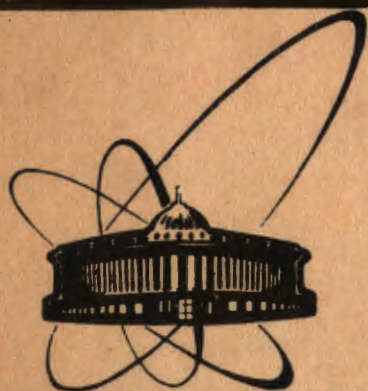


88-531.



СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

350

P16-88-531 *e*

М.Зельчински

МЕТОДИКА ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ
В МЕДИЦИНСКИХ ПУЧКАХ
ЧАСТИЦ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1988

1. ВВЕДЕНИЕ

Для эффективного проведения радиотерапии необходимо знать поглощенную дозу в облучаемой опухоли и в окружающих здоровых тканях, с точностью не хуже 5%^{/1/}. Для медицинских пучков частиц высоких энергий такая точность находится на грани достижимого.

Можно выделить следующие этапы определения дозы в интересующем органе пациента: 1) абсолютная калибровка детектора; 2) определение поглощенной дозы в контрольной точке в фантоме и сопоставление с показаниями монитора; 3) относительные измерения пространственного распределения дозы в фантоме; 4) измерения пространственного распределения параметров качества излучения; 5) определение ожидаемого распределения биологической дозы в органах пациента с учетом топографии и относительной биологической эффективности; 6) укладывание пациента и облучение согласно показаниям монитора. Каждый из перечисленных этапов вносит свою погрешность в определение дозы. Основное значение дозы задается абсолютным измерением в контрольной точке фантома.

Целью настоящей работы является разработка теоретически обоснованного практического метода определения поглощенной дозы в фантоме, обеспечивающего точность, необходимую для проведения радиотерапии. В качестве фантома рассматривается сосуд стандартных размеров, заполненный дистиллированной водой. Как основной детектор используется ионизационная камера (ИК).

2. СОВРЕМЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ТЕОРИИ ПОЛОСТИ

Определение дозы с помощью ионизационной камеры основано на теории полости, связывающей ионизацию газа с поглощенной энергией в единице массы материала, окружающего газовую полость. Теория полости была первоначально сформулирована Брэггом^{/2/} и Грэм^{/3/} для рентгеновского и гамма-излучений и инфинитезимальной полости. Существенное развитие теории полости дали Спенсер и Аттис^{/4/}, а также ряд других исследователей^{/5-7/}. В настоящее время теория полости достаточно хорошо разработана для случаев, когда заряженные частицы, ионизирующие полость, образуются только в газе

и стенке камеры либо все приходят только извне, причем обычно подразумевается выполнение условия равновесия образующихся заряженных частиц.

В медицинских пучках тяжелых частиц высоких энергий (выше 50 МэВ) наблюдается другая картина: частицы, попадающие в полость, образуются как в стенках и газе камеры, так и в материале фантома, а также, ввиду большого пробега вторичных заряженных частиц, не всегда имеет место их равновесие. В таких пучках, при использовании ионизационной камеры со стенками, отличающимися по атомному составу от материала среды (фантома), даже в условиях равновесия заряженных частиц, т.е. на достаточно больших глубинах в фантоме, существующая теория полости требует модификации, позволяющей учитывать многослойность окружения полости, в наиболее простом случае — трехслойность (газ — стенка — среда). Эта проблема качественно рассматривалась лишь для электронов^{/8/}. Для тяжелых частиц высоких энергий предпринимались попытки вводить коэффициенты, учитывающие долю ионизации, производимой в полости частицами, приходящими из разных материалов^{/9/}. Однако точность оценки этих коэффициентов весьма мала.

В более сложном случае связь ионизации газа с поглощенной дозой в окружении полости определяется с помощью численных расчетов методом Монте-Карло, для чего требуется знание энергетического спектра частиц, а также дифференциальных сечений взаимодействия первичного и вторичного излучений с ядрами атомов газа и материалов, окружающих полость и заполняющих фантом. В настоящее время точность результатов, получаемых такими расчетами для пучков частиц высоких энергий, также невелика.

Некоторое приближение к однородной среде можно получить, используя ИК, стенки которой изготовлены из стандартной тканеэквивалентной пластмассы (ТЭП), и фантом, заполненный такой же пластмассой. Но это приводит к практическим ограничениям и неудобствам, а переход от поглощенной дозы в ТЭП к поглощенной дозе в воде или в ткани обременен существенной погрешностью из-за избыточного содержания углерода в ТЭП: например, для нейтронов с энергией более 18 МэВ значения удельной кермы в ТЭП, опубликованные разными исследователями, отличаются более чем на 12%^{/10, 11/}.

Энергетический спектр частиц в медицинских пучках высоких энергий может меняться в зависимости от условий облучения и не всегда точно известен, что также приводит к погрешностям определения дозы на основе литературных данных удельной кермы и других параметров взаимодействия излучения с материалом среды и стенок ионизационной камеры.

Во избежание вышеупомянутых трудностей и сомнений, автором настоящей работы предпринята попытка модификации теории полости для того, чтобы получить общую формулу, в которой эффект отличия материала стенки ионизационной камеры от материала среды (фантома) выражался бы в наличии коэффициента, определяемого экспериментально для конкретного пучка излучения.

3. ВЫВОД ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ

Рассмотрим облучаемый фантом, в контрольной точке которого находится эффективный центр газовой полости небольших размеров (не искажающей первичного потока излучения). Поглощенная доза в газе полости D_g может быть выражена, согласно определению дозы, как энергия ϵ , переданная единице массы газа и ушедшая на образование ионов:

$$D_g = \frac{\epsilon}{m} = \frac{Wq}{e\rho V}, \quad (1)$$

где W — энергия ионообразования данного вида излучения в рассматриваемом газе; q — заряд образованных ионов; e — заряд электрона; ρ — плотность газа в условиях облучения; V — объем полости.

Отношение дозы в однородной среде, окружающей газовую полость, к поглощенной дозе в газе является постоянной величиной для излучения определенного состава и определенных среды и полости. Это отношение обычно обозначается символом Γ и в ряде случаев может быть достаточно точно рассчитано^{/12/}. В дальнейшем будем называть эту величину коэффициентом дозового отношения (КДО):

$$\Gamma_{A/g} = \frac{D_A}{D_g}, \quad (2)$$

где $\Gamma_{A/g}$ — КДО среды A и газовой полости g ; D_A — поглощенная доза в среде A , окружающей газовую полость, в слое, прилегающем к полости. Толщина слоя — порядка размеров газовой полости в единицах поверхностной массы. Обычно в пучках проникающего излучения толщина рассматриваемого слоя не имеет значения ввиду практической равномерности дозы в достаточно большом окружении полости, соответствующей газовому объему малогабаритных ионизационных камер.

Зависимость между поглощенной дозой в среде и зарядом, образующимся в полости, представляется согласно равенствам (1) и (2):

$$D_A = \frac{W_A q_A}{e\rho V} \Gamma_{A/g}. \quad (3)$$

Индекс А при энергии ионообразования в газе обозначает, что рассматриваемая величина касается спектра заряженных частиц, ионизирующих газ в условиях окружающей полости средой А.

Заменим теперь небольшой слой материала среды (А), непосредственно окружающий газовую полость, другим материалом (В). Условия В представляют ситуацию, отражающую фантом с помещенной в нем ионизационной камерой с реальными стенками. За счет введения нового материала в общем случае изменится спектр частиц, ионизирующих полость, и соответственно изменится заряд, образующийся в газе полости. Отношение заряда, образующегося в условиях А и в условиях В, обозначим символом β и в дальнейшем будем называть стеночным коэффициентом детектора (СКД):

$$\beta_{A/B} = \frac{q_A}{q_B}, \quad (4)$$

причем индекс А обозначает условия образования заряда в полости, окруженной однородной средой А, в индекс В — трехслойную ситуацию (газ — материал стенки камеры В — среда А). Условия В можно рассматривать и в более сложной конфигурации, отражающей отдельные конструктивные части ИК.

В некоторых случаях СКД может быть определен численно или аналитически через параметры взаимодействия излучения с материалом среды, стенки и газа. Во многих других случаях численное значение СКД может быть найдено экспериментально, согласно определению (4), с использованием ионизационных камер одинаковой конструкции, но отличающихся материалом стенок, либо одной камеры, с тонкостенным электродом и сменными радиаторами^{13/}.

Учитывая равенства (3) и (4), получаем общую дозиметрическую формулу, в которой отличие дозиметрических свойств конструктивных материалов ИК от свойств материала среды выражается в едином, экспериментально определяемом коэффициенте β :

$$D_A = \frac{W_A q_B}{e \rho V} \cdot \gamma_{A/g} \cdot \beta_{A/B}, \quad (5)$$

где q_B — заряд, образованный в чувствительном объеме ионизационной камеры типа В, помещенной в фантом, заполненный материалом А.

На состав и спектр излучения, падающего на фантом, и соответственно, ионизирующего полость, при выводе формулы (5) не накладывалось практически никаких ограничений. Формула носит общий характер и, как будет показано ниже, позволяет на основании измерения заряда и некоторых параметров качества излучения в конкретном пучке определить поглощенную дозу в среде, заполняющей фантом для многих пучков проникающего излучения, даже в тех случаях, когда состав и спектр излучения неизвестны.

4. ЧАСТНЫЕ СЛУЧАИ

Различные результаты влияния стенок камеры на вид приемлемого выражения дозиметрической формулы для разных излучений наиболее удобно рассмотреть в зависимости от отношения пробега R заряженных частиц, ионизирующих полость, к эффективной длине хорды полости d (соответствующей межэлектродному расстоянию ИК) и к толщине слоя В (соответствующей толщине стенки камеры).

4.1. $R \ll d$

Этот случай касается прежде всего мягкого рентгеновского излучения, а также нейтронов промежуточных энергий, при достаточно большой полости. Ионизация газа происходит за счет частиц, образующихся в самом газе. В данном случае

$$\beta = 1,$$

$$\gamma_{A/g} = \frac{k_A}{k_g},$$

$$W_A = W_B = W,$$

$$q_A = q_B = q,$$

$$D_A = \frac{Wq}{e \rho V} \cdot \frac{k_A}{k_g}, \quad (6)$$

где k_A, k_g — удельная керма первичного излучения в материале среды и в газе соответственно. Для рентгеновского и гамма-излучений отношение удельной кермы можно заменить отношением массовых коэффициентов поглощения энергии.

Влияние стенки камеры в данном случае не обнаруживается (с учетом ограничения о неискажении первичного пучка).

4.2. $R \leq B$

Такая ситуация имеет место для гамма-излучения с энергией, не превышающей ~ 2 МэВ, а также для быстрых нейтронов с энергией, не превышающей ~ 20 МэВ (граница энергии зависит от материала и толщины стенки В). Равновесие заряженных частиц, достигающих полости, полностью обеспечено. Ионизация газа осуществляется за счет частиц, образующихся в стенке или в газе. В данном случае

$$\beta_{A/B} = \frac{W_B}{W_A} \cdot \frac{r_{B/g}}{r_{A/g}} \cdot \frac{k_A}{k_B},$$

$$D_A = \frac{W_B q_B}{e \rho V} \cdot \frac{k_A}{k_B} r_{B/g}. \quad (7)$$

Зависимость КДО быстрых нейтронов от отношения пробега вторичных заряженных частиц к размеру полости может быть определена согласно расчетным данным Макаревича и Пшоны^{12/}. Усредняя пробеги, из этих данных можно получить приближенную формулу

$$r_{B/g} = \left(\frac{k_g}{k_B} \cdot \frac{d'}{d' + R} + \frac{1}{S_{B/g}} \cdot \frac{R}{d' + R} \right)^{-1}, \quad (8)$$

где d' — утроенное межэлектродное расстояние плоскопараллельной ИК; $S_{B/g}$ — отношение массовых тормозных способностей в материале стенки и в газе; k_B — удельная керма первичного излучения в материале стенки.

4.3. $d \ll R \leq B$

Этот случай отличается от предыдущего тем, что касается излучения, ограниченного по энергии (точнее по пробегу вторичных заряженных частиц) не только сверху, но и снизу. Диапазон рассматриваемого гамма-излучения примерно $0,1 \div 2$ МэВ, нейтронного излучения — $3 \div 20$ МэВ, при малых размерах полости. Для этого случая из выражения (8) следует

$$r_{B/g} = S_{B/g},$$

откуда, согласно (7),

$$D_A = \frac{W_B q_B}{e \rho V} \cdot \frac{k_A}{k_B} S_{B/g}. \quad (9)$$

что представляет собой формулу, применяемую при определении дозы в классической радиотерапии с помощью гамма-излучения и быстрых нейтронов.

Стеночный коэффициент детектора в данном случае имеет вид

$$\beta_{A/B} = \frac{W_B}{W_A} \cdot \frac{S_{B/g}}{S_{A/g}} \cdot \frac{k_A}{k_B} = \frac{W_B}{W_A} \cdot \frac{L_B}{L_A} \cdot \frac{L_{gA}}{L_{gB}} \cdot \frac{k_A}{k_B},$$

где L_A, L_B — тормозная способность частиц в материале, окружающем полость, в слое, прилегающем к полости, соответственно в условиях А и В; L_{gA}, L_{gB} — тормозная способность частиц в газе для энергетического спектра частиц, в условиях А и В.

4.4. $d < B \ll R$

Все частицы приходят извне слоя В, окружающего полость. Такая ситуация приблизительно (с точностью до различий в генерации дельта-электронов) отражает облучение с помощью заряженных частиц, не производящих ядерных реакций, например, с помощью электронов с энергией в несколько МэВ:

$$\beta_{A/B} = \frac{W_B}{W_A} \cdot \frac{L_{gA}}{L_{gB}},$$

$$W_A = W_B = W,$$

$$D_A = \frac{W_B q_B}{e \rho V} \cdot \frac{L_A}{L_{gB}} \approx \frac{W q_B}{e \rho V} S_{A/g}. \quad (10)$$

4.5. $R_1 \ll d \ll R_2 \leq B \ll R_3$

В этом случае заряженные частицы составляют 3 разные группы: с малым (R_1), средним (R_2) и большим (R_3) пробегами. Такая ситуация иногда приближается к облучению частицами с энергией в несколько десятков МэВ, когда основной вклад в дозу создают протоны (с пробегом R_3 , значительно превышающим толщину стенки камеры), альфа-частицы (с пробегом R_2 , не превышающим толщины стенки, но полностью пересекающим полость) и ядра отдачи (с пробегом меньшим, чем межэлектродное расстояние ИК). Учитывая аддитивность заряда и дозы, несложно получить

$$\beta_{A/B} \approx \frac{W_B}{W_A} \cdot \frac{k_{g1} + k_{A2} / (S_{A/g})_2 + \alpha_3 L_{g3}}{k_{g1} + k_{B2} / (S_{B/g})_2 + \alpha_3 L_{g3}},$$

$$r_{A/g} = \frac{k_{A1} + k_{A2} + \alpha_3 L_{A3}}{k_{g1} + k_{A2} / (S_{A/g})_2 + \alpha_3 L_{g3}},$$

$$D_A = \frac{W_B q_B}{e \rho V} \cdot \frac{k_{A1} + k_{A2} + \alpha_3 L_{A3}}{k_{g1} + k_{B2} / (S_{B/g})_2 + \alpha_3 L_{g3}}, \quad (11)$$

причем цифровой индекс означает, что рассматриваемая величина касается частиц с пробегом соответствующей группы; α_3 — отношение флюенса длиннопробежных частиц на границе полости к флюенсу всех первичных частиц; k_{Mi} — энергия заряженных частиц с пробегом группы i , выделяемая в единице массы материала M в рассматриваемой точке, на одну первичную частицу.

Формула (11) не всегда может быть использована для точных расчетов дозы, так как фигурирующие в ней параметры не всегда доступны,

однако она может быть полезной для оценки дозы и влияния ее отдельных компонент.

4.6. $R \gg d$

Это случай, когда единственным ограничением является пренебрежение ионизацией газа за счет частиц, образующихся в самом газе. Можно считать, что при достаточно малых размерах полости это касается почти всех медицинских пучков высоких энергий. Для конкретного пучка целесообразно, однако, проверить влияние газа оценочным расчетом или экспериментально, например изменяя давление или состав газа в полости либо изменяя размер полости. В рассматриваемом случае $r_{A/g} = S_{A/g}$, и общая дозиметрическая формула может быть представлена как

$$D_A = \frac{W_A q_B}{e \rho V} S_{A/g} \beta_{A/B} \quad (12)$$

где $S_{A/g}$ — отношение ограниченных массовых тормозных способностей материала среды и газа, усредненное по спектру заряженных частиц в месте расположения полости. Ограничение касается учета дельта-электронов с пробегом, не превышающим размеров полости. Электроны с большим пробегом должны рассматриваться как отдельные частицы.

Практическое использование формулы (12) для определения абсолютного значения поглощенной дозы в фантоме в медицинских пучках частиц высоких энергий будет продемонстрировано ниже.

5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ДОЗИМЕТРИЧЕСКОЙ ФОРМУЛЫ

5.1. Объем камеры, V

Абсолютное значение чувствительного объема ионизационной камеры, если оно не известно из геометрических размеров полости, определяется путем калибровки. Калибровка может быть проведена в поле излучения, сходного по составу с пучком, в котором предполагается проводить измерения, либо в поле стандартного гамма-излучения изотопа ^{60}Co . Рекомендуется использовать именно этот изотоп для достижения единства градуировочных постоянных, используемых в лабораториях всех стран. Калибровка проводится путем сравнения заряда, образующегося в градуируемой ИК, с зарядом в эталонной камере известного объема 14 . При таком способе не требуется знания количественных параметров источника излучения. Если же имеется в распоряжении эталонное поле излучения с хорошо известной экспозиционной дозой или керма в стандартном материале, объем градуируемой ИК определяется как

$$V = \left(\frac{W S_{B/g} \mu_{M/B} Pk}{e \rho} \cdot \frac{q}{K_M} \right) c, \quad (13)$$

где K_M — керма в стандартном материале M в контрольной точке эталонного поля излучения; $\mu_{M/B}$ — отношение массовых коэффициентов поглощения энергии в стандартном материале и в материале стенки калибруемой камеры; Pk — произведение поправочных коэффициентов, учитывающих поглощение и рассеяние излучения стенками ИК 14 ; индекс c указывает, что все параметры относятся к условиям калибровки.

При проведении калибровки малогабаритных фантомных ИК в свободном пространстве в поле излучения изотопа ^{60}Co , как правило, с целью обеспечения электронного равновесия, следует увеличить толщину стенки камеры до $\approx 0,4 \text{ г/см}^2$, например, с помощью соответствующих колпачков, изготовленных из такого же материала, как и стенки ИК.

Численные значения постоянных параметров для ИК со стенками из ТЭП, заполненных атмосферным воздухом, в поле гамма-излучения изотопа ^{60}Co составляют: $W = (33,97 \pm 0,06) \text{ эВ}^{15}$; $S_{B/g} = 1,142^{16}$; $\mu_{M/B} = 1,0$, если керма эталонного поля подается для ТЭП, либо $\mu_{M/B} = 0,908^{16}$, если эталонной является керма в воздухе. Приведенные данные касаются сухого воздуха в нормальных условиях. Поправочный коэффициент поглощения в пластмассовых стенках толщиной $0,6 \text{ г/см}$ для гамма-излучения изотопа ^{60}Co равен $0,990^{16}$.

Если исследуемая ИК герметична, то при калибровке обычно определяется не объем камеры, а масса газа, т.е. произведение $V \rho$.

5.2. Плотность газа, ρ

Плотность газа зависит от его давления и температуры. Для воздуха и многих других газов при комнатных температурах и не очень высоких давлениях можно воспользоваться приближением идеального газа:

$$\rho = \frac{p T_0}{p_0 T} \rho_0,$$

где p, T — соответственно давление и температура газа во время проведения измерений; ρ_0 — плотность газа в стандартных условиях. Для сухого воздуха $\rho_0 = 1,1818 \text{ кг/м}^3$ при давлении $p_0 = 100 \text{ кПа}$ и температуре $T_0 = 293,16 \text{ К}$.

5.3. Параметры качества

Параметры, характеризующие качество излучения, в формуле (12) непосредственно не выступают. Однако они нужны для оценки ожидаемого биологического действия и, как будет показано ниже, могут быть использованы для определения эффективного значения энергии ионизации и отношения эффективных тормозных способностей в исследуемом пучке излучения.

Здесь предлагается использовать рекомбинационный параметр качества (РПК)^{18/}, легко измеряемый с помощью ионизационной камеры, наполненной тканеэквивалентным газом при давлении несколько сот килопаскалей, с учетом явления локальной рекомбинации ионов:

$$Q_R = \frac{1 - f}{R}, \quad (14)$$

где Q_R — рекомбинационный параметр качества; f — эффективность собирания ионов в условиях облучения (касается потери ионов только за счет локальной рекомбинации); $R = 1 - f_c$ — доля ионов, рекомбинирующих локально в поле стандартного гамма-излучения изотопа ^{60}Co . В дальнейшем будет подразумеваться, что РПК определяется при такой напряженности электрического поля в ИК, при которой $R = 0,04$, т.е. эффективность собирания ионов для стандартного гамма-излучения составляет $f_c = 0,96$.

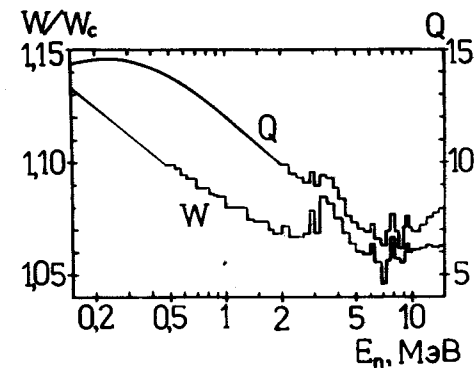
РПК зависит от линейной передачи энергии, точнее от локальной плотности ионизации в объемах размером порядка нескольких мкг/см². Численное значение РПК обычно очень близко значению коэффициента качества излучения — параметра, широко используемого в дозиметрии для целей радиационной безопасности. Имеются экспериментальные данные по глубинному распределению РПК в фантоме, облучаемом протонами с энергией 200 МэВ^{19/}, протонами 660 МэВ^{20/}, нейтронами со средней энергией 350 МэВ^{21/}, π -мезонами^{22/} и пучками других частиц^{23/}. Можно также воспользоваться расчетными значениями РПК либо коэффициентов качества. Однако более достоверным является определение РПК непосредственно в конкретном пучке в условиях облучения.

5.4. Энергия ионообразования, W

Средняя энергия, идущая на образование одной пары ионов в данном газе, заполняющем полость, зависит главным образом от скорости заряженных частиц в полости, т.е. в общем случае зависит от состава и спектра излучения, на которые в некоторой степени влияют также размеры полости и атомный состав материала, окружающего полость. Эта зависимость не сильная, и иногда достаточно лишь приблизительно оценить эффективную энергию частиц, ионизирующих полость, чтобы определить энергию ионообразования по табличным данным. Однако в ряде случаев и приблизительная оценка действующего спектра в конкретных условиях облучения бывает затруднительной, а в случае частиц высоких энергий, даже при известном энергетическом спектре, достоверных табличных данных энергии ионообразования пока не имеется.

Автором настоящей работы предпринята попытка установить соотношение энергии ионообразования с рекомбинационным параметром качества излучения в конкретном медицинском пучке. При энергии заряженных частиц, превышающей определенный порог (для протонов этот

Рис.1. Сопоставление зависимости энергии ионообразования и коэффициента качества от энергии нейтронов.



порог составляет - 70 кэВ), РПК изменяется при изменении скорости заряженных частиц приблизительно таким же образом, как изменяется и энергия ионообразования.

Проиллюстрируем этот тезис на примере малогабаритной ионизационной камеры, облучаемой быстрыми нейтронами, без фантома. В этом случае энергия ионообразования наиболее сильно (по сравнению с другими видами излучения и другими условиями) изменяется с энергией первичного излучения, причем немонотонно.

На рис.1 представлена зависимость энергии ионообразования от энергии нейтронов в тканеэквивалентном газе, заполняющем инфинитезимальную полость, окруженную слоем ТЭП, обеспечивающим равновесие заряженных частиц, но не создающим возможности повторных взаимодействий^{24/}. На этом же рисунке дана зависимость коэффициента качества для спектра заряженных частиц в ТЭП, облучаемой быстрыми нейтронами. Коэффициент качества рассчитан согласно методике и исходным данным, опубликованным Зибертом и др.^{25/}. Ввиду подобия зависимости коэффициента качества и РПК от линейной передачи энергии, можно считать, что представленная зависимость отражает и зависимость от энергии нейтронов непосредственно измеряемого параметра, РПК.

Как видно из рис.1, обе кривые как бы повторяют друг друга: спад одной из них соответствует спаду другой, имеющиеся резонансы соответственно отражаются на обеих кривых. Это дает возможность аппроксимировать энергию ионообразования простой зависимостью:

$$W = W_c [1 + \beta_w (Q - 1)], \quad (15)$$

где W_c — энергия ионообразования в данном газе для стандартного гамма-излучения изотопа ^{60}Co ; Q — рекомбинационный параметр качества; $\beta_w = 0,009$ — аппроксимирующая постоянная.

Различие между значениями энергии ионообразования, полученными с помощью формулы (15) и рассчитанными методом Монте-Карло^{24/}, не превышает 1,5% во всем представленном диапазоне энергий нейтронов

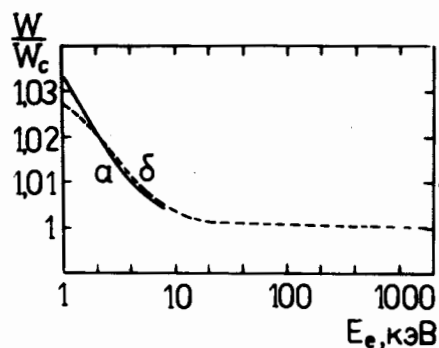


Рис.2. Относительная энергия ионообразования для моноэнергетических электронов, а — по формуле Вайбеля^{26/}, б — по формуле (15).

и полностью укладывается в ошибки имеющихся экспериментальных значений этой величины.

Формула (15) также хорошо аппроксимирует энергию ионообразования для редкоионизирующе-

го излучения. На рис.2 представлена энергетическая зависимость энергии ионообразования для моноэнергетических электронов, полностью заторможенных в воздухе, рассчитанная согласно формуле Вайбеля, рекомендованной Международной комиссией по радиологическим единицам и измерениям^{26/}, и рассчитанная через коэффициент качества^{27/}, согласно формуле (15). Различие не превышает десятых долей процента.

При использовании фантома точность аппроксимации по формуле (15) значительно улучшается: при высоких энергиях — за счет обычно доминирующей ионизации, создаваемой дельта-электронами, а в случае нейтронов промежуточных энергий — электронами и протонами, образующимися после замедления нейтронов до тепловых энергий.

Для нейтронов высоких энергий (0,1 ÷ 1 ГэВ) значение энергии ионообразования, рассчитанное согласно модели внутриядерного каскада и испарения^{28/}, отличается от рассчитанного по формуле (15) не более, чем на 1%. Еще лучшего согласия следует ожидать для протонных пучков высоких энергий (при использовании фантома): в данном случае ионизация полости происходит прежде всего за счет дельта-электронов в треках первичных и вторичных протонов и частично за счет тяжелых частиц из ядерных взаимодействий, которые, согласно принципу зарядовой независимости, подобны образующимся при взаимодействии с нейтронами высоких энергий.

Очевидно, формулу (15) неправомерно считать совсем универсальной. Она не может быть использована при облучении малых объектов нейтронами промежуточных энергий без фантома. Также в случае облучения тяжелыми заряженными частицами невысоких энергий, при малой доле ионизации за счет вторичных частиц, использование формулы (15) может привести к завышению энергии ионообразования, если не уменьшить численного значения коэффициента β_w . Недостаточно уточнена ошибка аппроксимации по формуле (15) в случае пучка π -мезонов.

Не просматривалась необходимость модификации формулы при использовании различных газов и всевозможных условий. Однако проведенные сопоставления и рассуждения позволяют сделать четкий вывод о возможности применения формулы (15) для определения энергии ионообразования в ионизационной камере, заполненной воздухом или тканеэквивалентными газовыми смесями в реальных условиях облучения в медицинских пучках высоких энергий. При этом нет необходимости определять состав и спектр частиц, ионизирующих полость, достаточно одного параметра качества. Надежность и точность определения энергии ионообразования с помощью предлагаемого метода нередко существенно выше по сравнению с другими методами, благодаря чему ионизационный метод определения дозы в пучках частиц высоких энергий, подвергавшийся сомнениям в связи с трудностью оценки эффективной энергии ионообразования^{29/}, удерживает свои достоинства и в этой области.

В таблице представлены численные значения энергии ионообразования в некоторых медицинских пучках ОИЯИ.

Таблица. Значения параметров дозиметрической формулы для некоторых медицинских пучков ОИЯИ

Вид изл.	E, МэВ	z,	Q _R	W _R , эВ	S _{H₂O/a}	KR-13		VAK-253	
						β_{H_2O}	β_{H_2O}	k _x	
								кгГр/Кл	сГр/Р
р	200	1	1,5	34,12	1,161	1	1	39,61	1,022
		5	1,4	34,09	1,160	1	1	39,54	1,020
		Пик	1,4	34,09	1,160	1	1	39,54	1,020
р	660	30	5,5	35,35	1,203	≈ 1	≈ 1,4	≈ 60	≈ 1,5
		1	1,9	34,25	1,165	1	1	39,9	1,029
		5	1,8	34,21	1,164	1	1	39,82	1,027
п	350	1	4,8	35,13	1,196	0,996	1,002	42,10	1,086
		5	3,5	34,73	1,182			41,06	1,060
		15	3,3	34,67	1,180	1	1	40,91	1,055
γ	1,25	1	1,0	33,97	1,156	1,01	0,97	38	0,98

5.5. Отношение тормозных способностей, S

Для определения дозы в медицинских пучках частиц высоких энергий с помощью формулы (12) необходимо знать отношение ограниченных тормозных способностей в материале среды и в газе ионизационной

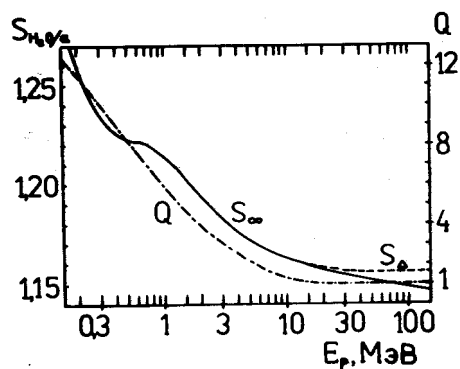


Рис.3. Сопоставление зависимости отношения тормозных способностей и коэффициента качества от энергии протонов.

камеры. Это отношение зависит от спектра заряженных частиц в окружении полости, т.е. от качества излучения. Рассмотрим возможность установления функциональной связи отношения тор-

можных способностей и рекомбинационного параметра качества. На рис.3 показана зависимость отношения неограниченных тормозных способностей воды и воздуха от энергии протонов. Зависимость построена согласно табличным данным массовой тормозной способности^{/30/}. Пунктиром обозначена оценочная зависимость ограниченных (локальных) тормозных способностей S_{Δ} , при ограничении $\Delta = 10$ кэВ, т.е. приблизительно соответствующем энергии дельта-электронов, с пробегом, равным размеру полости типичных фантомных ионизационных и рекомбинационных камер. При энергии протонов выше нескольких десятков МэВ ионизация полости осуществляется практически только за счет дельта-электронов, и поэтому отношение ограниченных тормозных способностей стремится к постоянной величине, такой же, как и в случае облучения в стандартном поле гамма-излучения. На рис.3 представлена также энергетическая зависимость коэффициента качества протонов, пересекающих полость, согласующаяся с рекомендованной зависимостью от линейной передачи энергии (ЛПЭ) протонов в воде. В данных рассуждениях для большей четкости выводов рассматривается ионизация, производимая только протонами и сопутствующими дельта-электронами, а частицы, возникающие в ядерных реакциях, должны рассматриваться отдельно. Это касается как отношения ограниченных тормозных способностей, так и коэффициента качества. При энергии выше 15 МэВ ЛПЭ протонов в воде^{/80/} меньше 3,5 кэВ/мкм, и коэффициент качества протонов и сопутствующих дельта-электронов близок единице^{/27/}. Нижний предел энергии протонов на рис.3 соответствует 150 кэВ. Более низкие энергии не представляют интереса с точки зрения определения отношения тормозных способностей, т.к. протоны с энергией меньше 150 кэВ не пересекают полости типичных фантомных ионизационных камер, наполненных атмосферным воздухом.

Ввиду подобия кривых, представленных на рис.3, приемлема аппроксимация

$$S_{H_2O/a} = S_c [1 + \beta_S (Q - 1)], \quad (16)$$

где $S_c = 1,156^{/18/}$ — отношение ограниченных массовых тормозных способностей воды и воздуха для стандартного гамма-излучения изотопа ^{60}Co ; Q — средний коэффициент качества либо РПК частиц, ионизирующих газовую полость; $\beta_S = 0,009$ — аппроксимирующая постоянная; индекс a указывает, что газом ИК является воздух.

Вторичные частицы, возникающие в ядерных реакциях, обычно приводят к увеличению как отношения тормозных способностей, так и РПК, практически не нарушая справедливости аппроксимации (16). Точность формулы (16) — около 1%. Возможна более точная аппроксимация, если использовать вместо формулы (16) нелинейную зависимость $S(Q)$, а также при специальном выборе соответствующего параметра качества либо учета доли альфа-частиц, ионизирующих полость. Необходимость уточнения погрешности определения отношения тормозных способностей посредством параметров качества, а также возможность расширения предлагаемого метода на другие материалы и газы требует проведения новых исследований. Тем не менее использование формулы (16) в случае применения воздушнонаполненных ИК в водном фантоме, облучаемом медицинским пучком частиц с энергией в несколько сотен МэВ, достаточно обоснованно и позволяет определить отношение ограниченных тормозных способностей в конкретных условиях облучения, и при этом не требуется точного знания энергетического спектра заряженных частиц, ионизирующих полость.

5.6. Стеночный коэффициент детектора, β

В разделе 3 были представлены формулы, позволяющие рассчитать значение СКД в некоторых отдельных случаях. Но, как уже было упомянуто, в измерениях на медицинских пучках высоких энергий более достоверным является экспериментальное определение этой величины. Эксперименты, проведенные с помощью тонкостенной ИК со сменными радиаторами в пучках протонов и нейтронов высоких энергий^{/13/}, позволили получить исходные данные для оценки стеночных коэффициентов детекторов, изготовленных из различных материалов, а также определить СКД для конкретных типов ионизационных камер, применяемых в ОИЯИ. В этих экспериментах была показана малая значимость атомного состава стенки детектора при определении поглощенной дозы в фантоме в пучках частиц с энергией порядка сотен МэВ.

5.7. Поправочные коэффициенты

Параметры, выступающие в формуле (12), обычно определяются в условиях, несколько отличающихся от идеальных, соответствующих

необходимым для вывода формулы. Приведение к требуемым условиям осуществляется посредством поправочных коэффициентов. Прежде всего это касается определения заряда, образованного в чувствительном объеме ИК. Формула (12) может быть модифицирована как

$$D = \frac{Wq}{e \rho V} S \beta_{\text{Ик}}, \quad (17)$$

где параметрам придаются значения непосредственно измеренные либо взятые из табличных данных для стандартных условий. Произведение $\beta_{\text{Ик}}$ трансформирует эти значения к условиям, необходимым для определения дозы.

Набор поправочных коэффициентов зависит от реальных условий измерения, т.е. обычно должен определяться индивидуально для каждого случая. Некоторые, наиболее часто встречающиеся поправки, рассмотрены ниже.

5.7.1. Влажность

Если ИК негерметична, и рабочим газом является атмосферный воздух, то параметры ИК в некоторой степени зависят от содержания влаги в воздухе. Влиянием влаги на объем ИК обычно можно пренебречь. Влияние на энергию ионообразования, тормозную способность и плотность воздуха удобно рассматривать совместно. Значение совместного поправочного коэффициента влажности в диапазоне относительной влажности $15 \div 80\%$ при комнатной температуре составляет $1,0027 \pm 0,0004$ по отношению к сухому воздуху^{/26/}.

5.7.2. Насыщение

Для определения заряда, образованного в чувствительном объеме ИК, на основании измеренного заряда следует вводить поправку на ток насыщения, обычно определяемую методом экстраполяции обратного значения измеряемого заряда как функция обратного напряжения, в степени, зависящей от типа рекомбинации ионов. Поправочный коэффициент насыщения (т.е. обратное значение эффективности собирания ионов), как правило, не превышает единицы более, чем на 0,5%, что приблизительно соответствует потере ионов за счет локальной рекомбинации. Но при высокой мощности дозы в случае импульсного излучения добавочный вклад вносит объемная рекомбинация. Для отдельного определения поправок на локальную и объемную рекомбинацию ионов следует снять характеристики насыщения ИК при нескольких уровнях средней мощности дозы, не изменяя временной структуры пучка.

5.7.3. Полярность

Заряд обычно измеряется при одной полярности напряжения, приложенного к ИК. При этом могут возникать погрешности за счет собирания заряда из воздушных промежутков вне рабочего объема, за счет искажения электрического поля в рабочем объеме зарядами, накапливающимися на непроводящих поверхностях, видимых из рабочего объема и т.п. Поправочный коэффициент полярности, являющийся отношением среднего значения заряда, собираемого при разной полярности, к заряду, собираемому при полярности, применяемой в рабочих условиях измерения, находится экспериментально для каждой ИК в условиях исследуемого пучка излучения и, как правило, отличается от единицы не более, чем на 1%.

5.7.4. Абсолютное значение заряда

Представленный метод определения поглощенной дозы требует измерения абсолютного значения заряда, образованного в ИК. Заряд обычно накапливается на емкости, подключенной к электрометру. Во избежание влияния параметров электрометра, а также соединительных кабелей и нестабильности питания усилительных каскадов целесообразно использовать электрометр в режиме полной отрицательной обратной связи. В этом случае измеряемый заряд с высокой точностью определяется произведением емкости и изменения напряжения на выходе электрометра. Погрешность абсолютного значения напряжения, измеряемого с помощью современных цифровых вольтметров (на уровне нескольких сотен мВ и выше), обычно не превышает сотых долей процента. Емкость рабочего конденсатора должна быть измерена в абсолютных единицах путем сравнения с эталоном. Постоянство емкости типичных конденсаторов с полистироловым диэлектриком вполне достаточно для целей дозиметрии, и не требуется частых проверок их абсолютного значения.

5.7.5. Эффективная точка измерения

Газ, заключенный в полости ИК, отличается от материала среды по поглощению и рассеянию заряженных частиц, главным образом, из-за большого различия плотности. Этот факт учитывается соответствующей поправкой, которая либо включается в произведение $\beta_{\text{Ик}}$ в формуле (15), либо, что более удобно, особенно в случае медицинских пучков высоких энергий, соответствующим смещением эффективной точки измерения внутри полости. Это смещение (расстояние между геометрическим центром газовой полости и эффективной точкой измерения) зависит от типа ИК и от параметров пучка. Для сферических ИК рекомендуемое смещение (в сторону источника излучения) в пучках быстрых

нейтронов составляет $2/3$ радиуса полости $^{31}/$. Размеры полости фантомных ИК обычно невелики, и поправкой смещения часто можно пренебречь.

5.7.6. Прочие поправочные коэффициенты

Как уже упоминалось, при введении поправочных коэффициентов требуется индивидуальный подход. Иногда могут оказаться существенными поправки, касающиеся темнового тока ИК, возмущения, вводимого конструктивными элементами, поддерживающими детектор, пространственной неоднородности распределения дозы и параметров качества, градиентов температуры и т.п. При определении дозы не в воде, заполняющей фантом, а в конкретной ткани, требуется, как минимум, ввести поправочный коэффициент, равный отношению ограниченной тормозной способности данной ткани и воды. В случае мягкой биологической ткани это отношение обычно составляет $\approx 0,994$. Общее число применяемых поправочных коэффициентов может быть довольно большим, поэтому следует стремиться, чтобы неопределенность каждого из них не превышала доли процента.

6. ОПЕРАТИВНЫЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ДОЗЫ С ПОМОЩЬЮ РЕНТГЕНОМЕТРА

Рентгенометры — приборы для измерения экспозиционной дозы — получили широкое применение в классической радиотерапии с помощью рентгеновских и гамма-установок. И, хотя понятие экспозиционной дозы неприменимо к пучкам частиц высоких энергий, использование рентгенометров для определения поглощенной дозы в фантоме, облучаемом такими пучками, может быть обоснованным.

Детектором рентгенометра обычно является ионизационная камера с воздухоэквивалентными стенками и воздушным наполнением. Показания рентгенометра пропорциональны экспозиционной дозе электромагнитного излучения с энергией до ≈ 3 МэВ. Учитывая связь между экспозиционной дозой X и кермой в воздухе

$$X = K_a e(1 - g)/W_a, \quad (18)$$

(где g — доля энергии вторичных электронов, уносимая тормозным излучением) и пользуясь формулой (13), получаем связь между объемом ИК и образованным в нем зарядом на единицу экспозиционной дозы в условиях калибровки. Подставляя выраженный таким образом объем камеры в формулу (12), получаем

$$D_A = \left[\frac{\mu_{B/a}}{(1 - g) S_{B/g} \Pi k} \right]_c \left[\frac{W_a}{e} S_{A/a} \beta_{A/B} \right]_x \cdot R = k_x R, \quad (19)$$

где R — показания рентгенометра в единицах экспозиционной дозы; индекс a означает, что газом ИК является воздух; индекс s относится к условиям калибровки в поле стандартного гамма-излучения, индекс x — к измерениям в исследуемом пучке.

Таким образом, поглощенная доза в исследуемом медицинском пучке частиц высоких энергий может быть определена по показаниям рентгенометра, причем конвертирующий коэффициент k_x лишь незначительно зависит от типа первичного излучения, условий коллимации и глубины в фантоме.

До сих пор нередко встречаются рентгенометры прокалиброванные в устаревших, внесистемных единицах — рентгенах. В частности, такие приборы еще используются в дозиметрии медицинских пучков ЛЯП ОИЯИ. В этом случае численные значения коэффициента k_x близки единице $cГр/R$ (см. таблицу), т.е. показания прибора в рентгенах численно близки значению поглощенной дозы в сантигрэях.

При оперативных измерениях поглощенной дозы с помощью рентгенометра нет необходимости использования сопротивлений, емкостей и вольтметров в режиме абсолютных измерений. Нет также необходимости численно знать абсолютное значение объема применяемой ИК, а учет атмосферного давления и температуры обычно производится путем простой установки чувствительности рентгенометра с использованием контрольного источника бета- или гамма-излучения непосредственно перед измерениями в пучке.

Несмотря на кажущуюся простоту, в представленном здесь оперативном методе полностью используются основные достоинства дозиметрической формулы (12) и учитываются все необходимые параметры — через коэффициент k_x . Однако в отличие от абсолютных измерений, непосредственно использующих формулу (12), оперативный метод привязан к конкретному прибору (рентгенометру), и требуется периодически проводить градуировку этого прибора в эталонном поле гамма-излучения.

7. ЧИСЛЕННЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ФОРМУЛ ДЛЯ НЕКОТОРЫХ МЕДИЦИНСКИХ ПУЧКОВ ОИЯИ

В таблице представлены численные значения основных параметров дозиметрических формул (12) и (17) для нейтронного, гамма- и протонных пучков шестикабинного клиничко-физического комплекса ЛЯП

ОИЯИ^{39/}. Диаметр пучков на полувысоте радиального дозового распределения составлял 40, 5, 120 и 100 мм, соответственно для пучков протонов 200 МэВ, протонов 660 МэВ, нейтронов 350 МэВ и гамма-излучения ⁶⁰Со. Рекомбинационные параметры качества определялись с помощью рекомбинационной камеры типа KR-13^{9/}, наполненной смесью пропана и воздуха. Для этой камеры в таблице дан СКД, оцененный на основании измерений, проведенных с помощью тонкостенной ИК со сменными радиаторами^{13/}. СКД подан также для воздушноэквивалентной ИК типа VAK-253, используемой в ОИЯИ в клинических рентгенометрах. Для этой камеры даны также коэффициенты k_x , конвертирующие показания рентгенометра в поглощенную дозу в воде. Энергия ионообразования и отношения тормозных способностей определялись согласно формулам (15) и (16).

Как видно из таблицы, параметры мало зависят от рода излучения и от глубины в фантоме, за исключением глубины 30 см в протонном пучке, превышающей пробег протонов и поэтому не очень существенной для радиотерапии. В ряде случаев можно считать обоснованным использование постоянного значения величин W , S , β и k_x в медицинских пучках частиц высоких энергий. Это касается также некоторых поправочных коэффициентов (насыщения, полярности и др.), здесь не приведенных.

8. СРАВНЕНИЕ ПРЕДЛАГАЕМОГО МЕТОДА С ДРУГИМИ РЕКОМЕНДАЦИЯМИ

Существует ряд рекомендаций по практическому определению дозы в радиотерапии, разработанных как отдельными специалистами ведущих центров, так и национальными и международными организациями^{17,29,31-34/}. Однако до сих пор нет единой системы (принятой во всех странах) для дозиметрии терапевтических нейтронных пучков и пучков частиц высоких энергий. Целесообразность создания такой системы широко рассматривается на совещаниях и симпозиумах последних лет^{35-38/}. Наиболее разработанными являются документы, сокращенно называемые европейскими^{31/} и американскими рекомендациями. Рассмотрим их основные характеристики. Европейские рекомендации (ЕР) касаются, главным образом, нейтронных пучков, американские (АР) отдельно рассматривают нейтроны^{33/} и тяжелые заряженные частицы^{29/}. Согласно ЕР основным дозиметрическим детектором является тканеэквивалентная ИК, газом — тканеэквивалентная газовая смесь, фантомной средой — вода; калибровка детектора осуществляется по экспозиционной дозе. Согласно АР, основным детектором для абсо-

лютного определения дозы является калориметр, и лишь при отсутствии калориметра рекомендуется использовать цилиндр Фарадея (в случае пучков заряженных частиц) либо тканеэквивалентную ионизационную камеру, наполненную воздухом; рекомендуемой фантомной средой является тканеэквивалентная жидкость или ТЭП; калибровка ИК проводится без фантома в поле гамма-излучения источника ⁶⁰Со по керме в воздухе. Дозиметрические формулы, как ЕР, так и АР, содержат, в явной либо в скрытой форме множитель, зависящий от тормозной способности материала стенки детектора. Для случая быстрых нейтронов также содержится множитель, зависящий от удельной кермы в материале стенки. Для пучков заряженных частиц этот множитель, согласно АР, игнорируется. В формулах ЕР и АР содержится также множитель, являющийся отношением тормозной способности ткани и материала детектора, обычно определяемой через действующий спектр заряженных частиц в рабочем объеме детектора. Энергия ионообразования, согласно ЕР, для нейтронов с энергией до 14 МэВ находится по табличным расчетным данным в зависимости от энергии нейтронов, а для более высоких энергий рекомендуется постоянное значение $W = (1,06 \pm 0,04) W_c$. Согласно АР, энергия ионообразования принимается постоянной для данного типа частиц: 34,3 эВ для протонов в воздухе, 33,7 эВ для тяжелых заряженных частиц. При этом констатируется возможная ошибка до 10%. Эта ошибка, совместно с неопределенностью отношения тормозных способностей (согласно АР от 4 до 10% в зависимости от скорости частиц), по видимому, является главной причиной отхода АР от ионизационного метода определения поглощенной дозы в пользу калориметра.

Как следует из вышеприведенных характеристик ЕР и АР, методика, предлагаемая в настоящей работе, ближе к европейским рекомендациям. Основное отличие предлагаемой методики от ЕР и АР заключается в учете материала стенки ИК посредством экспериментально определяемого СКД (либо обоснованного приписания этому коэффициенту значения, равного единице), а также в способе определения энергии ионообразования и отношения тормозных способностей посредством рекомбинационного параметра качества. Различие в предлагаемом способе калибровки (использование эталонной ИК вместо эталонного источника излучения) не столь существенно, если имеется доступ к эталонному источнику излучения. Точно так же способ определения величин W и S может рассматриваться независимо от применения той или иной дозиметрической формулы. Однако все вместе позволяет получить более высокую точность определения поглощенной дозы при применении рассматриваемого метода, особенно в случае недостаточно точно известного состава и спектра заряженных частиц в рабочем объеме детектора. Для медицинских пучков ЛЯП ОИЯИ неопределенность абсолютного значе-

ния поглощенной дозы в фантоме составляет 4÷6%, что трудно достигнимо при применении других методов.

Подытожим достоинства предлагаемой методики. Метод прост, обоснован, универсален: при выводе дозиметрической формулы вводились лишь незначительные ограничения и упрощения. Диапазон энергии и состав рассматриваемого излучения практически не ограничены, метод может быть применен также в новых, мало исследованных пучках излучения со сложным составом и спектром. Для излучения высоких и сверхвысоких энергий не требуется точного знания состава и спектра, а также знания элементарных сечений взаимодействия излучения с атомами среды и материала детектора: параметры, необходимые для определения дозы (W , S , β , поправочные коэффициенты) могут быть найдены экспериментально. При этом обеспечивается уверенность в правильном учете основных факторов, влияющих на формирование заряда в газе ИК. Не требуется применения толстостенной рабочей ИК: при измерениях не нужен учет степени равновесия заряженных частиц. Нет также необходимости точного знания атомного состава материала стенки (если известен объем камеры и СКД определен экспериментально для такого же материала). В рассматриваемой методике определяется не только поглощенная доза, но и параметр, характеризующий качество излучения. В предлагаемом способе градуировки нет необходимости использования эталонного источника излучения.

Для полного применения всех основных пунктов предлагаемой методики необходимо иметь кроме рабочей ИК и типичных вспомогательных ИК (для мониторинга, для контроля радиационной обстановки в поле рассеянного излучения и т.п.) также три нетипичных ИК, а именно: тонкостенную ИК, позволяющую определить исходные данные для оценки СКД, эталонную ИК с хорошо известным объемом — для градуировки рабочей ИК и фантомную рекомбинационную камеру — для измерения параметров качества. Упомянутые нетипичные детекторы используются только при исследовании качественно новых пучков. При рутинных измерениях достаточно использования лишь рабочей ИК.

В заключение следует отметить, что предлагаемая методика определения дозы находится в начальной стадии практического применения. Оптимизация и реальная оценка методики могут быть проведены лишь после некоторого периода эксплуатации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Wambersie A. — In: *Advances in Dosimetry for Fast Neutrons and Heavy Charged Particles for Therapy Applications*. IAEA, Vienna, 1984, p.11.
2. Bragg W.H. *Studies in Radioactivity*. New York, 1912.

3. Gray L.H. — *Brit.J.Radiol.*, 1971, v.10, p.721.
4. Spencer L.V., Attix F.H. — *Rad.Res.*, 1937, v.10, p.721.
5. Fano U. — *Rad.Res.*, 1954, v.1, p.237.
6. Kase K.R., Bjorngard B.E., Attix F.H. *The Dosimetry of Ionizing Radiation*. Academic Press, 1985, v.1.
7. Bielajew A.F. — *Phys. Med. Biol.*, 1986, v.31.
8. Nahum A.E. — In: *Dosimetry in Radiotherapy*. IAEA SM-298/81, Vienna, 1987.
9. Зельчинский М. и др. ОИЯИ, 16-80-563, Дубна, 1980.
10. Caswell R.S., Coyne J.J., Randolph M.L. — *Rad.Res.*, 1980, v.83, p.217.
11. Schuhmacher H., Menzel H.G., Coyne J.J. — In: *Proc. 5-th Symp. on Neutron Dosimetry*, EUR 9762, 1985, v.1, p.213.
12. Makarewicz M., Pszona S. — In: *Advances in Dosimetry for Fast Neutrons and Heavy Charged Particles for Therapy Applications*. IAEA, Vienna, 1984, p.95.
13. Зельчинский М., Молоканов А.Г., Череватенко Е.П. ОИЯИ, 16-88-524, Дубна, 1988.
14. Зельчинский М. ОИЯИ, 16-88-71, Дубна, 1988.
15. Niatel M.-T. et al. — *Phys.Med.Biol.*, 1985, v.30, p.68.
16. Andreo P., Nahum A.E., Brahme A. — *Phys.med.Biol.*, 1986, v.31, p.1189.
17. *Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams*. IAEA TRS 277, 1987.
18. Zielczyński M. et al. — In: *Seventh Symp. on Microdosimetry*. Harwood Academic Publishers, 1980, v.2, p.853.
19. Зельчинский М. и др. — АЭ, 1971, т.31, с.473.
20. Зельчинский М. и др. — *Нуклеоника*, 1968, т.15, с.165.
21. Зельчинский М. и др. ОИЯИ, P16-3587, Дубна, 1967.
22. Baarli J. CERN DI/HP/183, 1974.
23. Golnik N., Wysocka A., Zielczyński M. INR 0-165/E-1/85, Swierk, 1985.
24. Siebert B.R.L., Coyne J.J. — *Rad.Prot.Dos.*, 1984, v.9, No.1, p.215.
25. Siebert B.R.L., Caswell R.S., Coyne J.J. — In: *Proc. 8-th Symp. on Microdosimetry*, EUR 8395. Luxembourg, 1982.
26. *Average Energy Required to Produce an Ion Pair*. ICRU report 31, 1979.
27. Makarewicz M., Zielczyński M. — *Post. Fiz. Med.*, 1979, т.14, s.3.
28. Morstin K. et al. EIR 594, Wurenlingen, 1986.
29. *Protocol for Heavy Charged Particle Therapy Beam Dosimetry*. AAPM report 16, 1986.
30. Janni J.F. — *At.Data and Nucl.Data Tables*, 1982, v.27, p.147.
31. Broerse J.J., Mijneer B.J., Williams J.R. — *Brit.J.Radiol.*, 1981, v.54, p.882.
32. *NACP-Acta Radiol.Oncol.*, 1980, v.19, p.55.
33. AAPM — *Med.Phys.*, 1983, v.10, p.741.
34. ESTRO — *Rad.Oncology*, 1985, v.4, p.289.
35. *EORTC Meeting of the Heavy Particle Therapy Group*, Villigen, 1987.
36. *International Symposium on Dosimetry in Radiotherapy*, IAEA, Vienna, 1987.
37. *Second International Charged Particle Therapy Workshop*, Loma Linda, 1987.

38. *Workshop on Fast Neutron Radiotherapy, Neuherberg, 16-17 Oct., 1987.*
39. *Джелепов В.П. и др. – Мед.радиол., 1987, № 8, с.81.*

Рукопись поступила в издательский отдел
27 июля 1988 года.

Зельчински М.
Методика определения дозы в медицинских пучках
частиц высоких энергий

P16-88-531

Теория полости модифицирована таким образом, что формула для определения поглощенной дозы с помощью ионизационной камеры в пучках частиц высокой энергии содержит только один множитель, зависящий от материала стенки камеры, причем значение этого множителя может быть найдено экспериментально. Энергия, необходимая для создания пары ионов, и отношение ограниченных тормозных способностей скоррелированы с рекомбинационным параметром качества, который также может быть найден экспериментально в исследуемом пучке излучения. Точность определения поглощенной дозы в медицинских пучках частиц с энергией несколько сотен МэВ с помощью предлагаемого метода составляет ~ 5%.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод автора

Zielczyński M.
Method of Dose Determination in High Energy Particle
Therapy Beams

P16-88-531

The cavity theory is modified to obtain such a formula for determination of absorbed dose using ionization chamber in high energy particle beams, which (formula) contains only one factor dependent on ionization chamber wall material, and this factor can be determined experimentally. The energy expended to creation an ion pair and the restricted stopping power ratio are correlated with a recombination index of radiation quality, which also can be found experimentally in the investigated radiation beam. Accuracy of the absorbed dose determination in therapy beams of particles with energy of some hundreds MeV, by means of the method proposed, is equal to about 5%.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988