

УДК 615.849.1:614.876

ОЦЕНКА ДОЗИМЕТРИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ГЕНЕРИРУЕМОГО МЕДИЦИНСКИМ ЛИНЕЙНЫМ УСКОРИТЕЛЕМ ЭЛЕКТРОНОВ**Веренич К.А., Кутень С.А., Хрущинский А.А., Макаревич К.О., Миненко В.Ф.**

Линейные ускорители электронов используются для лучевой терапии с использованием фотонов высокой энергии. Эти фотоны генерируются в виде тормозного излучения при попадании высокоэнергетичных электронов на мишень из тяжелого металла. Фотоны с энергией свыше 10 МэВ вызывают появление вторичного нейтронного излучения вокруг линейного ускорителя. В статье изложены результаты моделирования транспорта нейтронов через выходную головку линейного ускорителя Клинак 2300С/D и помещение бункера с применением метода Монте-Карло. Промоделированы энергетические спектры нейтронов и оценена эффективная доза облучения от нейтронов вокруг головки ускорителя.

Результаты моделирования показывают, что средняя энергия прямых нейтронов от головки ускорителя составляет порядка 0,5 МэВ, а энергия рассеянных нейтронов от стен снижается до тепловой (0,025 эВ). Дозовые нагрузки от нейтронов на персонал во время работы ускорителя значительно меньше допустимых уровней облучения.

Ключевые слова: медицинский ускоритель электронов; Монте-Карло моделирование; тормозное излучение; нейтроны; доза облучения; лучевая терапия.

(Поступила в редакцию 9 июня 2017 г.)

Введение. В лучевой терапии широко применяются линейные ускорители электронов для генерирования тормозного излучения, которое используется для лечения онкологических больных. Тормозное излучение возникает в ускорителе при взаимодействии ускоренных электронов со специальной тормозной мишенью, установленной на выходе электронного пучка из ускоряющей секции. В медицинских линейных ускорителях, используемых для получения тормозного излучения, часто возникает вторичное нейтронное излучение. Последнее образуется, когда гамма-кванты с энергией выше определенного порога вступают в фотоядерные реакции с ядрами атомов в материалах мишени и других элементах конструкции ускорителя, расположенных на пути выходного пучка тормозного излучения. Основными материалами, в которых протекают фотоядерные реакции, являются элементы с большим атомным номером — вольфрам и свинец. Например, пороговая энергия для изотопа вольфрама ^{184}W , равна 7,41 МэВ [1].

Нейтроны, появляющиеся в пучке тормозного излучения и вокруг головки ускорителя, являются источником нежелательного излучения [2]. Ионизирующее излучение, образующееся при радиационном захвате нейтронов в теле пациента, создает добавочную дозу облучения, которая зависит от энергетического спектра нейтронов, формирующих эту дозу [3]. Повреждение биологических объектов нейтронами выше по сравнению с тормозным излучением от 2,5 до 20 раз в зависимости от энергии нейтронов [4]. По этой причине очень важно знать спектр нейтронов, которые загрязняют терапевтический пучок тормозного излучения, как для расчета защиты бункера, так и для оценки добавочной дозы, получаемой пациентом [5].

Материалы и методы. В настоящей работе исследовались характеристики нейтронов, создаваемых в медицинском линейном ускорителе электронов Клинак 2300С/D фирмы Вариян с номинальной энергией электронов 18 МэВ, который был установлен в Республиканском научно-практическом центре онкологии и медицинской радиологии имени Н.Н. Александрова (аггородок Лесной, Минский район).

В линейном ускорителе электроны, образовавшиеся на катоде, ускоряются в ускорительной секции, и электронный пучок через поворотный магнит попадает на мишень. Основным материалом мишени — вольфрам. Тормозное излучение высокой энергии, возникающее при торможении электронов в мишени, проходит через первичный вольфрамовый коллиматор, задающий апертуру тормозного пучка. Далее на пути тормозного излучения расположен выравнивающий фильтр, изготовленный из железа и тантала, обеспечивающий выравнивание потока квантов в плоскости сечения пучка. Затем пучок высокоэнергетического тормозного излучения с одинаковой интенсивностью по сечению коллимируется

вторичным коллиматором («челюстями») и формируется многолепестковым коллиматором (МЛК) для придания необходимой формы полю облучения на теле пациента. Детальное описание составных частей головки ускорителя вместе с поворотным магнитом взято из [6] и показано на рисунке 1. В данной работе распределение электронов в пучке, падающем на тормозную мишень, описано распределением Гаусса в поперечном сечении с шириной 1 мм на полувысоте и таким же распределением по энергии со средним значением 18,8 МэВ и стандартным отклонением 0,03 согласно [7].

Высокоэнергетическое тормозное излучение взаимодействует со всеми элементами конструкции головки ускорителя и защиты [8]. Нейтроны образуются в результате фотоядерных реакций. Разные химические элементы имеют разную пороговую энергию тормозного излучения, выше которой происходят фотоядерные реакции (так называемый гигантский дипольный резонанс) [3]. Образование и транспорт в среде тормозных гамма-квантов и нейтронов описывались с помощью метода Монте-Карло, реализованного в коде MCNP [9]. Моделирование проводилось в два этапа: сначала рассматривалось падение на мишень пучка ускоренных моноэнергетических электронов, пространственно распределенных по Гауссу, с рождением тормозного излучения на мишени. На втором этапе, используя информацию из первого этапа, рассчитывался поток и спектр тормозного излучения и нейтронов на сфере вокруг мишени. Знание этих величин позволило рассчитать потоки нейтронов в наиболее посещаемых местах бункера, где расположен ускоритель.

Этот бункер и ранее использовался для бетатрона на 42 МэВ фирмы Сименс. Поэтому перед установкой ускорителя стены бункера местами были усилены. На рисунке 2 показана схема бункера с указанием точек (O, S1-S4), в которых проводилась оценка характеристик нейтронного излучения.

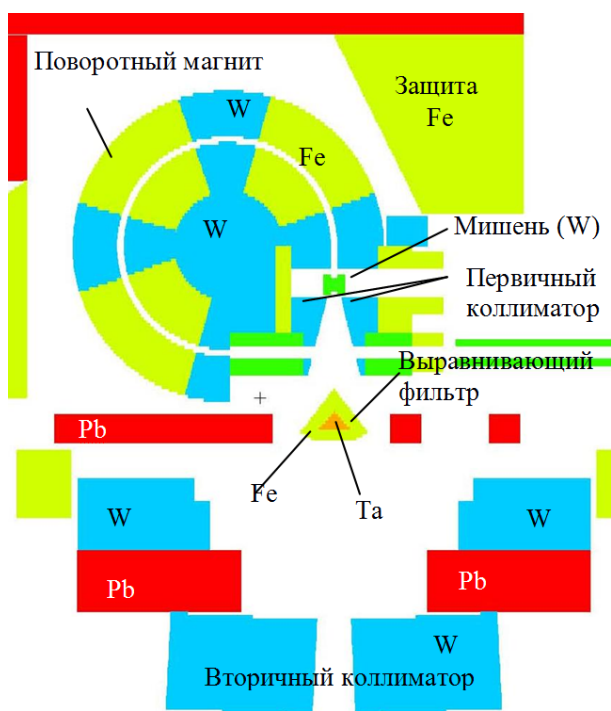


Рисунок 1. – Модель выходной головки линейного ускорителя электронов 2300C/D

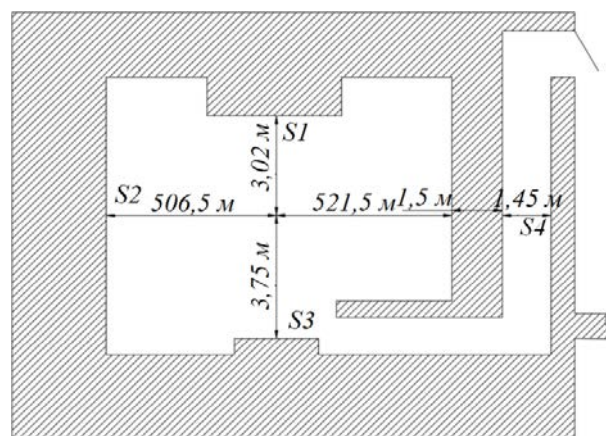


Рисунок 2. – Схема бункера ускорителя Клинак 2300C/D (вид сверху)

Исследования выполнены для положения подвижной части ускорителя, так называемой гантри, с нулевым углом наклона. При этом головка ускорителя расположена так, что центральная ось пучка излучения направлена вертикально в пол.

Результаты. Параметры пучка электронов, использованные для моделирования тормозного излучения, проверялись путем сравнения с результатами дозиметрических измерений рассчитанного глубинного дозового распределения тормозного излучения с энергией 18 МэВ в водном фантоме для поля $10 \times 10 \text{ см}^2$. Расчетные значения положения относительного максимума распределения поглощенной дозы (на глубине 3,3 см) и положения 80 % дозы (на глубине 10 см) совпали с результатами прямых измерений с помощью иони-

зационной камеры [10]. Кроме того, проведенное сравнение результатов расчета с инструментальными измерениями показало, что созданная модель источника фотонного излучения дает реалистичные оценки характеристик тормозного излучения. Эта модель использована далее для оценки образования нейтронов. Источниками нейтронов в линейном ускорителе являются все части выходного устройства, начиная от тормозной мишени, на которые падают гамма-кванты тормозного излучения, а также воздух между выходной головкой и пациентом и даже сам пациент. Очевидно, подавляющее большинство нейтронов образуется в головке ускорителя, т. к. головка включает части из материалов с большим атомным номером (вольфрам, свинец и др.). В таблице 1 показаны рассчитанные нами на уровне изоцентра ускорителя абсолютные и относительные значения количества образовавшихся нейтронов на разных частях выходной головки. Абсолютное число образовавшихся нейтронов рассчитано на один электрон, падающий на тормозную мишень. Кроме того, представлен суммарный выход нейтронов на одну мониторную единицу. Результаты показаны для трех вариантов геометрии выходного поля гамма-квантов: полностью закрытое поле ($0 \times 0 \text{ см}^2$), открытое на половину поле ($10 \times 10 \text{ см}^2$) и полностью открытое поле ($20 \times 20 \text{ см}^2$). Для всех трех вариантов многолепестковый коллиматор был полностью открыт.

Таблица 1. – Образование нейтронов в разных частях головки ускорителя для различных размеров полей облучения

Наименование части головки ЛУЭ	Выход нейтронов		
	$0 \times 0 \text{ см}^2$	$10 \times 10 \text{ см}^2$	$20 \times 20 \text{ см}^2$
Мишень с держателем	$2,14 \cdot 10^{-4}$ (16,7%)	$2,14 \cdot 10^{-4}$ (17,0%)	$2,14 \cdot 10^{-4}$ (17,8%)
Первичный коллиматор	$5,70 \cdot 10^{-4}$ (44,5%)	$5,67 \cdot 10^{-4}$ (45,1%)	$5,72 \cdot 10^{-4}$ (47,4%)
Выравнивающий фильтр	$1,03 \cdot 10^{-4}$ (8,00%)	$1,04 \cdot 10^{-4}$ (8,25%)	$1,02 \cdot 10^{-4}$ (8,49%)
Вторичный коллиматор (челюсти)	$3,74 \cdot 10^{-4}$ (29,2%)	$3,53 \cdot 10^{-4}$ (28,1%)	$2,98 \cdot 10^{-4}$ (24,7%)
Другие части головки	$2,03 \cdot 10^{-5}$ (1,59%)	$2,00 \cdot 10^{-5}$ (1,59%)	$2,04 \cdot 10^{-5}$ (1,69%)
Многолепестковый коллиматор	$9,00 \cdot 10^{-9}$ (0,00%)	$2,05 \cdot 10^{-8}$ (0,00%)	$3,10 \cdot 10^{-8}$ (0,00%)
Суммарный выход	$1,28 \cdot 10^{-3}$ (100%)	$1,26 \cdot 10^{-3}$ (100%)	$1,21 \cdot 10^{-3}$ (100%)
Выход нейтронов на 1 МЕ	$1,33 \cdot 10^{14}$	$1,32 \cdot 10^{14}$	$1,26 \cdot 10^{14}$

Наибольший вклад в образование нейтронов дают первичный и вторичный вольфрамовые коллиматоры (вместе более 70 %), за которыми следует вольфрамовая мишень с медным держателем (~ 17 %) и железный выравнивающий фильтр с танталовой вставкой (~ 8 %). Остальные части головки ЛУЭ создают не более 2 % нейтронов, так как находятся вне конуса распространения тормозных гамма-квантов. По этой же причине полностью открытый вольфрамовый многолепестковый коллиматор дает практически нулевой вклад в образование нейтронов. Выход нейтронов слабо меняется в зависимости от размеров поля облучения. Тем не менее, больше всего нейтронов создается при закрытом поле $0 \times 0 \text{ см}^2$. Немного меньше нейтронов образуется для поля облучения $10 \times 10 \text{ см}^2$ (99 %) и еще меньше для поля $20 \times 20 \text{ см}^2$ (95 %).

На рисунке 3 для полностью закрытого поля облучения приведен спектр нейтронов в изоцентре в бункере ускорителя.

Из графика видно, что энергетический спектр нейтронов внутри бункера включает как быстрые, так и тепловые нейтроны. Появление тепловых нейтронов в спектре на уровне изоцентра обусловлено рассеянным излучением. Нейтроны, вышедшие из ускорителя, доходят до стен бункера и замедляются до тепловых энергий при отражении от стен, пола и потолка.

Результаты оценки флюенса и средней энергии нейтронов вокруг головки ускорителя показаны в таблице 2 для точек, расположенных на 1 м от мишени в двух взаимно перпендикулярных плоскостях. Точка 1 расположена перед головкой, точка 2 над головкой, точки 3 и 4 расположены по бокам головки симметрично относительно мишени. Расчеты сделаны для открытого поля $10 \times 10 \text{ см}^2$ с полностью открытым МЛК.

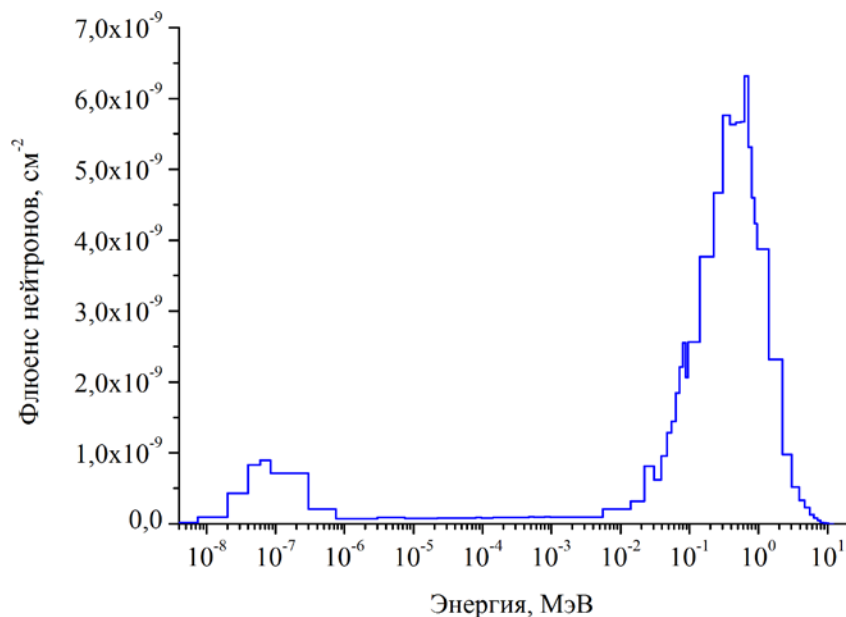


Рисунок 3. – Энергетическое распределение нейтронов на уровне изоцентра

Таблица 2. – Флюенс и средняя энергия нейтронов вокруг головки ускорителя для поля облучения $10 \times 10 \text{ см}^2$

Номер точки	Координата x, м	Координата y, м	Координата z, м	Флюенс, $\text{см}^2/\text{электрон}$	Средняя энергия, МэВ
1	-1	0	-1	$4,44 \cdot 10^{-9}$	0,410
2	0	0	-2	$5,52 \cdot 10^{-9}$	0,538
3	0	1	-1	$1,28 \cdot 10^{-8}$	0,633
4	0	-1	-1	$1,22 \cdot 10^{-8}$	0,623

При движении нейтронов в воздухе от ускорителя по направлению к стенам бункера происходит ослабление флюенса и небольшое снижение их энергии преимущественно в результате неупругого рассеяния на ядрах атомов воздуха. В таблице 3 приведены расчетные значения флюенса и средней энергии нейтронов в точках S1, S2, S3, S4 и O, отмеченных на рисунке 2. Эти точки расположены на уровне изоцентра на внутренних стенах бункера (S1 – S3), лабиринта (S4) и в изоцентре (O) гантри ускорителя. Расчет во всех точках в бункере выполнен для закрытого поля за исключением точки в изоцентре, для которой было использовано открытое поле $10 \times 10 \text{ см}^2$. Во всех случаях многолепестковый коллиматор был полностью открытым.

Таблица 3. – Флюенс и средняя энергия нейтронов в точках интереса внутри бункера

Точка интереса	x, м	y, м	Флюенс, $\text{см}^2/\text{электрон}$	Средняя энергия, МэВ	Эффективная доза, мЗв/Гр
S1	0	3,02	$5,53 \cdot 10^{-9}$	0,16	29,39
S2	-5,06	0	$2,91 \cdot 10^{-9}$	0,088	9,296
S3	0	-3,75	$4,3 \cdot 10^{-9}$	0,14	20,43
S4	8,16	0	$3,02 \cdot 10^{-11}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	0,015
O	0	0	$1,55 \cdot 10^{-8}$	0,706	324,4

Из таблицы 3 видно, что флюенс нейтронов принимает разные значения в зависимости от расстояния до изоцентра. Флюенс нейтронов уменьшается с увеличением расстояния от источника пропорционально квадрату расстояния, но добавление отраженных от стен тепловых и промежуточных нейтронов искажает эту зависимость. Это видно, в частности, по точкам S1 – S3, которые расположены на разном расстоянии от источника нейтронов. Поскольку согласно данным таблицы 2 флюенсы нейтронов справа (точка 3) и слева (точка 4) от выходной головки одинаковы, то флюенс в точке S1 к флюенсу в точке S3 должен был оказаться в 1,5 раза больше. Однако, фактически это отношение составило 3. При наличии стен бункера спектр нейтронов меняется в сторону увеличения тепловых нейтронов по мере удаления от головки ускорителя за счет добавления нейтронов, отраженных от стен. Поэтому меняется и средняя энергия нейтронов в сторону снижения. Для точки S1

средняя энергия нейтронов оказалась выше, чем для точки S3, по той причине, что первая точка ближе к источнику нейтронов и доля тепловых нейтронов в ней меньше, чем в точке S3. Из данных таблицы 3 для точек S1 – S3, расположенных в бункере ускорителя в одной плоскости, видно, что роль отраженных от стен тепловых и промежуточных нейтронов заметно возрастает с увеличением расстояния от первичного источника нейтронов.

На рисунке 4 показаны энергетические спектры нейтронов для этих точек.

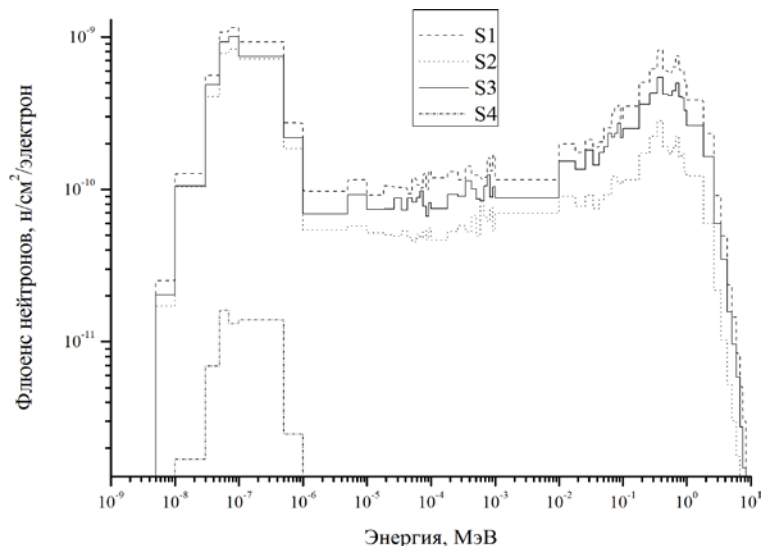


Рисунок 4. – Энергетические спектры нейтронов на поверхности стены на уровне изоцентра

Иначе выглядит спектр нейтронов в лабиринте бункера (точка S4 на рисунке 2). В лабиринт нейтроны от головки ускорителя попадают через бетонную стену лабиринта. Спектр нейтронов из источника, пройдя бетонную стену, превращается в спектр практически тепловых нейтронов в лабиринте.

Оценка эффективных доз облучения в точках S1 – S4 выполнена с помощью конверсионных коэффициентов по методике МКРЗ для стандартных вычислительных фантомов в геометрии облучения с фронтальной стороны [11]. Эффективные дозы были рассчитаны на 1 Гр поглощенной дозы тормозного излучения в изоцентре. Полученные результаты представлены в последнем столбце таблицы 3. На уровне изоцентра для открытого поля $10 \times 10 \text{ см}^2$ эффективная доза нейтронного излучения составляет третью часть от поглощенной дозы тормозного излучения. Эффективные дозы вдоль внутренних стен бункера на 1,5-2 порядка ниже дозы в изоцентре. Внутри лабиринта доза нейтронного излучения снижается более чем на 4 порядка по сравнению с дозой в изоцентре.

Таким образом, несмотря на то, что бункер ускорителя Клинак 2300C/D предназначен для ослабления тормозного излучения, его стены эффективно ослабляют быстрые нейтроны, образовавшиеся в ускорителе. Ослабление быстрых нейтронов происходит в результате рассеяния их в стенах бункера. Нейтроны, прошедшие за пределы стен бункера имеют энергию менее 1 кэВ. Биологическая эффективность таких нейтронов характеризуется постоянным весовым коэффициентом равным 2,5 независимо от энергии [4]. При этом дозы облучения персонала по нашим оценкам составляют около 60 пЗв на 1 Гр поглощенной дозы тормозного излучения в изоцентре.

Закключение. С помощью метода Монте-Карло проведено моделирование дозиметрических характеристик нейтронного излучения, создаваемого в выходной головке медицинского линейного ускорителя Клинак 2300 C/D. Рассчитаны энергетические спектры нейтронов и оценена эффективная доза облучения от нейтронов в изоцентре, на стенах внутри и вне бункера ускорителя. Результаты моделирования показали, что стены бункера, предназначенные для защиты от тормозного излучения, ослабляют быстрые нейтроны до тепловых и эффективно защищают от нейтронного облучения, создаваемого ускорителем электронов. Дозовые нагрузки от нейтронов на персонал во время работы ускорителя значительно меньше допустимых уровней облучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ma, A. Monte Carlo study of photoneutron production in the Varian Clinac 2100C linac / A. Ma and others // *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2008. Vol. 276. No. 1. Pp. 119-123.
2. Zabihinpoor S. Calculation of Neutron Contamination from Medical Linear Accelerator in Treatment Room / S. Zabihinpoor and others // *Adv. Studies Theor. Phys.* 2011. Vol. 5. No. 9. Pp. 421-428.
3. Neutron Contamination from Medical Electron Accelerators. Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements. – NCRP Report No. 79. – Bethesda, MD. 1995. – 132 p.
4. Публикация 103 Международной Комиссии по радиационной защите (МКРЗ). Пер с англ. / Под общей ред. М.Ф. Киселева и Н.К. Шандалы. – М.: Изд. ОООПКФ «Алана», 2009. – 344 с.
5. Donahue, R.J. Distribution of Induced Activity in Tungsten Targets / R.J. Donahue, W.R. Nelson // SLAC-PUB-4728. – Stanford: Stanford Linear Accelerator Center, 1988. – 11 p.
6. Bednarz B.P. Detailed Varian Clinac accelerator modeling for calculating intermediate- and low-level non-target organ doses from radiation treatments. Ph. D. thesis / B.P. Bednarz. – Troy, 2008. – 144 p.
7. Tiegel G. Спецификации для моделей ускорителей Клинак 2100С, 2100С/D& 2300 С/D. [текст] / G. Tiegel. – 2011.
8. Chu T.-C. The measurement of photoneutron in the vicinity of Siemens Primus Linear Accelerator. IRPA-10: 10. international congress of the International Radiation Protection Association. [Электронный ресурс] – Hiroshima, 2000. – Режим доступа: <http://www.irpa.net/irpa10/cdrom/00101.pdf>. – Дата доступа: 02.05.2017.
9. Briesmeister J.F., Ed. MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B2 // Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory. – 1997. – 736 p.
10. Кутень С.А. Применение методов Монте-Карло в решении задач радиационной защиты и ядерной безопасности / С.А. Кутень [и др.] // *Фундаментальные и прикладные физические исследования*. 2010 – 2016 гг. : сб. тр. / под ред. С.А. Максименко ; редкол. : С.А. Максименко (отв. ред.) [и др.]. – Минск : Изд. центр БГУ, 2016. – 424 с.
11. International Commission on Radiological Protection. Conversion coefficients for radiological protection quantities for external radiation exposures. ICRP Publication 116. / N. Petoussi-Hens [и др.]; Ed. С.Н. Clement. – [б. м.]: Pergamon Press, 2010. – 257 p. – (Annals of the ICRP).

ASSESSMENT OF DOSIMETRIC CHARACTERISTICS OF NEUTRON RADIATION GENERATED BY MEDICAL LINEAR ACCELERATOR OF ELECTRONS

Kiryl Viarenich

Siamion Kutsen, Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor

Arkady Khrutchinsky, Candidate of Physical and Mathematical Sciences,
Associate Professor, Leading Researcher

Krystsina Makarevich

Victor Minenko, Candidate of Biological Sciences, associate professor, Leading Researcher

Institute for Nuclear Problems of Belarusian State University, Minsk, Belarus

Purpose. The paper is aimed to study the neutron radiation from medical linear accelerators of high-energy electrons.

Methods. Mathematical modelling of coupled electron-photon and coupled photon-neutron transport was carried out. The calculations were performed using Monte-Carlo simulation.

Findings. Spectra of neutrons in the bunker were calculated. The average energy of neutrons from the head of linear accelerator varies depending on the measurement point. The approximate energy of source neutrons is 0,5 MeV. Scattering from the walls adds a significant part of thermal neutrons to the spectrum. The average energy of neutrons in the maze and outside the procedure room of the bunker is 0,025 eV.

Application field of research. The obtained results of this study could be used in the design of shielding of medical linear accelerators of electrons with energies above 10 MeV.

Conclusions. Although the standard shielding from X-ray radiation from medical linear accelerators is effective for neutron radiation, high-energy electrons produce neutrons that require better shielding to protect doctors and members of public.

Keywords: medical electron linac, Monte-Carlo modelling, bremsstrahlung radiation, neutrons, radiation dose, beam therapy, MCNP.

(The day of submitting: June 9, 2017)

REFERENCES

1. Ma A. Monte Carlo study of photoneutron production in the Varian Clinac 2100C linac. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2008. Vol. 276. No. 1. Pp. 119-123.
2. Zabihinpoor S. Calculation of Neutron Contamination from Medical Linear Accelerator in Treatment Room. *Adv. Studies Theor. Phys.* 2011. Vol. 5. No. 9. Pp. 421-428.
3. Neutron Contamination from Medical Electron Accelerators. Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements. *NCRP Report No. 79*. Bethesda, MD. 1995. 132 p.
4. *Publikatsiya 103 Mezhdunarodnoy Komissii po radiatsionnoy zashchite (MKRZ)* [Publication 103 of the International Commission on Radiological Protection. ICRP]. International Commission on Radiological Protection ; Transl. from Engl. Eds. M.F. Kiseljov and N. K. Shandala. Moscow: OOO PKF Alana, 2009. 344 p. (rus)
5. Donahue R.J., Nelson W.R. *Distribution of Induced Activity in Tungsten Targets*. SLAC-PUB-4728. Stanford: Stanford Linear Accelerator Center, 1988. 11 p.
6. Bednarz B.P. *Detailed Varian Clinac accelerator modeling for calculating intermediate- and low-level non-target organ doses from radiation treatments*. PhD thesis. Troy, 2008. 144 p.
7. Tiegel G. *Specifikacii dlja modelej uskoritelej Klinak 2100C, 2100C/D & 2300 C/D*. [Specifications for accelerator models Clinac 2100C, 2100C/D & 2300 C/D]. G. Tiegel. 2011.
8. Chu T.-C. The measurement of photoneutron in the vicinity of Siemens Primus Linear Accelerator. *IRPA-10: 10. international congress of the International Radiation Protection Association*. Hiroshima, 2000, available at: <http://www.irpa.net/irpa10/cdrom/00101.pdf> (accessed: May 02, 2017).
9. Briesmeister J.F. Ed. *MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 4B2*. Los Alamos, NM: Los Alamos National Laboratory. 1997. 736 p.
10. Kuten' S.A. and oth. *Primenenie metodov Monte-Karlo v reshenii zadach radiacionnoj zashchity i jadernoj bezopasnosti* [Application of Monte-Carlo Methods to the Solution of Radiation Protection and Nuclear Safety Problems]. *Fundamental'nye i prikladnye fizicheskie issledovaniya. 2010-2016 gg.* Minsk: Izd. centr BGU, 2016. 424 p.
11. Petoussi-Hens N. and oth. *International Commission on Radiological Protection. Conversion coefficients for radiological protection quantities for external radiation exposures*. ICRP Publication 116. Ed. C.H. Clement. Pergamon Press, 2010. 257 p. (Annals of the ICRP).