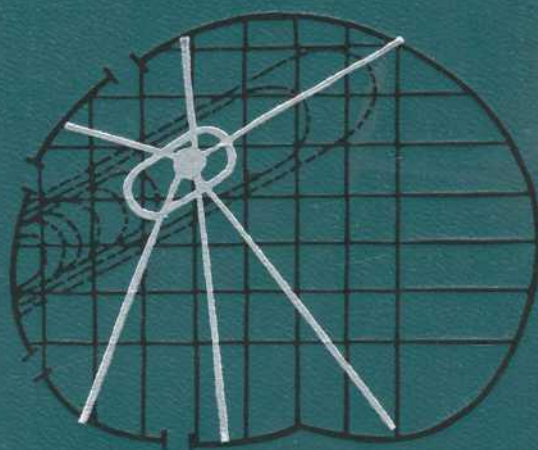


А.Н. ИРОНГАУЗ • В.Н. ЛЯПИДЕВСКИЙ • А.В. ФРОЛОВА



ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КЛИНИЧЕСКОЙ ДОЗИМЕТРИИ

А. Н. КРОНГАУЗ, В. К. ЛЯПИДЕВСКИЙ,
А. В. ФРОЛОВА

ФИЗИЧЕСКИЕ
ОСНОВЫ
КЛИНИЧЕСКОЙ
ДОЗИМЕТРИИ



АТОМИЗДАТ
МОСКВА 1969

615.84
K 83 УДК 539.12.08:615.849

✓

76010

АХД-RESURS MARKAZI
№ 7384

Б. П. КРОНГАУЗ
ГО. Д. И. П. К.
МЕДИЦИНСКИЙ ИНСТИТУТ
Г. А. А. А. А.

Кронгауз А. Н. и др. Физические основы клинической дозиметрии. М., Атомиздат, 1969, 304 стр.

В основу книги положены лекции, прочитанные авторами в Институте усовершенствования врачей, на курсах повышения квалификации специалистов. Авторы использовали также материалы собственных исследований, проведенных ими в Московском научно-исследовательском рентгено-радиологическом институте. Изложены основные сведения о взаимодействии излучения с веществом, рассмотрены методы регистрации и дозиметрии излучений, описаны способы определения дозных полей в однородной и неоднородной среде.

Монография предназначена для специалистов, использующих источники ионизирующего излучения для научно-исследовательских и лечебных целей. Она может быть также использована как учебное пособие для подготовки физиков-радиологов, врачей и инженеров, работающих в радиологических отделениях научно-исследовательских институтов и лечебных учреждений.

Таблиц — 37; библиография — 71 назв., иллюстраций — 103.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Дозиметрия ионизирующих излучений является в настоящее время одним из важных разделов прикладной ядерной физики.

При действии ионизирующего излучения на различные объекты необходимо правильно количественно и качественно оценить меру воздействия.

Особенно важное значение дозиметрия имеет в вопросах лучевой терапии, диагностики и радиационной гигиены. Дозиметрические обоснования различных методов лучевой терапии, оценка поглощенной энергии излучения и ее распределения в облучаемом теле и выбор оптимальных условий облучения с учетом биологической эффективности являются предметом клинической дозиметрии.

По общим вопросам дозиметрии имеются превосходные монографии и руководства: Аглинцев К. К. «Основы дозиметрии ионизирующих излучений»; Иванов В. И. «Дозиметрия ионизирующих излучений», «Радиационная дозиметрия» (под ред. Хайна и Браунелла) и ряд других.

Имеются также очень хорошие книги, в которых рассматриваются отдельные вопросы дозиметрии, — Калашникова В. И. и Козодоев М. С. «Детекторы заряженных частиц»; Исаев Б. М., Брегадзе Ю. И. «Нейтроны в радиобиологическом эксперименте»; Джонс Х. «Физика радиологии» и др.

Вопросы клинической дозиметрии до сих пор в специальных руководствах освещались недостаточно. Необходимость в такой литературе вполне очевидна, так как этими вопросами интересуется не только широкий круг врачей — лучевых терапевтов, но и инженеры, физики и техники, работающие в области дозиметрии в медицинских учреждениях. Авторы поставили своей задачей дать монографию, посвященную вопросам клинической дозиметрии. Основное внимание в книге уделялось физическим основам клинической дозиметрии. В связи с небольшим объемом книги целый ряд вопросов не получил в книге достаточного отражения. Эти вопросы освещены в других монографиях и руководствах. Книга состоит из девяти глав. Главы I, II, VIII и IX написаны А. Н. Кронгаузом, III, IV и V — В. К. Ляпидевским, VI — А. В. Фроловой и VII — В. К. Ляпидевским и Р. С. Мильштейном.

Авторы будут благодарны за все замечания читателей, которые просим направлять в издательство.

Москва, 1969 г.

ГЛАВА I

СВОЙСТВА ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Ионизирующим излучением называется любое излучение, взаимодействие которого с веществом приводит к образованию электрических зарядов разных знаков.

К ионизирующему излучению относятся: электромагнитное излучение — рентгеновское и γ -излучение, а также корпускулярное излучение заряженных частиц, например α -частиц, электронов, протонов, дейтронов, ядер отдачи и излучение незаряженных частиц, например нейтронов.

Рассмотрим основные свойства ионизирующих излучений и их взаимодействие с веществом.

§ 1. РЕНТГЕНОВСКОЕ И γ -ИЗЛУЧЕНИЯ

Рентгеновское излучение — коротковолновое электромагнитное излучение, образующееся в результате взаимодействия электронов, обладающих большими скоростями, с атомами веществ, на которые они попадают.

При этом взаимодействии образуется тормозное излучение с непрерывным спектром, возникающее при изменении скорости движения электронов, и характеристическое излучение с дискретным спектром, возникающее при изменении энергетического состояния атомов.

Гамма-излучение — коротковолновое электромагнитное излучение атомных ядер, возникающее в результате изменения энергетического состояния ядер.

Длины волн рентгеновского и γ -излучений, используемые в настоящее время в лучевой терапии и диагностике, лежат в пределах от 10^{-4} до 10 Å. Соответ-

ственно энергии фотонов рентгеновского и γ -излучений лежат в пределах от единиц килоэлектронвольт до десятков мегаэлектронвольт.

При прохождении излучения через вещество интенсивность излучения убывает вследствие потери энергии излучения при его взаимодействии с веществом. Пусть на поверхность какой-либо ограниченной однородной среды падает параллельный пучок излучения интенсивностью I_0 . После прохождения слоя вещества толщиной Δx интенсивность излучения уменьшится на величину ΔI , пропорциональную начальной интенсивности I_0 и толщине слоя вещества Δx , т. е.

$$\Delta I = -\mu I_0 \Delta x, \quad (1.1)$$

где μ линейный коэффициент ослабления, зависящий от свойств среды, через которую проходит излучение.

Линейный коэффициент ослабления

$$\mu = -\frac{\Delta I}{I_0 \Delta x} \quad (1.2)$$

показывает относительное уменьшение интенсивности излучения на единице толщины вещества поглотителя и имеет размерность см^{-1} .

Если представить формулу (1.1) в дифференциальном виде

$$dI = -\mu I_0 dx \quad (1.3)$$

и проинтегрировать по всей толщине поглотителя, то мы получим формулу ослабления интенсивности параллельного пучка излучения:

$$I = I_0 e^{-\mu x}. \quad (1.4)$$

Так как линейный коэффициент ослабления излучения зависит от плотности среды, возрастая с увеличением плотности, для характеристики ослабления часто пользуются массовым коэффициентом ослабления μ_m , равным отношению линейного коэффициента ослабления к плотности среды ρ

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho}. \quad (1.5)$$

Этот коэффициент μ_m не зависит от плотности среды и имеет размерность $\text{см}^2/\text{г}$.

Подставив значение массового коэффициента ослабления в формулу ослабления (1.4), получим

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x}. \quad (1.6)$$

В этом случае вместо обычной толщины ослабляющего слоя x (см) в формулу ослабления входит произведение плотности ρ на истинную толщину x . Если это произведение также условно назвать «толщиной», то она будет иметь размерность $[г/см^2]$. Эта условная «толщина» часто встречается в практике дозиметрии и защиты и численно равна массе (в граммах) вещества пластинки данной толщины площадью в $1 см^2$. Если взять для примера алюминий толщиной $1 мм$ ($0,1 см$), то при плотности алюминия $\rho = 2,7 г/см^3$ условная толщина этой алюминиевой пластинки составляет $0,27 г/см^2$. Медная пластинка такой толщины будет иметь условную толщину $0,87 г/см^2$, а свинцовая — $1,13 г/см^2$. Для нахождения истинной толщины по условной необходимо значение условной толщины разделить на плотность вещества. Из формулы (1.6) следует, что массовый коэффициент ослабления μ_m выражает относительное уменьшение интенсивности излучения, создаваемое слоем вещества с условной толщиной $1 г/см^2$.

Кроме линейного и массового коэффициентов ослабления в дозиметрии используют электронный и атомный коэффициенты ослабления. По аналогии с массовым коэффициентом ослабления электронный коэффициент ослабления μ_e выражает относительное уменьшение интенсивности излучения при прохождении слоя вещества, содержащего 1 электрон на квадратный сантиметр, т. е.

$$\mu_e = \frac{\mu_m}{N_0} = \frac{\mu}{\rho N_0}, \quad (1.7)$$

где N_0 — число электронов, содержащихся в $1 г$ ослабляющего вещества.

Соответственно атомный коэффициент ослабления выражает относительное уменьшение интенсивности излучения при прохождении слоя вещества, содержащего 1 атом на квадратный сантиметр, т. е.

$$\mu_a = \mu_e Z = \frac{\mu_m Z}{N_0} = \frac{\mu Z}{\rho N_0}, \quad (1.8)$$

где Z — атомный номер вещества поглотителя. Атомный коэффициент ослабления имеет размерность $\text{см}^2/\text{атом}$, электронный — $\text{см}^2/\text{электрон}$, эти коэффициенты называют также эффективными сечениями.

Основными видами взаимодействия рентгеновского и γ -излучений с веществом, приводящими к ослаблению первичного пучка излучения, являются фотоэлектрическое поглощение, комптоновское рассеяние и образование электрон-позитронных пар. При энергиях фотонов рентгеновского и γ -излучений в десятки мегаэлектронвольт и более к перечисленным выше процессам добавляются также ядерные процессы.

1. Фотоэлектрическое поглощение

Фотоны рентгеновского и γ -излучений, попадая на атомы, выбивают электроны с внутренней электронной оболочки атома. При этом первичный фотон полностью теряет свою энергию, расходуя ее на преодоление энергии связи электрона в атоме и на сообщение электрону кинетической энергии. Основное уравнение фотоэлектрического эффекта имеет вид

$$h\nu = E_{\text{св}} + \frac{mv^2}{2}, \quad (1.9)$$

где $h\nu$ — энергия фотона; $E_{\text{св}}$ — энергия связи электрона в атоме; $\frac{mv^2}{2}$ — кинетическая энергия, приобретенная электроном после отрыва его от атома.

Так как в большинстве случаев энергия связи электрона в атоме неизмеримо меньше, чем энергия первичного фотона, то практически образующийся фотоэлектрон приобретает почти полную энергию фотона.

В результате энергетической перестройки атома, происходящей после вылета из атома фотоэлектрона, образуется характеристическое рентгеновское излучение с дискретным спектром, которое при взаимодействии с другими атомами может вызвать вторичный фотоэффект.

Образующиеся в результате первичного фотоэффекта электроны, обладая большой кинетической энергией, могут сами выбить электроны из атома, образуя при этом вторичные электроны и характеристическое излучение.

Такие множественные процессы могут происходить до тех пор, пока энергия фотона или электрона не станет меньше энергии связи электрона в атоме.

Следовательно, в результате фотоэлектрического эффекта энергия первичного фотона преобразуется в энергию первичных и вторичных электронов и в энергию фотонов характеристического излучения.

Пространственное распределение фотоэлектронов зависит от их энергии. При малых энергиях фотоэлектронов они вылетают преимущественно перпендикулярно к направлению распространения первичного фотона (рис. 1.1, а). По мере увеличения энергии фотоэлектронов направление их распространения приближается к направлению первичного фотона (рис. 1.1, б, в). Вероятность фотоэффекта или его эффективное сечение, а также вклад в общий процесс ослабления излучения при прохождении через вещество зависят от энергии фотонов и от атомного номера вещества, с которым происходит взаимодействие. Часть коэффициента ослабления μ , приходящуюся на долю фотоэлектрического поглощения, называют коэффициентом фотоэлектрического поглощения τ . Соответственно отношение этого коэффициента к плотности вещества называют массовым коэффициентом фотоэлектрического поглощения.

С увеличением энергии фотонов массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения $\frac{\tau}{\rho}$ убывает обратно пропорционально третьей степени энергии E фотонов:

$$\frac{\tau}{\rho} \approx \frac{c}{E^3}. \quad (1.10)$$

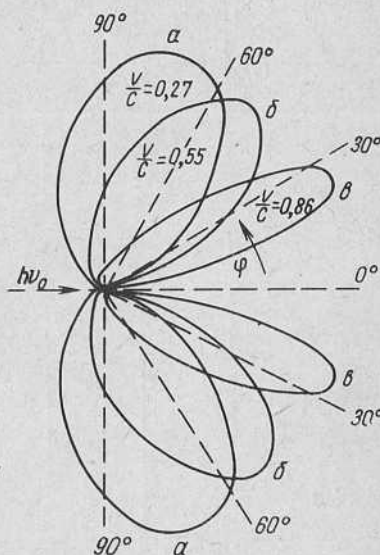


Рис. 1.1. Пространственное распределение фотоэлектронов.

Эта зависимость соблюдается для фотонов с энергией до 1 Мэв примерно для всех веществ как с малым атомным номером Z , так и с большим Z . Однако если для веществ с небольшим атомным номером зависи-

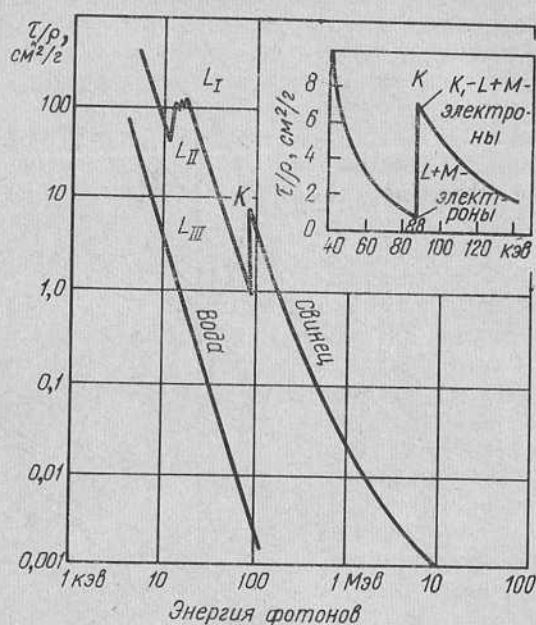


Рис. 1.2. Зависимость массового коэффициента фотоэлектрического поглощения от энергии фотонов для воды и свинца.

мость коэффициента фотоэлектрического поглощения от энергии фотона является монотонной и в двойном логарифмическом масштабе изображается прямой линией (рис. 1.2), то для веществ с большим атомным номером на эту монотонную зависимость накладываются скачки поглощения, положение которых определяется энергией связи электронов на глубоких уровнях K , L , M , N и т. д. в атоме.

Наиболее сильный скачок поглощения для свинца (рис. 1.2) наблюдается при энергии фотонов 88 кэв, соответствующей энергии связи электрона на K -оболочке свинца. В этой области энергии массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения увеличивается в 7,5 раз (от 0,97 до 7,31 $\text{см}^2/\text{г}$). Для энергии фотонов

выше 1 Мэв кривая зависимости массового коэффициента фотоэлектронного поглощения от энергии фотонов меняет свой вид и выражает для элементов с большим Z , например свинца, обратную линейную зависимость, т. е.

$$\frac{\tau}{\rho} \approx \frac{c}{E}. \quad (1.11)$$

С увеличением атомного номера вещества массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения возрастает примерно пропорционально третьей степени атомного номера, т. е.

$$\frac{\tau}{\rho} \approx cZ^3. \quad (1.12)$$

Так, в области энергий выше 88 кэв массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения свинца более чем в 1000 раз превышает массовый коэффициент фотоэлектрического поглощения воды.

Атомный коэффициент фотоэлектрического поглощения $\frac{\tau Z}{\rho N_0}$ соответственно пропорционален четвертой степени атомного номера.

2. Комптоновское рассеяние

При взаимодействии фотонов рентгеновского или γ -излучения со свободными или слабо связанными орбитальными электронами происходит комптоновское, или некогерентное рассеяние.

Падающий фотон $h\nu_0$ (рис. 1.3) часть своей энергии ϵ передает электрону (электрон отдачи или комптонов-

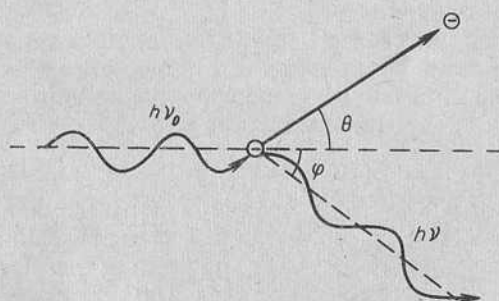


Рис. 1.3. Комптоновское рассеяние.

ский электрон), и остаток энергии ($h\nu$) сохраняется у рассеянного фотона.

Из закона сохранения энергии следует:

$$h\nu_0 = h\nu + \varepsilon. \quad (1.13)$$

Из закона сохранения импульса:

$$\frac{h\nu_0}{c} = \frac{h\nu}{c} \cdot \cos \varphi + \frac{\varepsilon}{c} \cdot \cos \theta$$

и

$$\frac{h\nu}{c} \sin \varphi - \frac{\varepsilon}{c} \sin \theta = 0, \quad (1.14)$$

где c — скорость света.

Если через α обозначить отношение энергии первичного фотона $h\nu_0$ к энергии массы покоя электрона m_0c^2 , т. е.

$$\alpha = \frac{h\nu_0}{m_0c^2}, \quad (1.15)$$

то энергия электрона отдачи ε после столкновения равна

$$\varepsilon = h\nu_0 \frac{\alpha (1 - \cos \varphi)}{1 + \alpha (1 - \cos \varphi)}, \quad (1.16)$$

а энергия рассеянного фотона $h\nu$ равна

$$h\nu = h\nu_0 \frac{1}{1 + \alpha (1 - \cos \varphi)}. \quad (1.17)$$

Рассеянный фотон может иметь любое направление по отношению к падающему первичному фотону. В зависимости от угла рассеяния будет меняться распределение энергии между рассеянным фотоном и электроном отдачи.

При угле рассеяния $\varphi = 0^\circ$, т. е. когда рассеянный фотон сохраняет направление первичного фотона, он практически примет всю энергию первичного фотона и его энергия будет максимальной, т. е.

$$h\nu_{\text{макс}} = h\nu_0. \quad (1.18)$$

Очевидно, что электрон отдачи в этом случае не приобретает энергии, т. е. в полном смысле слова в этом случае (предельный случай) рассеяния не происходит.

Если угол рассеяния φ равен 180° , т. е. рассеянный фотон отражается в сторону, прямо противоположную

движению первичного фотона, то рассеянный фотон получает минимальную энергию

$$h\nu_{\text{мин}} = h\nu_0 \frac{1}{1 + 2\alpha}, \quad (1.19)$$

а электрон отдачи получит максимально возможную энергию

$$\varepsilon_{\text{макс}} = h\nu_0 \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}. \quad (1.20)$$

При рассеянии под углом $\varphi = 90^\circ$ рассеянный фотон получит энергию

$$h\nu = \frac{h\nu_0}{1 + \alpha}. \quad (1.21)$$

Следовательно, в зависимости от угла рассеяния рассеянный фотон $h\nu$ может обладать энергией от $h\nu_{\text{макс}} = h\nu_0$ при угле рассеяния $\varphi = 0^\circ$, до $h\nu_{\text{мин}} = \frac{h\nu_0}{1 + 2\alpha}$ при угле рассеяния $\varphi = 180^\circ$. Электрон отдачи может приобрести энергию ε от $\varepsilon_{\text{мин}} = 0$ до $\varepsilon_{\text{макс}} = h\nu_0 \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha}$.

Обозначим через σ — коэффициент комптоновского рассеяния, ту часть коэффициента ослабления μ , которая приходится на комптоновское рассеяние. Отношение коэффициента комптоновского рассеяния к плотности вещества, на котором происходит рассеяние $\sigma_m = \frac{\sigma}{\rho}$, называется массовым коэффициентом комптоновского рассеяния. Так как комптоновское рассеяние происходит на свободных электронах, то наиболее важное значение имеет электронный коэффициент комптоновского рассеяния

$$\sigma_e = \frac{\sigma}{\rho N_0}. \quad (1.22)$$

Большинство веществ имеют почти одинаковое количество электронов в 1 г, вследствие чего поглощение энергии в 1 г вещества в результате комптоновского рассеяния почти одинаково для всех веществ.

При комптоновском рассеянии часть энергии передается свободному электрону и преобразуется в другой вид энергии, т. е. происходит поглощение энергии излучения. Часть энергии, уносимая рассеянным фото-

ном, остается в виде энергии излучения. Если обозначить часть коэффициента, приходящуюся на долю электрона отдачи и соответствующую истинному поглощению при рассеянии, через σ_k , а часть коэффициента комптоновского рассеяния, приходящуюся на долю

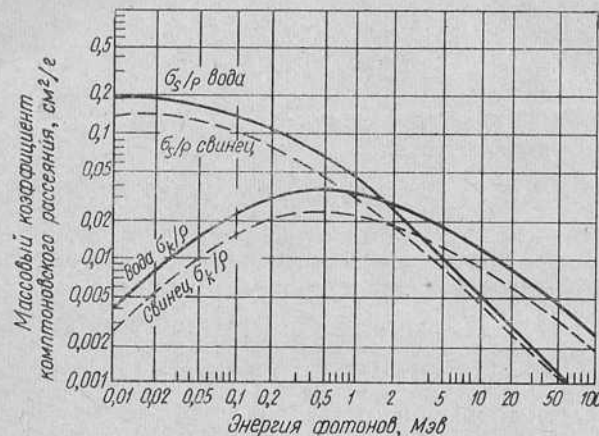


Рис. 1.4. Зависимость массового коэффициента комптоновского рассеяния от энергии фотонов для воды и свинца.

рассеянного фотона, через σ_s , то $\sigma = \sigma_k + \sigma_s$ и соответственно $\frac{\sigma}{\rho} = \frac{\sigma_k}{\rho} + \frac{\sigma_s}{\rho}$. Зависимость этих коэффициентов для воды и свинца от энергии фотонов показана на рис. 1.4.

При комптоновском рассеянии, так же как и при фотоэлектрическом поглощении, происходят вторичные процессы взаимодействия. Рассеянный квант, обладая достаточной энергией, может при взаимодействии со связанными электронами атома вызвать явление фотоэффекта и при взаимодействии со слабосвязанными или свободными электронами испытать комптоновское рассеяние. В свою очередь электроны отдачи, также обладая достаточной энергией, могут выбить электроны из атома, образуя вторичные электроны. Эти процессы будут происходить до тех пор, пока энергии рассеянных квантов и электронов не станут настолько малыми, что уже не смогут участвовать в этих процессах.

3. Образование электрон-позитронных пар

Если энергия фотонов превышает $1,02 \text{ Мэв}$, вступает в силу третий механизм ослабления излучения — образование электрон-позитронных пар. При взаимодействии фотона с ядром атома в поле ядра происходит образование пары частиц — электрона и позитрона.

Так как масса покоя электрона, а также позитрона равна $0,51 \text{ Мэв}$, то, естественно, минимальная энергия фотонов, необходимая для образования электрон-позитронной пары, должна составлять $2 \times 0,51 = 1,02 \text{ Мэв}$. При энергии фотонов, превышающей $1,02 \text{ Мэв}$, избыток энергии передается образованным частицам, распределяясь между ними. Незначительная часть энергии фотона расходуется также на энергию отдачи ядра, в поле которого образовалась пара, однако эта энергия ничтожна мала, и, пренебрегая ею, можно написать:

$$h\nu_0 = e^+ + e^- + 2m_0c^2 = 1,02\text{Мэв} + e^+ + e^-. \quad (1.23)$$

При энергии фотонов, превышающей $2,04 \text{ Мэв}$, может происходить образование триплетов — двух электронов и одного позитрона. Этот процесс происходит при взаимодействии фотона с полем электрона. При этом образуется пара новых частиц — электрон и позитрон, и так как в этом процессе участвует и электрон, в поле которого образовалась пара, то энергия фотона передается трем частицам.

Вероятность образования пар, даже при энергии фотонов, превышающей $2,04 \text{ Мэв}$, значительно больше, чем вероятность образования триплетов, поэтому в основных видах взаимодействия, приводящих к ослаблению излучения, образованием триплетов можно пренебречь.

Часть коэффициента ослабления, приходящуюся на долю образования электрон-позитронных пар, обозначим κ . При увеличении энергии свыше $1,02 \text{ Мэв}$ вероятность образования электрон-позитронных пар растет. С увеличением атомного номера вещества, в поле ядра которого образуются электрон-позитронные пары, атомный коэффициент образования пар растет пропорционально квадрату атомного номера вещества. Электронный коэффициент образования пар пропорционален первой степени атомного номера вещества.

Позитрон, возникающий в процессе образования электрон-позитронных пар, соединяясь с каким-либо

свободным электроном, образует два фотона с энергией по 0,51 Мэв каждый. Образующиеся фотоны могут вызвать как фотоэлектрический эффект, так и участвовать в комптоновском рассеянии, со всеми вторичными процессами, которые сопровождают их.

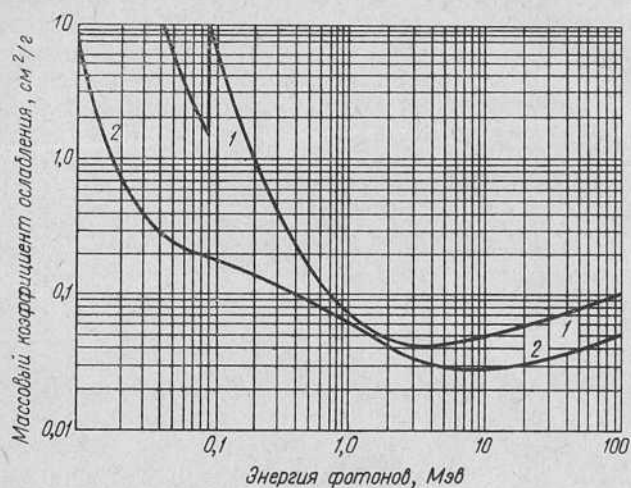


Рис. 1.5. Зависимость массового коэффициента ослабления от энергии фотонов для свинца (1) и воды (2).

После рассмотрения всех трех процессов, обуславливающих ослабление излучения при прохождении его через вещество, можно сказать, что полный коэффициент ослабления μ является суммой трех коэффициентов — коэффициента фотоэлектрического поглощения τ , коэффициента комптоновского рассеяния σ и коэффициента образования электрон-позитронных пар κ , т. е.

$$\mu = \tau + \sigma + \kappa \quad (1.24)$$

и соответственно

$$\begin{aligned} \mu_m &= \tau_m + \sigma_m + \kappa_m; \quad \mu_a = \tau_a + \sigma_a + \kappa_a; \\ \mu_e &= \tau_e + \sigma_e + \kappa_e. \end{aligned} \quad (1.25)$$

С увеличением энергии фотонов полный коэффициент ослабления μ убывает для всех веществ до энергии 1—10 Мэв, после чего медленно возрастает за счет увеличения коэффициента образования электрон-позитронных пар (рис. 1.5).

Вклад каждого из трех процессов ослабления в общий коэффициент сильно зависит как от энергии фотонов, так и от ослабляющего вещества.

Для низких энергий фотонов (до 20 кэв) основным процессом ослабления является фотоэлектрический эффект, при энергиях фотонов от 20 кэв до 1 Мэв основную роль в ослаблении играет комптоновское рассеяние и, наконец, при энергиях фотонов в десятки и сотни мегаэлектронвольт весь процесс ослабления практически связан с образованием электрон-позитронных пар и фотоядерными процессами.

Коэффициент фотоэлектрического поглощения сильно зависит от атомного номера элемента ($\tau/\rho \approx cZ^3$), и в области энергий, где ослабление в основном происходит в результате фотоэффекта, определяющим параметром ослабления является атомный номер элемента.

Таблица 1.1

Относительный вклад различных видов взаимодействий рентгеновского и γ -излучений в воде

Энергия фотонов, Мэв	Относительное число электронов, %			Энергия, уносимая электронами, %		
	фотоэлектрон-ны	компто-н-электроны	электро-ны пар	фотоэлектрон-ны	компто-н-электроны	электро-ны пар
0,010	95	5	0	100	0	0
0,020	70	30	0	99	1	0
0,030	39	61	0	93	7	0
0,040	20	80	0	80	20	0
0,050	11	89	0	61	39	0
0,060	7	93	0	43	57	0
0,080	4	96	0	20	80	0
0,100	1	99	0	9	91	0
0,150	0	100	0	2	98	0
0,200	0	100	0	1	99	0
0,400	0	100	0	0	100	0
1,0	0	100	0	0	100	0
2,0	0	99	1	0	99	1
4,0	0	94	6	0	93	7
6,0	0	88	12	0	86	14
8,0	0	83	17	0	79	21
10,0	0	77	23	0	72	28
15,0	0	65	35	0	59	41
20,0	0	56	44	0	50	50
50,0	0	29	71	0	24	76
100,0	0	16	84	0	13	87

ADTI

В области комптоновского рассеяния определяющим параметром ослабления является плотность вещества, так как массовый коэффициент комптоновского рассеяния не зависит от атомного номера вещества. Коэффициент образования пар растет особенно сильно у тяжелых элементов.

Для сопоставления зависимости количества электронов, образующихся при различных процессах ослабления в воде, и уносимой ими энергии приведена табл. 1.1.

При энергии фотонов до 26 кэв число фотоэлектронов превышает число электронов отдачи (комптоновские электроны) в несколько раз, а энергия, уносимая фотоэлектронами, превышает энергию комптоновских электронов в десятки раз. При энергии фотонов в 26 кэв число фотоэлектронов и комптоновских электронов одинаково, хотя энергия, уносимая фотоэлектронами, превышает энергию, уносимую комптоновскими электронами, в 24 раза. При энергии фотонов 57 кэв число комптоновских электронов превышает число фотоэлектронов почти в 12 раз, а уносимые ими энергии становятся равными. При энергиях в десятки и сотни мегаэлектронвольт начинает расти число электронных пар и растет уносимая ими энергия.

§ 2. ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ, ЭЛЕКТРОНЫ

Из заряженных частиц в лучевой терапии наиболее широко используют электроны, генерируемые различными ускорителями (линейный ускоритель, бетатрон и др.), а также β -активными изотопами (P^{32} и др.). Энергии электронов, используемых в лучевой терапии, лежат в пределах от 2 до 100 Мэв.

Кроме непосредственного использования электронов, генерируемых при высоких энергиях, необходимо также учесть, что в результате взаимодействия рентгеновского и γ -излучений с веществом образуются электроны, которые в основном и ответственны за биологический эффект, создаваемый излучением в веществе. Спектр энергии вторичных электронов простирается от энергий в единицы и десятки килоэлектронвольт до максимальной энергии квантов, вызвавших образование вторичных электронов.

Основными видами взаимодействия электронов с веществом являются столкновения, сопровождающиеся ионизацией и возбуждением атомов, а также тормозное и черенковское излучения.

1. Потери энергии на ионизацию и возбуждение

Испытывая многократные неупругие столкновения, электрон постепенно теряет свою энергию до энергии теплового движения. Часть энергии при этом расходуется на возбуждение атомов, часть энергии — на ионизацию.

Среднее количество энергии, расходуемое частицей на возбуждение и ионизацию атомов на пути в 1 см данного вещества, называется удельной потерей энергии на ионизацию. Число пар ионов, образующихся на единице пути заряженной частицы, называется удельной ионизацией.

Удельная потеря энергии электронами на ионизацию описывается уравнением Бете

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{2\pi e^4 Z N}{m_0 v^2} \left[\ln \frac{m_0 v^2 E}{2U^2 (1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + (1-\beta^2) + \frac{1}{8}(1-\sqrt{1-\beta^2})^2 \right], \quad (1.26)$$

где $-\left(\frac{dE}{dx}\right)$ — удельная потеря энергии электронов, $\frac{\text{эрг}}{\text{см}}$; N — число атомов в 1 см³ вещества, Z — атомный номер вещества; E — релятивистская кинетическая энергия электрона; U — средний потенциал ионизации; m_0 , e , v — масса покоя, заряд и скорость электрона; $\beta = \frac{v}{c}$. Зависимость потерь энергии электрона на ионизацию от атомного номера Z вещества, через которое пролетает электрон, как видно из уравнения (1.26), линейная.

При низких энергиях и относительно малых скоростях движения электрона $\left(\frac{v}{c} \ll 1\right)$ с увеличением энергии и скорости электронов удельная ионизация уменьшается, так как уменьшается время взаимодействия

летающего электрона с атомами, расположенными вдоль его пути.

При релятивистских энергиях электронов $\left(\frac{v}{c} \approx 1\right)$ удельная ионизация начинает возрастать вследствие возрастания напряженности электрического поля электрона в направлении, перпендикулярном его движению (лоренцево сокращение в направлении движения).

Образование ионов под действием электронов обусловлено не только первичными электронами, но и теми вторичными электронами, которые образуются под действием первичных и имеют достаточную энергию для ионизации. Изменение потерь на ионизацию также происходит вследствие поляризации среды под действием электрического поля заряженной частицы. При прохождении заряженных частиц через газ влияние поляризации среды не так сильно сказывается, так как каждый атом взаимодействует с частицей изолированно. Значительно сильнее оказывается эффект поляризации у жидкостей и особенно у твердых тел, где поляризации подвергается не один изолированный атом, а группа атомов. Эффект поляризации среды создает экранирование, которое уменьшает величину взаимодействия между заряженной частицей и атомами среды. В связи с этим электрон, проходя слой в 1 г/см^2 одного и того же вещества в газообразном

Таблица 1.2

Потери энергии электронами в воздухе и в воде

Кинетическая энергия электронов $E, \text{ Мэв}$	Потери в воздухе $\frac{dE}{dx}, 10^3 \frac{\text{Мэв}}{\text{см}}$		Потери в воде $\frac{dE}{dx}, \frac{\text{Мэв}}{\text{см}}$		
	Столкновение	Излучение	Столкновение	Поправка на поляризацию	Излучение
0,01	25,97	—	23,0	—	—
0,1	4,76	—	4,19	—	—
1,0	2,17	0,008	1,89	—0,026	0,006
2,0	2,20	0,030	1,91	—0,069	0,023
5,0	2,39	0,099	2,07	—0,144	0,078
10,0	2,57	0,248	2,25	—0,243	0,196
20,0	2,78	0,608	2,41	—0,350	0,475
50,0	3,06	1,788	2,64	—0,499	1,390
100,0	3,25	3,577	2,80	—0,606	2,814

состоянии, теряет больше энергии, чем в жидком или твердом состоянии. Уменьшение потерь энергии электрона вследствие поляризации особенно заметно для электронов с высокими энергиями и выражается уравнением Штернгмейера

$$-\Delta\left(\frac{dE}{dx}\right) = \frac{2\pi e^4}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{e^2 h^2 NZ}{\pi m_0 (1 - \beta^2) U^2} - 1 \right]. \quad (1.27)$$

В табл. 1.2 приведены значения потерь энергии электронами различных энергий в воздухе и воде.

2. Потери энергии на тормозное излучение

При торможении электронов в поле ядра атома или атомных электронов возникает тормозное излучение с непрерывным спектром, характерным для тормозного рентгеновского излучения. Количество энергии, теряемое электроном на тормозное излучение на единице пути его движения, примерно пропорционально энергии электрона и квадрату атомного номера Z^2 вещества.

В отличие от потерь энергии на ионизацию, где потери происходят путем непрерывных столкновений с отдачей энергии небольшими порциями, потери на тормозное излучение происходят у небольшого количества электронов, но сразу на значительную величину.

Если пренебречь эффектом экранирования атомными электронами поля ядра, что возможно для электронов с энергиями меньше, чем десятки мегаэлектронвольт, то потери энергии электрона на тормозное излучение могут быть описаны уравнением Бете и Гайтлера

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{торм. изл}} = NE \frac{Z(Z+1)}{137} \left(\frac{e^2}{m_0 c^2}\right)^2 \left(4 \ln \frac{2E}{m_0 c^2} - \frac{4}{3}\right). \quad (1.28)$$

Значение величины потерь энергии на тормозное излучение приведено в табл. 1.2.

Соотношение между величинами потерь энергии электронов на ионизацию и на тормозное излучение выражается следующим образом:

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}}}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{торм. изл}}} = \frac{1600 m_0 c^2}{EZ}. \quad (1.29)$$

С увеличением энергии электронов потери энергии на ионизацию до некоторого предела уменьшаются, потери на тормозное излучение возрастают.

При некоторой критической энергии потери на ионизацию и на тормозное излучение становятся одинаковыми, а при энергиях, превышающих критическую, потери на тормозное излучение превышают потери на ионизацию. Как видно из формулы (1.29), отношение потерь и величина критической энергии

$$E_{кр} = \frac{1600m_0c^2}{Z} \quad (1.30)$$

обратно пропорциональны атомному номеру вещества, через которое пролетают электроны. Для воздуха величина критической энергии составляет 83 Мэв, для воды — 43 Мэв и для свинца — 7 Мэв.

При энергиях электронов, значительно меньших критической, потерями энергии на тормозное излучение можно пренебречь.

3. Потери энергии на черенковское излучение

При движении электронов в веществе со скоростями, превышающими скорость распространения света в данном веществе, то есть при $v_{эл} > \frac{c}{n}$, где n — показатель преломления вещества, возникает электромагнитное излучение (излучение Черенкова).

Величина потерь энергии электрона на черенковское излучение невелика в общем балансе потерь энергии и сказывается только для электронов с очень большими энергиями. Так, для воды и тканеэквивалентных сред потери энергии электронов на черенковское излучение для энергий до 100 Мэв составляет величину, не превышающую десятых долей процента общей потери энергии на ионизацию и тормозное излучение.

4. Рассеяние электронов

Кроме неупругих столкновений, приводящих к потере энергии электронов, при взаимодействии с электрическим полем ядра и орбитальных электронов происходит рассеяние электронов, не сопровождающееся потерей энергии, а изменяющих направление их дви-

жения. В случае взаимодействия летящих электронов с кулоновским полем ядра рассеяние описывается формулой Резерфорда

$$d\varphi = \frac{\pi e^4 Z^2}{2m_0^2 v^4} \cdot \frac{\sin \theta}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} d\theta, \quad (1.31)$$

где $d\varphi$ — вероятность рассеяния на угол $d\theta$ в телесном угле $2\pi \sin \theta d\theta$ электронов, летящих со скоростью v в веществе с атомным номером Z .

Как следует из формулы Резерфорда, вероятность рассеяния, следовательно, и количество рассеянных электронов в данном телесном угле прямо пропорционально атомному номеру Z рассеивающего вещества и обратно пропорционально квадрату энергии электронов. При прохождении через вещество электроны претерпевают многократное рассеяние, в результате чего они испытывают отклонение на некоторый угол.

Средний квадрат угла отклонения $\bar{\theta}^2$ прямо пропорционален толщине рассеивающей среды x и обратно пропорционален квадрату энергии E^2 летящих электронов. Например, для свинца

$$\bar{\theta}^2 = \frac{6 \cdot 10^8 \cdot x}{E^2}; \quad (1.32)$$

для воздуха

$$\bar{\theta}^2 = \frac{7 \cdot 10^8 \cdot x}{E^2}. \quad (1.33)$$

5. Длина пробега электронов

В результате неупругих столкновений и рассеяния электронов при прохождении через вещество количество электронов, проходящих через различные толщины поглотителя, убывает. Учитывая статистический характер процессов взаимодействия, можно ввести понятия о средней и максимальной длине пробега электронов данной энергии в данном веществе. Определение средней и максимальной длины пробега электронов производится по кривой ослабления.

Для моноэнергетического пучка электронов кривая ослабления, выраженная в процентах числа прошед-

ших электронов от числа падающих в зависимости от толщины поглотителя, имеет обычно вид прямой линии (рис. 1.6) с искривлением в конце пробега. Экстраполяция прямолинейного участка кривой ослабления к

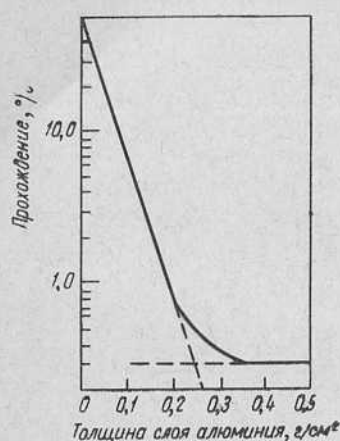


Рис. 1.6. Кривая ослабления моноэнергетического пучка электронов в алюминии.

оси абсцисс дает экстраполированную или практическую максимальную длину пробега R_n . Теоретическая максимальная длина пробега электронов R_0 вычисляется путем интегрирования потерь энергии на столкновения:

$$R_0 = \int_0^E \frac{-dE}{dx} \cdot \frac{1}{dE} \cdot dE. \quad (1.34)$$

Существует целый ряд эмпирических формул для определения максимальных длин пробега электронов в зависимости от энергии. Эти формулы обычно имеют вид

$$R = AE - B. \quad (1.35)$$

Для приближенных расчетов можно пользоваться эмпирическим соотношением

$$R = \frac{0,546E - 0,16}{\rho}, \quad (1.36)$$

Таблица 1.3

Максимальная длина пробега электронов в воздухе и воде

Энергия электронов, Мэв	Максимальный пробег электронов		Энергия электронов, Мэв	Максимальный пробег электронов	
	в воздухе, м	в воде, мм		в воздухе, м	в воде, мм
0,01	0,0023	0,0025	0,08	0,0889	0,0974
0,02	0,0077	0,0084	0,09	0,1090	0,119
0,03	0,0161	0,0175	0,10	0,1300	0,143
0,04	0,0266	0,0290	0,15	0,2560	0,281
0,05	0,0394	0,0431	0,20	0,4070	0,448
0,06	0,0541	0,0591	0,25	0,7470	0,638
0,07	0,0708	0,0774	0,30	0,7630	0,841

где R — максимальная длина пробега, см, E — максимальная энергия электронов, Мэв, ρ — плотность вещества поглотителя, г/см³.

В табл. 1.3 приведены значения максимальных длин пробегов электронов различных энергий в воздухе и воде.

§ 3. ТЯЖЕЛЫЕ ЗАРЯЖЕННЫЕ ЧАСТИЦЫ

Из тяжелых заряженных частиц, используемых для лучевой терапии, представляют интерес α -частицы и протоны.

Основным видом потерь энергии тяжелых заряженных частиц является потеря энергии на столкновения со связанными электронами атомов среды.

Потери энергии тяжелых частиц на столкновения с атомными электронами для больших энергий частиц (α -частиц с энергией больше 1 Мэв, протонов больше 0,1 Мэв) описываются уравнением Бете

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \left[\ln \frac{2m_0 v^2}{U} - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right], \quad (1.37)$$

где ze — заряд падающей частицы; v — скорость частицы; $\beta = \frac{v}{c}$; N — число атомов в 1 см³ тормозящего вещества; m_0 и e — масса и заряд электрона; U — средний потенциал возбуждения для тормозящего вещества; Z — атомный номер.

Для малых энергий тяжелых заряженных частиц ($\beta \rightarrow 0$) уравнение Бете упрощается:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4 z^2}{m_0 v^2} NZ \ln \frac{2m_0 v^2}{U}. \quad (1.38)$$

Удельная потеря энергии в слое толщиной 1 г/см² называется массовой тормозной способностью S_m :

$$S_m = -\frac{1}{\rho} \cdot \frac{dE}{dx}. \quad (1.39)$$

Массовая тормозная способность не зависит от плотности тормозящего вещества.

Тормозную способность, рассчитанную на 1 атом, называют атомной тормозной способностью S_a , а рассчитанную на один электрон S_e — электронной тормозной способностью.

На рис. 1.7 показаны зависимости массовых тормозных способностей для протонов от энергии в воде, азоте, алюминии и аргоне. Тормозная способность для α -частиц в 4 раза превышает тормозную способность для протонов.

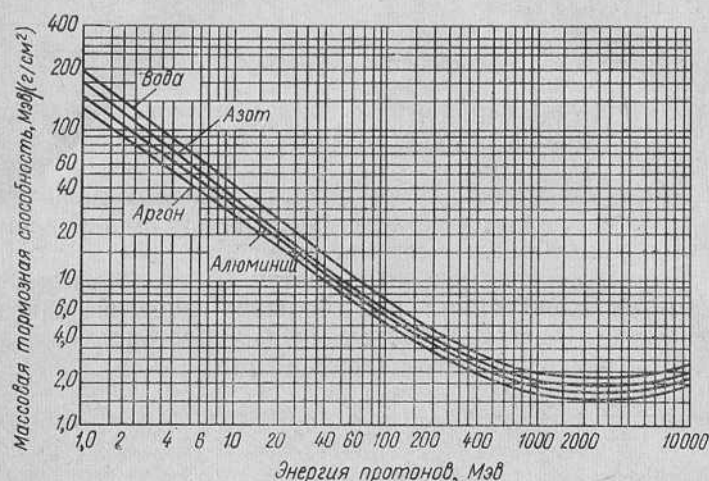


Рис. 1.7. Зависимость массовой тормозной способности различных веществ от энергии протонов.

В дозиметрии приходится также пользоваться относительными тормозными способностями двух веществ.

Из формул (1.38) и (1.39) следует, что относительная атомная тормозная способность S_a равна

$$S_a = \frac{S_{a_1}}{S_{a_2}} = \frac{Z_1 (\ln 2m_0v^2 - \ln U_1)}{Z_2 (\ln 2m_0v^2 - \ln U_2)}, \quad (1.40)$$

где Z_1 и Z_2 , U_1 и U_2 — атомные номера и потенциалы ионизации для двух веществ.

Относительная электронная тормозная способность S_e равна

$$S_e = \frac{S_{e_1}}{S_{e_2}} = \frac{\ln 2m_0v^2 - \ln U_1}{\ln 2m_0v^2 - \ln U_2}. \quad (1.41)$$

Относительная массовая тормозная способность S_m соответственно равна

$$S_m = \frac{S_{m_1}}{S_{m_2}} = \frac{Z_1 A_1 (\ln 2m_0v^2 - \ln U_1)}{Z_2 A_2 (\ln 2m_0v^2 - \ln U_2)}. \quad (1.42)$$

Для нахождения массовых тормозных способностей сложных веществ используют правило аддитивности.

Массовые тормозные способности ткани человека и воды очень близки между собой, и в пределах ошибки, не превышающей нескольких процентов, их можно считать равными.

Пробег тяжелых заряженных частиц в веществе зависит от заряда и массы частицы, ее скорости, а также от атомного номера вещества, в котором происходит пробег частиц.

Одним из наиболее важных свойств тяжелых заряженных частиц является неравномерная плотность ионизации вдоль трека частицы. В начале пути при большой скорости частицы из-за малого времени взаимодействия линейная плотность ионизации невелика и возрастает к концу пробега, образуя так называемый пик Брегга.

Плотность ионизации в пике Брегга в несколько раз превышает плотность ионизации в начале пути движения частицы. Так как величина пробега тяжелых заряженных частиц в данном веществе зависит от энергии частицы, то положение пика Брегга также зависит от энергии частиц. Имея возможность менять энергию моноэнергетических заряженных частиц, можно создавать максимум ионизации на вполне определенной глубине вещества (ткани) и этим создавать условия почти локального облучения.

Наличие разброса в энергиях частиц, а также упругое рассеяние их размывает пик Брегга.

ОСНОВНЫЕ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИЕ ПОНЯТИЯ И ВЕЛИЧИНЫ

Для любого вида излучения существует две группы понятий и величин. Одна группа принадлежит к количественным характеристикам излучения, другая — к качественным характеристикам излучения.

§ 1. КОЛИЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

1. Основные энергетические величины

В основу количественной характеристики излучения в дозиметрии положено поглощение энергии излучения, т. е. преобразование энергии ионизирующего излучения в облучаемой среде в другие виды энергии, а также в энергию других видов излучения.

Поглощение энергии излучения является результатом взаимодействия его с веществом.

Рассмотрим основные энергетические понятия, характеризующие падающую на объект энергию излучения. К ним относятся поток энергии излучения, интенсивность излучения, поток частиц и плотность потока частиц. Под потоком энергии излучения F принято понимать отношение энергии ΔE частиц или квантов ионизирующего излучения, проникающих сквозь данную поверхность за некоторый промежуток времени Δt , к этому промежутку времени, т. е. поток энергии излучения F :

$$F = \frac{\Delta E}{\Delta t}. \quad (2.1)$$

Единицей потока энергии излучения является единица энергии за единицу времени. В международной системе единиц СИ за единицу энергии принят джоуль, следовательно, единицей потока энергии будет дж/сек или ватт (вт).

Кроме джоуля в дозиметрии встречаются и другие единицы энергии — эрг (эрг), электронвольт (эв), килоэлектронвольт (кэв) и мегаэлектронвольт (Мэв).

Соотношение между основными единицами энергии, используемыми в клинической дозиметрии, приведено в табл. 2.1.

Таблица 2.1

Соотношения между различными единицами энергии, используемыми в дозиметрии

Единица измерения	Джоуль (дж)	Эрг (эрг)	Электронвольт (эв)	Килоэлектронвольт (кэв)	Мегаэлектронвольт (Мэв)
Джоуль (дж)	1	10^7	$6,25 \cdot 10^{18}$	$6,25 \cdot 10^{15}$	$6,25 \cdot 10^{12}$
Эрг (эрг)	10^{-7}	1	$6,25 \cdot 10^{11}$	$6,25 \cdot 10^8$	$6,25 \cdot 10^5$
Электронвольт (эв)	$1,6 \cdot 10^{-19}$	$1,6 \cdot 10^{-12}$	1	10^{-3}	10^{-6}
Килоэлектронвольт (кэв)	$1,6 \cdot 10^{-16}$	$1,6 \cdot 10^{-9}$	10^3	1	10^{-3}
Мегаэлектронвольт (Мэв)	$1,6 \cdot 10^{-13}$	$1,6 \cdot 10^{-6}$	10^6	10^3	1

Интенсивность излучения представляет собой плотность потока энергии или в общем виде отношение энергии ΔE частиц или квантов ионизирующего излучения, проникающих за некоторый промежуток времени Δt в объем элементарной сферы, к площади поперечного сечения ΔS этой сферы и к этому промежутку времени Δt , т. е.

$$I = \frac{\Delta E}{\Delta S \Delta t} . \quad (2.2)$$

Для направленного пучка излучения интенсивность можно определить как отношение потока энергии к площади сечения пучка излучения при входе в данную поверхность.

Единицей интенсивности излучения в системе СИ являются вт/см^2 , в системе СГС $\text{эрг/(сек} \cdot \text{см)}^2$. Если энергию измерять в электронвольтах, килоэлектронвольтах и мегаэлектронвольтах, то соответственно единицами интенсивности будут: $\text{эв/(сек} \cdot \text{см}^2)$; $\text{кэв/(сек} \cdot \text{см}^2)$;

Мэв/(сек·см²). Соотношение между различными единицами интенсивности такое же, как между аналогичными единицами энергии.

Основные виды процессов, возникающих в веществе под действием излучения, в частности биологическое действие излучения, обусловлены поглощенной в веществе энергией излучения. Под поглощенной энергией излучения принято понимать разность между суммарной энергией всех частиц и квантов, входящих в данный объем, и суммарной энергией всех частиц и квантов, покидающих этот объем, за вычетом энергии, эквивалентной любому увеличению массы покоя в рассматриваемом объеме в результате ядерных реакций.

Для количественной характеристики корпускулярного излучения вводят понятия: *поток частиц и плотность потока частиц*. Под потоком частиц Φ (в частном случае и поток фотонов) понимают отношение числа частиц ΔN , проникающих сквозь данную поверхность за некоторый промежуток времени Δt , к этому промежутку времени, т. е.

$$\Phi = \frac{\Delta N}{\Delta t} . \quad (2.3)$$

Плотностью потока частиц называют отношение числа частиц за некоторый промежуток времени Δt в объем элементарной сферы к площади поперечного сечения ΔS этой сферы и проникающих к этому промежутку времени, т. е.

$$I = \frac{\Delta \Phi}{\Delta t} = \frac{\Delta N}{\Delta S \Delta t} . \quad (2.4)$$

Для параллельнонаправленного пучка частиц плотность потока частиц численно равна числу частиц, проникающих через поверхность в 1 см² за 1 сек, ориентированную перпендикулярно к направлению движения частиц.

2. Доза излучения. Поглощенная доза

Понятие дозы излучения ввели еще на заре рентгенологии: величина, определяющая количественную характеристику излучения при его взаимодействиях с веществом.

В связи с тем что любой эффект взаимодействия обусловлен не падающей, а поглощенной энергией излучения, основная дозиметрическая характеристика — поглощенная доза излучения — определяется поглощенной энергией излучения в единице массы облучаемого вещества. Поглощенной дозой излучения D называется отношение энергии излучения ΔE , поглощенной в некотором объеме среды, к массе Δm этого объема, т. е.

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m}. \quad (2.5)$$

Для характеристики скорости передачи энергии излучения вводят понятие мощности дозы излучения.

Мощностью дозы излучения называют отношение дозы ΔD излучения за некоторый промежуток времени Δt к этому промежутку времени, т. е.

$$P = \frac{\Delta D}{\Delta t}. \quad (2.6)$$

За единицу поглощенной дозы излучения в системе СИ принят дж/кг , т. е. такая поглощенная доза, при которой в 1 кг массы тела поглощается 1 дж энергии излучения.

В клинической практике большее распространение получила единица поглощенной дозы 1 рад = 100 эрг/г, т. е. такая поглощенная доза излучения, при которой в 1 г облучаемого вещества поглощается 100 эрг энергии излучения.

Соотношение между этими двумя единицами поглощенной дозы следующее:

$$\begin{aligned} 1 \frac{\text{дж}}{\text{кг}} &= 10^4 \frac{\text{эрг}}{\text{г}} = 100 \text{ рад}, \\ 1 \text{ рад} &= 0,01 \frac{\text{дж}}{\text{кг}}. \end{aligned}$$

Соответственно единицами мощности поглощенной дозы являются вт/кг и рад/сек . Соотношение между ними такое же, как и между единицами дозы, т. е.

$$1 \frac{\text{вт}}{\text{кг}} = 100 \frac{\text{рад}}{\text{сек}}; \quad 1 \frac{\text{рад}}{\text{сек}} = 0,01 \frac{\text{вт}}{\text{кг}}.$$

Для характеристики полного количества поглощенной энергии в отдельных участках, или органах облуча-

емого тела, или во всем теле в клинической дозиметрии используют понятие *интегральная доза излучения*.

Интегральная поглощенная доза есть количество поглощенной энергии излучения в данной массе облучаемого вещества. Если дозное поле равномерно по заданной массе и постоянно во времени, то интегральная поглощенная доза $D_{\text{инт}}$ будет равна

$$D_{\text{инт}} = D \cdot M \quad (2.7)$$

или

$$D_{\text{инт}} = P \cdot t \cdot M, \quad (2.8)$$

где M — масса облучаемого вещества; t — время облучения.

Если распределение поглощенных доз по массе и времени неравномерное, то интегральная поглощенная доза

$$D_{\text{инт}} = \int_0^M D \cdot dm \quad (2.9)$$

или

$$D_{\text{инт}} = \int_0^t \int_0^M P \cdot dt \cdot dm. \quad (2.10)$$

Практически для расчета интегральной поглощенной дозы всю массу облучаемого тела разбивают на отдельные участки массы m_1, m_2, m_3 и т. д., приписывая каждому из этих участков массы определенное значение средней поглощенной дозы $\bar{D}_1, \bar{D}_2, \bar{D}_3, \dots$, рассчитывают интегральную поглощенную дозу из соотношения

$$D_{\text{инт}} = \bar{D}_1 \cdot m_1 + \bar{D}_2 \cdot m_2 + \bar{D}_3 \cdot m_3 + \dots = \sum_{i=1}^n \bar{D}_i m_i. \quad (2.11)$$

3. Экспозиционная доза

Непосредственное измерение поглощенной энергии излучения в облучаемом теле связано с рядом трудностей. До введения в дозиметрию понятия поглощенной дозы основной дозиметрической характеристикой излучения являлась так называемая экспозиционная доза, определяемая по ионизации воздуха под действием излучения.

Степень ионизации, как мера поглощенной энергии излучения, практически и научно обоснована удобством измерений электрических зарядов, возникающих в веществе под действием облучения, и тем, что в широком диапазоне энергий излучения работа образования пары ионов не зависит от эффективной энергии квантов или частиц. Для разъяснения понятия экспозиционной дозы представим себе некоторый объем воздуха (1 см^3), пронизываемый равномерным потоком рентгеновского или γ -излучения. В результате взаимодействия с веществом, заполняющим куб (воздух), в нем происходит ионизация и образуются положительные и отрицательные ионы, количество которых зависит от интенсивности излучения.

За единицу экспозиционной дозы рентгеновского и γ -излучений в клинической дозиметрии принят (рентген). Рентген есть экспозиционная доза рентгеновского и γ -излучений, при которой сопутствующее ему корпускулярное излучение производит в $0,001293 \text{ г}$ воздуха количество ионов, соответствующее одной электростатической единице количества электричества каждого знака.

Так как величина элементарного заряда (заряд одного иона) равна $4,8 \cdot 10^{-10}$ единиц CGSE, то при заряде в одну единицу CGSE в 1 см^3 воздуха при 0°C и 760 мм рт. ст. ($0,001293 \text{ г}$) образуется число пар ионов

$$n = \frac{1}{4,8 \cdot 10^{-10}} = 2,08 \cdot 10^9.$$

В системе СИ единице экспозиционной дозы соответствует образование 1 к электричества в 1 кг воздуха. Связь между единицами экспозиционной дозы в системе единиц СИ и рентгеном дается следующим соотношением

$$1 \frac{\text{к}}{\text{кг}} = \frac{3 \cdot 10^9 \cdot 0,001293}{10^3} = 3879 \cdot 10^3 \text{ р.}$$

Основную роль в процессе взаимодействия излучения с веществом, и в частности в процессе ионообразования, играют вторичные электроны, образующиеся под действием первичного рентгеновского и γ -излучений. При этом следует учесть, что часть электронов, образующихся в данном элементе облучаемого объема вещества, покидают этот объем, не использовав полностью свою

кинетическую энергию на ионизацию. С другой стороны, в рассматриваемый элемент объема приходят электроны, образовавшиеся в соседних элементах облучаемого вещества, и отдают там свою энергию на ионизацию.

Необходимым условием правильного измерения экспозиционной дозы является соблюдение так называемого «электронного равновесия», т. е. такого состояния взаимодействия излучения с веществом, при котором поглощенная энергия излучения в некотором объеме вещества равна суммарной кинетической энергии ионизирующих частиц, образованных в том же объеме вещества. Если ионизация в объеме вещества создается только электронами, то условие электронного равновесия сводится к тому, что электроны, покидающие данный объем вещества и не использовавшие свою энергию на его ионизацию, компенсируются электронами, приходящими из других элементов объема и способными образовать то количество ионов, которое могло бы быть образовано электронами, покинувшими данный объем.

Для сопоставления биологического действия различных видов и качеств ионизирующего излучения, что особенно важно при воздействии на организм различными видами ионизирующих излучений, в дозиметрии используют понятия: *относительная биологическая эффективность* (ОБЭ) и *эквивалентная доза излучения*. По рекомендациям международной комиссии по радиологическим единицам величину ОБЭ рекомендуют использовать в радиобиологии, а эквивалентную дозу — в радиационной гигиене.

Термин *относительная биологическая эффективность* используют также и в лучевой терапии для сопоставления наблюдаемых эффектов под действием различных видов и качеств излучения в облучаемом теле.

Относительной биологической эффективностью данного вида и качества излучения называют отношение дозы D_0 образцового излучения (рентгеновское излучение с граничной энергией 200 кэв), вызывающей определенный биологический эффект, к поглощенной дозе D рассматриваемого излучения, вызывающей тот же самый биологический эффект, т. е.

$$\text{ОБЭ} = \frac{D_0}{D}. \quad (2.12)$$

Эквивалентная доза излучения $D_{\text{экв}}$ — величина, вводимая для оценки радиационной опасности хронического облучения человека в поле ионизирующих излучений произвольного состава и определяемая суммой произведений поглощенных доз $D_{\text{погл}}$ отдельных видов излучений и их соответствующих коэффициентов качества K , т. е.

$$D_{\text{экв}} = \sum D_i K_i. \quad (2.13)$$

Единицей измерения эквивалентной дозы является *бэрад*.

4. Связь между мощностью дозы излучения и интенсивностью

Для установления связи между мощностью дозы излучения и интенсивностью необходимо рассмотреть коэффициент ослабления излучения и его составляющие.

Коэффициент ослабления μ , входящий в закон ослабления интенсивности излучения [см. формулы (1.4) и (1.24)], является суммой трех коэффициентов — коэффициента фотоэлектрического поглощения τ , коэффициента комптоновского рассеяния σ и коэффициента образования электрон-позитронных пар κ . При всех трех процессах, участвующих в ослаблении излучения, часть энергии преобразуется в энергию заряженных частиц (фотоэлектронов при фотоэффекте, электронов отдачи при комптоновском рассеянии, электронов и позитронов при образовании пар), а часть энергии остается в виде излучения (характеристическое излучение, рассеянное излучение, аннигиляционное излучение).

В связи с этим каждый из трех коэффициентов можно в свою очередь представить как сумму двух составляющих, из которых одна составляющая характеризует часть коэффициента, связанного с так называемым истинным поглощением, или преобразованием энергии излучения в энергию заряженных частиц, а другая составляющая характеризует часть коэффициента, связанного с образованием вторичного (не корпускулярного) излучения.

Обозначив соответственно τ_k — истинный коэффициент фотоэлектрического поглощения, σ_k — истинный коэффициент поглощения при комптоновском рассеянии и

κ_k — коэффициент истинного поглощения при образовании пар, имеем

$$\mu_k = \tau_k + \sigma_k + \kappa_k. \quad (2.14)$$

Соответственно и полный коэффициент ослабления μ можно представить как сумму двух коэффициентов μ_k и μ_s :

$$\mu = \mu_k + \mu_s, \quad (2.15)$$

из которых μ_k характеризует энергию излучения, преобразованную в энергию заряженных частиц, а μ_s — энергию вторичного квантового излучения.

Коэффициент μ_k называется коэффициентом передачи энергии излучения, или коэффициентом электронного преобразования. Из достаточно простых математических преобразований можно показать, что между интенсивностью излучения I и мощностью дозы P существует следующее соотношение

$$P = \mu_k I. \quad (2.16)$$

Ослабление интенсивности пучка излучения определяется равенством (1.1)

$$\Delta I = -\mu I \Delta x.$$

Отбрасывая знак минус, который показывает, что интенсивность излучения уменьшается, и, умножив правую и левую части равенства на площадь S , через которую проходит излучение, и на время t , получим

$$\Delta I S t = \mu I \Delta x S t. \quad (2.17)$$

Произведение интенсивности излучения на площадь, пронизываемую излучением, и на время есть энергия излучения E , т. е.

$$\Delta E = \mu I \Delta x S t. \quad (2.18)$$

Если нас интересует поглощенная энергия излучения, или энергия излучения, преобразованная в энергию заряженных частиц, то вместо полного коэффициента ослабления μ мы возьмем часть коэффициента μ_k — коэффициент передачи энергии излучения, т. е.

$$\Delta E_{\pi} = \mu_k I \Delta x S t. \quad (2.19)$$

Введя в уравнение массовый коэффициент передачи энергии излучения $\mu_{km} = \frac{\mu_k}{\rho}$, имеем:

$$\Delta E_{\pi} = \mu_{km} I \Delta x S \rho \quad (2.20)$$

или

$$\frac{\Delta E_{\pi}}{\Delta x S \rho t} = \mu_{km} I. \quad (2.21)$$

Но $\Delta x S \rho$ есть элемент массы Δm , в котором поглощается энергия излучения, а отношение поглощенной энергии излучения ΔE_{π} к массе Δm , в которой эта энергия поглощена, есть поглощенная доза излучения D . Следовательно,

$$\frac{D}{t} = \mu_{km} I \quad (2.22)$$

или

$$P = \mu_{km} I. \quad (2.23)$$

Если $P_{\text{экс}}$ есть мощность экспозиционной дозы излучения, отнесенная не к любой массе облучаемого вещества, а к 0,001293 г (1 см³ воздуха), то соотношение (2.23) будет иметь вид

$$P_{\text{экс}} = \mu_{k \text{ возд}} I. \quad (2.24)$$

Из выведенных соотношений следует, что при одинаковой интенсивности излучения отношение поглощенных доз в двух разных веществах равно отношению их массовых коэффициентов передачи энергии.

Если излучение моноэнергетично, т. е. состоит из квантов или частиц одинаковой энергии, то коэффициент передачи энергии излучения постоянный и уравнение (2.16) выражает прямую пропорциональную зависимость между мощностью дозы и интенсивностью излучения. В случае немонохроматического излучения коэффициент передачи энергии зависит от энергии излучения, и связь между мощностью дозы и интенсивностью можно выразить

$$P = \int_0^{E_{\text{макс}}} \mu_k(E) I dE. \quad (2.25)$$

Коэффициент передачи энергии для воздуха сильно зависит от эффективной энергии излучения, обуславливая аналогичную (рис. 2.1) зависимость мощности экспозиционной дозы от интенсивности.

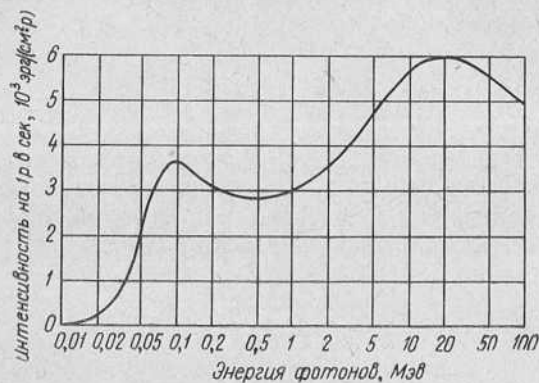


Рис. 2.1. Интенсивность излучения, приходящаяся на единицу мощности дозы при различных энергиях фотонов.

5. Активность источника

Одной из основных количественных характеристик для радиоактивных изотопов является активность изотопа в радиоактивном источнике.

Из основного закона радиоактивного распада, заключающегося в том, что число распадающихся ядер в единицу времени пропорционально числу ядер изотопа, имеющихся в наличии, т. е.

$$-\frac{dN}{dt} = \lambda N, \quad (2.26)$$

величина $-\frac{dN}{dt}$ характеризует скорость распада ядер и называется активностью. Из формулы (2.26) следует, что активность прямо пропорциональна числу ядер радиоактивного изотопа или количеству радиоактивного изотопа. Коэффициент λ называют постоянной распада.

Единицей активности изотопов в радиоактивном источнике является распад в секунду (*расп/сек*) (ГОСТ 8848—63). Практически в качестве единицы ак-

тивности используют внесистемную единицу кюри (кюри) и его производные

$$\begin{aligned} 1 \text{ кюри} &= 3,7 \cdot 10^{10} \text{ расп/сек}; \\ 1 \text{ мкюри} &= 10^{-3} \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^7 \text{ расп/сек}; \\ 1 \text{ мккюри} &= 10^{-6} \text{ кюри} = 3,7 \cdot 10^4 \text{ расп/сек}. \end{aligned} \quad (2.27)$$

1 кюри — активность 1 г радия, находящегося в равновесии с продуктами своего распада.

В результате интегрирования формулы (2.26), выражающей основной закон распада, имеем

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (2.27)$$

Если принять $N = \frac{N_0}{2}$, то соответствующее время, за которое распадется половина ядер, называют периодом полураспада T . Следовательно,

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T} \quad (2.28)$$

или

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}. \quad (2.29)$$

Если подставить в формулу (2.27) значение λ , то основной закон распада примет вид

$$N = N_0 e^{-0,693 \frac{t}{T}}. \quad (2.30)$$

Легко заметить, что и активность, пропорциональная количеству ядер, меняется со временем по тому же закону:

$$A = A_0 e^{-0,693 \frac{t}{T}}. \quad (2.31)$$

Графически закон изменения активности со временем выражается экспонентой (рис. 2.2).

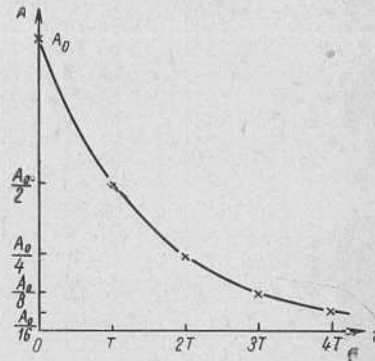


Рис. 2.2. Кривая распада радиоактивного изотопа:
A — активность; A_0 — начальная активность; T — период полураспада.

Т а б л и ц а 2.2

Изменение активности радиоактивного кобальта (Co^{60}) со временем

Время	Активность, %	Время	Активность, %
0	100,00	2 года 3 мес.	74,50
1 мес.	98,92	2 » 6 »	72,11
2 »	97,83	2 » 9 »	69,79
3 »	96,78	3 года	67,54
4 »	95,73	3 года 3 мес.	65,37
5 «	94,70	3 » 6 »	63,27
6 «	93,67	3 » 9 »	61,23
7 »	92,66	4 года	59,27
8 »	91,64	4 года 3 мес.	57,35
9 »	90,66	4 » 6 »	55,51
10 »	89,68	4 » 9 »	53,72
11 »	88,70	5 лет	52,00
1 год	87,74	5 лет 3 мес.	50,32
1 год 3 мес.	84,91	5 » 6 »	48,71
1 » 6 »	82,19	5 » 9 »	47,14
1 » 9 »	79,53	6 лет	45,62
2 года	76,99		

Табл. 2.2 уменьшения активности со временем для радиоактивного кобальта, выраженной в процентах начальной активности, дает возможность вводить поправки на распад.

Для установления связи между активностью изотопа в источнике и мощностью экспозиционной дозы, создаваемой им, используют γ -постоянную.

Гамма-постоянная Γ радиоактивного изотопа — отношение мощности экспозиционной дозы ($p/\text{ч}$), создаваемой гамма-излучением точечного источника на расстоянии 1 см, к активности этого источника, выраженной в милликюри. γ -Постоянные некоторых радиоактивных изотопов, используемых в качестве γ -излучателей, приведены в табл. 2.3.

Мощность экспозиционной дозы ($P_\text{э}$), создаваемая радиоактивным изотопом активностью A (мкюри) и γ -постоянной Γ на расстоянии R (см), равна

$$P = \frac{A\Gamma}{R^2} p/\text{ч} \quad (2.32)$$

или

$$P = \frac{A\Gamma}{R^2 \cdot 60} p/\text{мин.} \quad (2.33)$$

Т а б л и ц а 2.3

Гамма-постоянные Γ и периоды полураспада некоторых радиоактивных изотопов

Изотоп	γ -постоянная, $p \cdot \text{см}^2 / (\text{мкюри} \cdot \text{ч})$	Период полураспада T
Натрий-24	19,06	15,06 ч
Кобальт-60	13,40	5,3 года
Йод-131	2,30	8,1 дня
Цезий-137	3,55	33 года
Золото-198	2,47	2,69 дня
Радий-226	9,83	1590 лет
Радий с фильтром 0,5 мм Pt	8,4	
Радий с фильтром 1,0 мм Pt	7,8	

γ -Постоянная препарата Ra с фильтром 0,5 мм платины равна $8,4 \frac{p \cdot \text{см}^2}{\text{мкюри} \cdot \text{ч}}$, т. е. 1 мкюри (или 1 мг) Ra на расстоянии 1 см создает мощность дозы 8,4 р/ч.

Вместо активности радиоактивного изотопа в клинической практике иногда используют γ -эквивалент Ra, понимая под этим такое количество (в мг) радия, которое при идентичных условиях измерения создает такую мощность экспозиционной дозы γ -излучения, как и данный радиоактивный источник. γ -Эквивалент радия обычно выражают в мг-эквивалентах радия (мг-экв Ra).

Так как γ -постоянная кобальта (Co^{60}) равна $13,4 p \cdot \text{см}^2 / (\text{мкюри} \cdot \text{ч})$, а радия — $8,4 p \cdot \text{см}^2 / (\text{мкюри} \cdot \text{ч})$, то γ -эквивалент 1 мкюри кобальта равен

$$M = \frac{13,4}{8,4} = 1,59 \frac{\text{мг-экв Ra}}{\text{мкюри Co}^{60}}.$$

Если вместо активности использовать γ -эквивалент M (мг-экв Ra), то для расчета мощности дозы, создаваемой радиоактивным источником с γ -эквивалентом M (мг-экв Ra) на расстоянии R от него, можно написать

$$P = \frac{M \cdot 8,4}{R^2} \text{ р/ч} \quad (2.34)$$

или

$$P = \frac{M \cdot 8,4}{R^2 \cdot 60} \text{ р/мин.} \quad (2.35)$$

Все перечисленные выше формулы будут справедливы при определенных условиях. Прежде всего активность источника или его γ -эквивалент должны быть измерены в той же геометрии, при которой источник будет использоваться для клинических целей. Если активность или γ -эквивалент препарата определяется как обычно в геометрии свободного пучка (4 π -геометрия), а используется препарат в условиях диафрагмирования пучка выходящего излучения, то определяемая по формулам (2.34) и (2.35) мощность дозы будет превышать действительную (до 20—25%).

Второе необходимое условие — это соблюдение требования, для которого справедлив закон обратной пропорциональности мощности дозы квадрату расстояния от источника до рассматриваемой точки. Для соблюдения этого условия требуется достаточное расстояние (превышающее не менее чем в 5—10 раз максимальные размеры источника) между источником и облучаемым объектом.

§ 2. КАЧЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Наиболее полной качественной характеристикой излучения является распределение энергии по длинам волн или по частотам для рентгеновского и γ -излучения и распределение частиц по энергиям для корпускулярного излучения.

Распределение частиц или квантов излучения по их энергии называют энергетическим спектром излучения. В зависимости от характера распределения различают дискретный спектр излучения и непрерывный спектр излучения.

Рассмотрим основные качественные характеристики первичного пучка излучения. Рентгеновское тормозное излучение имеет непрерывный спектр излучения (рис. 2.3), в котором длинноволновая часть спектра теоретически не ограничена. Практически эта часть ограничена поглощением длинноволнового излучения стенкой рентгеновской трубки, воздухом и т. д. Характерными параметрами непрерывного спектра тормозного рентгеновского излучения является граничная длина волны (λ_0) или коротковолновая граница спектра и длина волны, несущая максимум энергии ($\lambda_{\text{макс}}$). Распределение энергии тормозного рентгеновского излучения по дли-

нам волн зависит от приложенного к трубке напряжения или от энергии ускоренных электронов. С увеличением напряжения на трубке возрастает общее количество энергии излучения, генерируемого трубкой, а граничная длина волны λ_0 и длина волны $\lambda_{\text{макс}}$ смещаются в область более коротковолнового излучения. Между граничной длиной волны (λ_0 в Å) и напряжением U , приложенным к трубке (в киловольтах), имеется зависимость

$$\lambda_0 U = 12,34. \quad (2.36)$$

На непрерывный спектр тормозного рентгеновского излучения накладывается дискретный спектр характеристического рентгеновского излучения.

Длины волн характеристического излучения зависят от вещества, в котором происходит торможение электронов. Когда энергия ускоренных электронов превышает энергию связи электронов, находящихся на глубоких уровнях (K , L , M), то происходит излучение соответствующих серий (K -серии, L -серии и т. д.) характеристического излучения.

В табл. 2.4 приведены потенциалы возбуждения и длины волн K и L -серий характеристического рентгеновского излучения для различных элементов. Соответственно энергии связи электронов в атоме можно характеризовать потенциалом, ускоряющим электроны до такой энергии, которая будет достаточна для отрыва электронов с соответствующего уровня энергии в атоме. Этот потенциал называют потенциалом возбуждения соответствующей серии характеристического излучения.

Практически качество рентгеновского излучения принято характеризовать по его ослаблению при прохождении какого-либо вещества. Наиболее распространенная качественная характеристика непрерывного спектра рентгеновского излучения — слой половинного ослабле-

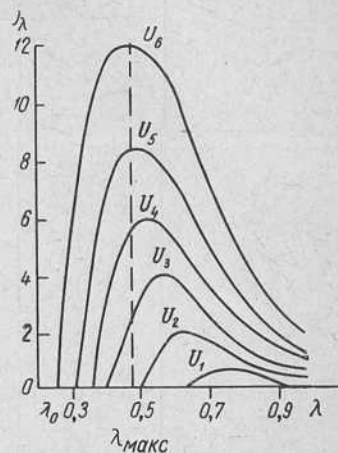


Рис. 2.3. Непрерывный спектр рентгеновского излучения при различных напряжениях U на трубке:

λ_0 — минимальная длина волны в спектре, $\lambda_{\text{макс}}$ — длина волны, несущая максимум энергии в спектре.

Таблица 2.4

Потенциал возбуждения и длины волн K и L серий
характеристического излучения

Элемент	K		L	
	потенциал возбужде- ния, кэВ	длина волны, Å	потенциал возбужде- ния, кэВ	длина волны, Å
${}^9\text{F}$	0,68	18,300		
${}_{11}\text{Na}$	1,10	11,500		
${}_{12}\text{Mg}$	1,30	9,500		
${}_{13}\text{Al}$	1,55	7,790		
${}_{14}\text{Si}$	1,83	6,750		
${}_{15}\text{P}$	2,14	5,780		
${}_{16}\text{S}$	2,46	5,050		
${}_{17}\text{Cl}$	2,82	4,375		
${}_{19}\text{K}$	3,59	3,440		
${}_{20}\text{Ca}$	4,03	3,060		
${}_{21}\text{Sc}$	4,49	2,750		
${}_{22}\text{Ti}$	4,95	2,490		
${}_{23}\text{V}$	5,45	2,270		
${}_{24}\text{Cr}$	5,98	2,030		
${}_{25}\text{Mn}$	6,54	1,890		
${}_{26}\text{Fe}$	7,10	1,740		
${}_{27}\text{Co}$	7,71	1,600		
${}_{28}\text{Ni}$	8,29	1,490		
${}_{29}\text{Cu}$	8,86	1,383		
${}_{30}\text{Zn}$	9,65	1,280	1,20	10,30
${}_{31}\text{Ga}$	10,4	1,185	1,31	9,430
${}_{32}\text{Ge}$	11,1	1,111	1,41	8,750
${}_{33}\text{As}$	11,9	1,037	1,52	8,150
${}_{34}\text{Se}$	12,7	0,975	1,64	7,520
${}_{35}\text{Br}$	13,5	0,915	1,77	7,000
${}_{37}\text{Rb}$	15,2	0,820	2,05	6,150
${}_{38}\text{Sr}$	16,1	0,770	2,19	5,640
${}_{39}\text{Y}$	17,0	0,725	2,36	5,230
${}_{40}\text{Zr}$	18,0	0,685	2,51	4,920
${}_{41}\text{Nb}$	19,0	0,650	2,68	4,610
${}_{42}\text{Mo}$	20,0	0,618	2,87	4,300
${}_{44}\text{Ru}$	22,1	0,560	3,24	3,820
${}_{45}\text{Rh}$	23,2	0,532	3,43	3,600
${}_{46}\text{Pd}$	24,4	0,515	3,64	3,400
${}_{47}\text{Ag}$	25,5	0,484	3,79	3,260
${}_{48}\text{Cd}$	26,7	0,462	4,07	3,041
${}_{49}\text{In}$	27,9	0,442	4,28	2,890
${}_{50}\text{Sn}$	29,1	0,425	4,49	2,760
${}_{51}\text{Sb}$	30,4	0,405	4,69	2,640
${}_{52}\text{Te}$	31,8	0,389	4,93	2,500
${}_{53}\text{I}$	33,2	0,371	5,18	2,380
${}_{55}\text{Cs}$	35,9	0,344	5,71	2,160

Продолжение табл. 2.4

Элемент,	K		L	
	потенциал возбужде- ния, кэ	длина волны, Å	потенциал возбужде- ния, кэ	длина волны, Å
⁵⁶ Ba	37,4	0,330	5,99	2,060
⁵⁷ La	38,7	0,319	6,26	1,970
⁵⁸ Ce	40,3	0,306	6,54	1,890
⁵⁹ Pr	41,9	0,295	6,83	1,810
⁶⁰ Nd	43,6	0,283	7,12	1,735
⁶² Sm	46,8	0,264	7,73	1,600
⁶³ Eu	48,6	0,254	8,04	1,540
⁶⁴ Gd	50,3	0,246	8,37	1,470
⁶⁵ Tb	52,0	0,237	8,70	1,420
⁶⁶ Dy	53,8	0,230	9,03	1,370
⁶⁷ Ho	55,8	0,221	9,38	1,320
⁶⁸ Er	57,3	0,215	9,73	1,270
⁶⁹ Tm	59,5	0,207	10,01	1,225
⁷⁰ Yb	61,4	0,201	10,5	1,175
⁷¹ Lu	63,4	0,195	10,9	1,135
⁷² Hf	65,4	0,189	11,3	1,094
⁷³ Ta	67,4	0,183	11,7	1,055
⁷⁴ W	69,3	0,178	12,1	1,020
⁷⁶ Os	73,8	0,167	13,0	0,950
⁷⁷ Ir	76,0	0,162	13,4	0,920
⁷⁸ Pt	78,1	0,158	13,9	0,890
⁷⁹ Au	80,5	0,153	14,4	0,860
⁸⁰ Hg	82,9	0,149	14,8	0,835
⁸¹ Te	85,2	0,145	15,3	0,807
⁸² Pb	87,6	0,141	15,8	0,780
⁸³ Bi	90,1	0,137	16,4	0,754
⁹⁰ Th	109	0,113	20,5	0,615
⁹² U	115	0,073	21,7	0,570

ния мощности дозы излучения, т. е. такая толщина слоя вещества, которая ослабляет мощность дозы первичного пучка излучения в два раза.

Слой половинного ослабления не является однозначной характеристикой излучения, так как можно получить одно и то же значение слоя половинного ослабления для пучков рентгеновского излучения с различной шириной спектрального интервала. Для более полной качественной характеристики, кроме первого слоя половинного ослабления мощности дозы, используют также второй слой половинного ослабления и степень неоднородности рентгеновского излучения.

Второй слой половинного ослабления мощности дозы есть толщина слоя вещества, которая ослабляет в два раза мощность дозы излучения, ослабленную уже в два раза первым слоем половинного ослабления. Легко заметить: чем более неоднороден пучок излучения (т. е. чем шире спектральный интервал длин волн), тем больше второй слой половинного ослабления будет превышать первый слой половинного ослабления, так как после прохождения первого слоя половинного ослабления в пучке будет преобладать более жесткое излучение, чем первичное.

Для моноэнергетического излучения отношение второго слоя половинного ослабления к первому будет равно единице. Отношение максимальной энергии квантов к минимальной энергии квантов используемого рентгеновского излучения, определяемое отношением измеренных значений второго Δ_2 и первого Δ_1 слоев половинного ослабления мощности дозы, называют степенью неоднородности пучка излучения (H):

$$H = \frac{\Delta_2}{\Delta_1}. \quad (2.37)$$

В лучевой терапии рекомендуется использовать биологически однородное излучение, т. е. пучки излучения, фильтрованные таким образом, чтобы степень неоднородности пучка излучения была в пределах от 1 до 1,2. При этом в спектре пучка излучения присутствует одна октава, т. е. наибольшая длина волны в спектре превышает граничную длину волны в 2 раза.

Если пренебрегать изменением качественного состава излучения при прохождении через слой половинного ослабления данного вещества, и вместо мощности дозы воспользоваться формулой (1.6) ослабления интенсивности, то можно установить связь между слоем половинного ослабления Δ_1 и линейным коэффициентом ослабления. Из формулы (1.4) следует

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}. \quad (2.38)$$

Если взять толщину $x = \Delta_1$, то $\frac{I}{I_0} = \frac{1}{2}$, следовательно,

$$\frac{1}{2} = e^{-\mu \Delta_1} \text{ или } e^{\mu \Delta_1} = 2,$$

Т а б л и ц а 2.5

Эффективные энергии квантов и длины волн рентгеновского излучения

Напряже- ние на трубке $U_{\text{макс}}$, кв	Фильтр, мм		Слой половинного ослабления, мм		Эффек- тивная энергия квантов, кэв	Эффек- тивная длина волны, А
	Алюми- ний	Медь	Алюми- ний	Медь		
Аппарат РУМ-7 (трубка с бериллиевым окном)						
20	0		0,035		8,0	1,55
	0,1		0,079		8,8	1,4
	0,5		0,20		13,4	0,92
	1,0		0,37		18,7	0,66
	2,5		0,62		23,0	0,54
30	0		0,037		9,0	1,37
	0,1		0,095		10,0	1,23
	0,5		0,34		15,5	0,80
	1,0		0,76		20,0	0,62
	2,5		0,93		25,0	0,49
40	0		0,046		10,0	1,23
	0,1		0,086		11,0	1,12
	0,5		0,42		18,0	0,69
	1,0		0,95		22,0	0,56
	2,5		1,16		25,0	0,49
50	0		0,048		11,0	1,12
	0,1		0,089		12,0	1,03
	0,5		0,52		20,0	0,62
	1,0		1,46		25,0	0,49
	2,5		1,75		28,0	0,44
60	0		0,050		12,0	1,03
	0,1		0,095		14,5	0,85
	0,5		0,60		21,0	0,59
	1,0		1,72		25,0	0,49
	2,5		3,1		35,0	0,35
Аппараты РУМ-3; РУМ-11						
100	0		1,3		25	0,49
	1		2,0		29	0,43
120	0		1,5		26	0,48
	1		2,3		31	0,40
	2		2,6		32	0,39
	3		3,3		34	0,36

Продолжение табл. 2.5

Напряже- ние на трубке $U_{\text{макс}}, \text{кэВ}$	Фильтр, мм		Слой половинного ослабления, мм		Эффек- тивная энергия квантов, кэВ	Эффек- тивная длина волны, Å
	алюми- ний	медь	алюми- ний	медь		
140	2		3,3		34	0,36
	3		4,6		41	0,30
	5		6,0		46	0,27
160	3			0,27	49	0,25
	5			0,35	51	0,24
180		0,5		0,95	77	0,16
		1,0		1,30	95	0,13
200		0,5		1,10	82	0,15
		1,0		1,60	103	0,12
		2,0		1,95	112	0,11

Аппараты РУМ-13; РУМ-17

200		0,5		1,20	88	0,140
		0,8		1,32	91	0,135
		1,0		1,70	100	0,123
250		0,5		1,35	89	0,138
		1,0		2,00	107	0,115
		2,0		2,50	120	0,103

откуда

$$\mu\Delta_1 = \ln 2 = 0,693. \quad (2.39)$$

Пользуясь этим соотношением, можно определить эффективную длину волны или эффективную энергию квантов. Эффективной энергией квантов ($E_{\text{эфф}}$) или эффективной длиной волны ($\lambda_{\text{эфф}}$) называют энергию квантов или длину волны такого моноэнергетического квантового излучения, относительное ослабление которого в поглотителе определенного состава и определенной толщины такое, как и у рассматриваемого немонаэнергетического квантового излучения.

Отсюда, измерив слой половинного ослабления Δ_1 в данном веществе, по формуле (2.39) определяют значение линейного коэффициента ослабления μ , и по табли-

цам зависимости μ от λ или от E для моноэнергетического излучения определяют $\lambda_{\text{эфф}}$ и $E_{\text{эфф}}$.

В табл. 2.5 приведены значения эффективных длин волн и энергий квантов для используемых на практике условий генерирования рентгеновского и γ -излучений. Легко заметить, что эффективная энергия квантов и эффективная длина волны являются условными качественными характеристиками немонаэнергетического излучения, так как их значение зависит от вещества поглотителя и его толщины или кратности ослабления.

Практически слои половинного ослабления на основании рекомендаций международного комитета по радиологическим единицам (МКРЕ) принято измерять для рентгеновского излучения с напряжением генерирования от 50 до 150 кВ в мм алюминия, для напряжений от 150 кВ до 400 кВ в мм меди и выше 400 кВ в мм свинца.

Следует сказать, что для рентгеновского излучения с напряжением генерирования ниже 50 кВ определение качественного состава излучения по слою половинного ослабления является неприемлемым из-за значительного изменения качества излучения в самом веществе фильтра и для такого излучения необходимо задавать действующий спектр излучения.

СИСТЕМЫ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Любую систему для регистрации излучений можно условно представить блок-схемой, показанной на рис. 3.1. Измеряемое излучение попадает в рабочий объем де-

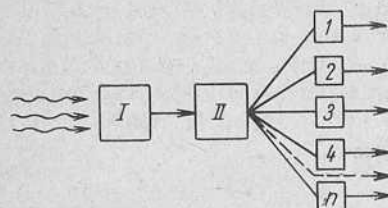


Рис. 3.1. Система для регистрации излучений:

I — рабочий объем детектора; *II* — преобразователь и усилитель; 1, 2, 3, ..., *n* — приемники излучения.

тектора *I*, где частично или полностью поглощается. При этом излучение создает некоторый эффект (ионизационный, тепловой и т. д.), который после усиления и преобразования (блок *II*) может быть передан в виде сигнала в приемники * 1, 2, 3, ..., *n*. На выходе каждого приемника регистрируется некоторое число. Таким образом, совокупность чисел на выходе приемников характеризует эффект, обусловленный поглощением излучения в рабочем объеме детектора.

Зная свойства вещества, заполняющего рабочий объем детектора, и свойства приемников, можно по числам на выходе приемников определять характеристики излучения.

* Приемником называют часть системы для регистрации излучений, имеющую один выход, причем сигнал на выходе приемника выражается одним числом.

1. Эффекты взаимодействия излучения с веществом

Любой метод исследования излучений основан на регистрации того или иного эффекта взаимодействия излучения с веществом. Энергия отдельной частицы или кванта тратится в основном на ионизацию и возбуждение атомов и молекул вещества, заполняющего рабочий объем детектора. В зависимости от того, какой из эффектов регистрируется, все детекторы принято делить по принципу действия на ионизационные, сцинтилляционные или люминесцентные; черенковские, тепловые и химические.

В зависимости от агрегатного состояния вещества, заполняющего его рабочий объем, детекторы делятся на газовые, твердотельные и жидкостные.

Энергию, теряемую отдельной частицей или квантом в рабочем объеме детектора, измеряют в электронвольтах (*эв*). При поглощении кинетической энергии отдельной частицы в рабочем объеме детектора количество выделившейся энергии обычно не превышает нескольких мегаэлектронвольт ($1 \text{ Мэв} = 10^6 \text{ эв}$). Эффект взаимодействия (ионизационный эффект и др.), соответствующий этой энергии, настолько мал, что его необходимо усиливать.

2. Усиление первичного эффекта

Существует несколько методов усиления первичного эффекта взаимодействия. Если на выходе детектора появляется электрический сигнал (импульс тока или напряжения в ионизационной камере), то возможно его усиление с помощью радиотехнического усилителя *И* (см. рис. 3.1). Так как усилитель представляет собой самостоятельное устройство, отделенное от рабочего объема детектора, то такой метод усиления можно назвать внешним. Сигнал детектора усиливается в усилителе за счет энергии электрического поля (внешнее радиотехническое усиление). Такой метод усиления осуществляется в ионизационных камерах, полупроводниковых детекторах. Внешнее усиление осуществляется также в сцинтилляционных счетчиках и счетчиках черенковского излучения. Световая вспышка усиливается фотоэлектронным умножителем.

Усиление ионизационного эффекта взаимодействия можно осуществить и в самом рабочем объеме детектора (внутреннее усиление). Такой метод усиления осуществляется в детекторах с газовым наполнением — пропорциональных счетчиках, счетчиках Гейгера, искровых счетчиках и камерах. При этом первичный ионизационный эффект усиливается за счет энергии электрического поля, создаваемого в рабочем объеме детектора.

Возможны и другие механизмы внутреннего усиления. Так, например, в камере Вильсона усиление ионизационного эффекта происходит за счет энергии метастабильного состояния вещества — пересыщенного пара. В результате усиления на каждом ионе вырастает капелька жидкости, состоящая из большого количества молекул.

Внутреннее усиление ионизационного эффекта осуществляется и в фотоэмульсиях благодаря каталитическому действию центров скрытого фотографического изображения на процесс роста кристаллов серебра.

Тепловой эффект при поглощении в рабочем объеме детектора энергии отдельной частицы (порядка 1 Мэв) так мал, что зарегистрировать изменение температуры, происходящее при этом, прямыми методами невозможно. Действительно, при поглощении частицы с энергией 1 Мэв в тканеэквивалентном поглотителе с массой 1 г его температура изменяется на $3 \cdot 10^{-9} \text{ град}$. Однако существуют методы, позволяющие обнаружить тепловой эффект, вызываемый поглощением отдельных частиц. Оказалось, что кипение чистой перегретой жидкости может начаться в результате местного перегрева, вызываемого прохождением через жидкость заряженной частицы. Вдоль следа частицы образуются пузырьки пара, которые можно сфотографировать. Усиление первичного эффекта в пузырьковой камере осуществляется за счет энергии метастабильного состояния перегретой жидкости.

3. Величины, измеряемые на выходе приемников

После усиления сигнал, обусловленный первичным эффектом, попадает в приемник и регистрируется. Сигналом может быть ток, заряд, число импульсов, почернение фотоэмульсии и т. п. Любую из этих величин можно выразить одним числом. Для излучения с неиз-

менным спектральным составом это число пропорционально интенсивности излучения*.

Пусть через рабочий объем детектора прошло N частиц, а на выходе приемника зарегистрировано N_p импульсов, тогда отношение $\frac{N_p}{N} = \eta_p$ есть эффективность регистрации частиц. Если в рабочий объем детектора входит излучение с энергией E , а поглощается и регистрируется только некоторая часть E_p , то отношение $\frac{E_p}{E} = \eta_E$ есть эффективность регистрации энергии. Ясно, что эффективности регистрации числа частиц и их энергии могут существенно различаться. Так, например, эффективность счетчика Гейгера по отношению к заряженным релятивистским частицам близка к единице ($\eta_p = 1$), в то же время он регистрирует только ничтожную долю их энергии ($\eta_E < 10^{-5}$).

Эффективность детекторов различна по отношению к различным видам излучения. В ряде случаев эффективность зависит от спектрального состава излучения, причем не одинаково для η_E и η_p .

Связь между величинами, измеряемыми на выходах системы, и характеристиками излучения может быть установлена, если известны свойства приемников излучения и, в частности, их спектральные характеристики.

Спектральные характеристики приемников зависят от природы сигнала, определяемой физическими процессами в рабочем объеме детектора; радиотехнической схемы, преобразующей и усиливающей сигнал, и от свойств самих приемников, регистрирующих сигнал**.

§ 2. СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКОВ

Спектральная характеристика приемника — это зависимость $a(E)$ сигнала, измеряемого на выходе приемника, от энергии кванта моноэнергетического излучения при единичной мощности падающего на приемник излучения. В ряде практических применений удобно

* Приемники, удовлетворяющие этому требованию, — линейные приемники.

** Следует отметить, что по отношению к различным видам излучения спектральные характеристики одного и того же детектора могут заметно различаться.

пользоваться относительной спектральной характеристикой приемника. Относительная спектральная характеристика (по отношению к приемнику n) есть зависимость $a_n(E)$ при постоянной величине сигнала на выходе приемника n . Часто всю систему для регистрации излучений называют детектором. Поэтому в ряде случаев для упрощения изложения вместо выражения «сигнал на выходе приемника, включенного после детектора и усилителя» будем применять другое — «сигнал на выходе детектора» (или «сигнал на выходе прибора»).

Если на выходе прибора измеряется мощность экспозиционной дозы $P_э$, то относительная спектральная характеристика приемника $a_{P_э}(E) = \frac{i(E)}{P_э}$, где $P_э$ — показания эталонного прибора, а $i(E)$ — показания исследуемого прибора. Очень часто величину $\frac{i(E)}{P_э}$ называют «ход с жесткостью».

В практике обычно применяют приборы двух типов в зависимости от характера сигнала на его выходе*. На выходе прибора первого типа появляется сигнал, пропорциональный энергии излучения, поглощенной в рабочем объеме детектора. Сам сигнал может быть либо непрерывным (например, ток на выходе ионизационной камеры), либо дискретным (например, число импульсов на входе интегрирующего прибора). Однако во всех случаях сигнал пропорционален поглощенной в детекторе энергии излучения, поэтому независимо от принципа действия и конструкции такие детекторы называют пропорциональными.

На выходе прибора второго типа появляется сигнал, пропорциональный числу поглощенных в детекторе частиц. Сигнал на выходе такого детектора также может быть либо непрерывным, либо дискретным (например, число импульсов на выходе счетчика Гейгера).

Уместно подчеркнуть, что все пропорциональные детекторы в принципе могут работать как в приборах первого типа, так и в приборах второго типа, однако это не всегда осуществимо. Для упрощения изложения условимся называть режим работы приборов первого типа

* Предполагается, что выход только один, т. е. у прибора имеется только один приемник.

токовым режимом, а режим работы приборов второго типа — счетным режимом.

Как уже упоминалось, спектральные характеристики детектора по отношению к различным излучениям различны. Определим вид спектральных характеристик детекторов для наиболее широко применяющихся в клинической дозиметрии излучений — рентгеновского и γ -излучения.

1. Рентгеновское и γ -излучения

Спектральные характеристики пропорционального детектора, работающего в токовом режиме $\frac{i(E)}{P_3}$, отличаются от спектральных характеристик в счетном режиме работы $\frac{N_p(E)}{P_3}$. Отношение $\frac{i(E)}{P_3}$ имеет несколько названий: энергетическая характеристика, относительная эффективность, ход с жесткостью и т. д.

Ход с жесткостью детектора определяется факторами различной природы: 1) размерами детектора, эффективным атомным номером вещества детектора $Z_{\text{эфф}}$ и его оболочки; 2) зависимостью отношения Q/E_n (где Q — сигнал на выходе детектора, а E_n — энергия, поглощенная в рабочем объеме детектора) от энергии кванта излучения E^* ; 3) конструктивными особенностями детектора и регистрирующей схемы (наличие порога чувствительности регистрирующей схемы, мертвого времени, нелинейности шкалы прибора и т. д.). Влияние третьего фактора на ход с жесткостью невозможно рассматривать в отрыве от конкретного детектора, включенного в схему, параметры которой также должны быть известны. Влияние второго фактора определяется процессами трансформации поглощенной энергии излучения в другие виды энергии (электромагнитную, электрическую, тепловую). Эти процессы различны для различных классов веществ (твердых полупроводников, жидкостей, газов).

* Например, для сцинтилляционных детекторов Q/E_n есть конверсионная или физическая эффективность. Зависимость конверсионной эффективности от энергии частицы (точнее от удельных потерь энергии dE/dx) приводит к нарушению прямой пропорциональности между величиной сигнала на выходе детектора и поглощенной в его рабочем объеме энергии.

Общей для детекторов любого типа является зависимость хода с жесткостью от $Z_{эфф}$ и от размеров детектора, а также от толщины стенки и ее $Z_{эфф}$. Для простоты будем считать, что второй и третий факторы не влияют на ход с жесткостью детектора и могут быть учтены введением постоянного (не зависящего от E) коэффициента.

Токовый режим пропорционального детектора

Определим ход с жесткостью $f(E)$ пропорционального детектора:

$$f(E) = \frac{i}{P_э} = \frac{AP}{P_э}, \quad (3.1)$$

где A — постоянный коэффициент.

Выразим $P_э$ и P через интенсивность излучения I_0 . Мощность экспозиционной дозы связана с интенсивностью соотношением

$$P_э = I_0 (\mu_k)_{мв}, \quad (3.2)$$

где $(\mu_k)_{мв}$ — массовый коэффициент истинного поглощения для воздуха (или массовый коэффициент передачи энергии). Если пренебречь ослаблением интенсивности излучения в самом детекторе (тонкий детектор), то аналогичная зависимость существует и для мощности поглощенной дозы:

$$P = I_0 (\mu_k)_{мz}, \quad (3.3)$$

где $(\mu_k)_{мz}$ — массовый коэффициент истинного поглощения для вещества с атомным номером Z .

Ход с жесткостью для тонкого детектора определим из формул (3.1) и (3.2) и (3.3):

$$\frac{i}{P_э} = A \frac{(\mu_k)_{мz}}{(\mu_k)_{мв}}. \quad (3.4)$$

Таким образом, для тонкого детектора ход с жесткостью $\frac{i}{P_э}$ определяется отношением массовых коэффициентов поглощения. С увеличением Z ход с жесткостью изменяется так, как показано на рис. 3.2.

Рассмотрим другой крайний случай, когда толщина детектора достаточна для полного поглощения излучения. Тогда $P=A_1I_0$ и вместо формулы (3.4) получаем

$$f(E) = A_2 \frac{1}{(\nu_K)_{\text{мв}}}. \quad (3.5)$$

Как видно из выражения (3.5), ход с жесткостью «толстого» детектора зависит только от $(\mu_K)_{\text{мв}}$. В ре-

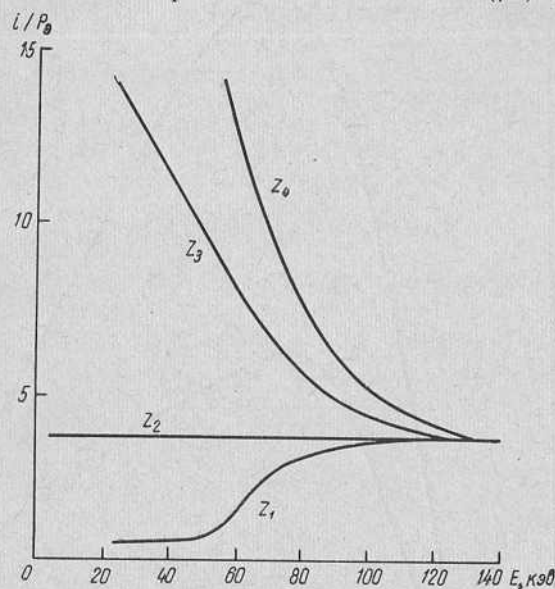


Рис. 3.2. Ход с жесткостью для детекторов с различным $Z_{\text{эфф}}$ ($Z_1 < Z_2 < Z_3 < Z_4$).

альном детекторе $\frac{i}{P_0}$ может зависеть от его толщины.

Для сцинтилляционного детектора это связано с зависимостью эффективности собирания света из объема сцинтиллятора от его размеров; для полупроводникового — с зависимостью эффективности собирания зарядов от места их образования. В ряде случаев влияние этих эффектов пренебрежимо мало.

Если в детекторе толщиной h (размерность h здесь г/см^2) поглощается часть энергии излучения, но уменьшением I пренебречь нельзя, то

$$P = A_3(I_0 - I_h) = A_3I_0(1 - e^{-(\nu_K)mZh}) \quad (3.6)$$

и ход с жесткостью равен

$$\frac{i}{P_9} = \frac{AP}{P_9} = A_4 \frac{1 - e^{-(\mu_K)mZ^h}}{(\mu_K)_{mB}}. \quad (3.7)$$

Толщина детектора h входит в постоянный коэффициент A_4 . Формула (3.7) приближенно учитывает вклад многократного рассеяния.

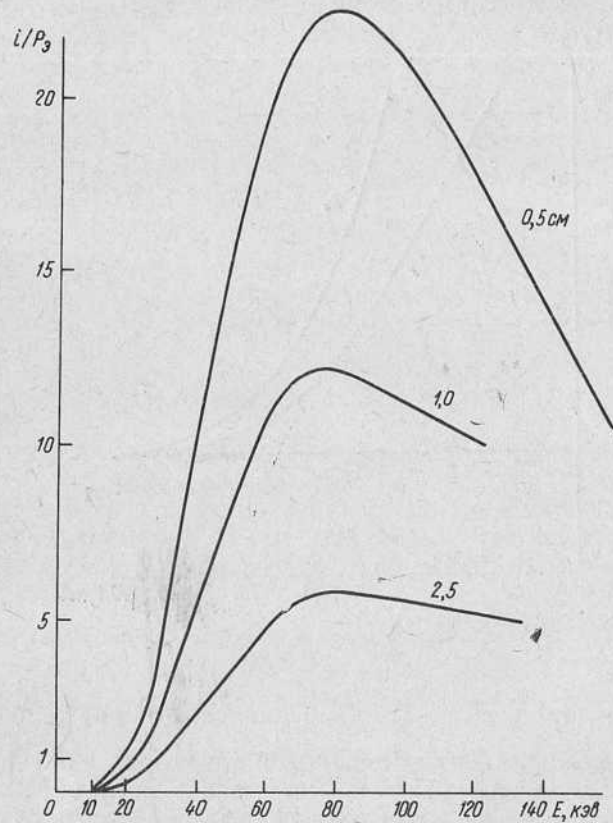


Рис. 3.3. Ход с жесткостью детектора (NaI) в зависимости от его толщины.

Без учета многократного рассеяния вместо выражения (3.7) получим

$$\frac{i}{P_9} = A_4 \frac{1 - e^{-(\mu_K)mZ^h}}{\mu_m Z} \cdot \frac{(\mu_K)mZ}{(\mu_K)_{mB}}. \quad (3.8)$$

Если в выражении (3.8) μ_{mZ} заменить на $(\mu_K)_{mZ}$, то получим уравнение (3.7).

Спектральная характеристика детектора $\left(\frac{i}{P_9}\right)$ при изменении его толщины изменяется, как показано на рис. 3.3. Кривые нормированы к единице при энергии 1 Мэв. При увеличении толщины детектора максимум кривой смещается в сторону больших энергий.

Режим счета импульсов

Полное число регистрируемых детектором импульсов в 1 сек N_p зависит от толщины детектора h и массового коэффициента ослабления

$$N_p = N_0(1 - e^{-\mu_m Z^h}), \quad (3.9)$$

где N_0 — число квантов, падающих на поверхность детектора S в 1 сек.

Ход с жесткостью определяется отношением

$$\frac{N_p}{P_9} = \frac{1 - e^{-\mu_m Z^h}}{I_0 (\mu_K)_{mB}}. \quad (3.10)$$

Учитывая, что $I_0 = N_0 \bar{E} \frac{1}{S}$, получим

$$\frac{N_p}{P_9} = \frac{N_0(1 - e^{-\mu_m Z^h}) S}{N_0 \bar{E} (\mu_K)_{mB}} = A_5 \frac{1 - e^{-\mu_m Z^h}}{\bar{E} (\mu_0)_{mB}}. \quad (3.11)$$

Детектор, работающий одновременно в токовом и счетном режимах

Из уравнений (3.7) и (3.11) получаем

$$\frac{i}{N_p} = A_6 \frac{1 - e^{-(\mu_K)_{mZ} h}}{(\mu_K)_{mB}} \cdot \frac{\bar{E} (\mu_K)_{mB}}{(1 - e^{-\mu_m Z^h})} = A_6 \cdot \bar{E} \frac{1 - e^{-(\mu_K)_{mZ} h}}{1 - e^{-\mu_m Z^h}}. \quad (3.12)$$

Для тонкого детектора $(\mu_K)_{mZ} h \ll 1$ из уравнения (3.12) получаем

$$\frac{i}{N_p} = A_6 \bar{E} \frac{(\mu_K)_{mZ}}{\mu_m Z}. \quad (3.13)$$

Для толстого детектора $(\mu_k)_{mzh} \gg 1$ из выражения (3.12) получим

$$\frac{i}{N_p} = A_0 \bar{E}. \quad (3.14)$$

Отношение $\frac{i}{N_p}$ для толстого детектора пропорционально средней энергии спектра.

2. Методы измерения спектральных характеристик

В ряде случаев спектральные характеристики регистрирующей системы можно изменить, и тем самым приблизить их к характеристикам эталонного прибора.

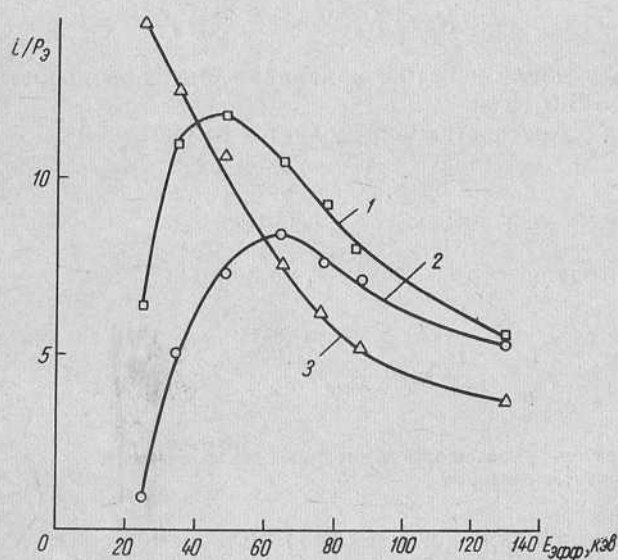


Рис. 3.4. Ход с жесткостью кремниевого детектора с $p-n$ -переходом в зависимости от толщины фильтра:
1 — 0,05 мм Si; 2 — 0,2 мм Si; 3 — без фильтра.

Спектральные характеристики зависят не только от свойств детектора, в котором происходит преобразование энергии излучения в другие виды энергии, но и от свойств других элементов системы (усилителя, дискриминатора и т. д.). Изменение спектральных характери-

стик приемника излучений происходит только в нелинейных системах регистрации.

Существующие методы изменения спектральных характеристик поэтому удобно разделить на два класса: к первому относится изменение свойств детектора излучений (изменение его химического состава, физических свойств, размеров, применение фильтров, комбинированных детекторов и т. д.). Ко второму классу относятся методы, связанные с отбором только части информации, которую несет сигнал (дискриминация импульсов по амплитуде, по форме, отбор временных корреляций и т. д.).

В дозиметрии до настоящего времени используют в основном методы преобразования характеристик детектора (приемника), относящиеся к первому классу. При этом в большинстве случаев решается частная задача создания детектора, спектральная характеристика которого была бы тождественна спектральной характеристике воздушной ионизационной камеры.

На рис. 3.4 показано, как изменяется ход с жесткостью кремниевого детектора с $p-n$ -переходом в зависимости от толщины фильтра.

§ 3. ГАЗОНАПОЛНЕННЫЕ ИОНИЗАЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

К настоящему времени наибольшее развитие получил ионизационный метод дозиметрии излучений. Это в значительной мере обусловлено тем, что ионизационный эффект пропорционален поглощенной в веществе энергии и практически не зависит от заряда и скорости частицы. Таким образом, энергия, расходуемая заряженной частицей на образование одной пары ионов, есть для данного вещества величина практически постоянная.

Если на образование одной пары ионов затрачивается энергия ω , а число пар ионов, образованных в объеме вещества V с массой $m = V\rho$, равно N , то средняя поглощенная доза в рабочем объеме детектора определяется из соотношения

$$D = \frac{\omega N}{m}. \quad (3.15)$$

Следовательно, чтобы определить среднюю поглощенную в рабочем объеме детектора дозу ионизационным

методом, необходимо определить число пар ионов N , образованных излучением в данной массе вещества m^* . (Энергия ω , которая тратится в данном веществе на образование одной пары ионов, определяется независимо. Для воздуха принято считать $\omega=34$ эв, для аргона $\omega=24,4$ эв, для кремния $\omega=3,5$ эв.)

Для определения экспозиционной дозы следует измерить число пар ионов, образованных вторичными электронами в данной массе воздуха, причем необходимым условием является полное использование кинетической энергии вторичных электронов. Это условие выполняется в так называемых нормальных ионизационных камерах.

Переходим к рассмотрению методов определения числа пар ионов N , образованных излучением в веществе. Наиболее просто N определяется с помощью ионизационных камер. Наиболее широкое применение нашли ионизационные камеры с воздухом в качестве рабочего вещества.

1. Ионизация в газе

Заряженная частица, проходя через газ, образует на своем пути определенное число электронов и ионов. В некоторых газах, как, например, в аргоне, электроны могут оставаться свободными в течение длительного времени. Однако в воздухе медленные электроны захватываются нейтральными атомами, образуя отрицательные ионы. Во влажном воздухе один ион может присоединить к себе большое число нейтральных молекул, образуя тяжелые малоподвижные комплексы. Газы, в которых вероятность образования отрицательных ионов мала, называют электроположительными. Носителями электрических зарядов в электроположительных газах являются электроны и положительные ионы; в электроотрицательных газах (воздух, кислород и др.) — отрицательные и положительные ионы.

Средняя энергия, которую теряет заряженная частица на образование одной пары ионов в газе, значительно превышает энергию, требуемую для отрыва

* Число пар ионов, образуемых в единице массы N/m , носит название массовой плотности ионизации, величина N/V — объемной плотности ионизации.

электрона от атома. Этот избыток энергии расходуется на диссоциацию молекул газа и на возбуждение атомов и молекул. Возбужденные молекулы, возвращаясь в основное состояние, излучают фотоны, которые в свою очередь также могут быть зарегистрированы (см. сцинтилляционный метод).

След, состоящий из ионов, быстрой частицы в газе можно сделать видимым с помощью камеры Вильсона и диффузионной камеры. Электроны и ионы, образовавшиеся в результате прямого действия заряженной частицы, носят название первичных ионов, а среднее число пар ионов, образованное первичной частицей на пути в 1 см, — первичной удельной ионизацией*. Наиболее быстрые из первичных электронов, способные в свою очередь ионизовать газ, носят название дельта-электронов. Таким образом, полная ионизация складывается из первичной и вторичной, производимой дельта-электронами. Согласно опытным данным, полная ионизация примерно в три раза превышает первичную. Среднее число пар ионов на 1 см пути, создаваемое первичной и всеми вторичными частицами, называют полной удельной ионизацией.

Экспериментально было обнаружено, что энергия, необходимая для образования одной пары ионов ω , в основном зависит только от природы газа. Для различных газов ω изменяется в небольших пределах от 25 до 35 эв.

Среднее число пар ионов, образованное заряженной частицей в газе на пути в 1 см, зависит от ее скорости. Минимальные потери на ионизацию соответствуют скорости частицы, равной 96% скорости света. При этой скорости частица образует в газе при нормальных условиях на пути в 1 см 40—50 пар ионов. Первичная ионизация соответственно будет в три раза меньше. При малых скоростях удельная ионизация превышает минимальную удельную ионизацию в сотни раз.

Образовавшиеся после прохождения заряженной частицы ионы и электроны диффундируют от места своего образования, испытывая большое число соударений с молекулами газа (при нормальных условиях $\sim 10^{10}$ столкновений в 1 сек).

* Число пар ионов, образованных на пути в 1 см, также называют линейной плотностью ионизации.

В воздухе при нормальных условиях через время, равное $1/70$ сек после прохождения частицы, диаметр цилиндра, в котором содержится 90% ионов, будет равен 1 мм.

Коэффициент диффузии газа D можно выразить через длину свободного пробега λ и среднюю скорость теплового движения молекул $\bar{v}_t$:

$$D = \frac{1}{3} \lambda \bar{v}_t. \quad (3.16)$$

Коэффициент диффузии ионов почти на порядок меньше коэффициента диффузии газа.

При столкновении ионов с атомами и молекулами газа возможна передача заряда нейтральной молекуле. В смеси газов это явление может привести к заметному уменьшению числа ионов одной из компонент. Обмен зарядами при столкновении играет существенную роль в механизме работы счетчика Гейгера.

При столкновении положительного иона с отрицательным (или с электроном) возможна их рекомбинация. Рекомбинация уменьшает число ионов. Если в 1 см^3 газа образуется n_0 ионов в 1 сек, то изменение концентрации ионов со временем равно

$$\frac{dn_+}{dt} = \frac{dn_-}{dt} = n_0 - \sigma n_+ n_-, \quad (3.17)$$

где n_+ и n_- число положительных и отрицательных ионов в 1 см^3 соответственно, а σ — коэффициент реком-

бинации. В состоянии равновесия $\frac{dn}{dt} = 0$ и $n_{\text{равн}} = \sqrt{\frac{n_0}{\sigma}}$

В большинстве газов коэффициент рекомбинации σ имеет порядок величины $10^{-6} \text{ см}^3/\text{сек}$, если рекомбинация происходит между положительными и отрицательными ионами. При рекомбинации положительного иона и электрона коэффициент σ изменяется в пределах от 10^{-7} до $10^{-10} \text{ см}^3/\text{сек}$. Уравнение (3.17) справедливо при условии, что ионизация равномерно распределена по всему объему (объемная рекомбинация). При прохождении тяжелых заряженных частиц через газ (например, α -частиц) линейная плотность ионизации может быть очень велика ($\sim 10^4$ пар ионов на пути в 1 см). Скорость рекомбинации в такой колонке ионов (колонная рекомбинация) зависит от ориентации следа относительно силовых линий электрического поля.

2. Движение ионов и электронов в электрическом поле

Если газ находится в электрическом поле, то к скорости теплового движения ионов и электронов добавляется скорость движения под действием сил электрического поля. Если тепловое движение приводит к диффузии ионов от места своего образования (к расширению следа частицы), то движение ионов под действием электрического поля приводит к смещению (дрейфу) всего следа от места своего образования с некоторой средней скоростью, которая носит название скорости дрейфа. В электрическом поле колонка положительных ионов перемещается в одну сторону со скоростью дрейфа v_+ , а колонка отрицательных ионов или электронов в противоположную, причем скорости дрейфа ионов v_- и электронов v_e различаются в сотни раз. Скорости дрейфа положительных (v_+) и отрицательных (v_-) ионов примерно равны. Далее для упрощения изложения будем говорить только о ионах одного знака.

За время t ионы смещаются благодаря тепловому движению на расстояние $x = \sqrt{2Dt}$. За это же время под действием электрического поля ионы переместятся на расстояние $h = v_+ t$. Скорость дрейфа иона тем больше, чем больше действующая на него сила электрического поля, равная eE . Столкновения с атомами и молекулами газа тормозят движение иона, поэтому скорость дрейфа будет обратно пропорциональна числу столкновений в единицу времени ν . Кроме того, чем больше масса иона, тем медленнее он движется. Сказанное позволяет написать для скорости дрейфа выражение:

$$v_+ = \frac{e}{m\nu} E = k_+ E. \quad (3.18)$$

Коэффициент пропорциональности при E носит название «подвижность иона». При достаточно малых напряженностях электрического поля E число столкновений ν не зависит от E и подвижность иона в данном газе является величиной постоянной. Число соударений ν можно определить через длину свободного пробега λ и тепловую скорость v_t ($\nu = \frac{v_t}{\lambda}$). Подставляя значение ν

в формулу (3.18), получаем для подвижности ионов следующее выражение

$$k_+ = \frac{e\lambda}{mv_i}. \quad (3.19)$$

Подвижность иона является очень важной характеристикой, так как она определяет скорость движения и время перемещения ионов к электродам ионизационной камеры. Согласно выражениям (3.16) и (3.19), между коэффициентом диффузии и подвижностью существует связь $\frac{k_+}{D} = \frac{e}{kT}$, где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура.

Электроны, движущиеся в газе в электрическом поле, даже сравнительно небольшой напряженности приобретают энергию, значительно превышающую кинетическую энергию молекул.

Для значений $\frac{E}{p}$ (где p — давление газа, мм рт. ст.), больших, чем $1 \div 10$ в/(см·мм рт. ст.), скорость дрейфа электронов достигает постоянного значения, равного примерно 10^6 — 10^7 см/сек. Таким образом, скорость дрейфа электронов примерно на два-три порядка превышает скорость дрейфа положительных и отрицательных ионов. Для очень малых значений $\frac{E}{p}$ скорость электронов в газе, так же как и для ионов, пропорциональна E . Тот факт, что скорость дрейфа электронов на несколько порядков превышает скорость дрейфа ионов, играет существенную роль в механизме работы многих ионизационных приборов (см. пропорциональные счетчики, счетчики Гейгера и др.).

3. Токовая ионизационная камера

Ионизационная камера представляет собой замкнутый объем, заполненный газом (рис. 3.5). Между электродами создается электрическое поле с помощью источника высокого напряжения U . В цепь камеры включен прибор, измеряющий ток i . Если камера облучается источником излучения постоянной интенсивности, создающим в объеме камеры N_0 пар ионов в 1 сек, то при условии полного собирания ионов на электроды в цепи камеры будет протекать ток:

$$i_n = N_0 e = \frac{nVe}{t}, \quad (3.20)$$

где e — заряд электрона; V — объем камеры; n — число пар ионов, образующихся в 1 см^3 газа камеры.

Ток насыщения i_n при условии, когда все образовавшиеся в объеме камеры ионы достигают электродов,

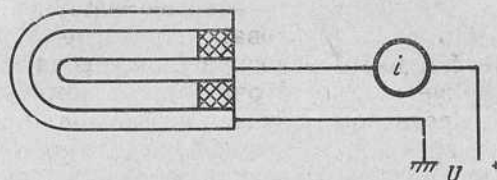


Рис. 3.5. Стеночная ионизационная камера:
 U — источник высокого напряжения; i — прибор, измеряющий ток.

наблюдается только при больших напряженностях электрического поля, когда влиянием диффузии и рекомбинации можно пренебречь. При уменьшении напряжения U , приложенного к электродам камеры, скорость дрейфа ионов уменьшается, что может привести к потере некоторого количества ионов из-за рекомбинации и диффузии. Зависимость тока, идущего через камеру, от напряжения, приложенного к ее электродам, вольт-амперная характеристика камеры, показана на рис. 3.6. Уменьшение тока при малых значениях U обусловлено влиянием диффузии и рекомбинации. При достаточно больших U_0 , когда все ионы собираются к электродам, ток перестает зависеть от напряжения. Независимость тока насыщения от напряжения между электродами существенно облегчает работу с ионизационной камерой, так как небольшие колебания напряжения не нарушают ее работу.

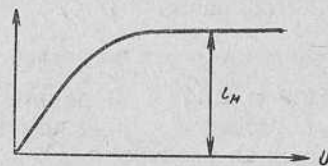


Рис. 3.6. Вольт-амперная характеристика камеры (i_n — ток насыщения).

Итак, если ионизационная камера работает в режиме насыщения, то, измеряя ток i_n и время t , можно определить число пар ионов, образующихся в объеме камеры, а следовательно, и поглощенную в объеме V камеры энергию излучения:

$$E_n = nV\omega = \frac{it}{e} \omega. \quad (3.21)$$

4. Импульсная ионизационная камера

Импульсная камера применяется для регистрации отдельных частиц. Величина импульса тока или напряжения, возникающего в цепи камеры после прохождения частицы, характеризует энергию частицы. Форма импульса может характеризовать траекторию частицы в камере. Необходимым условием применения импульсных камер является достаточно малая интенсивность излучения. В противном случае возможны наложения импульсов во времени, и определение характеристики отдельных частиц станет невозможно.

С помощью токовой камеры регистрируют эффекты, создаваемые большим числом частиц, одновременно проходящих через камеру. Ток, идущий через камеру, зависит не только от энергии каждой частицы, но и от числа частиц.

Задачи, решаемые с помощью импульсных и токовых камер, различны.

Принцип действия импульсной камеры

Импульсная камера представляет собой замкнутый объем, наполненный газом, в котором помещены два (или три*) электрода. Основное применение камеры — определение энергии отдельных частиц.

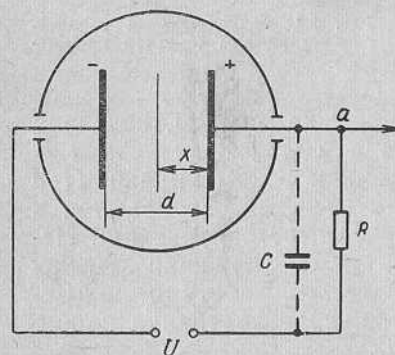


Рис. 3.7. Схема включения импульсной ионизационной камеры:

U — источник высокого напряжения; R — сопротивление нагрузки; C — эквивалентная емкость; x — расстояние следа α -частицы от положительного электрода; d — расстояние между электродами.

Пусть в объеме камеры на расстоянии x от положительного электрода проходит α -частица (рис. 3.7), образуя на своем пути N пар ионов. Пренебрежем диффузией и рекомбинацией.

Значение тока i , появляющегося во внешней цепи, определяется как сумма токов, обусловленных движением положительных и отрицательных ионов ($i = i_+ - i_-$). Выражение для тока, обуслов-

* Камера с сеткой (см. ниже) имеет три электрода.

ленного движением ионов одного знака, можно получить, если приравнять работу сил поля $NeEdx$ работе тока i_+U_0dt , где E — напряженность электрического поля, U_0 — электродвижущая сила, dx — расстояние и dt — время. Тогда из равенства

$$i_+U_0dt = NeEdx \quad [(3.22)]$$

получим

$$i_+ = \frac{NeE}{U_0} \cdot \frac{dx}{dt}. \quad (3.23)$$

Учитывая, что $\frac{dx}{dt} = v_+$, а $\frac{U_0}{E}$ для плоского конденсатора равно расстоянию между электродами d , получаем значение тока для ионов одного знака

$$i_+ = \frac{N_+e}{d} v_+. \quad (3.24)$$

Аналогичное выражение получаем для ионов другого знака

$$i_- = \frac{N_-e}{d} v_-. \quad (3.25)$$

Если камера наполнена электроположительным газом, то $N = N_e$ и ток, возникающий при движении электронов, равен

$$N_e e \frac{v_e}{d}, \quad (3.26)$$

где $N_+ = N_- = N_e$ — число образовавшихся при прохождении частицы ионов или электронов. Ток, идущий в цепи, вызывает падение напряжения на сопротивлении R . Изменение потенциала ΔU в точке a (см. рис. 3.7) может быть зарегистрировано с помощью электронных усилительных устройств. В условиях, когда $\Delta U \sim Ne$ (эти условия рассмотрены ниже), возможно определение энергии, которую теряет частица в объеме камеры.

Форма импульса при $RC = \infty$

Рассмотрим крайний случай, когда сопротивление R настолько велико, что утечкой заряда через него за время движения зарядов можно пренебречь, т. е. когда $RC \gg \tau_+$, где τ_+ — время перемещения ионов от места

своего образования до отрицательного электрода. Тогда изменение потенциала в точке a (см. рис. 3.7) (равное изменению потенциала собирающего электрода в процессе движения электронов и ионов) равно:

$$\Delta U_e = \frac{Ne}{Cd} v_e t; \quad (3.27)$$

$$\Delta U_+ = \frac{Ne}{Cd} v_+ t. \quad (3.28)$$

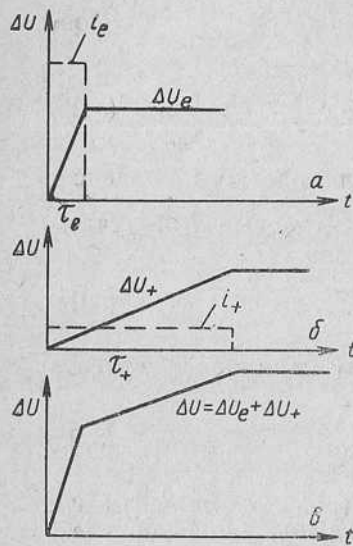


Рис. 3.8. Форма импульса:

a — электронная составляющая; b — ионная составляющая; c — суммарный импульс; i — ток; ΔU — напряжение; $RC = \infty$.

Видно, что потенциал собирающего электрода линейно изменяется со временем. Скорость дрейфа электронов примерно на два порядка больше скорости дрейфа ионов. Поэтому электроны соберутся на электрод за время, в течение которого ионы практически не сдвинутся с места своего образования. Время собирания электронов в камерах обычно порядка 10^{-6} сек. Время собирания ионов 10^{-4} сек. На рис. 3.8, a и b показаны электронная и ионная составляющие импульса для случая, когда частица проходит че-

рез камеру, как показано на рис. 3.7. Суммарный импульс показан на рис. 3.8, c . Штриховой линией показаны импульсы тока. Подставляя в формулы (3.27) и (3.28) значения для времени собирания ионов и электронов, получим:

$$\Delta U_e = \frac{Ne}{Cd} x, \quad (3.29)$$

$$\Delta U_+ = \frac{Ne}{Cd} (d - x).$$

Амплитуда суммарного импульса всегда равна $\frac{Ne}{C}$.

Из соотношения (3.29) видно, что конечная амплитуда импульса, обусловленного движением зарядов одного знака, определяется расстоянием, которое про-

ходит заряд от места своего образования до электрода. Это обусловлено тем, что при движении заряда Ne поле совершает работу $NeEd$, при этом разность потенциалов между электродами изменяется на величину $\frac{Ne}{C}$.

Если $\frac{Ne}{C} \ll U_0$, то изменение потенциальной энергии в системе электродов можно записать как U_0Ne . Так как суммарное расстояние, проходимое ионом и электроном (образовавшимися в одной точке), всегда равно d , то и суммарная амплитуда импульса после собирания всех зарядов равна $\frac{Ne}{C}$ независимо от начального распределения ионов. Однако форма суммарного импульса (так же как и форма его составляющих) зависит от места образования ионов и электронов, т. е. от ориентации частицы относительно электродов.

Обычно источник частиц помещают на один из электродов камеры — положительный или отрицательный. Рассмотрим оба случая.

а) **Источник α -частиц находится на положительном электроде.** Частица может выйти с поверхности источника под любым углом φ . Если $\varphi=0^\circ$ (след частицы параллелен плоскости электрода), то расстояние x , которое проходят образовавшиеся электроны, можно считать равным нулю. Расстояние, проходимое ионом, равно d , и, следовательно, электрический импульс в этом случае обусловлен движением только положительных ионов (камера работает на ионном импульсе ΔU_+). Форма импульса ΔU_+ при $\varphi=0^\circ$ показана на рис. 3.9. Если частица вылетает перпендикулярно электродам камеры ($\varphi=90^\circ$), то образовавшиеся ионы и электроны проходят различные расстояния в зависимости от места своего образования. Предположим, что длина пробега α -частицы в точности равна расстоянию между электродами и что удельная ионизация вдоль следа частицы постоянна. (В действительности удельная ионизация α -частицы заметно растет к концу пробега.) Тогда ионный и электронный импульсы будут равны по величине. В отличие от рассмотренных ранее случаев форма импульса будет квадратичной функцией времени потому, что при движении ионов (электронов) к электродам камеры их число изменяется. Так, если после прохож-

дения частицы образовалось $\frac{N}{d} d$ пар ионов (где $\frac{N}{d}$ — удельная ионизация), то через время t число пар ионов уменьшится на величину $\frac{N}{d} v_+ t$. Таким образом, число

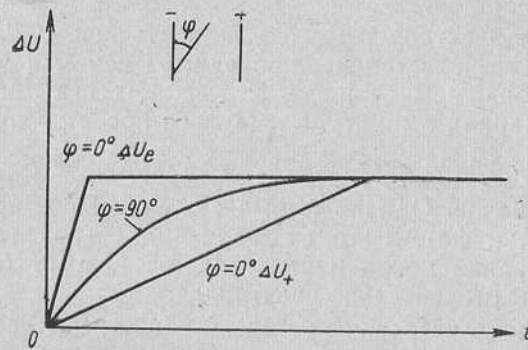


Рис. 3.9. Форма импульса напряжения в зависимости от угла вылета α -частицы:
 $\varphi=0^\circ$; ΔU_+ — источник α -частиц находится на положительном электроде; $\varphi=0^\circ$; ΔU_+ — источник α -частиц находится на отрицательном электроде; $\varphi=90^\circ$; α -частица вылетает перпендикулярно к электродам.

ионов, движущихся между электродами, линейно зависит от времени

$$N_+(t) = \frac{N}{d} t - \frac{N}{d} v_+ t = N \left(1 - \frac{v_+}{d} t \right). \quad (3.30)$$

Подставляя значение $N_+(t)$ в формулу (3.28), получим

$$\Delta U_+(t) = \frac{Ne}{Cd} \left(1 - \frac{v_+ t}{d} \right) v_+ t. \quad (3.31)$$

Аналогичное выражение получаем для электронного импульса

$$\Delta U_e(t) = \frac{Ne}{Cd} \left(1 - \frac{v_e t}{d} \right) v_e t. \quad (3.32)$$

Суммарный импульс показан на рис. 3.9.

Если α -частица вылетает с поверхности источника под любым другим углом, то суммарный импульс будет представлен кривой, расположенной между кривыми $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=90^\circ$.

б) **Источник α -частиц находится на отрицательном электроде.** Оставим в силе сделанные ранее предположения, что длина пробега α -частицы равна d , а удельная ионизация постоянна вдоль следа. Тогда при угле вылета $\varphi=90^\circ$ случай, когда α -частица вылетает с поверхности положительного электрода, ничем не отличается от рассматриваемого. При угле вылета $\varphi=0^\circ$ расстояние, проходимое электронами, равно d и, следовательно, электрический импульс обусловлен движением только электронов (камера работает на электронном импульсе). Форма импульса показана на рис. 3.9. На этом же рисунке показана форма импульса при $\varphi=90^\circ$. Форма импульса при других значениях угла φ описывается кривой, расположенной между кривыми $\varphi=0^\circ$ и $\varphi=90^\circ$.

Форма импульса при $RC \neq \infty$

В реальной камере сопротивление R — конечно. Формы импульса для различных постоянных времени в случае, когда частицы вылетают параллельно электродам (τ — время собирания), приведена на рис. 3.10.

На рис. 3.11 показана форма импульса при $RC \neq \infty$ в случае, когда $\varphi=90^\circ$.

Форма импульса зависит от места образования первичной ионизации (т. е. ориентации следа частицы в объеме камеры).

При постоянной времени $RC \approx \tau_e$, где τ_e — время собирания электронов, различно ориентированные относительно электродов камеры следы частиц дают импульсы напряжения, различающиеся не только по форме, но и по амплитуде. Это затрудняет определение энергии частицы по амплитуде импульсов.

В камере с сеткой, изображенной на рис. 3.12, амплитуда импульса не зависит от угла вылета частиц, если ионизация создается только между сеткой и отрицательным электродом. Это обусловлено тем, что все электроны проходят одинаковое расстояние в поле между сеткой и положительным электродом. Поэтому неза-

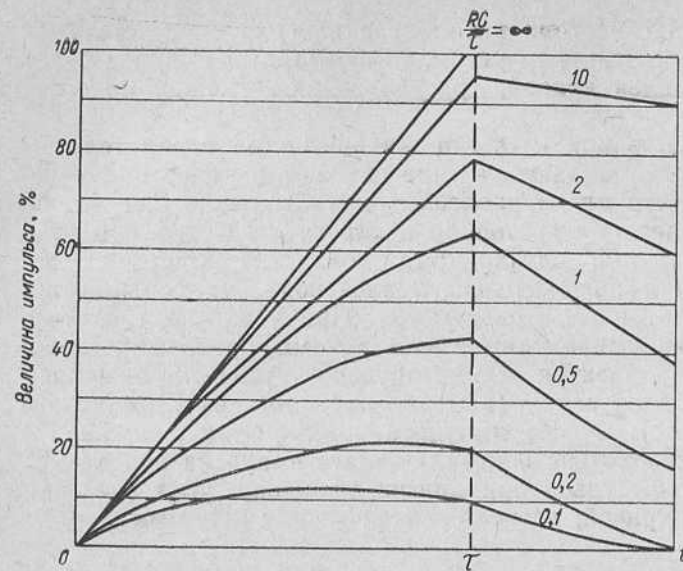


Рис. 3.10. Форма импульса для различных постоянных времени, в случае, когда частицы вылетают параллельно электродам ($\varphi=0^\circ$): RC — постоянная времени; τ — время собирания.

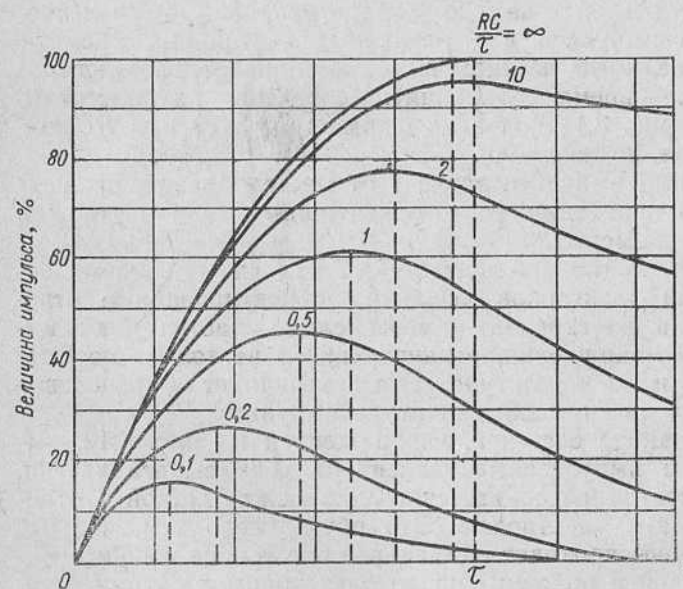


Рис. 3.11. Форма импульса для различных постоянных времени в случае, когда $\varphi=90^\circ$: RC — постоянная времени; τ — время собирания.

висимо от места образования ионизации импульс, обусловленный перемещением электронов, будет равен

$$\Delta U_e = \frac{Ne}{C} \quad (3.33)$$

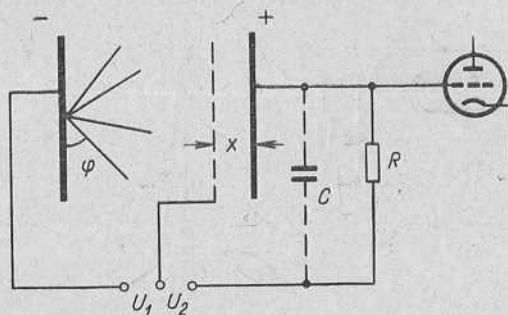


Рис. 3.12. Камера с сеткой:
 U_1 , U_2 — источники высокого напряжения; x — расстояние между сеткой и положительным электродом.

5. Газовые пропорциональные счетчики

Принцип действия

При увеличении разности потенциалов между электродами ионизационной камеры ионизационный ток может стать больше тока насыщения. Это явление обусловлено газовым усилением. При больших напряженностях электрического поля энергия, которую приобретает электрон на длине свободного пробега, возрастает. Она может стать достаточной для того, чтобы электрон при столкновении с атомом вызвал его ионизацию. Рассмотрим процесс газового усиления в ионизационной камере с плоскими электродами. Если на пути в 1 см электрон создает благодаря ударной ионизации α вторичных электронов, то увеличение числа электронов dN , создаваемое N электронами на пути, равном dx , будет

$$dN = \alpha N dx,$$

откуда

$$N_g = Ne^{\alpha x}, \quad (3.34)$$

где N — начальное число электронов. Величина α носит название коэффициента ударной ионизации.

Отношение $\frac{N_g}{N} = m$ носит название коэффициента газового усиления КГУ. КГУ показывает, во сколько раз увеличивается число пар ионов в результате вторичной ионизации за счет энергии электрического поля. В плоском счетчике коэффициент газового усиления $m = e^{\alpha x}$

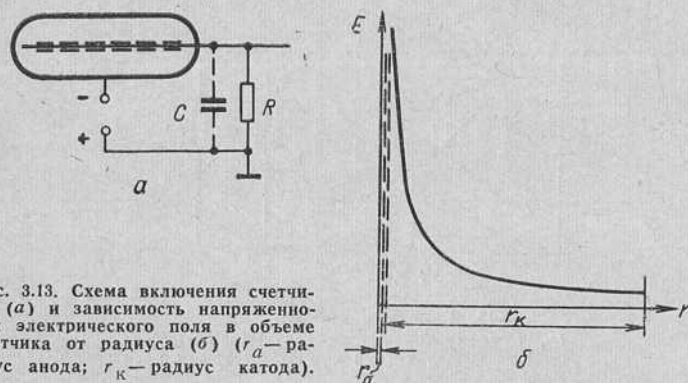


Рис. 3.13. Схема включения счетчика (а) и зависимость напряженности электрического поля в объеме счетчика от радиуса (б) (r_a — радиус анода; r_k — радиус катода).

зависит от места образования первичной ионизации. От этого недостатка свободны счетчики с цилиндрической геометрией.

В цилиндрическом счетчике (рис. 3.13) электрическое поле неравномерно: напряженность электрического поля велика вблизи нити и уменьшается с увеличением радиуса по закону

$$E = \frac{U}{\ln \frac{r_k}{r_a}} \cdot \frac{1}{r}, \quad (3.35)$$

т. е. обратно пропорционально радиусу, так как U , r_a и r_k (напряжение между электродами счетчика, радиус катода и радиус анода соответственно) есть постоянные для данного счетчика величины. В цилиндрическом пропорциональном счетчике достаточная для ударной ионизации напряженность электрического поля имеет место только вблизи нити. Остальной объем счетчика работает как ионизационная камера в режиме тока насыщения. Поэтому в цилиндрическом счетчике коэффициент газового усиления не зависит от места образования первичной ионизации (если только ионы не образова-

лись вблизи нити, в области, где происходит ударная ионизация).

При увеличении напряжения между электродами счетчика коэффициент газового усиления возрастает.

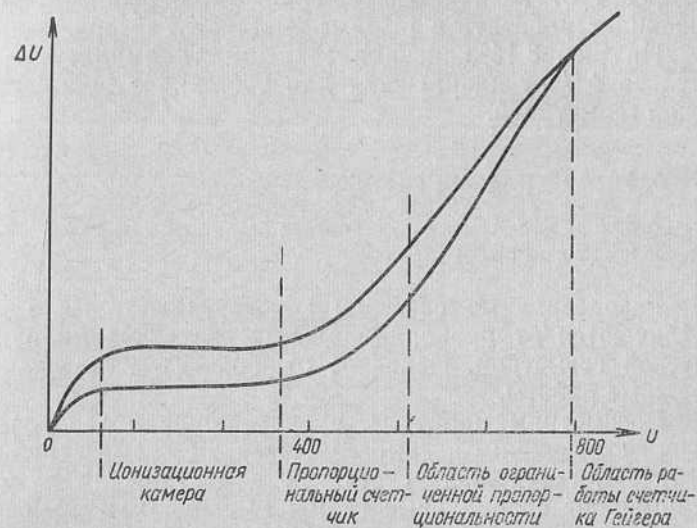


Рис. 3.14. Зависимость амплитуды импульсов ΔU от напряжения для газового детектора с цилиндрической геометрией.

При больших коэффициентах газового усиления кроме процесса ударной ионизации существенную роль начинают играть вторичные процессы на катоде. Эти процессы характеризуются коэффициентом γ , определяемым как отношение числа свободных электронов, вырываемых из катода за счет вторичных процессов к полному числу пар ионов, генерированных в газе. Коэффициент γ для используемых обычно металлов и газов по порядку величины равен 10^{-4} .

Полный коэффициент газового усиления M с учетом процессов на катоде равен

$$M = \frac{m}{1 - \gamma m}. \quad (3.36)$$

При небольших значениях m , когда $\gamma m \ll 1$, практически все газовое усиление обусловлено ударной ионизацией

и $M \approx m$. При возрастании величины m знаменатель дроби уменьшается и M растет. При значениях $\gamma m \rightarrow 1$ счетчик перестает работать как пропорциональный. Величина коэффициента газового усиления M перестает зависеть от величины первичной ионизации, счетчик начинает работать в режиме счетчика Гейгера.

На рис. 3.14 показана зависимость амплитуды импульса ΔU от напряжения для счетчика с цилиндрической геометрией.

6. Газоразрядные счетчики

Принцип действия самогасящегося и несамогасящегося счетчика

Газоразрядные счетчики конструктивно мало чем отличаются от пропорциональных счетчиков цилиндрической геометрии. Основное отличие — в наполнении и режиме работы.

Рассмотрим процессы, происходящие в газоразрядных счетчиках: несамогасящихся и самогасящихся. В несамогасящихся счетчиках для гашения разряда применяют специальные схемы гашения или включают во внешнюю цепь высокоомное сопротивление (что ухудшает разрешающую способность счетчика). В самогасящемся счетчике гашение разряда обусловлено самим механизмом разряда.

Несамогасящийся счетчик заполняется инертным газом до давления 100—200 мм рт. ст. Схема включения счетчика не отличается от схемы включения импульсной ионизационной камеры или пропорционального счетчика. После прохождения через объем счетчика заряженной частицы (или фотона, образовавшего электрон) электроны и ионы устремляются к соответствующим электродам. Нить счетчика всегда имеет положительный потенциал. Вблизи нити электроны попадают в электрическое поле большой напряженности. Вблизи нити возникает электронно-фотонная лавина. Фотоны, попадая на катод, благодаря фотоэффекту выбивают электроны, которые под действием поля устремляются к нити и образуют электронно-фотонную лавину.

Этот процесс повторяется многократно, в результате чего весь объем счетчика охватывается разрядом. Подвижность электронов значительно больше подвижности

ионов, поэтому электроны собираются к нити за время, в течение которого ионы практически не успевают сдвинуться с места своего образования. Вблизи нити образуется положительный пространственный заряд. Этот пространственный заряд уменьшает электрическое поле вблизи нити. В результате этого происходит затухание электронно-фотонных лавин. Таким образом, образовавшийся в процессе разряда пространственный положительный заряд служит препятствием для дальнейшего развития разряда — гасит его. Но на этом не заканчиваются процессы в счетчике, так как положительные ионы под действием электрического поля перемещаются к катоду. Дойдя до катода, положительные ионы основного газа (аргона и т. д.) вырывают с его поверхности электроны, которые под действием электрического поля устремляются к нити. Дальнейшее зависит от того, восстановится ли потенциал нити до прежнего потенциала или нет к моменту подхода к ней электронов. Если потенциал нити примет значение, при котором возможна ударная ионизация, то электроны вновь вызовут электронно-фотонные лавины, и все процессы в счетчике будут повторяться. В счетчике возникает разряд, состоящий из отдельных импульсов, следующих один за другим. Если же к моменту прихода положительных ионов к катоду потенциал нити будет меньше порога, при котором возможно образование электронно-фотонных лавин, то разряд в счетчике прекратится. Чтобы это произошло, можно либо воспользоваться схемой гашения, уменьшающей разность потенциалов между электродами счетчика после первой стадии разряда, либо включить большое сопротивление в цепь счетчика, которое будет препятствовать быстрому восстановлению потенциала нити до первоначального значения.

Во втором случае время восстановления потенциала нити и обусловленная этим процессом длительность электрического импульса должна быть много больше времени собирания ионов. Время собирания ионов по порядку величины равно $\sim 10^{-4}$ сек. Длительность импульса, и, следовательно, разрешающее время несамогасящегося счетчика по порядку величины $\sim 10^{-3} \div 10^{-2}$ сек.

Разрешающее время самогасящегося счетчика много меньше. Это обусловлено в основном тем, что для прекращения разряда в нем нет необходимости во вклю-

чений в цепь счетчика высокоомного сопротивления. Самогасящийся счетчик наполняется смесью газов, например 90% аргона и 10% паров спирта, при общем давлении $\sim 100\text{--}200$ мм рт. ст. Наличие органической добавки (так называемой гасящейся компоненты) существенно изменяет характер процессов в объеме счетчика. Прежде всего гасящая добавка захватывает фотоны, образующиеся в электронно-фотонных лавинах так, что фотоны образуют электроны не на катоде, а в самом газе. Это приводит к тому, что разряд распространяется вдоль нити от места возникновения (места, где прошла ионизирующая частица). Несмотря на существенное различие в протекании этой стадии разряда, она заканчивается точно так же, как и в несамогасящихся счетчиках образованием положительного пространственного заряда вблизи нити. Пространственный заряд приводит к затуханию электронно-фотонных лавин. Так же как и в несамогасящемся счетчике, положительные ионы под действием поля перемещаются к катоду. Однако в отличие от несамогасящегося счетчика, в счетчике самогасящемся до катода доходят только ионы спирта. Ионы аргона по пути к катоду, испытывая большое число соударений, обмениваются зарядом с молекулами спирта. Это обусловлено тем, что потенциал ионизации молекулы основного газа выше, чем потенциал ионизации молекул органических паров. Последнее условие является обязательным при выборе гасящей смеси. Ионы молекул спирта нейтрализуются на катоде, не вызывая эмиссии электронов в объеме счетчика. Поэтому независимо от величины потенциала нити разряд в счетчике продолжаться не может. Разрешающее время самогасящегося счетчика определяется временем дрейфа положительных ионов. По порядку величины разрешающее время равно $\sim 10^{-4}$ сек, т. е. значительно меньше, чем разрешающее время несамогасящегося счетчика.

В процессе работы счетчика органическая добавка (пары спирта и т. д.) диссоциирует на более простые радикалы. Это приводит к изменению состава рабочей смеси и ухудшению ее гасящих свойств. Поэтому самогасящийся счетчик после регистрации определенного числа импульсов теряет свои гасящие свойства. Это является недостатком самогасящегося счетчика по сравнению с несамогасящимся.

Основные характеристики газоразрядного счетчика

Основной характеристикой счетчика является зависимость числа регистрируемых в единицу времени импульсов от напряжения между электродами. Это так называемая счетная характеристика счетчика.

При увеличении разности потенциалов между катодом и нитью счетчика число регистрируемых импульсов резко растет и достигает, примерно, постоянной величины (плато счетчика). При дальнейшем увеличении разности потенциалов число регистрируемых импульсов медленно растет. (Плато счетчика имеет наклон.) В конце плато число регистрируемых импульсов резко возрастет за счет так называемых ложных импульсов. Наклон плато также обусловлен появлением ложных импульсов. Ложные импульсы обусловлены самим механизмом разряда. Число ложных импульсов возрастет при увеличении разности потенциалов между электродами счетчика, так как при этом возрастет мощность электронно-фотонных лавин и связанная с ней вероятность вторичных процессов, приводящих к появлению ложных импульсов.

Если убрать из лаборатории внешние источники излучения, то число регистрируемых в единицу времени импульсов уменьшается до некоторой величины, называемой фоном счетчика. Фон счетчика обусловлен космическим излучением, естественной радиоактивностью земли и воздуха, а также радиоактивностью самих материалов, из которых изготовлен счетчик. Фон счетчика зависит от размеров счетчика и чистоты материалов, из которых он изготовлен. Обычно фон счетчика составляет несколько импульсов в минуту на 1 см^2 поверхности катода.

Прежде чем приступить к измерениям с помощью газоразрядного счетчика, необходимо определить его фон и снять счетную характеристику. Рабочую точку следует выбирать в средней части плато.

Газоразрядные счетчики обладают большой эффективностью по отношению к заряженным частицам. Эффективность можно оценить по формуле

$$\eta = 1 - e^{-N}, \quad (3.37)$$

где N — число пар ионов, образованных в объеме счетчика регистрируемой частицей. Видно, что даже в слу-

чае образования в объеме счетчика всего нескольких пар ионов эффективность счетчика будет близка к 1. Поэтому практически любая заряженная частица, если она попадает в объем счетчика, вызывает образование импульса.

При уменьшении давления число пар ионов N , образующихся в объеме счетчика при прохождении частицы, уменьшается. Это приводит к уменьшению эффективности регистрации заряженных частиц. Для счетчика с низкой эффективностью

$$\eta = 1 - e^{-N} \approx 1 - (1 - N) \approx N,$$

т. е. эффективность такого счетчика пропорциональна величине полной ионизации. Это означает, что счетчик малой эффективности может измерять величину, пропорциональную дозе. Действительно, по определению $\eta = \frac{N_p}{N_0}$, где N_p — число регистрируемых частиц, а N_0 — число частиц, проходящих через счетчик.

Тогда $N_p = \eta N_0 = N_0 N$, т. е. число регистрируемых импульсов пропорционально числу пар ионов, создаваемых данным потоком заряженных частиц в объеме счетчика. Отсюда следует, что в отличие от счетчика с большой эффективностью, где скорость счета пропорциональна числу пересекающих счетчик частиц, т. е. пропорциональна площади поперечного сечения, скорость счета счетчика с низкой эффективностью пропорциональна его объему.

Эффективность газоразрядного счетчика по отношению к рентгеновскому и γ -излучению сравнительно мала (как и любого другого газового детектора) и составляет доли процента. При увеличении толщины стенки эффективность счетчика по отношению к γ -излучению растет (так же как и эффективность любой стеночной камеры) и достигает максимального значения при толщине стенок, равной максимальному пробегу электронов в веществе стенки.

Применение газоразрядных счетчиков

Основная область применения счетчиков с самостоятельным разрядом — это определение активности и индикация различных видов излучения. Газоразрядные счетчики до настоящего времени являются наиболее широко распространенным детектором излучения. Они

очень просты в обращении и обладают большой чувствительностью.

Мощность дозы облучения $0,8 \text{ мкр/сек}$ создает в ионизационной камере объемом 1 см^3 ток насыщения менее 10^{-15} а . Точно измерять такие малые токи трудно. С помощью газоразрядных счетчиков измерять такие мощности дозы легко. Действительно, γ -излучение с энергией 1 Мэв при мощности дозы $0,8 \text{ мкр/сек}$ и эффективности регистрации $0,3\%$ будет создавать в счетчике 300 разрядов в минуту на 1 см^2 поверхности катода. Однако для дозиметрии рентгеновского и γ -излучения счетчики применяют редко из-за большого хода с жесткостью [см. формулу (3.11)].

Искровые счетчики и камеры

В настоящее время известно несколько типов искровых счетчиков. В дозиметрии наиболее широкое применение получил счетчик с плоским катодом и анодом в виде тонких нитей, натянутых параллельно катоду на расстоянии $1,5\text{--}2 \text{ см}$ от него. Счетчик может работать в атмосферном воздухе. Между электродами счетчика прикладывается разность потенциалов, достаточная для поддержания коронного разряда. Если между электродами такого счетчика проходит сильно ионизирующая частица (например, α -частица или ядро отдачи), то характер разряда изменяется и вблизи траектории частицы проскакивает искра. Для образования искры в таком счетчике необходима достаточно большая плотность ионизации, поэтому счетчик не чувствителен к γ - и β -излучениям. Это позволяет регистрировать α -частицы при значительном фоне γ - и β -излучений.

Схема включения счетчика не отличается в принципе от схемы включения импульсной ионизационной камеры или счетчика Гейгера. Для ограничения тока разряда в цепь счетчика включается высокоомное сопротивление ($\sim 10^6 \text{ ом}$). Электрический импульс, возникающий после прохождения α -частицы, имеет амплитуду в несколько сот вольт (импульс от счетчика Гейгера несколько десятков вольт). Счетная характеристика счетчика имеет плато (несколько сот вольт).

Эффективность регистрации существенно зависит от ориентации следа частицы относительно нити счетчика. По мере удаления траектории частицы от нити эффек-

тивность счетчика резко падает. Обычно счетчик имеет несколько нитей. Расстояние между нитями не меньше 3—4 мм, так как в противном случае конфигурация электрического поля меняется, что изменяет характер разряда. Эффективность такого счетчика меньше 100%. Благодаря исключительной простоте такие счетчики применяются для определения загрязненности различных поверхностей источниками α -излучения.

Другим типом детектора является счетчик с плоско-параллельными электродами. Объем счетчика заполняется инертными газами. Электрическое поле в таком счетчике однородно по всему рабочему объему (за исключением краев). Искровой счетчик работает обычно при напряжении питания U , существенно превышающем пробивное напряжение U_3 . Заряженная частица, проходя через объем счетчика, создает на своем пути N пар ионов. Электроны, перемещаясь к аноду в сильном электрическом поле, создают в газе за счет ионизации ударом мощную электронно-ионную лавину. При достаточно большом перенапряжении ($U - U_3$) в объеме счетчика образуется стриммер. Стриммер может образоваться значительно раньше, чем положительные ионы достигнут катода. Это обеспечивает очень быстрое развитие разряда ($\sim 10^{-9}$ сек). Благодаря однородности электрического поля начало разряда практически совпадает с моментом прохождения ионизирующей частицы через счетчик. Поэтому искровые счетчики обычно используют в схемах совпадения с высокой разрешающей способностью во времени. Длительность импульса в счетчике, однако, довольно велика, вследствие чего время восстановления при счете одиночных частиц составляет $10^{-4} \pm 10^{-2}$ сек (т. е. примерно такое же, как и счетчиков Гейгера).

Искровой счетчик позволяет наблюдать следы заряженных частиц, так как искровой разряд виден невооруженным глазом даже в незатемненном помещении. Один из электродов можно сделать прозрачным, тогда в месте прохождения заряженной частицы (или в месте образования электрона в результате фото- или комптон-эффекта) образуется хорошо видимое свечение. Эта особенность искрового счетчика находит свое развитие в так называемых искровых камерах.

Наиболее широкое развитие получили искровые счетчики (и особенно искровые камеры) после того, как

непрерывное питание счетчиков с помощью постоянного напряжения было заменено импульсным. Принцип работы искровой камеры, работающей в импульсном режиме, состоит в следующем (рис. 3.15). Заряженная частица регистрируется только в том случае, если, про-

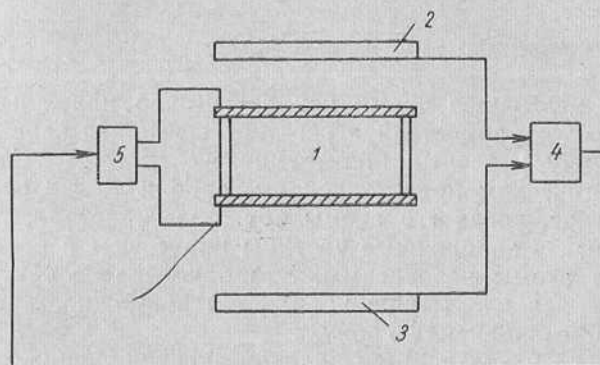


Рис. 3.15. Схема включения искровой камеры:
1 — объем камеры; 2, 3 — счетчики частиц; 4 — схема совпадений; 5 — генератор высоковольтных импульсов.

ходя через камеру 1, она вместе с тем вызывает разряд в счетчиках 2 и 3. Электрические импульсы от счетчиков 2 и 3 поступают на вход схемы совпадений 4. Схема совпадения так устроена, что если на ее оба входа попадают совпадающие во времени импульсы, то на ее выходе также появляется импульс. Если импульсы на вход придут не одновременно, причем интервал времени между ними превышает величину τ , то схема не срабатывает, на выходе ее импульс не возникает. Максимальный интервал времени τ , при котором схема еще срабатывает, характеризует разрешающее время схемы совпадений. Импульс с выхода схемы совпадений подается на вход генератора высоковольтных импульсов 5 и запускает его. Высоковольтный импульс от генератора подается на электроды камеры. Все перечисленные процессы происходят настолько быстро, что к моменту прихода высоковольтного импульса вдоль следа частицы сохраняется колонка электронов и ионов. Под действием поля высокой напряженности вдоль траектории частицы развивается искровой разряд. След частицы становится видимым. Искровые камеры в на-

стоящее время находят очень широкое применение в физических исследованиях.

С помощью искровых камер можно определять пространственное распределение частиц. В частности их можно применять вместо рентгеновских экранов для получения изображения просвечиваемых предметов.

§ 4. ИОНИЗАЦИЯ В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ

В настоящее время нет достаточно надежных данных о том, влияет ли агрегатное состояние вещества на величину удельных ионизационных потерь. Согласно теоретическим представлениям, одно и то же вещество в случае, когда его атомы образуют кристалл, должно тормозить заряженные частицы иначе, чем в состоянии, когда атомы независимы. Это обусловлено тем, что у валентных электронов появляется возможность переходов в незаполненную зону.

В результате прохождения ионизирующих частиц через полупроводник образуются свободные электрические заряды — электроны и дырки. Согласно зонной теории твердого тела, при прохождении через кристалл частицы достаточно большой энергии электроны из валентной зоны могут быть переброшены в зону проводимости. Через очень короткое время ($\sim 10^{-12}$ сек), благодаря взаимодействию электронов (и дырок) с кристаллической решеткой, электроны опускаются на дно зоны проводимости, а дырки поднимаются к потолку валентной зоны. В этом процессе образуется дополнительно некоторое количество электронов и дырок так, что в среднем на каждые несколько электронвольт, потерянных заряженной частицей, приходится одна пара электрон — дырка. Важно отметить, что в полупроводниках потери энергии на образование пары носителей заряда примерно в 10 раз меньше чем в газах. (В кремнии 3,5 эв, а в воздухе 35 эв). Небольшое значение энергии образования пары носителей позволяет существенно улучшить энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов по сравнению с газовыми.

Кроме поглощения энергии с переходом электрона из валентной зоны в зону проводимости возможно поглощение энергии примесями.

Возникшие в твердом теле электроны и дырки во многих отношениях аналогичны ионам и электронам,

создаваемым в газовой ионизационной камере. На рис. 3.16 показана схема включения полупроводникового счетчика. Электроны и дырки движутся в электрическом поле и создают ток во внешней цепи, величину которого можно определить так же, как для ионизационной камеры. Различие заключается в том, что электроны и дырки могут быть захвачены примесями по пути к электродам. Этот процесс обычно является более вероятным, чем непосредственная рекомбинация электрона и дырки. (В ионизационной камере уменьшение числа движущихся зарядов было возможно только за счет рекомбинации или диффузии.) Центры, способные захватить свободные носители (ловушки), часто разделяют на: а) центры прилипания и б) рекомбинационные центры — если наиболее вероятной для захваченного носителя является рекомбинация с носителем противоположного знака. Обычно центр с энергетическим уровнем вблизи одной из зон действует как центр прилипания, а центр с уровнем вблизи середины заряженной зоны — как рекомбинационный центр.

Вероятность непосредственной рекомбинации электрона и дырки обычно очень мала. При этом переходе излучается фотон с энергией, примерно равной ширине запрещенной зоны. Более вероятным процессом рекомбинации является либо последовательный захват центром дырки и затем электрона, либо последовательный захват электрона и затем дырки. Возвращение электронной системы из возбужденного состояния в равновесное может сопровождаться люминесценцией.

1. Полупроводниковые детекторы

Принцип действия полупроводниковых детекторов основан на способности некоторых полупроводников изменять свою проводимость под действием излучений.

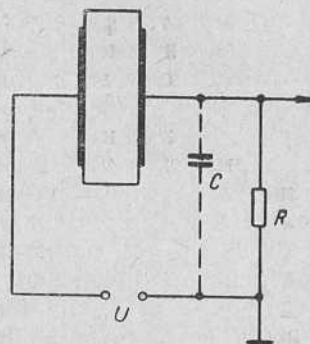


Рис. 3.16. Схема включения полупроводникового счетчика.

Согласно зонной теории, при прохождении ионизирующей частицы через кристалл, электроны, получившие достаточно большую энергию, переходят из валентной зоны в зону проводимости. Образовавшиеся свободные электроны (а в некоторых полупроводниках и дырки) могут перемещаться по кристаллу. Под действием электрического поля электроны перемещаются к положительному электроду, а дырки — к отрицательному.

Форма электрического импульса в счетчике аналогична форме импульса в ионизационной камере. Величина импульса при выполнении ряда условий пропорциональна энергии, потерянной в кристалле.

Таким образом, кристаллические счетчики можно рассматривать в некотором отношении как ионизационную камеру. Благодаря значительно большей плотности рабочего вещества кристаллические счетчики обладают большей эффективностью по отношению к γ -излучению. Кристаллический счетчик с расстоянием между электродами, равным 1 мм, эквивалентен по величине теряемой в нем энергии частицы газовой ионизационной камере с расстоянием между пластинами, равным 1 м. Кроме того, энергия, идущая на образование пары носителей заряда (электронов и дырок), в кристаллическом счетчике в несколько раз меньше, чем энергия образования пары ионов в газе. В качестве кристаллических счетчиков при комнатной температуре могут быть использованы кристаллы ZnS, CdS, алмазы. При низких температурах в качестве счетчиков могут служить кристаллы AgCl, AgBr, NaCl и др.

Большинство из указанных кристаллов может применяться для регистрации α -, β -, γ -излучений.

Как и в газовой ионизационной камере, кривая зависимости амплитуды импульсов от приложенного напряжения имеет участок насыщения — плато.

По сравнению с ионизационными камерами кристаллические счетчики имеют ряд преимуществ. Благодаря большой плотности рабочего вещества эффективность регистрации γ -квантов у кристаллических счетчиков примерно в 100 раз больше, чем у счетчиков Гейгера. Малое время нарастания импульса, обусловленное большой подвижностью электронов и дырок, позволяет применять кристаллические счетчики для регистрации больших активностей. Существование пропорциональ-

ности между амплитудой импульса и энергией частицы позволяет применять кристаллические счетчики для определения энергии частиц (α , p , β). Малые размеры позволяют использовать счетчики для измерений в различных полостях. Ход с жесткостью кристаллического счетчика определяют по формуле (3.11).

Кристаллические счетчики могут работать и в токовом режиме (аналогично токовой ионизационной камере). При длительном облучении кристалла в его объеме может образоваться пространственный заряд (вследствие захвата электронов ловушками), создающий внутреннее электрическое поле, противодействующее внешнему. Ход с жесткостью в токовом режиме определяют по формуле (3.7).

В дозиметрии применяют кристаллические детекторы на основе CdS. Детекторы с CdS просты по конструкции, обладают высокой эффективностью, малыми габаритами. Вследствие эффекта зарядового усиления чувствительность их очень велика. В то же время они обладают большим ходом с жесткостью, так как атомный номер CdS сильно отличается от эффективного атомного номера воздуха [см. формулу (3.7)]. Ход с жесткостью дозиметра с CdS можно уменьшить с помощью фильтров.

Другим типом полупроводниковых счетчиков с отличным от рассмотренного механизма формирования импульса являются счетчики, использующие переход от одного типа проводимости (электронного) к другому (дырочному). Такие p — n -переходы получаются путем введения в кристалл германия или кремния примесей других элементов.

Счетчики с p — n -переходом широко применяются в настоящее время для спектрометрии α - и других видов излучения.

Детекторы с p — n -переходом используют и в качестве дозиметров ионизирующих излучений.

В настоящее время в качестве детекторов для дозиметрии рентгеновского и γ -излучения широко применяют кремниевые фотоэлементы с p — n -переходом. Детектор работает обычно в режиме короткого замыкания, при этом последовательно с ним включают измеритель тока (источник напряжения в цепи отсутствует). Для уменьшения хода с жесткостью применяют фильтры.

§ 5. СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЙ

1. Принцип метода

Проходя через вещество, заряженные частицы ионизуют и возбуждают атомы среды.

В некоторых веществах доля энергии первичного излучения, преобразуемая в видимое излучение, довольно велика ($\sim 20\%$ от энергии первичного излу-

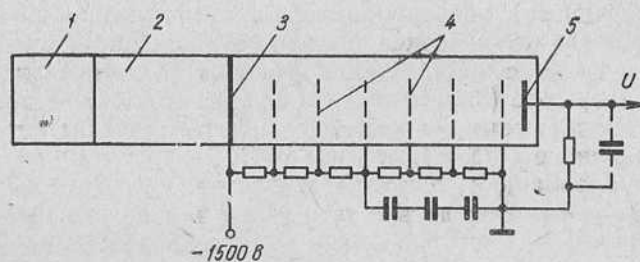


Рис. 3.17. Принципиальная схема сцинтилляционного детектора: 1 — сцинтиллятор; 2 — светопровод; 3 — фотокатод; 4 — диноды; 5 — анод.

ния). Отношение энергии, преобразованной в фотоны, E_{ϕ} к энергии, теряемой заряженной частицей в веществе E_{π} , носит название конверсионной эффективности

$$\eta = \frac{E_{\phi}}{E_{\pi}}.$$

Вещества, используемые для регистрации частиц, обычно называют сцинтилляторами. Если известно число фотонов и их энергия, то, зная конверсионную эффективность η , можно определить E_{π} , т. е. поглощенную в веществе энергию. Для определения числа фотонов, возникающих в сцинтилляторе, обычно применяют фотоумножители (ФЭУ). В некоторых случаях могут быть применены электронно-оптические преобразователи ЭОП. Принципиальная схема сцинтилляционного детектора приведена на рис. 3.17.

Заряженная частица, проходя через сцинтиллятор, теряет в нем энергию E_{π} . Определенная часть η этой энергии преобразуется в свет. «Высвечивание» происходит в течение некоторого времени τ . Длительность высвечивания практически используемых сцинтиллято-

ров лежит в пределах между 10^{-9} и 10^{-5} сек. Число фотонов, соответствующее выделившейся световой энергии ηE_{π} , можно определить, если известна средняя энергия одного фотона $h\nu$. В настоящее время в сцинтилляционных счетчиках практически используются только такие сцинтилляторы, спектр высвечивания которых лежит вблизи максимума чувствительности сурьмяно-цезиевого фотокатода, т. е. около $4100 \text{ \AA}$. Соответствующая этой длине волны энергия фотонов равна примерно $h\nu \approx 3 \text{ эв}$. Тогда число фотонов, соответствующее энергии ηE_{π} , равно

$$N_{\phi} = \frac{\eta E_{\pi}}{h\nu}. \quad (3.38)$$

Эти фотоны должны быть с возможно меньшими потерями собраны на фотокатод ФЭУ. Для этого сам сцинтиллятор и светопровод, находящийся между сцинтиллятором и ФЭУ, должны быть достаточно прозрачны. Некоторая доля фотонов ν все же теряется из-за поглощения в сцинтилляторе и светопроводе, а также вследствие диффузии через стенки. Для уменьшения потерь света сцинтиллятор окружают отражателями из окиси магния или алюминия. Боковые стенки светопровода обычно полируют так, что благодаря полному внутреннему отражению большая часть фотонов собирается на катод ФЭУ. Несмотря на принимаемые меры, потери фотонов в сцинтилляторе и светопроводе обычно составляют более 30%. Таким образом на катод ФЭУ попадает νN_{ϕ} фотонов. Благодаря фотоэффекту с катода выбивается $z_0 = \gamma \nu N_{\phi}$ фотоэлектронов, причем коэффициент γ колеблется в пределах $0,01 \leq \gamma \leq 0,35$. Фотоэлектроны под действием ускоряющего электрического поля устремляются к первому диноду. Часть их теряется по пути, так как электронно-оптическая линза обеспечивает сбор только тех фотоэлектронов, начальные скорости которых близки к нулю. Поэтому до первого динода доходит только $k N_{\text{эф}}$ фотоэлектронов. Величина коэффициента k лежит между 20 и 100%. Фотоэлектроны, достигшие первого динода, умножаются затем на коэффициент усиления M , который колеблется в пределах от 10^5 до 10^9 в зависимости от числа каскадов и применяемых ускоряющих

напряжений. Число электронов на выходе ФЭУ будет тогда равно

$$N_e = \frac{E_{\text{п}\gamma}}{h\nu} \nu \gamma k M. \quad (3.39)$$

Это число электронов соответствует заряду $q = eN_e$, который вызовет на емкости C цепи анода ФЭУ скачок напряжения

$$U = \frac{eN_e}{C}.$$

Напряжение U достигается в течение времени полного высвечивания сцинтиллятора, которое равно примерно $5 \div 10 \tau$.

2. Характеристики сцинтилляторов

Сцинтилляторы делятся на несколько больших групп: 1) неорганические кристаллические сцинтилляторы типа NaI(Tl), CsI(Tl), KI(Tl), ZnS; 2) органические кристаллические сцинтилляторы (типичным представителем второй группы является антрацен); 3) жидкие сцинтилляторы, представляющие собой растворы органических сцинтилляторов в органических жидкостях (например, антрацена в толуоле); 4) газовые сцинтилляторы. В качестве газовых сцинтилляторов обычно используют инертные газы (аргон, ксенон и т. д.); 5) широкое применение находят также твердые сцинтилляторы на основе полимеров и стекол.

Общие требования, предъявляемые к сцинтилляторам, заключаются в следующем. Сцинтиллятор должен обладать высокой конверсионной эффективностью (обычно у лучших сцинтилляторов конверсионная эффективность достигает нескольких десятков процентов). При регистрации электронов, рентгеновского и γ -излучений можно подобрать сцинтилляторы, конверсионная эффективность которых практически не зависит от кинетической энергии частиц. В таких сцинтилляторах потерянная излучением энергия пропорциональна электрическому импульсу на выходе ФЭУ.

Сцинтиллятор должен быть прозрачен к собственному излучению. В противном случае фотоны не смогут попасть на катод ФЭУ, и они не будут зарегистрированы.

Спектральный состав излучаемого сцинтиллятором света должен лежать в области, где спектральная чувствительность ФЭУ достаточно велика. Обычно ФЭУ чувствительны в области длин волн видимого света и ближнего ультрафиолета. Иногда приходится применять сцинтилляторы, спектр высвечивания которых лежит в области далекого ультрафиолета, где спектральная чувствительность ФЭУ недостаточно велика. В этих случаях применяют промежуточные сцинтилляторы, преобразующие коротковолновое излучение в длинноволновое (так называемые сместители спектра).

Если сцинтиллятор применяют для счета отдельных частиц, то для обеспечения высокой разрешающей способности по времени длительность световой вспышки должна быть достаточно мала. Обычно интенсивность высвечивания сцинтиллятора I с течением времени

t убывает по экспоненциальному закону: $I(t) = I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$. Время τ , в течение которого интенсивность свечения уменьшается в e раз, называют временем высвечивания сцинтиллятора. Следует заметить, что в некоторых сцинтилляторах интенсивность свечения изменяется со временем по более сложному закону.

3. Основные свойства неорганических сцинтилляторов

Неорганические сцинтилляторы характеризуются сравнительно большой плотностью, большим атомным номером и довольно большим (по сравнению с органическими и газовыми сцинтилляторами) временем высвечивания ($\sim 10^{-6}$ сек). В настоящее время для изготовления сцинтилляторов наиболее широко применяют активированные иодиды щелочных металлов. Сцинтилляционными свойствами обладают также активированные сульфиды цинка и кадмия, а также вольфраматы кальция и кадмия. Щелочно-галогенидные соединения можно растить в виде больших монокристаллов, сульфиды и вольфраматы в настоящее время применяют в основном в виде мелких кристаллов и микрокристаллических порошков.

Наряду с быстрым высвечиванием в неорганических кристаллах обычно наблюдается и длительная фосфоресценция.

Основные свойства некоторых наиболее часто используемых неорганических сцинтилляторов приведены в табл. 3.1.

Таблица 3.1

Свойства неорганических сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Время высвечивания, 10^{-6} сек	Максимум полосы испускания Å	Относительная конверсионная эффективность (к антрацену)
NaI (Tl)	0,25	4100	2,0
CsI (Tl)	0,5	5600	0,6
LiI (Sn)	1,2	4500	0,2
ZnS (Ag)	1	4500	2
CdS (Ag)	1	7600	2

* Конверсионная эффективность антрацена условно принята равной 1.

Иодистый натрий, активированный таллием (примесь таллия составляет $\sim 0,1\%$), является одним из лучших сцинтилляторов. Основная область применения кристаллов NaI(Tl) — регистрация и измерение энергии рентгеновского и γ -излучений в области от 30 кэв до 5 Мэв. Это обусловлено, во-первых, тем, что вследствие высокой плотности значительная доля излучения поглощается даже в слое небольшой толщины, что обеспечивает большую эффективность регистрации излучения. Во-вторых, в поглощении γ -квантов кристаллом NaI(Tl) существенную роль играет фотоэффект (благодаря большому порядковому номеру иода). Это позволяет непосредственно определять энергию γ -квантов по амплитуде вспышки. Длительная фосфоресценция в кристаллах NaI(Tl) незначительна и почти не сказывается при работе со сцинтилляционными счетчиками. Существенным недостатком, затрудняющим в ряде случаев использование кристаллов NaI(Tl), является их гигроскопичность. Для защиты от влаги кристаллы NaI(Tl) помещают в герметические контейнеры с прозрачными окнами для сопряжения с катодом ФЭУ. Другая трудность связана с тем, что коэффициент преломления света в кристалле NaI(Tl) велик. Это затрудняет выход света из кристалла.

Иодистый цезий, активированный таллием ($\sim 0,1\%$), также можно получить в виде больших бесцветных кристаллов. Высокие значения плотности и среднего атомного номера обуславливают большую эффективность регистрации рентгеновского и γ -излучений. Кристаллы CsI(Tl) не гигроскопичны, что существенно облегчает работу с ними. Облучение кристаллов CsI(Tl) видимым светом или γ -излучением вызывает в них фосфоресценцию, которая спадает примерно в течение нескольких минут.

Иодистый литий, активированный оловом или европием ($\sim 0,1\%$), применяют для регистрации медленных и тепловых нейтронов.

Сернистый цинк, активированный серебром или медью, имеет высокую конверсионную эффективность (20—25%), практически не зависящую от природы регистрируемых частиц. В сульфидах цинка и кадмия наблюдается значительная длительная фосфоресценция.

4. Основные свойства органических сцинтилляторов

Большая часть органических сцинтилляторов относится к группе ароматических углеводородов, обладающих системой сопряженных двойных связей. Органические сцинтилляторы характеризуются очень малым временем высвечивания (10^{-8} — 10^{-9} сек), приближающимся в ряде случаев к времени высвечивания отдельной молекулы. В некоторых органических сцинтилляторах наблюдается заметная фосфоресценция, приводящая к появлению медленной компоненты с временем высвечивания порядка долей микросекунды. В жидких сцинтилляторах интенсивность фосфоресценции заметно меньше, чем в кристаллах и твердых растворах.

Конверсионная эффективность органических сцинтилляторов зависит от заряда и скорости регистрируемых частиц. При увеличении удельной ионизации конверсионная эффективность падает. Например, при регистрации α -частиц с энергией в несколько мегаэлектронвольт световой выход антрацена на порядок меньше, чем при регистрации электронов такой же энергии. Отношение α/β близко к значению 0,1 для всех органических сцинтилляторов.

В табл. 3.2 приведены основные параметры для некоторых органических сцинтилляторов, используемых

Таблица 3.2

Свойства органических сцинтилляторов

Сцинтиллятор	Время высвечивания, 10^{-9} сек	Максимум полосы испускания, с А	Конверсион- ная эффек- тивность по отношению к антрацену
Антрацен $C_{14}H_{10}$	25—30	4450	1,0
Нафталин $C_{10}H_8$	70—80	3450	0,1—0,2
Транс-стильбен $C_{14}H_{12}$	4—8	4100	0,4—0,5
Толаи (дифенилацетилен) $C_{14}H_{10}$	3—5	3900	0,3—0,5
<i>n</i> -Терфенил $C_{8}H_{14}$	10—12	4150	0,3—0,5

в сцинтилляционных счетчиках. Наибольшей конверсионной эффективностью (4—6% при облучении быстрыми электронами) обладает антрацен. Следовательно, в антрацене на образование одного кванта света (со средней энергией 2,8 эв) затрачивается энергия ~50—70 эв.

Сравнение свойств жидких и твердых растворов сцинтиллирующих веществ со свойствами органических кристаллов показывает, что при весьма малых концентрациях сцинтиллирующей компоненты (3—5 г на 1 л растворителя) относительный световой выход имеет примерно ту же величину, что и для кристаллов, тогда как время высвечивания τ в несколько раз меньше. Другое важное преимущество жидких и особенно твердых сцинтиллирующих растворов — возможность придания сцинтиллятору любой формы и получения прозрачных сцинтилляторов очень больших объемов (десятки литров).

В органические сцинтиллирующие растворы можно вводить примеси других элементов и таким образом получать сцинтилляторы с $Z_{эфф}$, близким к $Z_{эфф}$ различных тканей. В качестве растворителей обычно используют ксилол, толуол и фенилциклогексан. Твердые растворы изготавливают на основе полистирола, поливинилтолуола, полиметилметакрилата.

5. Газовые сцинтилляторы

Некоторые чистые газы обладают сцинтилляционными свойствами. Наилучшими в настоящее время являются чистые инертные газы (гелий, аргон, криптон

и ксенон) и их смеси. Времена высвечивания газовых сцинтилляторов по порядку величины равны 10^{-8} сек. При увеличении давления газа время высвечивания уменьшается, а световой выход увеличивается. Световой выход ксенона с преобразователем спектра из дифенилстильбена при облучении α -частицами близок к световому выходу кристаллов NaI(Tl).

6. Токовый режим работы сцинтилляционного детектора

Если через сцинтиллятор проходит одна частица и теряет в нем энергию E_n , то заряд, собираемый на выходе ФЭУ, равен $q = eN_e$. Если в сцинтилляторе регистрируется N_p частиц в 1 сек, причем каждая в среднем теряет энергию E_n , то заряд, образующийся в единицу времени на выходе ФЭУ, будет равен $\frac{Q}{t} = qN_p = eN_eN_p$. Эта величина и дает среднее значение тока, идущего через ФЭУ. Подставим значение N_e из формулы (3.39)

$$i = \frac{Q}{t} = N_p e N_e = N_p e \frac{E_n \eta}{h\nu} v \gamma k M. \quad (3.40)$$

Между током на выходе ФЭУ и поглощенной энергией регистрируемого излучения имеется прямая пропорциональность только в том случае, если величины E_n , η , v , k , M не зависят от энергии и заряда частиц. Последнее условие не всегда выполнимо.

7. Применение сцинтилляционных детекторов

Рассмотрим некоторые случаи применения сцинтилляционного детектора.

1. Если известен ток i , то можно определить величину, пропорциональную энергии, потерянной излучением в сцинтилляторе. Зная объем сцинтиллятора, можно определить величину, пропорциональную средней поглощенной дозе в веществе сцинтиллятора*. Следует учитывать, что распределение дозы в сцинтилляторе (особенно в неорганических сцинтилляторах) может

* Если конверсионная эффективность не зависит от качества излучения в измеряемом диапазоне.

быть весьма неравномерным, поэтому вычисленное среднее значение дозы может очень сильно отличаться от значения дозы в данной точке.

2. Если известен ток i и вместе с тем известно число импульсов в единицу времени N_p , регистрируемых сцинтилляционным детектором, то по отношению i/N_p можно определить среднюю энергию действующего спектра в сцинтилляторе [это видно из соотношения (3.40)]. Если пробег частицы много больше толщины сцинтиллятора, то отношение i/N_p будет пропорционально средней линейной плотности ионизации.

3. Если пучок частиц, падающих на сцинтиллятор, полностью поглощается в нем, то по току i можно определить их кинетическую энергию, а по i/N_p среднюю энергию спектра падающего излучения [см. формулу (3.14)].

4. Если на выходе ФЭУ включен анализатор импульсов, то при определенных условиях можно определить спектральный состав излучения.

Основным преимуществом сцинтилляционного детектора по сравнению с ионизационной камерой при регистрации рентгеновского и γ -излучений является его большая чувствительность и эффективность. Большая чувствительность сцинтилляционного детектора обусловлена применением ФЭУ. Большая эффективность определяется тем, что при одинаковых размерах количество рабочего вещества, взаимодействующего с излучением в сцинтилляционном детекторе, в тысячи раз больше, чем в газовой ионизационной камере. Эффективность регистрации рентгеновского и γ -излучений, обусловленная большой плотностью и большим атомным номером вещества сцинтиллятора, достигает 10—20%, а для мягкого излучения 100%, в то время как газовые детекторы имеют эффективность $\sim 0,1\%$ и меньше. Большая эффективность регистрации рентгеновского и γ -излучений, а также возможность определения энергии отдельной частицы обуславливает применение сцинтилляционных счетчиков для спектрометрических целей.

Преимущество сцинтилляционных детекторов также в значительно большей разрешающей способности при счете отдельных частиц.

По сравнению с газовым пропорциональный сцинтилляционный счетчик обладает несколько худшим раз-

решением по энергии. Это обусловлено тем, что общие потери энергии на образование одного фотоэлектрона составляют ~ 300 эв, т. е. в 10 раз больше, чем на образование одной пары ионов в газе. Например, частица, теряя 100 кэв, образует в газе около 3000 пар ионов. Точность измерения при этом составляет $\sim 2\%$. При той же потере энергии число образующихся в сцинтилляционном счетчике фотоэлектронов примерно равно 300. При этом точность измерений снижается до 6%. Поэтому с помощью газового пропорционального счетчика можно измерять меньшие энергии и с большей точностью, чем с помощью сцинтилляционного счетчика.

Сцинтилляционный детектор имеет ход с жесткостью, если конверсионная эффективность зависит от энергии, или если вещество сцинтиллятора не воздушно-эквивалентно [см. формулу (3.7) и рис. 3.3.]. Ход с жесткостью можно уменьшить с помощью фильтров.

Основные преимущества детектора — большая эффективность по отношению к рентгеновскому и γ -излучению, пропорциональность сигнала на выходе поглощенной в рабочем объеме детектора энергии и большая временная разрешающая способность. Соответственно этому сцинтилляционный детектор незаменим при регистрации рентгеновского и γ -излучений малой интенсивности (включая индикаторные методы и спектрометрию рентгеновского и γ -излучений), а также в тех случаях, когда необходима большая разрешающая способность.

8. Вспышечные фосфоры

Как уже упоминалось, некоторые сцинтилляторы наряду с флуоресценцией обладают и значительной фосфоресценцией.

В качестве примера упоминались кристаллы CsI(Tl). Значительной фосфоресценцией, длящейся часами, обладают и некоторые активированные кристаллы ZnS. Длительная фосфоресценция обусловлена существованием в запрещенной зоне ловушек электронов. Захваченный такой ловушкой электрон через некоторое время, определяемое глубиной ловушки и температурой кристалла, может опять попасть в зону проводимости. Время пребывания электрона в глубокой ловушке может оказаться сравнительно большим. При повышении температуры электроны, получив достаточную энер-

гию, могут снова попасть в зону проводимости и рекомбинировать на центре люминесценции, при этом возникает свечение. Дополнительное возбуждение с целью получения вспышки света может быть осуществлено не только нагреванием, но и освещением кристалла инфракрасным или видимым светом.

Применение вспышечных фосфоров в дозиметрии основано на том факте, что светосумма, высветившаяся при постоянном внешнем воздействии (теплом или светом), может быть в некоторых пределах пропорциональна поглощенной энергии ионизирующего излучения. В отечественной практике получил распространение индивидуальный люминесцентный контроль (ИЛК), использующий вспышечный фосфор. В качестве люминесцирующего вещества используется $\text{SrS}(\text{Eu}, \text{Sm})$.

Одним из лучших люминофоров для термолюминесцентной дозиметрии является LiF . Эффективный атомный номер LiF равен 8,14, т. е. довольно близок к $Z_{\text{эфф}}$ ткани. Поэтому в диапазоне 40 кэв и выше термолюминесцентный дозиметр на основе LiF практически не имеет хода с жесткостью. Дозиметр с LiF может применяться для измерения доз от 10 мрад до 10^5 рад. В этом диапазоне показания термолюминесцентного дозиметра не зависят от мощности дозы.

Время сохранения светосуммы при комнатной температуре — около недели (пик термовысвечивания в области 400—430° К). Для LiF с пиком термовысвечивания при 470° К время сохранения светосуммы достигает нескольких месяцев. Колебания величины светосуммы при этом могут быть довольно значительны — около 20—30%. После облучения в исследуемом поле рентгеновского или γ -излучения таблетку из LiF помещают в светонепроницаемую камеру измерительного устройства. Затем с помощью специальной печки LiF нагревают, возникающее свечение регистрируется ФЭУ. По высветившейся светосумме определяют поглощенную в LiF дозу.

9. Люминесцентная камера

Вместо ФЭУ для усиления света сцинтилляции можно воспользоваться электронно-оптическим преобразователем (ЭОП). Свет от сцинтиллятора проектируется на катод ЭОП, усиливается, и на экране ЭОП появ-

ляется изображение (проекция) следа, которое можно сфотографировать. В настоящее время сцинтилляторы для люминесцентной камеры составляют из большого числа нитей, служащих одновременно и сцинтиллятором, и светопроводом. На экран ЭОП передается «проекция» следа. Применяя сцинтилляторы, составленные из рядов нитей, расположенных перпендикулярно друг другу, и два ЭОПа, можно получить две проекции. Люминесцентные камеры применяют в настоящее время для исследования взаимодействия частиц высокой энергии, получаемых на ускорителях. Они могут применяться также для исследования распределения поглощенной энергии рентгеновского, γ - и β -излучения в различных сцинтиллирующих веществах.

§ 6. СЧЕТЧИКИ ЧЕРЕНКОВА

При прохождении заряженной частицы через прозрачную среду со скоростью, большей фазовой скорости света, в этой среде возникает излучение Черенкова. Для этого необходимо, чтобы скорость частицы была больше чем c/n , где c — скорость света, а n — показатель преломления среды. Характерная особенность излучения Черенкова — его резко выраженная направленность. Аналогично ударной волне, сопровождающей полет самолета со сверхзвуковой скоростью, оно ограничено узким конусом около траектории частицы. Угол φ у вершины конуса тем больше, чем больше скорость частицы. (Грубой аналогией являются волны на поверхности водоема, создаваемые судном, идущим со скоростью большей, чем скорость волн.) Угол у вершины конуса определяется соотношением

$$\cos \varphi = \frac{c}{nv} = \frac{1}{\beta n}, \quad (3.41)$$

где v — скорость частицы; $\beta = \frac{v}{c}$.

Для регистрации излучения Черенкова обычно применяют фотоэлектронные умножители.

Интенсивность световой вспышки, вызываемой излучением Черенкова, во много раз меньше интенсивности световой вспышки в сцинтилляторе. Свечение Черенкова возникает в любых прозрачных диэлектриках (плексиглас и другие диэлектрики, дистиллированная вода

и др.). Длительность отдельной вспышки практически равна времени, в течение которого заряженная частица движется в веществе и составляет $\sim 10^{-10}$ сек. Малая длительность свечения обеспечивает высокую разрешающую способность счетчика, ограничиваемую только временем разрешения ФЭУ. Очень важной особенностью счетчика Черенкова является направленность излучения. Эта особенность позволяет с помощью счетчика Черенкова определять непосредственно скорость заряженной частицы.

Схема дозиметра, основанного на регистрации черенковского излучения, принципиально не отличается от схемы сцинтилляционного дозиметра. Вместо сцинтиллятора в таком приборе используют чистые прозрачные диэлектрики.

Детекторы черенковского излучения могут применяться для регистрации любых излучений высокой энергии, если при их взаимодействии с веществом образуются заряженные частицы, обладающие скоростью, превышающей фазовую скорость света в этом веществе.

§ 7. ФОТОГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД

Под действием ионизирующих излучений, так же как и под действием света, в фотографической эмульсии возникает скрытое фотографическое изображение. После проявления скрытое фотографическое изображение становится видимым. При определенных условиях почернение фотоэмульсии пропорционально дозе.

Фотографический метод широко применяют в ядерной физике для регистрации следов заряженных частиц. При большом числе следов, зарегистрированных в эмульсии, можно измерять общую оптическую плотность почернения.

Оптической плотностью почернения или просто плотностью почернения называется величина

$$S = \lg \frac{I_0}{I}, \quad (3.42)$$

где I_0 — интенсивность света, падающего на обработанную пленку, а I — интенсивность света, проходящего через пленку. Плотность почернения эмульсии зависит от экспозиции. Под экспозицией понимают произведение интенсивности воздействующего на пленку излу-

чения на время облучения. При неизменном спектральном составе экспозиция прямо пропорциональна дозе излучения.

Чувствительность пленки определяют сенситометрической характеристикой, представляющей собой зависимость почернения от логарифма экспозиции (рис. 3.18). Обычно для дозиметрических целей используют линейный участок характеристики. Диапазон доз, в пределах которого почернение пропорционально дозе, определяется шириной эмульсии L . Угол θ определяет контрастность пленки, чем больше угол θ , тем больше контрастность.

Фотографические к и е эмульсии имеют большой ход с жесткостью, так как эффективный атомный номер зерен AgBr сильно отличается от эффективного номера воздуха. Ход с жесткостью может быть существенно уменьшен с помощью фильтра. Чувствительность фотоэмульсии зависит от угла падения γ -излучения. При изменении угла падения от 0 до 60° пленки обладают изотропностью. При увеличении угла падения от 60 до 85° чувствительность падает до 60%.

Фотографический метод позволяет определять распределение доз на значительной площади, что используется в клинической дозиметрии.

Фотографический метод можно комбинировать с люминесцентным. Свет от сцинтиллятора можно регистрировать с помощью фотоэмульсии. Сочетание тканеэквивалентного сцинтиллятора с фотографической эмульсией (причем излучение не должно попадать на фотоэмульсию) позволяет сочетать положительные качества обоих методов (сцинтилляционного и фотографического).

Наиболее широкое распространение фотографический метод дозиметрии получил в индивидуальном фотоконтроле ИФК.

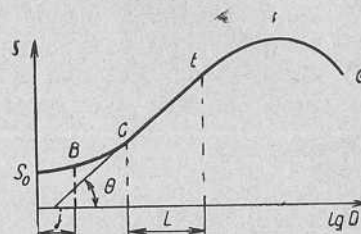


Рис. 3.18. Зависимость почернения S от логарифма экспозиции D :

L — ширина эмульсии; θ — угол, определяющий контрастность пленки; i — инерция; BC — область недодержек; CE — область нормальных экспозиций; EF — область передержек; FG — область поляризации.

§ 8. ХИМИЧЕСКИЙ МЕТОД ДОЗИМЕТРИИ

Ионизирующее излучение, проходя через вещество, может вызвать ряд химических превращений. Выход радиационно-химической реакции зависит от величины поглощенной в веществе энергии, а также от природы излучения (в основном играет роль линейная плотность ионизации). Измеряя выход химической реакции, идущей под действием излучения, можно определить дозу.

В качестве химических дозиметров могут быть использованы водные растворы органических и неорганических веществ, твердые вещества и смеси газов.

Для измерения малых доз используются цепные реакции или реакции с красителями.

Для измерения больших доз используют системы с малым выходом. Наибольшее распространение получил ферросульфатный дозиметр, в котором используется реакция окисления Fe^{2+} в Fe^{3+} .

1. Ферросульфатный дозиметр

Для ферросульфатного дозиметра применяют раствор соли FeSO_4 в разбавленной серной кислоте H_2SO_4 . В качестве стандартного применяют состав: 2 г $\text{FeSO}_4 \cdot 7\text{H}_2\text{O}$; 0,3 г NaCl ; 110 см^3 концентрированной H_2SO_4 , растворенные в дистиллированной воде, на 5 л дозиметрического раствора. Раствор разливают в прозрачные ампулы, которые затем помещают в поле излучения для определения дозы. Величину дозы определяют по изменению оптической плотности раствора, обусловленной появлением ионов трехвалентного железа. Максимум поглощения в спектре видимого света приходится на длину волны 3050 Å.

Пусть I_0 и I_1 соответственно интенсивности падающего света и света, прошедшего через раствор. После облучения ионизирующим излучением оптическая плотность раствора изменится. Интенсивность света, прошедшего через облученный раствор, I'_1 , причем $I'_1 < I_1$.

Изменение оптической плотности раствора $\Delta S = \lg \frac{I_1}{I'_1}$ пропорционально поглощенной в растворе энергии E_n

$$E_n = M \lg \frac{I_1}{I'_1}. \quad (3.43)$$

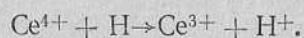
Коэффициент пропорциональности M зависит от условий облучения и величины радиационно-химического выхода для данной системы.

Для стандартного ферросульфатного дозиметра радиационный выход по отношению к выходу ионов трехвалентного железа принимают равным $15,6 \pm 0,5$ на 100 эв поглощенной энергии при насыщении раствора кислородом. Основным компонентом ферросульфатного дозиметра является вода. Эффективный атомный номер по поглощению γ -излучения для раствора близок к эффективному атомному номеру воды, а следовательно, и живой ткани.

Ферросульфатный дозиметр пригоден для измерения доз излучения от 2000 до 40 000 рад. При больших значениях доз наблюдается уменьшение выхода за счет уменьшения количества кислорода в растворе. Выход реакции остается постоянным (не зависит от мощности дозы). При значениях мощности дозы до нескольких сот рад в секунду, верхний предел по мощности дозы лежит при значениях выше 10^5 рад/сек. Ферросульфатный дозиметр чувствителен к органическим примесям и требует насыщения кислородом. Ферросульфатный дозиметр можно применять и для дозиметрии тепловых нейтронов. Для этого необходимо в систему добавить сульфат лития.

2. Другие виды химических дозиметров

Для дозиметрии излучений часто применяют также реакции восстановления церия:



Максимум поглощения света трехвалентным церием происходит при длине волны 3200 Å. Выход этой реакции составляет 2,54 ионов на 100 эв поглощенной энергии и не зависит от концентрации ионов четырехвалентного церия в пределах от $3,2 \cdot 10^{-2}$ до $3,2 \cdot 10^{-5}$ моль/л. Дозиметр нечувствителен к содержанию кислорода. Будучи менее чувствительным, цериевый дозиметр измеряет большие дозы, чем ферросульфатный. Он пригоден для измерения доз порядка 10^5 рад. По мощности дозы его верхний предел также выше, чем у ферросульфатного дозиметра.

Некоторые вещества изменяют свою окраску в результате окислительных или восстановительных реакций, протекающих под действием излучения.

При облучении хлорированных углеводородов (хлороформа, трихлорэтилена, тетрахлорэтилена, четыреххлористого углерода и др.) образуется соляная кислота. Количество выделившейся кислоты в широких пределах является линейной функцией дозы. Для обнаружения кислоты можно использовать любой кислотно-основной индикатор. В настоящее время наибольшее распространение получили дозиметры, имеющие в качестве рабочего вещества хлороформ. Такие дозиметры позволяют определить дозу начиная с 10 рад и выше. Конструктивно такой дозиметр выполняется в виде кассеты с несколькими прозрачными ампулами, содержащими хлороформ и водный раствор бромкреозола пурпурного. Каждая из ампул изменяет цвет при определенной дозе. Дозиметры с хлороформом при длительном хранении изменяют свои свойства, они чувствительны к дневному свету и дают недостаточно хорошую воспроизводимость.

При облучении почти все химические соединения, находящиеся в твердом состоянии, подвергаются радиолизу. В качестве основного продукта радиолиза образуется соединение, имеющее на один атом кислорода меньше, чем исходное, например: из хлората образуется хлорит, из перхлората — хлорат.

Ионизирующее излучение вызывает заметное изменение кристаллической структуры. При облучении происходит окрашивание кристаллов и стекол в результате образования дефектов решетки. После длительного нагревания окрашенные кристаллы и стекла обесцвечиваются. Оптическая плотность потемнения обычных прозрачных стекол в некотором интервале доз пропорциональна поглощенной энергии. Для дозиметрических целей используют кусочки стекла толщиной несколько миллиметров. Стекланные дозиметры применяют для дозиметрии излучений в интервале доз от 10^3 до 10^5 рад .

Под влиянием излучения химические реакции происходят также и в газовой фазе. В частности, под действием излучения в воздухе идет реакция окисления азота. При окислении образуются NO_2 и N_2O . При температуре $175\text{—}200^\circ \text{C}$ и давлении $20\text{—}25 \text{ атм}$ выход NO_2 составляет 6, а N_2O — 3 молекулы на 100 эв .

Разложение углекислого газа с образованием СО идет с выходом 9—10 молекул на 100 эв. Реакция образования озона в газообразном и жидком кислороде идет с выходом в первом случае 1,5 и во втором 12 молекул на 100 эв.

§ 9. КАЛОРИМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД

Энергия, теряемая излучением в данной массе вещества, независимо от механизма первичного действия в конце концов превращается в тепловую энергию атомов и молекул вещества*. Это изменение тепловой энергии облучаемого вещества приводит к изменению его температуры, что может быть измерено. На этом основан так называемый калориметрический метод дозиметрии. Калориметрический метод является прямым абсолютным методом дозиметрии, так как он основан на непосредственном измерении поглощенной энергии, в отличие от других методов, в которых измеряется эффект, пропорциональный потерянной энергии, но не равный ей (ионизация, флуоресценция и т. д.).

Если при поглощении излучения любого вида температура тела массой m и удельной теплоемкостью c_m повысится на ΔT градусов, то количество тепловой энергии, сообщенное телу, равно

$$\Delta Q = c_m m \Delta T \text{ (джоуль)}. \quad (3.44)$$

Поглощенная доза в веществе детектора равна

$$\frac{\Delta Q}{m} = c_m \Delta T \left(\frac{\text{джоуль}}{\text{кг}} \right). \quad (3.45)$$

Таким образом, для определения поглощенной дозы излучения в объеме детектора с помощью калориметрического метода необходимо измерять с хорошей точностью небольшие изменения температуры. Доза в несколько сотен рад повышает температуру тканеэквивалентного поглотителя всего на величину порядка 10^{-3} градусов. Необходимость измерять малые изменения температуры препятствует использованию метода в практической дозиметрии.

* Если она не преобразуется в другие виды энергии. Например, в излучение, для которого вещество детектора может быть прозрачно.

§ 10. КАМЕРА ВИЛЬСОНА И ДИФфуЗИОННАЯ КАМЕРА

После прохождения заряженной частицы через газ вблизи траектории частицы остается след, состоящий из ионов и электронов. Этот след можно сделать видимым в искровых камерах, где для усиления первичного эффекта используется энергия электрического поля. Первичный эффект можно усилить и другими методами, в частности за счет энергии метастабильного состояния системы. В настоящее время в детекторах излучения используют два вида метастабильных состояний: пересыщенный пар (в камере Вильсона) и перегретую жидкость (в пузырьковой камере). Метастабильное состояние через некоторое время самопроизвольно разрушается. Пересыщенный пар конденсируется в капли на центрах конденсации, а перегретая жидкость через некоторое время вскипает.

Необходимое пересыщение в объеме камеры можно создать двумя способами. В камере Вильсона пересыщение достигается в результате адиабатического расширения смеси газа и пара.

В отличие от камеры Вильсона в диффузионной камере пересыщение создается в процессе диффузии пара от нагреваемой поверхности к охлаждаемой. Вблизи охлаждаемой поверхности образуется слой толщиной несколько сантиметров, в котором пересыщение превышает величину, при которой начинается конденсация на ионах. Заряженная частица, проходя через чувствительный слой, вызывает конденсацию и рост капель, в результате чего образуется хорошо видимый при боковом освещении след. Образующие след капли под действием силы тяжести медленно падают на дно камеры.

Одна из диффузионных камер, предназначенная для определения малых активностей, показана на рис. 3.19. Камера представляет собой сосуд прямоугольной формы с металлическим дном и плексигласовыми стенками. Дно камеры 1 охлаждается при контакте с твердой углекислотой, находящейся в специальном контейнере 6. Стенки 4 омываются комнатным воздухом. На дно камеры наливают слой этилового спирта толщиной 2—3 мм. Спирт по специальным пористым пластинам 5 под действием капиллярных сил поднимается в верхние сечения, испаряется и затем диффундирует ко дну камеры. Вблизи дна образуется чувствительный слой вы-

сотой ~ 5 мм. Следы частиц наблюдаются через окно 7 в крышке камеры. Исследуемый препарат 3 помещают в передвижной кассете против отверстия в верхней крышке активным слоем вниз так, что ионизирующие частицы вылетают в объем камеры. Между дном камеры и специальным фокусирующим электродом 2, расположенным на крышке камеры, создается разность потенциалов 1000 в. Под действием электрического поля ионы одного знака, образовавшиеся в объеме камеры, перемещаются в чувствительный слой, где образуют след, хорошо видимый при боковом освещении. Система фокусирующих электродов позволяет осуществлять геометрию счета 2 п, а для тонких препаратов — геометрию 4 п. При фокусировке ионов, образованных частицами, в чувствительном слое создаются условия наблюдения, при которых возможность просчетов практически исключается. Важно отметить, что следы частиц, проходящих через чувствительный слой, резко отличаются по виду от следов частиц, образовавшихся ионы в верхних сечениях камеры. Это обстоятельство позволяет учесть фоновые частицы (частицы, вылетающие с поверхности или дна камеры) от частиц, вылетающих с поверхности препарата. С помощью диффузионной камеры можно легко определять вид излучения (α -, β -излучения, нейтроны), измерять активность α - и β -радиоактивных веществ, а также определять относительное число α -частиц с различной энергией. С помощью диффузионной камеры можно определять активность газа порядка 10^{-12} кюри/л. Визуальное наблюдение позволяет одновременно определять активность радона и торона, так как последний образует характерные «вилки» из двух α -частиц.

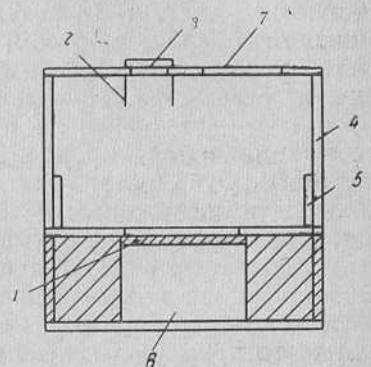


Рис. 3.19. Диффузионная камера для определения малых активностей: 1 — дно камеры; 2 — фокусирующий электрод; 3 — исследуемый препарат; 4 — стенки; 5 — пористые пластины; 6 — контейнер; 7 — окно для наблюдений.

§ 11. ПУЗЫРЬКОВАЯ КАМЕРА

В 1952 г. Глезер обнаружил, что заряженные частицы вызывают вскипание перегретой жидкости. Фотографирование начальных стадий кипения показало, что оно начинается с образования пузырьков вдоль следа заряженной частицы (в результате локального нагрева жидкости). Таким образом, траектория частицы отмечается цепочкой пузырьков пара, которые хорошо видны при освещении. Пузырьковая камера представляет собой сосуд, заполненный прозрачной жидкостью (часто применяются пропан, жидкий водород и т. д.). С помощью термостатического устройства температура жидкости поддерживается постоянной. В нужный момент производят резкое уменьшение давления в сосуде, в результате чего жидкость становится перегретой. Если сразу же после расширения через камеру пройдет частица, то ее след может быть зарегистрирован. Для этого применяют специальные схемы, включающие систему освещения и фотографирования сразу же после того, как камеру пройдет интересующая нас заряженная частица. После фотографирования объема камеры производится сжатие жидкости до первоначального давления. Пар конденсируется — и камера вновь готова к работе.

Существенным преимуществом пузырьковой камеры по сравнению с камерой Вильсона является значительно большая плотность рабочего вещества и возможность работы с чистыми веществами (например, с жидким водородом или гелием). Пузырьковая камера — один из основных приборов для исследования взаимодействия частиц высокой энергии с веществом. С ее помощью можно получить фотографии пучков первичных и вторичных заряженных частиц в различных жидкостях.

ГЛАВА IV

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ПУЧКОВ ИЗЛУЧЕНИЙ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Поле излучения характеризуется потоком частиц или квантов, интенсивностью, экспозиционной дозой (количественные характеристики), спектральным составом (качественная характеристика излучения).

Характеристики излучения можно определить двумя методами. Первый метод основан на применении приборов, условно называемых далее «абсолютными». Эти приборы непосредственно измеряют искомую величину*. К таким приборам относится, например, нормальная ионизационная камера.

Второй метод основан на применении «неабсолютных» приборов. Показания такого прибора зависят не только от измеряемой величины, но и от других характеристик излучения. В этом случае измеряемая величина не может быть определена точно. К неабсолютным приборам относится любой детектор, имеющий ход с жесткостью. Сигнал на выходе детектора (приемника) зависит не только от мощности экспозиционной дозы, но и от качественного состава излучения.

Значительное большинство применяемых приборов относится к неабсолютным. Обычно стремятся приблизить характеристики прибора к характеристикам абсолютного. В ряде случаев для сравнительно небольшого диапазона измеряемых величин это удается сделать (см. гл. III, § 2). Однако возможно и другое решение задачи. Действительно, пусть показания детектора a зависят от экспозиционной дозы D_0 и энергии кванта излучения E . Тогда при одной и той же экспозиционной дозе, но различных энергиях кванта показания детектора

* Очевидно, что сигнал на выходе «абсолютного» прибора зависит только от одной измеряемой величины.

будут различны. Для определения экспозиционной дозы с помощью такого детектора необходимо измерить величину a и спектральный состав излучения. В ряде практически важных случаев достаточно определить эффективную или среднюю энергию излучения ($E_{\text{эфф}}$ или $\bar{E}$).

§ 2. ПОТОК ЧАСТИЦ ИЛИ КВАНТОВ

Для измерения потока частиц или квантов* можно применять любой счетчик, если эффективность его $\eta_p = \frac{N_p}{N}$ равна единице (здесь N_p — число зарегистрированных частиц, N — число частиц, прошедших через поверхность детектора).

Эффективность регистрации η_p частиц или квантов различных видов излучений различна. Как правило, для заряженных частиц эффективность η_p почти всех детекторов близка к единице. Эффективность регистрации квантов электромагнитного излучения сильно зависит как от энергии квантов, так и от типа и размеров детектора. Эффективность, равная 1, достигается лишь при полном поглощении всех квантов, падающих на детектор излучения (детектор полного поглощения).

1. Заряженные частицы. Для определения потока заряженных частиц с энергией больше нескольких десятков килоэлектронвольт, можно применять практически любой детектор (счетчик Гейгера — Мюллера, пропорциональный газовый счетчик, полупроводниковый счетчик, сцинтилляционный счетчик).

Наиболее простым детектором является счетчик Гейгера — Мюллера, эффективность его по отношению к заряженным частицам близка к единице [см. формулу (3.37)].

2. Электромагнитное излучение. Эффективность η_p любого детектора по отношению к электромагнитному излучению (кроме детектора полного поглощения) зависит от энергии излучения и размеров детектора (см. гл. III, § 2). Поэтому поток квантов электромагнитного излучения можно определить либо с помощью детектора полного поглощения, либо с помощью нескольких детекторов, зависимость эффективности каждого из которых от энергии $\eta_p(E)$ известна.

* Число частиц, проходящих через данную поверхность в единицу времени.

§ 3. ИНТЕНСИВНОСТЬ И ПОГЛОЩЕННАЯ ЭНЕРГИЯ

Для измерения интенсивности направленного излучения можно применить любой пропорциональный детектор полного поглощения.

Эффективность такого детектора

$$\eta_E = \frac{A \cdot a}{E} = \frac{E_p}{E} \equiv 1,$$

где a — сигнал на выходе детектора, E — кинетическая энергия первичных и вторичных частиц, E_p — поглощенная в объеме детектора энергия; A — постоянный коэффициент.

Общая для всех излучений схема измерений показана на рис. 4.1. Параллельный пучок излучения, про-

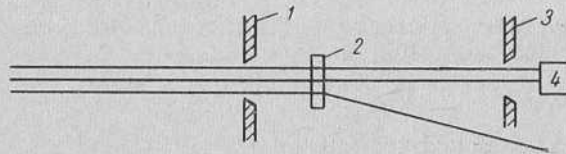


Рис. 4.1. Схема измерений в геометрии «узкого пучка»: 1, 3 — диафрагмы; 2 — поглощающая среда; 4 — детектор излучения.

ходя через диафрагмы 1 и 3, падает перпендикулярно поверхности S поглощаемой среды 2 и полностью поглощается в рабочем объеме детектора 4. Если в единицу времени через единицу поверхности детектора проходит $\frac{N_0}{St}$ частиц с энергией кванта E , то интенсивность

$$I_0 = \frac{N_0 E}{St}. \quad (4.1)$$

Если первичный пучок излучения не моноэнергетический, а состоит из частиц с энергиями от 0 до E_m , то интенсивность

$$I_0 = \int_0^{E_m} I_0(E) dE, \quad (4.2)$$

где $I_0(E)$ — плотность интенсивности. Интенсивность в объеме детектора изменяется с изменением расстояния от поверхности. На глубине x интенсивность равна

$$I_x = \int_0^{E_m} I_0(E) f(E, x) dE, \quad (4.3)$$

где $f(E, x)$ — закон изменения интенсивности излучения с глубиной.

Если эффективность детектора не равна 1, но постоянна (не зависит от E), то интенсивность излучения также может быть определена. Если же это не так, то необходима градуировка детектора, т. е. определение зависимости эффективности от энергии. Интенсивность излучения сложного спектрального состава с помощью такого детектора можно определить только приближенно.

Более точно интенсивность может быть определена с помощью двух или нескольких детекторов с различной зависимостью эффективности от энергии.

1. Заряженные частицы

В качестве детектора полного поглощения можно использовать полупроводниковые и сцинтилляционные кристаллы. Органические сцинтилляторы имеют существенно большую зависимость эффективности $\frac{a}{E_n}$ от энергии, и поэтому их применение, особенно для регистрации тяжелых частиц, дающих большую плотность ионизации, ограничено.

В то же время следует иметь в виду, что обратное рассеяние от поверхности кристалла играет большую роль при больших Z . Следовательно, рассеяние для неорганических кристаллов больше, чем для органических.

В качестве детектора полного поглощения можно также применить многопластинчатую ионизационную камеру. Для полного торможения частицы или кванта в ионизационную камеру помещают поглощающие пластины — электроды. Для полного поглощения первичной частицы высокой энергии и порожденного ею вторичного излучения слой вещества должен иметь значительную толщину, в ряде случаев $\sim 10^3$ г/см². Для

определения полной ионизации в ионизационную камеру помещают пластины толщиной $x_1, x_2, \dots, x_i$. Таким образом, ионизационный объем камеры разбивается на несколько газовых промежутков. По значениям ионизации $a(x_i)$, измеренной в каждом промежутке после прохождения через камеру исследуемой частицы, интерполяцией определяется распределение ионизации по всей толщине вещества:

$$a = \int_0^{x_0} a(x) dx. \quad (4.4)$$

Полная толщина слоя тормозящего вещества x_0 определяется из условия, чтобы при $x > x_0$ $a(x) = 0$; тогда

$$E_{\pi} = \omega \int_0^{x_0} a(x) dx, \quad (4.5)$$

где ω — средняя энергия, затрачиваемая на образование одной пары ионов в веществе, в котором происходит торможение.

Материалы поглощающих пластин и их толщину выбирают в зависимости от природы исследуемых частиц и характера их взаимодействия с веществом.

Если основную роль играют электромагнитное взаимодействие (первичными частицами являются электроны и γ -кванты), материал поглотителя должен обладать большим Z . В этом случае в веществе поглотителя будут развиваться электронно-фотонные ливни (см. ливневые детекторы), что приведет к быстрому размену и поглощению энергии первичной частицы. Для увеличения точности определения энергии частицы следует брать как можно больше тонких пластин.

2. Рентгеновское излучение

Интенсивность рентгеновского излучения можно определить с помощью детектора полного поглощения точно так же, как интенсивность потока заряженных частиц.

Размеры детектора следует выбирать из условия полного поглощения энергии первичного пучка. Если известен слой половинного ослабления Δ , то практически полное поглощение происходит в слое вещества толщиной 10Δ .

В качестве детектора полного поглощения удобно применять сцинтилляционный или комбинированный детектор с неорганическим кристаллом типа CsI—Tl.

3. Излучение высокой энергии

Для определения энергии электронов (или фотонов) большой энергии (сотни или более Мэв) применяют ливневые детекторы. В зависимости от метода регистрации энергии, теряемой вторичными частицами в веществе детектора, различают ионизационные, черенковские и сцинтилляционные ливневые детекторы.

Принцип действия сцинтилляционного ливневого детектора

Быстрый электрон (или фотон большой энергии), проходя через поглотитель 1 (рис. 4.2), теряет энергию не только на ионизацию и возбуждение, но и на тор-

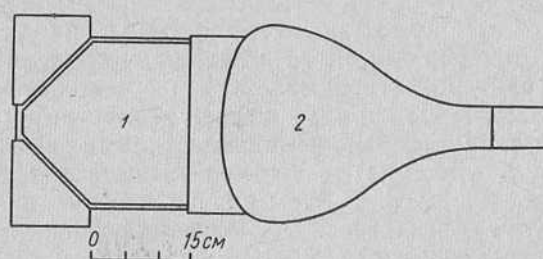


Рис. 4.2. Ливневый сцинтилляционный детектор:
1 — сцинтиллирующий кристалл; 2 — фотоумножитель.

можное излучение. Возникающие кванты электромагнитного излучения вызывают образование электрон-позитронных пар. Последние в свою очередь вновь образуют фотоны. Так возникает ливень, состоящий из электронов, позитронов и фотонов, энергия которых по мере проникновения в глубь вещества постепенно уменьшается. Ливень затухает, когда энергия электронов и фотонов падает ниже 1 Мэв. Образующиеся в поглотителе электроны теряют свою энергию на ионизацию, возбуждение атомов и черенковское излучение. Суммарную энергию, теряемую заряженными частицами, можно определить по вызываемому ими свечению

с помощью фотоэлектронного умножителя 2 (фотоумножителей может быть несколько).

Полное количество излучаемого света пропорционально энергии, теряемой ливневыми частицами в веществе поглотителя. Поэтому амплитуда импульса на выходе ФЭУ будет пропорциональна энергии падающей частицы. Основой метода, таким образом, является преобразование кинетической энергии одной частицы в энергию большого числа частиц, имеющих существенно меньшую энергию и проникающую способность. Этот метод неприменим к тяжелым частицам, так как их потери на тормозное излучение существенно меньше, чем у электронов.

Для поглощения кинетической энергии электрона высокой энергии и энергии сопровождающего его ливня необходимо, чтобы размеры детектора были достаточно большими. Размеры ливневого детектора следует увеличить при возрастании энергии электронов или фотонов по логарифмическому закону. Поэтому ливневые детекторы можно применять для регистрации частиц очень высокой энергии.

§ 4. ЭКСПОЗИЦИОННАЯ ДОЗА РЕНТГЕНОВСКОГО И γ -ИЗЛУЧЕНИЙ

1. Нормальная камера

Для измерения экспозиционной дозы (в рентгенах) применяют нормальные камеры. Схематически нормальная камера изображена на рис. 4.3. Коллимированный пучок рентгеновских лучей попадает в камеру, заполненную воздухом. Облучаемый объем ограничен геометрическими размерами пучка, формируемого диафрагмами (на рис. 4.3 зачернен). Необходимым условием воспроизведения дозы (в рентгенах) является полное использование энергии вторичных электронов. Поэтому геометрические размеры камеры выбирают так, чтобы пробеги фото- и комптон-электронов полностью укладывались в рабочем объеме камеры. Пробеги фотоэлектронов зависят от энергии рентгеновского излучения. Для энергии ~ 200 кэв пробеги фотоэлектронов в воздухе при нормальных условиях составляют десятки сантиметров.

Для получения тока насыщения в больших камерах необходимо применять высоковольтные установки, что

приводит к значительным техническим трудностям. Рабочий или ионизационный объем камеры (объем, из которого собирают ионы) ограничивается с помощью охранных электродов, окружающих собирающий электрод, как показано на рис. 4.3. Таким образом, ионы,

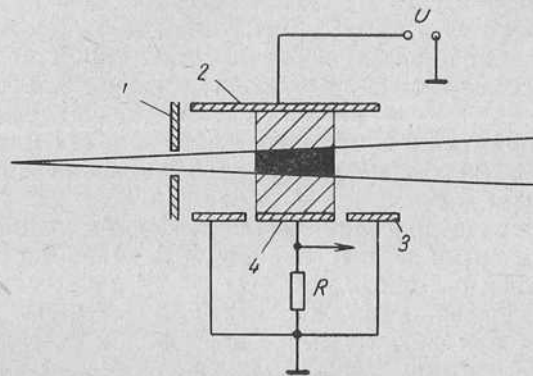


Рис. 4.3. Схематический чертеж нормальной ионизационной камеры:

U — источник высокого напряжения; R — сопротивление; 1 — диафрагма; 2 — высоковольтный электрод; 3 — охранный электрод; 4 — собирающий электрод.

обуславливающие ток во внешней цепи, собираются только из заштрихованного на рис. 4.3 объема. Некоторое число электронов, образовавшихся в рабочем объеме, выходит из него, унося с собой энергию излучения. Потери энергии, однако, компенсируются электронами, попавшими в рабочий объем из расположенных перед ним областей. Если энергия, уносимая электронами из рабочего объема, равна энергии, вносимой в рабочий объем электронами, образованными излучением вне рабочего объема, то имеет место электронное равновесие. Существование электронного равновесия является необходимым условием при измерении экспозиционной дозы.

Измеряя ионизационный ток в цепи камеры, можно определить число пар ионов N , образовавшихся в данной массе воздуха m при условии полного использования кинетической энергии вторичных электронов. Из формулы (3.20) получаем:

$$N = \frac{i_{\text{нт}} t}{e}, \quad (4.6)$$

где e — заряд электрона. Экспозиционная доза равна

$$D_3 = \frac{N\omega}{m} = \frac{i_{\text{н}}t\omega}{em}. \quad (4.7)$$

Нормальная ионизационная камера позволяет измерять дозу непосредственно в рентгенах. При изменении качества излучения измеряемый ток насыщения $i_{\text{н}}$ будет оставаться пропорциональным экспозиционной дозе (если условие электронного равновесия при этом не нарушается).

2. Стеночная камера

Экспозиционную дозу можно измерить и другим методом. Пусть некоторый объем воздуха V окружен со всех сторон слоем воздуха, толщина которого больше полной длины пробега вторичных электронов. Будем считать, что дозное поле в пределах рассматриваемых объемов постоянно и, следовательно, имеет место электронное равновесие. Тогда по числу пар ионов, образующихся в объеме V , можно определить экспозиционную дозу.

Для измерения числа пар ионов в объеме V необходимо ввести электрод. Для создания второго электрода следует окружить объем V оболочкой, сделанной из вещества, мало отличающегося по своему элементарному составу от воздуха (воздухоэквивалентное вещество).

Число и энергия вторичных электронов, входящих в объем V из окружающего воздуха, не зависит от плотности воздуха. Поэтому замена слоя воздуха слоем твердого воздухоэквивалентного вещества не должна приводить к изменению экспозиционной дозы в объеме V . Электроды камеры также должны быть воздухоэквивалентными либо их масса должна быть значительно меньше массы воздуха, заключенного в объеме V . Такая камера может применяться для измерения экспозиционной дозы в широких пучках излучения.

Поглощение излучения в стенках камеры ограничивает область ее применения как со стороны низких, так и со стороны высоких энергий. Если энергия кванта излучения мала, то практически невозможно сделать стенку такой толщины, чтобы она не изменяла дозного

поля. В этом случае доза, измеренная камерой, будет меньше экспозиционной дозы, которая была бы в данном объеме воздуха в отсутствие камеры. В случае больших энергий кванта (больше 3 Мэв) стенки также будут поглощать значительную дозу излучения погому, что толщина стенки не может быть сделана меньше пробега вторичных электронов.

Стеночные камеры с воздухоэквивалентными стенками находят весьма широкое применение для измерения экспозиционной дозы рентгеновского и γ -излучений в диапазоне энергий от 20 кэв до 3 Мэв.

Если полный заряд, измеренный с помощью камеры с воздухоэквивалентными стенками, равен Ne , то экспозиционная доза в рентгенах определяется формулой (4.7).

§ 5. СПЕКТРАЛЬНЫЙ СОСТАВ ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕГО ЧИСЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Качество излучения данного вида наиболее полно характеризуется его спектральным составом (форма спектра), т. е. зависимостью $N=f(E)$, где N — число частиц или квантов данной энергии, а E — энергия частицы или кванта.

Источник излучения может давать монохроматическое излучение, состоящее из частиц или квантов одной определенной энергии, например Cs^{137} , или нескольких различных энергий (например, Co^{60}). Некоторые источники, например рентгеновские аппараты, дают непрерывный спектр. Для определения энергетических спектров заряженных частиц применяют импульсные ионизационные камеры или полупроводниковые счетчики совместно с анализатором импульсов. Спектр рентгеновского излучения может быть определен с помощью газового пропорционального, сцинтилляционного счетчика и др.

Спектр излучения можно приближенно описать числовыми характеристиками: средней энергией $\bar{E}$, максимальной энергией $E_{\text{макс}}$, наиболее вероятной энергией E_v , дисперсией $(E-\bar{E})^2$. В тех случаях, когда форма спектра известна, числовые характеристики точно определяют спектр. Если в формулу, описывающую форму спектра, входит одна переменная, спектр характери-

зуется полностью одним числом (однопараметрический спектр), если две переменных — двумя числами и т. д.

В практической дозиметрии во многих случаях форма спектра известна, и тогда для характеристики спектра пользуются одним числом. Одной из таких характеристик является усредненная по спектру энергия кванта. Среднюю энергию можно определить путем одновременного измерения тока i на выходе пропорционального детектора полного поглощения и числа импульсов N_p в единицу времени [формула (3.14)]. Этот метод можно применять для определения средней энергии любых видов излучения, а также смешанных излучений. Если форма спектра зависит только от одного параметра, то определение средней энергии может заменить исследование энергетического спектра излучения.

В качестве пропорционального детектора удобно использовать сцинтилляционный счетчик с кристаллом CsI(Tl) или NaI(Tl), хотя в некоторых случаях импульсные ионизационные камеры или полупроводниковые счетчики с $p-n$ -переходами имеют ряд преимуществ (например, при регистрации тяжелых заряженных частиц).

§ 6. СПЕКТР УДЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ И ЕГО ЧИСЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Биологическая эффективность излучения зависит от микрораспределения энергии вдоль следа заряженной частицы (первичной или вторичной), которое можно характеризовать удельными потерями энергии $\frac{dE}{dx}$.

Биологическая доза при одинаковой поглощенной дозе (в радах) зависит от спектра удельных потерь энергии.

Так же как и энергетический спектр, спектр $\frac{dE}{dx}$ можно характеризовать средними, наиболее вероятными или максимальными потерями энергии.

§ 7. КРИВЫЕ ОСЛАБЛЕНИЯ И ИХ ЧИСЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Излучение, проходя через вещество, частично поглощается в нем, частично рассеивается. Если между источником излучения и детектором излучения, измеря-

ющим величину a^* , ввести слой поглощающего вещества x , то показания детектора изменятся на величину Δa . Эта величина в зависимости от того, что измеряет детектор, характеризует изменение либо потока частиц (или квантов), либо интенсивности, либо экспозиционной дозы. Определяя зависимость величины a от толщины слоя поглотителя x в условиях, когда попадание рассеянного излучения в детектор исключено, можно построить кривую ослабления. Кривые ослабления потока частиц в общем случае отличаются от кривых ослабления интенсивности или экспозиционной дозы **.

Из этого правила существует исключение. Для моноэнергетического излучения электромагнитной природы, а также для нейтронов все три кривые ослабления *** описываются экспонентой:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}, \quad (4.8)$$

где I_0 — интенсивность падающего пучка; I_x — интенсивность пучка излучения, прошедшего слой x , μ — линейный коэффициент ослабления. Аналогичные формулы описывают кривые ослабления мощности экспозиционной дозы, потока частиц и др.

Кривая ослабления моноэнергетического излучения характеризуется одним числом: линейным коэффициентом ослабления или слоем половинного ослабления Δ .

Кривая ослабления пучка излучения, являющегося суммой нескольких моноэнергетических, может быть разложена на составляющие. Таким образом, анализируя кривую ослабления, можно определять качество излучения.

1. Кривая ослабления интенсивности

Кривая ослабления интенсивности излучения может быть определена с помощью детектора полного поглощения:

$$I(x) = I_0 f(E, x), \quad (4.9)$$

* Величина a в зависимости от свойств детектора может быть пропорциональна либо потоку частиц (или квантов), либо интенсивности излучения, либо экспозиционной дозе.

** Если интенсивность излучения после прохождения через слой вещества всегда уменьшается, то поток частиц или квантов при прохождении через вещество может как уменьшиться, так и увеличиться.

*** Если не происходят ядерные реакции и не образуются ливни.

где I_0 и $I(x)$ — интенсивность, измеренная детектором при толщине поглотителя $x=0$ и $x \neq 0$ соответственно. Изменяя толщину поглотителя, можно по точкам построить кривую ослабления интенсивности.

В ряде случаев рассеянным излучением (по сравнению с излучением, поглощенным в слое толщиной x) можно пренебречь. Тогда изменение интенсивности излучения при прохождении слоя толщиной x будет пропорционально поглощенной в этом слое мощности дозы. Если поглотитель является воздухоэквивалентным веществом, то изменение интенсивности излучения при прохождении слоя толщиной x равно мощности экспозиционной дозы в этом слое. Таким образом, если рассеянным излучением можно пренебречь, то между кривой ослабления интенсивности излучения, снятой в воздухоэквивалентной среде, и кривой ослабления мощности экспозиционной дозы имеется однозначная связь. Кривая ослабления мощности экспозиционной дозы может быть получена дифференцированием кривой ослабления интенсивности. Если кривая интенсивности является экспонентой, то кривая ослабления мощности экспозиционной дозы также является экспонентой. Последнее справедливо для кривых ослабления в любом веществе (а не только для воздухоэквивалентного поглотителя).

2. Кривая ослабления экспозиционной дозы рентгеновского и γ -излучений

Для рентгеновского и γ -излучений широкое распространение получил метод определения качества излучения по ослаблению экспозиционной дозы излучения без учета рассеянного излучения, т. е. в условиях, когда рассеянное в среде излучение не попадает в рабочий объем дозиметра. Схема эксперимента показана на рис. 4.1.

Между источником и дозиметром помещают фильтр, толщина которого может изменяться от измерения к измерению. Дозиметр помещают за диафрагмой, пропускающей только фотоны первичного пучка, не испытавшие взаимодействия в веществе поглотителя. Пусть источник дает параллельный пучок моноэнергетического γ -излучения с энергией E . Тогда показания

дозиметра D_x при толщине фильтра x будут связаны с показаниями дозиметра при $x=0$ соотношением

$$D_x = D_0 e^{-\mu x}, \quad (4.10)$$

где μ — линейный коэффициент ослабления дозы γ -излучения с энергией E . Помещая между источником и дозиметром фильтры различной толщины, можно по точкам построить кривую ослабления экспозиционной дозы. По кривой ослабления можно определить слой половинного ослабления Δ , который является численной характеристикой кривой ослабления. Если пучок моноэнергетический, то зависимость $\ln D$ от толщины слоя x будет представлять собой прямую линию. По кривой ослабления (или слою половинного ослабления) можно определить энергию моноэнергетического излучения. Для этого имеются таблицы и графики зависимости слоя половинного ослабления от энергии.

Если излучение не моноэнергетическое, то зависимость $\ln D$ от толщины слоя x не будет линейной. Если излучение состоит из фотонов нескольких различных энергий, то полученную кривую можно разложить на линейные составляющие и затем по слою половинного ослабления определить энергию фотонов для каждой составляющей.

При ослаблении немонаэнергетического излучения коэффициент линейного ослабления изменяется при изменении толщины фильтра. Поэтому при фильтрации немонаэнергетического излучения можно говорить только о некотором эффективном коэффициенте ослабления. Эффективный коэффициент ослабления определяется из соотношения

$$\int_{E_1}^{\infty} P(E) e^{-\mu(E)x} dE = e^{-\mu(E_{\text{эфф}})x} \int_{E_1}^{\infty} P(E) dE. \quad (4.11)$$

Таким образом, эффективным коэффициентом ослабления — $\mu_{\text{эфф}}$ немонаэнергетического излучения, называют коэффициент ослабления такого моноэнергетического излучения, мощность дозы P которого в данном веществе определенной толщины x уменьшается во столько же раз, что и мощность дозы немонаэнергетического излучения. Если для данного x два пучка излучения ослабляются в одно и то же число раз, то это

значит, что их эффективные коэффициенты линейного ослабления равны.

Значение $\mu_{\text{эфф}}$ немонотонного излучения зависит от x . Поэтому и эффективная энергия* излучения $E_{\text{эфф}}$, определенная по $\mu_{\text{эфф}}$, будет различна для различных x .

Эффективный коэффициент ослабления (а, следовательно, и $E_{\text{эфф}}$) можно определить для толщины x , равной слою половинного ослабления Δ (рис. 4.4). В этом случае кривая ослабления данного немонотонного излучения пересекается с кривой монотонного излучения с $E_1 = (E_{\text{эфф}})_1$ в точке



Рис. 4.4. Кривая ослабления дозы:

1 — кривая ослабления немонотонного излучения; Δ — слой половинного ослабления.

$x = \Delta$. Слой половинного ослабления для обоих излучений равны.

Вместо того чтобы измерять слой половинного ослабления исследуемого излучения, можно измерять отношение экспозиционных доз при некотором фиксированном значении $x_1 \neq \Delta$ (см. рис. 4.4). В этом случае кривая ослабления немонотонного излучения пересекается с кривой монотонного излучения с $E_2 = (E_{\text{эфф}})_2$ в точке $x = x_1$. Ясно, что $(E_{\text{эфф}})_1 \neq (E_{\text{эфф}})_2$. Однако оба определения равноправны. Как в первом, так и во втором случае кривая монотонного излучения проводится через две точки на кривой ослабления исследуемого излучения (в первом случае через

* По определению, $E_{\text{эфф}}$ — энергия фотонов такого монотонного излучения, относительное ослабление которого в поглотителе определенного состава и определенной толщины то же самое, что и у рассматриваемого немонотонного излучения.

точку при $x=0$ и $x=\Delta$, во втором — при $x=0$ и $x=x_1$).

Для более полной характеристики излучения вводят второй слой половинного ослабления (т. е. характеризуют кривую ослабления тремя точками).

Для определения условий, при которых рентгеновское излучение достаточно однородно, можно воспользоваться диаграммами, приведенными в монографии И. В. Поройкова.

§ 8. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ НЕСКОЛЬКИХ ДЕТЕКТОРОВ

1. Эффективная энергия

Как уже упоминалось, $E_{\text{эфф}}$ может быть определена либо по слою половинного ослабления, либо по ослаблению в слое данной толщины. Существуют и другие

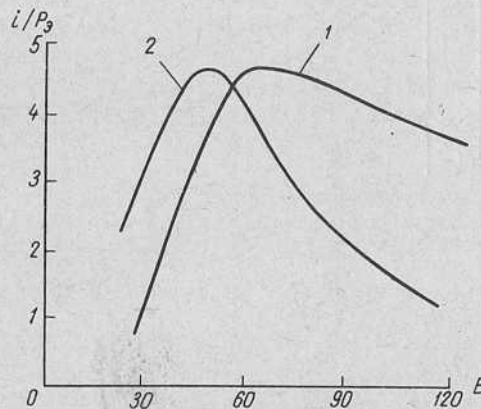


Рис. 4.5. Относительные спектральные характеристики детекторов:

$$1 - \frac{i_1}{P_9}; 2 - \frac{i_2}{P_9}.$$

способы определения $E_{\text{эфф}}$. Наиболее удобным в практических применениях является способ определения $E_{\text{эфф}}$ с помощью двух детекторов, имеющих различные спектральные характеристики.

Сущность метода проста. Возьмем два детектора, относительные спектральные характеристики которых $\frac{i}{P_9} = f_1(E)$ и $\frac{i_2}{P_9} = f_2(E)$ приведены на рис. 4.5. На рис. 4.6

показано отношение $\frac{i_2}{i_1} = f_3(E)$. Важно, что отношение $\frac{i_2}{i_1}$ является монотонной функцией E , хотя $\frac{i_1}{P_3}$ и $\frac{i_2}{P_3}$ — немонотонные функции E . Поэтому, измеряя отношение $\frac{i_2}{i_1} = f_3(E)$, можно определить энергию моноэнергетического излучения.

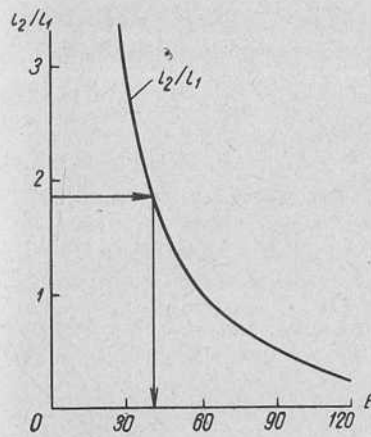


Рис. 4.6. Определение $E_{\text{эфф}}$ по $\frac{i_2}{i_1}$.

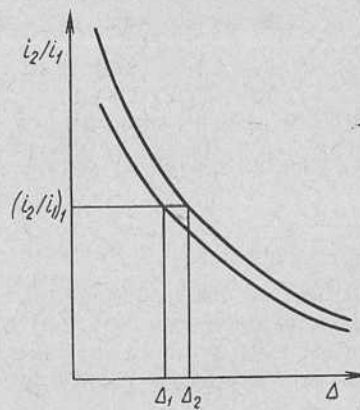


Рис. 4.7. Связь между $\frac{i_2}{i_1}$ и слоем половинного ослабления Δ .

Если теперь поместить оба детектора в пучок излучения со сложным спектральным составом, то отношение $\frac{i_2}{i_1}$ определит некоторую эффективную энергию $E_{\text{эфф}}$. По определению, здесь эффективная энергия $E_{\text{эфф}}$ равна энергии моноэнергетического излучения E , дающего то же отношение $\frac{i_2}{i_1}$. Таким образом, для определения эффективной энергии описанным способом достаточно поместить детектор в пучок излучения и измерить показания i_1 и i_2 на выходах обоих детекторов. По отношению $\frac{i_2}{i_1}$ определяем $E = E_{\text{эфф}}$, как показано на рис. 4.6. Этот способ менее трудоемок, чем, например, определение $E_{\text{эфф}}$ по слою половинного ослабления. В то же время принципиально он не лучше и не

хуже любого другого способа определения $E_{\text{эфф}}$ потому, что во всех случаях кривая ослабления характеризуется только одним числом, т. е. весьма приближенно.

Если спектр однопараметрический, то между $E_{\text{эфф}}$, определенными различными способами, имеется однозначное соответствие. Если спектр зависит от нескольких параметров, то связь между различными $E_{\text{эфф}}$ неоднозначна (рис. 4.7).

Пусть отношение показаний двух детекторов, помещенных в пучок исследуемого излучения, равно $\left(\frac{i_2}{i_1}\right)_1$. При этом слой половинного ослабления равен Δ_1 . Изменим теперь спектральный состав, максимально варьируя условия эксперимента, но вместе с тем оставляя отношение $\left(\frac{i_2}{i_1}\right)_1$ постоянным. При этом слой половинного ослабления изменится и станет равен Δ_2 . Проведя аналогичные измерения для различных $\frac{i_2}{i_1}$, получим две кривые, показанные на рис. 4.7. Связь между i_2/i_1 и Δ неоднозначна. В этом случае характеристика качества излучения с помощью одного числа может привести к грубым ошибкам.

2. Эффективные линейные потери энергии

По аналогии с определением $E_{\text{эфф}}$ можно определить эффективные линейные потери энергии $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{эфф}}$. Величину $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{эфф}}$ определяют по отношению показаний двух детекторов, имеющих различные относительные спектральные характеристики $\frac{i_1}{E_{\text{п}}} = f_1\left(\frac{dE}{dx}\right)$ и $\frac{i_2}{E_{\text{п}}} = f_2\left(\frac{dE}{dx}\right)$, где $E_{\text{п}}$ — поглощенная в объеме детектора энергия*.

Для осуществления метода можно взять две токовых ионизационных камеры, одна из которых работает в режиме тока насыщения, другая нет, так как отно-

* Для сцинтилляционных детекторов это отношение есть конверсионная эффективность.

шение токов i/i_n зависит от $\frac{dE}{dx}$. Процедура определения $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{эфф}}$ аналогична описанной выше для определения $E_{\text{эфф}}$. Аналогично можно найти и связь между $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{эфф}}$, определенными различными способами.

3. Представление сигналов от детектора в виде компонент вектора

Метод определения характеристик излучения с помощью двух детекторов может быть обобщен на большее число детекторов. Для этого удобно представить сигналы на выходах детекторов, возникающие под действием излучения в виде компонент вектора.

Рассмотрим сначала систему, состоящую из двух детекторов. Отложим сигналы i_1 и i_2 , возникающие на выходах детекторов, по осям прямоугольной системы координат. Тогда отношение $\frac{i_2}{i_1} = \text{tg } \alpha$ определяет собой

направление вектора **A**. В то же время отношение $\frac{i_2}{i_1}$ определяет собой эффективную энергию излучения. Таким образом для системы, состоящей из двух приемников, $E_{\text{эфф}}$ определяется направлением вектора **A**. Поскольку все вектора лежат в одной плоскости вектор **A** совпадает по направлению с каким-нибудь вектором, соответствующим моноэнергетическому излучению. Следовательно, действие любого излучения на систему с двумя детекторами может быть заменено действием моноэнергетического излучения. Это и позволяет дать определение $E_{\text{эфф}}$.

Увеличим число детекторов до трех. Под действием излучения на выходах системы с тремя детекторами появятся сигналы i_1, i_2, i_3 . Отложим величины i_1, i_2, i_3 по осям прямоугольной системы координат (рис. 4.8).

При непрерывном изменении энергии кванта моноэнергетического излучения вектор **A** (компоненты которого по осям равны i_1, i_2 и i_3) пересечет плоскость $i_1 = \text{const}$ по некоторой кривой. Каждая точка на этой кривой соответствует направлению вектора **A**, измеряемого системой с тремя детекторами. Любое излучение

может быть представлено как сумма моноэнергетических, поэтому при действии на систему из трех приемников любых излучений вектор $\mathbf{A}$ будет перемещаться внутри конуса 01234561 .

Рассмотрим сечение этого конуса плоскостью $i_1 = \text{const}$. Вектор $\mathbf{A}$, соответствующий действию на сис-

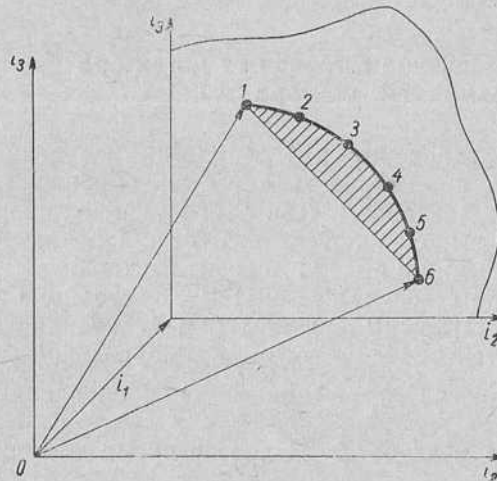


Рис. 4.8. Представление сигналов от детекторов в виде компонент вектора.

тему из трех детекторов любого излучения, проходит внутри заштрихованной на рис. 4.8 области. Точки 1—6, лежащие на кривой, соответствуют моноэнергетическим излучениям. Точки, лежащие на прямой 1—6, соответствуют излучениям, состоящим из моноэнергетических излучений с энергиями E_1 и E_6 . Из рис. 4.7 видно, что вектор $\mathbf{A}$, соответствующий действию любого излучения на оба детектора (кроме моноэнергетического), может быть получен с помощью двух векторов, соответствующих моноэнергетическим излучениям. Поскольку направление вектора $\mathbf{A}$, соответствующего действию излучения со сложным спектральным составом, всегда отличается от направления вектора $\mathbf{A}$, соответствующего моноэнергетическим излучениям, для системы с тремя детекторами не существует эффективной энергии.

Вектор $\mathbf{A}$ полностью характеризует действие исследуемого излучения на данную рассматриваемую систему

приемников. В частности, направление вектора **A** характеризует качество излучения.

С помощью системы с тремя детекторами можно определить степень неоднородности рентгеновского излучения. Вектор **A** однородного излучения проходит внутри заштрихованной области на рис. 4.9. Кривые на рис. 4.9

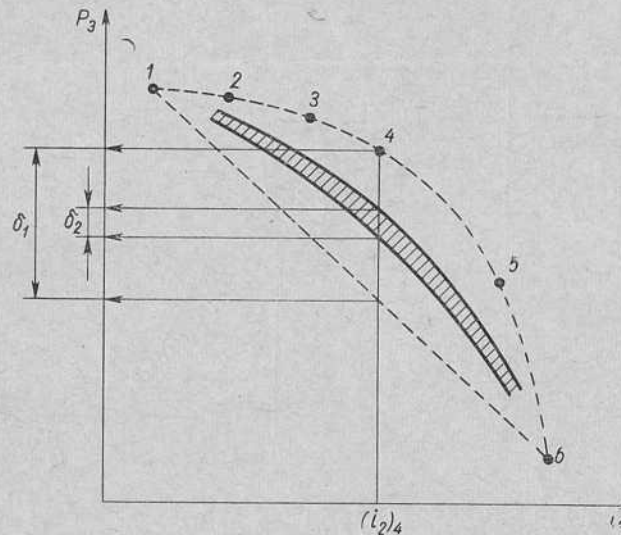


Рис. 4.9. Определение степени неоднородности рентгеновского излучения.

δ_1 — ошибка в определении P_3 по сигналу i_2 для неоднородного излучения; δ_2 — то же для однородного излучения.

получают как обычно при градуировке детекторов в пучке излучения с известными параметрами.

4. Определение экспозиционной дозы

Рассмотрим метод определения мощности экспозиционной дозы P_3 с помощью нескольких нетканеэквивалентных детекторов. (Этот же метод применим для определения интенсивности или любой другой количественной характеристики излучения.) Пусть имеется два детектора, относительные спектральные характеристики которых $\frac{i_1}{P_3} = f_1(E)$ и $\frac{i_2}{P_3} = f_2(E)$ известны. Отложим по

осям прямоугольной системы координат величины i_1 , i_2 и P_3 аналогично тому, как это сделано на рис. 4.8. При непрерывном изменении энергии кванта моноэнергетического излучения вектор $\mathbf{A}$ пересечет плоскость $i_1 = \text{const}$ по кривой 1—6 (рис. 4.10). Каждая точка на этой кри-

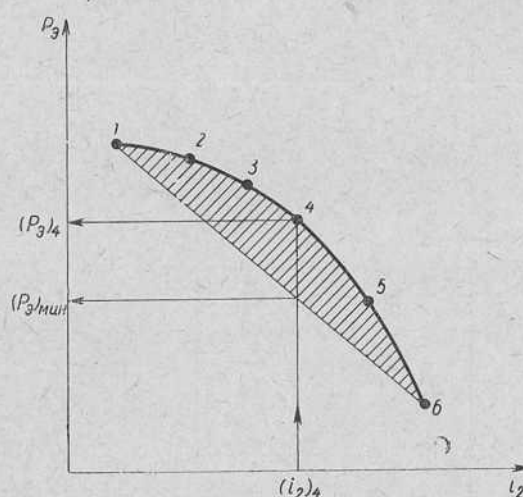


Рис. 4.10. Определение P_3 по сигналу i_2 на выходе невоздухоэквивалентного детектора.

вой соответствует направлению вектора $\mathbf{A}$, определенного системой из трех приемников.

Точки, лежащие на кривой, соответствуют моноэнергетическим излучениям. На рис. 4.10 видно, что экспозиционная доза моноэнергетического излучения определяется однозначно по измеренным i_2 и i_1 . Если же излучение немоноэнергетическое, то P_3 можно найти с некоторой погрешностью.

Действительно, вектор $\mathbf{A}$, соответствующий действию любого излучения, проходит внутри заштрихованной области. Поэтому при данных i_2 и i_1 вектор $\mathbf{A}$ при изменении спектрального состава перемещается вдоль прямой $i_2 = \text{const}$ в пределах от $(P_3)_4$ до $(P_3)_{\min}$. Этим и определяется возможный разброс значений P_3 . Чем меньше отходит кривая с точками 1—6 от прямой, тем меньше ошибка в определении P_3 по i_2 . В пределе, когда кривая совпадет с прямой, точность определения P_3 зависит

только от класса точности измерительных приборов. Таким образом, ошибка при определении P_3 по i_2 может быть уменьшена путем соответствующего подбора спектральных характеристик детекторов i_1 и i_2 . В частности, если $\frac{i_2}{i_1} = C_1 \left(\frac{P_3}{i_1} \right) + C_2$ (где C_1 и C_2 произвольные постоянные), то ошибка в определении P_3 отсутствует.

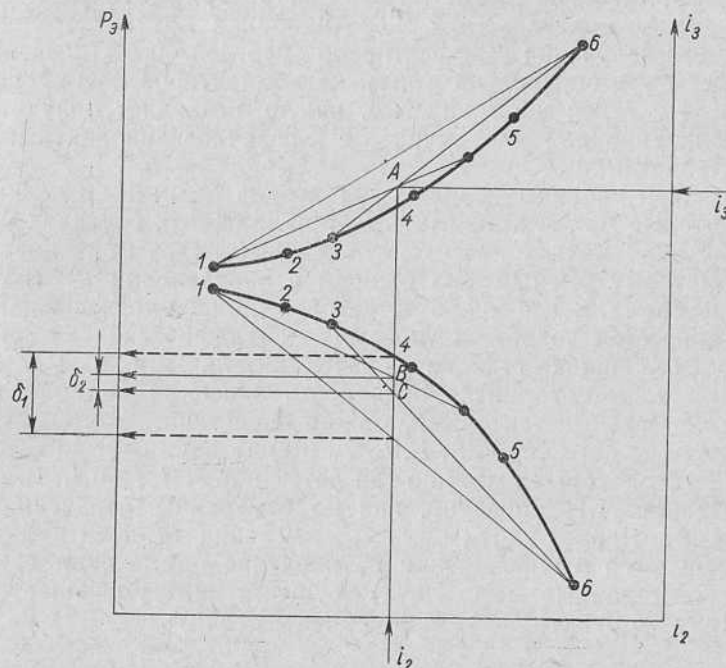


Рис. 4.11. Определение P_3 по сигналам i_2 и i_3 на выходе неэквивалентных детекторов.

С другой стороны, в реальном эксперименте класс возможных спектров ограничен, т. е. возможны не любые спектры (как мы до сих пор считали), а например, только непрерывные. В этом случае ошибка в определении P_3 может быть существенно меньше максимальной.

Для вычисления ошибки в этом случае следует провести градуировку и построить соответствующую кривую в плоскости $i_1 = \text{const}$ только для возможных в данном эксперименте спектров. При постоянном значении i_1 и P_3 находят значения i_2 для двух экстремальных ус-

ловий эксперимента. Затем то же самое выполняют при других значениях P_a . Полученные кривые всегда лежат внутри заштрихованной на рис. 4.9 области. В результате ошибка δ в определении P_a по измеренному значению i_2 также уменьшается $\delta_2 < \delta_1$ (см. рис. 4.9, где пунктирной линией ограничена область всех возможных спектров).

Применение этого метода для внутрифантомных измерений показало, что экспозиционная доза рентгеновского излучения с эффективной энергией 40—80 кэв может быть определена с помощью детекторов из CsI(Tl) и Si с такой же точностью, какую позволяет получить ионизационная камера с воздухоеквивалентными стенками.

При увеличении числа детекторов область значений, которые может принимать P_a при заданных сигналах на выходах других детекторов, сужается. Это приводит к быстрому уменьшению ошибки в определении P_a . В то же время, когда число детекторов больше трех, описанный метод теряет наглядность и графические методы оценки ошибки становятся затруднительными.

Чтобы сохранить наглядность описания при работе с четырьмя детекторами, можно представить систему из четырех детекторов i_1, i_2, i_3, P_a в виде двух систем, каждая из которых имеет по три детектора i_1, i_2, P_a и i_1, i_2, i_3 . На рис. 4.11 показано, как по измеренным значениям i_2 и i_3 можно найти область изменения P_a . Как видно, ошибка δ в определении P_a в случае применения трех детекторов (вместо двух) существенно уменьшается (вместо пунктирных — сплошные стрелки).

ГЛАВА V

ИЗМЕРЕНИЕ ПОГЛОЩЕННЫХ ДОЗ

§ 1. ВВЕДЕНИЕ

Одной из основных задач клинической дозиметрии является определение дозы, поглощенной в данном объеме живой ткани. Прямыми измерениями эта задача в настоящее время решена быть не может. Поэтому поглощенную в ткани дозу определяют по величине эффекта, создаваемого излучением в рабочем объеме детектора, помещенного в живую ткань (или полость в ткани) или фантом, имитирующий ткани организма.

Таким образом, задача решается в два этапа. Первый — измерение эффекта, создаваемого излучением в рабочем объеме детектора, помещенного в данный объем поглощающей среды. И второй — определение по этому эффекту энергии, которая поглощена в данном объеме среды.

На рис. 5.1 показан характер взаимодействия различных частиц с веществом.

Рассмотрим случай, когда рабочий объем детектора заполнен тканеэквивалентным веществом. Для большинства практически важных случаев, в основном при работе с рентгеновским излучением, вещество может считаться тканеэквивалентным, если эффективный атомный номер и плотность вещества и ткани равны. В некоторых случаях вышеупомянутый критерий недостаточен. Например, при облучении нейтронами тканеэквивалентным следует считать вещество, близкое к ткани по элементарному составу.

Сигнал на выходе детектора, рабочий объем которого заполнен тканеэквивалентным веществом, может и не быть пропорциональным поглощенной в ткани дозе. Характерный пример — сцинтиллятор из тканеэквива-

лентного вещества, конверсионная эффективность которого зависит от энергии излучения. Если же конверсионная эффективность постоянна, то сигнал на выходе

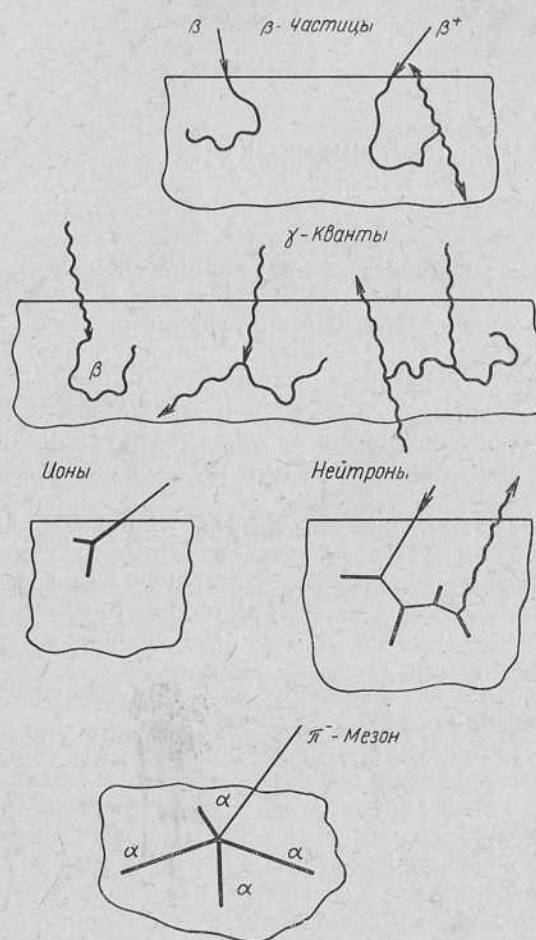


Рис. 5.1. Характер взаимодействия излучений с веществом.

детектора будет пропорционален дозе, поглощенной в ткани. Основная задача клинической дозиметрии может быть решена с помощью таких детекторов.

Следует подчеркнуть, что в определенных условиях сигнал на выходе детектора будет пропорционален поглощенной дозе и в случае, когда рабочий объем детектора заполнен веществом, характеристики которого сильно отличаются от характеристик ткани (см. § 3).

Если рабочий объем детектора заполнен нетканеэквивалентным веществом, то в его объеме будет существовать переходная область, в которой поглощенная доза изменяется. Размеры переходной области зависят от длины пробега вторичных частиц. Если эту область сделать нечувствительной к излучению, то сигнал на выходе детектора будет пропорционален дозе D_d , поглощенной в веществе детектора.

Если D_d известно, то поглощенную дозу в ткани можно определить из соотношения

$$D_{\text{тк}} = K_1(E)D_d, \quad (5.1)$$

где $K_1(E)$ — коэффициент, зависящий от качества излучения.

Практически важную роль в дозиметрии рентгеновского, γ - и нейтронного излучений играют два случая: первый — когда можно пренебречь поглощением первичного излучения* в рабочем объеме детектора, и второй — когда плотность окружающей детектор среды пренебрежимо мала** и поглощением излучения в ней можно пренебречь. В первом случае сигнал на выходе детектора пропорционален дозе, поглощенной в среде, окружающей рабочий объем детектора; во втором — дозе, поглощенной в самом рабочем объеме. В обоих случаях существенную роль играют стенки, отделяющие рабочий объем детектора от окружающей среды.

В первом случае стенки должны быть из тканеэквивалентного материала, во втором — материал стенок не должен отличаться от материала, заполняющего объем детектора.

Таким образом, для определения дозы, поглощенной в ткани $D_{\text{тк}}$, во всех случаях необходимо сначала определить энергию, поглощенную в рабочем объеме детектора, и дозу D_d и затем по D_d определить $D_{\text{тк}}$.

* В объеме детектора поглощаются в основном вторичные заряженные частицы.

** По сравнению с плотностью вещества, заполняющего рабочий объем детектора.

Перечислим все возможные случаи помещения детектора в произвольную среду или вакуум. Для простоты будем считать, что интенсивность излучения на расстоянии, равном размерам детектора, практически не изменяется.

1. Детектор помещен в вакуум. Толщина стенок детектора много меньше пробега вторичных частиц. В этих условиях электронное равновесие отсутствует. Детектор измеряет энергию заряженных частиц, поглощенную в его рабочем объеме.

2. Детектор помещен в произвольную среду (или вакуум). Толщина стенок детектора больше пробега вторичных частиц. Осуществлено электронное равновесие (равновесная стенка). Материал стенок дозиметрически эквивалентен веществу, заполняющему рабочий объем детектора. Детектор измеряет дозу в рабочем веществе детектора D_d :

а) если камера заполнена воздухом и имеет тканеэквивалентные стенки, то $D_d = K_1 D_0$;

б) рабочий объем заполнен тканеэквивалентным веществом и окружен тканеэквивалентной равновесной стенкой. Детектор измеряет дозу, поглощенную в ткани, $D_d = K_2 D_{\text{тк}}$.

3. Масса вещества в рабочем объеме детектора пренебрежимо мала, так что поглощением первичного излучения в нем можно пренебречь. Рабочий объем окружен равновесной стенкой. Детектор измеряет дозу, поглощенную в веществе стенки. Если стенка выполнена из тканеэквивалентного вещества, то детектор измеряет дозу в ткани.

4. Детектор помещен в произвольную среду. Рабочий объем окружен неравновесной стенкой. В этом случае некоторая доля энергии излучения, поглощенного в среде, входит в рабочий объем детектора. В то же время некоторая доля энергии излучения, поглощенного в детекторе, выходит из его рабочего объема. Таким образом, детектор измеряет некоторое усредненное значение дозы, зависящее как от свойств среды, так и от свойств рабочего вещества детектора.

Случай 2, б) рассмотрен в § 2, случай 3 — в § 3. Остальные случаи рассмотрены в § 4—6. В § 7 рассмотрены методы дозиметрии излучений, интенсивность которых сильно изменяется в пределах рабочего объема детектора.

§ 2. РАДМЕТРЫ. ТКАНЕЭКВИВАЛЕНТНЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Определение поглощенной дозы с помощью радметра — наиболее прямой метод. В принципе этот метод пригоден для дозиметрии любых видов излучений. Основная трудность заключается в создании детектора, сигнал на выходе которого пропорционален дозе, поглощенной в ткани. Здесь возможны два принципиально различных пути.

Первый путь состоит в создании вещества, элементный состав которого воспроизводит элементный состав ткани. Для мышечной, костной и жировой ткани млекопитающих элементарный состав приведен в таблице.

Таблица 5.1
Элементный состав ткани и тканеэквивалентных пластмасс (%)

Элемент	Вода	Мышечная ткань	Костная ткань	Жировая ткань	Полиэтилен	Полистирол	Тканеэквивалентная пластмасса, мышечная	Тканеэквивалентная пластмасса, костная
H	11,1	10,2	6,4	12,5	14,4	7,7	10,25	6,39
O	88,9	72,9	41,0	12,5	—	—	5,19	3,06
C	—	12,3	27,8	75,0	85,6	92,3	76,05	53,41
N	—	3,5	2,7	—	—	—	3,49	2,67
S	—	0,5	0,2	—	—	—	—	—
P	—	—	7,0	—	—	—	—	—
Ca	—	—	14,7	—	—	—	2,04	17,69
F	—	—	—	—	—	—	1,93	16,77

Если рабочий объем детектора заполнить веществом, имеющим точно такой же состав, как ткань, то детектор будет тканеэквивалентным. На пути создания тканеэквивалентных детекторов стоят серьезные трудности. Одна из них заключается в том, что элементный состав ткани отличается от элементного состава модельных сред (см. табл. 5.1). Другая состоит в том, что модельные среды обладают сравнительно малой электропроводностью и конверсионной эффективностью. Это приводит к тому, что для измерения поглощенной энер-

гии излучения необходимы достаточно сложные усиленные устройства. Более того, коэффициент пропорциональности между величиной поглощенной энергии и величиной сигнала, как правило, зависит от энергии излучения.

Второй путь — создание детектора, сигнал на выходе которого скорректирован так, что он становится пропорционален дозе, поглощенной в тканеэквивалентном веществе. При этом рабочий объем детектора может быть заполнен нетканеэквивалентным веществом (например, смесью нетканеэквивалентных веществ). Коррекция спектральной характеристики детектора может быть осуществлена различными способами, рассмотренными в § 2 гл. III.

В настоящем параграфе будет рассмотрен метод дозиметрии с помощью детектора, рабочий объем которого заполнен тканеэквивалентным веществом.

Тканеэквивалентное вещество, помещенное в ткань, не изменяет ни макрораспределения, ни микрораспределения поглощенной энергии.

Для большинства практических применений вещество можно считать тканеэквивалентным, если макрораспределение поглощенной энергии данного вида излучения в нем такое же, как в ткани. Для рентгеновского и γ -излучений это условие будет выполнено, если эффективный атомный номер и плотность вещества будут иметь такие же значения, как соответствующие параметры ткани.

Основная задача, которая возникает при измерении поглощенной энергии, — это задача вывода сигнала из рабочего объема детектора. Наиболее перспективным в этом отношении является сцинтилляционный и люминесцентные методы. Это обусловлено, с одной стороны, тем, что в настоящее время разработана технология изготовления пластмассовых сцинтилляторов и люминофоров с LiF, имеющих эффективный атомный номер, близкий к $Z_{эфф}$ различных тканей. С другой стороны, световой сигнал от детектора сравнительно просто передается на регистрирующее устройство (ФЭУ или фотоэлемент) с помощью светопровода.

Следует отметить, что детектор, тканеэквивалентный в одном диапазоне энергии, может оказаться нетканеэквивалентным при переходе к другому диапазону энергии.

Если детектор тканеэквивалентен, то, помещая его в ткань (или тканеэквивалентное вещество), можно измерить поглощенную в ткани дозу $D_{\text{тк}}$ по формуле (5.2).

$$D_{\text{тк}} = K_1 D_{\text{д}}, \quad (5.2)$$

где $D_{\text{тк}}$ — доза, поглощенная в ткани; $D_{\text{д}}$ — доза, поглощенная в рабочем объеме детектора; K_1 — коэффициент пропорциональности, не зависящий от E .

§ 3. ПРИНЦИП БРЕГГА—ГРЕЯ

Ионизация в малой полости Г, заполненной газом (рис. 5.2), может служить мерой энергии, поглощенной в окружающей ее твердой среде С:

$$D_c = \frac{S_{mc}}{S_{m\gamma}} \left(\frac{N\omega}{m} \right)_\gamma, \quad (5.3)$$

где D_c — поглощенная доза в среде; S_{mc} и $S_{m\gamma}$ — массовые тормозные способности среды и газа соответственно; N — число пар ионов, образованных в газе; ω — средняя энергия ионообразования.

Соотношение (5.3) с некоторыми ограничениями позволяет определять поглощенную энергию различных видов излучения (заряженных частиц, рентгеновского и γ -излучений, нейтронов). В ряде случаев полость можно заменить твердым телом, однако масса тела должна быть достаточно мала (чтобы поглощением косвенно ионизирующего излучения в ней можно было пренебречь). При определении поглощенной энергии по ионизации газа (жидкости или твердого тела) в полости для фотонного излучения (а также нейтронов) должны быть выполнены следующие условия:

1. Дозное поле в области, где определяется доза, должно быть постоянным.
2. Размеры ионизационного объема должны быть много меньше, чем пробеги вторичных частиц (электронов в случае поглощения фотонного излучения и протонов, если поглощаются нейтроны). При этом заряженные частицы, образующиеся в самом ионизационном

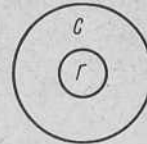


Рис. 5.2. Полость в твердой среде, заполненная газом (С — среда или стенки камеры; Г — газ).

объеме, должны давать пренебрежимо малый вклад в полную ионизацию.

3. Ионизационный объем должен быть окружен достаточно толстым слоем вещества (больше пробега наиболее длиннопробежных вторичных заряженных частиц), чтобы в этом слое установилось равновесие между потоком первичного излучения и потоком вторичных частиц.

1. Рентгеновское и γ -излучения

Для дозиметрии рентгеновского и γ -излучений (в диапазоне от нескольких десятков килоэлектронвольт до 3 Мэв), а также пучков электронов обычно применяют токовые ионизационные камеры, наполненные воздухом. В принципе можно применять и другие детекторы, например полупроводниковые и сцинтилляционные. Необходимо только, чтобы во всех случаях выполнялись перечисленные выше три условия.

Рассмотрим более подробно применение газонаполненных камер для дозиметрии рентгеновского и γ -излучений. Пусть малая полость заполнена воздухом и помещена в ткань. Если масса воздуха равна m , то поглощенная доза в ткани равна

$$D_k = \frac{S_{\text{тк}}}{S_{\text{в}}} \left(\frac{N\omega}{m} \right)_v, \quad (5.4)$$

где $S_{\text{тк}}$ и $S_{\text{в}}$ — массовые тормозные способности ткани и воздуха соответственно.

Если камера имеет стенки, причем материал стенки камеры отличается по своим свойствам от ткани, то формула (5.4) принимает вид

$$D_{\text{тк}} = \frac{(\mu_k)_{\text{тк}}}{(\mu_k)_{\text{мс}}} \cdot D_c, \quad (5.5)$$

где $(\mu_k)_{\text{тк}}$ и $(\mu_k)_{\text{мс}}$ — коэффициенты истинного поглощения для ткани и материала стенки соответственно.

Подставляя в формулу (5.5) значение D_c из выражения (5.3), получим

$$D_{\text{тк}} = \frac{(\mu_k)_{\text{тк}}}{(\mu_k)_{\text{мс}}} \cdot \frac{S_{\text{мс}}}{S_{\text{мг}}} \left(\frac{N\omega}{m} \right)_r. \quad (5.6)$$

Стенки камеры (или стенки, окружающие рабочий объем детектора) должны иметь достаточную толщину,

чтобы поглотить вторичные электроны. Коэффициенты $(\mu_k)_{\text{тк}}$ и $(\mu_k)_{\text{мс}}$ зависят от спектрального состава излучения.

Если стенки камеры, заполненной воздухом, сделаны из воздухоеквивалентного материала, то формула (5.6) принимает вид:

$$D_{\text{тк}} = \frac{(\mu_k)_{\text{тк}}}{(\mu_k)_{\text{мв}}} \left(\frac{N\omega}{m} \right)_в. \quad (5.7)$$

Величина $\left(\frac{N\omega}{m} \right)_в$ в условиях электронного равновесия есть, по определению, экспозиционная доза, выраженная в рентгенах [см. формулу (4.7)].

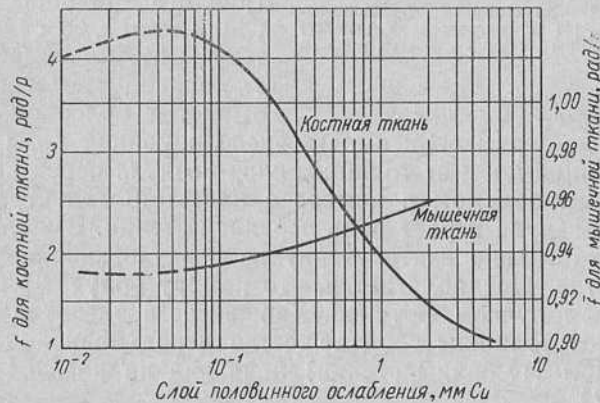


Рис. 5.3. Зависимость коэффициента перехода от единицы рентген к единице рад от слоя половинного ослабления.

Как уже упоминалось, экспозиционную дозу можно измерить с помощью ионизационной камеры с воздухоеквивалентными стенками. Если же в данном малом объеме среды экспозиционная доза $D_в$ известна, то поглощенная доза в ткани $D_{\text{тк}}$ может быть вычислена по формуле (5.7).

Коэффициент перехода $\bar{f} = \frac{(\mu_k)_{\text{тк}}}{(\mu_k)_{\text{мв}}}$ от единицы рентген к единице рад зависит от спектрального состава излучения. Его значения для различных тканей приведены на рис. 5.3.

Необходимым условием для осуществления методов, описанных в этом разделе, является пренебрежимо ма-

лое поглощение первичного рентгеновского или γ -излучения в рабочем объеме детектора. При этом на выходе детектора измеряется сигнал, пропорциональный энергии, которую теряют заряженные частицы в рабочем объеме детектора. Эта величина пропорциональна энергии, поглощенной в окружающей детектор среде.

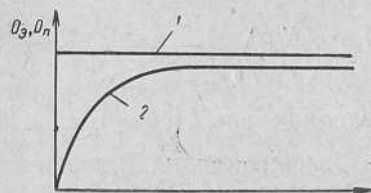


Рис. 5.4. Зависимость экспозиционной дозы (1) и поглощенной дозы (2) от толщины стенки ионизационной камеры.

Как уже упоминалось, вместо газонаполненной ионизационной камеры можно применить твердотельный детектор.

Если условие электронного равновесия не соблюдается, то связь между экспозиционной и поглощенной дозами оказывается более сложной.

Рассмотрим зависимость экспозиционной дозы и поглощенной дозы от толщины слоя воздуха перед ионизационным объемом в камере с плоскими электродами. Слой воздуха играет роль передней стенки. Вместо слоя воздуха можно взять стенку из воздухоэквивалентного вещества. Предполагается, что камеру облучают параллельным пучком фотонов. Зависимость экспозиционной дозы от толщины слоя вещества перед ионизационным объемом (толщины стенки) показана на рис. 5.4 (кривая 1).

Измерив ток, определим полное число пар ионов, образованное вторичными электронами (положительными и отрицательными). Если выполняется условие электронного равновесия, то энергия, уносимая электронами из ионизационного объема камеры, точно равна энергии, которую приносят с собой электроны, образованные в веществе, расположенном перед рабочим объемом. В этих условиях экспозиционная доза равна (с точностью до постоянного коэффициента) поглощенной. При уменьшении толщины стенки число электронов (начиная с некоторой толщины стенки), выходящих из стенки в объем камеры, будет уменьшаться. Электронное равновесие будет нарушено. Энергия, вносимая электронами в ионизационный объем, будет меньше энергии, уносимой из ионизационного объема. Поглощенная доза (кривая 2 на рис. 5.4) будет меньше энер-

гетического эквивалента экспозиционной дозы. При толщине, равной (и больше) максимальному пробегу электронов, кривые 1 и 2 начинают идти параллельно. При большей толщине существует электронное равновесие.

Для тормозного излучения высоких энергий (десятки мегаэлектронвольт) экспозиционная доза не определена.

2. Бета-излучение

Для дозиметрии β -излучения можно применять те же методы, что и для дозиметрии рентгеновского излучения. В случае, если стенки камеры (или оболочка детектора) нетканезквивалентные, то для перехода к поглощенной дозе в ткани необходимо определить ряд коэффициентов, зависящих от спектрального состава излучения. Эту задачу можно решить с достаточной для практических применений точностью, вводя эффективные параметры, характеризующие качество излучения.

Наконец, следует еще раз отметить, что рассмотренные методы можно применять только в тех случаях, когда поглощенная доза мало меняется от точки к точке на длине, равной размерам детектора.

3. Влияние толщины стенки и зависимость тока от давления газа

Полная ионизация в объеме камеры при регистрации незаряженных частиц или квантов равна сумме двух составляющих: ионизации заряженными частицами, возникающими, во-первых, в стенках камеры и, во-вторых, в газе камеры.

Число возникающих в стенке вторичных заряженных частиц будет пропорционально ее толщине.

Если ионизационный эффект, создаваемый действием стенки, существенно превышает действие газа, то ионизационный ток в камере (если пробег вторичных заряженных частиц больше размеров камеры) будет пропорционален давлению газа. Если же можно пренебречь действием стенки, то зависимость ионизационного тока от давления более сложна. При больших давлениях газа, когда пробег вторичных частиц целиком уклады-

вается в объеме камеры, ионизационный ток пропорционален числу возникающих в объеме камеры вторичных частиц, которое в свою очередь пропорционально давлению газа. При понижении давления длина пробега вторичных частиц растет. Если пробег частицы не укладывается в объеме камеры, то зависимость тока от давления будет квадратичной.

§ 4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ ПО ЭКСПОЗИЦИОННОЙ ДОЗЕ И ЭФФЕКТИВНОЙ ЭНЕРГИИ

Если экспозиционная доза D_0 известна, то поглощенную дозу $D_{\text{тк}}$ в любой ткани можно определить из соотношения

$$D_{\text{тк}} = D_0 \cdot \bar{f},$$

где $\bar{f}$ — коэффициент, зависящий для данной ткани от качества излучения.

Значения $\bar{f}$ для моноэнергетического излучения приведены в таблицах. В большинстве случаев на практике приходится иметь дело не с моноэнергетическим излучением, поэтому величина $\bar{f}$ должна быть усреднена по спектру (см. рис. 5.3). Таким образом, для осуществления этого метода необходимо измерить экспозиционную дозу и слой половинного ослабления. Это не всегда возможно. Вместо слоя половинного ослабления можно определить любую другую числовую характеристику кривой ослабления или эффективную энергию излучения (см. гл. IV, § 8).

§ 5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕННОЙ ДОЗЫ С ПОМОЩЬЮ НЕТАКАНЕЭКВИВАЛЕНТНЫХ ДЕТЕКТОРОВ

Существуют два метода определения D и D_0 с помощью детекторов, рабочий объем которых заполнен нетканеэквивалентным (или невоздухоэквивалентным) веществом: метод компенсации хода с жесткостью и метод одновременного изменения нескольких величин.

Следует отметить, что сигнал на выходе детектора, рабочий объем которого заполнен воздухоэквивалентным (или тканеэквивалентным) веществом, может и не быть пропорционален экспозиционной (или поглощенной) дозе (например, вследствие зависимости конверсионной эффективности от ЛПЭ). Рассмотренные здесь

способы могут быть применимы и к таким детекторам, в частности для определения ЛПЭ.

Сущность первого метода состоит в том, что с помощью фильтров или путем комбинации двух или нескольких детекторов, подсоединенных к одному выходу, достигают компенсации хода с жесткостью. Как правило, такая компенсация достигается в ограниченном диапазоне энергий.

Для частного случая двух детекторов полная компенсация возможна, если выполняются равенства

$$\alpha i_1 + \beta i_2 = \gamma D$$

или

$$\alpha i_1 + \beta i_2 = \gamma D_0, \quad (5.8)$$

где i_1 и i_2 сигналы на выходе первого и второго детекторов, а α , β и γ — произвольные числа (положительные или отрицательные).

Если равенство (5.8) не выполняется ни при каких α , β и γ , то компенсация хода с жесткостью невозможна и метод дает ошибку в определении D или D_0 .

Сущность второго метода описана в гл. 4 § 8.

Второй метод для однопараметрических спектров (однородное излучение) не дает ошибки. В случае произвольных спектров возникает ошибка, величина которой обычно меньше, чем ошибка первого метода. Кроме того, второй метод одновременно с D или D_0 позволяет определять качественные характеристики излучения.

Применение нескольких нетканеэквивалентных детекторов позволяет определять поглощенную дозу в ткани D с достаточной для практических целей точностью. Методика определения D формально не отличается от описанной в § 8 гл. IV при определении P_0 . Вместо мощности экспозиционной дозы P_0 определяют мощность поглощенной дозы P . Для этого требуется знать отношение $\frac{i_1}{P} = f(E)$, которое можно либо определить экс-

периментально, либо вычислить по отношениям $\frac{P_0}{P} = f_2(E)$ и $\frac{i_1}{P_0} = f_3(E)$. После того как отношение $\frac{i_1}{P}$ определено, процедура нахождения P повторяет процедуру нахождения P_0 .

**§ 6. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГЛОЩЕННЫХ ДОЗ
РАЗЛИЧНЫХ ВИДОВ ИЗЛУЧЕНИЯ
ПО ЧИСЛУ ЗАРЕГИСТРИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ
И СРЕДНЕЙ ЭНЕРГИИ ДЕЙСТВУЮЩЕГО СПЕКТРА**

До настоящего параграфа методы дозиметрии различных видов излучения (α , β , γ , R , p и n) рассматривались отдельно. Вместе с тем между ними существует много общего, так как все они в конечном счете основаны на определении энергии, теряемой заряженной частицей (первичной или вторичной) в данной массе исследуемого вещества. Часто методы дозиметрии различных видов излучения (например, рентгеновского и β -излучения) различаются меньше, чем методы дозиметрии мягкого и жесткого излучений одного и того же вида. Ниже описан общий метод определения поглощенной дозы различных видов излучения.

Метод основан на одновременном определении числа заряженных частиц N (первичных или вторичных) и усредненных по действующему спектру линейных потерь энергии $\left(\frac{dE}{dx}\right)$. Особенность этого метода в том, что одновременно с определением поглощенной дозы он позволяет оценивать и относительную биологическую эффективность ОБЭ, являющуюся функцией $\left(\frac{dE}{dx}\right)$.

1. Жесткое излучение (доза постоянна по объему детектора)

В результате взаимодействия излучения с веществом в объеме детектора поглощается N заряженных частиц (электронов, протонов или ядер отдачи). Для простоты рассмотрим случай, когда все заряженные частицы имеют одну природу. Тогда поглощенная доза равна

$$D = \int_0^{E_0} N(E) \left(\frac{dE}{dx}\right)_Z dE, \quad (5.9)$$

где $\left(\frac{dE}{dx}\right)_Z$ — тормозная способность вещества детектора с атомным номером Z , определяемая как средняя потеря энергии на единицу длины пробега заряженной частицы, имеющей энергию E , а N — число зарегистри-

рованных частиц на единицу облучаемой площади детектора. Если $\frac{dE}{dx}$ измеряется в $\frac{\text{МэВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}}$, то N выражено в $\frac{1}{\text{см}^2}$.

Выражение (5.9) можно записать в виде

$$D_{\pi} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_Z \int_0^{E_0} N(E) dE = \left(\frac{dE}{dx} \right)_Z \cdot N, \quad (5.10)$$

где $\left(\frac{dE}{dx} \right)_Z$ — линейные потери энергии частиц, усредненные по действующему спектру. Таким образом, задача определения поглощенной дозы сводится к определению $\left(\frac{dE}{dx} \right)_Z$ и N .

Эту задачу можно решить с помощью пропорционального детектора в тех случаях, когда действующий спектр мало отличается от моноэнергетического. Действительно, измеряя на выходе детектора одновременно число импульсов N и ток i , можно определить по их отношению среднюю энергию действующего спектра $\bar{E}$, а по величине $\bar{E}$ и $\frac{dE}{dx}$.

В большинстве практически важных случаев действующий спектр не является даже приближенно моноэнергетическим. Поэтому для определения $\left(\frac{dE}{dx} \right)_Z$ необходимо усреднение по всему действующему спектру заряженных частиц (первичных или вторичных):

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_Z = \frac{\int_0^{E_0} N(E) \left(\frac{dE}{dx} \right)_Z dE}{N} \approx \frac{\sum_1^n \frac{E_i}{R_i}}{N} \approx \frac{\sum_1^n \left(\frac{E}{R} \right)_i}{N}. \quad (5.11)$$

В тех случаях, когда действующий спектр известен, определение $\left(\frac{dE}{dx} \right)_Z$ не представляет труда. Однако самоопределение спектра является весьма трудоемкой операцией. Поэтому значительный практический интерес представляют методы оценки $\left(\frac{dE}{dx} \right)_Z$, не связанные с определением действующего спектра.

Наиболее простой метод состоит в замене усредненных по спектру линейных потерь (согласно видоизменной формуле Грея) линейными потерями для моноэнергетического излучения с энергией, равной средней энергии действующего спектра:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\bar{E}} = f(\bar{E}) = \frac{\bar{E}}{R(\bar{E})}. \quad (5.12)$$

Разность

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_Z - \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\bar{E}} = \delta \quad (5.13)$$

зависит от природы частиц, вида спектра и диапазона энергий, ее можно оценить в каждом конкретном случае.

Для определения дозы, поглощенной в ткани, рассматриваемым методом необходимо знать число частиц и среднюю энергию действующего спектра в ткани. Действующие спектры даже в веществах с одинаковыми $Z_{эфф}$ могут различаться. Средние энергии, измеряемые такими детекторами, также могут быть различны.

В случае же применения нетканеэквивалентных детекторов средняя энергия всегда будет отличаться от средней энергии действующего спектра в ткани. Поэтому возникает задача об установлении связи между средней энергией действующих спектров в ткани $\bar{E}_{тк}$ и в веществе детектора $\bar{E}_д$.

Для рентгеновского излучения, характеризующегося определенным слоем половинного ослабления между $\bar{E}_д$ и $\bar{E}_{тк}$, можно установить однозначное соответствие. Это справедливо для любого однопараметрического спектра. Таким образом, для определения $\bar{E}_{тк}$ можно воспользоваться любым пропорциональным детектором (предварительно проградуированным). В случае мягкого излучения всегда можно создать условия, когда излучение полностью поглощается в объеме детектора. В этих условиях любой пропорциональный детектор будет измерять с точностью до постоянного коэффициента интенсивность излучения. Тогда средняя энергия действующего спектра будет равна средней энергии исследуемого излучения (если исключить краевые эффекты). Это значит, что рассматриваемый метод дозиметрии

мягкого излучения не требует применения тканеэквивалентных детекторов. В этом состоит одно из преимуществ метода*.

§ 7. ИССЛЕДОВАНИЕ СИЛЬНО ИЗМЕНЯЮЩИХСЯ В ПРОСТРАНСТВЕ ДОЗНЫХ ПОЛЕЙ

В ряде практически важных случаев дозное поле в облучаемом объеме сильно изменяется с глубиной. Среднее значение дозы, определяемое обычным детектором, при этом может в несколько раз отличаться от дозы на поверхности. Такое положение возникает при дозиметрии как мягкого, так и жесткого излучения. В обоих случаях существенное изменение дозы происходит вблизи поверхности облучаемого тела. Различие состоит в том, что поглощенная доза, создаваемая пучком жесткого излучения, увеличивается по направлению от поверхности облучаемого тела, достигая максимума на некоторой глубине, а поглощенная доза, создаваемая пучком мягкого излучения, наоборот, уменьшается по направлению от облучаемой поверхности. Тем не менее проблема определения поглощенной дозы в обоих случаях имеет много общего. Для ее решения требуется не только определение среднего значения поглощенной дозы, но и нахождение распределения поглощенных доз.

1. Мягкое рентгеновское, β -и α -излучения

Особенность дозиметрии мягкого излучения состоит в том, что здесь можно применять детекторы полного поглощения сравнительно небольших размеров. Это позволяет относительно просто определять интенсивность излучения. Применение одновременно двух детекторов позволяет в то же время получить некоторые сведения о распределении доз. Если исследуемое излучение имеет однопараметрический спектр, то распределение доз

* Тканеэквивалентные сцинтилляторы (органические) имеют существенно меньшую конверсионную эффективность по сравнению с неорганическими сцинтилляторами. Кроме того, конверсионная эффективность тканеэквивалентных сцинтилляторов сильнее зависит от удельных потерь энергии. Это приводит к нарушению прямой пропорциональности между величиной сигнала на выходе детектора и величиной поглощенной в его рабочем объеме энергии.

можно получить с достаточной для практических целей точностью.

Схематически детектор с двумя выходами для дозиметрии мягкого излучения изображен на рис. 5.5. Направленный пучок излучения через диафрагму попадает на поверхность детектора 1. Ток на выходе (i_1) и выходе (i_2) измеряют двумя приборами 6 и 7. По отношению i_1/i_2 определяют эффективную энергию излучения.

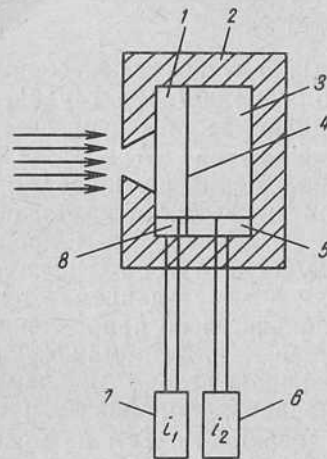


Рис. 5.5. Система для регистрации излучения с двумя комбинируемыми детекторами:

1 — кристалл CsI (TI) № 1; 2 — корпус детектора; 3 — кристалл CsI (TI) № 2; 4 — светонепроницаемая прокладка; 5, 8 — кремниевые фотоэлементы; 6, 7 — микроамперметры.

Энергия, поглощенная в детекторе, равна

$$E_{\text{п}} = E_1 + E_2 = ai_1 + bi_2.$$

Средняя поглощенная доза равна

$$D = \frac{E_{\text{п}}}{x}, \quad (5.14)$$

где x можно определить, если известен слой половинного ослабления. Слой половинного ослабления определим по коэффициенту линейного ослабления

$$\mu = \frac{1}{h} \ln \left(\frac{E_1}{E_2} + 1 \right) = \frac{1}{h} \ln \left(\frac{ai_1}{bi_2} + 1 \right), \quad (5.15)$$

где h — толщина первого детектора.

Распределение глубинных доз можно грубо оценить, если учесть, что площадь под кривой должна быть пропорциональна поглощенной энергии $E_{\text{п}}$. Критерием соответствия между построенным и действительно существующим распределением является выполнение условия $E_{\text{п}} = E_1 + E_2$.

2. Разностный метод определения поглощенных доз

С помощью детектора полного поглощения можно определить поглощенную дозу в тонком слое любого вещества, применяя разностный метод. Для этого до-

статочно определить уменьшение поглощенной в детекторе энергии за счет частичного поглощения ее в тонком слое вещества, помещенного между детектором и источником излучения. Средняя поглощенная доза $\bar{D}$ в слое вещества толщиной x равна

$$D = \frac{E_{\text{п}}}{\rho S x}, \quad (5.16)$$

где $E_{\text{п}}$ — поглощенная энергия в слое толщиной x ; ρ — плотность вещества; $S \cdot x$ — облучаемый объем.

Разностный метод дает правильное значение средней поглощенной дозы в слое при соблюдении следующих условий.

1. Детектор полного поглощения должен быть пропорциональным во всем диапазоне измеряемых энергий.
2. Суммарный поток энергий через боковую поверхность облучаемого объема должен равняться нулю.
3. Должно быть учтено влияние рассеянного от поверхности детектора излучения.

Разностный метод можно применять для определения поглощенной дозы любых видов излучения.

Этот же метод можно применить для измерения распределения поглощенных доз. Для этого тонкие слои вещества помещают на поверхность детектора полного поглощения. Каждый слой уменьшает поглощенную в детекторе энергию на величину $(E_{n+1})_{\text{п}} = c(i_n - i_{n+1})$. Это и есть энергия, поглощенная в соответствующем слое. Откладывая значения E_{n+1} по оси ординат, получаем распределение поглощенных доз в слоях исследуемого вещества.

3. Градуировка детектора полного поглощения

Детектор полного поглощения можно проградуировать с помощью источника α - или β -излучения известной активности. Если A — активность препарата; $\bar{E}$ — средняя энергия спектра, то полная поглощенная энергия в детекторе равна:

$$E_{\text{п}} = A \bar{E} t \text{ [Мэв]}, \quad (5.17)$$

если A измеряется в *расп/сек*; $\bar{E}$ в *Мэв* и t в *сек*.

Пропорциональность между величиной сигнала на выходе детектора и энергией, поглощенной в рабочем

объеме детектора, можно проверить с помощью источников α - и β -излучений, имеющих различную активность и различный спектральный состав.

В качестве детектора полного поглощения можно применять полупроводники, сцинтилляторы и химические дозиметры.

4. Тонкостенная ионизационная камера

Переходную кривую в любом веществе можно получить с помощью тонкостенной ионизационной камеры достаточно малых размеров. Этот метод можно приме-

нить для исследования дозных полей, создаваемых любыми видами излучений. При этом необходимо, чтобы дозное поле в самом объеме камеры было постоянно. При регистрации излучений высокой энергии это условие обычно выполняется.

В качестве примера опишем методику определения дозного поля γ -излучения Co^{60} в поверхностных слоях тканеэквивалентного вещества. Тон-

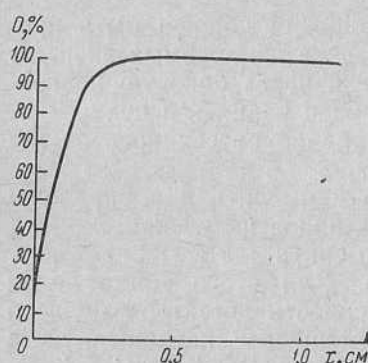


Рис. 5.6. Распределение доз от источника γ -излучения Co^{60} в поверхностных слоях фантома для поля 6×8 см.

костенную ионизационную камеру (толщина окна 3 мг/см^2) помещали на поверхность фантома из тканеэквивалентного вещества. Помещая над камерой пластинки из плексигласа различной толщины, начиная с $0,014 \text{ см}$, измеряли мощность поглощенной дозы под различными слоями плексигласа. На рис. 5.6 приведена кривая распределения глубинных доз по оси пучка γ -излучения Co^{60} установки «Луч» при размере поля облучения $6 \times 8 \text{ см}$.

Тонкостенную ионизационную камеру в некоторых случаях можно заменить полупроводниковым детектором с p — n -переходом или сцинтилляторным детектором. Необходимо только, чтобы поглощением первичного излучения в рабочем объеме детектора можно было пренебречь. Для γ -излучения Co^{60} это условие выполняется,

так как толщина равновесной стенки превышает толщину рабочей области кремниевого детектора с $p-n$ -переходом в сотни раз.

5. Экстраполяционная камера

Если дозное поле в веществе, заполняющем объем камеры, сильно изменяется, то необходимо уменьшение рабочего объема. Однако при этом уменьшается чувствительность камеры.

Для определения поглощенной дозы в бесконечно тонком слое газа применяют экстраполяционную камеру с плоскими электродами. Отличительная особенность камеры в том, что ее рабочий объем можно менять в широких пределах, что достигается путем перемещения одного из электродов параллельно самому себе. При этом масса газа m , в котором поглощается исследуемое излучение, изменяется. Ионизационный ток измеряют при нескольких значениях x (x — расстояние между электродами). При уменьшении x ионизационный ток насыщения стремится к нулю. Экстраполируя значение ионизационного тока к нулю, определяют предел, к которому стремится отношение i_n/m . Тем самым определяют значение ионизационного тока в бесконечно тонком слое. Это значение определяют графически. Зная ток насыщения, массу газа и энергию образования одной пары ионов, можно определить мощность поглощенной дозы в бесконечно тонком слое газа:

$$P = \frac{i_n^{\infty}}{et} . \quad (5.18)$$

Экстраполяционную камеру можно применять для определения мощности поглощенной дозы в тонком слое газа любого излучения. Естественно, что необходимость в применении такой камеры возникает в том случае, когда значение дозы очень сильно изменяется по глубине камеры. Поэтому экстраполяционную камеру применяют для дозиметрии α - и β -излучений, а также мягкого рентгеновского излучения.

ДОЗНЫЕ ПОЛЯ РЕНТГЕНОВСКОГО И γ -ИЗЛУЧЕНИЙ**§ 1. ПРОЦЕНТНЫЕ ГЛУБИННЫЕ ДОЗЫ**

Биологический эффект при воздействии ионизирующим излучением, а следовательно, и лечебный эффект зависит от величины поглощенной дозы и от распределения поглощенной энергии в облучаемом теле.

За исходные данные при определении величины поглощенной дозы и распределения энергии излучения, как правило, принимают величину экспозиционной дозы и распределение экспозиционных доз в облучаемом теле. Величина экспозиционной дозы изменяется при прохождении излучения через облучаемое тело, во-первых, из-за увеличения расстояния от источника излучения, во-вторых, в результате поглощения энергии излучения в теле и, наконец, вследствие рассеяния излучения. Распределение энергии излучения в облучаемом теле характеризуется распределением процентных глубинных доз. Относительной или процентной глубинной дозой облучения называют отношение (в %) дозы излучения на данной глубине к дозе в точке, принятой за опорную. В зависимости от выбора опорной точки существует несколько систем описания дозных полей.

а) За опорную точку принята точка, находящаяся в свободном воздухе у поверхности тубуса в месте, где при облучении располагается контур облучаемого тела. Дозу в этой точке обозначают D_v , дозу на заданной глубине D_n , тогда процентная глубинная доза

$$D\% = D_n/D_v. \quad (6.1)$$

Преимущество такой системы определения процентных глубинных доз в том, что величина дозы в свободном воздухе, как правило, измеряется с меньшими ошибками и более простыми методами.

б) За опорную точку принята величина дозы на поверхности облучаемого тела D_0 , тогда

$$D\% = D_h/D_0. \quad (6.2)$$

Дозу на поверхности тела надо измерять с учетом обратного рассеяния, величина которого зависит от качества излучения, размеров поля облучения и расстояния источник — кожа. Измерение поверхностной дозы связано с целым рядом трудностей, таких, как неопределенность качественного состава рассеянного излучения и, следовательно, трудность учета поправки на ход с жесткостью при измерении, необходимость строгого соблюдения методики измерения и др.

в) За опорную точку принята доза в максимуме ионизации. Как известно, при увеличении энергии излучения максимум ионизации сдвигается в глубину облучаемого тела. Если за опорную точку принята величина дозы в максимуме ионизации $D_{\text{макс}}$, то

$$D\% = D_h/D_{\text{макс}}. \quad (6.3)$$

Такую систему определения глубинных доз применяют для излучений с энергией квантов или частиц выше 1 Мэв, так как при такой энергии излучения максимум ионизации наблюдается на расстоянии 5 мм от поверхности и ниже. Измерение дозы в максимуме ионизации требует применения датчиков очень малых размеров, иначе в определении этой величины могут быть допущены существенные ошибки.

г) За опорную точку принимают дозу в центре облучаемого очага (опухоли) — $D_{\text{оч}}$. Тогда

$$D\% = D_h/D_{\text{оч}}. \quad (6.4)$$

Каждая из этих систем определения процентных глубинных доз имеет некоторые преимущества и недостатки, и применение их должно быть каждый раз обосновано удобствами расчета дозного распределения для той или иной методики облучения. В соответствии с описанными системами определения процентных глубинных доз строят так называемые изодозные линейки, характеризующие распределение дозного поля в пучке излучения.

На рис. 6.1 представлены изодозные линейки для поля 6×8 см γ -излучения Co^{60} , построенные в соответствии с вышеизложенными системами определения про-

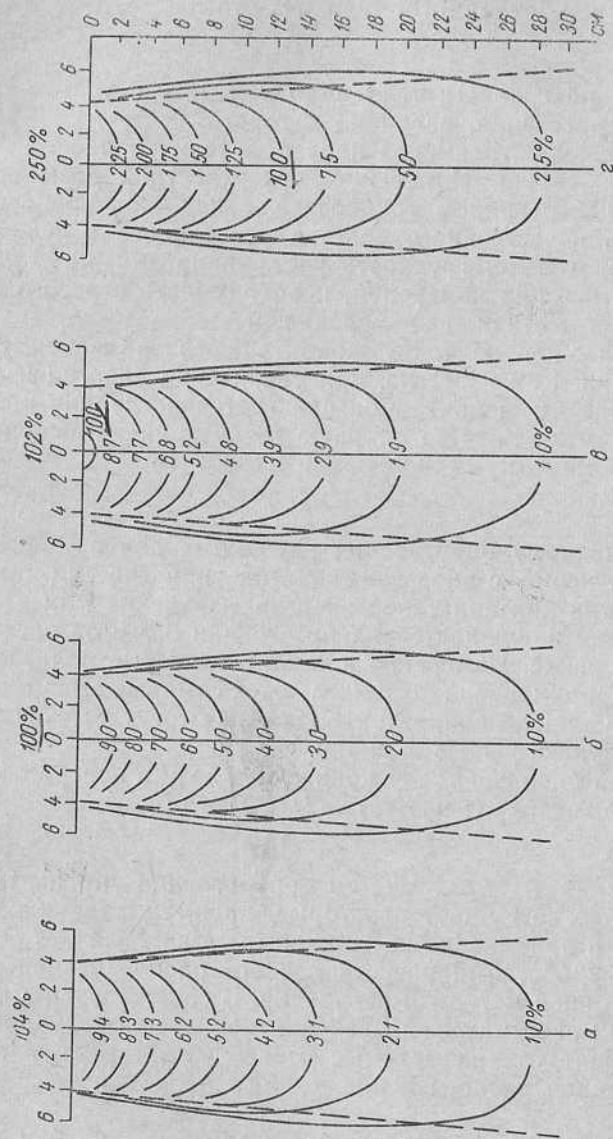


Рис. 6.1. Изодозные линии:
a — 100%-ная доза в воздухе; *б* — 100%-ная доза на поверхности; *в* — 100%-ная доза и в шах ионизации;
г — 100%-ная доза в очаге на глубине.

центных глубинных доз. Как видно из рисунков, характер изодозных линий во всех случаях сохраняется, но числовые значения изменяются в соответствии с принятой системой определения процентных глубинных доз. Так, на поверхности облучаемого тела в случае системы *a* будет проходить изодозная линия 104%, системы *б* — 100%, системы *в* — 102% и системы *г* — 250%. При выборе той или иной системы определения процентных глубинных доз следует учитывать возможность более точного измерения экспозиционной дозы в опорной точке и удобство использования полученной картины дозного распределения при составлении и проведении плана лучевого лечения. Последнее определяется принятой методикой облучения, например, если при облучении на каждое поле дается одна и та же доза, то удобнее пользоваться системой, где за 100% принята доза излучения на поверхности тела. В случае необходимости подведения одинаковой дозы на очаг с каждого направления пучка излучения удобнее применять систему, в которой за 100% принята доза в центре облучаемого очага. Целесообразно, прежде чем перейти к методам определения дозных распределений для различных методик облучения, рассмотреть общие зависимости процентных глубинных доз от различных факторов.

1. Зависимость процентных глубинных доз от качественного состава излучения

Зависимость процентных глубинных доз от качественного состава излучения определяется изменением качественного состава первичного пучка излучения вследствие его фильтрации при прохождении через облучаемый объем ткани и наложением доли рассеянного излучения. Доза рассеянного излучения существенно зависит от качества первичного пучка излучения. Чем больше длина волны излучения, т. е. чем меньше слой половинного ослабления первичного пучка излучения, тем сильнее поглощение в облучаемой среде и вместе с тем больше относительный вклад в дозу рассеянного излучения. Таким образом, с увеличением эффективной энергии излучения процентная глубинная доза будет возрастать. На рис. 6.2 показана зависимость процентной глубинной дозы от слоя половинного ослабления для диапазона энергий излучения 40—150 кэв. Если

рассматривать эту зависимость для излучения, генерируемого при более высоких энергиях, то можно отметить, что с увеличением эффективной энергии излучения процентная глубинная доза изменяется несколько иначе. Если для излучения с энергией квантов до 1 Мэв

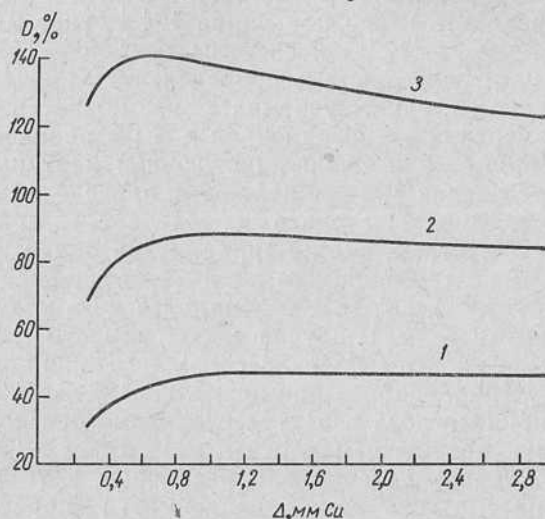


Рис. 6.2. Зависимость процентной глубинной дозы от слоя половинного ослабления для энергии излучения 40—150 кэв: 1 — поверхность; 2 — глубина 5 см; 3 — глубина 10 см; РИК — 50 см; $S=100$ см².

уменьшение процентной глубинной дозы происходит практически от поверхности облучаемого тела и на глубине эта величина тем больше, чем больше энергия излучения, то для энергии излучения выше 1 Мэв процентная глубинная доза вначале возрастает, достигает максимума и затем уменьшается. Причем глубина залегания максимальной процентной глубинной дозы возрастает с увеличением эффективной энергии излучения. Процентная глубинная доза на глубине облучаемой ткани также возрастает с увеличением эффективной энергии излучения. При использовании высоких энергий излучения максимальная процентная глубинная доза обусловлена вторичными электронами, число которых возрастает с глубиной ткани до тех пор, пока ее толщина не становится равной пробегу электронов. Для излучений с энергией до 1 Мэв величина пробега электронов в ткани настолько мала, что максимум процент-

ной глубинной дозы практически приходится на поверхность облучаемого тела, к тому же при небольших энергиях излучения на величину поверхностной процентной дозы влияет величина обратного рассеяния.

2. Зависимость процентной глубинной дозы от поля облучения

С увеличением поля облучения во взаимодействие с излучением вовлекаются большие объемы облучаемого тела, что увеличивает долю рассеянного излучения. Та-

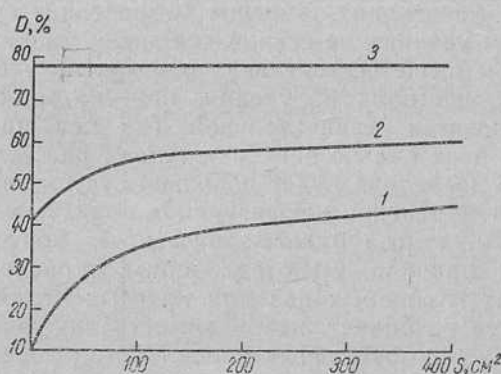


Рис. 6.3. Зависимость процентной глубинной дозы от величины поля облучения:
1 — $\Delta=1,5$ мм Cu; 2 — Co^{60} 1,25 Мэв; 3 — бетатрон 22 Мэв; РИК — 50 см; глубина 10 см.

ким образом, при том же ослаблении излучения, которое определяется качественным составом первичного излучения, увеличивается доля рассеянного излучения, что, в свою очередь, повышает процентную глубинную дозу. Так как доля рассеянного излучения в любой точке облучаемого объема зависит от качественного состава первичного пучка излучения, то и зависимость процентной глубинной дозы от величины поля облучения будет различной для различных эффективных энергий излучения. При этом, чем выше эффективная энергия излучения, тем меньше будет сказываться рассеянное излучение и, следовательно, меньше будет зависеть процентная глубинная доза от величины поля облучения. Для примера на рис. 6.3 приведена зависимость процентной глубинной дозы от величины поля облучения для излу-

чений различной эффективной энергии. Как видно из рисунка, для излучения с энергией 22 Мэв, где рассеянным излучением можно пренебречь, величина процентной глубинной дозы остается постоянной при изменении площади поля облучения от 0 до 400 см². Для излучения Co⁶⁰ с энергией 1,25 Мэв это изменение незначительно, а для излучения, характеризуемого слоем половинного ослабления $\Delta=1,5$ мм Си, происходит изменение процентной глубинной дозы более чем в 3,5 раза для того же диапазона площадей поля облучения.

Следует отметить, что вначале при увеличении поля облучения происходит заметное возрастание глубинной дозы, затем увеличение становится менее значительным, причем, чем выше эффективная энергия излучения, тем меньше размер поля облучения, при котором зависимость становится незначительной. Так как процентная глубинная доза сильно зависит от доли рассеянного излучения, а последняя будет довольно существенно изменяться при изменении конфигурации поля, то и процентная глубинная доза будет зависеть от конфигурации поля. Как правило, имеются данные о распределении процентных глубинных доз для круглых полей облучения и часто возникает необходимость получить такие данные для прямоугольных полей. Метод пересчета основан на разделении полного потока излучения на первичное и рассеянное излучение. Не останавливаясь на описании этого метода, приведем таблицы 6.1 и 6.2, позволяющие перейти от прямоугольного поля облучения к круглому, имеющему «эквивалентный диаметр». Наименьшие ошибки получаются при использовании этого метода пересчета для прямоугольных полей с небольшим отношением сторон полей облучения и наибольшие — для длинных узких полей, где это отношение примерно 5:1. Тем не менее такой пересчет можно всегда произвести с достаточной для практических целей точностью.

3. Зависимость процентной глубинной дозы от расстояния источник — кожа

Зависимость процентной глубинной дозы от расстояния источник — кожа определяется как составляющей первичного пучка излучения, так и долей рассеянного

излучения. Если рассматривать первичное излучение, то уменьшение дозы на глубине облучаемого тела происходит вследствие ослабления излучения слоем ткани и изменяется по закону обратных квадратов, т. е.

$$D\% = e^{-\mu h} \left(\frac{f}{f+h} \right)^2, \quad (6.5)$$

где μ — линейный коэффициент ослабления; h — глубина ткани; f — расстояние источник — кожа.

Из рассмотрения этой зависимости ясно, что чем больше величина f , тем выше процентная глубинная доза. Но кроме первичного пучка излучения на глубине облучаемой ткани будет действовать также рассеянное излучение.

Доля рассеянного излучения сильно зависит от величины поля облучения, что необходимо учитывать при изменении расстояния источник — кожа. Мейнорд и Ламерстон предложили пересчет процентных глубинных доз от одного расстояния источник — кожа к другому производя, используя фактор F ,

$$F = \left(\frac{f_2}{f_1} \right)^2 \left(\frac{f_1+h}{f_2+h} \right)^2. \quad (6.6)$$

Однако использование этого метода дает завышенные величины процентных глубинных доз, особенно для больших полей облучения. Как правило, рекомендуется пользоваться соответствующими экспериментальными данными для каждого данного расстояния источник — кожа. Кроме того, при увеличении расстояния источник — кожа с целью повышения величины процентной глубинной дозы следует учитывать, что значительно снижается абсолютная величина дозы облучения и соответственно увеличивается время облучения. Все эти факторы должны рассматриваться в совокупности.

4. Таблицы процентных глубинных доз

Как показано выше, величины процентных глубинных доз зависят от качественного состава излучения, величины поля облучения и расстояния источник — кожа. Для удобства определения процентных глубинных доз в практике клинической дозиметрии применяют таблицы глубинных доз. Наиболее часто используют таблицы, в которых за 100% принята либо доза на поверхности

облучаемого тела, либо доза в воздухе в месте, где затем располагается эта поверхность. В обоих случаях в таблицах приведены данные о процентных глубинных дозах для наиболее широко применяемых условий лучевой терапии, в зависимости от Δ , S и f для глубин облучаемого тела от 0 (т. е. поверхности тела) до 20 см.

В случае необходимости из данных таких таблиц легко путем пересчета получить таблицы для любой системы определения процентных глубинных доз. Таблицы глубинных доз дают распределение дозного поля по центральному лучу пучка излучения. Эти данные не решают вопросов, необходимых для планирования лучевого лечения, и являются исходными только для определения времени облучения и величины дозы в центре опухоли. Не менее существенным является вопрос о распределении энергии излучения во всем облучаемом объеме.

На основании этих данных может решаться вопрос о равномерности облучения опухоли, наиболее рациональном методе облучения и величине интегральной поглощенной дозы. Для характеристики распределения дозного поля в облучаемом теле применяются изодозные кривые, которые представляют собой линии, соединяющие точки, в которых дозы равны. Совокупность таких линий, характеризующая распределение дозного поля в облучаемом объеме, определяемом пучком излучения, называется изодозной линейкой или диаграммой изодоз. Как правило, на таких линейках проводятся изодозные линии по точкам равных процентных глубинных доз. Изодозные линейки можно получить либо экспериментальным путем, либо расчетным, используя данные о рассеянном излучении.

Экспериментальное определение изодозных линеек связано с целым рядом трудностей, которые часто приводят к большим ошибкам. Несомненно, экспериментальное определение дозного поля для каждого данного аппарата, учитывающее все его особенности, было бы наиболее правильным. Но часто незнание целого ряда факторов, отсутствие требуемой аппаратуры и опыта в проведении дозиметрических измерений приводит к получению недостаточно точных данных. Поэтому приходится пользоваться дозными распределениями, полученными расчетными методами.

Экспериментальные данные о распределении дозного поля получают с помощью фантомов. Один из источников ошибок — неправильный выбор материала фантома. Следует помнить, что фантом должен быть тканезквивалентным для данного диапазона энергии излучения. Трудность, как правило, заключается в том, что в лучевой терапии часто применяют излучения с довольно широким спектром, и поэтому мы имеем дело с различными видами взаимодействия излучения с веществом одновременно. Так, для диапазона мягкого рентгеновского излучения, генерируемого при 20—60 кВ, преобладающими видами взаимодействия являются фото- и комптон-эффекты, а для более жесткого излучения характерен существенный вклад комптон-эффекта и образование пар. Поэтому выбор тканезквивалентного материала для фантома является отнюдь не простой задачей.

Наиболее часто в качестве материала для фантома применяют воду, различные смеси, содержащие парафин, воск и др. В качестве измерительной аппаратуры для определения дозного поля используют изодозографы, в которых предусмотрено автоматическое передвижение детектора во всех направлениях в поле облучения.

Применяют также различные записывающие устройства, позволяющие получать результат непосредственно в величинах процентных глубинных доз.

При определении процентных глубинных доз к детектору и фантому предъявляется ряд требований.

1. Размеры детектора должны быть достаточно малы, чтобы усреднение по объему детектора не приводило к искажению результатов при определении дозного поля.

2. Ход с жесткостью детектора во всем измеряемом диапазоне энергий как первичного, так и рассеянного излучения не должен превышать допустимую величину (единиц процентов). Наличие значительного хода с жесткостью приведет к искажению результатов процентных глубинных доз.

3. Крепление детектора не должно нарушить дозного распределения или экранировать детектор от рассеянного излучения.

4. Размеры фантома должны быть достаточными для учета рассеянного излучения.

Особенно важно соблюдение этих требований для сплошного спектра мягкого рентгеновского излучения

из-за сильного поглощения его длинноволновой части и, следовательно, резкого падения дозы по глубине облучаемого объема. Распределение энергии мягкого рентгеновского излучения определяется экспериментальными измерениями на фантоме. При этом следует учитывать, что измерения необходимо производить в точках, расположенных близко друг к другу, в достаточно неравномерном поле облучения. Поэтому для таких измерений можно применять либо ионизационные камеры очень малого объема, либо использовать методы измерения, позволяющие определять величину дозы в малом объеме (например, фотографический метод).

Изодозные кривые для аппаратов, генерирующих мягкое рентгеновское излучение (РУМ-7, ТУР-60, «Дермопан»), как правило, прилагают к аппаратам и характеризуют распределение дозного поля в сечении пучка излучения для каждого тубуса и возможного режима облучения.

§ 2. РАСЧЕТНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗНОГО ПОЛЯ

Получение точных данных о дозном распределении требует достаточно сложных расчетов, которые можно выполнить на вычислительных машинах. Разработано также несколько упрощенных методов, позволяющих получить менее точные данные, но достаточные для практического применения. Во всяком случае, такие методы следует применять тогда, когда другую, более точную информацию о дозном поле получить трудно из-за отсутствия необходимого оборудования. Изодозные линии для рентгеновского излучения рассчитывать очень сложно. Наиболее простым для практического использования является метод, предложенный Квимби с соавторами. В основу метода расчета положены величина процентной глубинной дозы первичного пучка излучения и дозы рассеянного излучения в любой точке облучаемого тела. Составляющую первичного излучения в пределах геометрии пучка излучения можно получить из данных стандартных таблиц процентных глубинных доз, где всегда приводятся данные о распределении излучения при нулевой площади поля облучения. Для условий, наиболее часто применяемых в лучевой терапии, такие данные приводятся в табл. 6.3. Сложнее определять долю рассеянного излучения. Для этой цели

используют формулу расчета для круглого поля облучения:

$$S = f(r) = M [1 - \lambda r K_1(\lambda r)], \quad (6.7)$$

где r — радиус поля облучения на рассматриваемой глубине; K_1 — модификация функции Бесселя 2-го рода 1-го порядка; M и λ — произвольные константы, выбираемые для каждого режима облучения. При расчете за 100% принимается доза в воздухе в точке, где затем размещается поверхность облучаемого тела. Для иллюстрации метода расчета можно привести схему с указанием расположения поля облучения, расстояния источник — кожа и точки, для которой производится расчет. Такая схема приведена на рис. 6.4.

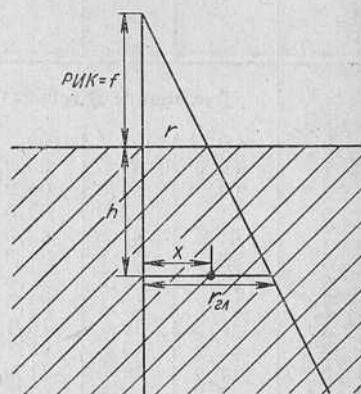


Рис. 6.4. Схема к методу расчета дозного поля по Trauter F(II).

Согласно схеме, принимаются следующие обозначения: f — расстояние источник — кожа; h — глубина залегания в ткани точки, для которой производится расчет; r — радиус поля облучения на поверхности; $r_{гд}$ — радиус поля облучения на глубине h ; $r_{гд} = r \frac{f+h}{f}$; x — расстояние от центральной оси пучка до точки расчета.

Тогда

$$K_1 = x/r_{гд} \text{ и } \lambda_{гд} = \lambda \frac{f+h}{f} \cdot r.$$

Доля рассеянного излучения для каждой точки на данной схеме может быть выражена как $S = M I_S$, где I_S величина, вычисленная путем интегрирования основной функции рассеяния. Данные о величинах I_S в зависимости от $\lambda_{гд}$ и K приведены в табл. 6.4, о величинах $\lambda \frac{f+h}{f}$ и M в зависимости от Δ , РИК и глубины ткани в табл. 6.5 и 6.6.

Таблица 6.3

Доля первичного излучения (в процентах для 100 p) в воздухе

Глубина, см	Слой половинного ослабления, мм Си						
	1	1,5	2	3	4	6	8
Расстояние источник — кожа 50 см							
0	100	100	100	100	100	100	100
1	80,0	80,5	80,6	81,9	83,2	84,6	86,2
2	64,2	64,6	64,9	67,0	69,2	71,7	74,2
3	51,6	52,0	52,5	55,2	57,8	60,8	64,2
4	41,4	41,8	42,3	45,4	48,1	51,7	54,5
5	33,2	33,8	34,3	37,2	40,2	43,8	47,9
6	26,8	27,2	27,6	30,6	33,6	37,1	41,4
7	21,7	22,1	22,5	25,2	28,0	31,7	35,9
8	17,3	17,7	18,1	20,8	23,5	26,7	30,9
9	13,9	14,5	15,1	17,4	19,6	23,0	26,8
10	11,2	11,6	11,9	14,2	16,4	19,4	23,3
12	7,3	7,6	7,9	9,7	11,5	14,2	17,6
14	4,8	5,0	5,2	6,6	8,1	10,3	13,2
16	3,1	3,2	3,4	4,6	5,7	7,5	10,0
18	2,1	2,2	2,3	3,2	4,1	5,5	7,6
20	1,3	1,4	1,5	2,2	2,8	4,0	5,8
Расстояние источник — кожа 70 см							
0	100	100	100	100	100	100	100
1	80,8	81,1	81,4	82,7	84,0	85,4	87,0
2	65,6	66,0	66,4	68,6	70,8	73,2	75,9
3	53,2	53,8	54,3	57,0	59,7	62,9	66,3
4	43,3	43,7	44,1	47,2	50,3	54,0	57,8
5	35,1	35,6	36,2	39,4	42,5	46,2	50,6
6	28,5	28,9	29,3	32,6	35,8	39,6	44,1
7	23,3	23,7	24,1	27,2	30,0	34,0	38,4
8	18,7	19,2	19,6	22,5	25,4	29,0	33,5
9	15,2	15,9	16,6	19,0	21,4	25,1	29,4
10	12,4	12,7	13,1	15,6	18,1	21,4	25,6
12	8,0	8,4	8,8	10,4	12,9	15,9	19,7
14	5,4	5,7	6,0	7,6	9,2	11,7	15,0
16	3,6	3,8	3,9	5,2	6,6	8,7	11,6
18	2,4	2,5	2,6	3,6	4,7	6,4	8,9
20	1,6	1,7	1,8	2,6	3,4	4,8	6,8

Продолжение табл. 6.3

Слой половинного ослабления, мм Cu						
1	1,5	2	3	4	6	8
Расстояние источник — кожа 80 см						
100	100	100	100	100	100	100
81,2	81,6	81,8	83,1	84,4	85,9	87,4
66,2	66,6	66,9	69,2	71,4	73,9	76,5
53,8	54,3	54,8	57,6	60,3	63,4	67,0
43,4	44,0	44,7	47,9	51,1	54,8	58,6
35,6	36,2	36,8	40,0	43,1	47,0	51,4
29,0	29,4	29,9	33,2	36,5	40,3	45,0
23,9	24,3	24,7	27,8	30,8	34,8	39,4
19,2	19,7	20,1	23,1	26,1	29,7	34,4
15,7	16,4	17,0	19,6	22,1	25,9	30,2
12,8	13,2	13,6	16,2	18,7	22,1	26,5
8,5	8,8	9,1	11,2	13,4	16,6	20,5
5,6	5,9	6,2	7,9	9,6	12,2	15,6
3,7	3,9	4,1	5,5	6,9	9,1	12,1
2,5	2,6	2,8	3,9	5,0	6,7	9,4
1,7	1,8	1,9	2,8	3,6	5,1	7,2
Расстояние источник — кожа 100 см						
100	100	100	100	100	100	100
81,6	81,9	82,2	83,6	84,9	86,3	87,9
66,8	67,2	67,6	69,8	72,1	74,6	77,3
54,5	55,0	55,6	58,4	61,1	64,3	67,9
44,7	45,2	45,6	48,8	52,0	55,8	59,7
36,5	37,0	37,6	40,9	44,2	48,1	52,6
29,9	30,4	30,8	34,2	37,5	41,4	46,2
24,6	25,0	25,5	28,6	31,8	36,0	40,7
20,0	20,4	20,9	24,0	27,1	30,8	35,7
16,3	17,0	17,7	20,4	23,0	26,9	31,4
13,4	13,8	14,2	16,9	19,6	23,1	27,8
8,9	9,2	9,6	11,8	14,1	17,5	21,6
6,0	6,3	6,6	8,4	10,2	13,0	16,6
4,0	4,2	4,4	5,9	7,4	9,7	13,0
2,7	2,8	3,0	4,2	5,4	7,3	10,1
1,8	2,0	2,1	3,0	3,9	5,3	7,8

Зависимость величины I_S от λr от $x/r_{гд}$ для полей круглой конфигура

$K=x/r$								
λr	0	0,2	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
0,1	0,015	0,015	0,014	0,014	0,014	0,013	0,013	0,013
0,2	0,045	0,044	0,043	0,042	0,042	0,040	0,039	0,037
0,3	0,083	0,082	0,080	0,078	0,076	0,072	0,070	0,067
0,4	0,126	0,125	0,121	0,117	0,112	0,108	0,102	0,097
0,5	0,172	0,170	0,164	0,159	0,154	0,145	0,138	0,129
0,6	0,218	0,216	0,207	0,201	0,193	0,182	0,173	0,160
0,7	0,265	0,261	0,250	0,242	0,232	0,219	0,206	0,190
0,8	0,311	0,306	0,293	0,282	0,270	0,255	0,238	0,218
0,9	0,355	0,350	0,334	0,321	0,306	0,288	0,269	0,245
1,0	0,198	0,392	0,374	0,358	0,343	0,319	0,298	0,270
1,2	0,479	0,469	0,446	0,427	0,407	0,378	0,350	0,314
1,4	0,550	0,539	0,515	0,492	0,467	0,432	0,398	0,352
1,6	0,613	0,601	0,572	0,549	0,520	0,483	0,440	0,385
1,8	0,671	0,658	0,626	0,599	0,567	0,524	0,478	0,418
2,0	0,720	0,709	0,674	0,646	0,610	0,564	0,510	0,444
2,2	0,759	0,748	0,716	0,687	0,649	0,601	0,542	0,469
2,4	0,797	0,785	0,751	0,722	0,679	0,630	0,568	0,488
2,6	0,830	0,818	0,781	0,746	0,710	0,651	0,591	0,505
2,8	0,855	0,844	0,808	0,773	0,737	0,675	0,613	0,522
3,0	0,880	0,868	0,832	0,797	0,760	0,697	0,633	0,537
3,2	0,902	0,889	0,856	0,820	0,785	0,720	0,656	0,554
3,5	0,922	0,910	0,879	0,844	0,810	0,744	0,678	0,570
4,0	0,950	0,942	0,913	0,880	0,848	0,780	0,713	0,599
5,0	0,980	0,974	0,954	0,926	0,901	0,836	0,771	0,646
6,0	0,992	0,989	0,982	0,958	0,935	0,876	0,816	0,685

Рассчитаем величину процентной глубинной дозы для условий облучения: $\Delta=1,5$ мм Си; РИК=50 см; поле облучения радиусом 3 см для точки, расположенной на глубине 5 см от поверхности ткани и на расстоянии 2 см от центральной оси пучка излучения:

$$r = 3 \text{ см}; r_{гд} = r \frac{f+h}{f} = 3 \cdot \frac{55}{50} = 3,3 \text{ см}; x = 2 \text{ см};$$

$$K = \frac{x}{r_{гд}} = \frac{2}{3,3} = 0,6.$$

Таблица 6.4

ции

$K=x/r$								
	0,95	1,0	1,05	1,10	1,20	1,30	1,40	1,60
	0,012	0,012	0,012	0,012	0,011	0,011	0,010	0,010
	0,036	0,035	0,034	0,033	0,032	0,030	0,029	0,026
	0,064	0,062	0,060	0,058	0,055	0,052	0,049	0,043
	0,094	0,091	0,088	0,084	0,078	0,072	0,067	0,059
	0,124	0,119	0,114	0,109	0,100	0,092	0,085	0,073
	0,153	0,146	0,139	0,133	0,120	0,112	0,100	0,084
	0,181	0,172	0,063	0,154	0,138	0,125	0,112	0,093
	0,207	0,196	0,184	0,174	0,154	0,139	0,123	0,099
	0,232	0,218	0,204	0,191	0,168	0,150	0,131	0,103
	0,254	0,238	0,222	0,207	0,180	0,158	0,138	0,106
	0,294	0,272	0,250	0,232	0,197	0,172	0,145	0,107
	0,328	0,301	0,275	0,252	0,209	0,180	0,148	0,105
	0,358	0,326	0,293	0,267	0,218	0,184	0,147	0,100
	0,383	0,346	0,308	0,276	0,221	0,184	0,144	0,095
	0,405	0,362	0,321	0,284	0,222	0,183	0,139	0,088
	0,426	0,372	0,330	0,288	0,221	0,178	0,134	0,082
	0,441	0,379	0,335	0,290	0,220	0,173	0,126	0,076
	0,454	0,397	0,340	0,293	0,217	0,168	0,119	0,068
	0,468	0,405	0,344	0,293	0,212	0,163	0,114	0,062
	0,479	0,412	0,347	0,292	0,208	0,158	0,108	0,054
	0,492	0,419	0,348	0,290	0,201	0,150	0,101	0,048
	0,505	0,426	0,349	0,288	0,194	0,143	0,094	0,042
	0,525	0,436	0,349	0,281	0,180	0,128	0,079	0,032
	0,559	0,449	0,344	0,260	0,151	0,101	0,048	0,018
	0,586	0,456	0,343	0,242	0,127	0,081	0,035	0,010

Величину $\lambda \frac{f+h}{f}$ определяют для указанных условий облучения по табл. 6.5, она равна 0,328, тогда $\lambda r_{г.л} = \lambda \frac{f+h}{f} \cdot r = 0,328 \times 3 = 0,98$.

Величину I_S определяют по табл. 6.4 для данных K и λr ; $I_S = 0,343$ M определяют по табл. 6.6 для данных условий РИК, Δ и h . $M = 69,4$; $S = M I_S = 69,4 \cdot 0,343 = 23,6$. Величина P по табл. 6.3 будет равна 33,8. Тогда $D\% = P + S = 33,8 + 22,7 = 56,5\%$ (дозы в воздухе).

Таблица 6.5

Величина коэффициента $\lambda \frac{f+h}{f}$ для различных слоев полозного ослабления (СПО), мм Си

Глубина, см	СПО						
	1	1,5	2	3	4	6	8
0	0,385	0,385	0,385	0,369	0,346	0,300	0,290
1	0,412	0,420	0,426	0,414	0,390	0,355	0,360
2	0,381	0,384	0,387	0,398	0,399	0,390	0,410
3	0,352	0,362	0,370	0,378	0,391	0,396	0,425
4	0,328	0,344	0,355	0,370	0,379	0,388	0,414
5	0,308	0,328	0,342	0,357	0,367	0,376	0,400
6	0,293	0,313	0,330	0,345	0,355	0,364	0,387
7	0,280	0,305	0,319	0,335	0,345	0,352	0,375
8	0,270	0,293	0,308	0,323	0,334	0,341	0,365
9	0,260	0,285	0,299	0,314	0,324	0,330	0,356
10	0,250	0,272	0,288	0,303	0,314	0,321	0,347
12	0,232	0,257	0,270	0,286	0,296	0,302	0,333
14	0,216	0,237	0,252	0,267	0,278	0,284	0,320
16	0,200	0,220	0,235	0,249	0,260	0,267	0,308
18	0,184	0,203	0,218	0,232	0,241	0,250	0,296
20	0,170	0,188	0,201	0,215	0,222	0,233	0,284

Для точки, лежащей вне пучка первичного излучения, $P=0$. Для примера рассмотрим расчет для точки $x=5$ см и тех же условий облучения. В этом случае $K=5/3,3=1,51$; $I_s=0,122$; $M=69,4$; $S=69,4 \cdot 0,122=8,4$; $D\% = P+S=0+8,4=8,4\%$.

Произведя подобный расчет для целого ряда точек, расположенных в зоне первичного пучка излучения и вне ее, можно получить подробные данные о распределении энергии излучения в облучаемом объеме. Соединяя точки равных процентных глубинных доз, получают изодозную линейку. При необходимости получить изодозные линейки для прямоугольного поля облучения рассчитывают линейки для длинной и короткой сторон поля, при этом вместо радиуса поля облучения принимают половину длины короткой (p') или длинной стороны (q') поля облучения, при этом x — расстояние от центральной оси пучка излучения до точки расчета

Таблица 6.6

Величина коэффициента M

Глубина, см	СПО 1,0 мм Cu				СПО 1,5 мм Cu				СПО 2,0 мм Cu				СПО 3,0 мм Cu			
	50	70	80		50	70	80		50	70	80		50	70	80	
0	49,0	49,0	49,0		46,0	46,0	46,0		36,2	36,2	36,2		32,0	32,0	32,0	
1	70,0	70,0	70,0		59,4	59,6	59,9		54,5	55,2	55,8		49,5	49,7	49,8	
2	77,6	80,8	81,2		70,5	70,7	74,5		61,9	65,9	69,1		58,5	59,3	60,7	
3	80,0	83,2	84,7		73,0	73,5	77,2		65,0	68,4	71,3		61,0	61,5	63,0	
4	79,8	83,6	84,0		71,3	74,0	77,2		65,8	67,8	71,9		59,5	61,3	63,3	
5	77,6	81,9	82,3		69,4	73,5	76,0		65,0	66,5	70,8		58,2	60,5	62,7	
6	74,2	78,6	79,4		67,5	68,7	73,2		63,4	64,6	68,7		56,8	59,2	61,5	
7	70,0	74,6	75,3		63,7	66,5	69,4		60,0	62,0	65,6		54,1	56,6	60,3	
8	65,2	69,2	70,4		61,0	62,9	65,9		57,0	59,2	62,8		52,0	54,6	58,1	
9	60,5	64,8	65,7		56,5	59,5	62,4		53,5	56,2	59,9		48,9	52,4	55,7	
10	54,0	59,8	61,5		51,6	55,3	58,5		49,6	52,6	56,1		45,9	49,4	52,1	
12	47,0	50,2	52,6		44,5	47,5	51,0		42,8	45,6	49,4		39,5	43,0	46,0	
14	38,4	41,8	44,7		38,4	41,6	44,1		38,3	41,3	43,4		35,0	38,9	40,6	
16	30,9	34,8	37,6		31,6	35,8	38,0		32,3	35,9	37,8		30,2	34,4	35,7	
18	24,3	28,9	31,5		25,9	29,9	32,6		26,9	30,0	32,9		25,4	29,0	30,8	
20	19,7	24,1	26,3		21,8	25,4	28,0		22,2	26,0	28,6		22,0	25,9	27,5	

Расстояние источник — кожа, см

Продолжение табл. 6.6

Глубина, см	СПО 4,0 мм Cu					СПО 6,0 мм Cu					СПО 8,0 мм Cu				
	Расстояние источник — кожа, см														
	50	70	80	100	50	70	80	100	50	70	80	100			
0	28,7	28,7	28,7	28,7	22,8	22,8	22,8	22,8	19,6	19,6	19,6	19,6			
1	45,0	45,1	45,3	45,5	36,0	37,5	38,0	38,8	31,3	31,8	32,0	32,1			
2	53,2	54,1	54,6	54,9	45,0	47,0	47,5	47,8	38,9	40,5	41,2	41,5			
3	54,4	56,4	57,2	58,4	46,6	48,8	49,2	51,8	41,8	43,7	44,4	45,1			
4	54,6	56,5	57,6	60,3	46,8	50,5	49,8	53,3	42,3	45,4	46,2	46,5			
5	53,4	55,7	57,2	60,7	46,4	49,5	50,1	53,8	42,2	45,5	46,7	46,8			
6	51,8	55,1	56,8	59,9	45,5	49,0	49,8	53,2	41,7	44,0	45,4	46,4			
7	49,8	52,7	56,4	57,7	44,4	47,2	49,2	51,8	40,3	43,3	44,0	45,9			
8	47,6	51,2	54,9	55,5	43,1	45,8	47,4	50,2	39,0	41,6	43,0	45,0			
9	45,6	50,2	52,1	52,7	41,4	44,9	45,9	48,2	37,2	40,5	41,8	43,4			
10	43,1	47,5	49,2	50,1	39,4	43,2	44,7	46,0	35,3	38,6	40,0	41,8			
12	37,4	41,3	42,8	44,8	35,5	38,3	40,4	41,6	31,5	34,7	36,2	38,4			
14	32,2	35,7	37,4	39,9	31,2	33,0	36,7	37,4	27,7	31,0	32,4	34,8			
16	27,4	31,1	32,7	35,0	27,2	27,9	32,6	33,1	24,0	27,0	28,8	31,2			
18	24,0	27,0	28,6	31,4	23,3	24,4	28,8	29,4	20,8	23,9	25,3	27,5			
20	21,0	24,6	26,5	27,7	19,6	21,3	25,2	26,0	17,4	20,4	22,0	24,4			

вдоль рассматриваемой стороны поля облучения. Величину I_s в этом случае определяют по таблицам в зависимости от $\lambda p'$ и $K=x/q'$ и соотношения сторон поля облучения. Используя приведенный метод расчета процентных глубинных доз, можно получить изодозные линейки практически для всех условий облучения, применяемых в рентгенотерапии.

При построении изодозных линеек для гамма-терапии также широко пользуются различными расчетными методами с применением таблиц и номограмм.

Так, при использовании метода, предложенного Т. Г. Павловой, изодозная линейка для γ -излучения Co^{60} строится следующим образом.

1. Определяется величина дозы в воздухе по центральному лучу пучка излучения для определенного расстояния от источника излучения.

2. С помощью таблицы тканевоздушных отношений (см. стр. 178) определяют дозу в ткани по центральному лучу пучка излучения для различных глубин. В табл. 6.7 приводятся величины тканевоздушных отношений в зависимости от площади поля облучения и глубины залегания точек в ткани. При построении изодозной линейки рекомендуется за 100% принимать дозу на уровне очага облучения, процентные глубинные дозы в остальных точках по глубине рассчитывают в процентах от этой величины. Для получения изодозной линейки рекомендуется приближенный способ построения по геометрии пучка излучения. Способ этот основан на том, что 50%-ная изодозная линия проходит по середине полутени. Величина полутени определяется размерами источника излучения и условиями диафрагмирования пучка излучения. Значения процентных глубинных доз, полученные из предыдущих расчетов для центрального пучка излучения, уменьшаются вдвое и относятся к той же глубине на середине полутени. Затем, соединяя точки с одинаковым значением процентных глубинных доз, получают изодозную линейку для данных условий облучения.

Л. С. Галина предлагает для расчета процентных глубинных доз вдоль центрального луча пучка излучения использовать следующее соотношение:

$$P_{(hA)} = \frac{(f+0,5)^2}{(f+h)^2} \cdot \frac{q(hA)}{q(0,5A_0)} \cdot 100\% \quad (6.8)$$

Таблица 6.7

Тканевоздушные отношения для прямоугольных полей облучения
(расстояние источник—точка в ткани в пределах от 40 до 100 см).

Глубина, см	Размер поля, см													
	4×4	4×6	4×8	4×10	4×15	6×6	6×8	6×10	6×15	8×8	8×10	8×15	10×10	10×15
0	1,007	1,001	1,013	1,014	1,015	1,014	1,015	1,016	1,018	1,017	1,018	1,020	1,020	1,025
0,5	1,011	1,013	1,014	1,016	1,019	1,016	1,019	1,020	1,023	1,021	1,023	1,026	1,026	1,029
1	0,993	0,998	1,002	1,004	1,008	1,004	1,009	1,012	1,016	1,014	1,016	1,017	1,017	1,023
2	0,950	0,958	0,961	0,965	0,968	0,966	0,973	0,988	0,984	0,981	0,986	0,992	0,992	0,998
3	0,908	0,918	0,923	0,927	0,931	0,923	0,938	0,943	0,950	0,947	0,953	0,953	0,957	0,967
4	0,886	0,878	0,884	0,889	0,893	0,893	0,903	0,908	0,916	0,913	0,920	0,927	0,926	0,936
5	0,822	0,837	0,843	0,848	0,854	0,852	0,863	0,868	0,878	0,875	0,882	0,891	0,890	0,904
6	0,780	0,794	0,802	0,808	0,815	0,811	0,822	0,829	0,839	0,836	0,844	0,854	0,853	0,867
7	0,735	0,754	0,759	0,766	0,774	0,769	0,781	0,789	0,799	0,795	0,804	0,816	0,814	0,880
8	0,693	0,708	0,716	0,723	0,732	0,726	0,740	0,748	0,759	0,754	0,764	0,778	0,775	0,792
9	0,650	0,668	0,674	0,684	0,693	0,686	0,701	0,709	0,721	0,715	0,726	0,741	0,737	0,760
10	0,613	0,628	0,637	0,644	0,653	0,646	0,661	0,670	0,683	0,676	0,687	0,703	0,699	0,717
11	0,575	0,592	0,598	0,607	0,617	0,610	0,624	0,634	0,647	0,639	0,651	0,668	0,664	0,683
12	0,541	0,555	0,563	0,570	0,580	0,573	0,587	0,597	0,611	0,602	0,614	0,632	0,628	0,648
13	0,506	0,522	0,530	0,538	0,548	0,540	0,555	0,565	0,579	0,570	0,582	0,600	0,596	0,616
14	0,476	0,479	0,498	0,505	0,516	0,507	0,522	0,532	0,547	0,537	0,549	0,568	0,563	0,584

Продолжение табл. 6.7

Глубина, см	Размер поля, см													
	4×4	4×6	4×8	4×10	4×15	6×6	6×8	6×10	6×15	8×8	8×10	8×15	10×10	10×15
15	0,447	0,456	0,469	0,477	0,488	0,478	0,493	0,503	0,514	0,508	0,519	0,538	0,533	0,505
16	0,420	0,432	0,440	0,448	0,459	0,449	0,463	0,473	0,487	0,478	0,489	0,508	0,503	0,525
17	0,392	0,406	0,415	0,423	0,434	0,424	0,437	0,447	0,461	0,452	0,463	0,481	0,476	0,499
18	0,371	0,383	0,391	0,397	0,408	0,398	0,411	0,421	0,434	0,425	0,436	0,454	0,449	0,472
19	0,350	0,362	0,370	0,376	0,386	0,372	0,398	0,398	0,410	0,402	0,412	0,429	0,424	0,449
20	0,330	0,340	0,348	0,354	0,364	0,355	0,366	0,314	0,386	0,378	0,387	0,404	0,399	0,425
21	0,310	0,320	0,328	0,334	0,334	0,336	0,348	0,354	0,365	0,358	0,367	0,384	0,378	0,405
22	0,292	0,300	0,308	0,314	0,324	0,317	0,329	0,334	0,343	0,339	0,347	0,363	0,356	0,385
23	0,273	0,283	0,290	0,292	0,306	0,300	0,311	0,315	0,325	0,321	0,328	0,344	0,337	0,366
24	0,258	0,256	0,272	0,279	0,288	0,282	0,292	0,295	0,307	0,302	0,309	0,325	0,317	0,347
25	0,243	0,245	0,256	0,263	0,277	0,261	0,276	0,280	0,290	0,286	0,292	0,308	0,301	0,330
26	0,228	0,234	0,241	0,247	0,256	0,249	0,259	0,264	0,272	0,269	0,275	0,291	0,284	0,313
27	0,214	0,222	0,227	0,233	0,242	0,235	0,245	0,250	0,258	0,255	0,260	0,276	0,269	0,296
28	0,200	0,207	0,214	0,219	0,228	0,221	0,231	0,235	0,243	0,240	0,245	0,261	0,254	0,279
29	0,188	0,196	0,202	0,207	0,216	0,209	0,218	0,223	0,230	0,227	0,232	0,247	0,241	0,266
30	0,178	0,184	0,190	0,194	0,203	0,196	0,205	0,210	0,217	0,214	0,219	0,233	0,227	0,252

где f — расстояние источник — кожа, см; h — глубина залегания, см; A_0 — размер поля облучения по 50%-ной изодозе на глубине 0,5 см; A — размер поля облучения на глубине h ; $q(hA)$ и $q(0,5A_0)$ тканевоздушные отношения на глубине h поля A и на глубине 0,5 см поля A_0 . Соотношение справедливо для размеров полей облучения до 20×20 см и РИК от 35 до 100 см. При построении изодозных линеек за 100% принята мощность дозы на глубине максимальной ионизации (0,5 см). Для определения распределения дозного поля в стороны от оси пучка излучения Л. С. Галина предлагает пользоваться номограммами, построенными в зависимости от расстояния от оси пучка излучения, стороны поля облучения и величины процентной глубинной дозы для данной глубины.

§ 3. УСТРОЙСТВО ДЛЯ ФОРМИРОВАНИЯ ДОЗНЫХ ПОЛЕЙ

1. Применение клиновидных фильтров для получения специальных дозных распределений

В рентгено- и гамма-терапии часто бывает необходимо получить дозное распределение специальной формы, чтобы создать наибольшую дозу в очаге и наименьшую дозу в здоровых тканях организма и, особенно, в жизненно важных органах. Для указанной цели применяют клиновидные фильтры из свинца, стали и стекла. Вид изодозных кривых, полученных при использовании клиновидных фильтров, зависит от вида исходного дозного распределения, материала и величины угла фильтра.

При использовании клиновидных фильтров получают дозное распределение, в котором изодозные линии располагаются под углом к центральному лучу пучка, при этом максимум относительной глубинной дозы смещается в сторону тонкого участка клиновидного фильтра.

Пример такого дозного распределения приведен на рис. 6.5. Т. Г. Павлова разработала способ расчета дозного распределения под клиновидным фильтром, описание которого приводится ниже. Распределение дозного поля под клиновидным фильтром можно определить из следующего соотношения:

$$D = D_0 \left(\frac{f}{f+h} \right)^2 B_{\text{тк}} e^{-\mu_{\text{тк}} h} B_{\text{ф}} e^{-\mu_{\text{ф}} x}, \quad (6.9)$$

где D — величина дозы в любой точке в пределах зоны первичного пучка излучения; D_v — доза в воздухе на расстоянии f от источника; h — глубина залегания исследуемой точки от поверхности тела по ходу луча; $\mu_{\text{тк}}$ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения Co^{60} в ткани или тканеэквивалентном веществе; x — толщина свинцового клина по ходу луча; $\mu_{\text{ф}}$ — линейный коэффициент ослабления γ -излучения Co^{60} в веществе клина; $B_{\text{тк}}$ и $B_{\text{ф}}$ — факторы накопления, учитывающие вклад рассеянного излучения в соответствующих средах в общую величину дозы при данной энергии излучения.

Для получения дозного распределения под клиновидным фильтром предлагают использовать в качестве исходных данных дозное распределение при тех же условиях облучения (энергия излучения, поле облучения, РИК), но без клиновидного фильтра. Для построения изодозной линейки такое дозное распределение вычерчивают в масштабе 1:1. На линии, соответствующей поверхности тела, изображают расположение клиновидного фильтра. От центра поля на линии поверхности наносят точки через 1 см (при более частом расположении точек построение будет точнее, но потребует большего времени). Указанные точки соединяются с точкой, обозначающей центр источника излучения, и линии продолжают в пределах геометрии пучка излучения. Для удобства расчета каждую линию обозначают номером или знаком. Толщину свинцового фильтра по соответствующей линии измеряют в сантиметрах и обозначают знаком x с индексом данной линии. Исходя из того что ослабление излучения в материале клиновидного фильтра происходит по экспоненциальному закону, опреде-

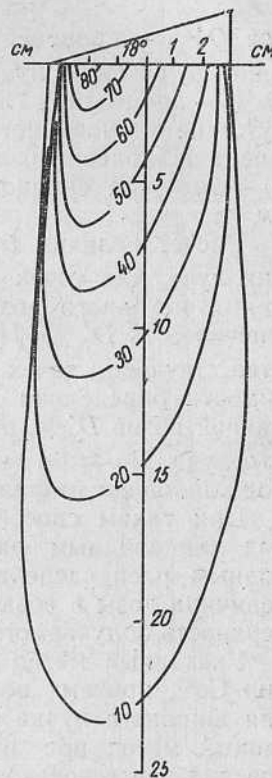


Рис. 6.5. Дозное распределение для клиновидного фильтра.

ляют величину процентной глубинной дозы под клиновидным фильтром:

$$D'_i \% = D_i \% e^{-\mu x_i}, \quad (6.10)$$

где $D'_i \%$ — процентная глубинная доза на любой глубине по сечению пучка излучения на i направлении; $D_i \%$ — процентная глубинная доза в той же точке в отсутствие клиновидного фильтра; μ — линейный коэффициент ослабления излучения Co^{60} в материале фильтра; x_i — толщина свинцового поглотителя по ходу i луча, см.

Расчет величин $D'_i \%$ ведут для каждого направления луча, для точек его пересечения с изодозными линиями исходного дозного распределения, затем строят зависимость $D'_i \% = f(h)$, где h — глубина залегания соответствующих точек в облучаемом теле. По этой зависимости определяют глубины точек с процентной глубинной дозой $D'_i \%$, равной 90; 80% и т. д. для каждого i -го луча. По этим данным строят дозное распределение под клиновидным фильтром.

При таком способе расчета дозного распределения под клиновидным фильтром удобнее пользоваться исходным распределением, в котором за 100% принята величина дозы в воздухе в месте, где располагается поверхность облучаемого тела.

Указанный метод расчета применяют для γ -излучения Co^{60} , причем величину μ для свинца принимают для широкого пучка излучения равной $0,46 \text{ см}^{-1}$. Описанный метод при использовании клиновидных фильтров для рентгеновского излучения приводит к несколько большим ошибкам, так как в этом случае применяются эффективные коэффициенты ослабления $\mu_{\text{эфф}}$. При описании метода расчета дозного распределения принимали, что клиновидный фильтр располагается непосредственно на облучаемой поверхности.

При облучении больных клиновидный фильтр укрепляют на некотором расстоянии от тела больного. В этом случае следует выбрать форму клиновидного фильтра таким образом, чтобы дозное распределение в ткани не изменялось при замене клина, расположенного на поверхности тела, клином, расположенным на некотором расстоянии от поверхности. Согласно экспоненциальному закону ослабления излучения, распределение

доз в тканях не изменится в том случае, когда путь, проходимый излучением в поглотителе, остается постоянным.

Исходя из этого положения, определяют форму клиновидного фильтра, расположенного в любом месте между источником излучения и поверхностью облучаемого тела. Способ расчета формы клина, расположенного на расстоянии от больного, иллюстрируется рис. 6.6. Часто для получения данных о дозовом распределении под клиновидным фильтром применяют фотографический метод, с помощью которого, правда с небольшой точностью, можно получить относительное распределение дозового поля по черчению пленок, расположенных на различных глубинах фантома. При этом обязательно соблюдать все условия фотографического метода измерений и учитывать изменения качественного состава излучения в зависимости от глубины облучаемого тела.

2. Распределение дозных полей при применении решеток

В рентгенотерапии применение решеток обусловлено необходимостью подведения достаточно большой дозы к очагу с наименьшим воздействием на кожу больного. Распределение дозового поля, при применении решеток в рентгенотерапии характеризуется резкой неравномерностью на поверхности и небольших глубинах облучаемого тела и значительно меньшей неравномерностью на относительно боль-

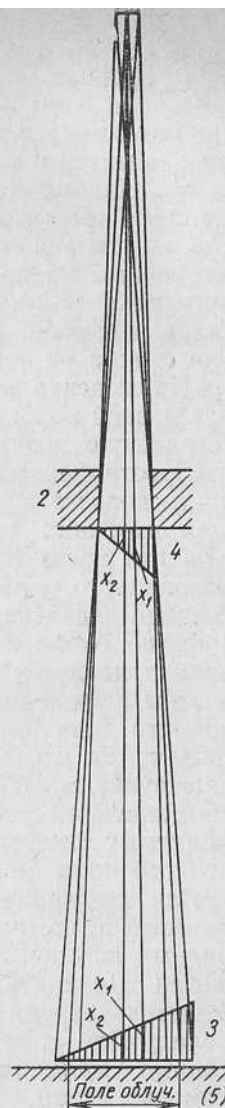


Рис. 6.6. Иллюстрация к способу расчета клина, расположенного на расстоянии от больного:

1 — источник излучения; 2 — диафрагма; 3, 4 — соответствующие формы клина; 5 — поле облучения; x_2 и x_1 — равные толщины клина.

ших глубинах за счет рассеянного излучения. Глубина залегания зоны более равномерного дозного поля зависит от качественного состава излучения, размеров отверстий решетки и соотношения закрытых и открытых участков. Наиболее часто применяют решетки из свинца, толщина которого должна быть такой, чтобы под закрытой частью решетки оставалось от 5 до 12% первичного излучения. Располагают решетку как можно ближе к источнику излучения, чтобы рассеянное излучение от краев отверстий решетки и характеристическое излучение свинца не попадало на поверхность кожи больного.

Применение решеток в гамма-терапии не связано с разгрузкой кожи больного, а обеспечивает меньшую интегральную дозу на здоровые ткани при облучении распространенных опухолей. В этом случае неравномерность дозного поля сохраняется и на достаточно больших глубинах тканей. В гамма-терапии применяются решетки толщиной, обеспечивающей от 2,5 до 5 слоев половинного ослабления. В силу того что размеры источника излучения в гамма-установках довольно велики (обычно около 2 см), расположение решетки у источника приводит к большим полутениям. Поэтому решетки в этом случае располагают у самой поверхности облучаемого тела или на небольшом расстоянии от нее. Защиту от рассеянного излучения осуществляют соответствующими фильтрами. Наиболее распространенным соотношением закрытых и открытых поверхностей в применяемых решетках является 40 : 60. Неравномерность дозного поля при использовании решеток характеризуется коэффициентом неоднородности дозного поля, который представляет собой отношение процентных глубинных доз под закрытыми и открытыми участками решетки. Дозиметрические измерения при использовании решеток затрудняются сильно неравномерным дозным полем. При измерениях ионизационным методом необходимо применять очень маленькие ионизационные камеры, чтобы усреднение ионизации по их объему не приводило к значительным ошибкам в определении дозного поля. Но в этом случае ионизационным методом можно определить величину дозы только в центре открытого и закрытого участков.

Более целесообразно для получения дозного распределения при использовании решеток применять фотометрический метод. При этом существенно, кроме всех

остальных необходимых факторов (одновременность засветки и проявления пленок, точная их градуировка и т. д.) учитывать зависимость почернения пленки от качественного состава излучения. Если не принимать во внимание этот фактор, можно допустить большие ошибки, так как в случае применения решеток доза под ее закрытыми участками может определяться за счет одного только рассеянного излучения. Рекомендуется дозное распределение для каждой данной решетки и условий облучения строить относительно дозы в воздухе без решетки в месте, где размещается поверхность облучаемого тела. При этом облегчается задача проверки постоянства дозы во времени, дозиметрия сводится к измерению дозы в воздухе и определению поглощенных и интегральных поглощенных доз по известному дозному распределению. Определение величин поглощенных доз производится обычным расчетным методом для открытых и закрытых участков. Усреднение величин поглощенных доз при большой неравномерности дозного поля (различие между изодозами более 20%), получаемого при облучении через решетку, не имеет смысла и недопустимо.

Определение интегральных поглощенных доз производится расчетным методом с учетом облучаемых объемов под открытыми и закрытыми участками. Кроме того, можно применять химический метод дозиметрии для определения величины интегральной дозы.

§ 4. ДОЗИМЕТРИЧЕСКАЯ ПОДГОТОВКА ПЛАНА ОБЛУЧЕНИЯ

При использовании однополюсного облучения известное дозное распределение в пределах геометрии пучка излучения с достаточной степенью точности характеризует распределение энергии излучения в облучаемом теле. Как правило, врачу легко представить, через какие жизненно важные органы пройдет пучок излучения, и, зная глубину залегания очага или какого-либо органа, достаточно просто определить, какая процентная глубинная доза будет соответствовать любой данной точке, и, следовательно, определить поглощенные и интегральные дозы. Значительно сложнее сделать это в случае облучения с двух, трех и более полей. Вместе с тем для правильного выбора полей облучения, для расчета величин поглощенных и интегральных погло-

щенных доз, наконец, для обеспечения подведения достаточной дозы к очагу врач должен знать распределение дозного поля в облучаемом теле.

Прежде чем приступать к дозиметрической подготовке больного к облучению, т. е. составлять план облучения, необходимо знать все анатомические данные больного и изготовить эскиз поперечного среза. Перед началом облучения необходимо провести точную диагностику с привлечением всех клинических и рентгенологических средств исследования. Такая диагностика должна дать исчерпывающие сведения о положении патологического очага, его протяженности и расположении остальных органов. Для этой цели применяют томографические снимки и рентгенограммы в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. В отдельных случаях необходимо проводить специальные исследования с контрастированием сосудов и полостей тела.

Изготовление эскиза поперечного среза начинается с определения контура поверхности тела. Это может быть сделано с помощью гибкой металлической ленты или различных копировальных приспособлений. Для воспроизведения контура поверхности тела применяют свинцовую ленту, которой туго опоясывают тело на уровне середины патологического очага. После снятия лента сохраняет контуры тела, при наложении на лист бумаги позволяет получить эскиз поверхности тела. Копировальные устройства, применяемые для той же цели, имеют различные конструкции. Простейшее из них представлено на рис. 6.7.

Расположение внутренних органов наносится на эскиз поперечного среза с помощью стандартных хирургических срезов; индивидуальное уточнение расположения органов и патологического очага производится с помощью данных диагностического исследования. Наиболее удобным способом нанесения расположения внутренних органов на эскиз среза является следующий: на диапозитивной пленке делаются снимки стандартных поперечных срезов на различных уровнях. Затем с помощью увеличителя соответствующий срез проектируют на контуры поверхности тела и очерчивают расположение различных органов. При индивидуальном уточнении среза по томограммам и рентгенограммам необходимо учитывать соответствующие проекционные искажения.

Получение эскиза среза больного дает четкое представление о расположении и размерах патологического очага и наиболее важных органов. Имея такой срез, врач может приступить к выбору методики облучения и затем — к проведению курса облучения. Выбор мето-

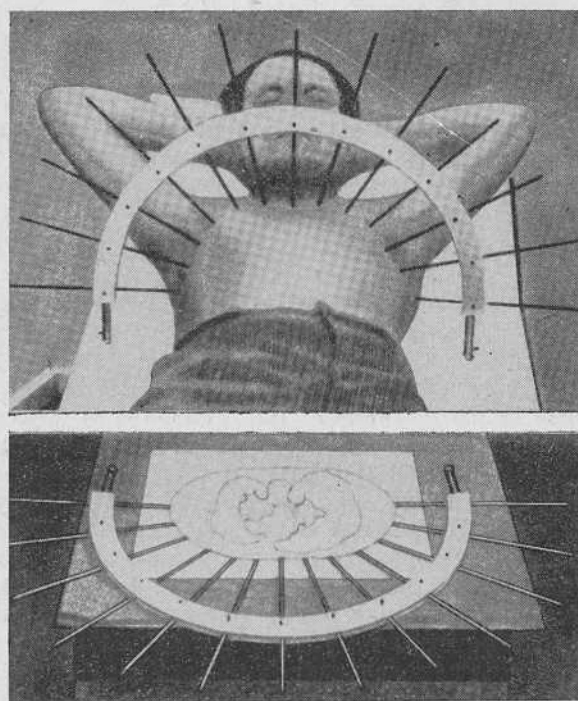


Рис. 6.7. Устройство для определения контура тела больного.

дики облучения в случае применения рентгенотерапевтической установки заключается в выборе режима облучения, т. е. напряжения генерирования, фильтра, расстояния источник — кожа, размеров поля облучения. В случае гамма-терапии выбирают расстояния источник — кожа и поля облучения. Поле облучения выбирается с учетом размеров патологического очага и клинических соображений врача, учитывая геометрическое увеличение контура пучка излучения при увеличении глубины залегания очага поражения. Кроме того, при

выборе методики облучения обращается внимание на количество и направление полей облучения, что обуславливается величиной дозы, которую нужно подвести к очагу облучения, и необходимостью как можно меньшей дозой облучить здоровые ткани и органы.

Для правильного, наиболее оптимального выбора расположения полей облучения надо знать распределение дозного поля во всем облучаемом теле при данных условиях облучения. В случае применения методов облучения, когда используются дозные поля, оси которых лежат в одной плоскости, как правило, достаточным бывает представление о дозном распределении в поперечном срезе больного. Для получения дозного распределения на эскизе поперечного среза используется несколько способов, которые будут рассмотрены ниже.

1. Предварительно следует ориентировочно выбрать число полей облучения и расположить их таким образом, чтобы как можно более пощадить здоровые ткани и подвести к очагу максимальную дозу. Эскиз поперечного среза изготавливают на прозрачной бумаге с нанесенной на нее сеткой (вертикальные и горизонтальные линии на расстоянии друг от друга 2—4 см). Чем чаще нанесены линии, тем точнее получается результирующая картина дозного поля, но более длительно ее построение. Затем размечают выбранное расположение полей облучения и поочередно на каждое поле под изображение среза накладывают распределение дозного поля для выбранного тубуса и режима облучения таким образом, чтобы центральный луч пучка излучения совпадал с направлением облучения. На срезе в точках пересечения линий (точки должны быть предварительно пронумерованы) наносят величины процентных глубинных доз от каждого поля облучения, затем эти величины в каждой точке суммируют и получают суммарную карту распределения дозного поля по срезу. При облучении с нескольких полей удобно вести запись дозы, получаемой каждой точкой, в виде таблицы, в которой указывается номер поля облучения, номер точки среза и величина дозы. Пример такого метода расчета дозного распределения приведен на рис. 6.8.

2. Если поля облучения центрируются в одну точку, то система координат для вычисления суммарного дозного поля может быть принята радиальной. Для этого

из точки, на которую производится центрация полей облучения, проводят радиусы до пересечения с контуром схемы поперечного среза через $15-20^\circ$. Затем из той же точки как из центра проводят окружности, расстояние между которыми выбирают равным $1-2\text{ см}$

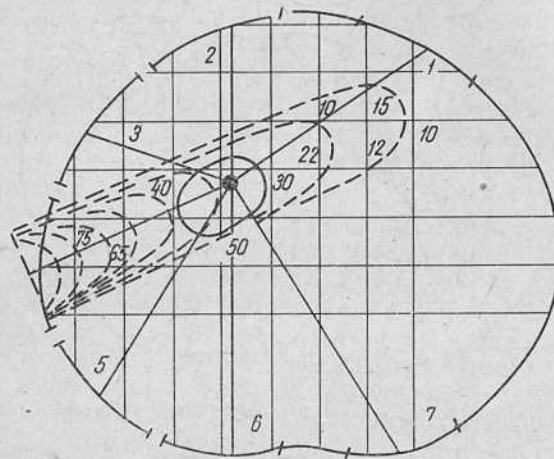


Рис. 6.8. Метод расчета дозного распределения.

или более. Накладывая изодозные линейки на эскиз среза в соответствии с намеченным расположением полей облучения, суммируют процентные глубинные дозы в точках пересечения радиусов и окружностей (рис. 6.9).

3. Можно получить распределение дозного поля путем наложения дозных линеек на эскиз поперечного сечения и суммирования процентных глубинных доз в точках пересечения линий изодоз. Такой способ применяют при сложении небольшого числа полей облучения. При многопольном облучении точек, в которых пересекаются изодозные линии сразу от всех полей, становится мало, и суммарное дозное поле получают с меньшей точностью. Для получения суммарного дозного распределения любым способом можно применить любую систему изображения изодозных линеек. Однако следует помнить, что когда применяется система, где за 100% принята доза в воздухе, в месте расположения поверхности облучаемого тела, то следует применять методику облучения, при которой на все поля облучения приходится одинаковая доза облучения.

Когда облучают различными дозами с разных полей, то при указанной системе необходимо суммировать не процентные глубинные дозы, а экспозиционные дозы, выраженные в рентгенах, с последующим пересчетом в рады. Процентное распределение дозного поля рассчитывают затем по полученным данным.

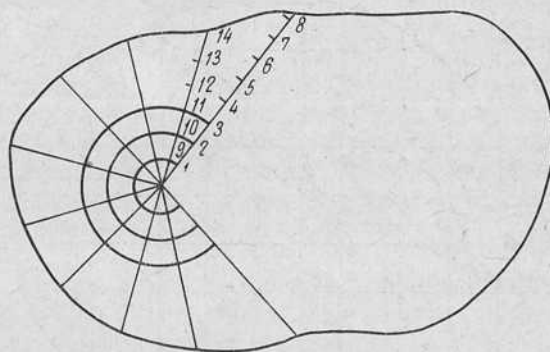


Рис. 6.9. Расчет дозного распределения с применением радиальной сетки.

При использовании методик облучения, где существенным является подведение к очагу облучения равных доз с каждого поля облучения, удобнее использовать изодозные линейки, построенные по системе, в которой за 100% принята доза в очаге.

Применение такой системы требует дополнительного построения изодозных линеек, так как в каждой изодозной линейке должны учитываться при этом не только условия облучения, но и глубина залегания очага. Таким образом, для каждого условия облучения необходимо построить вместо одной изодозной линейки 20—25, если учитывать изменение глубины залегания очага через 1 см. Обычно на практике такую работу можно проделать постепенно, и затрата времени оправдает себя, так как расчет очаговой дозы и суммарного распределения при использовании такой системы производится быстрее.

Построение карт изодоз на эскизе среза наглядно показывает, удачно ли выбранное расположение полей облучения, т. е. получается ли максимальная доза в очаге и достаточно ли щадятся здоровые ткани и жизненно важные органы. В случае, когда максимум дозы

смещен в сторону от патологического очага, следует изменить центрацию полей облучения или несколько сместить их расположение. Обычно построение нескольких карт изодоз по срезу дает возможность достаточно быстро выбирать нужную ориентацию полей облучения, соответствующую наиболее эффективному методу облучения.

§ 5. БОЛЮСЫ И ПОПРАВКИ НА ИХ ОТСУТСТВИЕ

Стандартные изодозные линейки и данные таблиц глубинных доз построены и рассчитаны для плоской поверхности облучаемого объема. В практике часто встречаются случаи, когда поперечная плоскость поля облучения не может быть совмещена с поверхностью тела пациента и центральный луч пучка излучения составляет угол с плоскостью тела, отличающийся от 90° . При использовании таких полей облучения применение стандартных изодоз приводит к ряду ошибок, которые в основном определяются изменением расстояния источник — кожа для ряда точек, расположенных на поверхности облучаемого тела, и изменением толщины поглощающего слоя для точек, расположенных на глубине ткани. При лучевой терапии рентгеновским излучением, генерируемым при 200—400 кВ, для использования стандартных изодозных линеек применяют болюсы.

Болюсы представляют собой блоки из тканеэквивалентного вещества, по форме одинаковые с недостающей частью ткани. В качестве тканеэквивалентного вещества при этом наиболее часто используют воск, парафин и пластмассы. Применение болюса наглядно представлено на рис. 6.10. При использовании более жесткого рентгеновского и γ -излучений применять бо-

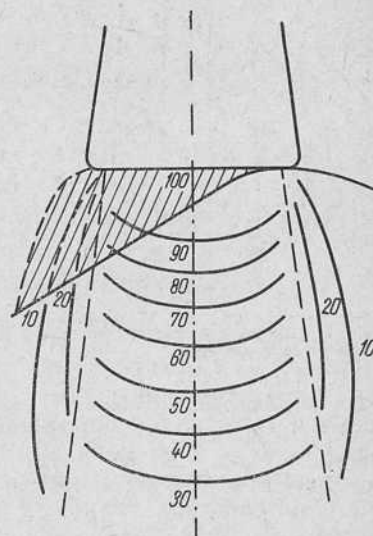


Рис. 6.10. Применение болюса при рентгенотерапии.

люсы нежелательно, так как при этом происходит смещение максимума дозы на поверхность кожи. В этом случае либо в стандартное дозное распределение вносят поправку, либо применяют тканекompенсирующие

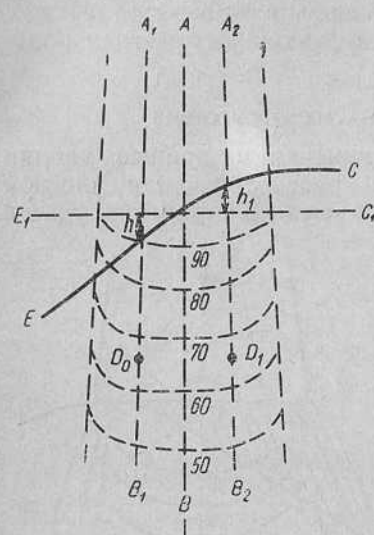


Рис. 6.11. Схема для расчета поправок на отсутствие болюса.

определить величины доз в той или иной точке облучаемого тела, введя поправки в стандартную изодозную линейку. Для этой цели применяют несколько способов. В одном из них учитывают различия в ослаблении излучения облучаемой тканью и воздухом.

На рис. 6.11 приводится иллюстрация введения поправок на отсутствие болюса указанным методом. На облучаемую поверхность EC накладывают стандартную изодозную линейку таким образом, что центральный луч пучка излучения проходит через точку пересечения облучаемой поверхности EC и условной поверхности E_1C_1 . В пределах геометрии пучка излучения проводят линии параллельно центральному лучу пучка. Для каждой точки на линии дозу можно определить как величину процентной глубинной дозы, получаемую по стандартной изодозной линейке, плюс увеличение за счет недостачи ткани толщиной h для линии A_1B_1 или минус

фильтры, которые располагают на расстоянии 15—20 см от поверхности тела. Конфигурацию и толщину компенсирующего фильтра определяют с таким расчетом, чтобы распределение дозного поля под фильтром как можно точнее соответствовало распределению дозного поля в данном облучаемом теле при использовании стандартных изодоз.

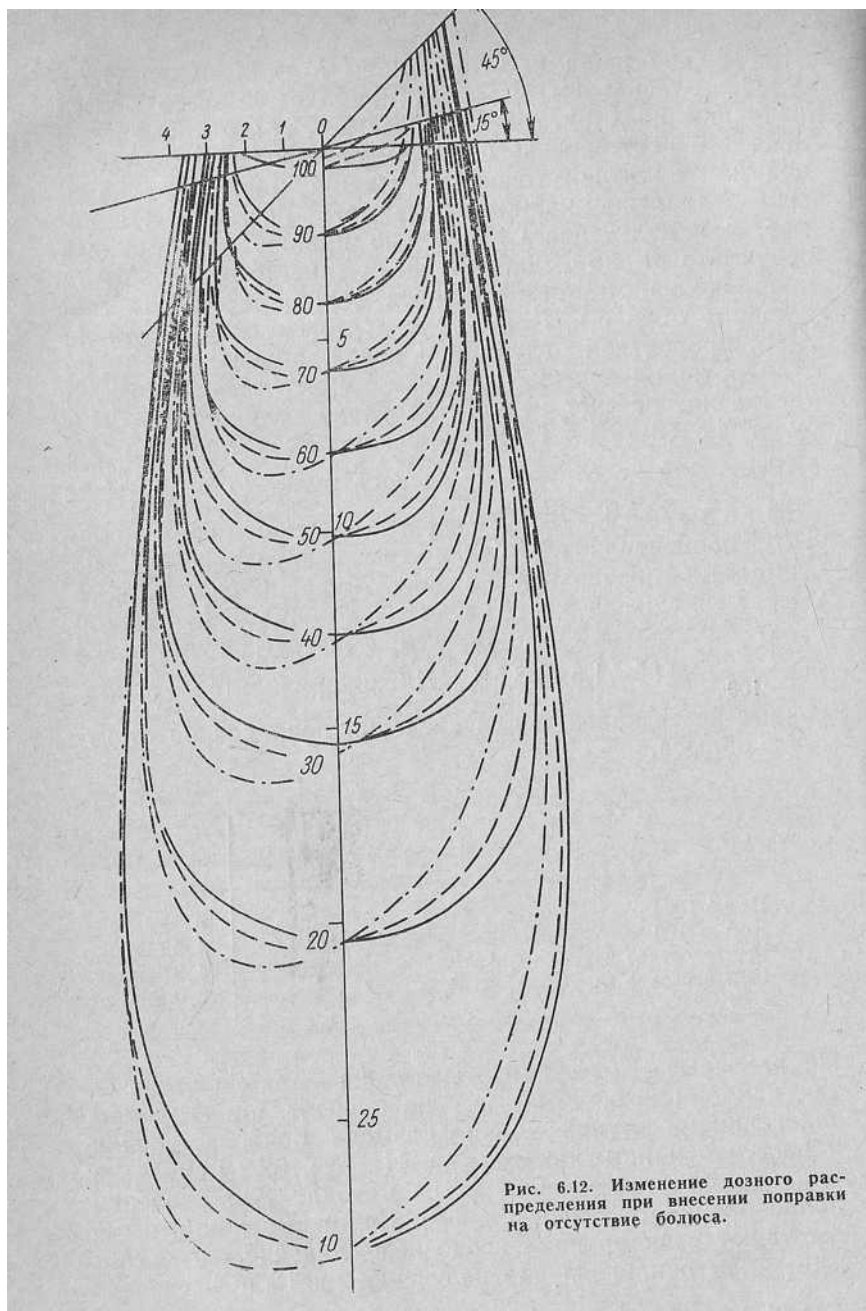
В клинической практике часто возникает необходимость использовать стандартные изодозы, не вводя болюсов и компенсирующих фильтров. В этом случае необходимо

уменьшение из-за избытка ткани h_1 для линии A_2B_2 .

Пользуясь этим методом, наиболее просто внести поправку на отсутствие болюса в случае применения жесткого рентгеновского и γ -излучений, где с достаточной для практики точностью можно принять одинаковым ослабление каждым сантиметром ткани. Например, для излучения Co^{60} можно принять, что каждый сантиметр ткани ослабляет излучение на 4,5%. Тогда поправку на отсутствие болюса можно рассчитать следующим образом. Для точки D_0 , лежащей на линии A_1B_1 , процентная глубинная доза, определяемая по стандартной изодозной линейке, будет равна 65%, а увеличение за счет недостатка ткани толщиной $h=2$ см будет $4,5 \times 2 = 9\%$. Таким образом, доза в точке D_0 с поправкой на отсутствие болюса будет $(65 + \frac{65 \times 9}{100}) = 65 + 5,8 = 70,8\%$. Для точки D_1 , лежащей на линии A_2B_2 , процентная глубинная доза, определяемая по стандартной изодозной линейке, будет равна 65%, а уменьшение из-за избытка ткани толщиной $h_1=0,5$ см будет $4,5 \times 0,5 = 2,25\%$. Доза в точке D_1 будет $65 - \frac{65 \times 2,25}{100} = 65 - 1,5 = 63,5\%$. Ниже приводятся поправочные коэффициенты для введения поправок на отсутствие болюса.

Излучение	%/см
Цезий-137	6
Кобальт-60	4,5
Рентгеновское излучение, 4 Мэв	4,0
Рентгеновское излучение, 25 Мэв	2,0

Поправочные коэффициенты только приблизительны, так как они незначительно, но зависят от глубины залегания расчетной точки, размера поля облучения и расстояния источник — кожа. На рис. 6.12 приведена иллюстрация применения этого метода для введения поправок на отсутствие болюса. Сплошные линии соответствуют стандартной изодозной линейке, пунктирные — при наклоне пучка излучения на 15 и 45°.



Другие методы внесения поправок на отсутствие болюса являются еще более приближенными и основываются на том, что для излучения Co^{60} и жесткого рентгеновского излучения величина процентной глубинной дозы мало зависит от расстояния источник — кожа, а ослаблением небольшой толщиной ткани в этом случае можно пренебречь, для рассеянного излучения от небольшого изменения толщины ткани также изменится совсем незначительно.

Учитывая все это, при отсутствии болюса можно использовать стандартную изодозную линейку, переместив ее поверхность соответствующим образом. Наглядно это представлено на рис. 6.13. Здесь поверхность AB — поверхность облучаемого тела, $A'B'$ — поверхность, перпендикулярная центральному лучу пучка. Если необходимо внести поправку на отсутствие болюса в величину процентной глубинной дозы, соответствующую точке P , то следует совместить поверхности AB и $A'B'$ в точке C , где проходит луч, пересекающий точку P . Затем необходимо определить величину h , тогда доза в точке P будет равна дозе, соответствующей стандартной изодозе, умноженной на поправочный коэффициент, равный $f^2/(f+h)^2$, т. е. для точки P при $f=65$ $h=2$ см:

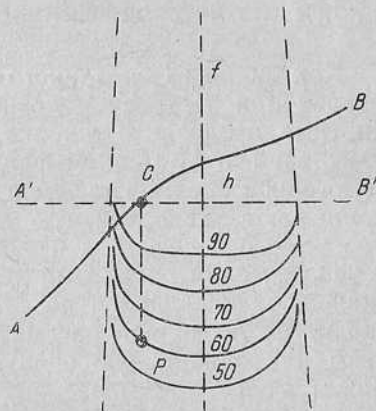


Рис. 6.13. Иллюстрация способа расчета поправки на отсутствие болюса.

$$D_P = 60 \frac{65^2}{(65+2)^2} = 60 \cdot 0,93 = 56\%. \quad (6.11)$$

Еще более простым является метод, при котором изодозную линейку смещают не на все расстояние h , а только на часть его и процентную глубинную дозу определяют по стандартной изодозной линейке без каких-либо поправок. При этом для излучения Co^{60} смещение равно $\frac{2}{3}h$, для линейного ускорителя с напряжением 4 Мэв $\frac{1}{2}h$. Величина поправки на отсутствие

болюса становится существенной, когда угол наклона тубуса к поверхности тела составляет значительную величину (до 45°) и когда облучают с нескольких пересекающихся наклонных полей.

§ 6. ВНЕСЕНИЕ ПОПРАВОК НА НЕОДНОРОДНОСТЬ ТЕЛА ПРИ СТАТИЧЕСКОЙ РЕНТГЕНО- и ГАММА-ТЕРАПИИ

Как видно из сказанного выше, в клинической дозиметрии при построении дозного поля используют стандартные изодозные линейки, полученные в результате измерений в гомогенном фантоме или рассчитанные для гомогенной среды. Причем в качестве гомогенной среды принимают эквивалентную мышечную ткань — среда с плотностью, близкой к 1 г/см^3 . Вместе с тем наличие в человеческом организме легочной, жировой и костной тканей, отличающихся по своему составу от мышечной ткани, не позволяет рассматривать человеческий организм как однородную среду. Наличие неоднородности может более или менее значительно изменить распределение дозного поля по сравнению с распределением в однородной тканезквивалентной среде. Ошибки, вносимые в величину поглощенной дозы в очаге от суммарного действия нескольких полей облучения при использовании изодозных линеек для гомогенной среды, могут достигать 30—40%. Составлять изодозные линейки для негомогенной среды не имеет смысла, так как построение их для каждого отдельного случая расположения внутренних органов в теле и полей облучения приведет к необходимости иметь бесконечно большой набор изодозных линеек. Поэтому для учета влияния неоднородности тканей на дозное распределение используют методы, позволяющие вносить поправки в стандартные изодозные линейки.

К таким корректирующим методам относятся: метод, использующий так называемую проходную или транзитную дозу, метод, использующий измерения в гетерогенном фантоме для нахождения поправочных коэффициентов при определенных условиях облучения, и, наконец, метод, позволяющий рассчитывать поправочные коэффициенты на основании зависимости коэффициентов ослабления от плотности поглощающей среды. Влияние неоднородности тела на распределение

дозного поля обусловлено в основном двумя факторами.

1) изменением истинного поглощения в средах с различными плотностями;

2) изменением доли рассеянного излучения при изменении плотности среды.

Причем оба фактора могут приводить как к увеличению, так и к уменьшению величины дозы по сравнению с величиной дозы, определяемой по стандартным изодозным линейкам. Так, например, если рассматривать изменение величины дозы, определяемой прямым пучком излучения за счет наличия кости, то доза за костью будет меньше, чем за слоем мышечной ткани той же толщины. Обусловлено это тем, что значение коэффициента линейного ослабления для кости больше, чем для мышечной ткани. Напротив, в легком (плотность которого меньше плотности мышечной ткани) ослабление будет меньше, а доза за легким будет больше по сравнению с тем значением, которое она имела бы после прохождения пучка излучения через такой же слой мышечной ткани. Чем больше эффективная энергия излучения, тем меньше сказывается этот эффект.

Доза в каждой точке облучаемого тела будет определяться не только прямым пучком излучения, но и долей рассеянного излучения. Ввиду того, что рассеянное излучение будет различным в тканях, различающихся по своему составу и плотности, неоднородность тела будет влиять на величину доли рассеянного излучения и, следовательно, на значение дозы в точках облучаемого тела. Чем большее значение в общей величине дозы имеет доля рассеянного излучения, тем больше сказывается этот фактор. Для более высоких энергий излучения это имеет значение только для точек, расположенных вблизи неоднородности. Влияние указанных факторов на изменение дозного поля, обусловленное неоднородностью, может быть разным в зависимости от условий облучения, плотностей сред и их взаимного расположения.

При лучевой терапии в основном возникает необходимость учета взаимодействия излучения с тремя видами ткани: а) кости, плотность которых может варьировать в зависимости от структуры в пределах от 1,15 до 1,9 г/см³; б) мышечная ткань с плотностью 0,9—1 г/см³ и в) легочная ткань с плотностью 0,3—0,4 г/см³.

Можно рассмотреть четыре типичных случая взаимного расположения неоднородностей в облучаемом теле.

1. Точка, для которой производится расчет дозы, располагается в середине неоднородности с меньшей плотностью, чем однородная среда, используемая при определении стандартных изодоз (например, опухоль расположена в центре легкого). При таком расположении доза в точке расчета будет возрастать по сравнению с дозой в однородной среде за счет меньшего поглощения тканью с меньшей плотностью, и будет убывать из-за уменьшения доли рассеянного излучения.

В зависимости от энергии излучения, применяемого при лучевой терапии, поправка на неоднородность может иметь различную величину. Так, например, при использовании рентгеновского излучения, генерируемого при напряжении 250 кВ с фильтром 2 мм меди, и размере поля облучения 6×8 см увеличение дозы в центре легкого на глубине 12 см за счет меньшего поглощения составит величину порядка 15%. Уменьшение дозы за счет меньшей доли рассеянного излучения составляет примерно ту же величину. Таким образом, при этом расположении опухоли вносить поправку на неоднородность тела не требуется, и расчет поглощенной дозы в очаге можно производить без учета неоднородности тела.

При использовании для лучевой терапии излучения Co^{60} и излучения с большей энергией основную роль в поправочном факторе на неоднородность облучаемого тела будет играть разница в ослаблении излучения, так как доля рассеянного излучения в этом случае невелика.

2. Точка, для которой производится расчет доз, расположена у края неоднородности с меньшей плотностью (например, опухоль, расположенная в периферической части легкого). Величина поправки на неоднородность тела в этом случае будет существенно зависеть от направления облучения.

При использовании рентгеновского излучения, где вклад рассеянного излучения в величину дозы достаточно велик, можно отметить следующее. Если точка расчета смещена от центра неоднородности в сторону источника излучения, то снижение дозы за счет меньшего вклада рассеянного излучения превышает увели-

чение дозы из-за малого поглощения. Поправка, на которую нужно в этом случае уменьшить дозу, определенную для однородной среды, равна при различных условиях облучения от 6 до 10%.

Если точка расчета дозы расположена за неоднородностью, то в этом случае увеличение дозы в результате меньшего поглощения превышает снижение дозы за счет вклада рассеянного излучения. Поправка, на которую нужно увеличить дозу, лежит в пределах 5—8%.

При использовании более жесткого излучения, где изменением доли рассеянного излучения можно пренебречь, в первом указанном случае, когда точка расчета дозы расположена до неоднородности или у ее края, поправка будет практически равна нулю. Когда точка расчета расположена за неоднородностью, поправка будет определяться увеличением дозы за счет меньшего поглощения.

3. Точка расчета дозы расположена вне неоднородности и за ней (по ходу пучка излучения). В этом случае практически необходимо учитывать только уменьшение поглощения при прохождении излучения через неоднородность с меньшей плотностью и увеличение степени поглощения при неоднородности с большей плотностью. Величина поправки при этом зависит от толщины неоднородности, через которую проходит излучение. Влияние изменения рассеянного излучения сказывается на глубине от 3 до 6 см в зависимости от энергии излучения и рода неоднородности.

4. Точка расчета дозы расположена у края или внутри неоднородности с большей плотностью. Эта относится к случаю рассмотрения пограничной области между костью и мягкой тканью и внутрикостных участков. В этом случае, кроме необходимости учитывать уменьшение дозы, получаемой мягкими тканями, которые расположены за костью, возникает необходимость учитывать повышение дозы в мягких тканях, прилегающих к кости или окруженных ею. Последнее обусловливается действием вторичных электронов, образующихся в результате фотоэлектрического поглощения в кальции или фосфоре, которые содержатся в костной ткани.

При многопольном статическом облучении, кроме того, на величину поправки на неоднородность тела существенно будет влиять взаимное расположение по-

лей облучения. В этом случае поправку надо вносить в абсолютную величину экспозиционной дозы в очаге облучения от каждого поля.

Рассмотрим несколько существующих методов внесения поправок на неоднородность тела.

1. Метод, использующий измерения в гетерогенном фантоме для нахождения поправочных коэффициентов при определенных условиях облучения.

Этот метод наиболее часто применяют для учета неоднородности среды при использовании рентгеновского излучения. Обусловлено это тем, что при исполь-

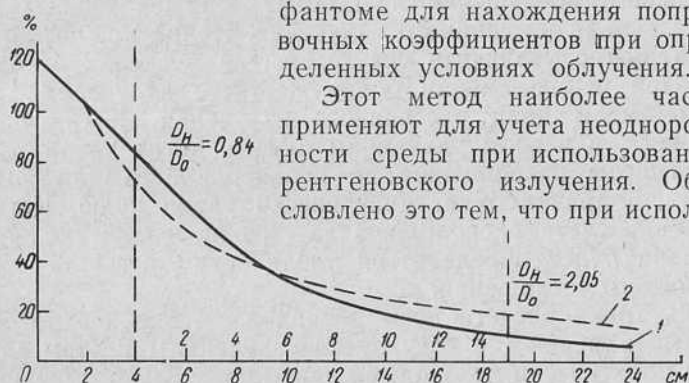


Рис. 6.14. Экспериментальные результаты для введения поправки на неоднородность при статическом облучении:
 $\Delta=1,5$ мм Си, РИК=30 см, $S=6 \times 8$ см, глубина залегания неоднородности 4 см, толщина неоднородности 15 см.

зовании рентгеновского излучения значительно больше сказывается рассеяние излучения, учет которого различными расчетными методами сложнее и поглощение не однозначно связано с плотностью среды из-за значительной доли фотоэффекта. Метод заключается в том, что для данных определенных условий облучения с помощью неоднородного фантома создают условия, идентичные условиям прохождения пучка излучения через облучаемое тело. Измеряют дозное распределение по центральному лучу пучка. На основании этих измерений определяют поправочный фактор для любой точки, расположенной на пути пучка излучения.

В качестве фантомов применяют для имитации мышечной ткани парафин, воск, воду; для легочной ткани — дерево с плотностью 0,3—0,35 г/см³, опилки, пробку, желатин, губку; для кости — скелет, прессованную костную муку, песок. Как правило, измерения производятся на пластинчатых фантомах дозиметрами с маленькими ионизационными камерами. На рис. 6.14

при условиях облучения: максимальное напряжение 200 кВ, фильтр 1 мм Cu, Δ — 1,5 мм Cu, РИК — 30 см, $S=6 \times 8$ см.

Неоднородность, по плотности равная легочной ткани, расположена на глубине 4 см и толщина ее равна 15 см. Кривая 1 соответствует распределению процентных глубинных доз в однородной среде; кривая 2 — в неоднородной. Как видно из рисунка, до глубины 9,5 см кривая 2 лежит ниже кривой 1, это объясняется тем, что ослабление излучения здесь сказывается меньше, чем влияние рассеянного излучения. Затем там, где влияние ослабления излучения будет больше, кривая 2 будет выше, и, следовательно, величина дозы в неоднородной среде будет больше, чем в однородной среде. Поправочный фактор определяется как отношение процентной дозы с учетом неоднородности к процентной глубинной дозе при распределении в однородной среде для данной точки и данных условий облучения. Ход кривых на рисунке и значения поправочных факторов будет зависеть от условий облучения и соотношения и расположения неоднородностей в облучаемом теле. Необходимость проведения множества измерений делает этот метод достаточно сложным. Использование литературных данных, полученных для аналогичных или близких условий, дает менее точные результаты, тем не менее рекомендуется пользоваться ими, так как это лучше, чем не вносить никакой поправки на неоднородность среды.

2. Расчетный метод, основанный на зависимости ослабления от плотности среды. Этот метод является наиболее простым и удобным, но может быть применен только для излучений, у которых основным процессом взаимодействия со средой является комптоновский эффект, для которого существует прямо пропорциональная зависимость ослабления излучения от плотности среды. Основы этого метода разработаны Дютрекс. Поправка на неоднородность среды определяется для очага облучения. Для определения поправки необходимо иметь стандартную изодозную линейку для выбранных условий облучения и условный поперечный срез тела больного на уровне очага с топографией внутренних органов. На эскизе среза обозначается направление поля облучения и определяются размеры неоднородностей, проходимых центральным лучом каждого пучка излуче-

ния. Строят кривую распределения процентных глубинных доз, причем по оси ординат откладывают величины процентных глубинных доз, по оси абсцисс — расстояния вдоль оси пучка излучения от поверхности облучаемого тела. По этой же оси отмечаются размеры, соответствующие различным тканям тела.

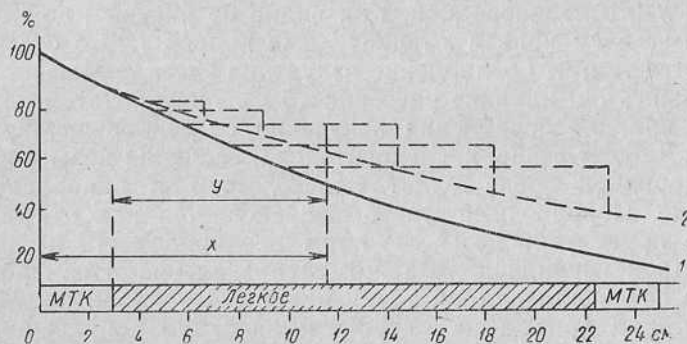


Рис. 6.15. Метод расчета поправки на неоднородность по Dutreix: 1 — однородная среда; 2 — неоднородная среда (3 см мягкой ткани; 19,5 см — легкое; 2,5 см мягкой ткани).

На рис. 6.15 приводится пример такого распределения доз излучения Co^{60} , расстояние источник—кожа равно 55 см, поле облучения 8×10 см. Далее определяется расстояние x по центральному лучу пучка от контура среза (поверхности тела) до точки, в которой определяется величина дозы. По центральному лучу пучка определяется толщина слоя y неоднородности, расположенной между поверхностью тела и точкой расчета.

Изменение толщины ослабляющего слоя определяется по формулам

$$y' = y \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_{\text{тк}}} \right) \text{ при } \rho_n < \rho_{\text{тк}},$$

$$y' = y \left(\frac{\rho_n}{\rho_{\text{тк}}} - 1 \right) \text{ при } \rho_n > \rho_{\text{тк}}, \quad (6.12)$$

где y' — изменение толщины ослабляющего слоя с учетом неоднородности; y — толщина слоя неоднородности; ρ_n — плотность неоднородности; $\rho_{\text{тк}}$ — плотность тканеэквивалентной среды, используемой при построении

стандартной изодозной линейки. Затем определяют эффективную величину ослабляющего слоя до интересующей точки, которая равна

$$x = y' \text{ при } \rho_n < \rho_{\text{тк}} \text{ и } x + y' \text{ при } \rho_n > \rho_{\text{тк}}.$$

По кривой распределения процентных глубинных доз определяют величину процентной глубинной дозы D , соответствующей эффективной толщине ослабляющего слоя. В величину D' необходимо ввести поправку по закону обратных квадратов, так как расстояние от источника излучения до точки расчета остается постоянным, а величина дозы относится к эффективной толщине слоя и тогда

$$D\% = D'\% \frac{[f + (x - y')]^2}{(f + x)^2} \text{ при } \rho_n < \rho_{\text{тк}}$$

(6.13)

и

$$D\% = D'\% \frac{[f + (x + y')]^2}{(f + x)^2} \text{ при } \rho_n > \rho_{\text{тк}},$$

где f — расстояние источник—кожа.

Таким образом, определяется величина процентной глубинной дозы в очаге, расположенном на глубине h , с учетом неоднородности. В случае необходимости учета неоднородности тела во всем распределении процентных глубинных доз по центральному лучу пучка аналогичный расчет производится для ряда точек, и кривая, полученная в результате плавного соединения этих точек, будет представлять кривую распределения процентных глубинных доз по центральному лучу пучка с учетом неоднородности. Для получения дозного поля с учетом неоднородности во всем пучке излучения на стандартной изодозной линейке проводят вспомогательные линии, параллельные центральному лучу пучка с расстояниями между ними 1 см. Строят кривые относительных глубинных доз по каждой линии, и вся процедура построения дозного распределения с учетом неоднородности проводится для каждой линии так же, как для центрального луча пучка. Используя эти данные, строят всю изодозную линейку. Чтобы построить полное дозное распределение на поперечном срезе при многопольном статическом облучении с учетом влияния неоднородности, необходимо построить исправленные изодозные линейки для каждого поля облучения. После

построения исправленных изодозных линеек для всех полей облучения расчет доз по срезу ведут обычным способом. Для примера рассмотрим внесение поправок на легочную неоднородность в центральный луч первого поля при трехпольном облучении опухоли корня легкого на терапевтическом гамма-аппарате при следующих условиях облучения: расстояние источник—кожа 55 см, поле облучения 8×10 см. Эскиз поперечного среза с нанесенными контурами легких и указанием направлений полей облучения приведен на рис. 6.16. Костные включения грудной клетки из-за небольшой толщины ($< 1,5$ см) и невысокой плотности ($\sim 1,25$ г/см³) не вносят значительных искажений в дозное распределение и могут не учитываться. Кривая распределения процентных глубинных доз по центральному лучу пучка первого поля приведена на рис. 6.15. Рассчитаем поправку для точки, в которой $D\% = 70\%$. Глубина залегания этой точки $x = 6,8$ см. Толщина легочной ткани $y = 3,8$ см.

$$y' = y \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_{тк}} \right) = 3,8 \left(1 - \frac{0,3}{1} \right) \approx 2,7 \text{ см.}$$

Эквивалентная толщина ослабляющего слоя для этой точки будет

$$x - y' = 6,8 - 2,7 = 4,1 \text{ см.}$$

По кривой рис. 6.15 находим, что $D\%$ для глубины 4,1 см равна 83%. Вносим поправку на закон обратных квадратов

$$D\% = D'\% \frac{[f + (x - y')]^2}{(f + x)^2} = 83 \frac{(55 + 4,1)^2}{(55 + 6,8)^2} = 75,5\%.$$

Следовательно, процентная глубинная доза в точке $x = 6,8$ см будет с учетом неоднородности равна 75,5%, а не 70%, как считалось для однородной среды. В результате аналогичных расчетов для ряда точек получим новое распределение процентных глубинных доз с учетом неоднородности (пунктирная кривая на рис. 6.15).

На рис. 6.16 приводится изодозная картина для облучения корня легкого с трех полей при указанных выше условиях, составленная без учета (сплошные линии) и с учетом влияния легочной неоднородности (пунктирные линии). Как видно из рис. 6.16, доза в опухоли с учетом

неоднородности будет составлять 180% вместо 140%, полученных при расчете для гомогенной среды.

Применение этого метода для введения поправок на неоднородность при использовании рентгеновского из-

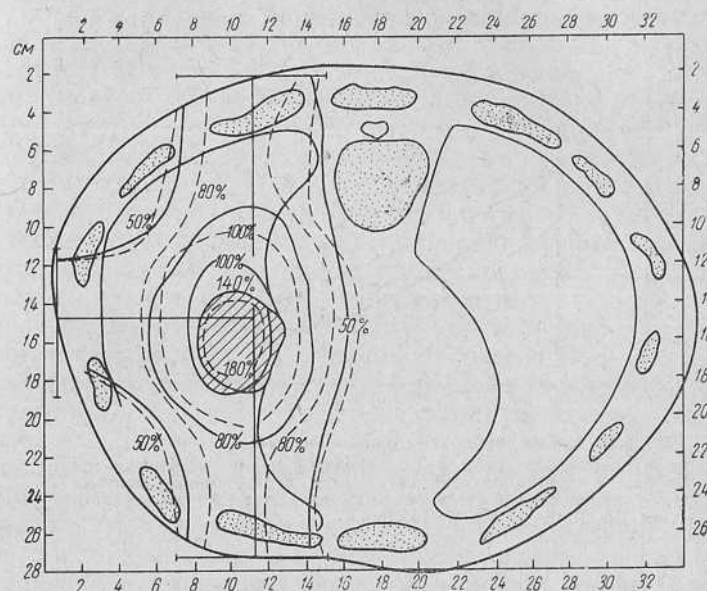


Рис. 6.16. Эскиз поперечного среза при расчете поправок на неоднородность.

лучения приводит к значительным ошибкам. Для иллюстрации указанного положения можно привести следующий пример. На рис. 6.17 показано распределение процентных глубинных доз для гомогенной среды (кривая 1) и условий облучения: максимальное напряжение 200 кв, фильтр 1 мм Си, Δ — 1,5 мм Си, поле облучения $S=10 \times 15$ см. Неоднородность с плотностью 0,3 г/см³ расположена на глубине 4 см и толщина ее 10,5 см. Дозное распределение, снятое экспериментально на пластинчатом фантоме из парафина, с имитацией легочной неоднородности губкой ($\rho=0,3$ г/см³) с помощью ионизационной камеры представлено кривой 3. Дозное распределение, подсчитанное по методу Дютрекс, представлено кривой 2. Как видно из рисунка, расхождение в дозных распределениях, определенных различными ме-

тодами, значительно, особенно если точка расчета располагается в неоднородности.

3. Метод, использующий измерение проходной (транзитной) дозы. Точность учета неоднородности тела при использовании расчетных методов зависит от того, насколько точны данные о внутреннем расположении ор-

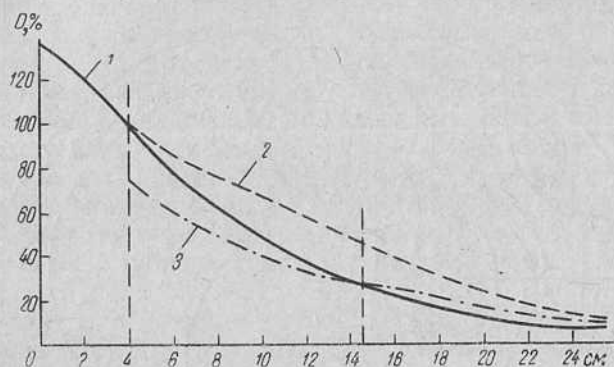


Рис. 6.17. Сравнение дозных распределений:

1 — в однородной среде; 2 — с поправкой на неоднородность по Dutreix; 3 — снято экспериментально в неоднородном фантоме (4 см парафин+10,5 см губка+парафин) для 200 кв, фильтр 1 мм Си, РИК=30 см, $S=10 \times 15$ см.

ганов данного больного и их поглощающих излучение характеристиках. Так как эти данные определяются по анатомическим исследованиям и результатам рентгенографии, то точность внесения поправок на неоднородность зависит от их достоверности. В силу того что данные анатомических и рентгенографических исследований обычно могут дать только некоторые средние величины плотностей тканей и их расположения в теле больного, величины расчетных поправок на неоднородность тела также могут быть только приближенными.

Достаточно сложно осуществить экспериментальное определение поправок на неоднородность путем измерений на фантомах, так как воспроизведение тканеэквивалентных материалов, имитирующих различные неоднородности тела, и точное воспроизведение их расположения в теле затруднительно. Поэтому определение с помощью измерений эквивалентной толщины тела в целом ряде случаев является более точным методом внесения поправок на неоднородность. Правда, недостатком

этого метода является то, что он не позволяет учесть влияние рассеянного излучения, что всегда существенно при использовании рентгеновского излучения и не всегда позволяет учесть расположение очага облучения.

Основы этого метода разработаны Джонсом (Johns H); заключается он в том, что производятся экспериментальные измерения ослабления излучения при прохождении его через тело больного. Сравнение этих данных с ослаблением излучения однородной средой позволяет сделать заключение о величине поправки на неоднородность. Ослабление излучения при его прохождении по определенному направлению через тело находят по выходной дозе, измеренной специально изготовленной для этой цели ионизационной камерой. Особенностью такой камеры является то, что она должна регистрировать только излучение первичного пучка и быть достаточно защищенной от рассеянного излучения, получающегося от тела больного и окружающих предметов. Для этой цели ионизационную камеру помещают в специальное защитное приспособление, представляющее собой свинцовый блок с рядом отверстий, сфокусированных на источник излучения. Толщина защитного слоя свинца зависит от энергии излучения, для которого применяется ионизационная камера. Для излучения Co^{60} эта толщина должна быть не менее 10—12 см. Конструкции подобных камер приведены в целом ряде работ. Схематично вид подобного устройства представлен на рис. 6.18. С помощью так называемой транзитной камеры определяется доля прошедшего излучения через однородный фантом с плотностью, равной 1 г/см³.

Для примера в таблице 6.8 приводятся данные о доле γ -излучения Co^{60} , прошедшего через фантом с плотностью равной 1 г/см³ и измеренные с помощью транзитной камеры. Используя данные этой таблицы по измеренной выходной дозе при прохождении пучка излучения через больного, можно определить эквивалентную толщину больного. Например, при прохождении пучка излучений через грудную клетку больного, поперечный размер которой равен 26,6 см, зарегистрирована доза, равная 24,6% дозы, измеренной при тех же условиях без пациента; используя данные таблицы, определяем, что доза 24,6% соответствует толщине однородного тканеэквивалентного вещества, равной 22 см. Следовательно, эквивалентная толщина больного с по-

Таблица 6.8

Доля γ -излучения Co^{60} , прошедшего через фантом с $\rho=1 \text{ г/см}^3$
(без учета рассеяния)

Толщина, см	Доля прошед- шего излучения, %	Толщина, см	Доля про- шедшего излучения, %	Толщина, см	Доля про- шедшего излучения, %
12	46,9	20	28,1	28	16,7
14	41,4	22	24,6	30	14,7
16	36,2	24	21,6	32	12,9
18	32,0	26	19,0	34	11,4

перечным размером грудной клетки 26 см по данному направлению пучка излучения будет составлять 22 см. Помещая между источником излучения и проходной

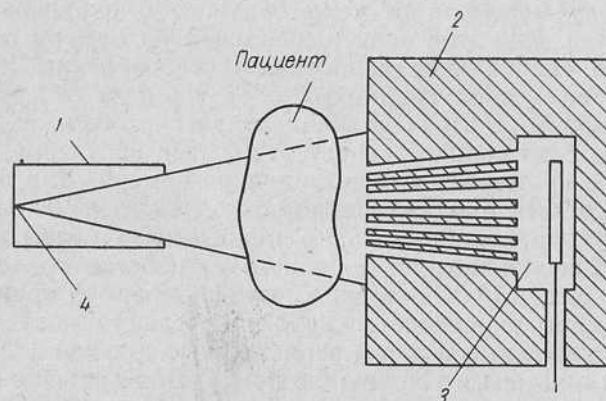


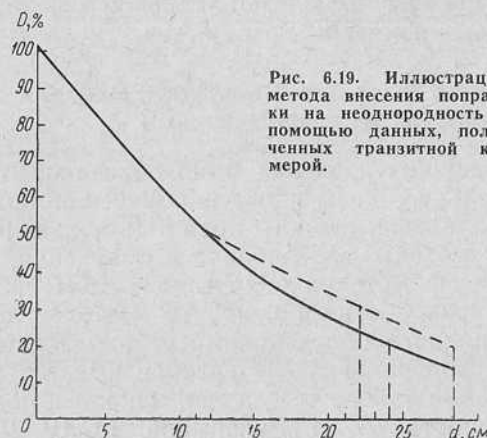
Рис. 6.18. Схема устройства транзитной камеры:

1 — коллиматор; 2 — защитное устройство; 3 — ионизационная камера; 4 — источник излучения.

камерой пластины из тканеэквивалентного материала с $\rho=1 \text{ г/см}^3$ известной толщины, можно отградуировать дозиметр с проходной камерой в эквивалентных толщинах, тогда исключается необходимость пользоваться данными таблицы.

Метод определения поправки на неоднородность тела по эквивалентной толщине заключается в следующем: определяют распределение процентных глубинных доз по

центральному лучу пучка излучения для определенных условий облучения. Например, на рис. 6.19 приведено такое распределение для источника излучения Co^{60} поля $10 \times 10 \text{ см}$ и РИК=80 см. С помощью проходной камеры при данном направлении пучка излучения и условий облучения измеряют выходную дозу, в нашем случае она равна 24,6%. Из табл. 6.8 определяем, что эта величина выходной дозы соответствует эквивалентной тол-



щине 22 см. Фактическая толщина грудной клетки больного, измеренная по данному направлению пучка излучения, равна 28 см. Согласно кривой дозного распределения процентная глубинная доза на глубине 28 см должна быть равна 15%, действительную ее величину определим из следующих соображений. За счет легочной неоднородности толщина тела больного как бы уменьшается на величину $28 - 22 = 6 \text{ см}$. Так как каждый сантиметр мышечной ткани ослабляет γ -излучение Co^{60} на 5,5%, то общее ослабление составит $6 \times 5,5 = 33\%$. Следовательно, величина процентной глубинной дозы увеличится на величину, равную $15 \times 0,33$, и составит $15 + 15 \times 0,33 = 15 + 4,9 = 19,9\%$. Далее дозное распределение получают графически. У точки, соответствующей 28 см, отмечается доза, равная 19,9%; проводят кривую, параллельную дозному распределению в гомогенной среде, до точки, соответствующей эквивалентной толщине, т. е. в нашем случае 22 см, и затем плавной кри-

вой соединяют эту точку и точку глубины залегания начала легочной неоднородности по ходу пучка излучения. Внесение поправок на неоднократность при статическом многопольном облучении производится обычным порядком, т. е. поочередно определяется поправка для каждого поля облучения и затем — суммарная. Для получения полного дозного распределения с учетом неоднородности этот метод не применяется. Кроме указанных методов внесения поправок на неоднородность тела возможны непосредственные измерения в полостях с помощью малых ионизационных камер.

§ 7. ДОЗНЫЕ ПОЛЯ ПРИ ПОДВИЖНЫХ МЕТОДАХ ОБЛУЧЕНИЯ РЕНТГЕНОВСКИМ И γ -ИЗЛУЧЕНИЯМИ

В предыдущих разделах было показано, что для получения большей дозы в очаге облучения при наилучшем распределении дозного поля в окружающих тканях применяют методы многопольного облучения. Дальнейшее улучшение методик облучения в этом направлении привело к разработке подвижных методов облучения. Виды подвижного облучения могут различаться по целому ряду признаков. В литературе имеется несколько классификаций такого облучения, наиболее полные приведены в работах А. И. Рудермана, М. Ш. Вайнберга, Келлера, М. Тубиана и др. Часто в литературе приводятся более общие классификации видов подвижного облучения, в которых даются две основные группы.

1. Ротация — источник излучения движется по окружности или ее части, ось пучка излучения движется вокруг центра вращения в одной плоскости.

2. Конвергенция — источник излучения движется по какой-либо линии или поверхности в пространстве, ось пучка излучения проходит через одну точку.

Отечественная промышленность выпускает целый ряд аппаратов, в которых осуществляется возможность подвижного облучения. К таким аппаратам относятся: рентгеновский аппарат РУМ-13, гамма-аппараты «Вольфрам», «Рокус» и др.

Проведение дозиметрических измерений и составление плана лучевого лечения при подвижных методах облучения значительно сложнее, чем при статических методах. Обусловливается это тем, что параметры, определяющие дозное распределение в этом случае, не одно-

значно связаны между собой. Так, если при статическом методе облучения площадь поля облучения на коже больного и расстояние источник—кожа являются постоянными параметрами, то при подвижных методах облучения эти параметры будут переменными, а постоянными станут расстояние источник—центр ротации и размер поля облучения на очаге. В то же время переменным параметром становится мощность дозы на коже больного.

При центральном расположении опухоли в теле больного эти изменения связаны с тем, что форма тела отличается от цилиндра, при эксцентричном расположении опухоли эти изменения параметров еще значительнее. На рис. 6.20 показано два взаимных расположения источника излучения и облучаемого тела,

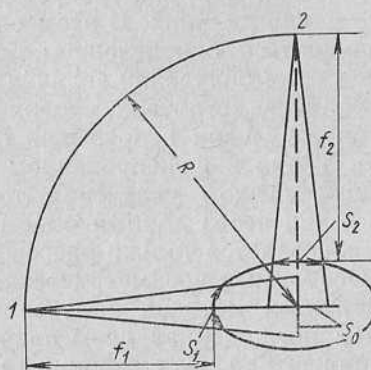


Рис. 6.20. Схема для иллюстрации изменения площади поля облучения на поверхности тела и РИК при ротационном методе облучения.

площади облучения S_0 и радиус ротации R остаются постоянными при любом положении источника излучения, в том числе и положениях 1 и 2. В то же время площадь поля облучения на поверхности тела изменяется, причем $S_2 > S_1$, расстояние источник—кожа также не остается постоянным и $f_2 > f_1$. В силу того что f_2 отличается от f_1 , величина мощности дозы на коже больного будет различной при положении источника излучения 1 и 2. Применение конвергентных методов облучения приводит к еще более сложным сочетаниям параметров, определяющих геометрию облучения. Все сказанное приводит к тому, что определение дозного поля при подвижных методах облучения является сложной задачей. В настоящее время разработан целый ряд методов определения дозы в очаге и полного дозного распределения при подвижных методах облучения. На этих методах мы остановимся ниже. Прежде чем рассматривать эти методы, необходимо разобрать зависимость дозного поля от ряда основных параметров, влияющих на него.

**1. Зависимость распределения дозного поля
и очаговой дозы от угла ротации,
площади поля облучения и расстояния
источник — очаг**

Достижение большей эффективности лучевой терапии при применении подвижных методов облучения, чем при статических методах, требует рассмотрения полного дозного распределения. В этом случае почти всегда нельзя ограничиться определением дозы в очаге. При всяком подвижном облучении величина дозы в различных участках облучаемого тела изменяется во времени, так как пучок излучения непрерывно перемещается в пространстве. Ткани в фиксированном объеме облучаются первичным пучком излучения только во время его прохождения через данный объем, в остальное время доза в них создается только рассеянным излучением.

Основными дозиметрическими характеристиками при подвижных методах облучения являются экспозиционная и поглощенная дозы в очаге, на поверхности тела и процентная экспозиционная или поглощенная доза, которая определяется как отношение дозы в данной точке облучаемого объема к дозе в центре качания. Кроме того, так же как и в статических методах облучения, дозиметрическими характеристиками являются интегральная доза, градиент дозы или равномерность облучения.

Рассмотрим зависимость основных дозиметрических характеристик от параметров, определяющих подвижные методы облучения. Проведем это, например, для случая ротационного облучения, когда пучок излучения движется по окружности или ее части, причем ось пучка излучения движется вокруг центра вращения в одной плоскости, которая является плоскостью условного среза пациента, и проходит через середину патологического очага. Это наиболее простой случай подвижного облучения, но к нему могут быть приведены все более сложные, а рассмотрение зависимости дозиметрических характеристик от параметров методики облучения здесь наиболее наглядны.

Зависимость дозного распределения от угла ротации. Так как пучок излучения при ротации направлен на центр ротации, очевидно, что абсолютная величина дозы в центре ротации будет возрастать с увеличением угла

ротации. В качестве иллюстрации сказанного можно привести рис. 6.21, где показано относительно возрастание дозы в центре ротации с увеличением угла ротации. Доза, получаемая кожей пациента, хотя и будет увеличиваться с возрастанием угла ротации, но значительно менее быстро, чем доза в очаге. Поэтому процентная доза на поверхности облучаемого тела, т. е. доза на коже, отнесенная к дозе в центре качания или очаге, будет уменьшаться с увеличением угла ротации. На рис. 6.21 приведена зависимость процентной дозы на поверхности облучаемого тела (кривая 1) и глубине 4 см по биссектрисе угла качания (кривая 2) от угла ротации. Указанная зависимость получена из разных распределений, определенных экспериментально для установки с Co^{60} , на эллиптическом фантоме с размерами 20×32 см при центре ротации, расположенном на глубине 10 см и поле на очаге 6 см.

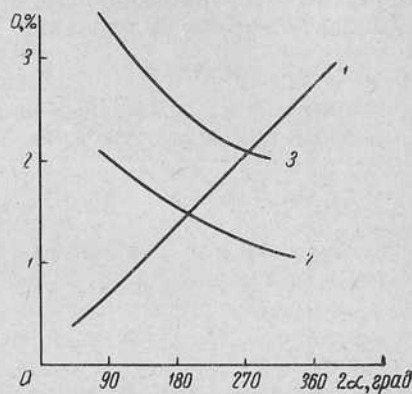


Рис. 6.21. Зависимость процентной глубины дозы от угла ротации:
1 — относительное возрастание дозы в центре ротации (очаг расположен в центре ротации на глубине 15 см); 2 — зависимость процентной дозы на поверхности облучаемого тела; 3 — на глубине 4 см; облучение Co^{60} ; $S=6$ см; фантом 20×32 см; глубина центра ротации на глубине 10 см.

При рассмотрении дозных распределений для указанного случая, построенных в зависимости от глубины облучаемого тела по биссектрисе угла ротации для различных значений этого угла, приведенных на рис. 6.22, заметно достаточно сильное смещение максимума дозного распределения от центра ротации к поверхности тела. Такое смещение обусловлено одновременным ослаблением излучения в теле по глубине и действием чисто геометрических факторов.

При осуществлении ротации с небольшими углами, где смещение максимума будет существенно, необходимо определять величину этого смещения и при центрации пучка излучения на больного смещать его так, чтобы максимальная величина дозы приходилась на патологический очаг.

Зависимость дозного распределения от радиуса ротации. Рассмотрим зависимость процентной глубинной дозы от расстояния источник—кожа, а следовательно, и от расстояния источник—очаг. Известно, что при статическом методе облучения увеличение этого расстояния приводит к возрастанию процентной глубинной дозы и, следовательно, к улучшению дозного распределения.

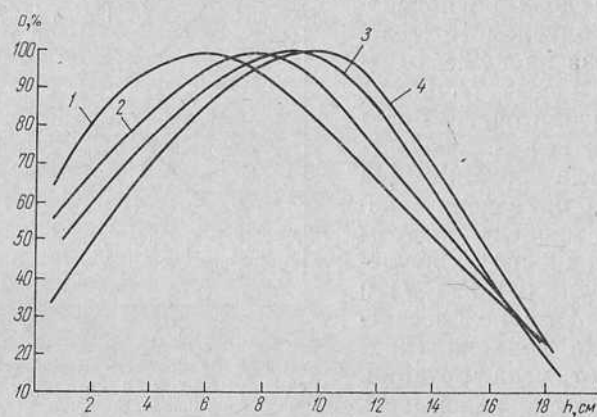


Рис. 6.22. Дозное распределение по глубине фантома для Co^{60} . 1 — угол ротации 100° ; 2 — угол ротации 140° ; 3 — угол ротации 220° ; 4 — угол ротации 300° . Глубина центра ротации 10 см, сторона поля 6 см, размеры фантома 20×32 см.

При ротационном методе облучения мы получаем обратную картину, т. е. лучшее распределение дозного поля получается при уменьшении радиуса ротации. Определяется это целым рядом факторов.

1. При постоянном угле ротации и поле облучения на оси качания уменьшение радиуса качания приводит к уменьшению поля облучения на поверхности облучаемого тела, что в свою очередь приводит к уменьшению массы тканей, попадающих в пучок излучения, и уменьшению рассеянного излучения.

2. При меньшем радиусе ротации абсолютная величина дозы в точках облучаемого тела получается больше, следовательно, уменьшается продолжительность сеансов облучения.

3. Уменьшение радиуса ротации приводит к меньшему смещению максимума дозы относительно центра ротации при данном угле ротации. С уменьшением ра-

диуса ротации уменьшается объем, непрерывно остающийся в зоне облучения при перемещении пучка излучения в пределах заданного угла качания.

Следует отметить, что в противоположность перечисленным положительным факторам уменьшение радиуса ротации приводит к увеличению дозы на коже, но в пределах радиусов ротации 50—80 см (обычно применяемых в лучевой терапии) этот фактор влияет незначительно. Практически наименьший радиус ротации определяется из конструктивных соображений обеспечения удобства укладки больного и его безопасности при перемещении подвижных частей ротационной установки во время сеанса облучения.

Зависимость дозного распределения при ротации от эффективной энергии излучения. Закономерности влияния качественного состава излучения на дозное распределение при статических методах облучения остаются справедливыми и для подвижных методов. Так, с увеличением жесткости излучения улучшается соотношение дозы на коже и дозы в очаге. Например, при сравнении дозных распределений для случая центрального расположения патологического очага в теле при одинаковых условиях ротации, при использовании рентгеновского излучения с $\Delta=2$ мм Си и излучения Co^{60} , оказывается, что доза на коже в первом случае составляет 55%, а во втором — 15%. При круговом облучении очага, находящегося на глубине 15 см при поле диаметром 8 см и равных дозах излучения в очаге, процентная доза на коже будет:

при 200 кВ—30%
при 400 кВ—20%
при 0,66 Мэв (Cs^{137})—17%
при 2 Мэв—14%
при 1,25 Мэв (Co^{60})—12,5%
при 24 Мэв—6,5%

Существенным преимуществом излучений при высоких энергиях в случае подвижных методов излучения по-прежнему остается смещение максимума поглощенной дозы в глубину тканей. С увеличением энергии излучения изменяется соотношение между поглощением и рассеянием излучения, что приводит также к более благоприятному дозному распределению.

Зависимость дозного распределения от величины поля облучения. Как уже говорилось, размер поля об-

лучения при подвижных методах облучения задается на уровне центра ротации. С уменьшением поля облучения на уровне центра ротации, соответственно уменьшается величина поля на поверхности тела и уменьшается масса тканей, подвергающихся облучению, что приводит к более эффективному дозному распределению.

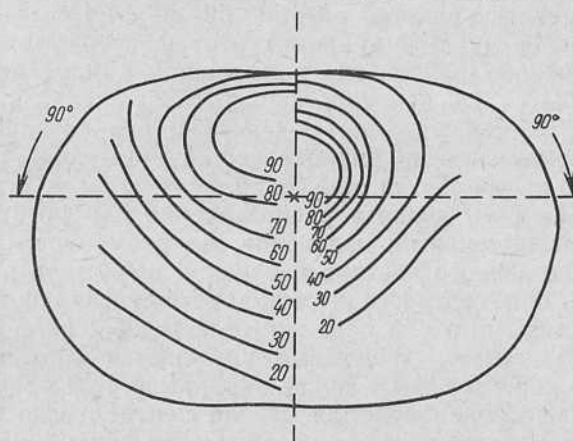


Рис. 6.23. Дозное распределение для размеров поля 10 см (слева) и 5 см (справа) для облучения Co^{60} :
Фантом 20×32 см, $2\alpha = 180^\circ$, $R = 50$ см. Глубина центра ротации 7,5 см.

нию. На рис. 6.23 для примера приведено дозное распределение, полученное на эллиптическом фантоме размером 20×32 см для Co^{60} . Угол ротации 180° , $R = 50$ см. Центр ротации расположен на глубине 7,5 см, поле облучения в плоскости ротации на уровне центра ротации равно: для левой части 10 см, правой — 5 см. Как видно из распределения, с уменьшением поля облучения несколько уменьшается размер 80%-ной изодозы, все дозное распределение становится более концентрированным, т. е. происходит более крутой спад дозы от центра ротации к краю облучаемого тела. Зависимость размера 90%-ной изодозы по биссектрисе угла ротации (кривая 1) и перпендикулярному направлению к ней (кривая 2) от величины поля облучения приведена на рис. 6.24. Из рис. 6.24 видно также, что уменьшение поля облучения смещает максимум дозного распределения к центру качания. На рис. 6.25 приведена зависимость величины смещения максимума дозного рас-

пределения от центра ротации от величины поля облучения. В плоскости сечения среза, как видно из рисунка, при величине поля 3 см, максимум совпадает с центром ротации. Следовательно, можно сказать, что уменьшение величины поля облучения приводит к более

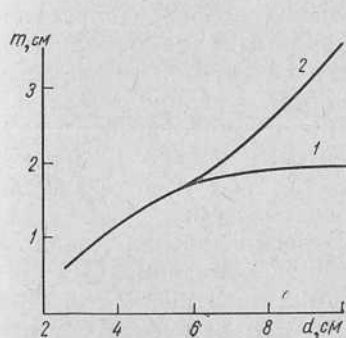


Рис. 6.24. Зависимость размера 90%-ной изодозы по биссектрисе угла ротации (1) и направлению, перпендикулярному к ней (2) в зависимости от величины поля облучения. Условия облучения те же, что и на рис. 6.23.

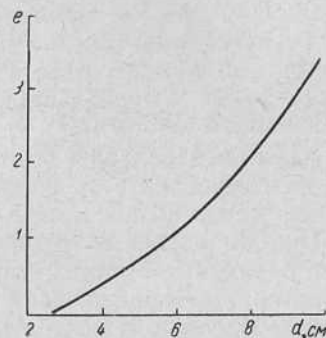


Рис. 6.25. Зависимость величины смещения максимума дозного распределения от центра ротации от величины поля облучения. Условия облучения те же, что и на рис. 6.23.

эффективному дозному распределению, но вместе с тем уменьшение поля до размеров, меньших размера патологического очага, приводит к неравномерному его облучению.

2. Определение дозных полей при подвижных методах облучения γ -излучением

Методы определения дозных полей при подвижных методах облучения можно разделить на три основные группы: экспериментальные, расчетно-графические и расчетные. Каждая группа методов имеет свои преимущества, недостатки и погрешности.

Экспериментальное определение дозного поля. В этом случае дозное поле определяется с помощью фантома и какого-либо способа регистрации излучения. При измерениях фантом надо укладывать на стол аппарата так же, как укладывают больного; центрация, геометрические и физико-технические параметры должны соот-

ветствовать методам облучения больного. Дозное поле для плоскости ротации определяется, если движение источника происходит в одной плоскости и для ряда плоскостей в случае более сложных методов подвижного облучения. Для облучения, когда источник излучения движется в одной плоскости, обычно принимают, что по длинной стороне поля облучения дозное распределение остается практически постоянным (для однородной среды) для любого поперечного сечения, параллельного плоскости, проведенной через середину очага, за исключением краев поля, где происходит изгиб изодозных линий. Последнее становится особенно заметным для рентгеновского излучения, так как в этом случае неравномерно дозное поле в пучке излучения.

Для определения дозного распределения используют различные методы, такие, как ионизационный, химический, фотографический, люминесцентный и др. При этом необходимо учитывать, что при подвижных методах облучения часто создаются дозные распределения с небольшой по размеру областью максимальной дозы и с резким спадом дозы к краю облучаемого тела. Поэтому для измерения доз при подвижных методах облучения следует применять датчики, позволяющие производить измерения при большом градиенте дозного поля. Наиболее часто в дозиметрии при подвижных методах облучения применяют сочетание фотографического и ионизационного методов. Такое сочетание позволяет получить правильные и достаточно подробные данные о дозном поле, причем эти методы, дополняя друг друга, позволяют учесть целый ряд погрешностей, присущих каждому из них.

Экспериментальное определение дозного поля, естественно, учитывает особенности каждого ротационного аппарата, влияющие на дозное распределение. К ним следует отнести равномерность движения источника излучения, точность отработки углов и время реверса в точках перемены направления движения. Но вместе с тем применение экспериментального метода определения дозного поля требует наличия специальной аппаратуры и большой затраты времени. Кроме того, полученное таким образом дозное распределение характеризует распределение энергии излучения для данной методики облучения и данного тканезквивалентного фантома. Перенесение этих данных на больного тре-

бует учета ряда факторов, таких, как размеры больного, вариации глубины залегания патологического очага, распределение сред с различной плотностью в теле и т. д.

Экспериментальное определение величины дозы в очаге для данной методики облучения производится на соответственно расположенном в пучке излучения фантоме. Датчик прибора помещают в фантом в место расположения центра очага облучения. Величину дозы в очаге определяют за одно качание или один оборот источника излучения, затем определяют число качаний или оборотов, необходимых для достижения дозы на один сеанс облучения $n = \frac{\text{доза за сеанс}}{\text{доза за 1 качание}}$. При этом

следует учесть, что для сохранения дозного распределения число качаний должно быть целым. Для этого можно несколько варьировать дозу за сеанс облучения.

Расчетно-графические методы. При различных расчетных методах определения дозного распределения и величин очаговых доз широко применяется понятие «отношение ткань — воздух» или «ткане-воздушное отношение». Это понятие определяется как

$$R_t = \frac{D_h}{D_v}, \quad (6.14)$$

где D_h — доза в опухоли или в любой точке в ткани; D_v — доза в воздухе при отсутствии фантома в точке, соответствующей месту определения величины D_h . Это отношение показывает, насколько меняется мощность дозы или доза излучения за счет разницы в ослаблении и рассеянии излучения в облучаемом теле и в замещаемом им объеме воздуха.

Введение понятия ткане-воздушного отношения значительно облегчает целый ряд расчетов, позволяя при определении дозного распределения и очаговой дозы пользоваться заранее изготовленными таблицами. Ткане-воздушное отношение будет зависеть от глубины залегания очага, площади поля облучения на уровне очага и эффективной энергии излучения. В зависимости от указанных параметров и приводятся в литературе таблицы или графики ткане-воздушных отношений. Наиболее широко применяемый расчетно-графический метод определения дозного поля и расчета очаговой дозы для подвижных методов облучения предложен

Джонсом с соавторами. Для построения дозного распределения авторы предлагают представить методику ротационного облучения для плоскости ротации в виде статического многопольного облучения. Для этого на плоскости условного поперечного среза больного наносят точку центра ротации и очерчивают угол ротации. Затем из центра ротации через каждые 10° проводят радиус, выбирают систему точек для суммирования дозных полей и изготавливают стандартные изодозные линейки для выбранного размера поля на уровне центра ротации (при этом для каждого положения радиуса величина поля на поверхности тела будет различной), для различных глубин залегания центра ротации и различных расстояний источник — кожа. Практически для каждого радиуса, расположенного в пределах угла ротации, необходима своя изодозная линейка.

После этого проводят суммирование доз от каждого поля для каждой точки выбранной системы. Суммируют, считая, что время облучения от каждого радиуса равно $t = \frac{T}{i}$, где T — время одного оборота или качания, i — число радиусов. Стандартную изодозную линейку накладывают на схему среза так, чтобы направление центрального луча совпадало с направлением радиуса. Тогда дозу в любой точке от одного поля облучения рассчитывают по формуле

$$D_{ni} = P_i D_{ni} \% \left(\frac{T}{i} \right), \quad (6.15)$$

где D_{ni} — процентная доза в любой точке n схемы среза от i -го поля за время $\frac{T}{i}$; P_i — мощность дозы, принятая за 100% в данной стандартной изодозной линейке; $D_{ni} \%$ — процентная глубинная доза в точке n при i -ом поле облучения. Дозу в каждой точке за один оборот рассчитывают по формуле

$$D_n = \sum_0^1 P_i D_{ni} \% \left(\frac{T}{i} \right). \quad (6.16)$$

Подобную операцию следует провести для достаточно большого числа точек, после чего точки с одинаковыми значениями дозы соединяют изодозной линией, и всю карту изодоз затем пересчитывают в процентах отно-

сительно максимального значения дозы или значения дозы в облучаемом очаге.

Когда существенным является не точность расчета, а время его проведения, расчет можно несколько упростить. Для этого усредняют глубину залегания центра ротации и расстояние источник — кожа, и при суммировании дозного поля пользуются одной стандартной изодозной линейкой. При этом для областей 100 и 80% (которые обычно представляют наибольший интерес) использование усредненной изодозной линейки не вносит больших ошибок. Точность определения дозного поля для этого метода тем меньше, чем дальше расположена точка от центра ротации. Изложенный метод построения дозного распределения является очень трудоемким и дает тем большую точность, чем большее число статических полей используется. Этот же метод часто используют в основе программ и алгоритмов счетных машин для расчетов дозных полей.

Для определения величины дозы в центре ротации необходимы те же исходные данные, что и для расчета дозного распределения. На схеме поперечного среза тела больного намечают центр ротации и угол ротации. Весь угол ротации разбивают на секторы через 10—15°. Для расчета необходимо располагать изодозными линейками или данными о распределении экспозиционных доз по центральному лучу пучка и таблицей тканевоздушных отношений. Мощность дозы в воздухе, определенная для центра ротации, умножается на отношение ткань — воздух для данных условий облучения. Таким образом, определяют мощность дозы в центре ротации. Операцию повторяют для каждого из радиусов, затем определяют среднюю мощность дозы в центре ротации и умножают на полное время одного оборота или качания, в результате получают величину экспозиционной дозы в центре ротации. Величина дозы в очаге определяется учетом смещения максимума дозы от центра ротации, если оси не совпадают.

Дмоховский с соавторами предлагает графический метод построения карты изодоз на схеме поперечного среза, контур которого представляет круг. Исходными данными для построения является распределение дозы по одному из диаметров облучаемого тела, причем при секторном облучении направление выбранного диаметра должно совпадать с направлением биссектрисы угла

ротации. Распределение дозы по биссектрисе угла можно либо рассчитывать, либо получить экспериментально в тканеэквивалентном фантоме. На рис. 6.26 представлена схема построения карты изодоз, сделанная по описанному методу: на рис. 6.26, а дано распределение дозы по биссектрисе угла ротации, полученное экспериментальным путем в костно-парафиновом фантоме грудной клетки. Радиус ротации 55 см, поле на оси качания 5×10 см, угол качания 270° , аппарат гамматрон-2. Рис. 6.26, б — карта изодоз — получена графическим построением: на биссектрису угла ротации переносят в соответствующем масштабе значения доз с графика; затем с центром в точке расположения оси качания проводят дуги до края поля облучения, находящегося в двух крайних положениях, концы дуг соединяют с соответствующей точкой на биссектрисе угла ротации. Полученная таким образом линия представляет собой изодозу. На рис. 6.26, в для сравнения приводится экспериментально снятое распределение доз в костно-парафиновом фантоме, угол ротации 270° , поле на оси качания 5×10 см, радиус ротации 55 см.

Хотя метод рассмотрен для случая цилиндрического тела, когда сечение представляет собой круг, карта изодоз, полученная по методу графического построения, совпадает с экспериментально измеренным распределением доз в пределах 10—15%. Такое довольно хорошее совпадение объясняется тем, что основные исходные данные взяты из экспериментально снятого на фантоме грудной клетки распределения доз. Если пользоваться исходными данными, полученными на цилиндрическом фантоме, то совпадение будет хуже.

Расчетные методы. Один из методов расчета распределения доз при ротационном методе облучения был предложен И. В. Поройковым. Рассматриваются условия облучения цилиндрического тела точечным источником излучения, вращающимся в плоскости, перпендикулярной оси цилиндра. За один оборот источника каждый элемент объема цилиндрического слоя толщиной dx на расстоянии x от центра ротации будет (в общем случае) дважды подвергаться действию первичного излучения, так что поглощенная доза в нем будет равна

$$(D_x)_{1,2} = (D_x)_1 + (D_x)_2, \text{ причем } D_x = I_x t_{xk} \mu_k, \quad (6.17)$$

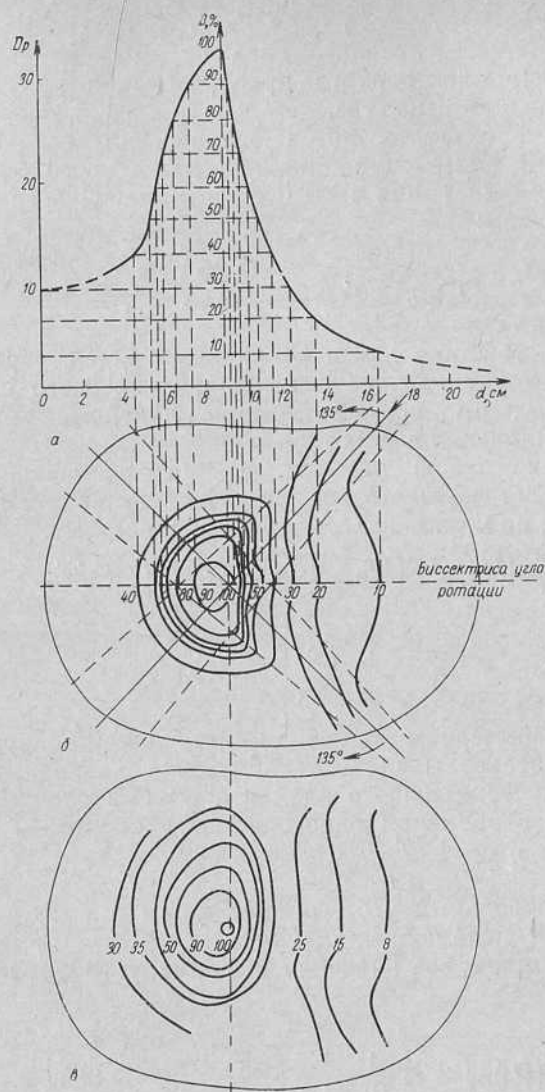


Рис. 6.26. Схема построения карты изодоз по способу, предложенному Дмоховским:
 а — распределение доз по биссектрисе угла ротации; б — карта изодоз, полученная графическим построением; в — дозное распределение, снятое экспериментально.

где I_x — интенсивность первичного потока излучения в точке элементарного слоя dx ; t_x — интервал времени облучения элементарного слоя dx ; μ_k — линейный коэффициент электронного преобразования излучения в поглощающем веществе.

Если обозначить интенсивность излучения на расстоянии 1 см от источника излучения через I_0 , то при любом $x < R-1$ для интенсивности первичного излучения получим:

$$(I'_x)_{1,2} = I'_0 \frac{1}{(R \pm x)^2} e^{-\sum_1^n \mu_i h_i}, \quad (6.18)$$

где h_i — толщина слоев различных тканей, через которые проходит излучение до цилиндрического слоя радиусом x ; μ_i — соответствующие линейные коэффициенты ослабления в этих тканях.

Однако любой элемент объема рассматриваемого слоя будет подвергаться воздействию не только первичного, но и рассеянного излучения, поэтому:

$$(I_x)_{1,2} = (I'_x)_{1,2} + (I''_x)_{1,2} = I'_x (1 + k_x), \quad (6.19)$$

где

$$k_x = \frac{I''_x}{I'_x} = f(x). \quad (6.20)$$

При равномерном вращении источника вокруг центра O интервалы времени облучения первичным потоком излучения любого элемента объема слоя dx будут связаны с временем одного полного оборота T соотношением $(t_x)_{1,2} = \frac{T}{2\pi} (\beta_x)_{1,2} \cdot z$, где β_x — соответствующий центральный угол, опирающийся на дугу радиуса x ; z — число полных оборотов.

Подставив все значения в формулу (6.17), получим:

$$(D_x)_{1,2} = I'_0 \frac{1 + k_x}{(R \pm x)^2} e^{-\sum_1^n \mu_i h_i} \mu_k \frac{T}{2\pi} (\beta_x)_{1,2} z. \quad (6.21)$$

Это выражение предлагается автором для определения экспозиционной дозы в любой точке облучаемого объема за любое число периодов ротации при заданных интенсивности излучателя, качестве излучения, приро-

ды облучаемого вещества, угле раствора пучка излучения, радиусе цилиндрического объекта и радиусе ротации. Применение этой формулы для расчета распределения дозного поля ограничено тем, что в нее входят трудноопределяемые экспериментально значения исходных величин I_0 и k_x . Кроме того, задача решена для цилиндрического тела, а на практике требуется чаще всего определять распределение доз для тел, которые в поперечном сечении представляют собой эллипс.

В. А. Петров и др. предлагают формулу для расчета глубинной дозы в центре очага и для ряда точек на поверхности облучаемого тела. Доза в центре очага за один полный оборот определяется:

$$D_{\text{оч}} = P_0 k_s \frac{T}{i} \sum_1^i \left(\frac{R}{R-h} \right)^2 D\% (h), \quad (6.22)$$

где P_0 — мощность дозы в воздухе в центре ротации; k_s — коэффициент, учитывающий рассеянное излучение; T — время одного оборота; i — число секторов, на которое разбивается угол ротации; R — радиус ротации; h — глубина залегания очага в данном направлении; $D\% (h)$ — процентная глубинная доза в центре ротации.

На рис. 6.27, а представлена иллюстрация расчета. Дозу на поверхности за один полный оборот в любой точке облучаемой поверхности рассчитывают по формуле:

$$D_{\text{пов}} = P_0 \left(\frac{R}{R-h} \right)^2 k_s \cdot T \frac{l}{r}, \quad (6.23)$$

где l — ширина поля облучения; r — периметр тела по поверхности.

По этим формулам рассчитывают дозу в очаге и на поверхности, используя данные статического облучения.

Т. Г. Павлова предлагает следующую формулу для расчета экспозиционной дозы в любой точке однородного тканезквивалентного фантома при ротационном облучении:

$$D = P_0 D\% (x) t, \quad (6.24)$$

где P_0 — средняя мощность экспозиционной дозы в ткани в центре ротации; $D\% (x)$ — процентная глубинная доза на расстоянии x от центра ротации по отношению

к дозе в центре ротации; x — расстояние точки расчета дозы от центра ротации; t — время нахождения данной точки в поле облучения; P_0 — определяют как произведение мощности дозы в воздухе на расстоянии,

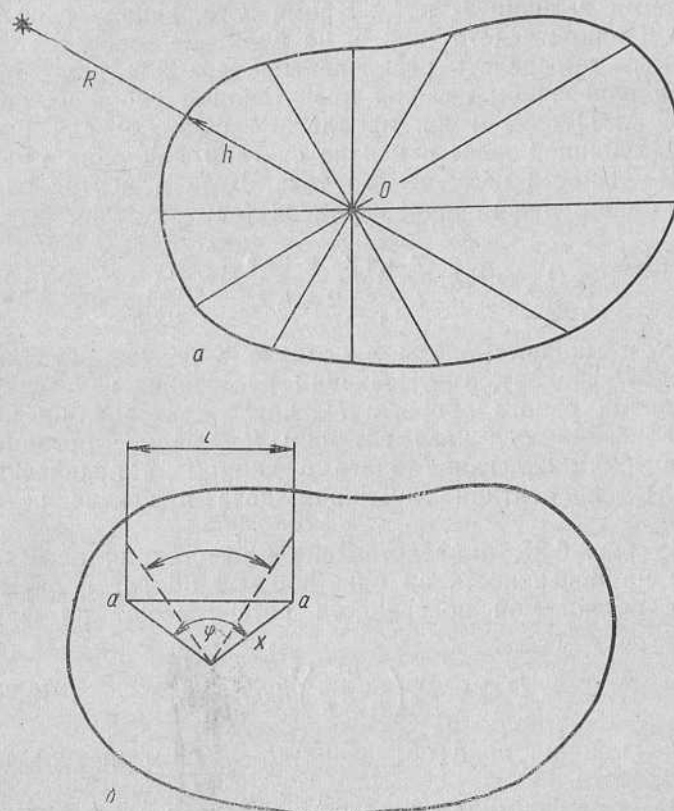


Рис. 6.27. Иллюстрация методов расчета доз, предложенных В. А. Петровым (а) и Т. Г. Павловой (б).

равном радиусу ротации, на величину отношения ткань — воздух для среднего значения глубины залегания центра ротации. $D\% (x)$ определяют по стандартным распределениям доз для заданных размеров поля облучения и радиуса ротации. Время t определяют из предположения, что ширина поля остается по-

стоянной вдоль пучка, т. е. пренебрегается расширением пучка с глубиной, тогда

$$t = \frac{\varphi}{2\pi/T} = \frac{\varphi T}{2\pi}, \quad (6.25)$$

где φ — угол, под которым виден из центра ротации путь точки в поле облучения (рис. 6.27, б). Очевидно, чем ближе к поверхности облучения находится точка a , тем меньше угол φ и, следовательно, время облучения t . $\frac{2\pi}{T}$ или $\frac{a}{T}$ — скорость движения точки a , зависящая от периода ротации T , где a — любой угол ротации.

Из рис. 6.27, б видно, что $\varphi = 2 \arcsin \frac{l}{2x}$ и, следовательно, $t = \frac{T}{\pi} \arcsin \frac{l}{2x}$. Подставляя значение t в формулу (6.24), получаем

$$D = P_0 D_c(x) \cdot \frac{T}{2\pi} \arcsin \frac{l}{2x}. \quad (6.26)$$

При расчете следует учитывать, что при углах ротации 180° и больше ряд точек попадает в прямой пучок дважды, и поэтому $D_c(x)$ будет представлять собой сумму двух величин. На схеме поперечного среза выбирают систему точек для расчета доз при выбранных условиях ротационного облучения. Для них проводится расчет по формуле (6.26) и строится карта изодоз. Метод имеет преимущества. Он дает возможность рассчитать распределение доз по всему сечению облучаемого тела, исходя из экспериментально определяемых значений мощности дозы в воздухе на расстоянии от источника, равном радиусу ротации, таблицы значений ткане-воздушных отношений и дозного распределения в тканезквивалентной среде при статическом облучении.

3. Расчет доз при подвижных методах облучения рентгеновским излучением

Для расчета величин очаговых доз при применении ротационной рентгенотерапии пользуются данными, разработанными Келлером, Джонсом и др. В каждом из предлагаемых методов исходной величиной для расче-

Таблица 6.9
Величина коэффициента k_l в зависимости от величины поля облучения и глубины залегания очага

Средняя глубина залегания очага, см	Величина поля облучения, см										
	2,5×2,5	3,5×3,5	4×4	2,5×7	3,5×7	4×7	4×9	4×11	6×9	6×11	6×13
3	0,710	0,750	0,770	0,780	0,815	0,840	0,870	0,900	0,940	—	—
4	0,600	0,640	0,660	0,670	0,710	0,730	0,770	0,810	0,850	0,880	0,950
5	0,500	0,540	0,560	0,570	0,610	0,620	0,660	0,690	0,720	0,760	0,790
6	0,420	0,460	0,480	0,490	0,520	0,530	0,560	0,590	0,620	0,660	0,690
7	0,350	0,380	0,390	0,400	0,430	0,440	0,470	0,500	0,530	0,560	0,590
8	0,296	0,320	0,330	0,340	0,360	0,370	0,400	0,420	0,450	0,470	0,490
9	0,230	0,260	0,270	0,290	0,300	0,310	0,340	0,360	0,390	0,410	0,430
10	0,190	0,210	0,225	0,230	0,250	0,260	0,285	0,310	0,330	0,350	0,370
11	0,166	0,185	0,195	0,200	0,220	0,230	0,240	0,260	0,280	0,300	0,310
12	0,140	0,160	0,170	0,175	0,190	0,195	0,210	0,230	0,240	0,260	0,270
13	0,120	0,140	0,150	0,150	0,170	0,175	0,185	0,200	0,210	0,220	0,230
14	0,100	0,120	0,130	0,130	0,145	0,150	0,160	0,175	0,185	0,190	0,195
15	0,080	0,100	0,105	0,110	0,125	0,130	0,140	0,150	0,165	0,160	0,160
16	0,065	0,075	0,090	0,095	0,105	0,110	0,120	0,130	0,135	0,140	0,140

та очаговой дозы принимается величина экспозиционной дозы в воздухе в центре ротации без больного или фантома. Для учета различных факторов, влияющих на величину очаговой дозы, применяются поправочные коэффициенты. Так, по методу, предлагаемому фирмой Medicor röntgen müven, мощность дозы в очаге определяется по формуле:

$$P_{\text{оч}} = P_0 k_t k_a K_k, \quad (6.27)$$

где $P_{\text{оч}}$ — мощность дозы в центре ротации; P_0 — мощность дозы в воздухе на расстоянии от источника излучения, равном радиусу ротации (для рентгеновских аппаратов $R=50$ см); k_t — коэффициент, зависящий от величины поля облучения и глубины залегания очага; k_a — коэффициент, зависящий от глубины залегания очага и отношения максимальной и минимальной глубины; K_k — фактор поглощения. Величины коэффициентов приводятся в табл. 6.9, 6.10, 6.11 соответственно. Глубина залегания очага определяется как средняя величина расстояний кожа — очаг в пределах угла ротации. Вычисляется средняя глубина залегания очага по условному срезу, сделанному через середину опухоли

Таблица 6.10

Величина коэффициента k_a в зависимости от глубины залегания очага и отношения максимальной и минимальной глубины

Глубина очага, см	Кратность глубины очага				
	1,0 : 1,0	1,0 : 1,25	1,0 : 1,5	1,0 : 1,75	1 : 2
2	1,0	0,970	0,960	0,910	0,870
3	1,0	0,940	0,900	0,830	0,790
4	1,0	0,920	0,860	0,780	0,740
5	1,0	0,900	0,820	0,730	0,690
6	1,0	0,880	0,790	0,700	0,660
7	1,0	0,860	0,760	0,670	0,630
8	1,0	0,845	0,740	0,650	0,610
9	1,0	0,830	0,720	0,635	0,600
10	1,0	0,820	0,700	0,625	0,590
11	1,0	0,810	0,690	0,615	0,580
12	1,0	0,800	0,680	0,610	0,570
13	1,0	0,790	0,670	0,605	0,570
14	1,0	0,785	0,665	0,600	0,565
15	1,0	0,700	0,600	0,600	0,560
16	1,0	0,700	0,600	0,595	0,560

Т а б л и ц а 6.11

Фактор поглощения K_k

Часть тела	Фактор поглощения		
	минимальный	нормальный	максимальный
Череп	—	0,70—0,80	—
Грудь	—	0,74—0,85	—
Живот	1,20	1,40—1,70	2,0
Таз	0,60	0,70—0,80	1,0
	0,65	0,75—0,80	0,9

следующим образом: на условный срез наносят положение очага, центр ротации и угол ротации; затем угол ротации делят на секторы через каждые 10° .

Определяют величины $h_1, h_2, \dots, h_n$, соответствующие расстояниям от поверхности тела до центра очага через каждые 10° .

$$\text{Средняя глубина залегания } h_{\text{ср}} = \frac{h_1 + h_2 + \dots + h_n}{n}.$$

Умножением рассчитанной величины мощности дозы на время одного качания или сеанса облучения получают величину дозы в очаге за одно качание или сеанс облучения. Существенным фактором при использовании рентгеновского излучения является доза, приходящаяся на кожу больного. Мощность дозы определяется из соотношения:

$$P_{k \text{ макс}} = P_0 \frac{50}{F_{\text{макс}}} \cdot f_0, \quad (6.28)$$

где P_0 — мощность дозы в воздухе на расстоянии 50 см от источника излучения (радиус ротации); $F_{\text{макс}}$ — расстояние между источником излучения и кожей больного при наименьшей глубине залегания очага; f_0 — коэффициент, зависящий от глубины залегания очага, угла ротации и величины поля облучения.

Величины коэффициента f_0 для наиболее часто применяемых в практике условий приведены в табл. 6.12. Определение дозы на коже производится также умножением величины P_k на время одного качания или сеанса облучения.

Т а б л и ц а 6.12

Зависимость коэффициента f_0 от глубины залегания очага и величины поля облучения

Глубина залегания очага, см	Поле 4×9 — 6×6 см					Поле 4×11 см					Поле 6×9 см				
	90°	120°	180°	240°	300°	90°	120°	180°	240°	300°	90°	120°	180°	240°	300°
3	0,890	0,470	0,400	—	—	—	0,530	0,450	—	—	—	—	—	—	—
4	0,760	0,420	0,340	0,260	0,240	0,960	0,470	0,390	0,295	0,275	—	0,590	0,430	0,340	0,325
5	0,660	0,375	0,300	0,230	0,210	0,830	0,430	0,340	0,265	0,240	—	0,480	0,380	0,295	0,285
6	0,570	0,340	0,270	0,200	0,185	0,730	0,390	0,310	0,235	0,215	—	0,440	0,340	0,265	0,255
7	0,520	0,310	0,240	0,180	0,165	0,670	0,360	0,280	0,210	0,185	—	0,405	0,310	0,235	0,225
8	0,480	0,280	0,220	0,165	0,145	0,610	0,325	0,260	0,185	0,165	—	0,375	0,285	0,215	0,195
9	0,430	0,265	0,205	0,140	0,130	—	0,305	0,235	0,165	0,150	—	0,350	0,265	0,190	0,175
10	0,390	0,250	0,185	0,125	0,120	—	0,285	0,215	0,145	0,135	—	0,330	0,240	0,170	0,160
11	—	0,235	0,170	0,115	0,105	—	0,270	0,200	0,130	0,125	—	0,310	0,220	0,155	0,145
12	—	0,220	0,160	0,105	0,095	—	0,255	0,190	0,120	0,115	—	0,290	0,210	0,145	0,130
13	—	0,205	0,150	0,095	0,085	—	0,235	0,180	0,110	0,105	—	0,275	0,200	0,130	0,120
14	—	0,195	0,140	0,085	0,080	—	0,225	0,165	0,100	0,095	—	0,255	0,185	0,120	0,110
15	—	—	0,130	0,080	0,075	—	—	0,155	0,090	0,085	—	—	0,175	0,110	0,100

При углах ротации меньше 300° необходимо учитывать величину смещения максимума дозы от центра ротации. Величина этого смещения будет зависеть от угла ротации, величины поля облучения и глубины залегания очага.

Келлер предлагает подобный метод расчета дозы в очаге при маятниковом облучении и постоянном радиусе ротации; исходной величиной также является мощность дозы, измеренная в свободном воздухе на расстоянии, равном радиусу ротации. Мощность дозы в очаге определяют из следующего соотношения:

$$P_{\text{оч}} = P_0 \cdot f, \quad (6.29)$$

где P_0 — мощность дозы в воздухе на расстоянии, равном радиусу ротации; f — коэффициент, зависящий от средней глубины залегания очага, величины поля облучения и угла качания. Величина этого коэффициента приводится в табл. 6.13.

Рассмотрев методы определения дозного поля и величины дозы в центре ротации и очаге, можно увидеть, что, как правило, расчетные методы позволяют учесть с большей или меньшей степенью точности размеры условного поперечного среза больного и глубину залегания очага, но не позволяют учесть особенности данной установки или аппарата. Экспериментальные методы определения дозного поля, напротив, учитывают особенности данной установки, но очень трудоемки. Измерения обычно производят на стандартном фантоме одного размера и, естественно, при этом не учитывают такие факторы, как размер грудной клетки и вариации глубины залегания очага у разных больных. Эти факторы не очень сильно влияют на все дозное распределение, которое в основном определяется методикой облучения, тем более что глубину залегания очага у данного больного учитывают при центрации пациента в пучке излучения. Поэтому полученные относительные дозные распределения, как правило, дают достаточно точную для практики информацию. Вместе с тем определение очаговой дозы является наиболее ответственным моментом, так как именно эта величина является исходной при определении суммарной дозы, получаемой больным, и определяет эффективность лучевого лечения. В связи с этим возникает необходимость рассмот-

Т а б л и ц а 6.13

Величина коэффициента k

Глубина залегания очага, см	Поле облучения				
	2×4 (2×3; 2×6)	3×6 (3×5; 3×8)	4×8 (4×7; 4×9)	5×10 (5×8; 5×12)	6×12 (6×10; 6×14)
Угол ротации 120°					
3	0,75	0,80	0,85	0,92	0,96
4	0,64	0,69	0,73	0,80	0,88
5	0,54	0,60	0,64	0,70	0,77
6	0,46	0,51	0,55	0,61	0,67
7	0,39	0,44	0,48	0,54	0,59
8	0,33	0,38	0,42	0,47	0,52
9	0,28	0,33	0,36	0,41	0,45
10	0,24	0,28	0,31	0,36	0,39
11	0,20	0,24	0,27	0,31	0,34
12	0,17	0,21	0,24	0,27	0,30
13	0,15	0,18	0,21	0,24	0,26
14	—	—	—	—	—
15	—	—	—	—	—
Угол ротации 180°					
3	—	—	—	—	—
4	0,69	0,74	0,79	0,86	0,94
5	0,59	0,65	0,69	0,76	0,83
6	0,50	0,56	0,60	0,67	0,73
7	0,43	0,49	0,53	0,59	0,64
8	0,37	0,42	0,46	0,51	0,56
9	0,31	0,36	0,40	0,45	0,49
10	0,27	0,31	0,34	0,39	0,43
11	0,23	0,27	0,30	0,34	0,38
12	0,20	0,23	0,26	0,30	0,33
13	0,17	0,19	0,23	0,27	0,29
14	0,15	0,17	0,20	0,23	0,26
15	0,13	0,15	0,18	0,20	0,22
16	0,11	0,13	0,15	0,18	0,20
Угол ротации 240°					
6	0,54	0,61	0,66	0,73	0,80
7	0,46	0,52	0,57	0,63	0,70
8	0,40	0,45	0,50	0,55	0,61
9	0,34	0,39	0,43	0,48	0,54
10	0,29	0,34	0,37	0,42	0,47

Продолжение табл. 6.13

Глубина залегания очага, см	Поле облучения				
	2×4 (2×3; 2×6)	3×6 (3×5; 3×8)	4×8 (4×7; 4×9)	5×10 (5×8; 5×12)	6×12 (6×10; 6×14)
Угол ротации 240°					
11	0,25	0,29	0,32	0,37	0,41
12	0,21	0,25	0,28	0,32	0,36
13	0,18	0,22	0,24	0,28	0,32
14	0,15	0,19	0,21	0,24	0,28
15	0,13	0,16	0,18	0,21	0,24
16	0,11	0,14	0,16	0,18	0,21
17	0,09	0,12	0,14	0,16	0,19
18	—	—	—	—	—
Угол ротации 340°					
6	0,58	0,65	0,70	0,79	0,90
7	0,49	0,56	0,61	0,69	0,79
8	0,41	0,49	0,53	0,60	0,68
9	0,35	0,42	0,47	0,52	0,59
10	0,30	0,36	0,40	0,46	0,52
11	0,25	0,31	0,35	0,40	0,45
12	0,22	0,27	0,30	0,35	0,40
13	0,18	0,24	0,26	0,30	0,35
14	0,16	0,21	0,23	0,26	0,30
15	0,13	0,18	0,20	0,23	0,26
16	0,11	0,15	0,18	0,20	0,23
17	0,09	0,13	0,15	0,18	0,20
18	0,08	0,11	0,13	0,15	0,17

реть влияние на величину очаговой дозы размеров грудной клетки больного.

Для примера, иллюстрирующего это влияние, можно рассмотреть методику лечения рака пищевода на ротационном рентгеновском аппарате РУМ-13, при которой применяются следующие физико-технические условия: напряжение 250 кВ, фильтр 0,5 мм Cu, S — поле облучения на оси качания — 3,5×16 см, угол ротации 180°, облучают больных со спины. При анализе группы больных, леченных по этой методике, оказалось, что имеются достаточно большие колебания в размерах поперечника грудной клетки и в глубине залегания пищевода. Из обследованных 27 больных раз-

мер поперечника грудной клетки от 14 до 16 см был у 2 человек; 18—20 см — у 6 человек; 20—22 см — у 9 человек; 22—24 см — у 7 человек; 24—26 см — у 2 человек и 29 см — у 1 человека. Глубина залегания пищевода от поверхности грудной клетки составляла 6—8 см у 5 человек; 8—10 см у 9 человек; 10—12 см у 10 человек и 12—14 см у 13 человек. При подобной методике лечения, где можно предположить подобные изменения размеров, целесообразно определить поправочные коэффициенты, позволяющие уточнить величину очаговой дозы и, следовательно, время облучения для каждого пациента по измеренной очаговой дозе на стандартном фантоме. Относительная величина этого коэффициента определяется из расчетов, проведенных для данной методики облучения, различных размеров схемы поперечного среза и глубины залегания очага. Величины этих коэффициентов для указанной выше методики лежат в пределах от 0,5 до 1,5.

§ 8. ПОПРАВКА НА НЕОДНОРОДНОСТЬ ТЕЛА ПРИ РОТАЦИОННОМ МЕТОДЕ ОБЛУЧЕНИЯ

Введение поправки на неомогенность тела при ротационном методе облучения можно свести к последовательному учету этой поправки в каждой дозной линейке для статического метода при расчете дозного поля, используя ротационный метод облучения. Но такой путь введения поправки очень трудоемок и его используют обычно в комплексе с различными вычислительными машинами для расчета дозных полей. Относительно более простой метод разработан рядом авторов. Халагни (Halaghy) и др. предлагают для учета неомогенности тела определять его эквивалентную толщину. Для этой цели предлагается специальная установка с небольшим зарядом Co^{60} . Пучок излучения хорошо коллимируется, против источника излучения располагают кристаллический детектор. Между источником излучения и детектором располагается пациент на специальном вращающемся столе. Геометрия измерений предусматривает исключение рассеянного излучения и, следовательно, по показаниям детектора можно оценить поглощение излучения в тканях тела. Используя фантом, детектор градуируют в относительных величи-

нах, характеризующих долю прошедшего через тело излучения в процентах. О'Коннор и Джонс (O'Connor, Johns) используют устройство с транзитной камерой для определения эквивалентных толщин тела. Эквивалентный контур грудной клетки представляет собой условный срез тела с плотностью, равной 1 г/см^3 . Любый ротационный метод облучения можно рассматривать как облучение некоторым числом статических полей, направленных навстречу друг другу, поэтому, используя эквивалентный контур тела, можно определить для каждой пары рассматриваемых полей соответствующую эквивалентную толщину и долю прошедшего излучения. Предполагается, что опухоль располагается на глубине, равной половине эквивалентной толщины, тогда по воздушному отношению для данной толщины определяется величина дозы в опухоли с поправкой на неоднородность тела.

Джонс предложил несколько упростить этот расчет, связав ткане-воздушные отношения с долей прошедшего излучения (табл. 6.14). Используя данные таблицы, приведенной Джонсом, по измеренной доле прошедшего излучения, для соответствующего поля облучения определяют ткане-воздушное отношение и далее обычным образом рассчитывают величину дозы в опухоли. Эти данные приведены в литературе для излучения Co^{60} и дают возможность оценить величину дозы в опухоли с учетом неоднородности тела только в предположении, что опухоль расположена в центре тела и отсутствует влияние рассеянного в неоднородности излучения. Вместе с тем некоторые авторы показали, что величина поправки на неоднородность довольно сильно зависит как от места расположения опухоли, так и от взаимного расположения опухоли и неоднородности даже для излучения Co^{60} , где доля рассеянного излучения невелика. В результате измерений дозного распределения в гетерогенном фантоме было установлено, что вклад рассеянного излучения при переходе от более плотной среды в менее плотную и недостаток рассеяния при переходе от менее плотной к более плотной среде достигает заметной величины ($\sim 10\%$) и зависит от величины поля облучения и расстояния источник — кожа. Заметно влияние рассеянного излучения на расстояние 5—6 см от расположения неоднородности в теле для излучения Co^{60} . В случае подобных расчетов при ис-

Таблица 6.14
Отошение ткань—воздух для различных полей облучения и различном значении доли прошедшего излучения Со⁶⁰

Доля прошед- шего излучения, %	Поле облучения, см													
	4×4	4×6	4×8	4×10	4×15	6×6	6×8	6×10	6×15	8×8	8×10	8×15	10×10	10×15
60	0,806	0,872	0,879	0,884	0,892	0,888	0,898	0,903	0,911	0,908	0,915	0,923	0,921	0,932
55	0,831	0,845	0,852	0,857	0,866	0,861	0,871	0,877	0,885	0,882	0,891	0,899	0,897	0,910
50	0,801	0,815	0,822	0,828	0,836	0,831	0,842	0,848	0,858	0,855	0,863	0,873	0,871	0,885
45	0,766	0,781	0,789	0,795	0,801	0,798	0,809	0,816	0,827	0,823	0,832	0,842	0,840	0,855
40	0,726	0,741	0,749	0,755	0,763	0,759	0,771	0,779	0,789	0,785	0,795	0,807	0,805	0,821
35	0,681	0,696	0,704	0,711	0,720	0,714	0,728	0,737	0,748	0,743	0,753	0,767	0,764	0,781
30	0,632	0,648	0,657	0,663	0,672	0,666	0,681	0,690	0,702	0,695	0,706	0,722	0,718	0,735
25	0,580	0,595	0,603	0,610	0,620	0,613	0,627	0,637	0,650	0,642	0,653	0,670	0,666	0,685
20	0,521	0,534	0,543	0,550	0,560	0,553	0,567	0,577	0,591	0,582	0,593	0,612	0,608	0,628
15	0,452	0,464	0,473	0,480	0,491	0,482	0,496	0,506	0,521	0,512	0,524	0,543	0,537	0,559
10	0,371	0,383	0,391	0,397	0,408	0,398	0,411	0,421	0,434	0,425	0,436	0,454	0,449	0,472

пользовании рентгеновского излучения влияние рассеянного излучения будет еще более значительным и может достигать 20—30%.

§ 9. ФАНТОМЫ

При определении дозного распределения в теле человека возникает необходимость его моделирования, так как, естественно, измерения доз не могут быть выполнены непосредственно в теле. Для такого моделирования применяют дозиметрические фантомы. В дозиметрическом фантоме должны быть воспроизведены геометрические формы облучаемого тела и, кроме того, условия поглощения и рассеяния применяемого излучения. Такой фантом изготавливают из тканеэквивалентного материала. Выбор тканеэквивалентного материала является одним из основных факторов, определяющих правильность определения дозных полей. При таком выборе необходимо учитывать вид и энергию излучения, для которого изготавливают фантом, процессы взаимодействия излучения с веществом, характерные для данного излучения, геометрические и топографо-анатомические данные облучаемого тела. В качестве тканеэквивалентных веществ наиболее часто используют такие, как вода, парафин, плексиглас, полиэтилен, дерево и др. В табл. 6.15 приводятся сравнительные характеристики некоторых биологических тканей и материалов, используемых для дозиметрических фантомов.

Наиболее простыми фантомами, моделирующими облучаемое тело как однородную среду, являются водные фантомы различной конструкции и пластинчатые фантомы, представляющие собой набор пластинок из парафина или плексигласа. Водные фантомы представляют собой сосуды прямоугольной или цилиндрической формы из плексигласа, гетинакса или других тканеэквивалентных материалов. В настоящее время предложен целый ряд конструкций водных фантомов, снабженных устройствами, позволяющими фиксировать датчик прибора в определенном месте фантома и равномерно передвигать его по облученному объему. Такие фантомы очень удобны при определении дозных полей в статических методах лучевой терапии. Основное их достоинство — возможность непрерывно менять положение детектора дозиметра в облучаемой среде.

Таблица 6.15

Сравнительная характеристика некоторых биологических тканей
и фантомных материалов

Ткань и вещество	Плотность, г/см ³	Электрон- ная плот- ность, эл/г · 10 ⁻²³	Эффективный атомный номер $Z_{\text{эфф}}$	
			Фотоэлект- ронное по- глоще- ние	Образо- вание пар
Кожа	1,00	3,36	7,31	—
Подкожная жировая клетчат- ка	0,91	3,48	5,92	5,2
Мышечная ткань	1,00	3,36	7,42	6,6
Костная ткань	1,85	3,00	13,8	10,0
Легочная ткань	0,3	—	7,4	6,6
Вода	1,00	3,34	7,42	6,6
Воздух	0,001293	3,03	7,64	7,36
Парафин	0,92	—	5,41	—
Парафин + 19% SiO ₂	0,98	—	7,30	—
Прессованное дерево	1,05	—	6,45	—
Плексиглас	1,18	3,26	6,46	5,83
Полиэтилен	0,92	3,24	5,46	5,28
Полистирол (биоласт)	1,2	—	6,18	—
Полиизопрен (каучук)	1,01	3,29	7,07	6,97
Смесь Д	0,92	3,36	7,47	7,42
Мазонит	1,01	—	6,83	—

Пластиначные фантомы также применяют для определения дозных полей при статических методах облучения, фантомы из плексигласа обычно применяют для γ -излучения Co^{60} и излучений высоких энергий; фантомы из парафина — для рентгеновского излучения. Наиболее широко применяемые размеры пластин составляют $30 \times 30 \times 5$ см, но в зависимости от данных, которые хотят получить от фантома, их размеры могут быть и несколько другими. Так как такие фантомы не моделируют геометрической формы облучаемого тела, они обычно применяются только для определения дозных полей для различных полей облучения, при этом следует обращать внимание на достаточность размеров фантома для учета рассеянного излучения. Представляют интерес так называемые клиноводные фантомы, пластины таких фантомов изготавливают в виде клиньев различных тканезквивалентных материалов. Принцип работы с такими фантомами заключается в том, что детектор фиксируется неподвижно, а перемещением

клиньев создается различная толщина тканезквивалентного вещества, расположенного над и под детектором. Таким образом, имитируется различная глубина залегания детектора в облучаемом теле и производится определение дозного поля.

Парафиновым фантомам часто придают форму и размеры, близкие к форме и размерам моделируемой части тела человека (например, грудной клетки, тазобедренной части, головы, конечностей, шеи). В таких фантомах для размещения детектора высверливают ряд отверстий, соответствующих размерам детектора. Все отверстия, за исключением того, в котором размещается детектор, закрывают парафиновыми пробками. Таким образом, достигается однородность облучаемой среды. Подобный парафиновый фантом значительно лучше позволяет воспроизвести взаимное расположение больного и пучка излучения, поэтому может быть применен и для определения дозных распределений при подвижных методах излучения.

Однако однородные фантомы не позволяют получить достаточно точных данных о распределении дозных полей, а вводить поправки на неоднородность человеческого тела сложно. Поэтому дальнейший этап усовершенствования фантомов — создание гетерогенных фантомов, более или менее точно воспроизводящих анатомическое строение тела. Так как создавать фантомы, моделирующие каждого больного, практически невозможно, принято изготавливать фантомы «среднего человека», а затем в полученном распределении дозного поля учитывать все анатомические особенности данного больного (размеры и некоторые данные «среднего человека» приведены в литературе).

Простейшим видом гетерогенного фантома являются костно-парафиновые фантомы, изготовленные на основе натурального скелета человека. Со стороны брюшного пояса в таких фантомах просверлен ряд параллельных отверстий для размещения детекторов. Относительным недостатком парафиновых и костно-парафиновых фантомов является невозможность непрерывно перемещать детектор дозиметра. Однако наличие отверстий, расположенных друг от друга на расстоянии 10—20 мм, практически достаточно для изучения дозного поля в фантоме при различных методах облучения рентгеновским или γ -излучениями.

Более точную информацию о дозном распределении позволяют получить гетерогенные фантомы с имитацией всех видов тканей человеческого тела. Такие фантомы делают в настоящее время двух типов. а) Гетерогенный фантом «среднего человека», геометрически повторяющий формы человеческого тела. Фантом состоит из отдельных частей (головы, шеи, грудной клетки, тазобедренной части, верхних и нижних конечностей). Для изготовления скелета используют натуральный костяк, обработку которого производят таким образом, чтобы поглощение излучения было эквивалентно поглощению живой костью. Для имитации мягкой ткани используют смесь, состоящую из 100 весовых частей парафина, 29,06 частей окиси магния (MgO) и 0,94 частей углекислого кальция. Легочная ткань имитируется губкой с плотностью $0,3 \text{ г/см}^3$. Параллельные каналы для размещения детекторов проходят по всему фантому сверху вниз и имеют диаметр 10 мм с интервалом 5 мм между краями отверстий. Во все отверстия вставляют пробки из тканеэквивалентного материала, которые при необходимости вынимают. б) Гетерогенный фантом, представляющий собой сосуд из плексигласа эллиптической формы, размеры которого соответствуют размерам грудной клетки или тазобедренной части. Внутри сосуда располагаются в соответствующем порядке фантомы, имитирующие различные органы человеческого тела (легкие, костный скелет и т. д.). Оставшееся пространство заливают водой. Детектор, защищенный водонепроницаемой пленкой, размещают внутри фантома в месте, где необходимо произвести измерение. Трудность изготовления таких фантомов заключается в необходимости создавать водонепроницаемую пленку вокруг тканей, имитирующих различные органы, и создании устройства, позволяющего перемещать датчик, не нарушая герметичности сосуда.

При использовании в качестве метода дозиметрии различных жидкостных дозиметрических систем изготавливают полые дозиметрические фантомы. Они представляют собой сосуды из тканеэквивалентного материала и по своим формам соответствуют очертаниям тела или моделируемой части тела. Такой сосуд заполняют жидкостной дозиметрической системой, толщина стенок такого фантома должна обеспечивать удовлетворительную жесткость конструкции.

ГЛАВА VII

ДОЗНЫЕ ПОЛЯ ОТ ИСТОЧНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

§ 1. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В МЕДИЦИНЕ И БИОЛОГИИ

В данной главе рассматриваются дозные поля излучений высоких энергий, генерируемых в ускорителях различного типа. Энергия излучения ускорителей, как правило, превышает энергию излучения β -частиц и γ -квантов радиоактивных изотопов.

Общим для всех ускорителей является узел, в котором генерируются заряженные частицы. Полученные заряженные частицы далее ускоряются в электромагнитном поле. В зависимости от способа ускорения заряженных частиц установки подразделяют на ряд групп.

Основными типами ускорителей заряженных частиц, используемыми в медицине и биологии, являются линейные и индукционные циклические ускорители. В этих установках заряженные частицы многократно получают малые приращения энергии. В зависимости от траектории движения частиц в режиме ускорения установки подразделяют на: а) линейные ускорители — движение частиц прямолинейно и б) циклические ускорители — движение частиц происходит по круговым (циклоидным) орбитам. В современных линейных ускорителях осуществлен переход к резонансному ускорению бегущей волной. В ускорительной камере, разделенной дисками с концентрическими отверстиями, возбуждается высокочастотное поле с бегущей волной, вектор которого направлен параллельно оси камеры, а магнитные силовые линии образуют концентрические окружности. Пространства между соседними дисками представляют собой объемные резонаторы, параметры которых (L , C) определяют изменение фазовой скорости бегущей волны. Условия ускорения заключаются в том, что фазовая скорость бегущей волны везде долж-

на быть равна скорости электронов, т. е. электроны должны захватываться бегущей волной. Линейные ускорители позволяют генерировать импульсное излучение заряженных частиц с весьма высокой плотностью.

Большее распространение в лучевой терапии нашли циклические ускорители, и среди различных конструкций их — бетатрон. Бетатрон представляет собой трансформатор, роль вторичной обмотки которого выполняет поток электронов, ускоряемый в тороидальной вакуумной камере. В ускорительную камеру инжектируются электроны, эмитированные термокатодом электронной пушки. В результате придания соответствующей формы полюсам магнита удастся создать в зазоре магнита поле, при котором электроны в ускорительной камере, помещенной между полюсами, вращаются на стационарной орбите. Инжекция электронов в камеру производится после прохождения через нуль питающего обмотку тока. В течение $1/4$ периода питающего тока электроны ускоряются. В конце периода ускорения подается импульс тока в специальную обмотку, и электроны либо выводятся из камеры, либо сбрасываются на мишень, установленную в камере. Предельная энергия электронов, ускоренных в бетатроне, лимитируется излучением их при движении по круговой орбите. Эти потери пропорциональны четвертой степени полной энергии электронов.

В другом типе циклического ускорителя электронов — синхротроне — наряду с переменным магнитным полем действует ускоряющее электрическое поле с постоянной частотой. Ускоряемые электроны движутся в нарастающем магнитном поле по круговым орбитам с постоянным радиусом. Закон изменения магнитного поля выбирают таким, чтобы исключить влияние эффекта релятивистского возрастания массы. Ускорение электронов на равновесной орбите осуществляется высокочастотным полем с постоянной частотой. Созданы синхротроны, ускоряющие электроны до энергий в сотни мегаэлектронвольт.

В синхроциклотроне — ускорителе тяжелых частиц — в отличие от синхротрона магнитное поле остается постоянным, а изменяется частота высокочастотного генератора.

Другим видом циклического ускорителя тяжелых заряженных частиц является синхрофазотрон, в котором

ускорение частиц осуществляется высокочастотным электрическим полем с изменяющейся частотой при движении их в растущем магнитном поле. Ускоряемые частицы движутся на стационарной орбите.

Первым ускорителем тяжелых частиц был циклотрон. Конструктивно циклотрон состоит из двух полых полуцилиндров — дуантов, питающихся от высокочастотного генератора. Дуанты находятся в вакуумной ускорительной камере, параллельно оси которой создается однородное постоянное магнитное поле. Ускорение частиц производится в высокочастотном поле в зазоре между дуантами. Пройдя зону ускорения между дуантами, частицы попадают внутрь дуанта, где под действием магнитного поля они приобретают циклоидную траекторию. Фаза высокочастотного поля подбирается таким образом, чтобы частицы, проходя зазор, каждый раз получали приращение энергии.

Ускорители электронов могут работать в двух режимах — в режиме вывода пучка электронов и в режиме генерирования тормозного излучения из мишени, облучаемой электронами.

Сравнивая между собой основные виды ускорителей электронов, нашедших применение в лучевой терапии, — линейные ускорители и бетатроны — следует отметить, что к преимуществам первых относится высокая интенсивность излучения, тогда как бетатроны на те же энергии более компактны и проще в эксплуатации. Кроме того, в последних конструкциях бетатронов удалось добиться интенсивностей излучения, вполне удовлетворяющих требованиям лучевой терапии.

Хотя на современном уровне лучевой терапии в широкой практике используются только пучки электронов и тормозное рентгеновское излучение, однако благодаря особенностям дозного поля являются перспективными и ускорители тяжелых частиц и π -мезонов, позволяющие в значительно большей степени локализовать в заданном объеме подводимую энергию излучения.

§ 2. ПРОСТРАНСТВЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗ ПУЧКА ЭЛЕКТРОНОВ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

В предыдущем параграфе было показано, что одним из режимов работы ускорителей электронов является вывод из камеры пучка монохроматических электронов,

сечение которого весьма мало. Для равномерного облучения сравнительно больших площадей применяется рассеивающая электроны фольга. Выбор толщины фольги связан с удовлетворением двум противоречивым требованиям. Для равномерного облучения значительной площади необходимо увеличить толщину фольги, однако, чем она толще, тем больше потеря энергии излучения. Поскольку распределение глубинных доз зависит от энергии излучения, при выборе оптимального дозного поля для различных локализаций очагов необходимо иметь возможность регулировать энергию электронов. Как видно из рис. 7.1, при изменении энергии электронов относительная мощность дозы пучка уменьшается в значительно меньшей степени, чем относительная мощность дозы тормозного излучения — при

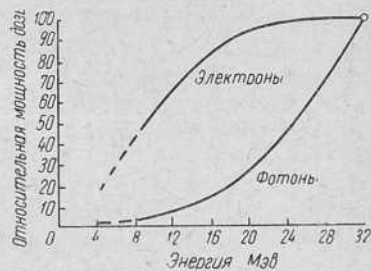


Рис. 7.1. Зависимость относительной мощности дозы от энергии излучения.

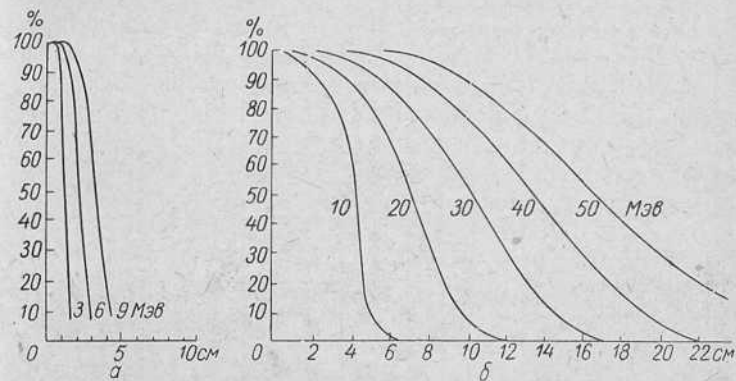


Рис. 7.2. Кривые распределения глубинных доз вдоль оси в водном фантоме для пучка электронов с различной энергией:
а — 3–9 МэВ, б — 10–50 МэВ.

изменении энергии электронов в два раза относительная мощность дозы падает всего на 10%, тогда как при аналогичных условиях относительная мощность дозы тормозного излучения уменьшается на 80%.

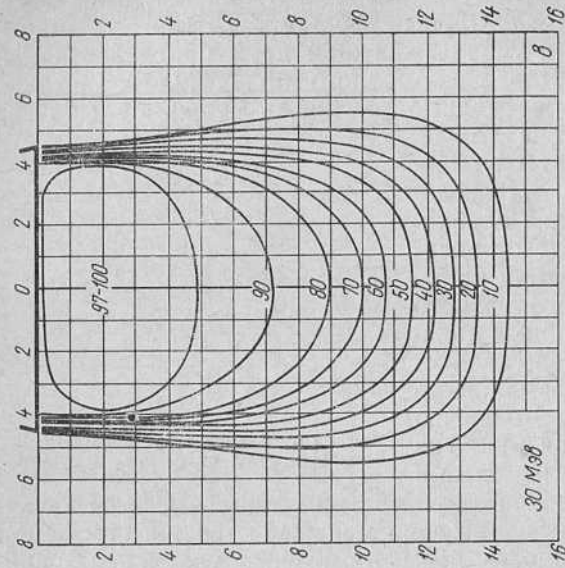
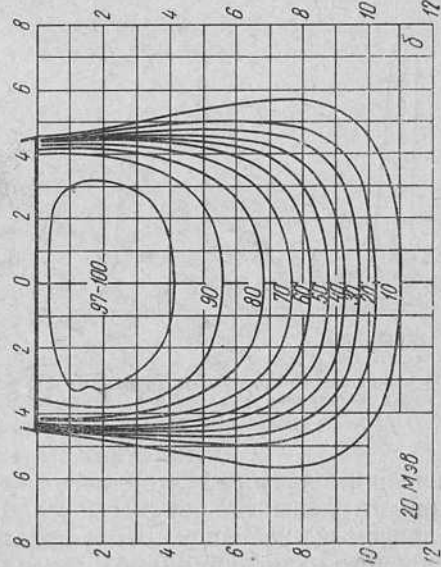
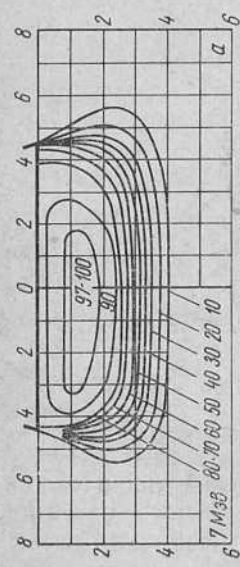


Рис. 7.3. Изодозные кривые при поле облучения $9 \times 13,5$ см; РИП-120 см; рассеивающей фольге $0,4$ мм Си при различных энергиях электронов:
а — 7 Мэв, б — 20 Мэв, в — 30 Мэв.

Рассмотрим особенности распределения глубинных доз вдоль оси в водном фантоме пучков электронов различных энергий. Из рис. 7.2, а, б следует, что положение максимальной относительной дозы определяется энергией излучения. Крутизна спада кривой за максимумом увеличивается с уменьшением энергии излучения. Пологий спад дозного поля для электронов высоких энергий связан с расфокусировкой пучка в результате многократных взаимодействий. Рассеяние пучка ограничивает максимальную энергию электронов, используемых в лучевой терапии глубоколежащих опухолей. В. Зейдель показал, что относительная доза на входе (участок не показан на рис. 7.2) уменьшается с уменьшением энергии излучения. Сравнение изодозных кривых, полученных при различных геометрических условиях облучения и для диапазона энергий электронов от нескольких мегаэлектронвольт до нескольких десятков мегаэлектронвольт, показывает, что глубина проникновения электронов мало зависит от расстояния источник — поверхность (РИП). При средних и больших полях облучения зависимость распределения глубинных доз вдоль оси от размеров полей также незначительна. Изодозные кривые для нескольких дискретных значений энергий ускоренных электронов даны на рис. 7.3.

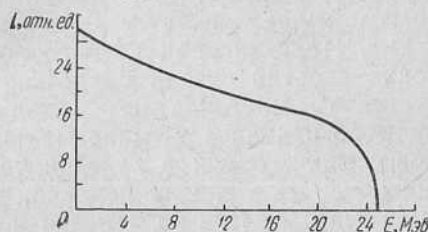
Формирование дозного поля пучка электронов может осуществляться не только рассеивающей фольгой, но и фокусировкой пучка электромагнитными линзами, а также применением болюсов, которые устанавливают перед облучаемым объектом. Последний метод целесообразно применять для выравнивания дозного поля, искаженного неоднородностями облучаемого объекта.

§ 3. ДОЗНЫЕ ПОЛЯ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

Тормозное излучение генерируется в ускорителях при торможении электронов в поле ядер атомов мишени, спектральное распределение излучения при торможении электронов, ускоренных до энергии 25 МэВ в «тонкой» вольфрамовой мишени, показано на рис. 7.4. Тормозное излучение имеет резко выраженную направленность, совпадающую с направлением движения электронов, которая зависит от энергии излучения и от толщины мишени (рис. 7.5).

Особенности дозного поля тормозного излучения высоких энергий в тканеэквивалентной среде удобно проанализировать по кривым распределения глубинных доз вдоль оси (рис. 7.6). Относительная входная доза

Рис. 7.4. Спектральное распределение тормозного излучения с граничной энергией 25 Мэв, генерируемого в «тонкой» вольфрамовой мишени.



в диапазоне 2—70 Мэв уменьшается от 80% примерно до 20%, причем падение относительной входной дозы более резкое в мягкой области диапазона и незначительно уменьшается в верхней области диапазона. Максимум смещается от поверхности

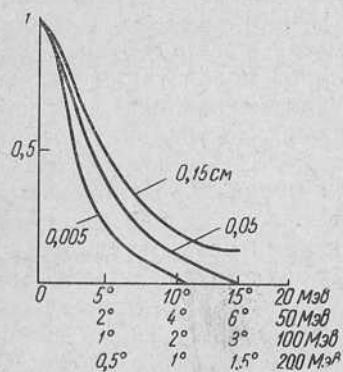


Рис. 7.5. Угловое распределение тормозного излучения с различной энергией, генерируемое в тонкой вольфрамовой мишени.

пропорционально энергии излучения, и одновременно зона максимума становится более плоской, так, если при энергии, равной 2 Мэв, зона с 10%-ным падением относительной дозы равна 3 см, то при энергии 70 Мэв она уже равна 13 см. Расширение зоны с гомогенной относительной дозой связано с уменьшением крутизны вблизи максимума как в направлении облучаемой поверхности, так и в противоположном. Уменьшение крутизны спада за максимумом иониза-

ции позволяет более равномерно облучать глубинные очаги значительных размеров, однако при этом возникают осложнения, связанные с высокой выходной дозой. Из сравнения между собой дозных полей при лучевой терапии обычным рентгеновским излучением (200 кВ) и тормозным излучением высоких энергий видно, что подводимая к очагу доза в первом случае лимитируется

входной дозой, а во втором существенную роль начинает играть высокая выходная доза.

Таким образом, при выборе энергии тормозного излучения для лучевой терапии необходимо учитывать в их взаимной связи такие факторы, как положение максимума ионизации и величины относительной входной и выходной доз, а также интегральную дозу. Может

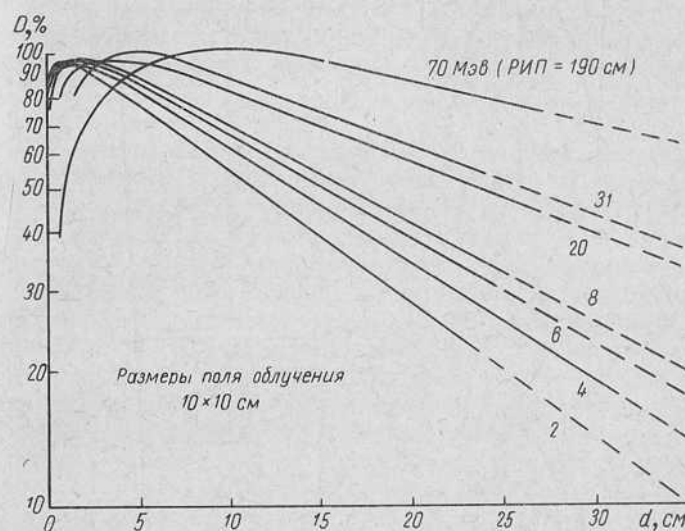


Рис. 7.6. Распределение глубинных доз в водном фантоме вдоль оси тормозного излучения в диапазоне 2–70 Мэв; РИП — 100 см.

оказаться, что при учете этих факторов для облучения опухолей, расположенных на глубине до 8–10 см, целесообразнее использовать либо только пучок электронов высоких энергий, либо в сочетании с тормозным излучением высоких энергий.

Следует подчеркнуть, что ускорители, работающие в режиме генерирования тормозного излучения, обычно используют при номинальной энергии, так как интенсивность (см. рис. 7.1) пропорциональна кубу энергии излучения.

Дозное поле нефльтрованного тормозного излучения в водной среде имеет существенную неравномерность в сечении пучка. Распределение глубинных доз для нефльтрованного тормозного излучения с гранич-

ной энергией 25 Мэв показано на рис. 7.7, а. Подобное дозное поле, как правило, не удовлетворяет требованиям лучевой терапии. Для выравнивания распределения глубинных доз в сечении пучка применяют филь-

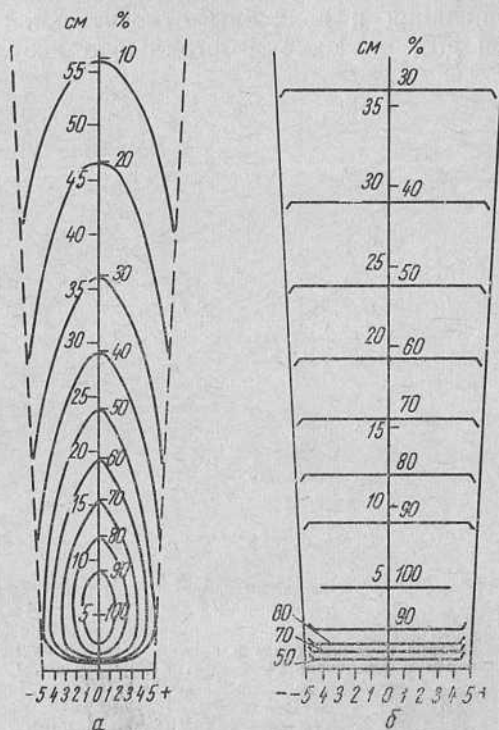


Рис. 7.7. Распределение глубинных доз тормозного излучения с граничной энергией 25 Мэв: а — нефльтрованное, б — с выравнивающим фильтром.

ры сигарообразной и конусообразной формы, при этом закон изменения ослабления пучка должен быть таким, чтобы интенсивность в любой точке сечения была снижена до интенсивности на границе пучка. Распределение глубинных доз фильтрованного излучения с энергией 25 Мэв дано на рис. 7.7, б.

Градиент спада относительной дозы на границе пучка увеличивается с ростом энергии излучения. Для тормозного излучения с энергией 25 Мэв относительная

доза на расстоянии 0,6—0,9 см от границы пучка падает на 95%.

Исходя из особенностей взаимодействия тормозного излучения высокой энергии с веществом, — возникновение электронов с большой длиной пробега в веществе, — можно формировать дозное поле в основном на участке до максимума ионизации с помощью устанавливаемых перед облучаемым объектом экранов — эмиттеров. Распределение глубинных доз в облучаемом объекте определяется электронами, возникшими от действия тормозного излучения непосредственно в этом объекте электронами и рассеянными квантами, возникшими в эмиттере.

Результирующее распределение зависит от материала эмиттера, его толщины, расстояния до облучаемого объекта и среды, расположенной между эмиттером и объектом. При прочих равных условиях уменьшение градиента кривой распределения на начальном участке тем больше, чем больше толщина эмиттера. Эмиттеры из материала с более высоким атомным номером (при одинаковой толщине в г/см²) более эффективны. При данном эмиттере увеличение расстояния от эмиттера до облучаемого объекта приводит к уменьшению относительной дозы на входе и смещению максимума ионизации на большую глубину. Формировать распределение глубинных доз можно, также применяя комбинированный метод облучения, сущность которого состоит в том, что в определенном временном соотношении облучение производится с эмиттером и без него. Данный метод формирования глубинных доз можно применить для создания желательного дозного поля при облучении, например, брюшной области. Роль эмиттера в этом случае выполняет передняя стенка брюшной полости, а расстояние до облучаемого органа изменяют путем введения в брюшную область определенного объема газа. В этом варианте облучения толщину эмиттера можно увеличить, добавив к передней стенке брюшной области слой тканеэквивалентного вещества. В некоторых случаях для выравнивания распределения глубинных доз в среде с неоднородностями применяют фигурные фильтры, толщину которых в различных радиальных направлениях подбирают таким образом, чтобы компенсировать неравномерности ослабления, вызванные неоднородностями.

При некоторых методах, в основном многопольного облучения, применяют в диапазоне высоких энергий клиновидные фильтры.

Зависимость распределения глубинных доз (вдоль оси) от размеров поля облучения в диапазоне 2—70 Мэв проявляется в разной степени. На сравнительно низких энергиях вклад бокового рассеянного излучения существенно выше, и влияние изменения размеров поля сказывается больше. Например, для излучения 2 Мэв при увеличении поля облучения с 5×5 см до 15×15 см 50% изодоза перемещается с глубины 9,5 до 12 см, в диапазоне энергий, близких к 20 Мэв и выше, подобная зависимость наблюдается только при малых размерах полей облучения (не более 4×4 см). Размеры ускорителей таковы, что обычно облучение проводится при расстоянии источник — пациент 80—100 см. В диапазоне 25 Мэв при изменении РИП в пределах 80—100 см распределение глубинных доз вдоль оси можно описать обобщенной кривой, при этом относительная погрешность не превышает 5%.

§ 4. ДОЗНЫЕ ПОЛЯ, СОЗДАВАЕМЫЕ ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ

Пучки тяжелых заряженных частиц получают с помощью специально для этого предназначенных ускорителей. Пучки тяжелых частиц еще не нашли широкого применения в медицинской практике. Однако они имеют ряд особенностей, которые могут существенно расширить возможности лучевой терапии. В отличие от электронов, которые значительную энергию теряют на излучение (радиационные потери), тяжелые частицы, проходя через вещество, теряют энергию в основном на ионизацию и возбуждение атомов среды.

Тяжелые заряженные частицы (протоны, дейтроны, α -частицы) движутся в среде прямолинейно и имеют определенный пробег, зависящий от энергии. Так как с уменьшением скорости заряженной частицы удельная ионизация, производимая ею на своем пути, возрастает, распределение глубинных доз в среде имеет вид, показанный на рис. 7.8. Как видно, максимального значения доза достигает в конце пробега, образуя так называемый «пик Брэгга». Ширина максимума зависит от разброса в пробегах частиц, она может регулироваться в некоторых пределах. Минимальная ширина определяет-

ся статистическим разбросом пробегов моноэнергетического пучка частиц. Изменяя энергию пучка, можно изменять положение максимума и таким образом с помощью пучков тяжелых частиц облучать очаги, расположенные на различной глубине. Тяжелые частицы

испытывают существенно меньшее рассеяние в среде, чем электроны. Поэтому облучаемый объем резко ограничен геометрией самого пучка.

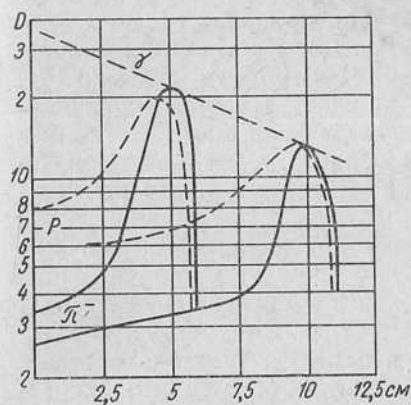


Рис. 7.8. Распределение глубинных доз:
γ — гамма-излучение; p — протоны;
π⁻ — мезоны.

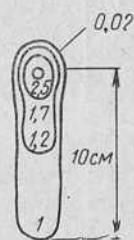


Рис. 7.9. Изодозные кривые для пучка протонов с энергией 110 Мэв.

Это особенно важно в лучевой терапии, когда желательно подвергнуть облучению малый объем ткани при минимальном радиационном повреждении окружающих тканей. В качестве примера на рис. 7.9 приведены изодозные кривые для пучка протонов с энергией 110 Мэв.

Удельная ионизация, создаваемая тяжелыми заряженными частицами, в сотни раз превышает удельную ионизацию, создаваемую электронами. С этим связано то, что ОБЭ тяжелых заряженных частиц в десятки раз больше, чем ОБЭ рентгеновского излучения.

§ 5. ПУЧКИ π⁻-МЕЗОНОВ

Очень большой интерес для лучевой терапии представляют пучки отрицательно заряженных π⁻-мезонов. π⁻-мезоны являются ядерно-активными частицами. Проходя через вещество, быстрый π⁻-мезон тормозится так же, как и любая другая заряженная частица, однако, потеряв свою кинетическую энергию, π⁻-мезон захва-

тывается ядром, вызывая его расщепление. Процесс захвата π^- -мезона ядром можно наблюдать с помощью камеры Вильсона или с помощью толстослойных фотоэмульсий. На рис. 5.1 схематически изображен след π^- -мезона и «звезда», образовавшаяся в результате расщепления ядра. Звезда обычно представляет собой несколько α -частиц (3—4) с энергией около 30 Мэв. В ткани при расщеплении ядер π^- -мезонами в среднем на один акт расщепления приходится три α -частицы с энергией 30 Мэв каждая. Пробег α -частиц с энергией ~ 30 Мэв в ткани составляет 1 мм. Поэтому область, в которой происходит интенсивная ионизация, имеет размеры 2 мм.

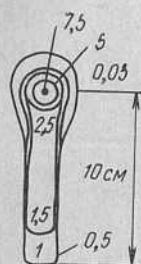


Рис. 7.10. Изодозные кривые для пучка π^- -мезонов с энергией 50 Мэв.

Распределение поглощенной энергии в ткани при облучении пучком моноэнергетических π^- -мезонов с энергией 50 Мэв представлено на рис. 7.10. Следует учитывать, что ионизация в области, где кривая имеет максимум, обусловлена частицами, относительная биологическая эффективность которых в десятки раз превышает ОБЭ π^- -мезонов. Поэтому отношение биологического эффекта в области, где π^- -мезоны поглощаются ядрами, к биологическому эффекту в области, где π^- -мезоны не поглощаются, может достигать 100 и более. Размеры области, в которой происходит расщепление ядер, можно регулировать, применяя немонотонные пучки π^- -мезонов. Глубину области, в которой происходит интенсивная ионизация, можно регулировать, изменяя энергию первичного пучка π^- -мезонов. Из сказанного можно заключить, что использование пучков π^- -мезонов в лучевой терапии является весьма перспективным.

ДОЗНЫЕ ПОЛЯ РАДИОАКТИВНЫХ ПРЕПАРАТОВ И АППЛИКАТОРОВ

В практике лучевой терапии радиоактивные препараты используют не только для дистанционного облучения в гамма-установках, но и для внутривполостного, внутреннего и аппликационного методов облучения. Для этих целей применяют препараты радия — Ra^{226} , кобальта — Co^{60} , цезия — Cs^{137} , золота — Au^{198} , иода — I^{131} и I^{132} , фосфора — P^{32} и другие.

§ 1. ГАММА-ПРЕПАРАТЫ И АППЛИКАТОРЫ ПРИ ВНЕШНЕМ ОБЛУЧЕНИИ

Наибольшее распространение в практике лучевой терапии имеют препараты Ra^{226} , Co^{60} , Cs^{137} , которые изготовляют в виде трубочек и игл, шариков (бус), нейлоновых трубок, заполненных радиоактивным веществом, и т. д. Распределение экспозиционных и поглощенных доз зависит от формы и геометрических размеров препарата, от распределения в нем активного изотопа и от толщины и материала фильтров, окружающих источник излучения.

1. Линейные препараты

Основной характеристикой линейных препаратов является линейная плотность активности σ_l , т. е. активность источника, приходящаяся на единицу длины. Обычно линейную плотность активности измеряют в милликюри на сантиметр длины (*мкюри/см*). Для проверки активной длины препарата и степени равномерности распределения радиоактивного вещества по активной длине обычно делают автордиограмму препа-

рата, помещая его на пленку. Мощность экспозиционной дозы от линейного (рис. 8.1) препарата выражается формулой

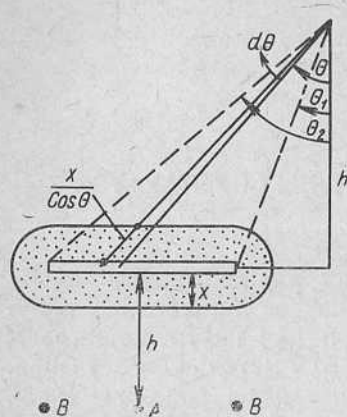


Рис. 8.1. Схема для расчета доз от линейного препарата Ra^{226} или Co^{60} .

$$P = \frac{\Gamma \cdot \sigma_l}{h} \int_{\theta_1}^{\theta_2} e^{-\frac{\mu x}{\cos \theta}} d\theta, \quad (8.1)$$

где Γ — γ -постоянная изотопа; σ_l — линейная плотность активности; x — толщина фильтра; μ — линейный коэффициент ослабления излучения веществом фильтра; h и θ — параметры, характеризующие положение рассматриваемой точки относительно препарата. Для малых толщин фильтра уравнение (8.1) можно записать в виде

$$P = \frac{\Gamma \cdot \sigma_l}{h} (\theta_2 - \theta_1) e^{-\mu x}. \quad (8.2)$$

Для практических расчетов удобно поглощенную дозу выражать в зависимости от числа миллиграмм-эквивалент-часов (*мг-экв·ч*) препарата, которое определяется как произведение гамма-эквивалента препарата (в *мг-экв*) на время облучения (в *ч*). Для препаратов радия вместо *мг-экв* используют милликюри активности или миллиграммы радия. В табл. 8.1 и 8.2 приведены значения *мг-экв·ч*, необходимые для получения поглощенных доз (1000 *рад*) в различных точках ткани от линейных препаратов радия, кобальта и цезия.

Примерная картина изодоз от линейного препарата радия активностью 13,3 *мкюри* показана на рис. 8.2. На значительном расстоянии от препарата, где его можно рассматривать как точечный, изодозы имеют вид концентрических окружностей. На близких расстояниях с торцов сказывается экранирующее действие фильтра и препарата, а также наличие неактивной части препарата, что приводит к уменьшению мощности дозы по оси препарата.

Таблица 8.1

Число $\text{мг-экв}\cdot\text{ч}$, необходимое для получения поглощенной дозы 1000 рад , против центра линейного препарата Ra^{226} и Co^{60}

Активная длина препарата $L, \text{ см}$	Расстояние от источника до облучаемой поверхности $h, \text{ см}$						
	0,5	0,75	1	1,5	2	2,5	3
0	32	71	130	290	510	800	1150
0,5	35	75	130	290	510	800	1150
1,0	41	83	140	300	520	810	1160
1,5	50	92	150	310	530	820	1170
2,0	58	100	160	320	550	840	1190
2,5	59	120	180	340	570	860	1200
3,0	79	130	180	370	600	880	1250
3,5	90	150	220	390	620	910	1290
4,0	100	160	240	420	650	950	1310
4,5	113	180	260	450	690	990	1350
5,0	120	200	280	470	720	1030	1390
5,5	140	210	290	500	760	1077	1430
6,0	150	230	320	530	790	1110	1480
6,5	160	250	340	560	830	1150	1530
7,0	170	260	360	590	870	1200	1580
7,5	180	280	380	620	910	1240	1630
8,0	190	290	410	660	950	1290	1680
8,5	200	310	430	690	990	1340	1740
9,0	210	330	450	720	1030	1390	1790
9,5	230	350	470	750	1070	1440	1850
10,0	240	360	500	780	1120	1480	1900

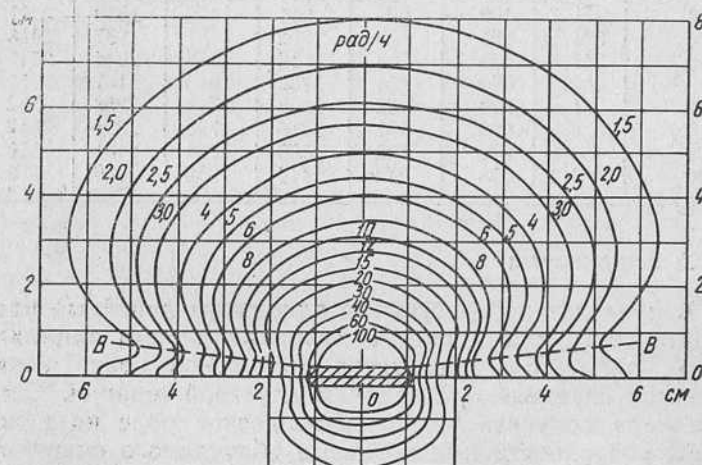


Рис. 8.2. Изодозы вокруг линейного препарата Ra или Co^{60} (γ -эквивалент $13,3 \text{ мг-экв Ra}$).

Т а б л и ц а 8.2

Число *мг-экв-ч*, необходимое для получения поглощенной дозы
в 1000 рад, против центра линейного препарата Cs^{137}

Активная длина препарата, <i>L</i> , см	Расстояние от оси источника до облучаемой поверхности <i>h</i> , см						
	0,5	0,75	1	1,5	2	2,5	3
0,5	35,6	74,4	134	293	535	938	1205
1,0	42,4	83,5	142	310	574	842	1209
1,5	51,0	95,2	157	321	553	869	1231
2,0	60,8	103,3	169	330	578	888	1263
2,5	70,9	120,9	185	358	588	899	1273
3,0	80,9	142	192	383	622	926	1284
3,5	91,4	152	223	394	662	933	1327
4,0	102,3	169	241	432	672	979	1373
4,5	113,4	187	265	463	679	1026	1391
5,0	124,1	199	294	473	744	1064	1444
5,5	134,8	211	318	510	781	1102	1487
6,0	145,5	229	326	546	822	1156	1530
6,5	156,2	246	352	569	848	1209	1594
7,0	168,0	262	369	605	893	1231	1626
7,5	178,7	279	389	626	942	1273	1658
8,0	190,5	294	411	658	958	1348	1733
8,5	202,2	309	431	696	1000	1380	1787
9,0	211,9	327	453	722	1054	1423	1851
9,5	222,5	345	474	754	1102	1487	1915
10	234,3	360	498	792	1108	1515	1926
11	256,8	394	540	854	1200	1646	2054
12	278,2	431	583	915	1303	1723	2183
13	301,7	460	626	984	1402	1840	2300
14	324,2	496	669	1053	1481	1937	2418
15	347,8	529	709	1113	1573	2044	2547
16	369,2	556	754	1188	1648	2161	2651
17	391,6	594	802	1252	1712	2258	2782
18	415,2	626	851	1316	1798	2354	2942
19	436,6	662	893	1380	1894	2461	3060
20	460,1	696	942	1444	1980	2600	3178

2. Аппликация

В практике используют не одиночные линейные препараты, а группы в виде аппликаций. Форма аппликаторов, количество препаратов, их расположение и активность определяются задачами лучевой терапии. Если требуется получить равномерное дозное поле на некоторой поверхности или в объеме облучаемого очага, то необходимо соблюдать определенные правила расположения препаратов и выбора величин их активностей.

Эти правила обеспечивают распределение дозного поля с отклонением от равномерности в пределах $\pm 10\%$.

В общем случае форма расположения препаратов на аппликаторе должна соответствовать форме облучаемого участка ткани. При изготовлении аппликатора из отдельных препаратов их укрепляют в веществе, которому можно придать различную форму. Приготовленное вещество с укрепленными препаратами называется муляжем. Наличие слоя вещества толщиной h между препаратами и облучаемой поверхностью ткани создает условия более равномерного распределения

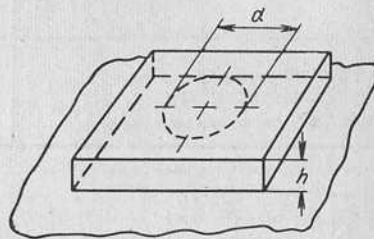


Рис. 8.3. Схема расположения линейных препаратов Co^{60} на муляже при облучении.

дозного поля. Схема расположения препаратов на муляже показана на рис. 8.3. Правила расположения препаратов разработаны для правильных геометрических тел, в частности для круга и прямоугольника. В случае размещения препаратов по окружности их следует брать не менее шести. При этом руководствуются следующими правилами:

1. Если диаметр окружности d меньше утроенного расстояния между плоскостью расположения препаратов и поверхностью облучаемой ткани, то расположение препаратов по окружности обеспечивает достаточно равномерное распределение доз (рис. 8.4).

2. Если диаметр d превышает расстояние h больше чем в 3 раза, но меньше чем в 6 раз ($6h > d > 3h$), то, располагая препараты по окружности, в центр ее помещают дополнительный препарат с активностью, составляющей 5% активности всех препаратов, расположенных по окружности (рис. 8.5).

3. Если отношение d/h равно или превышает 6, то препараты располагают по двум окружностям — внешней, соответствующей размерам облучаемого очага, и внутренней с диаметром в 2 раза меньшим. Кроме того, в центре помещают еще один препарат, активность которого составляет 3% общей активности препаратов (рис. 8.6). Табл. 8.3. дает правила распределения активных препаратов в аппликаторе по кругу. При рас-

Т а б л и ц а 8.3

Распределение активности (%) при равном расположении источников по поверхности аппликатора и разном отношении d/h

Расположение источников	d/h				
	1—3	3—6	6	7,5	10
По внешнему кругу	100	95	80	75	70
По внутреннему кругу	0	0	17	22	27
В центре	0	5	3	3	3

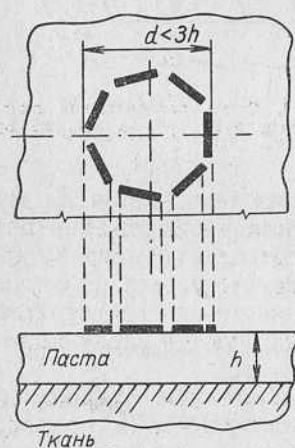


Рис. 8.4. Размещение линейных препаратов Co^{60} по кругу ($d < 3h$).

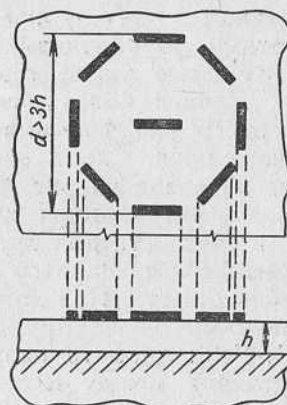


Рис. 8.5. Размещение линейных препаратов Co^{60} по кругу ($d > 3h$).

положении препаратов в форме прямоугольника все препараты с одинаковой линейной плотностью активности располагают по периметру прямоугольника. Если меньшая сторона прямоугольника превышает больше чем в 2 раза расстояние между плоскостью расположения препаратов и поверхностью облучаемой ткани, то параллельно большей стороне прямоугольника, внутри его контура располагают препараты с линейной плотностью активности, равной $2/3$ линейной плотности активности препаратов, расположенных по периферии (рис. 8.7). Дополнительные линии с препаратами размещают на расстоянии друг от друга, равном $2h$. Если

линейная сторона прямоугольника в 2 раза превышает расстояние h , то внутри прямоугольника располагают одну дополнительную линию препаратов с линейной

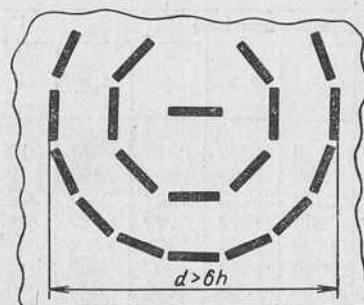


Рис. 8.6. Размещение линейных препаратов Co^{60} по кругу ($d > 6h$).

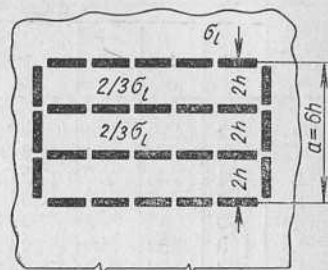


Рис. 8.7. Размещение линейных препаратов Co^{60} по прямоугольнику ($a = 6h$).

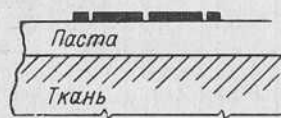
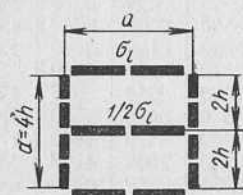
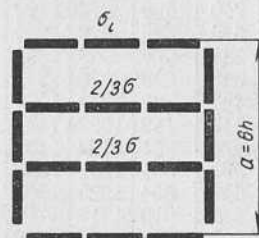


Рис. 8.8. Размещение линейных препаратов относительно облучаемой поверхности.



плотностью активности, равной половине линейной плотности активности препаратов, расположенных на периферии.

Таблица 8.4

Число $мг-ч$ Ra или $мг-экв-ч$ Co^{60} , необходимое для получения поглощенной дозы в 1000 рад от плоского аппликатора, собранного из линейных препаратов

Пло- щадь, $см^2$	Расстояние от источника (см)									
	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
0	32	130	290	510	800	1150	1560	2040	2580	3190
1	73	180	290	510	800	1150	1560	2040	2580	3190
2	104	230	400	640	930	1280	1710	2200	2730	3340
3	130	260	400	640	930	1280	1710	2200	2730	3340
4	150	300	500	750	1040	1400	1840	2320	2860	3480
5	170	330	500	750	1040	1400	1840	2320	2860	3480
6	190	360	570	840	1140	1510	1950	2450	2970	3600
7	206	380	570	840	1140	1510	1950	2450	2970	3600
8	220	410	640	920	1200	1610	2060	2570	3090	3720
9	240	440	640	920	1200	1610	2060	2570	3090	3720
10	250	460	700	990	1320	1700	2170	2680	3200	3730
11	270	490	700	990	1320	1700	2170	2680	3200	3730
12	280	510	760	1060	1410	1790	2260	2790	3310	3950
13	290	540	760	1060	1410	1790	2260	2790	3310	3950
14	310	560	820	1130	1490	1880	2360	2890	3420	4050
15	320	580	820	1130	1490	1880	2360	2890	3420	4050
16	340	610	873	1190	1560	1960	2450	2990	3520	4160
17	350	630	873	1190	1560	1960	2450	2990	3520	4160
18	370	650	920	1250	1630	2040	2530	3090	3610	4270
19	380	670	920	1250	1630	2040	2530	3090	3610	4270
20	390	690	970	1310	1700	2120	2620	3180	3710	4370
22	420	720	1030	1370	1770	2200	2710	3270	3810	4470
24	447	759	1082	1432	1837	2272	2782	3354	3905	4578
26	474	791	1133	1489	1900	2350	2870	3440	4000	4680
28	500	824	1182	1547	1960	2420	2950	3510	4080	4770
30	526	854	1228	1598	2020	2495	3250	3600	4170	4870
34	577	918	1318	1705	2060	2630	3170	3750	4340	5050
36	600	943	1360	1760	2200	2685	3250	3820	4430	5140
38	624	975	1403	1810	2260	2750	3310	3890	4500	5220
40	648	1002	1446	1860	2310	2820	3380	3970	4600	5310
42	670	1030	1487	1910	2360	2880	3450	4050	4670	5400
44	693	1060	1526	1960	2420	2940	3520	4110	4760	5480
46	715	1090	1566	2010	2480	3000	3580	4180	4820	5560
48	736	1120	1600	2060	2530	3060	3650	4250	5000	5640
50	757	1151	1634	2100	2580	3110	3710	4310	4980	5730
52	780	1180	1670	2160	2630	3170	3780	4380	5050	5800
54	800	1210	1710	2200	2690	3222	3840	4450	5120	5880
56	818	1240	1740	2250	2740	3280	3890	4520	5200	5960
58	840	1268	1773	2290	2790	3340	3950	4580	5260	6050
60	860	1296	1810	2340	2840	3400	4010	4660	5340	6120
62	880	1320	1840	2390	2890	3450	4070	4720	5420	6200
64	900	1350	1870	2430	2940	3510	4130	4780	5478	6260
66	920	1380	1900	2470	2990	3560	4190	4834	5560	6340

Продолжение табл. 8.4

Пло- щадь, см ²	Расстояние от источника (см)									
	0,5	1	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
68	939	1410	1930	2520	3040	3610	4250	4900	5620	6420
70	956	1440	1960	2560	3090	3660	4293	4960	5690	6473
72	975	1468	1990	2600	3140	3720	4350	5020	5720	6540
74	995	1500	2030	2630	3190	3800	4405	5090	5820	6610
76	1010	1520	2050	2670	3230	3820	4460	5150	5880	6680
78	1030	1550	2080	2710	3280	3870	4520	5180	5950	6750
80	1050	1580	2110	2770	3330	3920	4570	5260	6000	6830
84	1090	1630	2170	2820	3420	4030	4680	5380	6130	6950
88	1130	1690	2230	2890	3520	4130	4780	5500	6250	7080
92	1160	1740	2290	2970	3620	4230	4900	5610	6400	7200
96	1200	1790	2340	3030	3710	4330	5000	5730	6500	7340
100	1240	1840	2400	3100	3800	4420	5100	5840	6650	7470
120	1400	2100	2700	3410	—	—	—	—	—	—
140	1570	2350	2990	3720	—	—	—	—	—	—
160	1720	2590	3280	4000	—	—	—	—	—	—
180	1870	2810	3560	4310	—	—	—	—	—	—
200	2020	3020	3820	4600	—	—	—	—	—	—
220	2155	3230	4080	4900	—	—	—	—	—	—
240	2290	3440	4340	5180	—	—	—	—	—	—
260	2420	3630	4610	5470	—	—	—	—	—	—
280	2540	3820	5860	5750	—	—	—	—	—	—
300	2670	4020	5110	6040	—	—	—	—	—	—
320	2810	4210	5350	6330	—	—	—	—	—	—
340	2940	4405	5590	6600	—	—	—	—	—	—
360	3060	4600	5830	6850	—	—	—	—	—	—
380	3180	4780	6050	7120	—	—	—	—	—	—
400	3300	4960	6270	7370	—	—	—	—	—	—

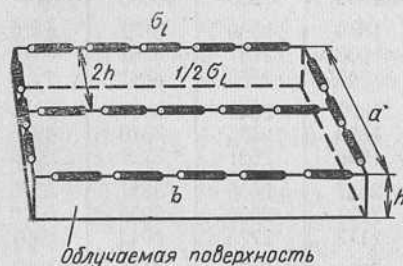


Рис. 8.9. Размещение линейных пре-
паратов Co^{60} по квадрату:
1 — $a > 2h$; 2 — $a > 6h$.

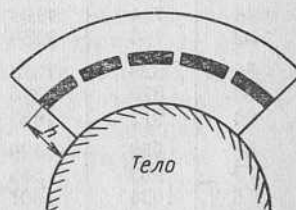


Рис. 8.10. Размещение препара-
тов при облучении выпуклой
поверхности тела.

Те же правила относятся и к расположению препа-
ратов по квадрату (рис. 8.8). При размещении препа-
ратов по прямоугольнику общая (рис. 8.9) активность

Таблица 8.5

Число *мг-экв.ч* Cs^{137} , необходимое для получения поглощенной дозы в 1000 рад, против центра плоского аппликатора, собранного из линейных препаратов на различных расстояниях от источника

Площадь апплика- тора, см ²	Расстояние от источника, см					
	0,5	1	1,5	2	3	4
0	33,2	133	299	531	1194	2123
1	79,2	187	356	588	—	—
2	109	236	410	644	1312	2238
3	134	280	460	698	—	—
4	157	318	508	749	1425	2354
5	179	351	554	800	—	—
6	198	382	598	850	1534	2467
7	216	410	639	899	—	—
8	234	438	679	946	1639	2579
9	251	463	716	993	—	—
10	268	489	751	1037	1742	2686
12	300	539	815	1119	1840	2791
14	330	586	874	1196	1937	2895
16	358	630	930	1269	2033	2998
18	386	672	983	1338	2127	3101
20	414	714	1036	1401	2219	3201
24	467	792	1138	1524	2393	3400
28	517	866	1236	1639	2555	3595
32	566	936	1329	1751	2714	3786
36	612	1004	1418	1855	2863	3970
40	657	1070	1503	1958	3005	4147
44	701	1135	1586	2059	3137	4316
48	744	1198	1666	2157	3261	4477
52	786	1259	1743	2253	3381	4633
56	828	1318	1820	2345	3497	4785
60	870	1376	1893	2435	3610	4933
64	912	1433	1966	2521	3721	5076
68	952	1489	2037	2606	3831	5215
72	993	1545	2107	2690	3938	5350
76	1034	1601	2173	2773	4042	5481
80	1073	1656	2240	2855	4147	5607
84	1113	1710	2309	2934	4250	5733
88	1152	1763	2374	3013	4353	5855
92	1191	1815	2441	3090	4453	5975
96	1229	1866	2506	3167	4554	6095
100	1268	1917	2570	3242	4655	6212

препаратов для получения такой же поглощенной дозы в ткани, как при их размещении по квадрату или кругу, должна быть несколько выше.

В зависимости от соотношения длин сторон прямоугольника активность препарата увеличивается примерно так:

Отношение сторон прямоугольника . .	2:1	3:1	4:1
Увеличение активности препаратов ко- бальта, %	5	9	12

При облучении выпуклых или вогнутых поверхностей препараты располагают параллельно облучаемой поверхности (рис. 8.10) и рассчитывают активности препаратов и поглощенную дозу так же, как для плоских поверхностей. Когда расположение препаратов удовлетворяет перечисленным выше правилам, дозиметрические расчеты аналогично линейным препаратам производят по табл. 8.4 и 8.5.

3. Бета-аппликаторы

Для лучевой терапии поверхностно-расположенных очагов, лежащих на глубине, не превышающей нескольких миллиметров, особенно при лечении кожных заболеваний используют β -активные изотопы, как, например, радиоактивный фосфор — P^{32} , таллий — Tl^{204} , прометий — Pm^{147} и др. Изготовленные на основе гомогенных и гетерогенных ионообменных материалов с большой поверхностной плотностью активности, аппликаторы создают большие мощности поглощенных доз в первых миллиметрах облучаемой ткани. Так, пластины размерами 10×10 ; 5×10 и 5×5 см и толщиной от 0,1 мм (Tl^{204} и Pm^{147}) до 0,35 мм (P^{32}), покрытые полиэтиленовой или териленовой пленкой толщиной 10—15 мкм, имеют поверхностную плотность активности: для P^{32} — от 13,7 до 2000 мккюри/см², для Tl^{204} — 9,8 мккюри/см² и Pm^{147} от 156 до 400 мккюри/см². Мощности поверхностных поглощенных доз составляют от 100 до нескольких тысяч рад/ч.

Для расчета поглощенных доз от плоских бета-аппликаторов наиболее точные результаты дает формула Лёвингера. Мощность поглощенной дозы P_0 на поверх-

ности аппликатора толщиной h определяется из соотношения

$$P_0 = \frac{1,07 \cdot 10^3 \bar{E}}{h} \left\{ C^2 \alpha \left[\frac{h\mu}{C} \left(2 + \ln \frac{C}{h\mu} \right) + e^{1 - \frac{h\mu}{C}} - 3 \right] + 1 - \alpha \cdot e^{1 - h\mu} \right\} \cdot \frac{A}{S} \text{ рад/ч}, \quad (8.3)$$

где P_0 — мощность дозы на поверхности аппликатора, рад/ч; $\bar{E}$ — средняя энергия β -частиц данного изотопа, Мэв; h — толщина аппликатора, г/см²; C и α — безразмерные параметры, величина которых зависит от максимальной энергии спектра E_β , и равные:

$$\begin{aligned} C = 2,0; \quad \alpha = 0,260 \text{ при } 0,17 \text{ Мэв} < E_\beta < 0,5 \text{ Мэв}; \\ C = 1,5; \quad \alpha = 0,297 \text{ при } 0,5 \text{ Мэв} < E_\beta < 1,5 \text{ Мэв}; \\ C = 1,0; \quad \alpha = 0,333 \text{ при } 1,5 \text{ Мэв} < E_\beta < 3,0 \text{ Мэв}; \end{aligned}$$

μ — эффективный массовый коэффициент поглощения, см²/г, определяемый для разрешенных β -спектров из соотношения:

$$\mu = \frac{18,2}{(E_\beta - 0,036)^{1,37}} \text{ см}^2/\text{г}; \quad (8.4)$$

$\frac{A}{S}$ — поверхностная плотность активности, мкюри/см².

Для приводимых ниже изотопов Р³², V⁹⁰, Рm¹⁴⁷ и Тl²⁰⁴ параметры C , α и μ имеют следующие численные значения.

Параметр	Y ⁹⁰	P ³²	Tl ²⁰⁴	Pm ¹⁴⁷
C	1	1	1,5	2,0
α	0,33	0,33	0,30	0,26
μ	6,2	9,2	29	170

Мощность поглощенной дозы, создаваемой плоским аппликатором на глубине ткани x (при $x \geq \frac{C}{\mu}$), определяется по формуле

$$P_x = \frac{1,07 \cdot 10^3 \bar{E} \alpha (1 - e^{-h\mu}) e^{1 - x\mu}}{h} \cdot \frac{A}{S} \text{ рад/ч}, \quad (8.5)$$

где x — глубина ткани, г/см². Для ткани плотностью $\rho = 1$ г/см³ значение x (в г/см²) численно совпадает с глубиной, выраженной в см.

В частности, для фосфорных аппликаторов мощность дозы на поверхности при толщине $h=25 \text{ мг/см}^2$ составляет

$$P_0 = 7850 \frac{A}{S} \text{ рад/ч}, \quad (8.6)$$

на глубине ткани x (больше 1 мм)

$$P_x = 2000 \cdot e^{1-0,2x} \cdot \frac{A}{S} \text{ рад/ч}. \quad (8.7)$$

Ниже приводятся данные расчета мощностей поглощенных доз β -излучения на поверхности и на различной глубине облучаемой ткани (плотностью 1 г/см^3) для ряда используемых в медицинской практике β -аппликаторов из фосфора — P^{32} , иттрия — Y^{90} , прометия — Pm^{147} и таллия — Tl^{204} . В расчетах предполагается, что линейные размеры аппликатора превышают длину пробега β -частиц данного изотопа в ткани, что всегда практически соблюдается. Для учета поглощения и рассеяния β -излучения в веществе аппликатора расчет доз произведен для определенных толщин h аппликатора (в мг/см^2). Для определения этой толщины в практических условиях делят массу аппликатора (в мг) на его площадь (в см^2). Для пересчета к другим значениям толщин аппликатора для каждого изотопа приведены значения коэффициентов K , на которые нужно умножить мощность дозы P , найденную для определенной толщины ($K=1$), чтобы получить мощность дозы для другой толщины.

Относительные глубинные мощности дозы, т. е. выраженные в процентах мощности дозы на расстоянии x от ближайшей плоскости поверхности аппликатора, отнесенные к мощности дозы на поверхности, представлены на рис. 8.11—8.14.

Для аппликаторов с Y^{90} , P^{32} , Tl^{204} и Pm^{147} необходимые данные для расчета доз приводятся ниже.

Иттрий — Y^{90}

Мощность дозы на поверхности аппликатора с условной толщиной $h_0 = 7,5 \text{ мг/см}^2$ равна

$$P_0 = 10\,400 \cdot \frac{A}{S} \text{ рад/ч}. \quad (8.8)$$

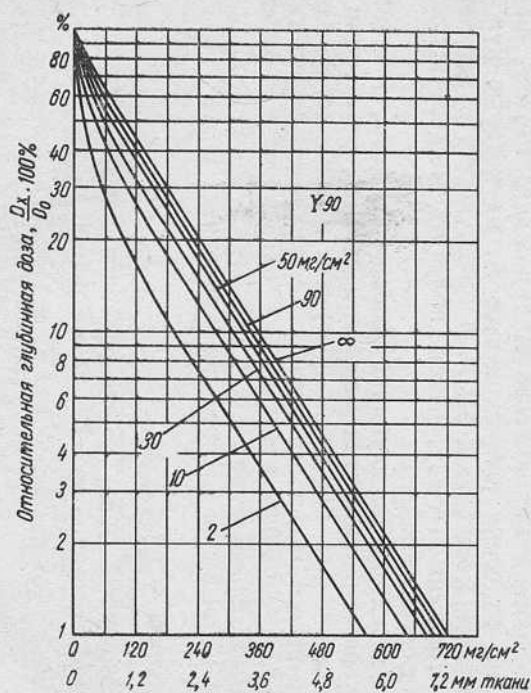


Рис. 8.11. Распределение поглощенных доз, создаваемых плоским β -аппликатором с Y^{90} по глубине ткани.

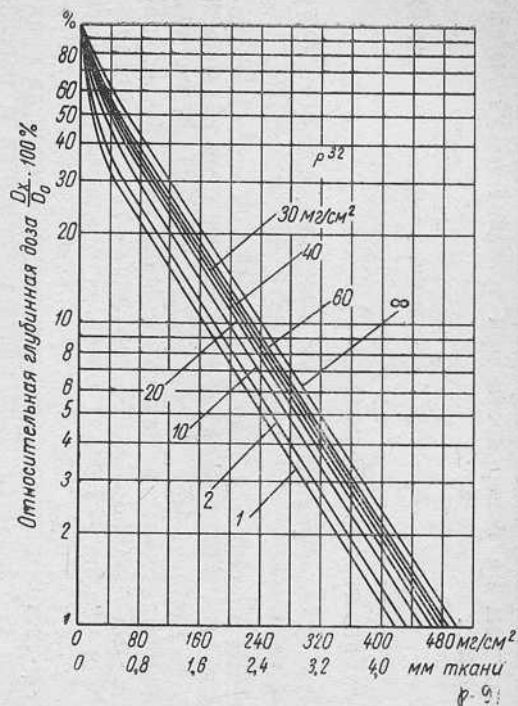


Рис. 8.12. Распределение поглощенных доз, создаваемых плоским β -аппликатором с P^{32} по глубине ткани.

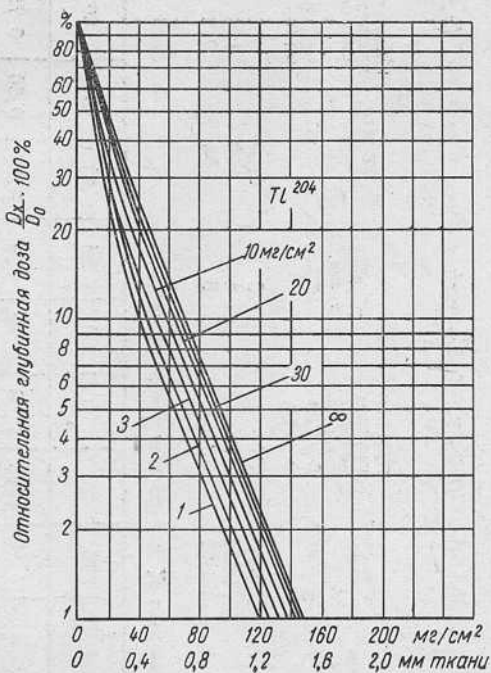


Рис. 8.13. Распределение поглощенных доз, создаваемых плоским β -аппликатором с Tl^{204} по глубине ткани.

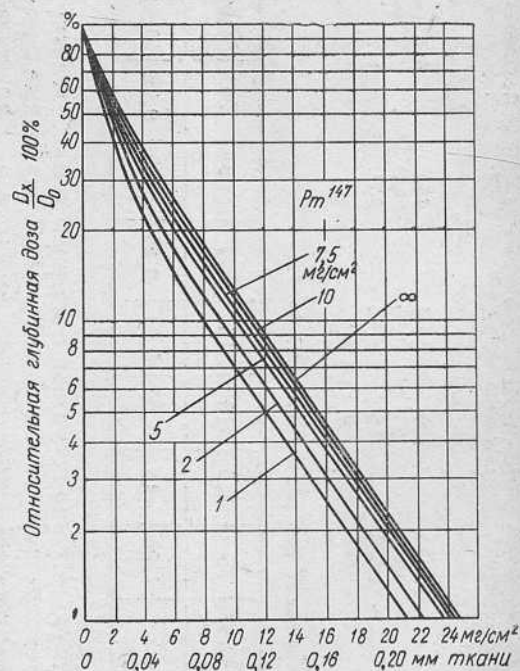


Рис. 8.14. Распределение поглощенных доз, создаваемых плоским β -аппликатором с Pm^{147} по глубине ткани.

Глубина ткани, мм	Мощность дозы, $\frac{A}{S}$ рад/ч	Процентная глубинная доза $D_x/D_0 \cdot 100\%$	Глубина ткани, мм	Мощность дозы, $\frac{A}{S}$ рад/ч	Процентная глубинная доза $D_x/D_0 \cdot 100\%$
0	10 400	100	4	446	4,3
1	2 960	28	5	244	2,3
2	1 560	15	6	130	1,2
3	830	8			

Коэффициент K для разных значений $h\rho$

$h\rho$, мг/см ²	5	7,5	10	15	20	25	30	40
K	1,09	1	0,94	0,87	0,80	0,76	0,72	0,67

Для серийных аппликаторов с иттрием с наиболее употребляемыми толщинами 5—10 мг/см² глубинные распределения мощностей поглощенных доз с точностью $\pm 5\%$ совпадают между собой.

Фосфор P^{32}

Мощность дозы на поверхности аппликатора с условной толщиной $h\rho = 25$ мг/см² равна

$$P_0 = 7850 \frac{A}{S} \text{ рад/ч} \quad (8.9)$$

Глубина ткани, мм	Мощность дозы, $\frac{A}{S}$ рад/ч	Процент- ная глу- бинная доза $D_x/D_0 \times$ $\times 100\%$	Глубина ткани, мм	Мощность дозы, $\frac{A}{S}$ рад/ч	Процент- ная глу- бинная доза $D_x/D_0 \times$ $\times 100\%$
0	7850	100	3	360	4,6
1	2200	28	4	150	1,9
2	890	11,4	5	54	0,8

Коэффициент K для разных значений $h\rho$

$h\rho$, мг/см ²	10	20	25	30	35	40	50	60
K	1,26	1,06	1,00	0,95	0,91	0,87	0,80	0,75

Распределение мощностей доз по глубине одинаково (с точностью $\pm 5\%$) для аппликаторов толщиной 20—40 мг/см².

Таллий Тl²⁰⁴

Мощность дозы на поверхности аппликатора с условной толщиной $h\rho = 7,5 \text{ мг/см}^2$ равна

$$P_0 = 10\,300 \frac{A}{S} \text{ рад/ч.} \quad (8.10)$$

Глубина ткани, мм	Мощность дозы, $\frac{A}{S} \text{ рад/ч}$	Процент- ная глу- бинная доза $D_x/D_0 \times$ $\times 100\%$	Глубина ткани, мм	Мощность дозы, $\frac{A}{S} \text{ рад/ч}$	Процент- ная глу- бинная доза $D_x/D_0 \times$ $\times 100\%$
0	10 300	100	0,6	970	9,4
0,2	3 200	31,0	0,8	535	5,2
0,4	1 650	16,0	1,0	310	3,0

Коэффициент K для разных значений $h\rho$

$h\rho, \text{ мг/см}^2$	1	3	7,5	10	25
K	1,77	1,34	1,00	0,87	0,63

Прометий Рm¹⁴⁷

Мощность дозы на поверхности аппликатора с условной толщиной $h\rho = 7,5 \text{ мг/см}^2$ равна

$$P_0 = 7450 \frac{A}{S} \text{ рад/ч.} \quad (8.11)$$

Мощность дозы на глубине ткани

Глубина ткани, мм	Мощность дозы, $\frac{A}{S} \text{ рад/ч}$	Процентная глубин- ная доза $D_x/D_0 \cdot 100\%$
0	7450	100
0,05	1940	26
0,10	820	11
0,15	350	4,8
0,20	150	2,0

Коэффициент K для разных значений $h\rho$

$h\rho$, мг/см ²	1	2	5	7,5	10
K	2,78	1,96	1,29	1	8,05

§ 2. ВНУТРИПОЛОСТНОЕ И ВНУТРИТКАНЕВОЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИЗОТОПОВ

1. Закрытые радиоактивные препараты

Для максимального приближения источника излучения к облучаемому элементу ткани используют внутриполостное и внутритканевое введение радиоактивных препаратов. Для внутриполостного введения используют закрытые препараты Ra^{226} , Co^{60} и Cs^{137} в виде трубочек, игл и шариков, а также жидкие растворы, содержащие радиоактивный Co^{60} , Na^{24} , Au^{198} и другие изотопы.

Препараты радия представляют собой платиновую или золотую трубочку, внутри которой размещается запаянная стеклянная трубочка, содержащая соли радия. Наружный фильтр практически полностью поглощает β -излучение радия и продуктов его распада. Кобальтовые препараты, изготовленные из сплава кобальта и никеля в виде проволоки, заключены в фильтр из нержавеющей стали. Шарик-бусы из кобальта диаметром 4,6 и 7 мм покрыты слоем золота 40—60 мкм.

Шарики кобальта диаметром 2 мм заключают в пластическую массу, которой придают любую необходимую форму или используют в виде макросуспензии, представляющей собой вязкий раствор желатина со взвешенными в нем шариками из радиоактивного кобальта, покрытыми тонким слоем золота. В 100 мл раствора содержится до 1500 активных шариков кобальта диаметром 2 мм. Микросуспензию вводят обычно в полости в тонкостенных резиновых баллонах.

При радиохирургическом методе облучения широкое использование на практике получили рассасывающиеся в организме материалы с радиоактивными изотопами. К ним относятся радиоактивные нити на основе метилцеллюлозы с Y^{90} , нити на основе кетгута с Au^{198} , Ag^{111}

Таблица 8.6

Поглощенная доза (в градах) при введении линейного препарата Co^{60} в полость

Активная длина пре- парата L , см	Поглощенная доза (рад/мг-экв-ч) при различных расстояниях от продольной оси препарата, см					
	2	3	4	5	6	7
2	1,86	0,916	0,491	0,318	0,222	0,178
3	1,73	0,825	0,439	0,279	0,212	0,159
4	1,55	0,781	0,385	0,247	0,172	0,130
4,5	1,48	0,762	0,376	0,235	0,166	0,116
5	1,40	0,737	0,352	0,225	0,149	0,111
5,5	1,34	0,719	0,333	0,214	0,139	0,106
6	1,30	0,705	0,323	0,212	0,137	0,101
6,5	1,24	0,680	0,314	0,210	0,135	0,096
7	1,20	0,656	0,309	0,207	0,131	0,092

Таблица 8.7

Интегральная доза (в грамм-радах), поглощенная в сплошном ткане-эквивалентном цилиндре, от 1 мг-экв-ч источника Co^{60} при размещении его по оси цилиндра

Длина цилиндра, см	Диаметр цилиндра, равный толщине тела, см							
	8	10	12	14	16	18	20	22
40	495	594	694	778	832	940	1035	1080
50	495	594	694	780	870	965	1048	1120
60	495	594	694	780	870	968	1050	1128
70	495	594	694	780	870	968	1050	1128
80 и более	495	594	694	780	870	968	1050	1135

Продолжение табл. 8.7

Длина цилиндра, см	Диаметр цилиндра, равный толщине тела, см						
	24	26	28	30	34	38	40
40	1155	1223	1290	1385	1480	1590	1600
50	1190	1250	1320	1395	1489	1615	1660
60	1195	1260	1325	1400	1510	1625	1678
70	1200	1265	1335	1410	1530	1630	1690
80 и более	1214	1288	1355	1410	1530	1635	1700

Значения мощностей доз (рад/ч) против шарика (бусинки) Co^{60} активно
(a — расстояние между центрами шариков; N — номера последовательно

Число шариков на нити	Против шариков №№	$a = 1,0 \text{ см}$						$a = 0,8 \text{ см}$					
		Расстояние от оси (см)						Расстояние от оси (см)					
		0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0
1	1	52,8	13,2	5,8	3,3	1,5	0,8	52,8	13,2	5,8	3,3	1,5	0,8
2	1 и 2	63,4	19,8	10,2	5,9	2,8	1,6	67,3	21,3	10,3	6,2	2,8	1,6
3	1 и 3	66,6	22,4	12,0	7,5	3,8	2,2	72,1	25,0	13,2	8,2	4,0	2,2
	2	73,9	26,4	14,5	8,6	4,1	2,4	81,8	29,3	14,8	9,1	4,1	2,4
4	1 и 4	68,0	23,8	13,0	8,3	4,6	2,8	74,3	26,9	14,8	9,5	4,9	2,9
	2 и 3	77,1	29,0	16,4	10,2	5,2	3,0	86,0	33,0	17,7	11,1	5,3	3,0
5	1 и 5	68,8	24,6	13,3	9,5	5,2	3,2	75,6	28,1	15,8	10,4	5,5	3,4
	2 и 4	78,5	30,4	17,3	11,0	5,9	3,6	88,8	35,0	19,3	12,4	6,2	3,7
	3	80,3	31,7	18,2	11,8	6,2	3,7	91,3	36,7	20,6	13,1	6,5	3,7
6	1 и 6	69,3	25,1	13,9	9,6	5,5	3,4	76,4	28,9	16,5	11,1	6,1	3,8
	2 и 5	79,3	31,2	17,7	11,6	6,5	4,0	90,2	36,2	20,3	13,3	6,9	4,2
	3 и 4	81,7	33,0	19,1	12,5	7,0	4,4	93,6	38,7	22,2	14,4	7,4	5,0
7	1 и 7	69,7	25,5	14,0	10,2	5,9	3,7	77,0	29,4	17,0	11,8	6,5	4,2
	2 и 6	79,9	31,7	18,2	12,3	6,9	4,2	91,0	37,0	21,0	14,0	7,4	4,6
	3 и 5	82,5	33,8	19,5	13,2	7,5	4,6	94,9	40,0	23,2	15,3	8,1	4,9
	4	83,2	34,3	20,1	13,3	7,8	4,8	95,8	40,7	23,8	15,7	8,3	5,0
8	1 и 8	70,0	25,7	14,1	10,4	6,2	4,0	77,4	29,8	17,4	12,1	6,7	4,5
	2 и 7	80,3	32,1	18,4	12,8	7,3	4,5	91,5	37,5	21,5	14,7	7,8	5,0
	3 и 6	83,0	34,3	20,1	13,9	7,9	4,9	95,7	40,7	23,9	16,0	8,5	5,3
	4 и 5	84,0	35,1	20,5	14,0	8,3	5,2	97,2	41,8	24,6	16,6	9,0	5,5
9	1 и 9	70,1	25,8	14,2	10,6	6,5	4,1	77,7	30,2	17,7	12,5	7,0	4,8
	2 и 8	81,6	32,3	18,5	13,1	7,5	4,7	92,2	37,8	23,2	15,0	8,0	5,3
	3 и 7	83,4	34,7	20,0	14,4	8,3	5,1	96,2	41,2	24,4	16,6	8,9	5,7
	4 и 6	84,4	35,6	24,2	14,6	8,7	5,4	97,8	42,6	25,4	17,3	9,5	5,9
	5	84,6	35,7	24,5	14,6	8,8	5,5	98,4	42,9	25,9	17,5	9,6	6,1
10	1 и 10	70,4	26,0	14,3	10,7	6,5	4,2	77,9	30,4	18,0	12,8	7,3	4,9
	2 и 9	80,8	32,5	18,5	13,2	7,8	4,9	92,1	38,2	22,2	15,4	8,3	5,5
	3 и 8	83,7	35,0	20,3	14,7	8,6	5,4	96,6	41,6	24,8	17,0	9,2	5,9
	4 и 7	84,9	36,0	21,1	15,2	9,1	5,7	98,5	43,2	26,0	18,0	9,9	6,3
	5 и 6	85,3	36,4	21,4	15,3	9,2	5,8	99,3	43,8	26,5	18,2	10,2	6,5

Таблица 8.8

стью в 1 мкюри на линии, параллельной оси нити
расположенных шариков на нити)]

$a = 0,6 \text{ см}$							$a_3 = 0,4 \text{ см}$						
Расстояние от оси (см)							Расстояние от оси (см)						
0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0		0,5	1,0	1,5	2,0	3,0	4,0	
52,8	13,2	5,8	3,3	1,5	0,8		52,8	13,2	5,8	3,3	1,5	0,8	
73,9	23,0	11,0	6,3	2,9	1,6		85,0	24,6	11,4	6,5	2,9	1,6	
81,7	28,4	14,4	8,7	4,2	2,4		99,9	32,6	16,0	9,4	4,2	2,4	
95,0	32,7	15,8	9,4	4,4	2,4		117,2	35,9	16,9	9,6	4,4	2,4	
85,5	31,6	16,8	10,6	5,3	3,0		107,7	38,0	19,5	11,8	5,5	3,2	
102,8	38,2	19,4	11,8	5,7	3,2		132,1	44,0	21,5	12,5	5,7	3,2	
87,8	33,5	18,4	11,9	6,2	3,7		112,5	41,7	21,8	13,7	6,7	3,8	
106,7	41,3	21,8	13,6	6,7	3,8		139,9	49,4	25,1	14,9	7,0	4,0	
110,6	43,6	23,0	14,1	7,1	4,0		147,1	52,0	26,1	15,4	7,0	4,0	
89,2	34,9	19,5	12,9	7,0	4,2		115,6	44,4	24,4	15,4	7,8	4,5	
108,9	43,3	23,4	14,9	7,7	4,5		144,7	53,1	27,9	16,9	8,2	4,6	
114,4	46,7	25,3	16,0	8,1	4,6		154,8	57,4	29,7	17,8	8,3	4,8	
90,3	35,8	20,3	13,7	7,7	4,6		117,9	46,3	26,0	16,8	8,7	5,2	
110,4	44,6	24,6	16,0	8,5	5,0		147,8	55,7	30,0	18,6	9,2	5,3	
116,7	48,7	26,9	17,3	9,0	5,3		159,6	61,1	32,5	19,8	9,5	5,4	
118,3	49,9	27,7	17,8	9,1	5,3		162,6	62,8	33,3	20,2	9,6	5,5	
91,0	36,4	21,0	14,4	8,2	5,0		119,5	47,8	27,3	17,8	9,5	5,7	
111,4	45,5	25,3	16,7	9,1	5,4		150,1	57,7	31,6	19,9	10,2	5,9	
118,1	50,0	28,1	18,4	9,8	5,8		162,8	63,8	34,6	21,5	10,6	6,1	
120,5	50,6	29,3	19,1	10,0	5,9		167,4	66,5	36,0	22,2	10,8	6,2	
91,5	36,9	21,5	14,9	8,6	5,4		120,2	48,9	28,3	18,7	10,2	6,2	
111,8	46,1	25,9	17,4	9,6	5,8		152,1	59,2	32,4	21,0	10,9	6,5	
119,2	50,9	28,9	19,0	10,4	6,2		164,9	65,9	36,2	22,8	11,7	6,7	
121,8	53,2	30,4	20,2	10,8	6,5		170,2	69,1	38,2	23,9	11,9	6,9	
122,6	53,8	30,9	20,4	10,9	6,6		172,1	70,1	38,7	24,2	12,0	6,9	
91,9	37,4	22,0	15,3	9,0	5,7		121,8	49,9	29,3	19,5	10,8	6,6	
112,6	46,7	26,7	18,0	10,0	6,2		152,9	59,9	33,9	21,9	11,6	7,0	
119,9	51,6	29,6	19,8	11,0	6,6		166,6	67,2	37,5	23,9	12,3	7,3	
123,0	54,1	31,3	21,0	11,5	6,9		172,8	71,2	39,7	25,2	14,0	8,2	
124,2	55,2	32,1	21,5	11,8	7,1		175,3	72,9	40,9	25,9	14,4	8,8	

и Pd^{103} , а также радиоактивная марля на основе карбоксинитроцеллюлозы с Y^{90} и Rb^{103} . При внутритростном введении радиоактивных препаратов поглощенные дозы рассчитывают обычно по таблицам, составляемым

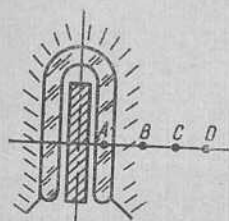


Рис. 8.15. Схема расположения препарата при внутритростном облучении.

для определенных препаратов данного радиоактивного изотопа. Так, при внутритростном введении линейных препаратов кобальта (рис. 8.15) поглощенную дозу в различных точках (A, B, C, D) ткани определяют по табл. 8.6. Расчет интегральной поглощенной дозы во всем теле производится обычно заменой тела человека или его части однородным тканезквивалентным цилиндром. В табл. 8.7 приведены значения интегральных поглощенных

доз в теле, имеющем форму цилиндра, от γ -излучения препаратов кобальта, введенных в полость тела. Для препаратов кобальта, имеющих форму шариков, нанизываемых на нить, расчет поглощенных доз в ткани на различных расстояниях от центра шарика, на линии, параллельной его оси, в зависимости от расстояний между центрами шариков производят по табл. 8.8. В таблице приведены мощности доз (в рад/ч) для препаратов кобальта активностью в 1 мкюри. Если активность препарата составляет A мкюри, то найденное по табл. 8.8 значение мощности дозы следует умножить на величину активности (в мкюри). Для определения интегральных поглощенных доз от таких препаратов, введенных в полость, их можно рассматривать как один препарат, помещенный в полость цилиндрического тела (табл. 8.7).

При введении закрытых радиоактивных препаратов внутрь опухоли необходимо обеспечить наиболее благоприятное распределение дозного поля в облучаемой ткани. Для получения наиболее равномерного распределения поглощенных доз в облучаемом объеме пользуются правилами размещения препаратов, рассматривая облучаемый объем как тело правильной формы (куб, цилиндр или шар). Препараты размещают как по поверхности облучаемого объема, так и внутри него, соблюдая следующие правила расположения. Если облучаемый объем имеет форму шара или куба, то на поверхности размещают препараты с 75%-ной актив-

Таблица 8.9

Число $\text{мг-экв} \cdot \text{ч}$ M , необходимое для получения поглощенной дозы в 1000 рад , в различных объемах (V) опухолевой ткани при внутреннем введении препаратов Co^{60}

V , см^3	M , $\text{мг-экв} \cdot \text{ч}$	V , см^3	M , $\text{мг-экв} \cdot \text{ч}$	V , см^3	M , $\text{мг-экв} \cdot \text{ч}$	V , см^3	M , $\text{мг-экв} \cdot \text{ч}$
1	35,6	25	314	100	790	240	1410
2	58,0	30	350	110	840	260	1490
3	76,0	40	430	120	890	280	1560
4	92,0	50	500	140	980	300	1640
5	99,7	60	560	160	1130	320	1710
10	169	70	640	180	1170	340	1780
15	222	80	670	200	1250	360	1850
20	270	90	735	220	1330	380	1920

ностью общей активности препаратов, а с 25%-ной располагают в центре. При цилиндрической форме облучаемого объема на боковой поверхности располагают препараты с 50%-ной активностью, с 25%-ной — на основаниях цилиндра и с остальными 25% в центре него.

Определение поглощенных доз в опухолях различных объемов при внутритканевом введении препаратов кобальта (Co^{60}) производят по табл. 8.9, где приведено число миллиграмм-эквивалент-часов кобальта, необходимое для получения поглощенной дозы в 1000 рад .

2. Открытые радиоактивные препараты

Открытые радиоактивные препараты в виде растворов, содержащих радиоактивные вещества, используют как в лучевой терапии, так и в радиодиагностике. Радиоактивные вещества, используемые в лечебных целях, вводят непосредственно в очаг, подвергающийся воздействию излучения. При этом для создания в очаге максимальной поглощенной дозы, как правило, для внутритканевого облучения используют β -излучатели. Наличие γ -излучения создает облучение всего организма в целом, что является нежелательным фактором в лучевой терапии.

К радиоактивным изотопам, используемым для внутритканевой терапии, предъявляются определенные требования. Период полураспада изотопа не должен быть слишком большим, но и не должен быть очень малым. Большой период полураспада может вызвать нежела-

тельное облучение органов и тканей, не подлежащих облучению, так как вследствие обменных процессов за длительное время изотоп может проникнуть в эти органы и ткани. Очень короткий период полураспада создаст крайне неравномерный ритм облучения, что также не способствует лечебному эффекту. Наиболее приемлемым периодом полураспада изотопа является время от нескольких часов до нескольких дней.

Вводимый изотоп должен входить в такие соединения, которые не обладают токсическим действием на организм. С этой же целью должна соблюдаться возможно большая их чистота (отсутствие посторонних примесей). Наконец, выбор изотопа должен определяться возможностью его локализации в облучаемом очаге, т. е. наличием избирательного поглощения или минимальным выведением его из облучаемого очага.

Рассмотрим общие принципы расчета поглощенных доз при внутритканевом введении радиоактивных изотопов. При использовании чистых β -излучателей для обеспечения равномерного облучения очага изотоп вводят в очаг так, чтобы расстояния между местами локализации (или введения) примерно были равны максимальному пробегу β -частиц данного изотопа. При этом можно считать, что вся энергия β -частиц поглощается в облучаемом участке ткани (очаге). Пусть на каждый акт распада приходится одна β -частица со средней энергией $\bar{E}_\beta$, а начальная концентрация активности, введенного изотопа составляет C_0 мкюри/г. Тогда число β -частиц, выделяющихся за 1 сек в 1 г ткани составит, — $3,7 \cdot 10^7 C_0$. Умножив число β -частиц на их среднюю энергию $\bar{E}_\beta$, получим, что в 1 г ткани за 1 сек выделится энергия

$$E = 3,7 \cdot 10^7 C_0 \bar{E}_\beta \text{ Мэв/г} \cdot \text{сек}, \quad (8.12)$$

так как 1 Мэв равен $1,6 \cdot 10^{-6}$ эрг, то

$$E = 3,7 \cdot 10^7 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} C_0 \bar{E}_\beta \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}, \quad (8.13)$$

1 рад = 100 эрг/г, а поглощенная энергия в 1 г вещества за 1 сек есть мощность поглощенной дозы, тогда

$$P_{\beta_{\text{полг}}} = 3,7 \cdot 10^7 \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \frac{1}{100} \cdot C_0 \bar{E}_\beta = 0,592 C_0 \bar{E}_\beta \text{ рад/сек}. \quad (8.14)$$

Мощность поглощенной дозы β -излучения в любой момент времени t после введения определяют по формуле

$$P_{\beta t} = 0,592 \bar{E}_{\beta} C_0 e^{-\frac{0,693t}{T_{\text{эфф}}}} \text{ рад/сек}, \quad (8.15)$$

где $T_{\text{эфф}}$ — есть эффективный период полураспада и полувыведения изотопа.

Во все расчеты поглощенных доз входит эффективный период полураспада и полувыведения $T_{\text{эфф}}$. Он отличается тем больше от физического периода полураспада, чем значительнее и быстрее выводится изотоп из места введения. Для определения эффективного периода полураспада и полувыведения с помощью радиометрической установки производят счет числа импульсов γ -излучения или тормозного излучения над местом введения в момент введения и через определенные промежутки времени. Построив кривую уменьшения числа импульсов со временем, находят время, за которое число импульсов уменьшилось вдвое. Это время и принимается за эффективный период полураспада и полувыведения $T_{\text{эфф}}$.

Поглощенная доза β -излучения за время t от момента введения определяется по формуле

$$D_{\beta}(t) = \int_0^t P_{\beta}(t) dt \quad (8.16)$$

или

$$D_{\beta}(t) = 0,592 \cdot \frac{1}{0,693} \bar{E}_{\beta} \cdot C_0 T_{\text{эфф}} \left(1 - e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}}} \right) \text{ рад}, \quad (8.17)$$

где $T_{\text{эфф}}$ выражено в секундах; если $T_{\text{эфф}}$ выразить в часах, то имеем

$$D_{\beta}(t) = 0,592 \frac{1}{0,693} 3600 \cdot \bar{E}_{\beta} \cdot C_0 T_{\text{эфф}} \left(1 - e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}}} \right) \text{ рад}. \quad (8.18)$$

Наконец, для определения поглощенной дозы за весь распад изотопа (при $t \rightarrow \infty$) пользуются формулой:

$$D_{\beta}(\infty) = 0,592 \cdot \frac{1}{0,693} \cdot 3600 \cdot \bar{E}_{\beta} \cdot C_0 T_{\text{эфф}} \text{ рад}. \quad (8.19)$$

Если при каждом акте распада выделяется несколько β -частиц со средними энергиями соответственно $\bar{E}_{\beta_1}$, $\bar{E}_{\beta_2}$, ..., $\bar{E}_{\beta_n}$, то расчет проводится по тем же формулам, только поглощенные дозы суммируют для всех β -частиц. Например, поглощенная доза за весь распад будет иметь вид:

$$D_{\beta}(\infty) = 0,592 \cdot \frac{1}{0,693} 3600 \cdot C_0 \cdot T_{\text{эфф}} (\bar{E}_{\beta_2} + \bar{E}_{\beta_1} + \dots + \bar{E}_{\beta_n}) \text{ рад}. \quad (8.20)$$

Мощность поглощенной дозы γ -излучения в элементе объема ткани, находящемся на расстоянии r от места введения, определяется по формуле

$$P_{\gamma} = \frac{A_0 \Gamma f}{r^2} e^{-\mu \cdot r} \text{ рад/ч}, \quad (8.21)$$

где A_0 — активность введенного изотопа в момент введения, *мкюри*; Γ — γ -постоянная изотопа; f — коэффициент перевода из рентгенов в рады; r — расстояние от центра очага до рассматриваемой точки, *см*; μ — линейный коэффициент ослабления ткани, *см⁻¹*.

Мощность дозы γ -излучения в произвольный момент времени t после введения изотопа определится по формуле

$$P_{\gamma}(t) = \frac{A_0 \Gamma f}{r^2} e^{-\mu r} e^{-\frac{0,693t}{T_{\text{эфф}}}} \text{ рад/ч}. \quad (8.22)$$

Поглощенная доза γ -излучения за время t соответственно равна ($T_{\text{эфф}}$ берется в часах)

$$D_{\gamma}(t) = \frac{A_0 \Gamma f}{r^2} \cdot \frac{1}{0,693} e^{-\mu r} T_{\text{эфф}} \left(1 - \frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}} \right) \text{ рад}. \quad (8.23)$$

Все расчеты поглощенных доз по приведенным формулам справедливы при условии, что расстояние рассматриваемой точки от места введения изотопа значительно превышает размеры очага, содержащего радиоактивный изотоп.

Для вычисления поглощенной дозы в самом очаге и на малых от него расстояниях неприменим закон обратной пропорциональности мощности дозы квадрату расстояния. В этом случае для дозиметрических расчетов вводят так называемый геометрический фактор g .

Мощность поглощенной дозы γ -излучения в момент введения внутри объема, содержащего изотоп и на малых расстояниях от него, определяется следующим образом:

$$P_{\gamma} = C_0 g \Gamma f \rho \text{ рад/ч}, \quad (8.24)$$

где C_0 — начальная концентрация активности, *мкюри/г*; ρ — плотность вещества ткани, *г/см³*; Γ — γ -постоянная; f — коэффициент перевода из рентгенов в рады; g — геометрический фактор. Для центра сферического объема очага

$$g = 4\pi R, \quad (8.25)$$

где R — радиус сферы, *см*.

Для точек, лежащих внутри сферы и за ее пределами вблизи нее,

$$g = 4\pi R \cdot F\left(\frac{r}{R}\right), \quad (8.26)$$

где $F\left(\frac{r}{R}\right)$ — есть функция отношения расстояния r рассматриваемой точки от центра сферы к радиусу сферы R . Численные значения функции $F\left(\frac{r}{R}\right)$ приведены в табл. 8.10.

Таблица 8.10

Численное значение функции $F\left(\frac{r}{R}\right)$ в зависимости от радиуса сферы R и от расстояния от измеряемой точки r

Расстояние от центра сферы до измеряемой точки r , <i>см</i>	$F\left(\frac{r}{R}\right)$ при R (<i>см</i>)				
	0,5	1	2	3	4
0,5	0,65	0,85	0,92	0,95	0,98
1	0,10	0,65	0,85	0,80	0,90
2	0,02	0,10	0,65	0,70	0,85
3	0,01	0,04	0,20	0,65	0,70
4	0,007	0,02	0,10	0,35	0,65

Численные значения величины геометрического фактора g для центра сферы и для центра цилиндра представлены в табл. 8.11.

Таблица 8.11

Численные значения геометрического фактора g для центра сферы и центра цилиндра

Точка в центре сферы (поглощением пренебрегают)			Точка в центре цилиндра ($\mu = 0,03 \text{ см}^{-1}$)			
Радиус R , см	Объем V , см ³	g , см	Радиус R , см	Высота цилиндра h , см	Объем V , см ³	g , см
1	4,2	12,6	3	10	283	45,5
2	33,5	25,2				
3	113	37,8	5	16	1 260	73
4	267	50,4	8	30	6 000	108
6	905	75,6				
8	2140	101,0	12	40	18 000	156
10	4180	126,0	20	60	76 000	214

Наибольшее распространение для внутритканевой терапии открытыми радиоактивными препаратами получил радиоактивный изотоп золота Au^{198} . Радиоактивные препараты золота используют в виде коллоидных растворов с размерами частиц от 20 мкм до 1 мкм, в виде гранулированных зерен диаметром 0,8 мм, а также нитей от 0,5 до 3,0 мм. Период полураспада золота Au^{198} 2,7 дня. Золото является β - и γ -излучателем. При каждом акте распада выделяется одна β -частица и один γ -квант. Основное γ -излучение имеет энергию 0,41 Мэв, основное β -излучение обладает максимальной энергией β -частиц 0,96 Мэв и средней энергией 0,32 Мэв. Максимальный пробег β -частиц в ткани не превышает 4 мм. Мощность поглощенной дозы P_β от β -излучения изотопа, равномерно распределенной в органе с концентрацией активности C (мкюри/г), рассчитывают по формуле

$$P_\beta = 3,7 \cdot 10^7 C \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \bar{E}_\beta \cdot 10^{-2} \text{ рад/сек}, \quad (8.27)$$

где $3,7 \cdot 10^7$ — число распадов в секунду, приходящихся на активность в 1 мкюри; C — концентрация активности изотопа в момент расчета; $1,6 \cdot 10^{-6}$ — коэффициент перехода от эрг к Мэв; $\bar{E}_\beta$ — средняя энергия β -частиц, Мэв; 10^{-2} — коэффициент перехода от эрг/г к рад (1 рад = 100 эрг/г). Рассчитывая мощность дозы для

основного β -излучения со средней энергией β -частиц 0,32 Мэв, имеем:

$$P_{\beta}(t) = 680 \cdot C_0 e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}}} \text{ рад/ч}, \quad (8.28)$$

где C_0 — концентрация активности изотопа в момент его введения в ткань; t — время, прошедшее с момента введения; $T_{\text{эфф}}$ — эффективный период полураспада и полувыведения, t и $T_{\text{эфф}}$ подставляются в одних и тех же единицах времени (дни, ч). Мощность поглощенной дозы в момент введения составляет 680 рад/ч при начальной концентрации активности 1 мкюри/г.

Поглощенную дозу β -излучения за время t от момента введения вычисляют по формуле

$$D_{\beta}(t) = 985 \cdot C_0 \cdot T_{\text{эфф}} \left(1 - e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}}} \right) \text{ рад} \quad (8.29)$$

($T_{\text{эфф}}$ в 1 ч).

Поглощенная доза β -излучения за время полного распада ($t \rightarrow \infty$) соответственно равна

$$D_{\beta}(\infty) = 985 \cdot C_0 \cdot T_{\text{эфф}} \text{ рад}. \quad (8.30)$$

Мощность поглощенной дозы от γ -излучения Au^{198} на расстоянии r (см) от места введения изотопа, превышающем в несколько раз линейные размеры очага, можно приближенно вычислить по формуле

$$P_{\gamma}(t) = \frac{2,3 A_0 e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}}}}{r^2} \cdot e^{-0,03r} \text{ рад/ч}, \quad (8.31)$$

где A_0 — начальная активность введенного изотопа, мкюри; $T_{\text{эфф}}$ — эффективный период полураспада и полувыведения. При расстоянии r меньше 10 см ослаблением γ -излучения в ткани можно пренебречь и член $e^{-0,03r}$ принять равным единице, и вместо формулы (8.31) пользоваться формулой

$$P_{\gamma}(t) = \frac{2,3 A_0 e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}}}}{r^2} \text{ рад/ч}. \quad (8.32)$$

Соответственно мощность дозы в момент введения на расстояниях r , превышающих 10 см, равна:

$$P_{\gamma}(0) = \frac{2,3 \cdot A_0 e^{-0,03r}}{r^2} \text{ рад/ч} \quad (8.33)$$

и при r менее 10 см

$$P_{\gamma}(0) = \frac{2,3 \cdot A_0}{r^2} \text{ рад/ч.} \quad (8.34)$$

Значение $e^{-0,03r}$ для r от 10 до 100 см дано ниже. Поглощенную дозу γ -излучения за время t от момента введения на расстоянии r от места введения вычисляют по формуле

$$D_{\gamma}(t) = \frac{3,32 A_0 e^{-0,03r} T_{\text{эфф}}}{r^2} \left(1 - e^{-\frac{0,693 \cdot t}{T_{\text{эфф}}}} \right) \text{ рад} \quad (8.35)$$

(где $T_{\text{эфф}}$ в ч).

Рассчитывая поглощенные дозы γ -излучения в различных элементах объема облучаемого тела D_{γ_1} , D_{γ_2} , D_{γ_3} ... и т. д., можно вычислить среднюю поглощенную дозу в облучаемом теле:

$$\bar{D}_{\gamma} = \frac{D_{\gamma_1} + D_{\gamma_2} + D_{\gamma_3} + \dots + D_{\gamma_n}}{n}. \quad (8.36)$$

Аналогичным образом по вышеприведенным формулам рассчитывают дозы и для других радиоактивных изотопов.

Значение $e^{-0,03r}$ для разных r

$r, \text{ см}$	$e^{-0,03r}$	$r, \text{ см}$	$e^{-0,03r}$	$r, \text{ см}$	$e^{-0,03r}$	$r, \text{ см}$	$e^{-0,03r}$
10	0,74	18	0,60	40	0,35	80	0,10
12	0,70	20	0,55	50	0,20	90	0,07
14	0,66	25	0,45	60	0,15	100	0,05
16	0,63	30	0,40	70	0,12		

ГЛАВА IX

ЭЛЕКТРОННО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МАШИНЫ В КЛИНИЧЕСКОЙ ДОЗИМЕТРИИ

Введение

Дозиметрическая подготовка к проведению лучевой терапии является, как правило, крайне трудоемкой операцией, требующей большой затраты труда квалифицированных специалистов.

Возможность использования различных источников излучения и методов облучения, различных устройств, формирующих дозные поля, дает в руки лучевых терапевтов много вариантов, из которых нужно выбрать оптимальный. В общем случае условие оптимального режима облучения сводится к подведению к очагу того количества поглощенной энергии излучения, которое необходимо для разрушения очага при наименьшей интегральной поглощенной дозе во всем теле и особенно в жизненноважных органах, попадающих в зону облучения. После изготовления среза, соответствующего по форме и размерам, а также по расположению органов данного больного, лучевой терапевт должен задать ограничения по дозам, допустимым для отдельных органов и всего тела в целом. Для выбора оптимальных условий облучения данного больного, удовлетворяющих заданным ограничениям, лучевой терапевт или физик-дозиметрист, варьируя число, направление и размеры полей, суммирует дозные поля на сетке, накладываемой на срез.

Количество возможных вариантов условий облучения очень велико, и сам расчет дозного поля занимает много времени.

В целях значительного уменьшения времени на дозиметрическую подготовку к проведению лучевой терапии можно использовать электронно-вычислительные машины (ЭВМ). Помимо существенного сокращения

времени на расчет применение для этих целей ЭВМ позволяет также методом ограничений и методом поиска находить оптимальный вариант из многих возможных.

Электронно-вычислительные машины позволяют также по заданному дозному распределению в определенной среде определить необходимые условия облучения.

Для расчета дозных полей с помощью ЭВМ необходимо располагать аналитическими уравнениями, описывающими распределение энергии излучения в облучаемом теле. Эти аналитические выражения должны удовлетворять всем используемым в практике лучевой терапии источникам излучения и методам облучения.

Представляя эти аналитические выражения (алгоритмы) в виде, приемлемом для ввода в машину, можно осуществить машинную обработку их и получать сведения о дозном распределении.

В настоящее время для расчета дозных полей с помощью ЭВМ используют универсальные цифровые электронно-вычислительные машины (Урал, Минск, БЭСМ-2,3 и др.), а также специализированные аналого-вычислительные машины («Доза»).

§ 1. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ УНИВЕРСАЛЬНЫХ ЦИФРОВЫХ ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫХ МАШИН

Универсальные цифровые вычислительные машины (ЦВМ) позволяют рассчитывать дозные поля и определять оптимальные условия облучения методами линейного программирования. Для выбора оптимальных условий облучения составляют совокупность линейных уравнений, задающих ограничения в распределении поглощенной энергии излучения в различных участках условного среза. Эти ограничения задаются клиницистом-радиологом в результате анализа индивидуальных клинико-анатомических данных больного, оценки расположения и размеров очага облучения и жизненно важных органов, попадающих в зону облучения.

Задачей дозиметрии и, в частности, использования для этой цели ЭВМ является выбор таких условий облучения, которые создавали бы дозное распределение, наиболее близко совпадающее с заданным, т. е. при котором очаг получал бы дозу излучения, необходимую

Для записи этих условий Л. Я. Клеппер предлагает на условном срезе наносить m контрольных точек, расположенных следующим образом: d_0 контрольных точек расположены в очаге, d_1 контрольных точек располагается в ближайшем к очагу замкнутом слое ткани; d_2 контрольных точек — во втором замкнутом слое, окружающем первый слой, и т. д.; d_h контрольных точек расположено в первом органе; d_{h+1} — во втором органе и т. д.

$$D_S = \sum_{i=1}^n P_{S_i} t_i. \quad (9.1)$$
$$D_{\text{HHT}} = \sum_{i=1}^n P_{\text{HHT}} i t_i. \quad (9.2)$$
$$\sum_{i=1}^n P_{S_i} t_i = D_0; \quad S = 1, 2, 3, \dots, d_0, \quad (9.3)$$
$$\sum_{i=1}^n P_{S_i} t_i \leq D; \quad S = d_0 + 1, \dots, d_2$$

.....

Введение этих факторов усложняет задачу, но не делает ее неразрешимой.

Для численного расчета распределения доз разработаны специальные программы, выполненные в системе команд электронно-вычислительной машины БЭСМ-2.

Программа состоит из трех частей:

1) Программа, вводящая в память ЭВМ данные о распределении доз от заданного источника излучения в гомогенной среде вдоль прямых, параллельных центральному лучу пучка излучения.

2) Программа, вводящая в память ЭВМ данные о контуре и расположении органов на условном срезе.

3) Программа, рассчитывающая распределение доз и величины интегральных поглощенных доз.

Программы позволяют рассчитывать распределение доз, образованное в гомогенной и гетерогенной средах при дистанционном методе облучения различными используемыми в лучевой терапии источниками излучения. При этом можно определять дозы в разных контрольных точках, лежащих в определенных органах и тканях, определять степень равномерности облучения очага и, наконец, интегральную поглощенную дозу в отдельных органах и во всем организме в целом. Получение информации о дозовом поле в 128 контрольных точках занимает 2—3 мин машинного времени. При шаге сетки, или расстояниях между соседними контрольными точками в 1 см, максимальная ошибка в определении доз составляет в гетерогенной среде 13,7%, в гомогенной среде 6,5%.

Р. В. Синицын, анализируя условия проведения лучевой терапии, обеспечивающие наиболее оптимальное распределение дозового поля, устанавливает число различных вариантов условий облучения, которое для статического облучения определяется числом возможных направлений облучения, числом источников излучения и кожно-фокусных расстояний. Обозначая условно через R_i условия облучения (направление, кожно-фокусное расстояние и источник), Р. В. Синицын приводит формулу для определения эффективной дозы в опухоли D_{R_i} :

$$D_{R_i} = P_{R_i}(x) D_{R_{i_0}} \sigma_{S_i}, \quad (9.6)$$

σ_{S_i} — ОБЭ данного вида излучения; $P_{R_i}(x)$ — относи-

тельная глубинная доза на глубине x расположения опухоли при выбранных условиях облучения R_i ; D_{R_i} — доза на глубине максимума ионизации.

Суммарная эффективная доза в опухоли определяется как необходимая лечебная доза $D_{\text{л}}$ или:

$$D_{\text{л}} = \sum_{R_i} P_{R_i}(x) D_{R_{i_0}} \sigma_{S_i}. \quad (9.7)$$

Биологически-эффективная доза, поглощенная различными (A, B, C и т. д.) органами, будет равна

$$\sum_{R_i} D_{R_i A} = \sum_{R_i} P_{R_i}(x_A) D_{R_{i_0}} \sigma_{S_i}, \quad (9.8)$$

$$\sum_{R_i} D_{R_i B} = \sum_{R_i} P_{R_i}(x_B) D_{R_{i_0}} \sigma_{S_i}.$$

Если на дозы в этих органах наложены ограничения, то, обозначая максимально допустимые дозы на орган A через D_A , на орган B через D_B и т. д., можно записать:

$$\sum_{R_i} P_{R_i}(x_A) D_{R_{i_0}} \sigma_{S_i} \leq D_A, \quad (9.9)$$

$$\sum_{R_i} P_{R_i}(x_B) D_{R_{i_0}} \sigma_{S_i} \leq D_B.$$

Для дальнейших расчетов Р. В. Синицын вводит функцию осевой плотности распределения глубинных доз. Каждое условие облучения может быть охарактеризовано величиной осевого отношения K_{R_i} , равной отношению дозы в опухоли к интегральной поглощенной дозе во всем теле.

Суммарное осевое отношение при использовании всех условий облучения будет равно сумме осевых отношений каждого условия, умноженных на долю его использования.

Обозначим эту долю через a_{R_i} и примем

$$a_{R_i} = \frac{D_{R_i}}{D_{\text{л}}}. \quad (9.10)$$

Суммарное осевое отношение K в этом случае равно

$$K = \frac{\int_{V_{\text{опух}}} P(r) \cdot dV}{\int_{V_{\text{обл. тела}}} P(r) dV} = \sum_{R_i} a_{R_i} K_{R_i}. \quad (9.11)$$

Наилучшим планом облучения с позиций дозиметрии будет такой, который обеспечивает максимум линейной формы K при выполнении условий, определяемых уравнениями (9.7) и (9.9). Это сводится к системам линейных уравнений:

$$\begin{aligned} \sum_{R_i} a_{R_i} K_{R_i} &= \left[\sum_{R_i} a_{R_i} K_{R_i} \right]_{\max}; \\ \sum_{R_i} P_{R_i}(x) D_{R_i}(0) \sigma_{S_i} &= D_A; \\ \sum_{R_i} P_{R_i}(x_A) D_{R_i}(0) \sigma_{S_i} &\leq D_A; \\ \sum_{R_i} P_{R_i}(x_B) D_{R_i}(0) \sigma_{S_i} &\leq D_B; \\ &\dots \dots \dots \\ 0 \leq a_{R_i} &\leq 1. \end{aligned} \quad (9.12)$$

Решение этой системы уравнений, т. е. определение величин a_{R_i} , является задачей линейного программирования. Если значение получается равным нулю, то это условие облучения следует исключить. Значения a_{R_i} , отличные от нуля, указывают на относительный вклад различных условий облучения. Решение этих уравнений и нахождение оптимальных условий облучения выполняется на цифровых ЭВМ.

§ 2. СПЕЦИАЛИЗИРОВАННЫЕ АНАЛОГО-ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МАШИНЫ

Наряду с использованием универсальных ЭВМ представляет интерес разработка и исследование специализированных машин. В Советском Союзе Научно-исследовательским институтом счетных машин для этой цели была разработана специализированная аналого-вычислительная машина «Доза».

Машина «Доза» автоматизирует и существенно сокращает трудоемкий процесс расчета дозных полей при многопольном и ротационных методах облучения. Полный расчет дозного поля с регистрацией результатов расчета для 24 полей облучения занимает время, не превышающее 1 ч. Машина позволяет варьировать эф-

фактивную энергию излучения, расстояние источник — кожа, размер поля облучения, число и направление полей.

Машина «Доза» вычисляет суммарную относительную дозу в узлах сетки с шагом 1 см внутри среза круглой формы без учета неоднородностей тканей. Результаты вычислений переносятся машиной на бланк в виде трехзначных чисел, которые используются оператором для построения дозной карты. Максимальная величина принимается за 100%, затем определяются цифры, соответствующие 90, 80% и т. д., после чего наносятся изодозные линии. При регистрации определенные по величине дозы могут выделяться красным цветом, что обеспечивает наглядность дозной карты.

«Доза» относится к классу специализированных аналоговых вычислительных машин. Это значит, что она предназначена для решения определенной задачи (в нашем случае для расчета дозных полей) по заданному алгоритму математической записи последовательности вычислительных операций. Величины, над которыми производятся математические операции, представляются в «Дозе» в аналоговой форме. Аналогами величин в машине являются напряжения постоянного тока, которые связаны с дозными параметрами постоянными коэффициентами — масштабами величин. В соответствии с алгоритмом вычисления производятся последовательно для каждой из точек, находящихся внутри контура среза. Для каждой из выбранных точек дозы вычисляются последовательно от разных полей облучения. При этом предполагается, что используется такая методика облучения, при которой доза с каждого поля облучения одинакова. Полученные значения доз затем суммируются, и в итоге получается значение суммарной дозы в точке, которое печатается на бланке в виде трехзначного числа.

В качестве основной зависимости для вычисления дозы в точке при многопольном облучении принята следующая формула:

$$D_i = \sum_{k=1}^n D_{ik} = D_0 \sum_{k=1}^n \left(\frac{P}{P + d_{ik}} \right)^2 [A_1 e^{-\beta_1 d_{ik}} + A_2 e^{-\beta_2 d_{ik}}] e^{-T \left(\frac{2F}{L} \text{tg } w_{ik} \right)^2}, \quad (9.13)$$

где D_c — доза на поверхности кожи, принимаемая за 100%; k — точка расположения источника; D_{ih} — доза в точке i , создаваемая источником, находящимся в положении k ; n — число полей облучения; d_{ih} — глубина залегания точки i в направлении луча от источника,

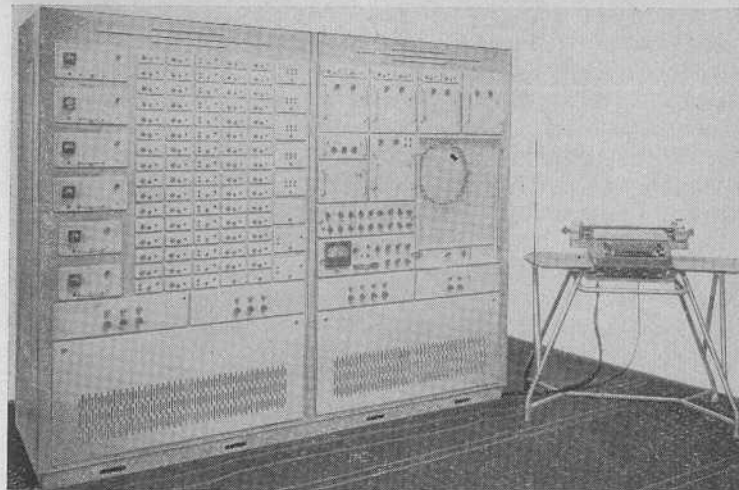


Рис. 9.1. Общий вид электронной вычислительной машины «Доза».

находящегося в положении k ; L — ширина поля на уровне кожи; T — константа; ψ_{ih} — угол между центральным лучом пучка излучения и направлением луча от источника k на точку i ; P , A_1 , A_2 , β_1 и β_2 — эмпирические коэффициенты, зависящие от энергии источника излучения, размера поля облучения и расстояния источник — кожа F .

Формула (2.42) является результатом обработки экспериментальных табличных данных, полученных на тканеэквивалентном фантоме [Н. Г. Гусев и А. Н. Кронгауз; Wachsmann и Dimotsis; Webster и Tsien]. Конструктивно машина «Доза» представляет собой набор линейных и нелинейных вычислительных блоков, каждый из которых выполняет одну (вполне определенную математическую операцию. Этот набор дополнен аппаратурой ввода и вывода данных. Все блоки смонтированы в одном кожухе. Общий вид машины представлен на рис. 9.1. Управление машиной,

ввод всех исходных параметров производится установкой переключателей на передней панели.

Задача выяснения распределения доз решается на машине «Доза» в предположении, что: 1) центральные лучи полей пересекаются в одной точке; 2) углы между направлениями центральных лучей соседних полей равны между собой; 3) облучаемая среда однородна; 4) контур облучаемого среза круглый; 5) число полей облучения может изменяться от 1 до 24; 6) минимальный угол между центральными лучами полей равен 5° .

Некоторые из этих ограничений могут быть преодолены ценой увеличения машинного времени решения задачи, а также путем использования дополнительных расчетных операций.

При произвольном контуре облучения и числе полей, не превышающем трех, всегда можно подобрать окружность, проходящую через точки пересечения центральных лучей полей с контуром, и получить решение для круглого контура с последующим перенесением его на реальный срез.

Если центральные лучи полей пересекаются больше чем в одной точке или углы между направлениями центральных лучей не равны между собой, задача может быть решена путем ее расчленения на несколько простых задач с круглым контуром облучения; при этом появляется необходимость сложения нескольких частных решений вручную.

Задача для ротационного облучения решается путем сведения его к многопольному с максимально возможным числом полей.

Оператор при работе на машине «Доза» должен определить и задать необходимые для решения задачи исходные величины, после чего автоматически происходит процесс вычисления и регистрация искоемых показателей.

К исходным данным задачи относятся следующие величины: энергия источника излучения E ; расстояние источник — кожа F ; направления полей φ_0 ; число полей n ; радиус облучаемого контура R ; расположение точки пересечения полей $x_0 (y_0 = 0)$; коэффициенты P , A , β_2 , $\Delta\beta$, K . Величины φ_0 , $\Delta\varphi$, x_0 и R выводятся путем геометрических построений. Величины P , A , β_2 и $\Delta\beta$ находятся с помощью дозиметрической линейки, в зависимости от энергии источника излучения E , расстояния

источник — кожа F , площади поля S , слоя половинного ослабления рентгеновского излучения $\Delta_{1/2}$. Значение коэффициента K определяется по формуле

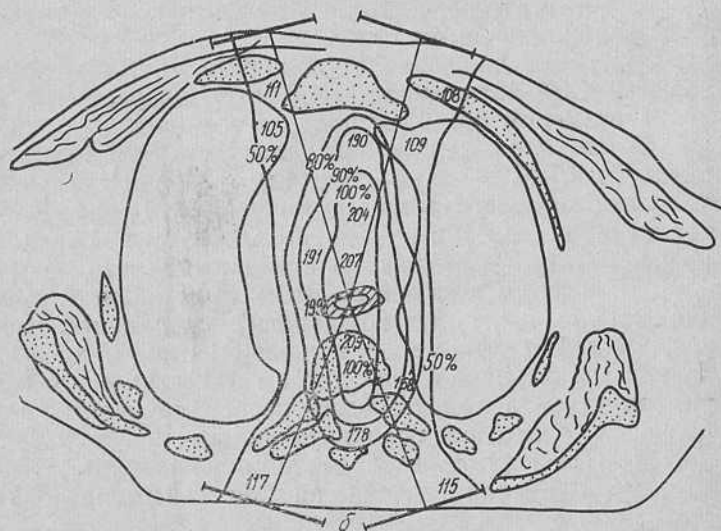
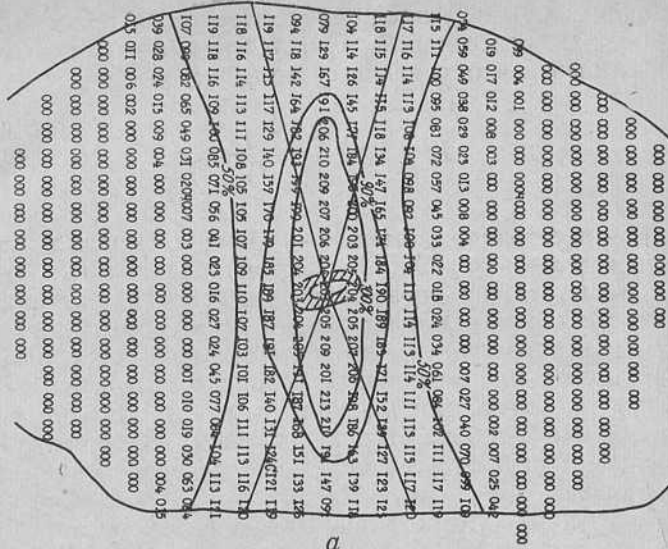
$$K = 1,86 \frac{F}{L} \cdot \frac{1}{F_{н.о}}, \quad (9.14)$$

где F — расстояние источник — кожа; L — размер поля в плоскости среза; $F_{н.о}$ — расстояние источник — очаг.

Машина «Доза» позволяет многократно повторять решение задачи в направлении оси x , проходящей через центр координат и точку пересечения центральных лучей полей, при различных условиях облучения (размер полей, число, направление и т. д.), т. е. имеется возможность подбора таких условий облучения, при которых достигается желаемое распределение доз вдоль оси.

На машине «Доза» решался ряд задач по определению дозного поля при различных условиях облучения источниками рентгеновского и γ -излучений. Некоторые из этих задач приводятся ниже.

1. Облучение пищевода на аппарате «Гамматрон-2» с зарядом Co^{60} активностью 2000 *кюри* производится с 4 полей размером 5×10 см при расстоянии источник — кожа 55 см. Угол между центральными лучами двух задних полей 40° и двух передних — 30° . Центрация всех полей осуществляется на пищевод. Дозное распределение на условном срезе больного было сначала найдено обычным методом по стандартным изодозным таблицам, а затем рассчитано на машине «Доза». Как видно на рис. 9.2, получено хорошее совпадение изодозных линий по форме. Для количественного сравнения этих дозных полей рассмотрим изодозные линии обоих рисунков в двух взаимно перпендикулярных направлениях, проходящих в плоскости среза через центр пищевода. По вертикальной оси в направлении к позвоночнику 100%-ная изодоза на рис. 9.2, а проходит на расстоянии 5 см от центра пищевода. На этом расстоянии на рис. 9.2, б проходит 90%-ная изодозная линия, т. е. имеет место расхождение в 10% (в относительных процентных дозах). Расхождение в других изодозных линиях в этом направлении того же порядка. По горизонтальной оси соответствующие изодозные



линии на обоих рисунках совпадают с точностью до 1—2 мм. После решения на машине трех вариантов этой задачи с другими углами наклона полей было найдено лучшее с клинической точки зрения распределение

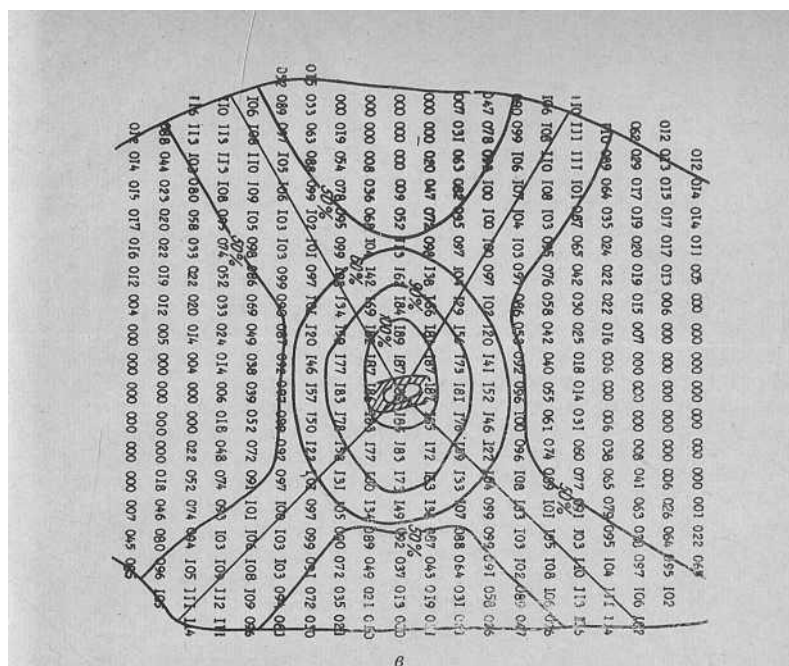
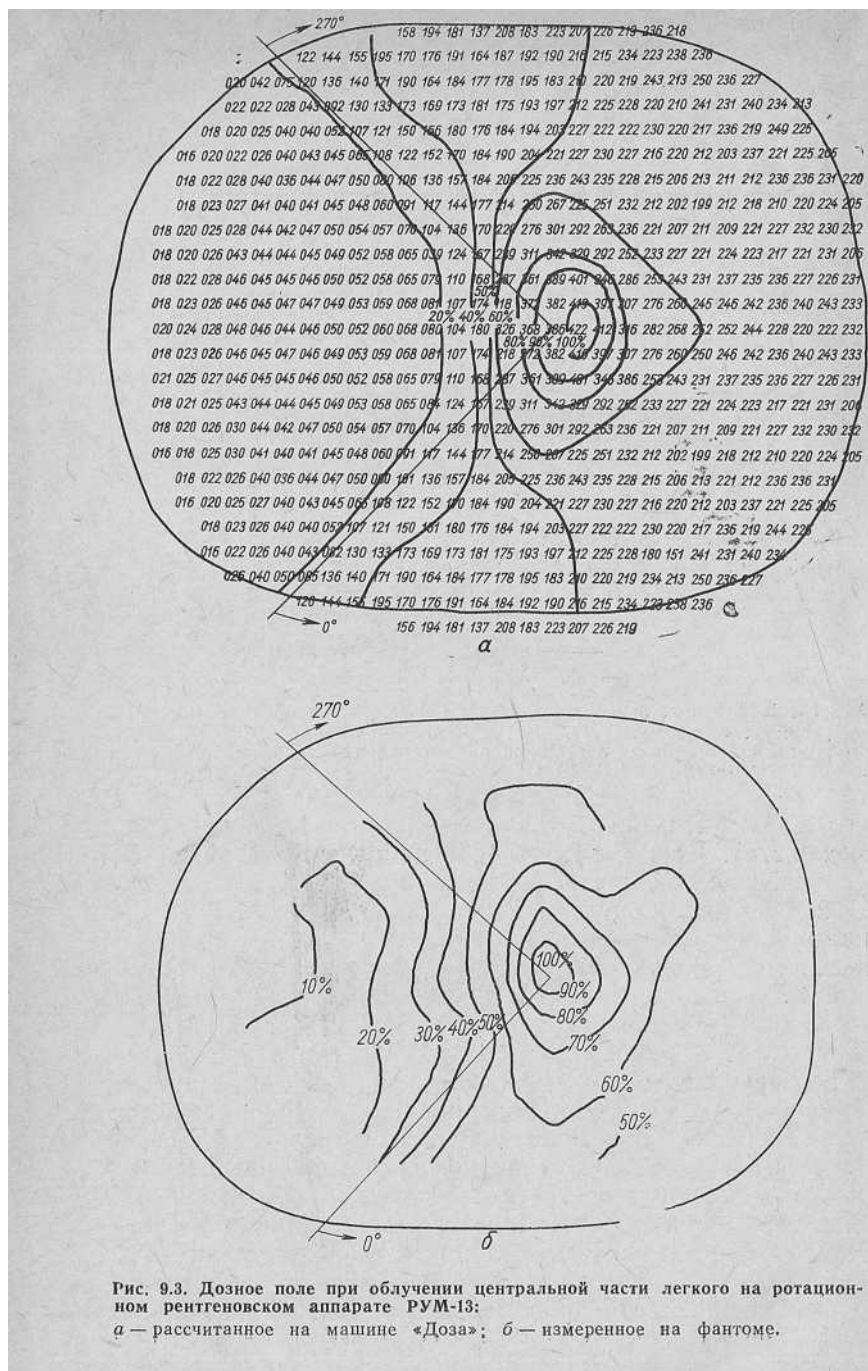


Рис. 9.2. Дозное поле при облучении пищевода на гамма-аппарате:
 а — рассчитанное на машине «Доза»; б — рассчитанное по стандартным изодозным линейкам; в — оптимальный вариант, рассчитанный на машине «Доза».

доз для облучения опухоли данной локализации (см. рис. 9.2, в). Время, затраченное на решение этой задачи, возросло соответственно до 5—6 ч.

2. Облучение опухоли центральной части легкого на ротационном рентгеновском аппарате РУМ-13 производится при следующих условиях облучения: угол ротации 270° , радиус ротации 50 см. Напряжение генерирования излучения 250 кВ, фильтр 2 мм Си, $\Delta_{1/2} = 2,5$ мм Си, размер поля на уровне очага $3,5 \times 9$ см. Распределение доз (рис. 9.3) было получено с помощью измерений на костно-парафиновом фантоме грудной клетки специальной ионизационной камерой прибора РМ-1М. На рис. 9.3, б приводится дозное распределение, полученное при тех же условиях облучения на электронно-вычислительной машине. Как видно из рисунка, характер изодозных линий в обоих случаях одинаков. Оценка расхождений производилась аналогично первой задаче. На рис. 9.3, б по вертикальной оси



вверх 90%-ная изодоза проходит на расстоянии 2,5 см от центра ротации, на рис. 9.3, а на этом же расстоянии проходит 85%-ная изодозная линия, что дает расхождение на 5%.

По горизонтальной оси в направлении источника излучения положение 80%-ных изодозных линий практически совпадает. По мере удаления изолиний от центра вращения расхождения (см. рис. 9.3, а и б) увеличиваются, поскольку решение задачи при ротационном способе облучения сводится к многопольному облучению (в данном случае с 28 полей), и в периферийных точках начинает сказываться дискретность полей. По горизонтальной оси 20%-ная изодоза (см. рис. 9.3, а) совпадает с 35%-ной (см. рис. 9.3, б).

ЛИТЕРАТУРА

К главе I и II

- Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Гостехтеориздат, 1958.
- Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей. М., Гостехтеориздат, 1953.
- Джонс Х. Физика радиологии. М., Атомиздат, 1965.
- Иванов В. И. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1964.
- Исаев Б. М., Брегадзе Ю. П. Нейтроны в радиобиологическом эксперименте. М., «Наука», 1967.
- Поройков И. В. Рентгенометрия. М., Гостехтеориздат, 1950.
- Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
- Радиология и радиологическая физика. Международный электротехнический словарь. М., «Наука», 1967.

К главам III, IV, V

- Аглинцев К. К. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Гостехиздат, 1957.
- Векслер В. и др. Ионизационные методы исследования излучений. М., Гостехиздат, 1949.
- Волков Н. Г., Ляпидевский В. К. «Приборы и техника эксперимента», № 5, 86 (1968).
- Вяземский и др. Сцинтилляционный метод в радиометрии. М., Госатомиздат, 1961.
- Глезин Ф. И. и др. «Мед. радиология», № 2, 14 (1968).
- Денисенко А. Н., Ляпидевский В. К. «Мед. радиология», № 1, 65 (1964).
- Джонс Х. Физика радиологии. М., Атомиздат, 1965.
- Дирли Дж., Нортроп. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений. М., «Мир», 1966.
- Егер Р. Дозиметрия и защита от излучений. М., Госатомиздат, 1961.
- Иванов В. И. Дозиметрия ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1964.
- Калашникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. М., «Наука», 1966.
- Кронгауз А. Н. и др. «Мед. радиология», № 6, 79 (1965).
- Либерман Е. А. Дозиметрия радиоактивных изотопов. М., Медгиз, 1958.

- Ляпидевский В. К., Линчевская Г. А. «Мед. радиология», № 6, 72 (1968).
 Поройков И. В. Рентгенометрия. М.—Л., Гостехтеориздат, 1950.
 Прайс В. Регистрация ядерного излучения. М., Изд-во иностр. лит., 1960. Приборы для регистрации ядерных излучений и их применение. Атомиздат, 1965.
 Принципы и методы регистрации элементарных частиц. Под ред. Люк К. Л., Юан и Ву Цзинь-сюн. М., Изд-во иностр. лит., 1963.

К главе VI

- Бибергаль А. В., Ратнер Т. Г. «Мед. радиология», 5, 78 (1965).
 Галина Л. С. «Мед. радиология», 88 (1966).
 Гусев Н. Г., Кронгауз А. Н. Таблицы относительных глубинных доз. М., Медгиз, 1948.
 Джонс Х. Физика радиологии. М., Атомиздат, 1965.
 Дмоховский В. В. Основы рентгенотехники. М., Медгиз, 1960.
 Жолкивер К. И., Зеврнева И. Ф. «Мед. радиология», 8, 14 (1966).
 Иванов В. И. Дозиметрия ионизирующих излучений. М. Атомиздат, 1964.
 Козлова А. В. «Мед. радиология», 1, 3 (1966).
 Кронгауз А. Н., Фролова А. В., Фадеева М. А. «Мед. радиология», 9, 3 (1966).
 Лурье А. И. «Мед. радиология», 3, 24 (1967).
 Новикова Л. В. и др. «Мед. радиология», 1, 14 (1967).
 Павлов А. С. и др. «Мед. радиология», 2, 1 (1966).
 Павлова Т. Г. Канд. дисс. МНИРРИ. Москва, 1966.
 Павлова Т. Г. «Мед. радиология», 3, 24 (1964).
 Петров В. А., Гурлянд И. С. В сб. «Вопросы рентгенологии и радиологии». М., Медгиз, 1955, стр.
 Поройков И. В. Исследование в области рентгенотехники. М., Медгиз (1955).
 Поройков И. В. Рентгенометрия. М., Гостехиздат, 1950.
 Рудерман А. И., Вайнберг М. Ш. Физические основы дистанционной рентгено- и гамма-терапии. М., Медгиз, 1961.
 Хайн Л., Броунелл Т. Радиационная дозиметрия. Изд-во иностр. лит., 1958.
 Aspin N., Johns H. E. Radiology, **76**, 134 (1961).
 Batho H. F. J. Can. Assoc. Radio., **7**, 51 (1956).
 Behonnen F. Atomic energy review, **1**, 2. Vienna (1963).
 Burlin T. E. Brit. J. Radiol., **30**, 358 (1957).
 Clarkson I. R. Brit. J. Radiol., **14**, 265 (1941).
 Dutreix J. et al. «Радиобиология и радиотерапия», **1**, 3 (1960).
 Greene D., Stewart J. Brit. J. Radiol., **38**, 449 (1965).
 Frouter F. W. Brit. J. Radiol., **29**, 92 (1956).
 Gregory C. Brit. J. Radiol., **30**, 358 (1957).
 Hologny E. G. Radiology, **82**, 1 (1964).
 Hultberg S. et al. Kilocurie cobalt-60 therapy at the Radiumhemmet. Stockholm (1959).
 Jacobson L. Radiology, **67**, 5 (1956).
 Johns H. E. et al. Brit. J. Radiol., **29**, (1956).
 Johns D. E. Brit. J. Radiol., **15**, 175 (1942).

- Johns H. E., Morrison M. T. Amer. J. Roentgenol., 75, 6 (1956).
- Keller. Strahlentherapie, Sonderband, 58, 531 (1964).
- Mayneord W. V., Lamerton H. F. Brit. J. Radiol., 14, 255 (1941).
- Meredith W. J., Neary G. J. Brit. J. Radiol., 17, 75a, 126 (1944).
- O'Connor M. S. Brit. J. Radiol., 29, 348 (1956).
- Quimby E. H. et al. Radiology, 66, 667 (1956).
- Sterling T. et al. Brit. J. Radiol., 36, 421 (1963).
- Tubiana M. et al. Bases physiques de la radiotherapie et de la radiobiologie. Paris, 1963.
- Wachsmann F., Dimofsis A. Kurven und Tabellen für die Strahlentherapie. S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1957.
- Wichman L., Heinzel F. Leitfaden der Bewegungsbestrahlung. Springer-Verlag, Berlin, 1959.

К главе VII

- Беккер И., Шуберт Г. Лучевая терапия с помощью излучений высоких энергий. М., «Медицина», 1964.
- Вальтер Е. «Радиобиология, радиотерапия», 6, 1 (1965) стр. 66.
- Зейдель В. «Радиобиология, радиотерапия», 6, 1 (1965) стр. 76.
- Лоуренс Дж. и др. Успехи физических наук, 1967, июль том 92, вып. 3, стр. 527.
- Мильтштейн Р. С. Кандидатская диссертация. Пространственное распределение доз тормозного излучения с граничной энергией 25 Мэв. МНИРРИ. М., 1967.
- Хйан Дж., Браунелл Г. Радиационная дозиметрия. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
- Webster E. W., Tsien K. C. Atlas of Radiation Dose Distributions Vol. 1. IAEA. Vienna, 1965.

К главе VIII

- Аглинцев К. К. Основы дозиметрии ионизирующих излучений. Л., Медгиз, 1954.
- Бочкарев В. В. и др. «Мед. радиология», вып. 2, 66 (1963).
- Джонс Х. Физика радиологии. М., Атомиздат, 1965.
- Кронгауз А. Н. и др. Измерение и расчет поглощенных доз при внешнем и внутреннем облучении. М., Медгиз, 1963.
- Кронгауз А. Н., Линчевская Г. А. «Мед. радиология», вып. 12, 7 (1962).
- Радиационная дозиметрия. Под ред. Дж. Хайна и Г. Браунелла. М., Изд-во иностр. лит., 1958.

К главе IX

- Голован В. А. и др. «Мед. радиология», 2, 3 (1967).
- Голован В. А. и др. «Мед. радиология», 3, 3 (1967).
- Клеппер Д. Я. Канд. Дисс. МНИРРИ, М., 1967.
- Кронгауз А. Н., Шагимарданов Н. Ш. «Мед. радиология», 1, 82 (1966); 3, 70 (1966); 7, 83 (1965).
- Синицын Р. В. «Мед. радиология», 3, 13 (1967); 3, 29 (1968).
- Синицын Р. В. Электронные ускорители. М., «Высшая школа», 1964, стр. 511, 519.
- Ушаков В. Б. и др. «Вестник АМН СССР», 86 (1968).

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава I. Свойства ионизирующих излучений	5
§ 1. Рентгеновское и γ -излучения	5
§ 2. Заряженные частицы, электроны	18
§ 3. Тяжелые заряженные частицы	25
Глава II. Основные дозиметрические понятия и величины	28
§ 1. Количественные характеристики излучения	28
§ 2. Качественные характеристики излучения	42
Глава III. Системы для регистрации излучений	50
§ 1. Введение	50
§ 2. Спектральные характеристики приемников	53
§ 3. Газонаполненные ионизационные детекторы	61
§ 4. Ионизация в твердых телах	86
§ 5. Сцинтилляционный метод регистрации излучений	90
§ 6. Счетчики Черенкова	101
§ 7. Фотографический метод	102
§ 8. Химический метод дозиметрии	104
§ 9. Калориметрический метод	107
§ 10. Камера Вильсона и диффузионная камера	108
§ 11. Пузырьковая камера	110
Глава IV. Определение характеристик пучков излучений	111
§ 1. Введение	111
§ 2. Поток частиц или квантов	112
§ 3. Интенсивность и поглощенная энергия	113
§ 4. Экспозиционная доза рентгеновского и γ -излучений	117
§ 5. Спектральный состав излучения и его числовые характеристики	120
§ 6. Спектр удельных потерь энергии и его числовые характеристики	121
§ 7. Кривые ослабления и их числовые характеристики	121
§ 8. Определение характеристик излучения с помощью нескольких детекторов	126
Глава V. Измерение поглощенных доз	135
§ 1. Введение	135
§ 2. Радметры. Тканеэквивалентные детекторы	139
§ 3. Принцип Брегга—Грея	141
§ 4. Определение поглощенной дозы по экспозиционной дозе и эффективной энергии	146
§ 5. Определение поглощенной дозы с помощью нетканеэквивалентных детекторов	146
§ 6. Определение поглощенных доз различных видов излучения по числу зарегистрированных частиц и средней энергии действующего спектра	148
§ 7. Исследование сильно изменяющихся в пространстве дозных полей	151

Глава VI. Дозные поля рентгеновского и γ -излучений	156
§ 1. Процентные глубинные дозы	156
§ 2. Расчетные методы определения дозного поля	168
§ 3. Устройство для формирования дозных полей	180
§ 4. Дозиметрическая подготовка плана облучения	185
§ 5. Болюсы и поправки на их отсутствие	191
§ 6. Внесение поправок на неоднородность тела при статической рентгено- и гамма-терапии	196
§ 7. Дозные поля при подвижных методах облучения рентгеновским и γ -излучениями	210
§ 8. Поправки на неоднородность тела при ротационном методе облучения	235
§ 9. Фантомы	238
Глава VII. Дозные поля от источников излучений высоких энергий	242
§ 1. Источники излучений высоких энергий, используемых в медицине и биологии	242
§ 2. Пространственное распределение доз пучка электронов высоких энергий	244
§ 3. Дозные поля тормозного излучения высоких энергий	247
§ 4. Дозные поля, создаваемые тяжелыми частицами	252
§ 5. Пучки π -мезонов	253
Глава VIII. Дозные поля радиоактивных препаратов и аппликаторов	255
§ 1. Гамма-препараты и аппликаторы при внешнем облучении	255
§ 2. Внутриполостное и внутритканевое использование радиоактивных изотопов	272
Глава IX. Электронно-вычислительные машины в клинической дозиметрии	285
§ 1. Использование универсальных цифровых вычислительных машин	286
§ 2. Специализированные аналого-вычислительные машины	291
Литература	300

76010

А. Н. Кронгауз, В. К. Ляпидевский, А. В. Фролова
ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ КЛИНИЧЕСКОЙ ДОЗИМЕТРИИ

Редактор Т. А. Солдатенкова Художественный редактор А. С. Александров
Художник Н. Н. Степанов Технический редактор Н. А. Власова
Корректор Н. А. Смирнова

Сдано в набор 14./III 1969 г. Подписано к печати 4/VII 1969 г. Т-00086
Формат 84×108/32 Бумага типографская № 1 Усл. печ. л. 15,96
Уч.-изд. л. 15,79 Тираж 2000 экз. Цена 1 р. 76 к. Зак. изд. 1915 Зак. тип. 143
Атомиздат, Москва, К-31, ул. Жданова, 5/7.

Московская типография № 6 Главполиграфпрома
Комитета по печати при Совете Министров СССР
Москва, Ж-88, 4-я Южно-портовый пр., 17.

АВТ
АХБ-РЕСУРС MARKAZI

7384