

ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ПОГЛОЩЕННОЙ ЭНЕРГИИ В МЕТАЛЛАХ ПО ДАННЫМ ДЛЯ ВОДЫ ДЛЯ ТОНКОГО ЛУЧА ФОТОНОВ СО СПЕКТРОМ ГАММА-ТЕРАПЕВТИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

В.А. Климанов^{1,2}, А.Н. Моисеев³, М.А. Колыванова^{2,4}, Н.Н. Могиленец¹

¹ Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва

² Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва

³ Лечебно-реабилитационный центр Минздрава России, Москва

⁴ Федеральный медицинский биофизический центр им. А.И. Бурназяна, Москва

Изучена применимость метода масштабирования данных по пространственным распределениям поглощенной энергии в геометрии тонкого луча в воде для фотонов со спектром гамма-аппарата Рокус-М к средам из алюминия, титана и железа. Подобные преобразования применяются в лучевой терапии при расчете поправок на негетогенность тканей, когда определяется эффективная радиологическая глубина точки расчета. Однако их адекватность имеет место только при выполнении условий, накладываемых теоремами Фано и О’Коннора. Распределения поглощенной энергии для выбранных сред были рассчитаны методом Монте-Карло по программе EGSnrc. Сопоставление результатов показало, что для рассмотренных металлов такое масштабирование допустимо с погрешностью ~10 % в интервале глубин, конкретных для каждого материала.

Ключевые слова: *фотоны, дозовые распределения, гамма-аппарат РОКУС-М, масштабирование дозовых распределений, металлические имплантаты*

Введение

В настоящее время в системах планирования (СП) лучевой терапии (ЛТ) широкое применение нашли методы дозовых ядер (kernel methods) для элементарных источников фотонов [1–3]. В этих методах в качестве базовых (опорных) данных используются пространственные распределения поглощенной энергии фотонов в воде (в воде они совпадают с дозовыми распределениями), которые предварительно рассчитываются методом Монте-Карло или определяются из экспериментальных данных для спектра фотонов конкретной облучательной установки [1, 4]. Однако, в организме человека кроме водозэквивалентных тканей имеются и другие ткани, отличающиеся от воды как

по химическому составу. В последние десятилетия в теле пациентов нередко находятся также различные искусственные имплантаты, изготовленные из различных металлов. Рассчитывать и вводить в СП для каждого материала свой набор дозовых ядер в принципе возможно, но нецелесообразно из-за проблем со сложной геометрией областей, имеющих отличные от воды физические и химические параметры.

На практике в СП фактически применяется пересчет данных для воды на другие ткани и материалы. Теоретической основой для подобных переходов служат теоремы Фано [5] и О’Коннора [6]. Эти теоремы дают возможность преобразования дозовых распределений, измеренных или рассчитанных в воде, к распределениям в других средах с произвольной

плотностью с помощью масштабирования по электронной плотности сред. Однако теорема Фано применима к облучению среды внешними пучками только при определенных условиях: 1 – среда должна быть водоэквивалентной по составу; 2 – можно пренебречь ослаблением первичных фотонов, рождением рассеянных фотонов и влиянием плотности среды на тормозную способность электронов. Второе условие приближенно выполняется, когда длина свободного пробега первичных и рассеянных фотонов много больше максимального пробега освобожденных ими в среде электронов. Это справедливо для энергий фотонов, меньших 2,0 МэВ, и для точек в среде, находящихся достаточно далеко от ее границ. Влиянием же эффекта плотности на сечения взаимодействия заряженных частиц обычно можно пренебречь.

В то время как теорема Фано применяется к областям, где имеет место электронное равновесие, теорема О'Коннора связывает дозы в средах с разной электронной плотностью, но с одинаковым атомным составом. Поэтому ее иногда называют теоремой масштабирования по плотности. Требование к одинаковости атомного состава является наиболее проблемным из всех отмеченных требований. Однако, если энергетический спектр фотонов, значимых с точки зрения вклада в дозу, находится в области, где фотоны испытывают в конкретном материале, главным образом, комптоновское (некогерентное) рассеяние, то это фактически равнозначно выполнению требования одинаковости состава. Причина в том, что для таких сред микроскопическое сечение комптоновского рассеяния фотонов на один электрон слабо зависит от атомного номера материала.

На принципе масштабирования фактически основано большинство полуэмпирических методов учета негомогенностей, так как в них обычно используется понятие эквивалентных радиологических расстояний. Влияние негомогенностей на дозовое распределение фотонов можно разделить на три составляющих:

- ✓ изменение в потоке нерассеянного (первичного) излучения;
- ✓ изменение в потоке рассеянного излучения;
- ✓ изменение в потоке вторичных электронов, образующихся в среде при облучении ее фотонным излучением.

В полуэмпирических методах (например, метод эквивалентной радиологической глубины [7], степенной метод, или метод Бато [8])

учитываются приближенно только первые два фактора в предположении, что существует электронное равновесие. При этом изменение первичного компонента дозы при наличии негомогенностей определяют, как правило, в приближении кермы, используя экспоненциальный закон ослабления и эквивалентное радиологическое расстояние. Что же касается рассеянной компоненты, то влияние негомогенностей для нее в полуэмпирических методах учитывают, опираясь фактически на принцип пересчета дозовых распределений, рассчитанных или измеренных в воде, на дозовые распределения в других средах.

Такой подход справедлив для конкретных сред и конкретных спектров фотонов при условии выполнения условий, накладываемых теоремами Фано и О'Коннора. В литературе этот вопрос изучен недостаточно детально. Имеется ряд работ по масштабированию доз от пучков нейтронов [9] и электронов [10]. Что же касается фотонов, то данная проблема рассматривалась только для легких сред, облучаемых пучком тормозного излучения с максимальной энергией 18 МэВ для полей квадратной формы в [11], где была показана применимость принципа масштабирования доз по плотности электронов в легких средах для дозы на геометрической оси пучков.

Несмотря на широкое распространение в ЛТ медицинских линейных ускорителей, гамма-аппараты с источником ^{60}Co в силу ряда положительных качеств не потеряли своего важного значения [12, 13]. Энергетическое распределение фотонов в пучках, которые испускают терапевтические гамма-аппараты с радионуклидом ^{60}Co , характеризуется достаточно значимым вкладом более мягкого излучения, рассеянного в источнике и головке аппарата [14]. Российский аппарат РОКУС-М является типичным представителем подобных облучательных установок. Средняя энергия фотонов в его пучке согласно [14, 15] равна 1,058 МэВ при диаметре и высоте источника 20 мм.

Ограничения, накладываемые теоремами Фано и О'Коннора, вызывают интерес к проверке возможности применения метода масштабирования дозовых распределений тонкого луча (ТЛ), полученных для воды, на металлы для фотонов со спектром пучка аппарата РОКУС-М, что и является целью настоящей работы.

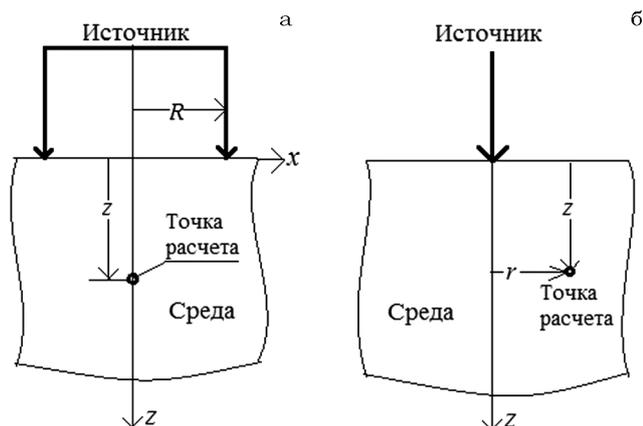


Рис. 1. Геометрия рассмотренных задач по масштабированию

Материал и методы

Применимость метода преобразования дозовых распределений, полученных для воды, на среды из металлов для фотонов со спектром аппарата РОКУС-М в настоящей работе рассматривалась для двух геометрий:

- ✓ распределения поглощенной энергии вдоль оси дисковых мононаправленных источников разных радиусов с однородным флюенсом энергии по облучаемой поверхности в различных полубесконечных средах из металлов при нормальном падении фотонов на границу среды (рис. 1а);
- ✓ пространственные распределения поглощенной энергии и дозы в разных полубесконечных средах из металлов, создаваемые точечным мононаправленным источником (дозовые ядра тонкого луча (ТЛ) [3, 16]), при нормальном падении фотонов на границу сред (рис. 1б).

В работе рассматривалось масштабирование распределений, создаваемых в воде, на полубесконечные среды из алюминия, титана и железа с физическими плотностями $\rho_m = 2,7, 4,5$ и $7,87$ соответственно. Относительные (по отношению к воде) плотности электронов для этих веществ была приняты равными $\rho_e = 2,342, 3,752$ и $6,6$ соответственно.

Выше было отмечено, что возмущающее влияние негомогенностей при расчете первичной компоненты дозы в приближении кермы достаточно строго можно учесть, используя экспоненциальный закон ослабления первичных фотонов и эффективную радиобиологическую глу-

бину. Поэтому основное внимание в настоящей работе уделено компоненте дозы, создаваемой в металлах рассеянным излучением.

Дозовые распределения в средах для геометрии ТЛ рассчитывались методом Монте-Карло по программе EGSnrc [17]. Для моделирования траекторий заряженных частиц в EGSnrc применяется метод конденсированных столкновений с изменяющимся значением потери энергии на укрупненном шаге. В настоящей работе расчеты проводились с 5 %-ой потерей энергии. Результатом расчета являются значения поглощенных доз в выделенных областях. Из этих данных определялись дозовые ядра для ТЛ.

Дозовое ядро ТЛ определяется как относительная доля от энергии точечного мононаправленного источника фотонов, падающих нормально на поверхность полубесконечной водной среды, которая поглощается в единице объема вблизи точки с координатами (z, r) (рис. 1) [1, 3]. Будем обозначать это ядро $K_{ТЛ}^w(z, r)$. Аналогичным образом такие дозовые ядра вводятся и для других сред, хотя в этом случае они будут распределениями поглощенной энергии в единице объема среды, а не дозы. Но для унификации обозначений сохраним за ними термин “дозовые ядра ТЛ” и будем обозначать их через $K_{ТЛ}^w(z, r)$.

Важно отметить, что в однородной среде интеграл по радиальной переменной от нуля до R от произведения $r \cdot K_{ТЛ}^m(z, r)$, умноженный на 2π и деленный на плотность среды, эквивалентен дозе, создаваемой дисковым мононаправленным источником радиусом R , на той же глубине z в той же среде при условии нормального падения фотонов на поверхность среды и одинаковом спектре для однородного единичного флюенса энергии в пределах облучаемой поверхности (например, [1, 18]). Именно данное свойство дозового ядра ТЛ и использовалось для получения дозовых распределений от дисковых мононаправленных источников.

$$D(z, R) = \frac{2\pi}{\rho_m} \int_0^R r \cdot K_{ТЛ}^m(z, r) \cdot dr, \quad (1)$$

где ρ_m – физическая плотность среды.

Числитель выражения (1) будем называть “дозовое ядро ТЛ в интегральной форме” и обозначать $K_{ТЛ, int}^m(z, R)$. Эта величина равна:

$$K_{ТЛ, int}^m(z, R) = 2\pi \int_0^R r \cdot K_{ТЛ}^m(z, r) \cdot dr. \quad (2)$$

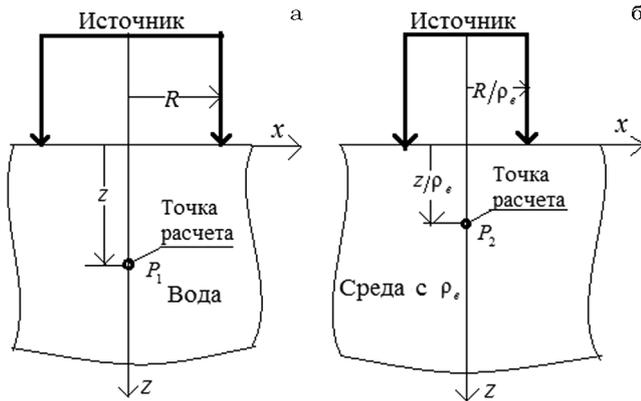


Рис. 2. Масштабирование дозовых распределений вдоль оси дисковых мононаправленных источников согласно теореме О'Коннора

В отличие от $K_{ТЛ,инт}^m(z,R)$, величину $K_{ТЛ}^m(z,r)$ для удобства будем называть “дозовое ядро ТЛ в дифференциальной форме”.

Для преобразования дозовых распределений, создаваемых на оси дисковых мононаправленных источников, от воды к другой среде все линейные размеры геометрии облучения необходимо согласно теореме О'Коннора масштабировать обратно пропорционально относительной плотности электронов в среде (рис. 2). На рис. 2а, б значения поглощенных доз в точках P_1 и P_2 при выполнении условий теоремы будут равны.

Соотношение для определения значения дозового ядра ТЛ в произвольной среде m с относительной плотностью электронов $\rho_{e,m}$ в точке (z_0, r_0) из значения этого ядра в воде в соответствии с принципом масштабирования имеет следующий вид:

$$K_{ТЛ}^m(z_0, r_0) = \left(\frac{\rho_m}{\rho_w} \right) \cdot \rho_{e,m}^2 \cdot K_{ТЛ}^w(z_0 \cdot \rho_{e,m}, r_0 \cdot \rho_{e,m}), \quad (3)$$

где ρ_w и ρ_m – физические плотности воды и произвольной среды; $K_{ТЛ}^w(\rho_e \cdot z_0, \rho_e \cdot r_0)$ – значение дозового ядра ТЛ в воде при масштабированных значениях глубины и радиуса.

Для масштабирования дозовых распределений на оси мононаправленного дискового источника (рис. 1б), учитывая соотношение (1), можно применить дозовое ядро ТЛ в интегральной форме (2). Масштабирующее соотношение для рассеянного компонента дозы в этом случае равно:

$$\begin{aligned} D_s^m(z,R) &= \frac{2\pi}{\rho_m} \int_0^R r \cdot K_{ТЛ,s}^m(z,r) \cdot dr = \\ &= \frac{2\pi}{\rho_w} \int_0^{R \cdot \rho_{e,m}} t \cdot K_{ТЛ,s}^w(z \cdot \rho_{e,m}, t) \cdot dt = \\ &= \frac{1}{\rho_w} K_{ТЛ,инт,s}^w(z \cdot \rho_{e,m}, R \cdot \rho_{e,m}), \end{aligned} \quad (4)$$

где $t = r \cdot \rho_{e,m}$.

Далее, учитывая замечание относительно возможности достаточно строгого расчета первичной компоненты дозы в приближении кермы, рассматривается только рассеянная компонента дозы.

Применимость принципа масштабирования для сред из металлов проверяли путем сопоставления результатов прямых расчетов методом Монте-Карло дозовых распределений в этих средах, создаваемых фотонами со спектром аппарата РОКУС-М, с результатами, полученными на основе принципа масштабирования. В качестве меры расхождения в работе было выбрано среднее по радиальной переменной относительное отклонение δ масштабированного распределения от полученного непосредственно из результатов расчета методом Монте-Карло для исследуемой среды на данной глубине:

$$\delta = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [K_{ТЛ,s}^m(z, r_i) - K_{ТЛ,s}^w(z \cdot \rho_{e,m}, r_i \cdot \rho_{e,m})] / K_{ТЛ,s}^m(z, r_i) \quad (5)$$

где $K_{ТЛ,s}^w$ и $K_{ТЛ,s}^m$ – значения рассеянных компонент дозового ядра ТЛ в дифференциальной форме для воды и исследуемой среды с электронной плотностью $\rho_{e,m}$; N – число расчетных точек по радиусу, в которых сравниваются распределения. Аналогичные соотношения применялись для определения степени расхождения и между значениями дозовых ядер ТЛ в интегральной форме.

Результаты и их обсуждение

Справедливость уравнений (3) и (4) для фотонов со спектром пучка аппарата РОКУС-М была изучена для глубин и радиусов, приведенных к воде, в интервалах $z = 0,25-40$ см и радиусов $r = 0,01-42,0$ см. При выполнении расчетов методом Монте-Карло число историй выбирали так, чтобы статистическая погрешность результатов в основном была менее 2%. Исключение представляют удаленные районы (для воды это $r \geq 30$ см при $z \geq 30$ см). Применимость и погрешности метода масштабирования изучали для по-

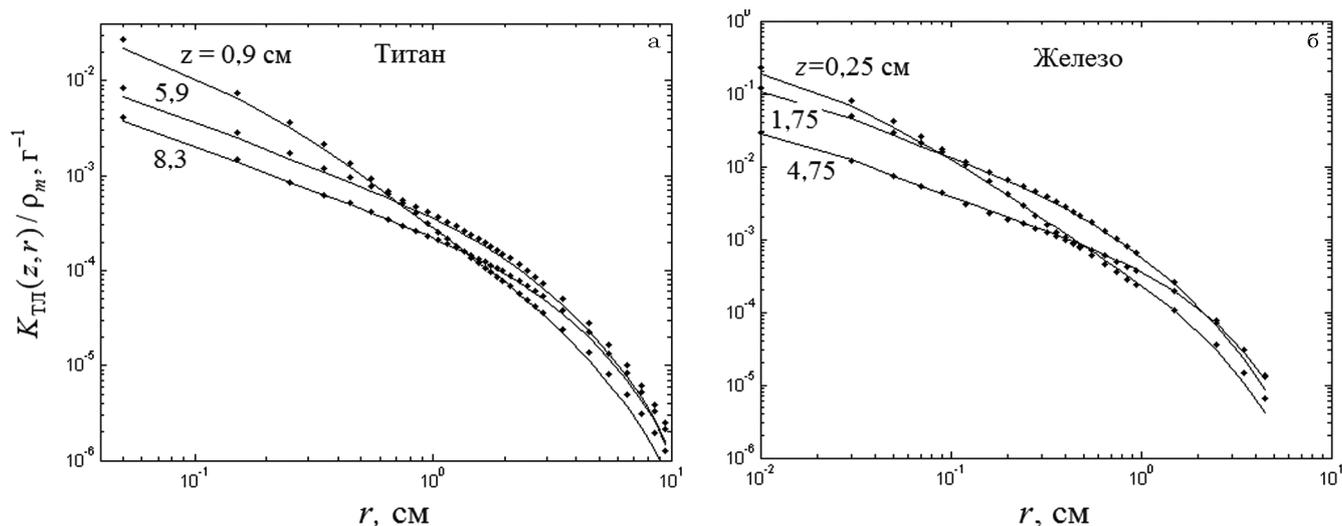


Рис. 3. Радиальные зависимости рассеянной компоненты дозовых ядер ТЛ фотонов со спектром аппарата РОКУС-М на разных глубинах в титане и железе, полученные методом Монте-Карло (—) и методом масштабирования результатов расчета методом Монте-Карло для воды (•)

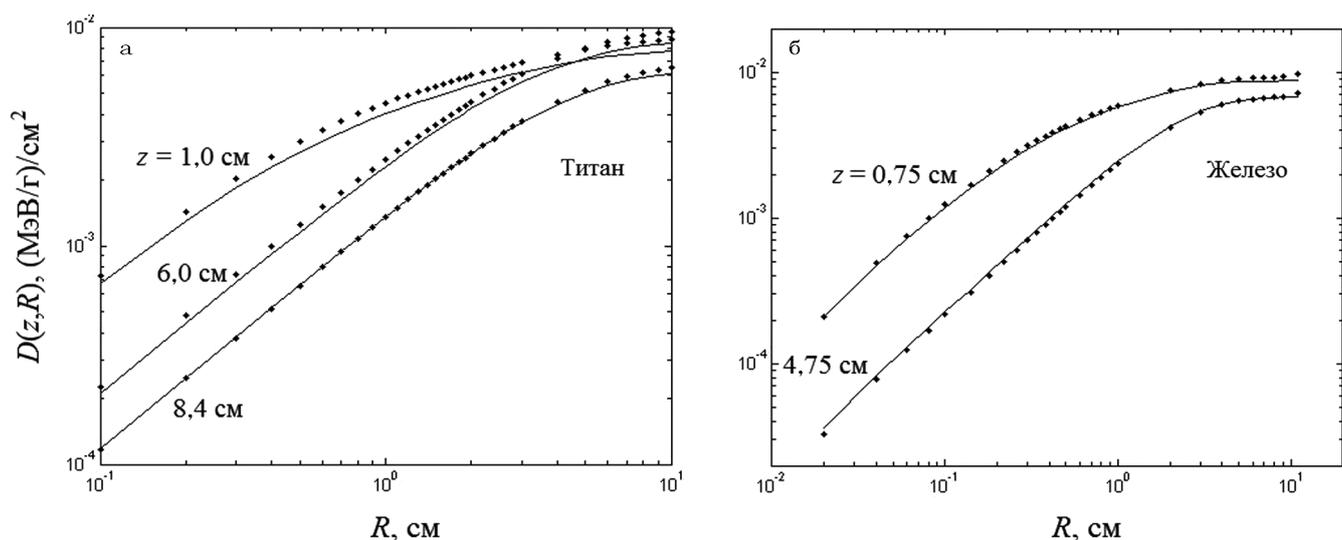


Рис. 4. Зависимости компонент дозы, создаваемых рассеянным излучением на оси дискового мононаправленного источника фотонов со спектром аппарата Рокус-М, для полубесконечных сред из титана и железа на разных глубинах, полученные прямым расчетом методом Монте-Карло (—) и методом масштабирования из данных для воды (•) при однородном единичном флюэнсе энергии фотонов на облучаемой поверхности

лубесконечных сред из алюминия ($\rho_e=2,342$), титана ($\rho_e=3,752$) и железа ($\rho_e=6,6$). Некоторые из полученных результатов для рассеянной компоненты дозовых ядер ТЛ сравниваются на рис. 3. Сравнение типичных результатов масштабирования зависимости дозы на оси дискового мононаправленного источника от радиуса источника с результатами прямых расчетов методом Монте-Карло для легких и кости приводятся на рис. 4.

Из полученных результатов, в том числе показанных на рис. 3 и 4, следует, что для всех исследованных материалов имеются определенные интервалы по глубине и по радиусу, когда масштабированные распределения близко аппроксимируют оригинальные распределения, полученные непосредственно для конкретной среды методом Монте-Карло. На рис. 5 показаны зависимости от глубины усреднен-

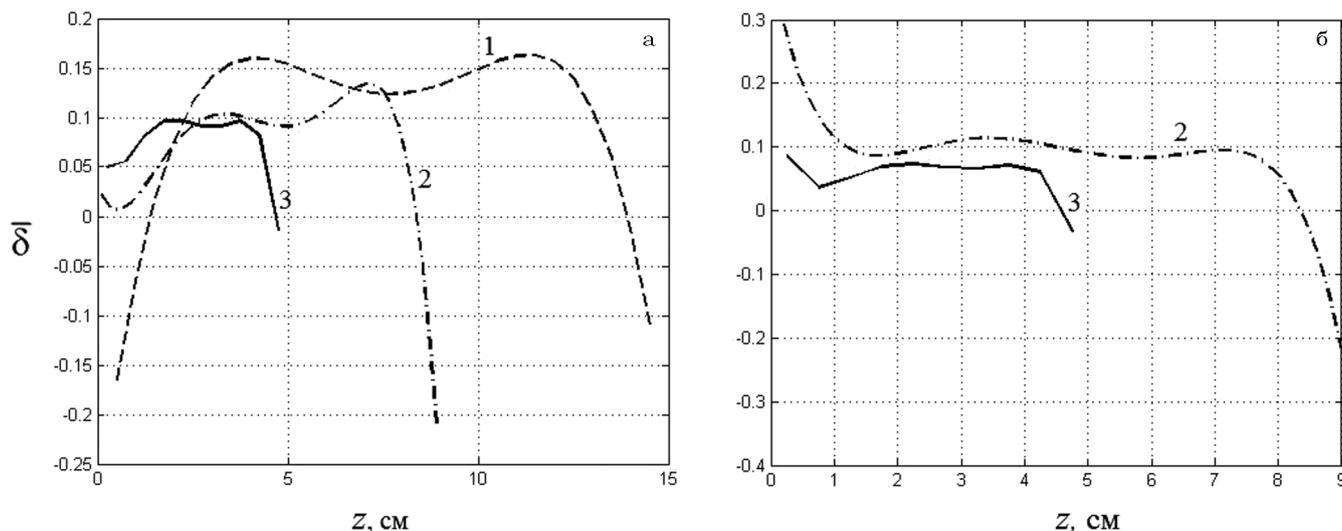


Рис. 5. Зависимости от глубины усредненных по радиусу относительных отклонений масштабированных значений дозового ядра ТЛ в дифференциальной (а) и в интегральной (б) формах от полученных по формуле (5) для алюминия (1), титана (2) и железа (3)

ных по радиусу относительных отклонений масштабированных значений дозового ядра ТЛ в дифференциальной (а) и в интегральной (б) формах от полученных непосредственно из результатов расчета методом Монте-Карло по формуле (5) для алюминия, титана и железа. Как видно из рисунка, расхождение между зависимостями увеличивается вблизи поверхности и на большом удалении от поверхности. Данный вывод коррелирует со степенью нарушений условий теорем Фано и о'Коннора, которые имеют место в конкретных случаях.

При анализе результатов сравнения, частично представленных на рис. 3–5, следует иметь в виду, что сами пространственные распределения поглощенной энергии были получены методом Монте-Карло со статистической погрешностью $\leq 2\%$ плюс дополнительная погрешность, связанная с интерполяцией данных при проведении сопоставления распределений, имеющих большой градиент (то же $\sim 2\%$). Таким образом, суммарная неопределенность результатов сопоставления оценивается в 4–5% (для алюминия она, возможно, несколько выше из-за большей статистической погрешности расчета для этого металла). Следовательно, для рассмотренных металлов транслирование пространственных распределений поглощенной энергии, полученных для геометрии ТЛ в воде, на эти металлы для фотонов со спектром аппарата РОКУС-М вполне допустимо в определенных интервалах глубин, специфич-

еских для каждого материала с суммарной неопределенностью $\sim 10\%$.

Заключение

Изучена применимость метода масштабирования данных по пространственным распределениям поглощенной энергии в геометрии ТЛ в воде для фотонов со спектром терапевтического гамма-аппарата РОКУС-М на некоторые металлы, которые нередко используются в качестве имплантатов. Такие преобразования широко применяются в лучевой терапии при расчете поправок на неомогенность среды, когда определяется эффективная радиологическая глубина точки расчета. Полученные результаты показывают, что для рассмотренных металлов эта операция вполне допустима в ограниченном диапазоне глубин, специфических для каждого металла: для алюминия 2–14 см, для титана 2–8 см и железа 1–4 см.

Список литературы

1. Handbook of radiotherapy physics. Theory and practice. Ed. Mayles F., Nahum A., Rosenwald J. – Taylor & Franis Group. 2007.
2. Ahnesjo A. Collapsed cone convolution of radiant energy for photon dose calculation in heterogeneous medium // Med. Phys. 1989. Vol. 16. P. 577–591.

3. Ahnesjo A., Saxner M., Trepp A. A pencil beam model for photon dose calculation // *Med. Phys.* 1992. Vol. 19. P. 263–273.
4. Ahnesjo A., Aspradakis M.M. Dose calculations for external photon beams in radiotherapy // *Phys. Med. Biol.* 1999. Vol. 44. P. 99–155.
5. Fano U. Note on the Bragg–Gray cavity principle for measuring energy dissipation // *Radiat. Res.* 1954. Vol. 1. P. 237–240.
6. O'Connor J. E. The variation of scattered X-rays with density in an irradiated body // *Phys. Med. Biol.* 1957. Vol. 1. P. 352–369.
7. Sontag M.R., Cunningham J.R. Corrections to absorbed dose calculations for tissue inhomogeneities // *Med. Phys.* 1977. Vol. 4. P. 431–436.
8. Batho H.E. Lung correction in cobalt 60 beam for tissue inhomogeneities // *J. Can. Assoc. Radiol.* 1964. Vol. 15. P. 79–83.
9. Awschalom M., Rosenberg I., Ten Haken K.K. Scaling neutron absorbed dose distributions from one medium to another // *Med. Phys.* 1983. Vol. 10. P. 436.
10. Marcu S.M., Prestwich W.V. A statistical investigation of the scaling factor method of beta-ray dose distribution. derivation: The scaling factor for water to bone // *Med. Phys.* 1998. Vol. 25. P. 1472.
11. Климанов В.А., Смирнов В.В., Паширов А.В. Масштабирование дозовых распределений, создаваемых тонким лучом фотонов в средах с различной плотностью // *Мед. физика.* 2003. № 1. С. 7–10.
12. Костылев В.А. Анализ состояния радиационной онкологии в мире и в России // *Мед. физика.* 2009. № 3. С. 5–13.
13. Бочарова И.А., Каплюкова Н.В. Гамма-терапевтические аппараты в современной лучевой терапии: литературный обзор и некоторые исследования // *Мед. физика.* 2007. № 1(33). С. 16–22.
14. Климанов В.А., Моисеев А.Н., Могиленец Н.Н. Дозовое ядро дифференциального тонкого луча фотонов со спектром терапевтического аппарата РОКУС и его аналитическая аппроксимация // *Мед. физика.* 2014. № 4(64). С. 5–13.
15. Климанов В.А., Моисеев А.Н., Могиленец Н.Н. Аналитическая аппроксимация дозового ядра тонкого луча фотонов со спектром терапевтического аппарата РОКУС // *Мед. физика.* 2015. № 2(66). С. 7–15.
16. Климанов В.А. Радиобиологическое и дозиметрическое планирование лучевой и радионуклидной терапии. Часть 1. – М.: изд. НИЯУ МИФИ. 2011.
17. Kawrakow I. Accurate condensed history Monte Carlo simulation of electron transport. I. EGSnrc, the new EGS4 version // *Med. Phys.* 2000. Vol. 27. P. 485–498.
18. Климанов В.А., Крамер-Агеев Е.А., Смирнов В.В. Радиационная дозиметрия. – М.: изд. НИЯУ МИФИ. 2014.

DETERMINATION OF SPATIAL DISTRIBUTIONS OF ABSORBED ENERGY IN METALS FROM THE DATA FOR WATER TO A PENCIL BEAM OF PHOTONS WITH A SPECTRUM OF GAMMA-THERAPEUTIC DEVICES

V.A. Klimanov^{1,2}, A.N. Moiseev³, M.A. Kolyvanova^{2,4}, N.N. Mogilenets¹

¹ National Research Nuclear University "MEPhI", Moscow, Russia

² M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

³ Treatment-Rehabilitation Center, Moscow, Russia

⁴ A.I. Burnasyan Federal Medical-Biophysical Centre, Moscow, Russia

The applicability of the method to scale the data on spatial distributions of absorbed energy in a pencil beam geometry in water for photons with a spectrum of gamma-unit ROKUS-M semiinfinite metal medium (aluminum, titanium and iron) was examined. Such transformations are used in radiotherapy in the calculation of the correction factor to inhomogeneity of medium, when you define an effective radiological depth to the calculation point. However, their adequacy has a place only when the conditions imposed by the Fano and O'Connor theorems. The spatial distribution of the absorbed energy for the selected metal medium were calculated using a Monte-Carlo program EGSnrc. Performed in the comparison of the results showed that for the considered metals, this scale is valid with an accuracy of ~10 % in the depth interval, specific for each material.

Key words: *photons, dose distribution, therapeutic gamma-unit ROKUS-M, scaling of the dose distributions, metal implants*

E-mail: yaklimanov@mephi.ru