

Коэффициент качества смешанного излучения, индуцированного тормозными фотонами высоких энергий

А. В. Белоусов,* А. С. Осипов,† А. П. Черняев

Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра физики ускорителей и радиационной медицины. Россия,
119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.

(Статья поступила 14.05.2012; Подписана в печать 13.06.2012)

Множество экспериментальных работ свидетельствует, что в случае фотонов высоких энергий (более 10 МэВ) коэффициент относительной биологической эффективности может существенно отличаться от единицы. Тем не менее, Международная Комиссия по Радиационной защите рекомендует для коэффициента качества (КК) фотонов всех энергий значение равное единице. Одной из причин является отсутствие теории, объясняющей зависимость КК от энергии фотонов. Увеличение КК фотонного излучения может объясняться рождением в результате фотоядерных реакций тяжелых заряженных частиц, имеющих высокое значение КК. В работе исследуется вклад тяжелых заряженных частиц, образовавшихся в результате фотоядерных реакций, в поглощенную и эквивалентную дозу, создаваемую пучками фотонов высоких энергий в биологических средах. Разработана методика оценки среднего КК фотопротонов. Разработана математическая модель, позволяющая оценить в терминах коэффициента качества, биологическое действие смешанного излучения, индуцированного тормозными фотонами излучением. Разработанная модель может быть легко распространена на другие типы первичного излучения. Полученные результаты могут объяснить разброс экспериментальных значений, полученных различными авторами.

PACS: 87.53.bn

УДК: 539.122.04.

Ключевые слова: смешанное излучение, эквивалентная доза, коэффициент качества, тормозные фотоны, фотоядерные реакции.

ВВЕДЕНИЕ

При прохождении фотонного излучения через вещество, в частности через биологические ткани, возникает большое количество вторичных частиц, тип и энергетический спектр которых, определяется не только энергией первичного фотонного излучения, но и характеристиками среды, в первую очередь ее элементарным составом. Возникающие потоки вторичных частиц, преимущественным образом электронов и позитронов, оказывают радиационное воздействие, зависящее от природы объекта.

Биологическое действие ионизирующего излучения характеризуется измеряемой в экспериментах величиной относительной биологической эффективности (ОБЭ). Коэффициент качества (КК) есть регламентированная величина относительной биологической эффективности, установленная на основании экспериментальных медицинских и радиобиологических данных. Экспериментальные значения относительной биологической эффективности определяются, как правило, при облучении тонких слоев культур клеток широким пучком фотонного излучения. В большинстве случаев толщина облучаемых объектов настолько мала, что можно пренебречь взаимодействием рассеянной компоненты фотонного излучения с ве-

ществом слоя и полагать, что все первичные фотоны испытывают в слое однократное взаимодействие или не испытывают его вовсе.

КК частицы типа l (протона, нейтрона и т. д.) регламентируется международной комиссией по радиационной защите (МКРЗ). В настоящее время в соответствии с рекомендациями МКРЗ считается, что для альфа-частиц всех энергий, тяжелых ионов, а также фрагментов ядер и ядер отдачи КК принимает значение 20. Для протонов и нейтронов КК зависит от их энергии и описывается ступенчатой функцией $R_l(E_l)$, значения которой приводятся в таблице 1. Для тритонов и дейтронов коэффициент качества жестко не регламентирован, при дальнейших вычислениях будем полагать, что его зависимость от энергии такая же, как у протонов.

Таблица 1: КК нейтронов и протонов различных энергий [1]

Нейтроны		Протоны	
Энергия	КК	Энергия	КК
≤ 10 кэВ	5	≤ 1 МэВ	13
10-100 кэВ	10	1-2 МэВ	9
0.1-2 МэВ	20	2-4 МэВ	4.75
2-20 МэВ	10	4-10 МэВ	2.5
≥ 20 МэВ	5	10-20 МэВ	1.75

Несмотря на то обстоятельство, что множество литературных данных [2–7] свидетельствует о наличии

*E-mail: BelousovAV@physics.msu.ru

†E-mail: okdf2007@mail.ru

энергетической зависимости ОБЭ фотонного излучения, МКРЗ рекомендует считать коэффициент качества тормозного излучения равным единице. Не вступая в противоречие с данной рекомендацией объяснить наличие энергетической зависимости и оценить КК в области высоких энергий (выше порога фотоядерных реакций на легких элементах) можно, если учесть вклад в поглощенную дозу тяжелых вторичных частиц, образовавшихся в результате фотоядерных реакций. В каждой точке среды рассматривается поглощенная доза, создаваемая смешанным излучением, индуцированным фотонами высоких энергий.

Актуальность исследования связана, в первую очередь, с широким распространением источников тормозного излучения с энергией, выше порога фотоядерных реакций на легких элементах, входящих в состав биологической ткани, главным образом медицинских ускорителей для лучевой терапии. Требования к гарантии качества лучевой терапии накладывают жесткие ограничения на погрешности, возникающие на всех этапах лечения, суммарная погрешность не должна превышать 5-7%. В связи с этим отличие КК от единицы даже на 2-3% имеет существенное значение. Таким образом, с точки зрения гарантии качества лучевого лечения и радиационной безопасности персонала, исследование имеет высокую значимость, поскольку позволит повысить качества жизни пациентов и уменьшить радиационные риски.

В результате фотоядерных реакций на легких элементах, из которых преимущественно состоит биологическая ткань, формируются потоки тяжелых вторичных частиц (p, n, α, d, t и т.д.), а также осколки ядер. Фотоядерные реакции в биологической ткани преимущественно протекают на ядрах ^{12}C , ^{14}N и ^{16}O , что связано с их большей распространенностью. Основной вклад в полное сечение фотоядерного поглощения дают парциальные каналы: $(\gamma, x\alpha)$, (γ, xp) и (γ, xn) . Образование тяжелых частиц в результате фотоядерных реакций и создаваемая этими частицами в биологических тканях поглощенная доза, широко изучаются с 50-х годов прошлого века [8-14]. В последние годы снова появился интерес к этой проблеме [15-21], что связано, во-первых, с более широким использованием пучков фотонов высоких энергий, а, во-вторых, с необходимостью прецизионного определения биологического действия фотонного излучения. В связи с обновлением данных о сечениях фотоядерных реакций и широким развитием вычислительных методов, главным образом симуляции по методу Монте-Карло, становится возможной верификация полученных ранее данных и, при необходимости, их уточнение.

В области гигантского дипольного резонанса доминирующими фотоядерными процессами на легких ядрах являются реакции с образованием фотопротонов и фотонейтронов, максимальные значения сечений которых составляют 10-20 мбарн. Сечения реакций с образованием более тяжелых

частиц примерно на два-три порядка меньше. Дейтерий образуется преимущественно в реакциях $^{16}\text{O}(\gamma, d)^{14}\text{N}$ и $^{12}\text{C}(\gamma, dt)^7\text{Be}$. Альфа-частицы рождаются преимущественным образом в следующих реакциях: $^{12}\text{C}(\gamma, p\alpha)^7\text{Li}$, $^{12}\text{O}(\gamma, n\alpha)^7\text{Be}$, $^{12}\text{C}(\gamma, np\alpha)^6\text{Li}$ и $^{12}\text{C}(\gamma, 3\alpha)$, которые дают вклады $\sim 40\%$, $\sim 30\%$, $\sim 10\%$ и $\sim 20\%$ соответственно, в полное сечение фоторождения альфа-частиц в мягких биологических тканях в диапазоне энергий фотонов 25-50 МэВ. Кроме фоторождения, альфа-частицы могут образовываться при распаде ядер, оказавшихся после протекания реакции в возбужденном состоянии, например, ядро бериллия ^8_4Be , образовавшееся в результате распада ядер бора по каналам $^9_5\text{B} \rightarrow ^8_4\text{Be} + e^+ + \nu_e$ или $^9_5\text{B} \rightarrow ^8_4\text{Be} + p$, распадается на две альфа-частицы. Наиболее значительный вклад альфа-частиц наблюдается при энергии фотонов 13-36 МэВ. Основной выход ^2H и ^3He сосредоточен в диапазоне энергий фотонов 24-30 МэВ и его величина примерно в 50-100 раз меньше чем выход альфа-частиц.

Целью данной работы является оценка энергетической зависимости среднего КК протонов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций и среднего КК смешанного излучения индуцированного при прохождении фотонного излучения через тонкие слои биологических тканей.

1. МЕТОДИКА РАСЧЕТОВ

Тканевая поглощенная доза D , обусловленная прохождением первичного фотонного излучения, может быть представлена в виде суммы составляющих D_l , обусловленных частицами типа l : тяжелыми заряженными частицами, нейтронами и ядрами отдачи, возникающими в результате фотоядерных реакций; электронной и вторичной фотонной компонентой. Таким образом, тканевая поглощенная доза есть $D = \sum_l D_l$.

Эквивалентная доза H , создаваемая в веществе смешанным излучением, определяется как сумма эквивалентных доз различных видов излучения l , имеющих коэффициент качества w_l и создающих поглощенную дозу D_l : $H = \sum_l w_l D_l$. Средний коэффициент качества смешанного излучения КК может быть определен как

$$KK = \frac{\sum_l w_l D_l}{\sum_l D_l}.$$

1.1. Оценка поглощенной дозы, создаваемой фотонами, электронами и позитронами

В условиях электронного равновесия доза D , поглощенная веществом при прохождении через него фотонного излучения, имеющего спектральный состав

$\Phi_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma$, описывается выражением

$$D = \frac{1}{S} \int_0^{E_\gamma^{\max}} \mu_{km}(E_\gamma) \Phi_\gamma(E_\gamma) dE_\gamma, \quad (1)$$

где $\mu_{km}(E_\gamma)$ — массовый коэффициент передачи энергии фотонного излучения с энергией E_γ ; S — площадь облучаемой поверхности. Формула (1) справедлива в предположении, что плотность потока фотонов однородна по сечению пучка, а его геометрические размеры не меньше облучаемой площадки [22]. Однако, при прохождении фотонного излучения через тонкие слои электронное равновесие заведомо отсутствует. Фотоны рассматриваемого диапазона энергий, испытавшие взаимодействие в тонком слое, или однократно рассеиваются на свободных электронах, или образуют электрон-позитронную пару, или передают свою энергию фотоэлектрону. Образовавшиеся при рождении пары электрон и позитрон обладают примерно одинаковой энергией равной $(E_\gamma - 2m_e c^2)/2$. В случае комптоновского рассеяния фотонов с энергией более 10 МэВ средний угол рассеяния весьма мал, и в первом приближении можно полагать, что большая часть энергии первичных фотонов передается электронам среды. В случае фотоэффекта электронам среды передается вся энергия фотона, поскольку можно пренебречь энергией отдачи. Таким образом, средняя энергия образовавшихся электронов $\langle E_e(E_\gamma) \rangle$ (при больших энергиях вероятность аннигиляции позитронов в тонком слое мала, а при малых энергиях мала вероятность их образования, поэтому в дальнейшем будем полагать, что электроны и позитроны ведут себя одинаково) описывается выражением

$$\langle E_e(E_\gamma) \rangle \cong (p_{\text{compt}} + p_{\text{phot}}) E_\gamma + p_{\text{conv}} (E_\gamma - 2m_e c^2)/2, \quad (2)$$

где p_{compt} , p_{phot} и p_{conv} — условные вероятности [23] комптоновского рассеяния, фотоэффекта и эффекта рождения пар соответственно.

Для оценочных расчетов будем полагать, что тормозная способность электронов не зависит от их энергии и составляет величину $S_T \approx 2 \text{ МэВ} \cdot \text{см}^{-1}$, а вся потерянная ими энергия преобразуется в энергию, поглощенную средой, т.е. в поглощенную дозу. Если энергия образовавшихся электронов такова, что их пробег больше, чем толщина половины рассматриваемого слоя, то они теряют в слое энергию $\Delta E = S_T \Delta x/2$. Половинное значение связано с тем обстоятельством, что в тонком слое электроны с одинаковой вероятностью образуются на любой глубине в пределах слоя. Если же пробег электронов меньше толщины слоя, то вся их энергия выделяется в пределах слоя.

Поскольку в рассматриваемом случае облучается объем в виде тонкого однородного слоя, поглощенная в слое доза прямо пропорциональна поглощенной в

этом слое энергии. Средняя энергия, переданная электронам и позитронам фотонным излучением непрерывного спектра, и поглощенная в тонком слое быть записана в виде

$$\begin{aligned} E_e &= D_e \cdot m = \\ &= \int_0^{S_T \Delta x/2} E_\gamma \Phi(E_\gamma) dE_\gamma + \frac{S_T \Delta x}{2} \int_{S_T \Delta x/2}^{E_\gamma^{\max}} \Phi(E_\gamma) dE_\gamma, \end{aligned} \quad (3)$$

где m — масса облучаемого объема.

1.2. Оценка поглощенной дозы, создаваемой продуктами фотоядерных реакций

Пробег тяжелых заряженных частиц и ядер отдачи, образовавшихся в результате фотоядерных реакций, крайне мал; с большой степенью точности можно считать, что они теряют всю свою энергию в точке образования. При энергии 100 кэВ средняя длина свободного пробега в биологической ткани составляет ~ 2.4 см. Для оценочных расчетов можно полагать, что в слое вещества толщиной менее 1 см, нейтроны не испытывают взаимодействия, т.е. они не передают своей энергии веществу и не дают никакого вклада в поглощенную дозу.

Энергия E_l , передаваемая образовавшейся в результате фотоядерной реакции частице типа l при условии, что произошло фотоядерное взаимодействие фотона энергии E_γ с ядром, имеющим массовое число A , может быть описана выражением (в случае прямой передачи энергии нуклону и основному состоянию конечного ядра):

$$E_l = (1 - A_l/A) (E_\gamma - E_t), \quad (4)$$

где A_l — массовое число частицы. Вероятность протекания фотоядерной реакции $p_{ph}(E_\gamma)$ с вылетом частицы l , при условии, что произошло взаимодействие фотона с веществом слоя, может быть записана как

$$p_{ph}(E_\gamma) = \sigma_{\gamma, xl}(E_\gamma) / \sigma_{\text{tot}}(E_\gamma), \quad (5)$$

где $\sigma_{\gamma, xl} = \sigma_{\gamma, l1} + 2\sigma_{\gamma, 2l} + \dots$. Для фотонов непрерывного спектра, в предположении, что вся энергия фотоядерных частиц (за исключением нейтронов) выделяется в точке их рождения, поглощенная доза D_l , создаваемая частицами типа l , может быть записана, как

$$D_l \sim \frac{A - A_l}{A} \int_{E_t}^{E_\gamma^{\max}} \frac{p_{ph}(E_\gamma)}{p(E_\gamma)} \Phi(E_\gamma) (E_\gamma - E_t) dE_\gamma \quad (6)$$

где $p(E_\gamma)$ — вероятность взаимодействия фотона с энергией E_γ в слое толщиной Δx , а коэффициент пропорциональности определяется массой облучаемого слоя.

1.3. Оценка коэффициента качества продуктов фотоядерных реакций.

После поглощения фотона его энергия передается одному или нескольким нуклонам ядра, в результате чего он (они) может покинуть ядро. Пренебрегая незначительным движением ядра вследствие отдачи при поглощении фотона, можно полагать, что испускание нуклона происходит из состояния покоя. В дальнейшем будем полагать, что конечное ядро находится в основном состоянии, тогда из законов сохранения энергии и импульса следует, что кинетическая энергия нуклона $T_N = (E_\gamma - E_t)/(1 + M_N/M'_я)$, где E_t — пороговая энергия реакции; M_N — масса испущенного нуклона; $M'_я$ — масса ядра, образовавшегося после испускания нуклона. Кинетическая энергия образовавшегося ядра $M'_я$ описывается выражением: $T_{M'_я} = M_N(E_\gamma - E_t)/(M_N + M'_я)$. Кинетическая энергия ядер отдачи при протекании фотоядерных реакций на легких элементах оказывается достаточной для ионизации среды уже при энергии фотонов ~ 1 МэВ больше порога реакции. Вследствие высокого значения КК ядра отдачи могут давать заметный вклад в эквивалентную дозу.

Энергетический спектр частиц — продуктов фотоядерных реакций $\Phi_{l,Z}(E_l)$, для элемента Z , на котором происходит фотоядерная реакция с образованием частицы типа l , обладающей энергией E_l , определяется выражением

$$\Phi_{l,Z}(E_l) dE_l = \frac{N_Z}{1 + M_N/M'_я} \sum_m c_m \sigma_m(E) \Phi_\gamma(E) dE, \quad (7)$$

где c_m — число вылетевших из ядра частиц типа l ; $E = E_\gamma - E_t$, где E_t — пороговая энергия реакции; $\sigma_m(E)$ — сечение фотоядерной реакции с выходом заданного количества частиц типа l ; N_Z — число ядер элемента Z . Суммарный энергетический спектр всех частиц типа l получается суммированием с соответствующими весами по всем тем элементам Z , на которых в результате фотоядерных реакций испускаются частицы типа l :

$$\Phi_l(E) dE = \sum_Z \alpha_Z \Phi_{l,Z}(E) dE \quad (8)$$

где α_Z — доля элемента Z в биологической ткани.

Среднее по энергетическому спектру с верхней границей E_l^{\max} значение коэффициента качества $KK_l(E_l^{\max})$ частиц типа l определяется выражением

$$KK_l(E_l^{\max}) = \frac{\int_0^{E_l^{\max}} \Phi_l(E) KK_l(E) dE}{\int_0^{E_l^{\max}} \Phi_l(E) dE} \quad (9)$$

где $\int_0^{E_l^{\max}} \Phi_l(E) dE$ — суммарная энергия всех частиц типа l .

2. РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Энергетическая зависимость интегральных сечений реакций на легких элементов в области гигантского дипольного резонанса аппроксимируется формулой Лоренца:

$$\sigma(E_\gamma) = \sum \frac{\sigma_i (E_\gamma \Gamma_i)^2}{(E_\gamma^2 - E_i^2)^2 + (E_\gamma \Gamma_i)^2} \quad (10)$$

где σ_i — значение сечения в локальном максимуме, E_i — энергия, соответствующая локальному максимуму сечения, Γ_i — ширина пика. Значения величин σ_i , E_i и Γ_i для различных нуклидов доступны в базе данных Международного Комитета по Ядерным Данным (INDC) [21].

На рис. 1 представлен вклад фотоядерных реакций в полное сечение взаимодействия фотонов с веществом. Суммарное сечение фотоядерных реакций получено суммированием выражения 10 по всем элементам, входящим в состав биологической ткани с соответствующими весами. Полное сечение взаимодействия фотонов с биологической тканью, используемое в работе, доступно в базе данных Национального Института Стандартов и Технологий (NIST) [20]. В случае монохроматического излучения кривая имеет вид, схожий с формой гигантского дипольного резонанса (в области энергий выше порога реакций доминируют эффект образования пар, сечение которого слабо зависит от энергии фотонов). Максимум кривой находится в области энергий фотонов ~ 23 МэВ и достигает 5%. Заметный вклад фотоядерного поглощения в полное сечение наблюдается при энергиях фотонов 1535 МэВ. В случае тормозного излучения кривая монотонно возрастает по мере увеличения верхней границы E_γ^{\max} , вклад фотоядерных реакций становится заметным при энергиях свыше ~ 20 МэВ и достигает при энергии 30 МэВ значения $\sim 0.16\%$.

На рис. 2 представлена зависимость среднего значения КК протонов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций на всех элементах биологической ткани. Все расчеты здесь и далее выполнены по формулам (1-10), в качестве спектра тормозного излучения использован спектр Шиффа. При облучении монохроматическим пучком усредненное по спектру значение КК протонов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций, сильно зависит от энергии фотонов. Кривая зависимости имеет многочисленные локальные максимумы и минимумы, связанные с различным вкладом элементов, составляющих биологическую ткань, в суммарное сечение реакций с образованием протонов. Среднее по спектру значение КК протонов лежит в пределах $\sim 2-5$, максимальное зна-

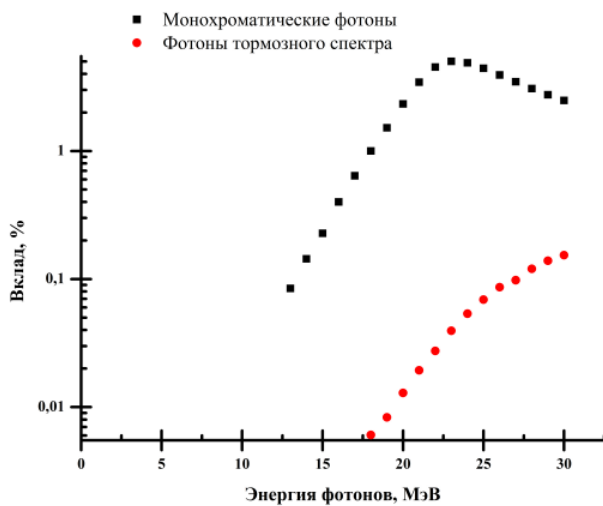


Рис. 1: Вклад фотоядерных реакций в полное сечение взаимодействия фотонного излучения с веществом

чение ~ 5.1 достигается при энергии монохроматических фотонов ~ 14 МэВ. При облучении фотонным излучением тормозного спектра кривая сглаживается ее максимум, по сравнению с монохроматическим излучением, сдвигается в область более высоких энергий ~ 17 МэВ и достигает значения ~ 3.3 . При дальнейшем увеличении энергии кривая плавно уменьшается и слабо колеблется возле значения ~ 3.2 .

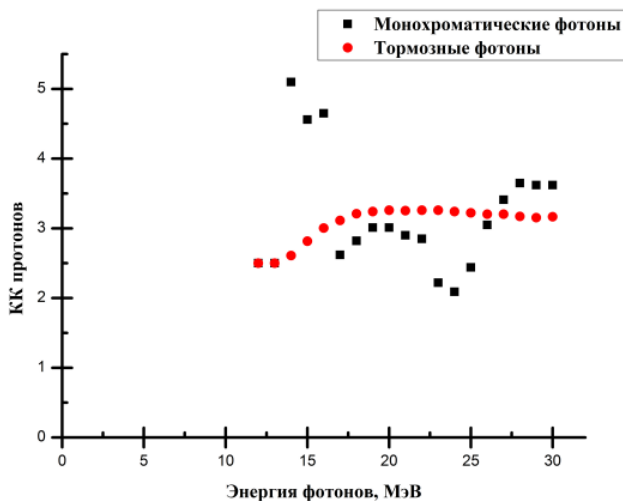


Рис. 2: Средний КК фотопротонов

На рис. 3 изображен вклад всех тяжелых заряженных в поглощенную дозу переданную тонкому слою биологической ткани. Результаты приведены для двух значение толщины слоя 1 мм и 2 мм. Обе кривые имеют схожую форму, напоминающую гигантский дипольный резонанс на легких элементах. По мере уве-

личения толщины слоя максимум сужается и уменьшается по величине, что связано с увеличением вклада в поглощенную дозу вторичных электронов и позитронов. В области энергий 20-25 МэВ (область максимума сечения фотоядерных реакций) вклад тяжелых заряженных частиц в поглощенную дозу может достигать 80 % в случае слоя толщиной 1 мм и ~ 70 % при толщине 2 мм. Наибольший вклад в поглощенную дозу дают альфа-частицы и ядра отдачи, которые обладают высоким значением коэффициента качества. Таким образом, КК смешанного излучения индуцированного монохроматическими фотонами в тонких слоях биологической ткани может быть значительно выше рекомендованного МКРЗ значения, равного единице.

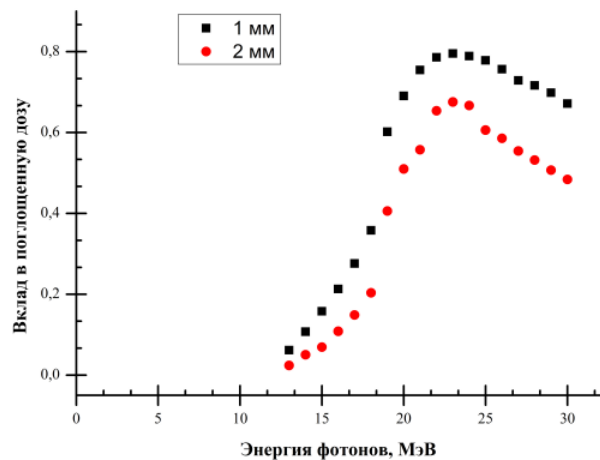


Рис. 3: Вклад тяжелых заряженных частиц в поглощенную дозу

На рис. 4 представлена энергетическая зависимость КК смешанного излучения, индуцированного фотонным излучением тормозного спектра с учетом образовавшихся в фотоядерных реакциях тяжелых заряженных частиц. В случае монохроматического фотонного излучения вид среднего КК качества определяется главным образом видом энергетической зависимости вклада тяжелых частиц в поглощенную дозу (рис. 3). Максимальное значение достигается в районе энергии фотонов ~ 21 МэВ и составляет ~ 14 . В случае тормозных фотонов кривая плавно возрастает по мере роста максимальной энергии тормозного спектра и достигает значения ~ 1.45 при максимальной энергии тормозного спектра фотонного излучения 30 МэВ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Разработана модель, позволяющая оценить среднее значение коэффициента качества протонов, образовавшихся в результате фотоядерных реакций при

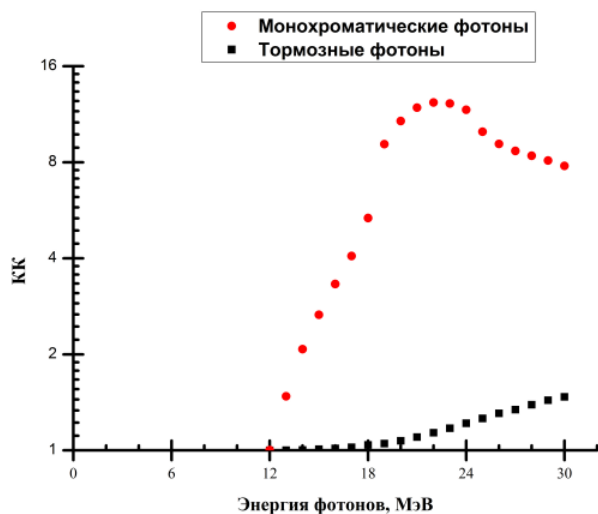


Рис. 4: Средний КК смешанного излучения, индуцированного фотонами

прохождении фотонного излучения через тонкие слои биологических сред. Рассмотрение тонких слоев позволяет пренебречь вкладом рассеянной компоненты фотонного излучения при энергиях выше порога ГДР на легких элементах, что существенно упрощает аналитические оценки. Среднее по спектру значение КК протонов составляет значение 2-5, максимальное значение ~ 5.1 . достигается при энергии монохроматиче-

ских фотонов ~ 14 МэВ. В случае тормозного излучения максимальное значение КК фотопротонов достигает значения ~ 3.3 при максимальной энергии фотонов в районе 17 МэВ.

Показано, что при толщине облучаемого слоя биологической ткани 1 мм биологическое действие тормозного излучения и индуцированного им смешанного излучения, включающего продукты фотоядерных реакций, описываемой в терминах КК достигает значения 1.45. Оценки КК зависят от толщины слоя, элементного состава и, менее значительно, от спектра тормозного излучения. Результаты расчетов хорошо согласуются с оценками, выполненными в работе [19] на основании экспериментальных данных о сечениях фотоядерных реакций [21].

Зависимость коэффициента качества смешанного излучения, индуцированного тормозным излучением высокой энергии, от толщины облучаемого слоя биологической ткани может объяснить различие в значениях коэффициентов ОБЭ, определяемых в экспериментах по облучению одинаковых культур клеток. Учет поправок, связанных с различной геометрией облучения в радиобиологических экспериментах, позволит уточнить данные экспериментов по ОБЭ и уменьшить их неопределенность, что способствует более глубокому пониманию механизмов действия ионизирующих излучений на живые клетки. В перспективе возможно изменение рекомендаций МКРЗ по степени радиационной опасности источников тормозного излучения высоких энергий.

[1] International Commission on Radiation Units and Measurements Report, 49 (1993)

[2] Zackrisson B., Johansson B., Ostbergh P. Radiat. Res. **128**. P. 192. (1991).

[3] Zackrisson B., Karlsson M. Radiat. Res. **112**. P. 192. (1992).

[4] Tilikidis A., Iacobaus C., Brahme A. Phys. Med. Biol. **38**. P. 765. (1996).

[5] Gudowska I., Brahme A., Andreo P., Gudowski W., Kierkegaard J. Phys. Med. Biol. **44**. P. 2099. (1999).

[6] Horsley R. J., Kohns H. E., Haslam R. N. H. Nucleonics. **11**, P. 28. (1953).

[7] Agosteo S., Para A. F., Gerardi F., Silari M., Torresin A., Tosi G. Phys. Med. Biol. **38**. P. 1509. (1993).

[8] Allen P. D., Chaudhri M. A. Med. Phys. **9**. P. 904. (1982).

[9] Allen P. D., Chaudhri M. A. Phys. Med. Biol. **27**. P. 553. (1982).

[10] Lindborg L. Proc. 5th Symp. on Microdosimetry. P. 347. (1975).

[11] Laughlin J. S., Reid A., Zeits L., Ding J. Proc. Conf. on Neutrons from Electron Medical Accelerators (NBS Special Publication) **554**. P. 1. (1979).

[12] Allen P. D., Chaudhri M. A., Phys. Med. Biol. **33**. P. 1017. (1988).

[13] Ing H., Nelson W.R., Shore R.A. Med. Phys. **9**. P. 27. (1982).

[14] Nath R., Epp E.R., Laughlin J. S., Swanson W.P., Bond V.P. Med. Phys. **11**. P. 231. (1984).

[15] Satherberg A., Johansson L. Med. Phys. **25**. P. 683. (1998).

[16] Spurny F., Johansson L., Satherberg A., Bednar J., Turek K. Phys. Med. Biol. **41**. P. 2643. (1996).

[17] Tilikidis A., Lind B., Nafstadius P., Brahme A. Phys. Med. Biol. **41**. P. 55. (1996).

[18] Белоусов А.В., Черняев А.П., Янушевская Т.П. Научно-технические технологии. № 10. стр. 3. (2004).

[19] IAEA-TECDOC-1178 XA0056414, IAEA, Vienna, (2000).

[20] www.nist.gov

[21] <http://cdfc.sinp.msu.ru>

[22] При облучении клеточных культур эти предположения, как правило, выполняются.

[23] При условии, что фотон вообще испытал взаимодействие в тонком слое.

The quality factor of mixed radiation induced by bremsstrahlung

A.V. Belousov^a, A.S. Osipov^b, A.P. Chernyaev

*Department of accelerators physics and radiation medicine, Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University,
Moscow 119991, Russia*

E-mail: ^aBelousovAV@physics.msu.ru, ^bokdf2007@mail.ru

The set of experimental works testifies, that in case of high-energy photons (more than 10 MeV), the factor of relative biological efficiency can essentially differ from unit. Nevertheless, the International Commission on Radiating Protection recommends for quality factor (QF) photons of all energy value equal to unit. One of the reasons is absence of the theory explaining dependence QF on energy of photons. Increase QF of photon radiation can speak a birth as a result of photonuclear reactions of the heavy charged particles having high value QF. In work the contribution of the heavy charged particles, formed as a result of photonuclear reactions, to the absorbed and equivalent dose created by bremsstrahlung in biological matter is investigated. The technique of an estimation of average quality factor (QF) photoprotons is developed. The mathematical model is developed, allowing to estimate in terms of quality factor, biological action of the mixed radiation induced by bremsstrahlung. The developed model can be easily extended to other types of primary radiation.

PACS: 87.53.bn.

Keywords: mixed radiation, equivalent dose, quality factor, bremsstrahlung, photonuclear reactions.

Сведения об авторах

1. Белоусов Александр Витальевич — канд. физ.-мат. наук, старший преподаватель, тел.: (495) 939-49-46, e-mail: BelousovAV@physics.msu.ru.
 2. Осипов Алексей Сергеевич — ассистент, тел.: (495) 939-49-46, e-mail: okdf2007@mail.ru.
 3. Черняев Александр Петрович — докт. физ.-мат. наук, профессор, заведующий кафедрой, тел.: (495) 939-49-46.
-