frac{E_{\max}}{E_\gamma} \cdot S \cdot h \cdot m \times$$

$$\times \left[\frac{1}{2m} - \frac{z}{2m-1} + \frac{z^2}{6(m-1)} - z^{2m} \left(\frac{1}{2m} - \frac{1}{2m-1} + \frac{1}{6(m-1)} - \frac{1}{2m+1} \right) \right].$$

3. ОСНОВНЫЕ ДОЗОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Поглощенная энергия излучения w

Под поглощенной энергией понимают выражение $w_{\text{ir}} = w_1 - w_2 + \sum Q$, где w_1 – энергия всех частиц без учета энергии

покоя, входящих в элементарный объем; w_2 – энергия всех выходящих частиц; $\sum Q$ – сумма всех изменений энергий (уменьшение – со знаком «+», увеличение – со знаком «-»), связанных с изменением масс покоя при любых ядерных превращениях, происходящих в рассматриваемом объеме.

Поглощенная доза D и мощность дозы \dot{D}

Поглощенная доза излучения D – основная дозиметрическая величина. D – отношение средней энергии dw_{tr} , переданной ионизирующим излучением веществу в элементарном объеме, к массе dm вещества в этом объеме: $D = dw/dm$.

Мощность поглощенной дозы \dot{D} – отношение приращения ΔD поглощенной дозы к интервалу времени Δt : $\dot{D} = dD/dt$.

В СИ единицей поглощенной дозы является Грей – 1 Гр (1Gy) численно равен отношению 1 Дж на 1 кг. В расчетах иногда удобнее использовать единицу энергии МэВ, а единицу массы – 1 г, тогда связь с поглощенной дозой в СИ: $1 \text{ МэВ/г} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ Гр}$.

За единицу времени в СИ принимают 1 с, для радиационной безопасности в обычных условиях удобнее использовать значение мощности поглощенной дозы в мкГр/ч, а в аварийных условиях – мГр/ч независимо от размера единицы.

Исходя из требований эргономики, диапазон измеряемых мощностей доз или доз должен находиться в пределах 0,1–1000 используемой величины.

Керма K

Отношение суммы всех начальных кинетических энергий dE_k всех заряженных ионизирующих частиц, образовавшихся под действием косвенно ионизирующего излучения в элементарном объеме вещества к массе вещества в этом объеме, dm : $K = dE_k/dm$.

Для фотонов $\dot{K} = \mu_{tr} \cdot \bar{E} \cdot \Phi$, где $\mu_{tr} = \frac{\mu_{en}}{1 - \omega}$.

Для воды, мягкой биологической ткани и наиболее используемого диапазона энергий разница между μ_{tr} и μ_{en} пренебрежимо мала.

Единицы кермы и поглощенной дозы одинаковы.

Экспозиционная доза X

$X = \frac{dQ}{dm}$ (Кл/кг), где dQ – суммарный заряд всех ионов одного знака, созданных в воздухе, когда все электроны и позитроны, рожденные фотонами в элементарном объеме воздуха с массой dm , полностью остановились.

Существует старое, вышедшее из употребления определение внесистемной единицы экспозиционной дозы – рентген (P). Рентген есть такое количество гамма- или рентгеновского излучения, при котором в 1 см^3 воздуха при нормальных условиях создается 1СГСЭ единица электричества. $1P = 2,58 \cdot 10^{-4}$ Кл/кг (точно) или $1 \text{ Кл/кг} \approx 3,88 \cdot 10^3 P$.

Парк старых приборов проградуирован в единицах «рентген», переход к СИ был сделан, но единица $A/\text{кг}$ оказалась неудобной на практике.

Рассмотрим энергетические эквиваленты экспозиционной дозы. Учтем стандартизованные значения энергии, расходуемой на образование пары ионов – 33,85 эВ. Пусть доза в воздухе равна 1 Гр, тогда $1 \text{ Гр} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} = \frac{1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}}{33,85 \cdot 1,6 \cdot 10^{-19}} = 0,0295 \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}$.

При дозе 1 Гр в биологической ткани доза в воздухе из-за меньшей концентрации электронов будет меньше примерно на 10 %, и тогда ей будет соответствовать экспозиционная доза, равная 0,0266 Кл/кг. С другой стороны, экспозиционной дозе 1 P соответствует керма в воздухе, равная 0,0088 Дж/кг, или в воде – 0,0097 Дж/кг. Следовательно, с погрешностью 3 % можно считать, что доза 1 P эквивалентна керме или поглощенной дозе в биологической ткани сГр. Поэтому парк приборов, градуированных в единицах P , с поправкой 0,01 может быть применен для оценки кермы или поглощенной дозы в биологической ткани или в воде.

Кстати, стандартный состав биологической ткани таков: $O - 76,2\%$; $C - 11,1\%$; $N - 2,6\%$; $H - 10,1\%$.

Эквивалент дозы H

Для оценки воздействия различных видов излучения на человека при хроническом облучении были введены понятия *эквивалент дозы* и *эквивалентная доза*.

В качестве эталонного (опорного) излучения было принято тормозное излучение, создаваемое электронами с энергией 200 кэВ, или излучение ^{60}Co . Отношение поглощенных доз различных видов излучения при равенстве биологических эффектов получило название относительной биологической эффективности (ОБЭ).

Экспертная оценка ОБЭ по канцерогенным эффектам привела к появлению декретированного коэффициента качества «к», связанного с линейной передачей энергии – ЛПЭ.

Эквивалент дозы равен $H = Q(L) \cdot D$.

Коэффициент качества безразмерен, но единица дозового коэффициента получила специальное название Зиверт (Зв). Коэффициент качества для электронов принят за 1.

Следует иметь в виду, что минимальное значение ЛПЭ создают электроны с энергией 1÷3 МэВ, оно равно 1,85 кэВ/мг/см². Максимальное значение ЛПЭ, созданное α -частицами с энергией 0,8 ÷ 1,1 МэВ, равно 2,3 МэВ/мг/см². Для α -частиц коэффициент качества $Q = 20$.

Эквивалентная доза H

Термин «эквивалент дозы» фактически характеризует первичный поток частиц без учета их ослабления и рассеяния в ткани. Дальнейшее приближение к реальной картине взаимодействия излучения с биологической тканью нашло отражение в понятии «*эквивалентная доза*» (H_T):

$$H_T = \sum_R D_{T,R} \cdot w_R,$$

где $D_{T,R}$ – доза, созданная потоком частиц типа R в органе или ткани T ; w_R – взвешивающие коэффициенты, по смыслу близкие к

коэффициенту качества, но учитывающие действующий спектр частиц. По-прежнему, для электронов, фотонов, мезонов $w_R = 1$, для α -частиц, ядер отдачи $w_R = 20$, для протонов $w_R = 2$. Для нейтронного излучения используется групповое разбиение по энергиям и w_R изменяется от 5 до 20. Максимум наблюдается при $E_n = 1 \div 2$ МэВ.

Эффективная эквивалентная доза E

E учитывает радиационную чувствительность отдельных органов, w_T :

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T .$$

Сумма w_T по всем органам равна единице.

В принципе, эффективная доза – величина непосредственно не измеряемая. Нет эталонов и систем передачи размерности этой единицы. Поэтому было предложено использовать так называемые операционные величины: амбиентный эквивалент дозы – для проникающего излучения, направленный эквивалент дозы – для слабо проникающего излучения, индивидуальный эквивалент дозы – для всего тела, кожи, хрусталика глаза.

Под амбиентным эквивалентом дозы $H^*(d)$ понимают дозовый эквивалент в шаровом тканеэквивалентном фантоме, облучаемом мононаправленным потоком проникающего излучения, измеренный на глубине $d = 10$ мм от облучаемой поверхности. Направленный эквивалент дозы определяется в том же фантоме, но на глубине 0,07 мм (доза в коже) и 3 мм (доза в хрусталике глаза). Диаметр шара 30 см.

Для определения групповой эквивалентной дозы, инспекционных проверок радиационных условий труда и жизни приборы дозиметрического контроля должны иметь энергетическую зависимость чувствительности аналогичную амбиентному эквиваленту дозы.

Для определения индивидуальной дозы энергетическая зависимость чувствительности дозиметра должна быть подобна энергетической зависимости индивидуального эквивалента дозы.

Под индивидуальным эквивалентом дозы $H_p(d)$ понимают дозовый эквивалент, создаваемый на поверхности плоского фантома

толщиной 300 мм за экраном толщиной (d_i) 10 мм (доза проникающего излучения) или 0,07 мм (доза в коже), или 3 мм (доза в хрусталике глаза).

Требований к направлению потока излучения не предъявляется. Рекомендации по толщине детектора ($d_{дет}$) приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Рекомендуемые параметры дозиметра в зависимости от d и $d_{дет}$

| Определяемая величина | Вид излучения | d , мм | $d_{дет}$, мм |
|-----------------------|----------------|----------|----------------|
| $H_p(10)$ | γ, n | 10 | 1 ÷ 5 |
| $H_p(0,07)$ | γ, n, e | 0,05 | 0,05 |
| $H_p(3)$ | γ, e | 3 | 0,5 ÷ 0,8 |
| $D_p(10)$ | γ | 10 | 1 ÷ 5 |

Примечание. Последняя строка относится к аварийным случаям, единица $D(10)$ – мГр.

В том и другом случае в создании поглощенной дозы участвует как прямо проникающее излучение, так и отраженное от фантома излучение, что приближает условия измерения к реальной ситуации. Были проведены расчеты амбиентной дозы, индивидуального эквивалента дозы, экспозиционной дозы и эффективной дозы. Результаты представлены в табл. 3.2.

Другим, может быть более важным, типом радиационного контроля является индивидуальный дозиметрический контроль (ИДК).

Таблица 3.2

Относительный ход энергетических зависимостей отношений амбиентного эквивалента дозы к эффективной дозе и к экспозиционной дозе

| E_γ , МэВ | 0,01 | 0,015 | 0,05 | 0,1 | 0,662 | 1,0 | 2,0 |
|-----------------------|------|-------|------|------|-------|------|------|
| $\frac{H^*(0)}{E}$ | 1,04 | 5,49 | 1,28 | 1,0 | 1,0 | 0,99 | 0,97 |
| $\frac{H^*(0,07)}{X}$ | 0,79 | 0,83 | 1,27 | 1,28 | 1,0 | 1,11 | 1,09 |
| $\frac{H^*(10)}{X}$ | 0,08 | 0,28 | 1,38 | 1,39 | 1,0 | 0,97 | 0,96 |

Индивидуальный дозиметрический контроль целесообразен в нормальных условиях, если исследования показывают, что годовая доза внешнего облучения фотонами выше $0,5 \div 1$ мЗв, а эффективная доза от других источников выше $1 \div 5$ мЗв. Между верхним и нижним пределами индивидуальный дозиметрический контроль может вводиться или не вводиться в зависимости от конкретной обстановки. Для хрусталика глаза и кожи индивидуальный контроль безусловно необходим при эквивалентной дозе не менее 50 мЗв.

Для текущего индивидуального контроля внешнего облучения установлены следующие пределы:

- облучение всего тела нейтронами и фотонами – $H_p(10) = 0,1 \div 500$ мЗв;
- облучение кожи нейтронами, фотонами, электронами – $H_S = 2 \div 5000$ мЗв;
- облучение хрусталика глаза фотонами и электронами – $H_L = 0,5 \div 1500$ мЗв.

Корпус индивидуальных дозиметров и кассет не должен превышать 15 см в длину, см в ширину и 3 см по толщине; масса дозиметра – до 200 г (раньше допускалась масса 500 г). Для измерения доз на открытых участках тела, кроме кистей рук, дозиметр должен иметь диаметр не более 4 см. Особо следует остановиться на переходе от измеренных индивидуальных доз $H_p(d)$ к эффективной дозе. Результаты расчетов, проверенных в некоторых «базовых» экспериментах, представлены в табл. 3.3.

Таблица 3.3

Соотношение доз, сЗв/Р

| E_γ , МэВ | 0,01 | 0,05 | 0,08 | 0,6 | 1,0 | 2,0 |
|-------------------------|-------|-------|-------|------|------|------|
| $\frac{H_E}{X}$ | 0,006 | 0,96 | 1,24 | 0,89 | 0,87 | 0,86 |
| $\frac{H_L}{X}$ | 0,26 | 1,23 | 1,35 | 1,02 | 0,97 | 0,91 |
| $\frac{H_S}{X}$ | 0,83 | 1,33 | 1,40 | 1,04 | 1,01 | 0,99 |
| $\frac{H_L[E]}{X[H_L]}$ | 0,035 | 0,166 | 0,181 | 0,14 | 0,13 | 1,22 |

| | | | | | | |
|-------------------------|-------|-------|-------|-------|-------|-------|
| E_γ , МэВ | 0,01 | 0,05 | 0,08 | 0,6 | 1,0 | 2,0 |
| $\frac{H_S[E]}{X[H_S]}$ | 0,033 | 0,054 | 0,056 | 0,042 | 0,041 | 0,040 |

Примечание. Две последние строчки дают взвешенный результат, учитывающий предельные уровни облучения всего тела (E), хрусталика глаза (H_L) и кожи (H_S) в передне-задней проекции.

Более подробные данные позволяют установить, что облучение кожи создает лидирующее значение при энергиях фотонов ниже 10 кэВ, хрусталика глаза – от 10 до 20 кэВ, при больших энергиях вклад в дозу определяется поглощенной энергией во внутренних органах человека с учетом их радиочувствительности.

Из табл. 3.3 следует, что экспозиционная доза с погрешностью не более 24 % может служить мерой эффективной дозы для фотонов с энергиями выше 50 кэВ.

Представляет интерес сравнить индивидуальный эквивалент дозы $H_p(10)$ с эффективной дозой E (табл. 3.4).

Таблица 3.4

Отношение индивидуального эквивалента дозы $H_p(10)$
к эффективной дозе E

| | | | | | | |
|------------------|------|------|------|------|------|------|
| E_γ , МэВ | 0,01 | 0,05 | 0,08 | 0,6 | 1 | 2 |
| $H_p(10)/E$ | 1,22 | 1,51 | 1,20 | 1,18 | 1,17 | 1,15 |

Примечание. Энергии фотонов 15 кэВ соответствует максимум отношения доз, равный 6,57.

Из табл. 3.4 видно, что идеальный индивидуальный дозиметр для энергий фотонов выше 50 кэВ воспроизводит эффективную дозу с погрешностью до 28 %.

Принимать значение индивидуальной эквивалентной дозы $H_p(10)$ при энергиях фотонов выше 20 кэВ. Из таблицы следует, что было бы точнее ввести коэффициент равный 1,2 для связи этих величин, а диапазон применимости ограничить снизу энергией 50 кэВ.

Анализ для электронов показывает, что преобладающий вклад в кожную дозу создают электроны с энергиями от 60 до 800 кэВ; дозу в хрусталике глаза – от 800 кэВ до 3 МэВ. Большинство радио-

нуклидных источников электронов имеют энергию меньше 3 МэВ; это означает, что электроны создают пренебрежимо малый вклад в эффективную дозу всего тела.

Нейтронное излучение независимо от энергии создает максимальную дозу на поверхности тела человека. По данным Международной комиссии по радиационным единицам удовлетворительное соответствие амбиентной и эффективной доз отмечено для медленных ($E_n < 1$ эВ) и быстрых нейтронов ($E_n > 100$ кэВ). Для промежуточных нейтронов эффективная эквивалентная доза в $6,7 \div 2,5$ раза меньше амбиентной дозы. Как в методическом, так и в приборном плане задача дозиметрии нейтронного излучения не решена в должной мере.

За эффективную дозу принято считать индивидуальный эквивалент дозы, при отсутствии индивидуальной дозиметрии – амбиентный эквивалент дозы [8, 9] .

4. ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

Ионизационный метод дозиметрии является одним из старейших. Он – основа определения экспозиционной дозы.

Ионизационный дозиметр – это газонаполненный (чаще воздухом) цилиндрический или сферический конденсатор. Камеры с плоскопараллельными электродами применяются в отдельных специальных исследованиях.

Ионизационная камера проста в изготовлении. Она состоит из наружного электрода, внутреннего электрода, охранного кольца, изоляторов и специальных разъемов.

При проектировании ионизационных камер необходимо решать следующие задачи:

1. Выбор материала и толщины стенки наружного электрода.
2. Выбор газового зазора.
3. Выбор рабочего напряжения, подводимого к электродам.
4. Выбор изоляторов.

Материалом стенок современных камер, предназначенных для измерения поглощенных доз гамма-излучения, чаще всего выбирают полиэтилен или полистирол с добавками веществ с большим Z . Полистирол, например, имеет $Z_{эф} = 5,6$, а биологическая ткань –

около 7,5. При малых энергиях фотонов (менее 70 кэВ) прибор без добавок веществ со средним Z будет занижать измеренную дозу. Всегда стремятся измерить либо керму, либо максимальное значение поглощенной дозы. Для достижения электронного равновесия толщина стенки должна быть равна пробегу электрона с максимальной энергией.

Однако в реальных измерениях спектр излучения имеет сложный протяженный характер (условно, от 30 кэВ до нескольких мегаэлектронвольт). В этом случае необходима оценка оптимальной толщины стенки камеры. Рассмотрим идеализированный случай и воспользуемся «смелыми» упрощающими предположениями.

Пусть на стенку толщиной t падает мононаправленный моноэнергетический поток фотонов. Примем за начало координат внутреннюю поверхность стенки. Тогда в газовый объем выйдут электроны из слоя толщиной не более чем их пробег.

Пусть преобладает комптоновское рассеяние, и спектр рожденных электронов опишем равновероятным распределением $0 \div E_{\max}$. Пренебрежем ослаблением фотонов на длине пробега электрона. В легких средах электроны преимущественно движутся по направлению пучка фотонов. Для упрощения примем, что $R = k_R E$, тогда

$dE = \frac{dR}{k_R}$. До внутренней стенки дойдет поток первичных фотонов, равный $\varphi_0 \cdot e^{-\mu t}$. В слое dx будет образовано μdx электронов. На единицу энергии электронов приходится $\frac{dE}{E_{\max}}$, где

$$E_{\max} = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{0,25}{E_\gamma}}$$

Направим ось x в сторону, противоположную направлению потока фотонов. До внутренней стенки дойдет плотность потока фотонов $\varphi_t = \varphi_0 e^{-\mu t}$. На расстоянии x в слое dx будет образовано μdx электронов. На единицу энергии рожденных электронов приходится $\frac{dE}{E_{\max}}$. Поток электронов, проходя через слой x (если пробег R

больше x), ослабевает по закону $\left(1 - \frac{x}{R}\right)$. При этом идет сложный процесс диссипации энергии электронов. Спектр электронов можно описать зависимостью $\varphi(E') = \frac{a}{S_{\text{ст}}(E')}$, где $S_{\text{ст}}$ – тормозная способность вещества стенки, a – некоторая константа, которую надо определить:

$$\int_{E'} \varphi(E') dE' = \int \frac{a dE'}{S(E')} = 1.$$

Тогда коэффициент

$$a = \frac{1}{\int_{E'} \frac{dE'}{S(E')}} = \frac{1}{R(E)}.$$

Таким образом, спектр электронов на границе с газовой полости будет равен $\varphi(E') = \frac{1}{R(E)S(E')}$. Теперь можно составить инте-

гральное выражение для ионизации в полости камеры, предполагая, что размер полости существенно меньше пробега электрона. Например, воздушный зазор шириной 10 см при нормальных условиях соответствует пробегам электронов с энергией 0,085 МэВ. Для энергий более 200÷300 МэВ можно использовать приближение: потерянная энергия равна $\bar{S}_{\text{газ}} \bar{h}$. Средняя величина зазора $h = 4 \frac{V}{S}$, где V и S – объем и площадь зазора.

$$w_2 = \int \int \int_{E' x} \Phi_{\gamma} \cdot \mu \cdot \frac{dE_k}{E_{\text{max}}} \cdot \left(1 - \frac{x}{R(E)}\right) \cdot \frac{1}{R_k} \cdot \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right) \cdot \frac{4V}{S} dx dE'.$$

Интеграл по E' равен $\frac{E_k}{R_k} \left(\frac{\bar{S}_{\text{г}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right)$. Предположим, что $E = bR$ (это грубое приближение, которое лишь отражает тенденцию изменения пробега с ростом энергии). Тогда

$$w_{\Gamma} = \int_{R_k=0}^{R_{\max}} \int_{x=0}^{R_k} \Phi_{\gamma} \mu dx \frac{dR_k}{R_{\max}} \left(1 - \frac{x}{R_k}\right) \frac{bR_k}{R_k} \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right) \frac{4V}{S} =$$

$$= \Phi_{\gamma} \frac{\mu}{R_{\max}} \frac{4V}{S} \frac{bR_{\max}^2}{4} \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right) = \Phi_{\gamma} \mu \frac{4V}{S} \frac{E_{\max}}{4} \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right).$$

Такое решение получено для случая, когда толщина стенки t меньше R_{\max} . Если $R_{\max} > t$, интеграл разобьем на два слагаемых. Первый интеграл – для части спектра комптоновских электронов с пробегом менее t , а другой – для электронов с пробегами от t до R_{\max} .

Первый интеграл будет равен $\Phi_{\gamma} \frac{\mu}{R_{\max}} \frac{4V}{S} \frac{bt^2}{4} \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right)$. Вторым интеграл в начале берется по R_k от t до R_{\max} , затем по x от 0 до t . Он равен $\Phi_{\gamma} \cdot \mu \cdot b \frac{4V}{S} \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right) \left(t - \frac{t^2}{R_{\max}} - \frac{t^2}{R_{\max}} \ln \frac{R_{\max}}{t}\right)$. Объединив два интеграла, получим оценку зависимости энерговыделения в полосе от толщины стенки:

$$w_{\Gamma} = \Phi_{\gamma} \cdot \mu \cdot bt \cdot \frac{4V}{S} \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right) \left(1 - \frac{3}{4} \frac{t}{R_{\max}} - \frac{t}{2R_{\max}} \ln \frac{R_{\max}}{t}\right) =$$

$$= \Phi_{\gamma} \cdot \mu \cdot \frac{4V}{S} \left(\frac{\bar{S}_{\text{газ}}}{\bar{S}_{\text{ст}}}\right) E_{e,t} \left(1 - \frac{3}{4} \frac{t}{R_{\max}} - \frac{t}{2R_{\max}} \ln \frac{R_{\max}}{t}\right),$$

где $E_{e,t}$ – энергия электрона с пробегом t .

Результаты оценок представлены в табл. 4.1.

Таблица 4.1

Зависимость поглощенной энергии в газе камеры от толщины стенки

| t/R_{\max} | 0,1 | 0,2 | 0,3 | 0,5 | 0,7 | 1 |
|-------------------------|-------|------|------|------|------|---|
| w_{Γ} , отн. ед. | 0,054 | 0,55 | 0,79 | 0,90 | 0,98 | 1 |

Если спектр фотонов известен, то ищут оптимальную толщину для спектра. Во многих случаях можно ограничиться равномерным спектром фотонов от 50 кэВ до максимальной энергии. На практи-

ке можно сделать тонкую стенку и с помощью насадок увеличивать ее толщину.

Расстояние между электродами h для сохранения почти равномерного электрического поля должно выбираться из условия

$$\frac{r_{\text{вн}} + h}{r_{\text{вн}}} \leq 2, \text{ где } r_{\text{вн}} - \text{радиус внутреннего слоя.}$$

По формуле Боага для воздушнонаполненной камеры отношение тока при данном напряжении к току насыщения при гипотетически бесконечном напряжении, называемое коэффициентом собирания ионов, равно

$$f = \frac{i(u)}{i_{\text{нас}}} = \frac{2}{1 + \sqrt{1 + \frac{2}{3} \cdot \frac{\alpha}{e} \cdot \frac{h^4 \cdot \dot{X}}{k_1 \cdot k_2 \cdot u^2}}}.$$

При $f \geq 0,95$ дробь можно разложить в ряд

$$f \approx 1 - \frac{1}{6} \cdot \frac{\alpha}{e} \cdot \frac{h^4 \cdot \dot{X}}{k_1 \cdot k_2 \cdot u^2},$$

где α – коэффициент рекомбинации ионов, равный $\sim 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$; k_1, k_2 – подвижность положительных и отрицательных ионов, равная 1,35 и 1,85 $\text{см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$, соответственно; h – зазор, см; u – межэлектродное напряжение, В; e – заряд электрона. Если \dot{X} выражено в Р/с или дробных единицах, то $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$; если в СИ – А/кг, то $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.

Из приведенной формулы следует, что

$$u = h^2 \cdot c \cdot \sqrt{\frac{\dot{X}}{1-f}}.$$

По разным оценкам константа $c = \frac{\alpha}{6 \cdot e \cdot k_+ \cdot k_-}$ равна 15÷19.

Значение u выбирается обычно для $f = 0,99$ и максимального значения \dot{X} , оговоренного в техническом задании.

Объем ионизационной камеры рассчитывают из минимального значения мощности дозы, заданного в техническом задании, и ми-

нимального регистрируемого тока. Элементарные схемы позволяют регистрировать ток $10^{-12} \div 10^{-13} \text{ А}$, более дорогие – до 10^{-16} А .

Ток ионизационной камеры равен $I = 3,3 \cdot 10^{-10} \dot{X} \cdot V$, где \dot{X} выражено в Р/с; V – объем, см^3 . Следует запомнить, что работа образования пары ионов в воздухе равна 33,85 эВ (точно).

При конструировании камер тщательно прорабатывают конструкцию электрических вводов. Между выводом собирающего электрода и «высоковольтным» электродом устанавливается охранное кольцо, которое часто заземляется, а в некоторых случаях присоединяется к выводу электронной схемы, потенциал которого повторяет потенциал собирающего электрода. В качестве изоляторов применяют полированный янтарь, полистирол, фторопласт.

Для измерения столь слабых токов применяют так называемые электрометрические усилители с высокоомным входным сопротивлением.

На входе электронных устройств применяют либо электрометрические лампы, либо МДП (MOS)-транзисторы, специально разработанные для измерения слабых токов.

Для индивидуальной дозиметрии применяют конденсаторные камеры. Камера заряжается до определенного напряжения. Под действием ионизирующего излучения происходит разряд такого воздушного конденсатора, разность потенциалов уменьшается и по изменению судят о дозе излучения, так как $X = \frac{\Delta u \cdot C}{V}$, где C – емкость, см; V – объем камеры, см^3 .

Диапазон измеряемых доз такими камерами невелик, при больших дозах уменьшается коэффициент собирания ионов. Увеличение диапазона более чем на 2 порядка можно достигнуть, используя замкнутую цепь из последовательно соединенных конденсаторной камеры, измерительного конденсатора (его начальный потенциал равен нулю) и заряженного конденсатора большой емкости, выполняющего роль батарейки.

В заключение необходимо отметить, что при больших мощностях дозы ($\geq 10^3$ Р/с) наполнения объема камер воздухом применяют электроположительные газы: He, Ar, Kr, CH_4 , C_2H_4 , C_3H_8 . В этом случае происходит образование положительных ионов и электронов. Под действием электрического поля электроны дрейфуют с

высокой подвижностью к положительному электроду, а ионы движутся медленно, создавая объемный заряд в газовой полости. Боаг с учетом объемного заряда вывел формулу для коэффициента собирания ионов:

$$f = \left[\frac{u^2}{\dot{X} \cdot h^4} \cdot \frac{k_1 \cdot k_2}{\pi \cdot (k_1 + k_2)} \right]^{\frac{1}{4}} \cong \left[\frac{u^2}{\dot{X} \cdot h^4} \cdot \frac{k_1}{\pi} \right]^{\frac{1}{4}}.$$

Здесь k_1 – подвижность положительных ионов ($\sim 1,5 \div 6$); k_2 – подвижность электронов ($\sim 250 \div 500$) $\text{см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$.

Электроположительные газы позволяют снизить требуемое напряжение в несколько раз при высоком коэффициенте собирания. Однако конструкция камер получается более сложной. Необходимо работать либо в проточном газовом режиме, либо предусмотреть способы контроля наличия газа-наполнителя.

5. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДОЗИМЕТРЫ ФОТОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Детектором ионизирующего излучения является сцинтиллятор, в котором энергия вторичного электрона частично преобразуется в фотоны света. Рекордсменом по выходу фотонов света является NaI(Tl), широко используемый в спектрометрах. Однако большое значение $Z_{\text{эф}}$, равное ~ 50 , приводит к завышению чувствительности в несколько раз в области средних и малых значений энергий фотонов гамма-излучения. Органические сцинтилляторы имеют $Z_{\text{эф}}$, равный 5,6, меньшей, чем $Z_{\text{эф}}$ биологической ткани или воды. Это приводит к снижению чувствительности в области малых энергий фотонов. Кроме того, при малых энергиях вторичных электронов возникает уменьшение сигнала из-за нелинейности световыхода. Такой эффект реально проявляется при энергии фотонов несколько десятков килоэлектронвольт.

Пренебрежем пока нелинейностью световыхода L . Пусть на торец цилиндрического сцинтиллятора диаметром d падает мононаправленный поток моноэнергетических фотонов с энергией E . Примем, что толщина сцинтиллятора h в несколько раз превышает пробег электронов.

Тогда поглощенная энергия, преобразованная в свет, равна

$$\Delta W = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \Phi_\gamma \cdot E \cdot L \cdot (1 - e^{-\mu h}) \cdot \frac{\mu_{en}}{\mu},$$

μ_{en} , μ – коэффициент передачи энергии и ослабления потока фотонов соответственно.

Найдем значение плотности потока Φ_γ из выражения поглощенной дозы в биологической ткани (воды) \dot{D} :

$$\Phi_\gamma = \frac{\dot{D}_0}{E \cdot \mu_{en}^0}.$$

Тогда

$$\Delta W = \frac{\pi d^2}{4} \cdot \frac{\dot{D}_0}{\mu_{en}^0} \cdot \frac{\mu_{en}}{\mu} \cdot L \cdot (1 - e^{-\mu h}).$$

Если $\mu h \ll 1$, то выражение в скобках можно разложить в ряд.

$$\Delta W = \frac{\pi d^2}{4} \cdot h \cdot L \cdot \frac{\dot{D}_0 \mu_{en}}{\mu_{en}^0} \cdot \left(1 - \frac{\mu h}{2}\right).$$

Для средних энергий фотонов преобладает комптоновское рассеяние в биологической ткани и органическом сцинтилляторе, поэтому $\frac{\mu_{en}}{\mu_{en}^0}$ постоянно от 80 кэВ до нескольких мегаэлектронвольт.

$\frac{\pi d^2}{4} \cdot h$ – либо объем сцинтиллятора, если h дано в линейных единицах, либо масса, если h дано в массовых единицах г/см². С уменьшением энергии μ растет и выражение $1 - \frac{\mu h}{2}$ уменьшается,

кроме того $\frac{\mu_{en}}{\mu_{en}^0}$ для органических сцинтилляторов также уменьшается.

Для улучшения энергетической зависимости чувствительности (ЭЗЧ) было предложено применить комбинированные сцинтилляторы. Пластический сцинтиллятор либо покрывается тонким слоем сцинтиллятора с большим значением Z , например ZnS(Ag), либо внутрь диспергируется тот же ZnS(Ag). На основе таких сцинтилляторов выпущено семейство сцинтилляционных измерителей мощности дозы: ДРГЗ-01, ДРГЗ-02, ДРГЗ-04 и др. Об относитель-

ной погрешности энергетической зависимости таких сцинтилляторов можно судить из таблицы экспериментальных данных (табл. 5.1).

Таблица 5.1

Дозиметрические характеристики комбинированных сцинтилляторов

| Сцинтиллятор | Диапазон | энергий, кэВ |
|---|------------|--------------|
| | 15 ÷ 3,000 | 30 ÷ 3,000 |
| Пластик + покрытие ZnS(Ag), толщина 2 см | 23 % | 8 % |
| Пластик с диспергированным ZnS(Ag), толщина 2 см | 40 % | 9 % |

Упомянем, что вклад от взаимодействия гамма-излучения с ФЭУ в общий ток не превышает 1÷3 %.

Отдельно следует упомянуть простейший сцинтилляционный радиометр с кристаллом NaI(Tl), предназначенный для поиска радиоактивных руд. Из-за высокой чувствительности и простой электронной схемы он пользуется популярностью как индикатор радиоактивности, но его нельзя применять в качестве дозиметра. Он регистрирует импульсы, амплитуда которых выше уровня отсечки шума 13÷18 кэВ. Отношение скорости счета к мощности дозы непостоянно, что видно из табл. 5.2, где за единицу принято значение при энергии 840 кэВ.

Таблица 5.2

Отношение показаний \dot{N} сцинтилляционного радиометра с кристаллом NaI(TL) к экспозиционной дозе \dot{X}

| E, кэВ | 15 | 80 | 280 | 660 | 840 | 1250 |
|---------------------------|----|------|-----|------|-----|------|
| $\frac{\dot{N}}{\dot{X}}$ | 0 | 14,2 | 4,4 | 1,25 | 1 | 0,56 |

В качестве регистратора тока применяют несложные электрометрические усилители постоянного тока.

Ток на выходе ФЭУ может быть только оценен, так как велик разброс параметров ФЭУ:

$$I = \Delta w \cdot \varepsilon_{\text{св.сб.}} \cdot \Sigma_{\lambda} \cdot \frac{\Sigma_a(u)}{\Sigma_{\text{фк}}},$$

где Δw – мощность светоизлучателя, Вт; $\epsilon_{\text{св.сб}}$ – эффективность светосбора; Σ_{λ} – спектральная чувствительность фотокатода к свету, А/Вт; обычно $(2\div 6)10^{-2}$; $\Sigma_{\text{фк}}$ – чувствительность фотокатода к потоку света от стандартного источника света, мкА/лм ($\Sigma_{\text{фк}} = 40 \div 200$); $\Sigma_a(u)$ – анодная чувствительность ФЭУ к потоку света от стандартного источника света, А/лм.

Обычно при рабочих напряжениях на ФЭУ $\frac{\Sigma_a}{\Sigma_{\text{фк}}} = 10^5 - 10^6$.

Наряду с полезным сигналом при малых дозах регистрируется и темновой ток ФЭУ. Темновой ток является суммой тока утечки по изоляторам от высоковольтных электродов на анод, который он главенствует при малых напряжениях на ФЭУ; термоионного тока с катода и динодов (он главенствует на рабочем участке напряжений); тока, связанного с ионизацией остаточного газа, светимостью стекла и т.д. (он главенствует при высоких напряжениях).

Рабочий участок напряжения, подаваемого на ФЭУ, определяется минимумом отношения тока от сцинтиллятора к темновому току. В современных ФЭУ область минимума простирается на несколько сотен вольт.

Величину темнового тока автоматически вычитают, используя перекрытие светового потока от сцинтиллятора с помощью шторок или диафрагм и искусственно устанавливая нуль с помощью электронной схемы. Такой подход позволяет регистрировать полезный сигнал при соотношении токов $\frac{I_{\text{сигн}}}{I_{\text{т.т.}}} \approx 0,9$.

Для увеличения чувствительности сцинтилляционного дозиметра может быть использована и иная схема измерения. Фотоумножитель усиливает импульсы электронного тока фотокатода. Когда мощность дозы мала, то мала и скорость образования таких импульсов. Количество электричества в каждом импульсе пропорционально энергии световой вспышки. Количество электричества усредняется за весь временной интервал, определяемый RC анодной цепи.

Иной подход заключается в преобразовании каждого отдельного импульса тока в последовательность стандартных сигналов с помощью аналого-цифрового преобразователя. В этом случае ско-

рость счета стандартных сигналов пропорциональна среднему току ФЭУ и, следовательно, мощности дозы. Такая схема ограничивает диапазон по энергии фотонов из-за необходимости отсечки темного тока. Ориентировочно такая отсечка соответствует энергии 20–25 кэВ.

Современная электроника в принципе позволяет применять и эффективные сцинтилляторы NaI(Tl) с последовательным усилением сигналов и использованием однокристалльных микропроцессоров и специально разработанных программ, хранящихся в памяти устройства.

Можно предложить и такой принцип для разработки дозиметра с кристаллом NaI(Tl). Рассчитать форму линии (спектр электронов, возникающих в кристалле) для мононаправленного пучка и изотропного поля. Подобрать систему порогов регистрации (с возможным делением скорости счета при малых величинах дискриминации), при которой суммарный счет был бы почти пропорционален дозе в биологической ткани. Но пока это только идея.

6. ТЕРМОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ И РАДИОФОТОЛЮМИНЕСЦЕНТНЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

В настоящее время они являются самым современным и наиболее распространенным типом индивидуальных дозиметров. Они обладают уникальной шириотой диапазона регистрируемых доз, реально их показания не зависят от мощности дозы. На их основе можно изготовить не только дозиметры для определения эквивалентной дозы, но и кожной дозы и дозы в хрусталике глаза.

Из курсов экспериментальных методов ядерной физики и дозиметрии ионизирующих излучений известно, что термолюминесцентные дозиметры (ТЛД) и радиофотолюминесцентные дозиметры (РФЛД) являются твердотельными детекторами. Под действием ионизирующего излучения электроны из валентной зоны переходят в зону проводимости. Происходит термолизация электронов. Термолизованные электроны захватываются на уровни ловушек, глубина которых существенно превышает kT при комнатной температуре ($\sim 0,025$ эВ). Ловушки создаются за счет введения специальных донорных, реже акцепторных, примесей. Захваченные электроны имеют малую вероятность высвобождения. Число захваченных

электронов пропорционально поглощенной дозе излучения. После ношения, экспонирования, дозиметра в поле излучения ТЛД подвергают нагреву. По мере разогрева происходит высвобождение электронов, и они захватываются центрами люминесценции, где рекомбинируют с дырками. Возбуждение частично переходит в световое излучение, которое регистрируется ФЭУ.

Таким образом, ТЛД состоит из собственно детектора, нагревателя и пульта регистрации светового потока.

В настоящее время наиболее распространенными термолюминофорами являются $\text{CaF}_2(\text{Mn})$, LiF , Al_2O_3 , специальные стекла.

$\text{CaF}_2(\text{Mn})$ обладают неплохой чувствительностью, нижний предел регистрируемых доз – $10 \div 20$ мкГр. Для сравнения упомянем, что допустимая доза профессионалов не более 20 мЗв в год, для населения – 1 мЗв в год. Учитывая равенство коэффициента качества излучения единице, грубо можно сказать, что такой детектор может регистрировать 0,001 допустимого годового предела дозы профессионалов и 0,05 предела дозы для населения. ТЛД имеет один пик термовысвечивания при 270°C и удобную для регистрации длину волны света – 470–550 нм. Зависимость световыхода от дозы линейна вплоть до 10 Гр. Недостатком $\text{CaF}_2(\text{Mn})$ является высокое значение $Z_{\text{эф}} \approx 17,9$ против $Z_{\text{эф.ткани}} = 7,8$ (по фотоэффекту). Поэтому при энергиях фотонов 50–60 кэВ показания дозиметра в 2 раза больше дозы. Для уменьшения такого превышения ЭЗЧ применяют тонкие фильтры из сплава олова и свинца и пластмассового экрана. Удалось достичь постоянства ЭЗЧ в диапазоне 80–1250 кэВ с погрешностью 10 %.

LiF обладает подходящим спектром света для регистрации с максимумом 400 нм. Кривая термовысвечивания зависит от технологии изготовления кристаллов LiF и введенных активаторов. Лучшим российским люминофором этого типа является ТЛД-400. У него два основных типа термосвечения: для дозиметрии используют пик при 200°C , а пик при меньших температурах с помощью электронных схем считывающего устройства игнорируется из-за его нестабильности. Эта нестабильность обусловлена низким энергетическим уровнем захвата электронов и возможностью их высвобождения за счет температуры среды и человека, носящего дозиметр. Такое уменьшение показаний во времени получило название

феддинг. Феддинг запасенной светосуммы в кристаллах LiF не превышает 10–20 % за год хранения. Следует избегать засветки термолуминофора ярким светом, чтобы не вызвать уменьшения показаний. Поэтому часто кристаллы упаковывают во фторопластовую (тефлоновую) пленку. Нижний предел измеряемых доз – 100 мкГр. Световыход линейно нарастает при увеличении дозы вплоть до 1 Гр, затем наблюдается сверхлинейность, а при дозе 1000 Гр зависимость выходит на плато. ТЛД LiF, имеют $Z_{\text{эф}} \approx 8,65$. Поэтому при малых энергиях в тонких кристаллах наблюдается завышение показаний (до 45 % при $E = 10$ кэВ).

С увеличением толщины кристалла уход ЭЗЧ от постоянного значения уменьшается, а пик чувствительности сдвигается в сторону больших энергий. Для люминофора толщиной 0,13 г/см² пик ЭЗЧ не превышает 25 % при энергии 20 кэВ. LiF является самым распространенным ТЛД в мире.

Борат лития. Борат лития Li₂B₄O₇: Mn близок по световыходу к кристаллу LiF. В зависимости от технологии изготовления и используемого ФЭУ отношение их светимостей колеблется от 0,8 до 1,8. Наибольший световыход наблюдается при добавке активатора – Mn (3,5 % весовых). Световыход линейно возрастает с дозой вплоть до 1 МГр. В диапазоне 20÷3000 кэВ дозовая ЭЗЧ практически постоянна. Борат лития имеет два пика термосвечения: при 90 и 220 °С. Рабочей является запасенная светосумма при 220 °С. Минимальная регистрируемая доза равна 100 мкГр.

Лейкосапфир (корунд) – Al₂O₃. Кристаллы Al₂O₃ обладают эффектом термолуминесценции при введении активаторов. Например, рубин является окисью алюминия с примесью хрома и обладает эффектом термолуминесценции. Российские заводы выпускают самый чувствительный термолуминофор в мире на основе Al₂O₃. Он получил марку ТЛД-500К. Этот термолуминофор работает на высвобождении дырок. ТЛД-500К поставлялся для фирмы «Викторин».

Диапазон постоянной дозовой чувствительности простирается от 10⁻⁶ до 10 Гр. При дозах 10–100 Гр наблюдается сверхлинейность. Пик термолуминесценции при скорости нагрева 10 °С/с находится при 180 °С. Длина волны высвечивания согласуется с пиком чувствительности ФЭУ и равна 420 нм. Феддинг за квартал не превышает 2 %. В линейном диапазоне процесс считывания стира-

ет всю запасенную информацию. При дозах более 100 Гр необходим последующий отжиг при температуре 760 °С в течение 15 мин.

Детектор теряет информацию при ярком свете: за 10 мин потери составляют 5 % при силе света 30 лк. Масса дозиметра 75 мг, диаметр 5 мм. Эффективный атомный номер окиси алюминия равен 11,7, что почти в 1,5 раза превосходит $Z_{эф}$ ткани или воды. Поэтому дозовая ЭЗЧ не постоянна и при энергиях фотонов менее 150 кэВ наблюдается заметное завышение показаний. Для того чтобы уменьшить непостоянство ЭЗЧ, используют фильтры, например такой: пластик толщиной 1 мм, олово – 2 мм с перфорацией, занимающей 15 % площади. Такой фильтр обеспечивает возможность измерения доз при $50 \leq E \leq 3000$ кэВ с погрешностью 30 %.

Термолюминесцентные стекла – ИКС. Дозиметры ИКС являются первыми российскими ТЛД. Они созданы на основе алюмофосфатного стекла – $MgO \cdot P_2O_5 - Al_2O_3 \cdot P_2O_5$. При варке стекла из особо чистых компонентов вводятся активаторы, например Sm_2O_3 . Максимум спектра свечения приходится на 560 нм. Кривая термосвечения имеет один максимум при весьма высокой температуре – 355 °С. Нижний предел чувствительности – 200 мкГр. Зависимость световыхода от дозы линейна вплоть до 10 Гр, при дальнейшем увеличении дозы до 10^4 Гр наблюдается участок сверхлинейности. При еще больших дозах дозиметры чернеют. Эти дозиметры разработаны для аварийных ситуаций. Эксперименты показали, что их показания не зависят от мощности дозы до 10^{10} Гр/с, поэтому они могут применяться на ускорителях с короткими мощными импульсами. Недостатком дозиметров является весьма высокий эффективный атомный номер (11,76). Поэтому непостоянство дозовой ЭЗЧ достигает 350 % при малых энергиях. Применение перфорированных фильтров из свинца уменьшает зависимость от энергии фотонов и погрешность в диапазоне 40÷3000 кэВ до 20 %.

Разработка новых детекторов продолжается с целью снижения $Z_{эф}$ и повышения чувствительности.

Системы нагрева. Используется несколько систем нагрева. Наиболее простое устройство – тонкая пластина из металла с высоким сопротивлением, подключенная в цепь трансформатора, рассчитанного на большой ток вторичной обмотки. К. Шварц приво-

дит эмпирическую зависимость для предельной температуры ($^{\circ}\text{C}$) разогрева прямоугольной пластины:

$$T_{\text{пред}} = \frac{k_i \cdot I^2}{2a \cdot b},$$

где I – сила тока, A ; a и b – размеры пластины толщиной 0,2-0,5 мм; k_i – эмпирический коэффициент, равный 0,1 для Ni.

На разогретую пластину помещают детектор, который постепенно разогревается и высвечивает запасенную светосумму. Регистрирующее устройство в этом случае измеряет количество заряда на аноде ФЭУ.

В другом варианте проводят линейный разогрев пластины с помещенными на нее ТЛД. В этом случае можно регистрировать как интеграл под кривой термовысвечивания в интересующем интервале температур (или временном интервале), так и максимум кривой высвечивания. Такой способ необходим для выделения информации в интересующем пике кривой термовысвечивания.

Еще один способ нагрева – использование потока горячего газа (азота).

РФЛД основаны на применении специальных стекол, в состав которых обязательно включен оксид серебра. Под действием ионизирующего излучения создаются новые и перестраиваются старые центры люминесценции.

При возбуждении облученного стекла светом с длиной волны $\lambda = 365$ нм возникает люминесценция с $\lambda = 615$ нм, которая и измеряется с помощью ФЭУ. Использование оранжевого светофильтра уменьшает фоновое свечение от загрязнений. Световыход пропорционален дозе до 30 Гр. В отличие от ТЛД процесс считывания информации не ведет к ее стиранию. Наличие фонового свечения ограничивает нижний диапазон доз, так при дозе 0,2 мГр погрешность возрастает до 20 %. Для улучшения дозовой ЭЗЧ применяют перфорированные фильтры из материалов с большим Z . Например, фильтр из олова толщиной 2 мм с перфорацией, занимающей 15 % поверхности, позволяет измерять дозу в энергетическом диапазоне 0,04÷3,0 МэВ с погрешностью ± 8 %. Особое внимание должно уделяться стабилизации всего измерительного тракта от ультрафиолетовой лампы до ФЭУ.

7. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДОЗИМЕТРЫ

В ядерной физике и, прежде всего в спектрометрии ионизирующих излучений, полупроводниковые детекторы нашли широкое распространение. До недавнего времени в дозиметрии полупроводниковые детекторы применялись ограниченно при сравнительно высоких мощностях дозы.

Полупроводники являются кристаллами. В идеальном (собственном) полупроводнике число свободных электронов и дырок (электронных вакансий) одинаково. Их концентрация может быть рассчитана и обозначается символом « n_i ». В полупроводники, используемые для детектирования излучения, вводят легирующие примеси. Как правило, атомы примеси оказываются полностью ионизованными, т.е. электрон или дырка становятся свободными, а атом полупроводника остается либо с положительным, либо с отрицательным зарядом (связанные дырка или электрон).

Из сказанного следует, что концентрация носителей в легированном полупроводнике равна концентрации дырок или электронов соответственно. При введении атомов фосфора увеличивается концентрация электронов, при введении бора – дырок. В теории полупроводников доказывается, что произведение концентрации электронов (n) и дырок (p) равно n_i^2 , т.е. $n \cdot p = n_i^2$.

Для кремния $n_i = 4,8 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$. Если кремний был легирован фосфором до концентрации 10^{13} , то концентрация электронов будет такой же, а концентрация дырок – $2,3 \cdot 10^8$, т.е. на несколько порядков меньше, чем концентрация электронов. В этом случае электроны являются основными носителями, а дырки – неосновными. Удельное сопротивление полупроводника (ρ) определяется концентрацией собственных носителей и их подвижностью. Для электронного кремния

$$\rho = \frac{1}{e \cdot n \cdot \mu_n}, \quad (e - \text{заряд электрона, } \mu_n - \text{подвижность}).$$

Если пластину полупроводника с нанесенными контактами облучить коротким импульсом лазера или ионизирующего излучения, то в полупроводнике возникают носители обоих знаков, но для концентрации собственных носителей добавка мала. Поэтому часто говорят, что возникают неосновные носители под действием иони-

зирующего излучения. После короткого импульса электроны и дырки претерпевают сброс энергии (процесс термолизаии), а затем рекомбинируют. Концентрация избыточных носителей убывает по экспоненциальному закону с характеристической постоянной τ , называемой временем жизни. Время термолизаии существенно меньше времени жизни.

Чем выше τ , тем чище полупроводник.

Для детекторов используют очень чистый кремний со временем жизни избыточных носителей более нескольких десятков микросекунд.

Еще одним важным параметром полупроводников является длина диффузии носителей (L): $L = \sqrt{D \cdot \tau}$, где D – коэффициент диффузии, связанный с подвижностью носителей μ соотношением

$D = \frac{\mu \cdot kT}{e}$. Обычно для μ используют размерность $\text{см}^2/\text{с} \cdot \text{В}$. Если

kT выражено в электронвольтах (при комнатной температуре $kT = 0,25$ эВ), то e (заряд электрона) равен 1. Поэтому численно

$$D = 0,025\mu, \left[\frac{\text{см}^2}{\text{с}} \right].$$

Разработано несколько типов полупроводниковых детекторов (ППД). В дозиметрической практике применяют, как правило, кремниевые ППД. На базе высокочистого кремния изготавливают ППД поверхностно-барьерного типа и $p-i-n$ детекторы. По сути ППД – диоды.

Поверхностно-барьерный ППД получают путем нанесения на поверхность кремния пластины p или n проводимости золотого покрытия, толщина которого не превышает 30 нм. За счет контактной разности потенциалов (0,3 В для $p-Si$ и 0,5 В для $n-Si$) в приповерхностной области кремния возникает обедненный носителями слой толщиной

$$d_n = 5 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{u \cdot \rho_n}, \text{ см};$$

$$d_p = 3 \cdot 10^{-5} \cdot \sqrt{u \cdot \rho_p}, \text{ см}.$$

Через поверхность раздела протекает темновой ток за счет термической генерации носителей тока в обедненной области (генерационный ток) и в глубине пластины (диффузионный ток).

В кремниевых ППД преобладает генерационный ток, его плотность равна

$$j = 4 \cdot 10^{-8} \cdot \sqrt{\frac{\rho \cdot u}{\tau_n}}, \text{ мкА.}$$

Другой тип ППД – *p-i-n* диоды. Обычно пластину кремния легируют с одной стороны донорной примесью, а с другой – акцепторной. Кроме того, вводят литий, который обеспечивает образование области с собственной проводимостью (*i*-слой) толщиной d_i , в которой возникает темновой термический ток:

$$j = \frac{e \cdot n_i \cdot d_i}{2\tau_i}.$$

Под действием ионизирующего излучения в обедненном слое возникают носители обоих знаков. Рассмотрим мононаправленный поток фотонов. Благодаря взаимодействию с кремнием как в обедненной области, так и в базе, возникают электроны с высокой энергией, которая растрачивается в соударениях с электронами атомов. Возникает каскад выбитых электронов, они термолизуются и через *p-n* переход или через *i*-слой протекает ток, называемый ионизационным. Следует обратить внимание, что электроны рождаются не только в кремнии, но и в окружающей среде. Толщина входного окна (слой золотого контакта) позволяет не учитывать ослабление потока фотонов в поверхностно-барьерных ППД при энергиях выше 10 кэВ, а в *p-i-n* детекторах – при энергиях более 15–20 кэВ.

$$j_{\text{изл}} \approx e \cdot \frac{\dot{D}_0 \cdot \rho_{\text{Si}} \cdot \mu_{\text{en,Si}}}{1000 \cdot w \cdot \mu_{\text{en},0}} \cdot (L + d_0),$$

где e – заряд электрона; \dot{D}_0 – мощность дозы в воде; ρ_{Si} – плотность кремния (2,3 г/см³); $\mu_{\text{en,Si}}$ и $\mu_{\text{en},0}$ – коэффициенты поглощения энергии фотонов в кремнии и образцовой среде (воде); L – длина диффузии в базе; d_0 – толщина обедненного слоя; w – работа образования пары носителей, для Si ~3 эВ.

Для *p-i-n* диодов с толщиной обедненного слоя d_i для «жесткого» излучения плотность тока можно оценить следующим образом:

$$j_{\text{изл}} \approx 11,1 \dot{D}_0 \cdot \frac{\mu_{en,Si}}{\mu_{en,0}} \cdot L_i \left(1 - e^{-\frac{d_i}{L_i}} \right); \quad d_i > L_i.$$

Для «мягкого» излучения

$$j_{\text{изл}} \approx 11,1 \dot{D}_0 \cdot \frac{\mu_{en,Si}}{\mu_{en,0}} \cdot e^{-\mu_{Si} d_{\text{ок}}} \cdot \frac{L_i}{1 + \mu_{Si} \cdot L_i} \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{d_i \cdot (\mu_{Si} \cdot L_i + 1)}{L_i} \right) \right],$$

где μ_{Si} – полный коэффициент ослабления гамма-излучения (без когерентного рассеяния); L_i – диффузионная длина в слое i ; $d_{\text{ок}}$ – толщина «окна».

Чем толще обедненный слой, тем меньше непостоянство ЭЗЧ. Например, при чувствительном слое 0,06 мм максимум ЭЗЧ приходится на 30 кэВ и превосходит чувствительность при $E = 660$ кэВ в 8 раз.

При толщине 10 мм максимум смещается к 50 кэВ, но превышение уменьшается до 2,5 раз.

Оценки показывают, что при мощности дозы 0,5 Гр/ч плотность тока составит $10^{-8} \div 10^{-9}$ А и сравнима с темновым током ППД.

Для уменьшения непостоянства ЭЗЧ применяли перфорированный оловянный фильтр с перфорацией около 40 % поверхности. Такой фильтр позволил уменьшить непостоянство ЭЗЧ до ± 5 % в диапазоне 25÷1250 кэВ.

Все приведенные выше рассуждения относятся к токовым измерениям с ППД. Для уменьшения темнового тока следует использовать ППД без внешнего источника напряжения. Смещение может возникнуть за счет протекания тока. Если нагрузочное сопротивление мало (≤ 1 кОм), то падением напряжения на нагрузке можно пренебречь. В общем случае ток, протекающий через нагрузочное сопротивление, $I_{\text{нагр}}$, равен

$$I_{\text{нагр}} = I_{\text{изл}} - I_{\text{ТТ}} \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U}{m \cdot k \cdot T} \right) - 1 \right],$$

где $I_{\text{изл}}$ – ток, созданный излучением; $I_{\text{ТТ}}$ – темновой ток; U – напряжение на переходе; m – эмпирический коэффициент ($\sim 1,6$).

Из формулы видно, что при $U = 0$ составляющая темнового тока равна нулю.

Можно предложить и другой метод включения ППД, когда $R_{\text{нагр}}$ велико, например 10 МОм. В первом приближении током через нагрузку можно пренебречь (режим холостого хода). Тогда

$$I_{\text{изл}} = I_{\text{ТТ}} \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot u}{kT}\right) - 1 \right], \text{ откуда}$$

$$u_{\text{нагр}} = \frac{kT}{e} \cdot \ln\left(\frac{I_{\text{изл}}}{I_{\text{ТТ}}} + 1\right).$$

В первом приближении в режиме холостого хода получаем детектор с псевдологарифмической шкалой.

Другим подходом является регистрация не среднего ионизирующего тока, а скорости счета импульсов с амплитудой, превышающей амплитуду импульсов темнового тока. В зависимости от типа прибора и его качества максимальные амплитуды темного тока эквивалентны потерянной энергии в чувствительном слое 13 ± 20 кэВ.

Скорость счета с амплитудой, большей порога отсечки шума (B), в первом приближении равна

$$\dot{N}(B, E_{\gamma}) = \frac{\dot{D}}{\mu_{\text{en},0} \cdot E} \times \left[\frac{\mu_{\text{ф}}}{\mu} \cdot (1 + e^{-\mu \cdot d_0}) + \frac{\mu_{\text{комп}}}{\mu} \cdot (1 - e^{-\mu \cdot d_0}) \cdot \left(1 - \frac{B}{E_{\gamma}}\right) \right],$$

где $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{комп}}$, μ – коэффициенты поглощения фотонов при фотоэффекте, комптоновском рассеянии и полный коэффициент ослабления соответственно; d_0 – эффективная толщина чувствительного слоя. Первое слагаемое в скобках предполагает, что $E_{\gamma} \geq B$ ($N = 0$ при $E \leq B$). Отношение $\frac{\dot{N}}{D}$ в начале возрастает, при $E \approx 2B$ достигает максимума, при больших энергиях наблюдается уменьшение этого отношения.

Таким образом, ЭЗЧ непостоянна в широком диапазоне энергии фотонов: дозовая чувствительность в максимуме (~ 100 кэВ) в 6 раз превосходит чувствительность для фотонов ^{60}Co .

Современная электроника открыла перспективу для применения полупроводниковых детекторов в импульсном режиме для дозиметрии. Возможно, наиболее совершенные дозиметры изготавливаются известной японской фирмой ALOKA. В дозиметре ALOKA

используются три идентичных ППД для измерения мощности дозы и дозы γ -излучения. Один из них прикрыт тонким пластиком, защищающим от света и β -излучения. Второй ППД имеет дополнительный экран из Ti , а третий – из Pb . Фильтры модифицируют ЭЗЧ при малых энергиях. Встроенный однокристалльный микропроцессор производит некие арифметические действия со скоростями счета этих детекторов. В результате пользователь может определить поглощенную дозу, амбиентную дозу и направленный эквивалент для кожи и хрусталика глаза. В последних модификациях дозиметры дополнены детекторами для измерения дозы β -излучения и нейтронов. Прибор может использоваться как индивидуальный дозиметр. Стоимость такого интеллектуального дозиметра достаточно велика.

8. ИЗМЕРИТЕЛИ ДОЗЫ И МОЩНОСТИ ДОЗЫ С ГАЗОРАЗРЯДНЫМИ СЧЕТЧИКАМИ

Газоразрядные счетчики называют также гейгеровскими или счетчиками Гейгера–Мюллера. Это один из простейших по конструкции детекторов. Счетчик представляет собой цилиндрический конденсатор, наполненный специально подобранной газовой смесью, основу которой составляют электроположительные благородные газы.

Центральный электрод – нить диаметром от 50 до 100 мкм в зависимости от используемой газовой смеси. Другой электрод – тонкий цилиндр, являющийся либо корпусом счетчика, либо находящийся внутри стеклянного баллона, либо представляющий собой напыление какого-либо металла на стекло. При прохождении заряженной частицы внутри счетчика возникает нестабильный коронный разряд. Электроны собираются в прианодном пространстве за время $\sim 10^{-8}$ с, а облако положительных ионов медленно дрейфует к катоду. Особое значение принадлежит фотонам ультрафиолетового излучения, выбитым из стенок счетчика. Разряд охватывает всю нить. Разряд в счетчике движется вдоль нити со скоростью 10^6 – 10^7 см/с и это определяет время нарастания импульса тока. Заряд, выделившийся в момент разряда, пропорционален перенапряжению и длине счетчика. Время дрейфа чехла положительных ионов $\sim 10^{-4}$ с. Многоатомные молекулы паров обладают большим сече-

нием захвата ультрафиолетовых фотонов. Например, метан при давлении в счетчике 1 мм рт. ст. практически полностью поглощает световое излучение в диапазоне 110–160 нм. В результате происходит гашение разряда.

В дозиметрических приборах применяются в основном галогеновые счетчики, в которых к смеси благородных газов добавляют пары Br_2 в количестве ~1 %. Пары брома являются электроотрицательными, поэтому парциальное давление Br_2 не превышает 0,5 мм рт. ст. Галогеновые счетчики создают достаточно большую амплитуду сигналов, плато счетной характеристики простирается от 360 до 400–420 В. При использовании усилителей сигнала счетчики допускают работу в режиме ограниченной пропорциональности, такой режим допускает большее быстродействие. Так называемое «мертвое время» сокращается со 150–100 до 50–10 мкс. В этом случае к электродам счетчика прикладывают напряжение ~320 В.

Если дозиметр предполагается применять для регистрации больших мощностей дозы, то следует использовать несколько малых счетчиков, включенных параллельно. Например, Трост, автор метода самогашения разряда, применил семь счетчиков диаметром 10 мм вместо одного диаметром 30 мм и уменьшил «мертвое время» в 15 раз. Такая батарея счетчиков позволила регистрировать 10^6 импульсов в секунду против обычного предела – 10^4 импульсов в секунду. Однако для обеспечения такого быстродействия счетчики должны работать независимо друг от друга. Для обеспечения независимости применяют «питание» через омический делитель, а сигналы снимают со средней точки, которые затем поступают на общую нагрузку.

Давление в счетчиках мало и взаимодействием γ -излучения с газом можно пренебречь. Поэтому счетчик регистрирует фотонное излучение за счет генерации электронов из наружного электрода и окружающих материалов.

В ряде учебников предлагается оценивать эффективность регистрации (ϵ) по формуле

$$\epsilon = \mu_{\text{ф}} \cdot R_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} \cdot \bar{R}_{\text{к}} + 2 \cdot \mu_{\text{п}} \cdot \bar{R}_{\text{п}},$$

где $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{к}}$, $\mu_{\text{п}}$ – коэффициенты ослабления гамма-излучения за счет фотоэффекта, комптоновского рассеяния и образования пар;

R_{ϕ} – пробег фотоэлектронов; \bar{R}_k и \bar{R}_n – средние пробеги заряженных частиц при комптоновском рассеянии и эффекте образования пар.

Данная формула была получена в предположении, что толщина стенки счетчика больше пробега электронов при фотоэффекте, но поглощением γ -излучения в наружных толщинах стенки счетчика можно пренебречь. В этом ограниченность данной формулы.

Сравнение с экспериментом показывает, что расчетная эффективность при увеличении энергии фотонов нарастает круче, чем экспериментальная кривая.

При $E \sim 1,25$ МэВ различие достигает 150 %.

Важно отметить, что эффективность при $E > 0,3$ МэВ увеличивается почти линейно при возрастании энергии фотонов.

Кривая эффективности стального счетчика имеет минимум при энергии ~ 100 кэВ, который равен 0,022 %. Если рассматривать фотоны с $E > 200$ кэВ, то в первом приближении $\epsilon \sim E$. Тогда

$$\dot{N} = \phi \cdot \epsilon \cdot s; \quad \dot{D} = \phi \cdot E \cdot \mu_{en,0}, \quad \text{откуда} \quad \frac{\dot{N}}{\dot{D}} \sim \frac{1}{\mu_{en}}$$

Однако μ_{en} для легких сред, таких как вода или воздух, почти не зависит от энергии фотонов (в пределах ± 16 %) в диапазоне 60÷2200 кэВ и в среднем равен 0,0285 см²/г.

Поэтому счетчики со стенками из алюминия, стали, меди могут использоваться как дозиметрические детекторы в диапазоне 200÷3000 кэВ. При меньших энергиях отношение $\frac{\dot{N}}{\dot{D}}$ возрастает по

мере уменьшения энергии. Для увеличения энергетического диапазона Б.В. Поленовым предложен и реализован метод кадмиевого фильтра толщиной $\sim 0,5$ мм с перфорацией в виде прорезей. В результате непостоянство ЭЗЧ снизилось до ± 25 % в диапазоне 50÷3000 кэВ.

Большинство современных российских счетчиков имеет толщину стенки из нержавеющей стали 50 мг/см², что соответствует пробегу электрона с $E = 1700$ кэВ. Для того чтобы избежать регистрации β -излучения, счетчики должны быть заключены в кожух из пластика или алюминия.

С увеличением мощности дозы линейно возрастает скорость счета вплоть до $\dot{N}_{\text{пред}}$ (предельная скорость счета). Далее линейность нарушается, зависимость выходит на плоский максимум, а затем \dot{N} падает до нуля. Мощности доз, соответствующие $\dot{N}_{\text{пред}}$, варьируются в широких пределах в зависимости от конструкции счетчика, но само $\dot{N}_{\text{пред}} = (3 \div 34) \cdot 10^3$ имп/с. Важно отметить, что в достаточно интенсивных полях импульсных ускорителей электронов счетчики могут работать на частоте ускорителя.

Для расширения диапазона регистрируемых доз в сторону увеличения могут использоваться малогабаритные счетчики со спиралевидным катодом, схемы импульсного питания и токовое включение счетчиков.

«Мертвое время» счетчиков непостоянно, оно зависит от скорости счета, напряжения питания и от уровня дискриминации электронной схемы регистрации. Поэтому введение поправки на просчеты требует аккуратности и не всегда возможно.

При токовом режиме счетчики включаются в схему измерения не скорости счета, а среднего тока. На начальном участке зависимость тока от мощности дозы носит линейный характер до $\dot{N}_{\text{пред}}$, а далее рост тока замедляется, стремясь выйти на плато. Такое включение позволяет увеличить верхний предел регистрируемых доз в 10–12 раз.

При импульсном питании на анод счетчика подается пониженное напряжение, ~250–280 В. Разрядов при этом не возникает. Катод счетчика через резистор сопротивлением 7–10 кОм подсоединен к общей точке («земле»).

На катод подаются отрицательные импульсы питания амплитудой 120–160 В и длительностью $T_{\text{пит}}$ не менее 2 мкс. Если в момент импульса питания счетчик не сработал, то на нагрузке появляется небольшой импульс от источника питания, который отсекается дискриминатором. Импульс при срабатывании счетчика в несколько раз превосходит наводку от импульса питания и регистрируется счетчиком. В этом методе нет необходимости вводить поправки на просчеты. Вероятность того, что за время $T_{\text{пит}}$ не будет срабатывания счетчика в соответствии с законом Пуассона, равна

$\exp(-\varphi \cdot \varepsilon \cdot S \cdot T_{\text{пит}})$, S – площадь счетчика, ε – эффективность регистрации, φ – плотность потока фотонов. Вероятность того, что произойдет регистрация 1, 2, 3 и так далее актов взаимодействия фотонов, равна $[1 - \exp(-\varphi \cdot \varepsilon \cdot S \cdot T_{\text{пит}})]$. Учитывая частоту следования импульсов питания f , получим

$$\varphi \cdot S \cdot \varepsilon = \frac{1}{T_{\text{пит}}} \cdot \ln \frac{1}{1 - \frac{\dot{N}}{f}};$$

$$\text{при } \frac{\dot{N}}{f} \ll 1 \quad \varphi \cdot S \cdot \varepsilon = \frac{1}{T} \cdot \frac{\dot{N}}{f} \cdot \left(1 + \frac{\dot{N}}{f}\right).$$

Этот метод позволяет увеличить верхний предел диапазона в 16÷20 раз.

В заключение нужно упомянуть, что в подавляющем числе «бытовых» дозиметров γ -излучения используют газоразрядные счетчики. Таймер отстроен так, чтобы зарегистрированное число импульсов за период включения соответствовало мощности дозы.

Такие приборы предназначены для регистрации скорости счета, близкой к фоновой. Во многих приборах при большой скорости счета происходит «подсадка» маломощного питания задолго до $\dot{N}_{\text{пред}}$.

В профессиональных приборах могут использоваться многонитяные торцовые счетчики с экраном из пластика или алюминия перед окном счетчика. Перемещение экрана в сторону позволяет регистрировать β -частицы, а иногда и α -частицы.

9. РАДИОМЕТРЫ α - и β -ИЗЛУЧЕНИЙ

Как дозиметры, так и радиометры могут быть охарактеризованы набором параметров, называемых показателями качества. Вот некоторые из них:

- 1) диапазон измеряемой величины;
- 2) диапазон энергии частиц. Характер ЭЗЧж
- 3) основная погрешность;
- 4) условия эксплуатации;
- 5) ресурс и срок службы;

- 6) характеристики источника питания;
- 7) масса и габариты прибора.

По своему назначению радиометры предназначены для:

- измерения активности нуклида в источнике излучения, как правило, по выходу частиц из источника;
- определения удельной активности источника излучения;
- радиометрии газов;
- радиометрии аэрозолей;
- радиометрии жидкостей;
- определения поверхностной загрязненности;
- измерения плотности потока (тока) частиц;
- а также комбинированные радиометры.

Некоторые рекомендации

- Если прибор оснащен показывающим устройством (микроамперметром), то конечное значение поддиапазонов равно $(1 \text{ или } 3) \cdot 10^n$.
- Время непрерывной работы радиометра от батареи должно быть не менее 25 ч. Время периодической работы должно быть не менее 40 ч с интервалом 1 ч после 4 ч работы.
- Дополнительная погрешность из-за непостоянства ЭЗЧ не должна превышать основную погрешность более чем в 1,5 раза.

β -радиометры

β -излучение – это электронное или позитронное излучение, созданное радионуклидами. Спектр электронов непрерывен. Его форма зависит от максимальной энергии перехода E_{\max} , Z радионуклида, степени запрета перехода. Средняя энергия электронов колеблется от 0,26 до 0,4 E_{\max} . В грубых оценках считают, что $\bar{E} = \frac{1}{3} E_{\max}$. В энергетическом спектре наблюдается максимум, который с уменьшением энергии E_{\max} и увеличением Z материала смещается в сторону меньших энергий.

Ослабление мононаправленного потока β -частиц веществом в первом приближении следует экспоненциальному закону $N(x) = N_0 e^{-\mu x}$, где по эмпирической формуле

$$\mu = 8,6 \cdot \frac{Z}{A} \cdot \bar{E}^{-1,254}, \text{ [см}^2/\text{г]},$$

где Z и A – атомный номер и относительная атомная масса поглощающего вещества.

Если источник равномерно распределен в каком-либо веществе, то активность источника связана с плотностью потока β -частиц с поверхности (φ_s) соотношением

$$\varphi_s = A \cdot \frac{1 - e^{-\mu d}}{\mu \cdot d}$$

(A – активность источника, Бк; d – толщина источника, г/см²).

β -радиометры с газоразрядными счетчиками

Используются либо цилиндрические счетчики со стальными стенками толщиной 50 мг/см², либо торцовые счетчики с пленочным окном, толщина которого в зависимости от диаметра счетчика колеблется от 1,2 до 6 мг/см². При выборе счетчика следует учитывать, что электроны имеют конечный пробег. Таким образом, счетчик со стенкой толщиной 50 мг/см² стали не будет регистрировать электроны с энергиями меньше 0,165 МэВ, а счетчик с окном толщиной 6 мг/см² – с энергиями менее 0,060 МэВ. Поэтому при использовании более дешевых цилиндрических счетчиков есть вероятность занижения выхода β -частиц.

Часто приборы снабжают градуировочными источниками ^{90}Sr - ^{90}Y . Если воспользоваться просто пропорцией $A = A_0 \cdot \frac{N}{N_0}$

(A_0 и \dot{N}_0 – активность градуировочного источника и соответствующая ей скорость счета, A и \dot{N} – определяемая активность и зарегистрированная скорость счета), то можно совершить существенную ошибку. Необходимо ввести поправку на поглощение электронов в окне. Так при использовании счетчика со стенкой 50 мг/см² поправка будет варьироваться от 0,67 (для источника ^{31}P)

до 2,75 (для источника ^{137}Cs). Если использовать счетчик с окном толщиной 6 мг/см², то вариации уменьшаются до 0,92–1,1.

При измерении проб (образцов) счетчики необходимо помещать в свинцовую защиту для уменьшения фона от внешнего γ -излучения. Желательно внутри свинцовую защиту (обычно ~5 см) покрыть слоем алюминия толщиной 2-3 мм. Типичное значение фона в такой защите ~0,5 имп/с. При экспозиции 1000 с минимально регистрируемая удельная активность ($^{137}\text{Cs} + ^{134}\text{Cs}$) в пробах составляет $2,3 \cdot 10^3$ Бк/кг. При малых скоростях счета проба должна измеряться не менее 3 раз, а фон – от 3 до 7 раз в день.

Кроме внешнего фона γ -излучения определенный вклад вносит фон космического излучения, от которого защита из свинца не помогает. Поэтому были разработаны так называемые установки малого фона – УМФ. Обычно такая установка содержит торцовый счетчик или несколько цилиндрических счетчиков, располагающихся над пробой. Пробу и счетчик окружают пластиком, за которым находится кольцо цилиндрических счетчиков. Торцовый счетчик, измеряющий активность, и кольцо счетчиков включены через усилители в схему антисовпадений.

Если сработал только измерительный счетчик, импульс регистрируется. Если сработали измерительный и хотя бы один из цилиндрических счетчиков кольца, то на пропускание импульса от измерительного счетчика накладывается запрет. Такая ситуация возможна при прохождении космической частицы.

Активность образца (A) и скорость счета (\dot{N}) за вычетом фона (\dot{N}_ϕ) связаны эмпирической зависимостью:

$$N - N_\phi = A \cdot \frac{1 - e^{-\mu \cdot d}}{\mu d} \cdot e^{-\mu \cdot d_0},$$

где μ – коэффициент ослабления β -частиц, определенный ранее, d и d_0 – толщина образца и окна. Предполагается, что $d_0 < R_{\beta \text{ max}}$.

При определении малых активностей продуктов питания и образцов внешней среды, взятых из загрязненных районов, необходимо увеличивать площадь детектора и образца. Такой принцип положен в прибор РКБ-4ем. Его детектор представляет собой набор сцинтиллирующих пластин толщиной ~6 мм, выполняющих одновременно и роль световодов. Между пластинами сохранены зазоры

шириной ~6 мм, в которые вводится жидкая или сыпучая проба. Сцинтиллирующие пластины имеют оптический контакт с нижней сцинтиллирующей пластиной. Такая кювета «просматривается» двумя ФЭУ, сигналы которых усиливаются, преобразуются в стандартные сигналы, поступающие на схему совпадений. Такое усложнение необходимо, поскольку часть сигналов от регистрации электронов по амплитуде не превышает сигналы шумов.

Пример. Пусть средняя частота следования шумовых импульсов от каждого ФЭУ будет 10^4 с^{-1} , а время совпадений – 10^{-8} с . Тогда скорость счета ложных импульсов будет равна 2 имп/с. Блоки детектирования будут регистрировать импульсы от электронов, рожденных фотонами, поэтому их окружают свинцовой защитой. В табл. 9.1 даны ориентировочные параметры радиометров, блоки детектирования которых защищены свинцовой защитой 5 см.

Таблица 9.1

Сравнительные характеристики β-радиометров

| Характеристики | Тип радиометра | | |
|--|------------------|------------------|---------|
| | ДП-100 | КРБП | РКБ-4ем |
| Фон, с^{-1} | 0,5 | 1÷1,5 | 4÷5 |
| Минимальная активность при экспозиции 1000 с и погрешности 50 %, Бк/кг ($^{137}\text{Cs} + ^{134}\text{Cs}$) | $2,3 \cdot 10^3$ | $1,8 \cdot 10^2$ | 7,4 |

Еще один тип радиометров – **проточные пропорциональные счетчики**. Такие счетчики наполняют либо метаном, либо пропаном при давлении чуть выше атмосферного. Счетчики имеют анодные проволочные электроды из золоченого вольфрама диаметром ~30 мкм и заземленный катод – корпус. На анод через резистор подается напряжение ~3,0÷3,4 кВ. В отличие от газоразрядных счетчиков газовый разряд охватывает только часть нити. Поэтому сигналы по амплитуде меньше, но быстродействие счетчика существенно выше.

Сигналы напряжения или тока усиливаются, быстродействующий дискриминатор устраняет наводки и шумы электроники и формирует импульс. Импульсы регистрируются быстродействующим счетчиком. «Мертвое время» – 3–5 мкс.

α-радиометры

Энергетический спектр α-излучения, испускаемого радионуклидами, носит линейчатый характер. Грубо говоря, энергии всех α-частиц лежат в диапазоне 4÷8 МэВ. Например, для ^{238}U $E_{\alpha_1} = 4,195$ МэВ (17 %) и $E_{\alpha_2} = 4,150$ МэВ (83 %); у ^{239}Pu – 4 линии, главная из которых имеет энергию 5,156 МэВ с выходом 73,3 %.

Пробеги α-частиц малы из-за большого значения удельных потерь энергии. Так α-частицы с энергией 5 МэВ имеют пробег в воздухе 3,29 см, а в биологической ткани – 36,7 мкм. Для сравнения: электрон с той же энергией проходит в воздухе 2119 см, а в мягкой биологической ткани – 2,56 см. Высокие исходные энергии α-частиц и удельные потери энергии приводят к большой поражающей способности α-частиц от инкорпорированных организмом источников. Внешние потоки α-частиц не способны пройти через ороговевший слой кожи человека.

Допустимое загрязнение воздуха, воды, продуктов α-излучающими радионуклидами самое минимальное. Поэтому радиометры должны обладать избирательной способностью *регистрировать α-излучение на фоне γ- и β-излучения*. При создании α-радиометров исходят из принципа соответствия чувствительного объема пробегу α-частиц.

В этом случае поглощается вся энергия, с которой α-частица входит в детектор, а электроны передают только часть энергии. В результате сигналы отличаются в сотни раз.

Рассмотрим толстую пробу, т.е. толщина которой превышает пробег α-частиц. Исходя из предпосылки о строго определенном пробеге α-частиц и равномерном распределении активности внутри пробы, можно рассчитать выход α-частиц и предсказать форму спектра:

$$\dot{N}_{\alpha} = 10^3 \cdot S \cdot R_{\alpha} \cdot \frac{A_m}{4},$$

где \dot{N}_{α} – выход α-частиц из пробы с площадью S ; R_{α} – пробег α-частиц в пробе, [мг/см²]; A_m – удельная (массовая) активность, [Бк/г].

Форма спектра близка к треугольной в диапазоне от 1 МэВ до энергии испускаемых ядром α -частиц. При меньших энергиях наблюдается возрастание спектра. Если чувствительный объем детектора отделен слоем вещества («окно») толщиной $t < R_\alpha$, то через такой слой пройдет только часть частиц: $\left(1 - \frac{t}{R_\alpha}\right)^2$.

Наиболее распространенными детекторами для избирательной регистрации α -частиц являются сцинтилляционные счетчики с дисперсионным сцинтиллятором: поликристаллический порошок $ZnS(Ag)$ в связующем клее. Состав наносится либо кистью, либо методом полива на стеклянную пластину. Размер кристаллов примерно соответствует пробегу α -частиц. Сцинтиллятор прикрывают тонкой светонепроницаемой пленкой (лавсан с алюминиевым напылением) толщиной $0,7 \text{ мг/см}^2$. Такая толщина соответствует пробегу α -частиц с энергиями $1,6\text{--}2,0 \text{ МэВ}$.

Импульсы от регистрации электронов имеют малую амплитуду, которая слабо зависит от энергии электронов. Эти сигналы легко отсекаются дискриминатором. После дискриминатора сигналы поступают либо на счетчик импульсов, либо на интенсиметр (измеритель средней скорости счета).

Для увеличения чувствительности используют сцинтиллятор большой площади. Для сбора света на ФЭУ меньшего размера применяют либо полированные пластмассовые световоды, либо эллиптические отражатели света. Удастся соединить сцинтиллятор диаметром 120 мм с ФЭУ диаметром 25 мм при практически постоянной чувствительности сцинтиллятора вдоль его радиуса.

В силу вышесказанного эффективность регистрации обычно не превышает 20% , но при проведении измерений в темноте со снятой светозащитой эффективность может быть удвоена.

Для регистрации α -частиц также используются выпускаемые промышленностью счетчики коронного разряда. Такие счетчики наполняются специально подобранной газовой смесью, например неоном с добавками аргона. Анод коронного счетчика – нить толщиной до 100 мкм . Катод изготовлен из специального сплава. При увеличении напряжения между электродами счетчик вначале переходит в режим пропорционального счетчика с коэффициентом га-

зового усиления (КГУ) почти экспоненциально возрастающим с ростом напряжения. Одновременно возрастает роль вторичных электронов, возникающих при взаимодействии положительных ионов с катодом. Полный коэффициент усиления (M) равен

$$M = \frac{\text{КГУ}}{1 - \gamma \cdot \text{КГУ}},$$

где γ – доля вторичных электронов ($10^{-3} \div 10^{-4}$). При $\gamma \cdot \text{КГУ} \sim 1$ вспыхивает коронный разряд. При прохождении α -частицы в разрядном промежутке мгновенно создается большое количество электронов, число которых при движении к аноду возрастает в M раз. Импульс тока превышает флуктуации тока короны. Обычно импульс от α -частицы равен 100–300 мВ, а флуктуации короны ~5 мВ. Счетчики работают устойчиво при нагрузочном резисторе в цепи анода сопротивлением несколько мегаом. Импульсы от β -частицы и электронов, рожденных фотонами, меньше флуктуаций короны и легко отсекаются дискриминатором. Счетчики работоспособны в полях γ -излучения до 1 Гр/ч, а при тщательно подборе режима работы – до 40 Гр/ч.

Для определения α -активности подготовленных сухих проб могут использоваться пропорциональные проточные счетчики. Проба вводится во внутренний объем счетчика. Чаще всего используют две конструкции пропорциональных счетчиков. Внутри цилиндрического объема в торцевую часть вставлен изолятор, например из фторопласта. Через отверстие в изоляторе введена тонкая золоченая вольфрамовая нить, которая в объеме счетчика делает петлю и выходит в отверстие в изоляторе. Стенки цилиндра полированы и обработаны так, чтобы уменьшить выбивание электронов и фотонов ионами газа. Катоды изготавливают из нержавеющей стали, меди, латуни. Медные катоды рекомендуют окислять погружением на $5 \div 7$ с в смесь хромовой (250 см^3) и азотной (75 см^3) кислот на 1 л воды.

Корф и Роуз, приняв сечение ионизации пропорциональным энергии электрона, а скорость большинства электронов соответствующей энергии ионизации газа ($J_{\text{ион}}$), получили выражение для коэффициента газового усиления (КГУ):

$$\text{КГУ} = \exp \left[k \cdot \sqrt{\frac{U \cdot r_a \cdot p}{\ln \frac{r_k}{r_a}}} \cdot \left(\sqrt{\frac{U}{U_{\text{кр}}} - 1} \right) \right],$$

где k – некоторая константа, зависящая от сорта газа, используемых единиц; U – разность потенциалов между анодом и катодом; r_a и r_k – радиусы анода и катода (принята цилиндрическая геометрия); p – давление газа; $U_{\text{кр}}$ – критическая разность потенциалов, при которой счетчик из режима камеры переходит в режим пропорционального счетчика, т.е. в районе анодной нити образуется дополнительный электрон за счет ударной ионизации.

Введем понятие перенапряжения – ΔU , $U = U_{\text{кр}} + \Delta U$. Обычно $\Delta U < U_{\text{кр}}$. Очень грубо оценим $U_{\text{кр}}$. Пусть средняя длина пробега электрона λ . Тогда, для того чтобы в районе нити произошло соударение с передачей энергии $\sim J_{\text{ион}}$, необходимо

$$\frac{1}{2} \left[\frac{U_{\text{кр}}}{(r_a + \lambda) \cdot \ln \frac{r_k}{r_a}} + \frac{U_{\text{кр}}}{r_a \cdot \ln \frac{r_k}{r_a}} \right] \cdot e \cdot \lambda = J_{\text{ион}}.$$

Откуда

$$U_{\text{кр}} = \frac{2J_{\text{ион}} \cdot r_a \cdot (r_a + \lambda)}{\lambda \cdot (2r_a + \lambda)} \ln \frac{r_k}{r_a}.$$

Пусть значение λ_0 известно при определенном давлении газа p_0 . Тогда при другом давлении $\lambda = \frac{\lambda_0 \cdot p_0}{p}$. Обычно $\lambda \ll r_a$. Тогда

$$U_{\text{кр}} = 2J \cdot \frac{p}{p_0} \cdot \frac{r_a}{\lambda_0} \cdot \ln \frac{r_k}{r_a}.$$

Выражение Корфа и Роуза преобразуется в формулу, удобную для анализа:

$$\text{КГУ} = \exp \left[k \cdot \sqrt{\frac{u \cdot \Delta u^2 \cdot \lambda_0^2 \cdot p_0^2}{16J_{\text{ион}} \cdot p \cdot r_a \cdot \left(\ln \frac{r_k}{r_a} \right)^3}} \right].$$

Видно, что КГУ увеличивается при увеличении u , уменьшении p и r_a . Импульс тока в пропорциональном счетчике пропорционален потерянной энергии первичной частицы. При большой плотности первичного заряда электронов в объеме счетчика возникает облако положительных ионов, которые медленно смещаются к катоду. Объемный заряд уменьшает напряженность поля, и счетчик переходит в режим ограниченной пропорциональности. Попадание в объем счетчика кислорода, водяного пара и некоторых других газов резко уменьшает КГУ за счет прилипания электронов к молекулам газа.

С помощью пропорционального проточного счетчика можно измерить как выход α -частиц при умеренном напряжении ($\sim 2,5$ кВ), так и суммарный выход из пробы α - и β -частиц при высоком напряжении ($\sim 3,5$ кВ). При работе с пропорциональными счетчиками требуется использовать быстродействующие усилители, дискриминаторы и пересчетные приборы.

Для радиометрии образцов и идентификации радионуклидов по спектрам α -частиц применяют полупроводниковые кремниевые детекторы (ППД). Конструкции и структуры их разнообразны. Используют поверхностно-барьерные, диффузионные, ионно-имплантированные ППД. По сути, все ППД – диоды, на которое подано запирающее напряжение. По требованию стандартов толщина мертвого слоя окна не должна превышать 30 нм. Толщина обедненного слоя, p - n перехода, должна быть больше пробега α -частиц, что достигается подбором напряжения смещения. Работа преобразования пары носителей заряда (электрон-дырка) в кремнии равна ~ 3 эВ. Однако амплитуда сигнала мала и зависит от емкости перехода и входной емкости усилителя. Поэтому в головном каскаде применяют низкошумящие усилители заряда (операционный усилитель, охваченный емкостной обратной связью). В радиометрах усиленный сигнал поступает на схему дискриминации для отсеки шумов электроники и малых импульсов от прохождения электронов через p - n переход. Типичное значение шумовых сигналов – $13 \div 25$ кэВ. Хотя для анализа α -частиц можно использовать и более высокие значения дискриминации.

10. РАДИОМЕТРЫ НЕЙТРОНОВ

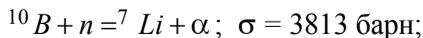
При прохождении через вещество фотоны претерпевают многократное рассеяние, их спектр простирается в воздухе, воде, бетоне от 30÷50 кэВ до энергии источника. Точно так же нейтроны, рассеиваясь, уменьшают свою энергию вплоть до тепловых энергий ~0,025 эВ. Таким образом, спектр нейтронов более протяженный, чем спектр фотонов. В нейтронной физике часто спектр задан не на единицу энергии, а на единицу летаргии u : $u = \ln \frac{E_0}{E}$, где E_0 – произвольно выбранная энергия, обычно 2 или 10 МэВ. Связь между энергетическим спектром и спектром на единицу летаргии может быть получена из соотношения $\varphi(u) = \varphi(E) \cdot \frac{dE}{du} = E \cdot \varphi(E)$. Обычно спектр нейтронов графически отображают в логарифмическом масштабе, откладывая по оси абсцисс $\lg E$, а по оси ординат – $\lg(\varphi \cdot E)$.

Спектр нейтронов представляют различными энергетическими группами: тепловые, промежуточные, быстрые нейтроны. Под тепловыми нейтронами следует понимать группу нейтронов, спектр которой описывается распределением Максвелла. С другой стороны, широкое распространение получило представление, что тепловые нейтроны – это те нейтроны, которые поглощаются кадмиевым экраном. В сечении Cd наблюдается мощный резонанс при энергии 0,184 эВ, но эффективная отсечка зависит от толщины экрана и обычно равна 0,4÷0,5 эВ. В дальнейшем будем придерживаться последней трактовки понятия «тепловые нейтроны». Будем обобщенно считать промежуточными нейтроны, энергии которых лежат в пределах от 0,5 эВ до 0,3 МэВ.

Нейтроны с энергией выше 0,3 МэВ будем считать быстрыми нейтронами.

Радиометры тепловых нейтронов

В радиометрах обычно используют ядерные реакции, в которых рождаются заряженные частицы:



$$E_{Li} = 0,88 \text{ МэВ}; \quad E\alpha = 1,47 \text{ МэВ}; \quad E\gamma = 0,48 \text{ МэВ}.$$

$${}^6\text{Li} + n = \alpha + T; \quad \sigma = 945 \text{ барн};$$

$$E\alpha + T = 4,78 \text{ МэВ}.$$

$${}^3\text{He}(n, p)T; \quad \sigma = 5400 \text{ барн};$$

$$E_p + E_t = 0,764 \text{ МэВ}.$$

В большинстве радиометров используют ядерную реакцию на боре.

В современной практике применяют борные пропорциональные счетчики. Промышленность выпускает широкую номенклатуру борных счетчиков, наполненных газом BF_3 до давления 250 или 400 мм рт.ст. На анод счетчиков подают через резистор напряжение ~ 1500 В (при давлении 250 мм рт.ст.). При увеличении напряжения экспоненциально растет КГУ. Однако при очень больших напряжениях растет число фоновых импульсов с амплитудой больше амплитуды нейтронных сигналов. Амплитуда от электронов, выбитых из стенок счетчика фотонами, в десятки раз меньше нейтронных импульсов.

При мощности дозы $1 \div 0$ Гр/ч КГУ уменьшается вдвое. В обычных полях пропорциональные счетчики не чувствительны к γ -фону.

В носимых радиометрах чаще всего применяют сцинтилляционные детекторы. Сцинтилляторы изготавливают из мелкокристаллического порошка $\text{ZnS}(\text{Ag})$ с добавками борной кислоты и связующих материалов, полимеризующихся на воздухе. Смесь наносят на стекло либо методом полива эмульсии, либо кистью. Толщина сцинтилляционного покрытия не превосходит 500 мкм. Рожденные в ядерной реакции α -частицы могут попасть в $\text{ZnS}(\text{Ag})$ и вызвать его свечение. Можно считать, что вся остаточная энергия α -частиц передается кристаллу. В то же время, рожденные фотонами электроны теряют только часть энергии. Если шумы ФЭУ дискриминируют при уровне, например, 7 мВ, то импульсы от фотонов – на уровне $20 \div 25$ мВ. Амплитуда сигнала от α -частиц при этом достигает 250 мВ. Спектр импульсов от регистрации α -частиц – непрерывно спадающий с увеличением дискриминации. Эффективность регистрации зависит от технологии изготовления сцинтиллятора, порога дискриминации фоновых импульсов и обычно равна $20 \div 30$ %. Для повышения эффективности при малом фоне γ -из-

лучения можно реализовать различия в форме сигнала. Так, при нагрузке ФЭУ 20 кОм время спада «нейтронного» импульса составляет 1 мкс, а «фотонного» – 0,3 мкс. Увеличение чувствительности достигается увеличением не толщины кристалла, а его площади.

В ряде приборов используют монокристаллический детектор LiJ(Eu). Сечение взаимодействия для естественного лития – 71 барн, но если применять состав с ${}^6\text{Li}$, то сечение взаимодействия будет равно 945 барн. Хотя суммарная энергия реакции достигает 4,78 МэВ, но за счет зависимости световыхода от энергии и сорта частиц величина импульса соответствует сигналам от электронов с энергиями 3–3,5 МэВ.

Реально возникает необходимость выделения сигналов нейтронного пика на фоне непрерывного фона от γ -излучения. Эффективность регистрации реально близка к 100 %. Для уменьшения фона от γ -излучения сцинтиллятор защищают свинцовым экраном толщиной порядка 3 см.

Были созданы также радиометры, использующие *p-i-n* диоды с Li в *i*-области, и коронные счетчики, наполненные ${}^3\text{He}$.

Для регистрации больших потоков тепловых нейтронов, при которых счетчики «захлебываются», были разработаны ионизационные дифференциальные, коаксиальные камеры. Одна камера наполняется ${}^4\text{He}$ и регистрирует ток от фотонов, другая – ${}^3\text{He}$ и регистрирует ток от фотонов и нейтронов. На внешний электрод наружной камеры подается напряжение одного знака, а на внутренний электрод внутренней камеры – противоположного знака. Разделяющий обе камеры электрод является собирающим для электронов одной камеры и положительных ионов другой. Таким образом, ток, протекающий через резистор, подсоединенный к среднему электроду, соответствует только нейтронной составляющей.

Для еще больших потоков, для управления реакторами применяют детекторы прямой зарядки – ДПЗ. Это российское изобретение. Детектор состоит из центрального родиевого (реже ванадиевого) проволочного электрода диаметром ~0,5 мм, изолятора из поликристаллического отожженного изолятора MgO, Al₂O₃ и наружного электрода из нержавеющей стали. Длина детектора колеблется от 2 см до 2 м. При захвате нейтронов образуются короткоживущие радионуклиды, испускающие β -частицы и электроны внутренней

конверсии. Возникает радиационный ток между внешним и внутренним электродами, который регистрируется гальванометром. Чувствительность детектора длиной 3,1 см равна $3,8 \cdot 10^{-21}$ А·см²·с.

Фоновый ток составляет обычно $2 \div 10$ % от полезного сигнала.

Радиометры быстрых нейтронов

Источники быстрых нейтронов, реализующие (α, n) ядерные реакции, например ^{239}Pu –Be, источник спонтанного деления, например ^{252}Cf , характеризуются протяженным непрерывным спектром от десятков килоэлектронвольт до 18 МэВ. Исключение – реакция (D, T) , в которой рождаются моноэнергетические нейтроны с энергией ~ 14 МэВ. В большинстве случаев выход нейтронов сопровождается фотонами. Их число относительно нейтронов колеблется от 0,6 до 10^3 .

В основе методов регистрации быстрых нейтронов лежат реакции упругого рассеяния на атомах водорода (образуются протоны отдачи) или реакции деления ядер ^{237}Np , ^{238}U , ^{232}Th . Наиболее распространенным в области радиационной безопасности является применение водородосодержащих радиаторов, из которых выходят протоны отдачи.

Представим пластину, на которую падает диффузный (изотропный) поток нейтронов. Условно одну из сторон пластины будем считать сочлененной с каким-либо детектором протонов отдачи (например, с полупроводниковым детектором или сцинтиллятором). Рожденные протоны отдачи имеют непрерывное равномерное распределение от 0 до E_n (E_n – энергия нейтрона). Их угловое распределение в силу изотропности нейтронного потока будет также изотропным. Будем вести отсчет координаты от плоскости сочленения с детектором протонов отдачи. Пусть толщина радиатора $t > \dot{R}_p(E_n)$. При плотности потока ϕ в слое толщиной dx рождаются протоны $\dot{N}_p = \phi \cdot \Sigma \cdot dx \cdot ds$.

Здесь Σ – макроскопическое сечение рассеяния на протонах: $\Sigma = n_{\text{H}} \sigma_{\text{H}}$, где n_{H} – концентрация атомов водорода либо в 1 см³, либо в 1 г/см³ (собственно, размерность Σ – см⁻¹ или см²/г); ds – площадь детектора. Выход протонов на единицу энергии и в еди-

нищу телесного угла равен $\frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot dx \cdot ds \cdot dE_p}{4\pi \cdot E_n}$, а в конус с раствором

угла $\Theta \div \Theta + d\Theta$ выходит $\dot{N} = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot dx \cdot ds \cdot dE_p \cdot d(\cos \Theta)}{2\pi \cdot E_n}$ протонов.

Часть пути протоны проходят в веществе радиатора и часть энергии теряют в нем, а другую часть выносят в детектор. Введем понятие $R_{\text{ост}}$, соответствующего энергии $E_{\text{ост}}$, которая передается детектору. Несложно выразить $\cos \Theta$ через x , R_p , $R_{\text{ост}}$:

$$\cos \Theta = \frac{x}{R_p - R_{\text{ост}}}; \quad d(\cos \Theta) = \frac{x \cdot d \cdot R_{\text{ост}}}{(R_p - R_{\text{ост}})^2}.$$

Теперь можно найти выход протонов из радиатора с остаточным пробегом ($R_{\text{ост}}$), интегрируя вышеприведенное выражение для \dot{N} от 0 до $(R_p - R_{\text{ост}})$:

$$\dot{N}(R_{\text{ост}}, E_p) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds \cdot dE_p \cdot dR_{\text{ост}}}{4E_n}.$$

Пробег протонов связан с их энергией некой функцией $R = F(E_{\text{ост}})$, а $\frac{dR_{\text{ост}}}{dE_{\text{ост}}} = F'$. Тогда

$$\dot{N}(R_{\text{ост}}, E_p) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds \cdot dE_p}{4E_n} \cdot F'(E_{\text{ост}}) \cdot dE_{\text{ост}}.$$

Теперь проинтегрируем это выражение по энергиям протонов от $E_{\text{ост}}$ до E_n :

$$\dot{N}(R_{\text{ост}}, E_p) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds}{4} \cdot F'(E_{\text{ост}}) \cdot \left(1 - \frac{E_{\text{ост}}}{E_n}\right) \cdot dE_{\text{ост}}.$$

При энергиях протонов более 2 МэВ функция F выражается степенной зависимостью: $R_p = k \cdot F_p^m$. Для полиэтилена или парафина $m = 1,72$; а $k = 1,6 \frac{\text{мг}}{\text{см}^2 \cdot (\text{МэВ})^{-m}}$. После подстановки получим

$$\dot{N}(R_{\text{ост}}, E_p) = \frac{\varphi \cdot \Sigma \cdot ds \cdot k \cdot m \cdot E_{\text{ост}}^{m-1}}{4E_n} \cdot \left(1 - \frac{E_{\text{ост}}}{E_n}\right) \cdot dE_{\text{ост}}.$$

Видно, что при $E_{\text{ост}} = 0$ $\dot{N}(E_{\text{ост}}) = 0$, при $E_{\text{ост}} = E_n$ $\dot{N}(E_{\text{ост}}) = 0$. Легко найти положение максимума спектра протонов по остаточной энергии:

$$E_{\text{ост, max}} = \frac{m-1}{m} \cdot E_n \approx 0,45E_n.$$

Однако в радиометрах возникает необходимость отсечки шумовых импульсов, создаваемых вторичными электронами, которые образуются при взаимодействии с фотонами. Пусть энергетический эквивалент отсечки будет равен B . Определим число протонов с остаточными энергиями выше B :

$$\begin{aligned} \dot{N}(E_{\text{ост}} > B) &= \frac{1}{4} \cdot \varphi \cdot \frac{k}{m+1} \cdot (\Sigma \cdot E_n^{m-1}) \cdot E_n \cdot \times \\ &\times \left[1 - \frac{B^m}{E_n^m} \cdot (m-1) \cdot \left(1 - \frac{m}{m+1} \cdot \frac{B}{E_n} \right) \right]. \end{aligned}$$

Сечение рассеяния на водороде в диапазоне $0,050 < E_n < 15$ МэВ можно описать эмпирической формулой:

$$\sigma = \frac{4,83}{\sqrt{E}} - 0,58, \quad E - [\text{МэВ}], \quad \sigma - [\text{барн}].$$

Для не очень высоких энергий E_n и малых значений B оказывается, что \dot{N} почти пропорциональна энергии нейтронов. Однако толщина радиатора может быть меньше, чем $R(E_n)$. В этом случае на участке малых энергий наблюдается почти линейный подъем выхода протонов, потом зависимость достигает максимума, а затем начинает спадать. Например, для полиэтиленового радиатора толщиной 25 мг/см^2 максимум выхода приходится на 6 МэВ , при 120 мг/см^2 – на 10 МэВ . Такая аналитическая оценка не претендует на большую точность.

По расчетам методом Монте-Карло для мононаправленного потока были получены спектры протонов. Интересно, что для толщин радиаторов не меньших $R(E_n)$ максимумы спектров лежат на $E_n/2$, а их значение почти не зависит от энергии нейтронов и колеблется от $3,3 \cdot 10^{-5}$ до $3,8 \cdot 10^{-5}$ протонов на 1 падающий нейтрон на единицу энергии (МэВ).

Широко распространенным детектором быстрых нейтронов является сцинтиллятор, полученный горячим прессованием порошка ZnS(Ag) и полиметилметакрилата (плексиглас, люцит). Было установлено, что наибольшая эффективность регистрации реализуется при отношении весов ZnS(Ag) : пластик = 0,2:0,3. Размер кристаллов ZnS(Ag), обеспечивающий наибольшую эффективность, лежит в пределах 8÷25 мкм. Толщина таблеток не превышает 6 мм из-за плохой прозрачности к свету сцинтилляции. Для того чтобы воспользоваться таким детектором и не требовать знания спектра нейтронов, были определены эффективная чувствительность и эффективный порог регистрации:

$$\eta = \frac{S \cdot \int_0^{\infty} \varepsilon(E_n) \cdot \varphi(E_n) \cdot dE_n}{\int_{E_{\text{пор}}}^{\infty} \varphi(E_n) \cdot dE_n},$$

где $\varepsilon(E_n)$ – эффективность регистрации; $E_{\text{пор}}$ – эффективный порог регистрации, S – площадь детектора. $E_{\text{пор}}$ выбирают из условия максимальной зависимости η от спектра нейтронов. Оказалось, что $E_n = 2$ МэВ, а $\eta = (0,011 \pm 0,008)S$.

Другой подход реализован в радиометрах с гомогенным сцинтиллятором: стильбен или антрацен. Чаще применяют стильбен. Стильбен – это органический кристалл C₁₄H₁₂. Большая концентрация атомов водорода делает такой сцинтиллятор перспективным, однако световыход при возбуждении протонами много меньше, чем при возбуждении электронами той же энергии. Бирксом было показано, что световыход связан с удельной передачей энергии формулой

$$L = \int_0^R \frac{A \cdot \frac{dE}{dx}}{1 + kB \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)} \cdot dx = \int_0^E \frac{A \cdot dE}{1 + kB \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)},$$

где kB – постоянная Биркса, равная приблизительно 0,01, [мг · см⁻² · кэВ⁻¹]; R и E – пробег протона, [мг/см²] с энергией E ; A – постоянная, которая может быть определена сравнением световы-

хода с энергией электронов. Произведение $kB \cdot \left(\frac{dE}{dx}\right)$ мало и тогда

$$L = A \cdot E.$$

Отмеченную выше зависимость L от энергии протонов часто аппроксимируют степенной зависимостью $L \sim E_p^{3/2}$. Такая зависимость приводит к модификации спектра световых импульсов для протонов отдачи. Действительно,

$$\frac{dN}{dE} = \text{const}; \quad \frac{dN}{dL} = \frac{dN}{dE} \cdot \left(\frac{dE}{dL}\right) \sim L^{-1/3}.$$

Возможность регистрации нейтронов на фоне γ -излучения появилась после открытия в 1956 г. зависимости формы импульса от плотности ионизации.

Форму импульса удалось представить суммой двух экспонент: быстро и медленно спадающей. Характеристическое время высвечивания быстрой компоненты равно 6,2 нс, эффективное характеристическое время медленной компоненты – 370 нс. Отношение медленных компонент для нейтронов и электронов равно $\sim 1,8$. Разница в форме импульсов приводит к тому, что после первых 20 нс вклад медленной компоненты электронов, протонов и α -частиц составит 15, 36 и 54 % соответственно.

Было разработано несколько типов электронных схем разделения сигналов по форме импульсов. Одной из распространенных схем разделения сигналов реализуется сравнение импульсов тока и полного заряда. Отрицательный импульс тока возникает в анодной цепи ФЭУ. Резистор анодной цепи имеет сопротивление около 1 кОм. В цепь последнего или предпоследнего диода включается интегрирующая RC цепочка ($R \sim 50$ кОм, $C = 8 \div 60$ пФ). Положительный сигнал пропорционален полному заряду. На T -образном сумматоре сигналы сравниваются. Требуется большое искусство в настройке схемы, чтобы получить минимальный порог отсечки, равный 0,5–0,7 МэВ. Л. Трыков за счет тщательной отстройки схемы и подбора ряда радиодеталей получил порог, равный 0,1 \div 0,15 МэВ. Положительный сигнал с сумматора проходит через эмиттерный повторитель и дискриминатор. В спектрометрах он управляет отбором импульсов, в радиометрах может поступать на счетчик импульсов. Чувствительность счетчика

$$\eta = S \cdot [1 - \exp(-n_n \cdot \sigma_n \cdot h)] \cdot \left(1 - \frac{B}{N}\right),$$

где S – площадь торца сцинтиллятора, а h – его толщина, B – порог регистрации.

Зависимость η от энергии нейтронов проходит через максимум, грубо – при $E = 2$ МэВ. Эффективность регистрации близка к 20 %. В МИФИ было предложено использовать систему дискриминаторов с подобранными порогами и суммировать скорости счета от каждого дискриминатора на едином счетчике импульсов. При порогах 0,5, 4,5, 8,5, 12,5 МэВ удалось получить почти постоянную эффективность с погрешностью менее 17 % в диапазоне 1,5–18 МэВ.

Другой метод был предложен Г.Г. Дорошенко и Е.Л. Столяровой. Они использовали быстрый ФЭУ с ускорительными счетчиками у динодов в нелинейном режиме (напряжение питания ~ 2 кВ против обычных 1,0–1,3 кВ). Делитель напряжения, питающий диноды, был специально подобран так, чтобы возникал объемный заряд возле последнего динода. Во время прохождения импульса тока он «запирал» выход электронов с динода. В цепи динода возникал отрицательный импульс, амплитуда и форма которого были разными для протонов (~ 100 В) и электронов (80 В). Порог отсечки – 1,2–1,5 МэВ.

«Всеволновые» радиометры нейтронов

Этот термин вошел в обиход, когда частицы характеризовали длиной волны вместо энергии. В настоящее время под этим термином понимают детекторы нейтронов, ЭЗЧ которых постоянна или почти постоянна в широкой области энергий (летаргий). Для больших флюенсов нейтронов такими детекторами могут быть тонкие слои, содержащие ^{235}U или ^{239}Pu , помещенные в оболочку из бора или карбида бора. Сечение бора в области малых энергий уменьшается как $E^{-1/2}$. Для нейтронов малых энергий такая оболочка непрозрачна.

Сечение деления ^{235}U или ^{239}Pu в области энергий менее нескольких сотен электронвольт имеет нерегулярный характер и растет с уменьшением энергии. Борный экран поглощает медленные

нейтроны и позволяет получить детектор с почти постоянной чувствительностью, так как сечение деления от 1 кэВ до 5 МэВ постоянно. Осколки деления могут быть зарегистрированы с помощью стекла, слюды-мусковит, поликарбонатных пленок (макрофоль) или лавсана. Осколки деления за счет короткого пробега и высокой энергии производят радиационные повреждения материала. Слюда и стекло подвергают травлению плавиковой кислотой. Органические пленки – раствором КОН. Время травления зависит от партии материала и уровня фона γ -излучения. Растворению подвержен и неповрежденный осколками материал, но скорость его удаления меньше, чем поврежденного. На слюде образуются ромбовидные следы, на стекле и пленках – эллиптические. Регистрация количества таких следов проводится визуально с помощью микроскопов либо с помощью счетчиков электрических разрядов, когда пленку помещают между высоковольтными электродами.

Для малых флюенсов и плотностей потока был разработан всеволновый (длинный) счетчик, называемый также счетчиком Хансена и Мак-Киббена. Физический принцип регистрации таков. На поверхность водородосодержащего замедлителя падает поток нейтронов. Нейтроны частично отражаются, частично, проходя во внутрь замедлителя, замедляются вплоть до тепловых энергий. При малых энергиях максимум концентрации замедлившихся до тепловых энергий нейтронов лежит на поверхности или на небольшой глубине. С ростом энергии падающих нейтронов максимум сдвигается в сторону больших глубин. Например, для 1 МэВ максимум лежит на глубине 3 см, а для 14 МэВ – 6 см. За максимумом концентрация тепловых нейтронов экспоненциально уменьшается с длиной релаксации первичных нейтронов.

Хансен и Мак-Киббен ввели по центру замедлителя борный счетчик тепловых нейтронов, аналогичных СНМ-20. Замедлитель – цилиндр диаметром 20 см и длиной 30 см. Оказалось, что такой детектор занижает плотность потока тепловых нейтронов почти вдвое. Поэтому авторы разместили восемь «ловушек» тепловых нейтронов у переднего торца цилиндра. Эти ловушки представляют собой цилиндрические углубления в тело замедлителя длиной 8,5 см и диаметром 2,5 см. Ловушки расположены по окружности диаметром 8,5 см. Такое изобретение позволило получить счетчик с почти постоянной ЭЗЧ в диапазоне тепловых энергий (чувстви-

тельность падает на 14 %) вплоть до 5 МэВ. Вдвигая счетчик внутрь замедлителя, можно увеличить чувствительность к нейтронам с энергией 14 МэВ, но понизить чувствительность к тепловым нейтронам.

С помощью точечного изотропного источника нейтронов, последовательно перемещая его вдоль оси счетчика на разные расстояния от торца, можно определить эффективный центр регистрации. Пусть расстояние до источника с известным потоком нейтронов Q будет равно R . Тогда при чувствительности детектора η получим скорость счета \dot{N} :

$$\dot{N} = \frac{Q}{4\pi \cdot (R+r)^2}.$$

Значение η может быть неизвестно, как неизвестна глубина до эффективного центра r . Преобразуя выше написанную формулу, получим

$$\sqrt{\frac{1}{\dot{N}}} = \left(\frac{4\pi}{Q \cdot \eta} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (R+r).$$

Относительно $(R+r)$ получили уравнение прямой. Величину r находят либо графическим способом решения уравнения, либо методом наименьших квадратов. Найдя r , легко определить и величину η .

Для энергий 1 МэВ эффективный центр заглублен на (3 ± 1) см, для 5 МэВ – $(6,5 \pm 1)$ см, а для 14 МэВ – (12 ± 2) см.

Для того чтобы детектор был изотропен по чувствительности, Нахтигаль предложил применить мультисферный радиометр. Детектор тепловых нейтронов – сцинтиллятор LiF(Eu). Ниже приведена связь между плотностью потока нейтронов и скоростями счета детектора в сферическом замедлителе с диаметром, указанным в скобках:

$$\varphi = 0,16\dot{N}(5,1) - 0,02\dot{N}(8,9) + 0,12\dot{N}(12,7) - \\ - 0,07\dot{N}(17,8) + 0,12\dot{N}(29,2).$$

Средняя погрешность – ± 2 %, разбросы ЭЗЧ при некоторых энергиях достигают 20 %.

11. СПЕЦИАЛЬНЫЕ РАДИОМЕТРЫ

Радиометры аэрозолей

Аэрозоли представляют собой мельчайшие частицы, взвешенные в воздухе. Для того чтобы измерить объемную активность аэрозолей, их предварительно осаждают на фильтры. В качестве фильтров применяют волоконные материалы, разработанные в Институте физической химии и электрохимии под руководством академика И.В. Петрянова-Соколова. Базовым фильтром является ФПП-1,5-15. Он изготовлен из тончайшего перхлорвинилового волокна диаметром 1,5 мкм. Коэффициент захвата аэрозолей достигает 99,9 %. Фильтр устанавливается в держателе и помещается на входной растроб воздуходувки.

После прокачки известного объема воздуха фильтр снимается и подвергается радиометрическому анализу: с внешней стороны измеряют выход α -частиц, с внутренней – β -частиц. В ряде случаев фильтры для получения тонкой пробы проводят «мокрое» сжигание. Были разработаны переносные аэрозольные радиометры, в которых аэрозоли осаждаются на фильтр-ленту, которая периодически перемещается к счетчикам для регистрации α - и β -излучений.

Радиометрия газов

Радиоактивные газы образуются в радиохимическом производстве, при работе реакторов (аргон) и в случае разгерметизации твэлов (криптон, ксенон, тритий). Были разработаны специальные радиометры газов. Они основаны на откачке воздуха из фиксированного объема и последующего наполнения этого объема через аэрозольный фильтр исследуемым воздухом. В качестве детекторов β -частиц используют многонитяные счетчики СБГ-10 либо пластиковые сцинтилляторы.

В носимых радиометрах используют эластичный гофрированный материал подобно мехам гармони для всасывания воздуха.

Чувствительность радиометров определяют, заполняя объем газом с известной активностью.

Для контроля газов, выбрасываемых через вентиляционную систему, часто применяют отвод выбрасываемого газа в так называемую

мую байпасную трубку. Внутри устанавливают газоразрядный счетчик, а при большой активности – проточную ионизационную камеру.

Радиометры жидкостей

Для контроля жидких радиоактивных сбросов применяют специальные радиометры. Как правило, через байпасную трубу жидкость поступает в замкнутый проточный объем в свинцовой защите. Внутри объема установлены герметизированные стальные β -счетчики. Калибровка устройства осуществляется путем заполнения объема раствором известной активности с составом, аналогичным анализируемому.

Счетчики (спектрометры) излучения человека – СИЧ

При проживании людей в загрязненных районах, при авариях на производстве радионуклиды могут попасть в организм человека с водой, пищей, аэрозолями. Попавшие в человека радионуклиды транспортируются с кровью к различным органам человека. Доза формируется за счет β -излучения, α - и γ -излучения. Для определения средней активности инкорпорированных радионуклидов во всем теле человека или в отдельных органах созданы разнообразные счетчики излучения человека: от самых простейших до сложных по конструкции и методам обработки измерений. Следует подчеркнуть, что доза от внутреннего облучения достигает 30 % эффективной дозы. СИЧ установлены на АЭС, комбинатах, в службах санэпиднадзора.

В соответствии с международной классификацией СИЧ представлены типами в зависимости от положения обследуемого и применяемой детектирующей аппаратуры.

Тип А. Обследуемый лежит на дугообразной кушетке. В центре окружности, частью которой является дугообразная кушетка, расположен детектор фотонов, чаще всего объемный сцинтиллятор NaI(Tl). Радиус окружности – 1,5–2,0 м.

Тип В. Обследуемый сидит в кресле с сильно откинутой спинкой, типа шезлонга. Детектор расположен на некотором расстоянии от живота. Такой СИЧ наиболее распространенный.

Тип С. Обследуемый лежит на плоской кушетке. По одному или по паре детекторов находятся над кушеткой и под ней.

Тип D. Над и под лежащим на кушетке обследуемым расположены детекторы, которые сканируют человека, медленно или пошагово перемещаясь.

Тип F. Над и под кушеткой с обследуемым располагаются блоки массивных пластических сцинтилляторов вдоль всего тела.

Тип G. Обследуемый лежит на кушетке, а вдоль всего тела расположены блоки пластических сцинтилляторов, образующих полуцилиндр. Обследуемый лежит по оси цилиндра.

Тип H. 4л-геометрия с блоками пластических сцинтилляторов.

Наконец, авария на ЧАЭС и массовые обследования людей вызвали появление упрощенного варианта носимого СИЧ. Обследуемый сидит на стуле, согнувшись к коленям. В живот упирается сцинтилляционный детектор с кристаллом NaI(Tl).

От СИЧ требуется высокая чувствительность. Так, необходимо измерять содержание йода в щитовидной железе на уровне 10^2 Бк, радионуклидов в легких – 10^3 Бк, во всем теле человека – 10^4 Бк.

Высокочувствительные СИЧ необходимо защищать от внешнего фона. Самая дешевая защита – баки с водой. Но она слишком громоздка.

Часто используют комбинированную защиту: внешняя оболочка – чугун или сталь толщиной ~10 см, затем свинец толщиной 1÷2 см и, наконец, пластины меди для поглощения КХ-радиации из свинца. Двери в помещении СИЧ делают с притертыми краями. Время измерения составляет 10÷40 минут, поэтому необходима подача воздуха комфортной температуры, для переговоров с обследуемым используют переговорные устройства.

Большинство детекторов NaI(Tl) имеют размеры 120×150 мм. Блоки из пластических сцинтилляторов имеют обычно форму параллелепипеда размером 400×400×120 мм. Для уменьшения фона от естественного калия лучше использовать ФЭУ с колбой из кварца или безкалиевого стекла.

Для калибровки СИЧ используют фантомы различных конструкций, внутрь которых введены растворы с известной активностью. В паспорте указывают разрешение по ^{40}K и ^{137}Cs , интегральный фон в диапазоне энергий 0,1÷2 МэВ, исследуемый диапазон

энергий, фон в этом диапазоне, минимально определяемую активность.

Основная погрешность связана с глубинным расположением радионуклида в теле человека. Поэтому рекомендуют измерять скорость счета над и под человеком и представлять среднее геометрическое значение: $N = \sqrt{N_{\text{грудь}} \cdot N_{\text{спина}}}$.

Для определения локализации радионуклидов приходится производить сканирование и решать «обратную» задачу.

В случае внутреннего загрязнения человека ^{90}Sr – ^{90}Y , которое преимущественно накапливается в костной ткани, используют сэндвичи из тончайшего кристалла CsI(Tl) и NaI(Tl) . Такие сэндвичи получили название «фосфич».

Регистрируют выход радиации из лба или коленных чашечек.

Для анализа содержания α -радионуклидов (^{239}Pu , ^{240}Pu) применяют анализ радиоактивности мочи, а среднее содержание в органах получают на основании биологических моделей, учитывающих транспорт радионуклида.

12. ДОЗИМЕТРЫ ЭКВИВАЛЕНТА ДОЗЫ НЕЙТРОНОВ И ДРУГИХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫХ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ

Дозиметры эквивалента дозы нейтронов

подавляющее большинство таких приборов основано на использовании эффекта замедления нейтронов. Независимо в СССР и США были предложены однотипные конструкции эквидозиметров нейтронов. Оказалось, что оптимальная толщина сферического замедлителя составляет 12 см (полиэтилен). В дозиметре Хэнкинса (США) в центре полиэтиленового шара располагался сцинтилляционный детектор тепловых нейтронов – $^6\text{LiF(Eu)}$, который через световод оптически соединялся с ФЭУ. В приборе И.Б. Кеирим-Маркуса (СССР) вначале применяли составной парафиновый шар. Внешняя оболочка содержала карбид бора (до 90 % по весу). Детектором тепловых нейтронов являлся дисперсный сцинтиллятор ZnS(Ag) с бором. ФЭУ вводился внутрь замедлителя. Наличие демонтируемой внешней оболочки позволяло по отношению скоро-

стей счета грубо оценивать среднюю энергию нейтронов. В последующих модификациях разработчики сохранили двоякость замедлителя, наружный слой не содержит карбида бора, а внутренний покрыт слоем кадмия. Замедлители изготавливают из полиэтилена.

ЭЗЧ была экспериментально проверена методом времени пролета на импульсном реакторе в Объединенном институте ядерных исследований (г. Дубна). Зависимость чувствительности от энергии несколько лучше, чем в приборе Хансена. Максимальный всплеск чувствительности наблюдался для области энергий нейтронов около 10 кэВ. Если в диапазоне 0,1–5 МэВ ЭЗЧ почти постоянна, то при 10 кэВ чувствительность в 6 раз больше, чем на плато. Однако для набора типичных спектров нейтронов погрешность в определении дозы не превышает 22 %.

Для понижения γ -фона в некоторых зарубежных приборах, использующих ${}^6\text{LiF}(\text{Eu})$ детектор тепловых нейтронов, были вынуждены ввести внутренние экраны из чистого свинца. Такие приборы уже не являются носимыми из-за веса. В них детектор устанавливается на тележке.

Другим, не менее совершенным, является прибор Андерсена. В нем использован борный счетчик, который окружен коаксиальными цилиндрами. Диаметр счетчика 30 мм. Ближайший к счетчику экран выполнен из полиэтилена толщиной 16 мм, второй цилиндр толщиной 5 мм изготовлен из борированной пластмассы с перфорацией, занимающей 22 % поверхности, и внешний – полиэтиленовый цилиндр с толщиной стенок 65 мм. Длина цилиндра 255 мм. С торца счетчик закрыт полусферой с аналогичными слоями. Максимальная асимметрия чувствительности не превышает 27 %, а погрешность определения дозы – не более 25 % для мононаправленного или диффузионного потока нейтронов. Чувствительность ~2,5 импульса при дозе 1 нЗв. Масса счетчика – 15 кг (без измерительного пульта).

В современной терминологии указанные дозиметры предназначены для мониторинга нейтронного поля излучения, для групповой дозиметрии нейтронов.

Проблема индивидуальной дозиметрии нейтронов в надлежащей мере не решена.

Индивидуальные дозиметры нейтронов можно представить следующими классами:

1. Дозиметры, основанные на регистрации протонов отдачи с помощью ядерных эмульсий (подсчет треков).

2. Дозиметры, основанные на регистрации быстрых нейтронов по осколкам деления, испускаемых ^{237}Np (эффективный порог 0,5 МэВ) или ^{238}U и ^{232}Th (эффективный порог 1,1 МэВ). Детекторы осколков деления – слюда, стекло, органические пленки.

3. Дозиметры альбедного типа, основанные на замедлении быстрых и промежуточных нейтронов в теле человека и обратном выходе тепловых нейтронов. Для того чтобы избежать прямого взаимодействия с внешним падающим потоком тепловых нейтронов, используют борированные экраны, прикрывающие детекторы тепловых нейтронов.

4. Комбинированные детекторы тепловых нейтронов и быстрых нейтронов.

В дозиметрах первого типа применяют ядерные эмульсии, для выравнивания ЭЗЧ используют сложный фильтр, состоящий из чередующихся слоев полиэтиленовых пленок и алюминиевых фольг, толщины которых специально подобраны. Наилучшим является фильтр, предложенный В.Н. Лебедевым и его сотрудниками. При калибровке на воздухе ЭЗЧ дозиметра должна соответствовать дозовому эквиваленту, так как отраженные от тела нейтроны автоматически проявят себя при ношении дозиметра.

Во втором типе дозиметров использовано то, что энергетические зависимости дозы, создаваемой единичным флюенсом нейтронов, и сечения деления условно постоянны для быстрых нейтронов. Быстрые нейтроны, как правило, вносят основной вклад в эквивалентную дозу. Осколки деления регистрируются трековыми детекторами. В некоторых странах налажен контроль методом почтовых отправок дозиметров из ядерных центров в специализированную лабораторию. Время экспозиции – обычно квартал.

По-видимому, альбедные дозиметры впервые были предложены И.Б. Кеирим-Маркусом. В качестве детектора нейтронов используют комбинацию ^6Li и ^7Li . Первый детектор регистрирует дозу γ -излучения и энерговыделение от тепловых нейтронов, второй – только дозу γ -излучения. Разность показаний позволяет оценить энерговыделение от тепловых нейтронов. При этом надо учиты-

вать, что при равных поглощенных энергиях выход термолуминесценции тепловых нейтронов меньше, чем от фотонов. Конструкции экранов, предотвращающих прямую регистрацию потока тепловых нейтронов, разнообразны. Один из наиболее совершенных экранов был разработан в Великобритании. Фильтр изготовлен из борированной пластмассы. Он представляет собой комбинацию диска толщиной 3 мм, диаметром 48 мм и цилиндра диаметром 24 мм, высотой 9 мм, с колодцем диаметром 14 мм, в который погружают упомянутую комбинацию детекторов. Авторами прибора проведено исследование эффективности регистрации альбедных нейтронов от расстояния тело-детектор. При расстоянии ~ 20 мм эффективность регистрации почти постоянна в диапазоне $0,1 \div 5 \cdot 10^3$ эВ. Поэтому, как отмечают авторы, такие детекторы являются вторичными приборами, которые должны калиброваться на рабочих местах по показаниям дозиметров типа РУС.

Помимо ТЛД для регистрации тепловых нейтронов применяют тонкие радиаторы из борсодержащих веществ, α -частицы регистрируют трековым детектором (пленка CR-39 или нитроцеллюлозная пленка). В литературе описаны приборы с трековыми детекторами осколков деления, испускаемыми радиаторами-слоями с ^{235}U .

Комбинированные индивидуальные дозиметры объединяют детекторы быстрых нейтронов и альбедные дозиметры. Такой дозиметр был разработан в Харуэлле. В нем использован миниатюрный пропорциональный счетчик, наполненный метаном и азотом. Счетчик регистрирует протоны отдачи с энергиями выше 150 кэВ и протоны, возникающие в реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$. Дозовая ЭЗЧ прибора имеет сложный вид с несколькими максимумами. Максимальные отличия достигают $\pm 60\%$. Масса счетчика $\sim 0,5$ кг. Чувствительность при калибровке в «свободном воздухе» с помощью Pu-Be источника составляет 100 импульсов на 1 мЗв.

При космических полетах, авиаполетах в высоких широтах, на ускорителях протонов на человека воздействуют не только нейтроны (они главенствуют по дозе), но и другие частицы. Для дозиметрии в таких условиях созданы комбинированные дозиметры. Известно, что показания ионизационных камер, работающих в условиях высокого собирания зарядов (99,9 %), почти не зависят от линейной передачи энергии. З. Зельчинским была разработана рекомбинационная камера. Она наполнена тканеэквивалентным газом до

высокого давления. Коэффициент собирания зарядов при облучении фотонами ~95 %. В этих условиях внешнее приложенное электрическое поле не способно препятствовать колонной рекомбинации при больших значениях ЛПЭ. Разность сигналов или их отношение с некоторым приближением воспроизводит зависимость коэффициента качества от ЛПЭ.

Таким образом, удается определить поглощенную дозу и средний коэффициент качества.

Другим прибором, разработанным польским ученым Пшона, является комбинированный дозиметр, содержащий сцинтилляционный детектор с пластиковым сцинтиллятором и ионизационную камеру с высоким коэффициентом собирания. Используется нелинейность световых выходов от энергии частиц в зависимости от ЛПЭ. Разность показаний позволяет при надлежащей настройке устройства определить коэффициент качества. Ионизационная камера измеряет поглощенную дозу. Прибор реализован так, что ионизационная камера является кожухом сцинтилляционного регистратора, работающего в токовом режиме.

13. НЕОПРЕДЕЛЕННОСТЬ РЕЗУЛЬТАТОВ РАДИАЦИОННОГО КОНТРОЛЯ

Основные определения

Средство измерений (СИ) – техническое средство (или комплекс средств), предназначенное для измерений конкретной физической величины и имеющее нормированные метрологические характеристики.

Показание СИ (X) – значение измеряемой величины, получаемое как непосредственный отсчет СИ.

Погрешность СИ – метрологическая характеристика СИ, определяемая как отличие показания СИ от истинного значения (X_0) измеряемой величины, в качестве которой принимается значение величины, воспроизводимой соответствующим эталоном:

абсолютная погрешность (в единицах измеряемой величины)

$$\Delta = X - X_0;$$

относительная погрешность

$$\delta = \Delta/X_0.$$

Расширенная неопределенность измерений (X_{\min}, X_{\max}) – интервал вокруг измеренного значения величины, внутри которого с заданной доверительной вероятностью (P) находится истинное значение измеряемой величины. При приведении значения неопределенности следует приводить значения доверительной вероятности, для которой она рассчитана (обычно $P = 0,95$). Неопределенность измерений приводится в абсолютных или относительных величинах. Основными составляющими неопределенности являются:

- статистическая (случайная) неопределенность измерений;
- погрешности СИ (основная и дополнительная);
- методическая погрешность обработки измерительной информации (погрешность методики выполнения измерений – МВИ);
- погрешности, вызываемые взаимодействием (возмущением) средств измерений с объектом измерений, погрешности пробоотбора, пробоподготовки и др.

Результат (точечного) измерения (R) – определенное по показаниям СИ значение искомой величины в заданной контрольной точке с оценкой неопределенности измерений после введения обязательных (регламентированных) поправок K_j : $R = X \prod_{j=1}^m K_j$. Расширенная неопределенность результата измерения – (R_{\min}, R_{\max}).

Стандартная неопределенность – неопределенность измерения при доверительной вероятности $P = 0,68$ (1σ).

Случайная составляющая неопределенности (погрешности)

Для определения случайной составляющей погрешности СИ выполняют многократные измерения с целью максимально возможно уменьшить среднее квадратическое отклонение показаний СИ. Оценка показаний СИ (\tilde{X}) при многократных (n) прямых наблюдениях в неизменных условиях определяется как среднее арифметическое значений показаний X_i :

$$\tilde{X} = \sum_{i=1}^n X_i / n .$$

Стандартная неопределенность для X_i :

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \tilde{X})^2}{n-1}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n X_i^2 - n\tilde{X}^2}{n-1}}.$$

Стандартная неопределенность для (\tilde{X}) :

$$\sigma(\tilde{X}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (X_i - \tilde{X})^2}{n(n-1)}} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n X_i^2 - n\tilde{X}^2}{n(n-1)}}.$$

Относительная стандартная неопределенность для (\tilde{X}) :

$$\delta(\tilde{X}) = \sigma(\tilde{X}) / \tilde{X}.$$

Интервал значений, в котором с доверительной вероятностью P может находиться истинное показание СИ, оценивается как

$$(\tilde{X}_{\min}, \tilde{X}_{\max}) = \tilde{X} \pm \Delta\tilde{X}; \quad \Delta\tilde{X} = t_{n-1}^P \sigma(\tilde{X}).$$

При технических измерениях для числа наблюдений $5 \div 10$ с доверительной вероятностью $P = 0,95$ принимают $t_{n-1}^P = 2$ для нормального распределения случайной величины и $t_{n-1}^P = 1,7$ – для равномерного распределения. О метрологической корректности и оценке стандартной неопределенности однократных наблюдений говорить затруднительно.

Систематические составляющие неопределенности (погрешности)

Систематические составляющие погрешности показаний СИ (неучтенный остаток систематической погрешности) или параметров, входящих в поправки K_j , обычно задаются в виде абсолютных или относительных отклонений границ распределения $\pm \theta_j$, условно принимая, что они имеют равномерное распределение. Стандартная неопределенность составляющей систематической погрешности – $\theta_j / \sqrt{3}$.

Неопределенность (погрешность) результата измерений

Стандартная неопределенность результата измерений является совокупностью случайной и систематических составляющих погрешностей. Она зависит от вида связи результата измерений с показаниями СИ и формой поправок. Относительная стандартная неопределенность результата измерений определяется как

$$\delta(R) = \sqrt{\delta_{\bar{X}}^2(R) + \sum_{j=1}^m \delta_j^2(R)},$$

где $\delta_{\bar{X}}(R)$ – вклад в суммарную стандартную неопределенность случайной составляющей погрешности, $\delta_j(R)$ – вклад в суммарную стандартную неопределенность j -й составляющей систематической погрешности.

При значениях относительной погрешности, не превышающих 0,2, расширенная неопределенность результата измерений обычно задается симметрично относительно самого результата измерений, т.е. $\Delta R^+ = \Delta R^- = \Delta R$.

В соответствии с этим $\Delta R = K_R \delta(R) R$, где K_R – коэффициент расширения. При $P = 0,95$ принимается $K_R = 2$.

Примечание. При $R < 0$ (возможно при разностных измерениях из-за статистического разброса показаний СИ) принимается $R = 0$. Также принимается $R = 0$ при $R - \Delta R < 0$.

Пример вычисления парциальных составляющих относительной стандартной неопределенности.

Пусть результатом измерений радиометром является скорость счета (n_0). «Мертвое время» радиометра – $\tau_M \pm \Delta\tau_M$. Тогда $n_0 = \frac{\tilde{n}}{1 - \tilde{n}\tau_M}$, где \tilde{n} – оценка наблюдаемой скорости счета, $1/(1 - \tilde{n}\tau_M)$ – поправка на «мертвое время». Случайная составляющая относительной стандартной неопределенности

$$\delta_{\tilde{n}}(n_0) = \tilde{n} \frac{d \ln(n_0)}{d\tilde{n}} \delta(\tilde{n}) = \left(1 + \frac{\tilde{n}\tau_M}{1 - \tilde{n}\tau_M} \right) \delta(\tilde{n}).$$

Систематическая составляющая относительной стандартной неопределенности

$$\delta_{\tau_M}(n_0) = \tau_M \frac{d \ln(n_0)}{d\tau_M} \delta(\tau_M) = \frac{\tilde{n} \tau_M}{1 - \tilde{n} \tau_M} \delta(\tau_M) = \frac{\tilde{n} \tau_M}{1 - \tilde{n} \tau_M} \frac{\Delta \tau_M}{\sqrt{3}}.$$

Относительная стандартная неопределенность

$$\delta(n_0) = \sqrt{\left(1 + \frac{\tilde{n} \tau_M}{1 - \tilde{n} \tau_M}\right)^2 \delta^2(\tilde{n}) + \left(\frac{\tilde{n} \tau_M}{1 - \tilde{n} \tau_M}\right)^2 \frac{\Delta \tau_M^2}{3}}.$$

Результат измерений совместно с расширенной неопределенностью: $n_0 \pm 2 \delta(n_0) n_0$; $P = 0,95$.

При значениях относительной погрешности, превышающих 0,2, расширенная неопределенность результата измерений имеет несимметричные пределы для положительных и отрицательных неопределенностей. В этом случае в качестве величины, характеризующей погрешность, целесообразно использовать фактор неопределенности F или натуральную логарифмическую погрешность L , имеющую симметричные пределы для равноточных измерений.

Данные величины связаны соотношениями:

$$F = e^L = 1 + \Delta R_+; 1/F = e^{-L} = 1 - \Delta R_- \\ \text{или } \Delta R_+ = F - 1; \Delta R_- = 1/F - 1.$$

СПИСОК РЕКОМЕНДУЕМОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Иванов В.И. Курс дозиметрии. Учебник. Издание 4-е. – М.: Энергоатомиздат, 1988.
2. Брискман Б.А., Генералова В.В., Крамер-Агеев Е.А., Трошин В.С. Внутрореакторная дозиметрия. Практическое руководство. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
3. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. – М.: Энергоатомиздат, 1985.
4. Полупроводниковые детекторы в дозиметрии ионизирующих излучений / Под ред. В.К. Ляпидевского. – М.: Атомиздат, 1973.
5. Крамер-Агеев Е.А., Лавренчик В.Н., Самосадный В.Т., Протасов В.П. Экспериментальные методы нейтронных исследований. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
6. Брегадзе Ю.И., Степанов Э.К., Ярына В.П. Прикладная методология ионизирующих излучений. – М.: Энергоатомиздат, 1990.
7. Кеирим-Маркус И.Б. Эквидозиметрия. – М.: Атомиздат, 1980.
8. Нормы радиационной безопасности, НРБ-99/2009.
9. Труды МКРЗ. Публикация 103 МКРЗ. (Пер. с англ. / Под общей ред. М.Ф. Киселева и Н.К. Шандалы). – М.: Изд-во ООО ПКФ «Алана», 2009.
10. Горн Л.С., Матвеев В.В., Самосадный В.Т. и др. Ядерное приборостроение / Под ред. С.Ч. Чебышева и Б.И. Хазанова. Т. 1. – М.: ООО «Восточный горизонт», 2005.

Приложение Вопросы для самоконтроля

1. Какой метод проектирования приборов признан наиболее перспективным?

Ответы:

- 1.1. Моноприборный.
- 1.2. Блочно-узловой.
- 1.3. Функционально-узловой.

2. Что непосредственно измеряют дозиметры с ионизационной камерой с тканеэквивалентными стенками?

Ответы:

- 2.1. Поглощенную дозу.
- 2.2. Экспозиционную дозу.
- 2.3. Эквивалентную дозу.

3. Из какого условия выбирается объем камеры при проектировании ионизационных камер?

Ответы:

- 3.1. Максимальной мощности дозы заданного диапазона.
- 3.2. Минимальной мощности дозы заданного диапазона.
- 3.3. Средней мощности дозы заданного диапазона.

4. Из какого условия выбирают напряжение, подаваемое на электроды камеры?

Ответы:

- 4.1. Максимальной мощности дозы заданного диапазона.
- 4.2. Минимальной мощности дозы заданного диапазона
- 4.3. Средней мощности дозы заданного диапазона.

5. Как определяют поглощенную дозу в эталонном материале (D_0) по измеренной дозе (D_d), если отношение эффективного размера детектора к максимальному пробегу электрона меньше 0,15?

Ответы:

5.1.
$$D_0 = D_d \cdot \frac{\mu_{en,0}}{\mu_{en,d}} .$$

$$5.2. \quad D_0 = D_d \cdot (d\Phi/dx)_0 / (d\Phi/dx)_d .$$

$$5.3. \quad D_0 = D_d \cdot \rho_0 / \rho_d \quad (\rho - \text{плотность материалов}).$$

6. Из какого условия выбирают толщину стенки (d) ионизационной камеры для измерения кермы моноэнергетического γ -излучения (R – пробег электронов с максимальной энергией)?

Ответы:

$$6.1. \quad d \leq 0,15R .$$

$$6.2. \quad d > (3 \div 5) R .$$

$$6.3. \quad d = R .$$

7. Чему должна быть равна толщина детектора (d) в сцинтиляционном дозиметре?

Ответы:

$$7.1. \quad d \leq 0,15R .$$

$$7.2. \quad d = R .$$

$$7.3. \quad d > 3 R .$$

8. Что применяют для улучшения ЭЗЧ, если сцинтиляционный детектор дозиметра выполнен из материала с эффективным атомным номером меньшим, чем у ткани?

Ответы:

8.1. Фильтр из тяжелого материала ($Z > Z_{\text{ткани}}$).

8.2. Перфорированный фильтр из тяжелого материала.

8.3. Сцинтиляционные добавки сцинтиллятора более тяжелого материала.

9. Что предпочтительнее измерять для измерения очень малых мощностей доз в сцинтиляционных дозиметрах?

Ответы:

9.1. Скорость счета импульсов.

9.2. Средний ток.

9.3. Произведение количества импульсов на заряд каждого импульса.

10. Для сглаживания ЭЗЧ в термолюминесцентных дозиметрах на базе Al_2O_3 решили применить экран. Какова конструкция экрана?

Ответы:

10.1. Сплошной экран из тканеэквивалентного материала

10.2. Сплошной экран из материала с большим Z .

10.3. Перфорированный экран из материала с большим Z .

11. Чем определяется толщина чувствительной области полупроводникового дозиметра, работающего в оптимальном режиме?

Ответы:

11.1. Шириной $p - n$ перехода.

11.2. Толщиной всего ППД.

11.3. Толщиной, равной длине диффузии носителей заряда.

12. На газоразрядный счетчик падает поток электронов и α -частиц. Каковы амплитуды импульсов?

Ответы:

12.1. Для электронов больше, чем для α -частиц.

12.2. Для α -частиц больше, чем для электронов.

12.3. Примерно одинаковы.

13. Куда необходимо поместить дозиметр с газоразрядным счетчиком для улучшения его дозовой ЭЗЧ?

Ответы:

13.1. В экран из тканеэквивалентного материала.

13.2. В экран из материала с большим Z .

13.3. В экран из материала с большим Z , имеющим отверстия.

14. На что опираются при проектировании избирательных радиометров α -излучения?

Ответы:

14.1. На более высокую энергию α -частиц, чем у электронов.

14.2. На более тяжелую массу.

14.3. На большую тормозную способность.

15. Как изменяется коэффициент газового усиления пропорционального счетчика при увеличении давления?

Ответы:

- 15.1. Линейно падает.
- 15.2. Уменьшается.
- 15.3. Остается постоянным.

16. Как изменяется коэффициент газового усиления пропорционального счетчика при увеличении напряжения?

Ответы:

- 16.1. Линейно растет.
- 16.2. Экспоненциально растет.
- 16.3. Экспоненциально уменьшается.

17. Как выделяют сигналы газоразрядного счетчика, связанные с регистрацией фотонов и электронов?

Ответы:

- 17.1. Путем анализа формы импульса.
- 17.2. Путем использования экрана.
- 17.3. Путем изменения напряжения на счетчике.

18. Зависит ли эффективность регистрации β -частиц от толщины окна (стенки) β -счетчика?

Ответы:

- 18.1. Не зависит.
- 18.2. Зависит во всем диапазоне энергий переходов.
- 18.3. Не зависит при больших энергиях переходов.

19. Какой критерий применим для выбора толщины сцинтиллятора для регистрации β -частиц на фоне γ -излучения?

Ответы:

- 19.1. Толщина сцинтиллятора равна пробегу самого быстрого электрона.
- 19.2. Толщину сцинтиллятора выбирают как можно тоньше.
- 19.3. Толщина сцинтиллятора определяется соотношением амплитуды импульсов и шума.

20. Чем создается максимальная эквивалентная доза в реальных условиях?

Ответы:

- 20.1. Тепловыми нейтронами.
- 20.2. Быстрыми нейтронами
- 20.3. Промежуточными нейтронами.

21. Зависит ли эффективная доза от ориентации человека по отношению к пучку нейтронов?

Ответы:

- 21.1. Нет, не зависит.
- 21.2. Максимальна в изотропном поле.
- 21.3. Максимальна при передне-задней геометрии.

22. Как в измерителях кермы нейтронов сигнал связан с передачей энергии?

Ответы:

- 22.1. Ядрам отдачи.
- 22.2. Протонам отдачи.
- 22.3. Фотонам от захвата на водороде.

23. Какую дозовую чувствительность имеют альбедные дозиметры нейтронов на базе ${}^6\text{LiF}$ и ${}^7\text{LiF}$?

Ответы:

- 23.1. Постоянную независимо от энергии нейтронов.
- 23.2. Максимальную в области быстрых нейтронов.
- 23.3. Максимальную в области тепловых и промежуточных нейтронов.

24. ЭЗЧ индивидуального дозиметра должна соответствовать эквиваленту дозы за экраном?

Ответы:

- 24.1. Определенному в свободном воздухе.
- 24.2. Определенному на поверхности шара из тканеэквивалентного материала.
- 24.3. Определенному на поверхности призмы.

25. Для чего предназначены дозиметры амбиентного эквивалента дозы?

Ответы:

- 25.1. Для измерения эквивалента дозы в аварийных ситуациях.
- 25.2. Для индивидуальной дозиметрии.
- 25.3. Для радиационного мониторинга.

26. При измерении толстой пробы водного раствора (толщина больше пробега α -частиц R) зарегистрировали N имп./с с помощью ППД, имеющего площадь 1 см^2 . Чему равна удельная активность?

Ответы:

- 26.1. N
- 26.2. N/R .
- 26.3. $N/4$.

27. Что должен иметь во входном каскаде электрометрический усилитель постоянного тока, предназначенный для измерения ионизационного тока камеры?

Ответы:

- 27.1. Биполярный транзистор.
- 27.2. Полевой транзистор.
- 27.3. МДП транзистор.

28. Каковы требования к массе индивидуального дозиметра?

Ответы:

- 28.3. Не более 200 г.
- 28.4. Не более 20 г.
- 28.5. Не более 2 кг.

29. Каковы требования к массе носимого прибора?

Ответы:

- 29.3. Не более 200 г.
- 29.4. Не более 8 кг.
- 29.5. Не более 15 кг.

30. Каким сцинтиллятором снабжен блок детектирования сцинтилляционного радиометра α -излучения?

Ответы:

- 30.1. Пластическим сцинтиллятором.
- 30.2. Монокристаллическим сцинтиллятором NaI(Tl).
- 30.3. Дисперсным сцинтиллятором в прозрачной пленке.

31. Каким сцинтиллятором снабжен блок детектирования сцинтилляционного радиометра β -излучения?

Ответы:

31.1. Пластическим сцинтиллятором.

31.2. Монокристаллическим сцинтиллятором NaI(Tl).

31.3. Дисперсным сцинтиллятором в прозрачной пленке.

32. В радиометрах быстрых нейтронов используют...

Ответы:

32.1. Сцинтиллятор ZnS(Ag) в смеси с борной кислотой.

32.2. Сцинтиллятор ZnS(Ag) в прозрачном пластике.

32.3. Сцинтиллятор NaI(Tl).

33. Какой детектор используют во «всеволновом» детекторе нейтронов?

Ответы:

33.1. Пропорциональный счетчик тепловых нейтронов.

33.2. Пропорциональный счетчик, наполненный метаном, для регистрации протонов отдачи.

33.3. Спектрометр фотонов для регистрации захватного излучения.

Ответы на контрольные вопросы

1.2, 2.1, 3.2, 4.1, 5.2, 6.3, 7.3, 8.3, 9.3, 10.3, 11.3, 12.3, 13.3, 14.3, 15.2, 16.2, 17.2, 18.3, 19.3, 20.2, 21.3, 22.2, 23.3, 24.3, 25.3, 26.3, 27.3, 28.1, 29.2, 30.3, 31.1, 32.2, 33.1

Евгений Александрович Крамер-Агеев
Владимир Сергеевич Трошин

ИНСТРУМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ
РАДИАЦИОННОЙ БЕЗОПАСНОСТИ

Учебное пособие

Редактор *Н.В. Шумакова*
Оригинал-макет подготовлен *С.В. Тялиной*

Подписано в печать 15.12.2010. Формат 60x84 1/16
Печ.л. 5,5. Изд. № 1/4/88. Тираж 110 экз. Заказ № 33

Национальный исследовательский ядерный университет «МИФИ».
115409, Москва, Каширское шоссе, 31.

ООО «Полиграфический комплекс «Курчатовский».
144000, Московская область, г. Электросталь, ул. Красная, д. 42