

**Ю.А. Кураченко<sup>1</sup>, Е.А. Онищук<sup>2,3</sup>, Е.С. Матусевич<sup>3</sup>, В.В. Коробейников<sup>4</sup>****ПРОИЗВОДСТВО ФОТОНЕЙТРОНОВ И РАДИОИЗОТОПОВ ДЛЯ МЕДИЦИНЫ ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ НА ПРОМЫШЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЯХ**

1. Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии, Обнинск. E-mail: ykurachenko@mail.ru;
2. Техническая академия Росатома, Обнинск;
3. Институт атомной энергетики НИЯУ МИФИ, Обнинск;
4. Физико-энергетический институт, Обнинск

Ю.А. Кураченко – г.н.с., д.ф.-м.н.; Е.А. Онищук – аспирант; Е.С. Матусевич – проф., д.ф.-м.н., проф.; В.В. Коробейников – г.н.с., д.ф.-м.н., проф.

**Реферат**

**Цель:** Изучение возможности двойного использования существующих мощных промышленных ускорителей электронов для нейтронной терапии и производства радиоизотопов медицинского назначения. Для обоих приложений проведены расчёты, и результаты нормированы на характеристики существующего ускорителя MEVEX (средний электронный ток 4 мА при моноэнергетическом пучке электронов 35 МэВ).

**Материал и методы:** Объединяющей проблемой для обоих приложений является задача охлаждения мишени: при мощности пучка ~ 140 кВт около ее половины высвобождается непосредственно в мишени. Поэтому в качестве мишени был выбран жидкий тяжелый металл, чтобы соединить высокое качество термогидравлики с максимальной производительностью как тормозного излучения, так и фотонейтронов. Мишени были оптимизированы с использованием прецизионных кодов для задач переноса излучения и термогидравлики. Оптимизация проводилась также по установке в целом: 1) по составу материала и конфигурации блока выведения фотонейтронов и 2) по схеме генерации радиоизотопов.

**Результаты:** Фотонейтронный блок обеспечивает приемлемое качество пучка для НЗТ с большим значением плотности потока нейтронов на выходе ~  $2 \cdot 10^{10}$  см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>, что на порядок выше, чем значения на выходе работавших в прошлом и проектируемых ныне реакторных пучков для нейтронозахватной терапии. Достигнутая интенсивность на выходе пучка позволяет во многих случаях отказаться от фракционированного облучения. Что касается производства радиоизотопов, то в расчётах по реакции ( $\gamma, n$ ) можно получать 43 радионуклида в 5 группах. Например, по реакции  $Mo^{100}(\gamma, n)^{99}Mo$  предшественник  $^{99}Mo$  главного диагностического изотопа  $^{99m}Tc$  после облучения мишени в течение 24 ч может быть наработан с удельной активностью ~ 6 Ки/г и полной активностью мишени 1,8 кКи.

**Заключение:** Предложенные схемы генерации и вывода фотонейтронов и тормозного излучения имеют ряд очевидных преимуществ перед традиционными методами: а) применение ускорителей электронов для производства нейтронов намного безопаснее и дешевле, чем использование реакторных пучков; б) ускоритель с мишенью и блок вывода пучка фотонейтронов с необходимым оборудованием и оснасткой можно разместить на территории клиники; в) предлагаемая мишень для нейтронозахватной терапии, охлаждаемая жидким галлием, является экологически чистым материалом, т.к. его активация относительно невелика и быстро падает до фонового уровня.

**Ключевые слова:** промышленный ускоритель электронов, тормозное излучение, фотонейтроны, нейтронозахватная терапия, производство медицинских радионуклидов

Поступила: 21.05.2019. Принята к публикации: 10.07.2019

**Введение**

Лучевая терапия, являясь одним из трех основных методов лечения (хирургия, химио- и лучевая терапия), не уступает своей роли и по сей день как по темпам развития, так и по широте применения. Она становится все более селективной, позволяя поражать мишень с минимальным облучением здоровых тканей. Наиболее показательна в этом отношении протонная терапия, позволяющая относительно просто изменять энергию, флюенс и диаметр пучка протонов, что дает возможность перемещать пик Брэгга (максимум поглощенной энергии) в ткани, подводя дозу конформно опухоли с помощью системы вращения пучка [1].

Применение нейтронов, позволяющее проводить терапию определенных радиорезистентных новообразований, по-видимому, является избирательным только в нейтронозахватной терапии (НЗТ). Традиционный источник нейтронов для НЗТ – нейтронные пучки исследовательских реакторов, в данном направлении накоплен огромный семидесятилетний опыт успехов и неудач. В настоящей работе изложены результаты продолжительных исследований применимости для НЗТ фотонейтронов, генерируемых мишенью мощного электронного ускорителя в области гигантского дипольного резонанса. Кроме модернизации пучка нейтронов, в работе исследована возможность произ-

водства радиоизотопов тормозным излучением того же ускорителя. В целом же возможности фотонейтронов для лучевой терапии незаслуженно обойдены вниманием в литературе. В качестве исключения укажем обзор [2], в котором анализируется роль фотонейтронов, возникающих в материалах головки медицинских ускорителей электронов и окружении пациента; эти фотонейтроны традиционно и справедливо трактуются как вредный фактор.

Мощный источник фотонейтронов для медицины рассмотрен в нашей работе [3]. В [4] получена оптимальная конфигурация блока вывода пучка фотонейтронов для НЗТ, а в [5, 6] изучены термогидравлика комбинированной проточной мишени (W + Ga) и возможности применения пучка для лучевой терапии. Стационарный фрагмент мишени – матрица из тугоплавкого вольфрама, через которую протекает жидкий галлий, позволяет резко увеличить выход фотонейтронов по сравнению с мишенью только из галлия. Для расчетов использовались данные промышленного ускорителя Mevex со средним током 4 мА при энергии электронов 35 МэВ [7].

Природный галлий представлен двумя изотопами:  $^{69}Ga$  (60,1 %) +  $^{71}Ga$  (39,9 %). Это легкоплавкий металл ( $t_{пл} = 29,8$  °С) плотностью 5,904 г/см<sup>3</sup> в твердом состоянии и 6,095 г/см<sup>3</sup> – в жидком. Будучи расплавлен,

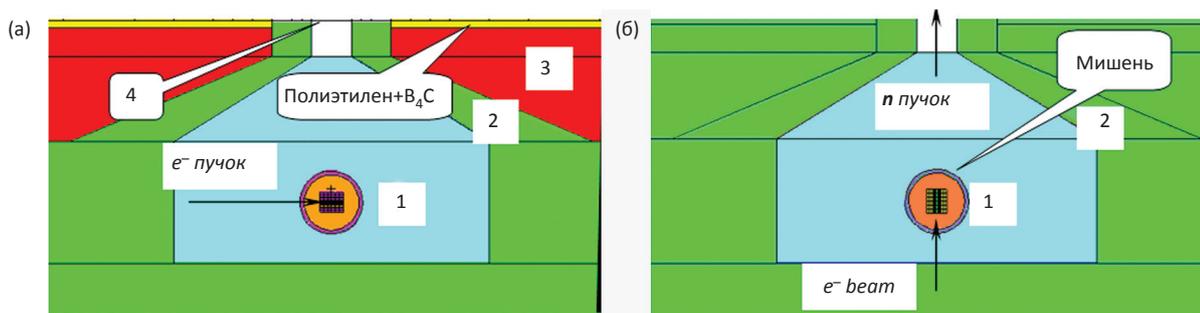


Рис. 1. Осевые сечения блока вывода осесимметричного пучка для НЗТ: исходный вариант из [6] (а) и его модернизированная версия (б) (визуализация ввода MCNP5)

галлий длительное время остается в жидкой фазе при комнатной температуре. При этом галлий имеет широкий диапазон температур жидкой фазы (до ~ 2200 °С), поэтому радиационное энерговыделение можно снять достаточно просто.

Активация природного галлия происходит за счет фотореакций и реакций под действием собственных нейтронов. Основные процессы  $^{69,71}\text{Ga}(\gamma, n)^{68,70}\text{Ga}$ ,  $^{69,71}\text{Ga}(n, 2n)^{68,70}\text{Ga}$ ,  $^{69,71}\text{Ga}(n, \gamma)^{70,72}\text{Ga}$  приводят к генерации короткоживущих продуктов  $^{68}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 68,3$  мин),  $^{70}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 21,2$  мин) и  $^{72}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 14,1$  ч). Как показывают расчеты, при генерации нейтронных полей, приемлемых для НЗТ, и при условии циркуляции рабочего тела мишени, полная активность галлия (для типичных сценариев облучения и количества сеансов) спадает до уровня природного фона за время, не превышающее 4 сут.

### Материал и методы

В транспортных расчетах (код MCNP5 [8]) и при расчетах генерации радиоизотопов использовалась библиотека ядерных данных TENDL-2017, основанная на программе ядерных реакций TALYS-1.9 [9].

### Модернизация НЗТ-пучка

Для модернизации был выбран вариант вывода пучка с максимальным значением плотности потока на выходе [6].

Блок вывода пучка представляет собой осесимметричную сборку из цилиндрических и конических слоев и несет защитные и коллимирующие функции (конический слой из свинца), а также функции формирователя спектра, требуемого для НЗТ.

На рис. 1 представлены фрагменты блока вывода с коллимационной системой: канал, заполненный формирователем спектра (1, дифторид свинца  $\text{PbF}_2$ , выполняет также функцию гамма-фильтра); канал окружен коллиматором (2, Pb, основная функция – замедление и каналлизация нейтронов). В коллимационной системе гидрид циркония  $\text{ZrH}_{1,8}$  (3) несет функцию легкой защиты, на выходе канала борированный полиэтилен и пластинка Cd толщиной 1 мм (4) являются фильтром тепловых нейтронов.

При взаимодействии ускоренных электронов с массивной мишенью W+Ga основным каналом потери энергии является тормозное излучение. При энергиях электронов выше ~ 10 МэВ тормозные гамма-кванты, поглощаясь ядрами W и Ga, генерируют нейтроны в реакциях  $(\gamma, n)$  в области так называемого гигантского дипольного резонанса с относительно большими сечениями и выходом нейтронов (рис. 2).

Комбинированная проточная мишень представляет собой цилиндр из вольфрама с цилиндрическими каналами для теплоносителя. В данной работе расчетная конструкция мишени была модернизирована – цилиндр был заключен в сферический воль-

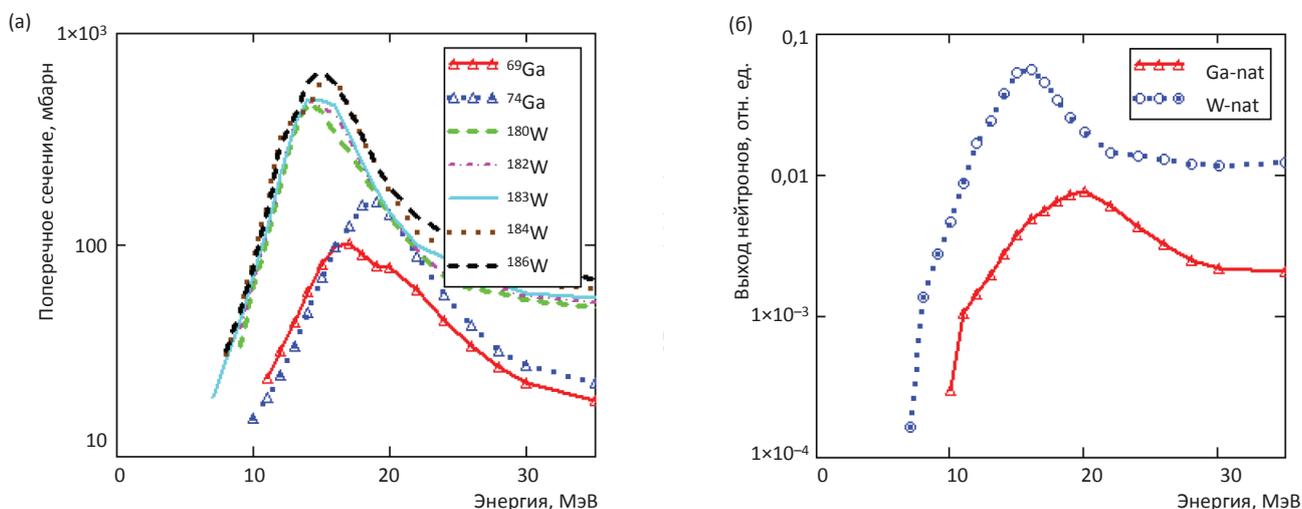


Рис. 2. (а) – полное сечение генерации нейтронов на ядрах Ga-nat и W-nat; (б) – выход нейтронов из элементов Ga и W; энергия  $E_\gamma \leq 35$  МэВ (получено с помощью библиотеки TALYS)

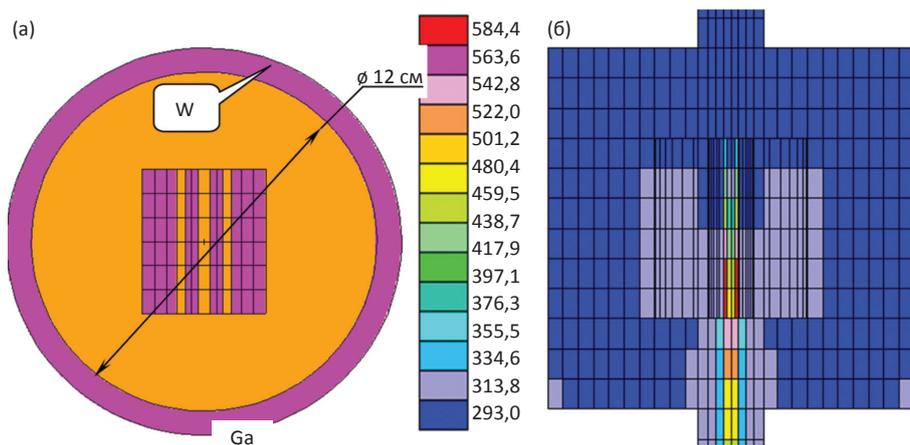


Рис. 3. Сечения модели модернизированной мишени: (а) для расчёта энерговыделения (MCNP5), (б) – для расчёта поля температуры в градусах К (код STAR-CD\*). Скорость теплоносителя 2 м/с, максимальная температура 310 °С

фрамовый корпус, заполненный теплоносителем. Термогидравлический расчет для новой конфигурации мишени проиллюстрирован на рис. 3. Отметим, что из 140 кВт мощности пучка непосредственно в мишени выделяется до 70 кВт. На рис. 3 максимальная температура теплоносителя, рассчитанная с помощью кода STAR-CD\* [10], получена для одной из возможных технологий отвода тепла.

Выполненные расчеты позволили обоснованно внести изменения в конфигурацию и материальный состав блока вывода пучка, увеличивающие безопасно для пациента главный функционал – плотность потока эпитепловых нейтронов на выходе пучка. Эти изменения состояли в следующем:

- пластина Cd на выходе канала удалена, а гидрид циркония заменен свинцом. Роль этих элементов в уменьшении потока тепловых нейтронов пренебрежимо мала: эпитепловые нейтроны, входящие в ткань, генерируют непосредственно вблизи входа обратно рассеянные тепловые нейтроны, флюенс которых значительно превышает поток тепловых нейтронов из канала;
- комбинированная проточная мишень была развернута соосно оси вывода пучка нейтронов и заключена в сферический вольфрамовый корпус, заполненный галлием. Эта мера позволила улучшить теплосъем, увеличить генерацию нейтронов и уменьшить выход «вредного» тормозного излучения из мишенного устройства.

**Производство радиоизотопов**

**Модель 1.** Для расчета производства радиоизотопов по реакции (n,γ) конический модератор из дифторида свинца был заменен тяжелой водой (см. рис. 1). Общая конфигурация блока вывода не изменяется, предполагалось облучать образцы на выходе канала. Оказалось, что существенной термализации пучка при такой глубине замедлителя (~ 0,5 м) и данной конфигурации материалов добиться не удалось: при плотности полного потока на выходе пучка  $\Phi_{tot} = 3,10 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  плотность потока тепловых нейтронов всего  $\Phi_{th} = 1,24 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . При этом в непосредственной близости к ми-

шени плотность потока тепловых нейтронов достигает  $\sim 2,5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ . При сопоставлении с плотностью потока тепловых нейтронов в активной зоне реактора становится ясной бесперспективность первой модели для производства радиоизотопов.

**Модель 2: мишень с подкритическим бустером.** На рис. 4 представлена модель, состоящая из цилиндрического бака с тяжелой водой. В центре бака находится мишень, а на периферии – подкритическая сборка  $k_{eff} < 0,90$  (сборка с таким  $k_{eff}$  требует минимального состава органов СУЗ (система органов защиты) ([11], п. 2.2.2.15)). Сборка состоит из укороченных ТВЭЛ реактора БН-600, охлаждаемых тяжелой водой. Замедлителем является также  $D_2O$ . В результате расчета получено достаточно выровненное поле нейтронов внутри бака. Максимальные значения плотности потока нейтронов  $\Phi_{tot} = 6,19 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  в непосредственной близости к мишени, максимум плотности потока тепловых нейтронов  $\Phi_{th} = 3,09 \times 10^{11} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$  отстоит от мишени на ~ 21 см. Плотность потока нейтронов выросла более чем на порядок сравнительно с результатами, полученными для первой модели. Ясно, что если увеличить до предельного для подкритической сборки значения  $k_{eff} \leq 0,98$  [11], потоковые характеристики увеличатся в ~ 50 раз относительно характеристик модели 1. Но при этом при работе придется использовать сложную СУЗ (при  $k_{eff} \leq 0,90$  СУЗ используется только на этапе пуска) и громоздкую систему теплосъема.

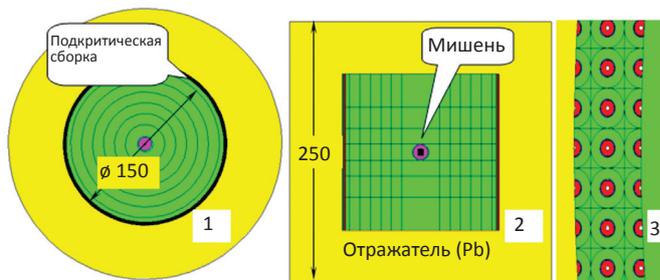


Рис. 4. Радиальное (1) и осевое (2) сечение модели 2; 3 – фрагмент радиального участка с подкритической сборкой в виде цилиндрического слоя, примыкающего к стенке. Все размеры даны в см

**Таблица 1**  
**Характеристики мишени для производства радиоизотопов по модели 3**

Материал мишени	Tl	Pb	Bi	<sup>238</sup> U	Pb + Bi (45%+55%)
R, см	1,0	0,75	0,75	0,50	0,75
H, см	1,0	0,75	1,0	1,0	1,5
Плотность, г/см <sup>3</sup>	11,843	11,342	9,79	19,05	10,6
Точка плавления, °С	304	324	271	1133	124
Выход тормозного излучения, с <sup>-1</sup>	1,29×10 <sup>17</sup>	1,32×10 <sup>17</sup>	1,34×10 <sup>17</sup>	1,25×10 <sup>17</sup>	1,33×10 <sup>17</sup>
Средняя энергия, МэВ	14,7	15,9	15,6	15,5	15,7

Возможно, в каких-то условиях производство радиоизотопов в реакции (n, γ) по модели 2 целесообразно, но конкурировать с реакторным производством не представляется возможным.

*Модель 3: реакции (γ, n) и (γ, p).* Оказалось, что это самая перспективная модель, поскольку выход тормозного излучения из мишени достаточно велик. Исследованные цилиндрические мишени были оптимизированы на максимальный выход тормозного излучения при падении пучка электронов радиусом 0,5 см на торец цилиндра (табл. 1). При выбранных параметрах пучка электронов выход тормозного излучения из оптимальных мишеней практически одинаков для всех тяжелых материалов. Оптимумы в мишенях достаточно пологи, поэтому при оптимизации габаритов мишени шаг оптимизации был принят равным 0,25 см. Средняя энергия тормозного излучения лежит в области гигантского дипольного резонанса. По технологическим соображениям в качестве мишени предпочтительна эвтектика свинец – висмут; в данном случае этот сплав будет также и теплоносителем.

Эффективность модели 3 можно показать на примере наработки <sup>99</sup>Mo тормозным излучением по реакции <sup>100</sup>Mo(γ,n)<sup>99</sup>Mo → <sup>99m</sup>Tc. Цилиндрическая мишень Pb+Bi была заключена в сферический слой материнского нуклида <sup>100</sup>Mo (рис. 5). Уравнение наработки <sup>99</sup>Mo можно записать следующим образом:

$$\frac{d\rho^{99}}{dt} = \sigma\Phi_0\rho^{100} - \lambda\rho^{99}, \tag{1}$$

где

$\rho^{99}, \rho^{100}$  – ядерная плотность (10<sup>24</sup> см<sup>-3</sup>) нарабатываемого и материнского нуклида;

$\sigma\Phi_0\rho^{100}$  – скорость (γ, n)-реакций (см<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>);

$\sigma, \Phi_0$  – векторы сечения (γ, n)-реакции (б) и плотности потока фотонов (см<sup>-2</sup>с<sup>-1</sup>) размерностью табличного представления сечения по энергии соответственно;

$\lambda$  – постоянная радиоактивного распада.

Интегрирование (1) в интервале [0 – t<sub>irr</sub>] времени облучения с учетом начального условия  $\rho^{99}(t = 0) = 0$  дает плотность нарабатываемых ядер [см<sup>-3</sup>]:

$$\rho^{99} = \sigma\Phi_0\rho^{100}(1 - \exp(-\lambda t_{irr}))/\lambda; \tag{2}$$

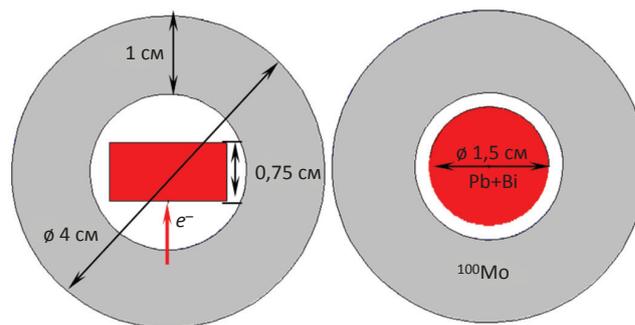


Рис. 5. Сечения сферической расчетной модели 3 для производства <sup>99</sup>Mo; стрелка показывает направление ввода электронного пучка (визуализация входного файла MCNP5)

удельная активность (Бк×см<sup>-3</sup>) наработанного <sup>99</sup>Mo  $A = \lambda\rho^{99}$  при этом:

$$A = \sigma\Phi_0\rho^{100}(1 - \exp(-\lambda t_{irr})). \tag{3}$$

Сравним наши результаты с данными для фотоядерной реакции (γ, n) в [12] при производстве <sup>99</sup>Mo на ускорителе электронов мощностью 14 кВт с энергией 40 МэВ (т. е. средний ток составляет 0,350 мА). Для высокообогащенного (96 % <sup>100</sup>Mo) образца массой 14,4 г при 24-часовой экспозиции производится активность ~ 25 Ки или 1,74 Ки/г [12]. Наши данные для такой же экспозиции – 1,78 кКи и 5,96 Ки/г при массе образца 311 г (рис. 5), среднем токе 4 мА [5] и 100 % обогащении мишени по <sup>100</sup>Mo. К сожалению, конкретная геометрия облучения в [12] недоступна. В [13] некоторая информация, относящаяся к конфигурации облучения в [12], позволяет частично восстановить данные [12].

Анализ полных сечений (γ, p)-реакций на материалах мишени и выходов протонов [9] показал, что в заданном диапазоне энергии  $E_\gamma \leq 35$  МэВ эффективность наработки радиоизотопов будет мала: и сечения, и выходы протонов на 2 порядка (и более) меньше, чем соответствующие величины для нейтронов.

## Результаты и обсуждение

### Качество пучков для НЗТ

Функционалы *in air* описывают поле излучений на выходе пучка без облучаемого фантома и упрощают задачу выбора оптимальных конфигурации и состава материалов блока вывода (без трудоемких расчетов функционалов *in phantom*). Предполагается, что если характеристики пучка «в воздухе» удовлетворяют конкретным критериям, выработанным мировым сообществом, то следует ожидать, что и функционалы «в фантоме» также будут удовлетворять требованиям НЗТ.

Для сопоставления с рассчитываемыми пучками из мишени электронного ускорителя привлекаются характеристики нейтронных пучков использованных и проектируемого реакторов для НЗТ:

- пучок FCB MIT, который является «эталонным» для НЗТ (измерения, [14]), в настоящее время выведен из эксплуатации;
- пучок эпитепловой колонны быстрого реактора ТАПИРО [15], предназначенный для применения в НЗТ (расчет подтвержден измерениями; пучок выведен из эксплуатации);
- пучок проектируемого медицинского реактора МАРС (расчет, [16]).

Базовые значения характеристик «в воздухе» для сравниваемых пучков приведены в табл. 2. Для фотонейтронов представлены данные по «лучшей» версии блока выведения из [6], модернизированной в настоящей работе (рис. 2). Собственно НЗТ-характеристики приведены в табл. 3. Из представленных данных следует сделать вывод, что по критериям «в воздухе» (или «для свободного пучка») предлагаемый фотонейтронный пучок не уступает и даже частично превосходит реакторные пучки для НЗТ. Этот вывод подтверждается рис. 6, на котором представлены спектральные характеристики нейтронов на выходе реакторных и фотоядерных пучков.

**Перечень радиоизотопов, предлагаемых к получению по модели 3**

Результаты расчета наработки некоторых применяемых радиоизотопов, генерируемых по модели 3 в той же геометрии (рис. 5) и в тех же условиях облучения, представлены в табл. 4.

**Заключение**

Предлагаемые схемы генерации фотонейтронов для НЗТ и тормозного излучения для производства радиоизотопов имеют очевидные преимущества перед реакторной генерацией. В первую очередь, это эколо-

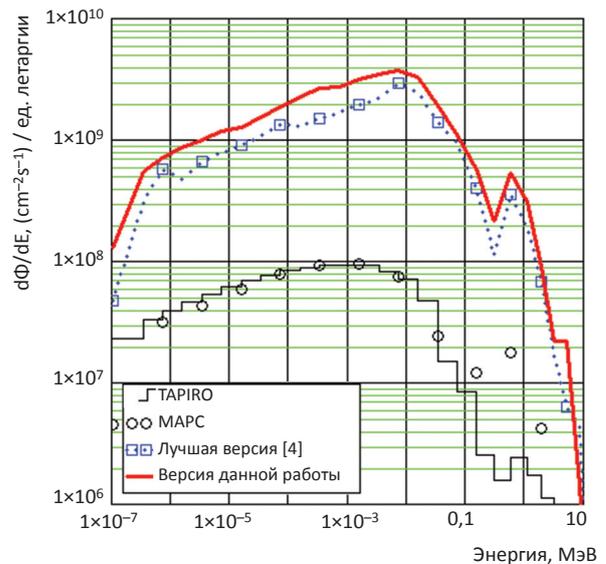


Рис. 6. Спектры нейтронов на выходе канала пучка для НЗТ

гическая чистота – активность теплоносителя падает очень быстро, продуктов деления в установке нет, а активация оборудования локализована. Кроме того, в этом случае степень радиационной и ядерной безопасности неизмеримо выше, чем при реакторной генерации. Безопасность, а также относительно небольшие габариты и масса установки двойного назначения позволяют размещать ее непосредственно в клинике. Наконец, плотность потока эпитепловых нейтронов (требуемая для НЗТ) на выходе пучка намного больше плотности потока нейтронов на выходе применявшихся и проектируемых реакторных пучков. Возможность производства радиоизотопов на той же установке в дополнение к терапевтическому пучку улучшает ее экологию и расширяет ее возможности.

Таблица 2

**Плотность полного потока, спектральные характеристики и средняя энергия нейтронов на выходе эталонного (FCB MIT), проектируемого для НЗТ (МАРС) и существовавшего (ТАПИРО) пучков реакторов в сравнении с характеристиками пучков фотонейтронов**

		$\Phi_{tot}, \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, 10^9$	$\Phi_{epi}/\Phi_{tot}, \%$	$\Phi_{fast}/\Phi_{tot}, \%$	$\Phi_{therm}/\Phi_{tot}, \%$	$E_{aver}^{\Phi}, \text{MeV}$
Значения, желательные для НЗТ		$\geq 1$	$\sim 100$	$\rightarrow 0$	$\rightarrow 0$	–
FCB MIT		4,2	данные отсутствуют			
МАРС		1,24	81,6	13,4	5,0	0,0337
ТАПИРО		1,07	73,6	6,5	20,0	0,00857
Фотонейтроны	«лучшая» версия [4]	18,5	74,9	25,1	0,014	0,0345
	данная работа	27,8	73,3	21,6	5,11	0,0325

Таблица 3

**Характеристики на выходе реакторных и фотоядерных пучков: плотность потока эпитепловых нейтронов, «отравление» пучка гамма-излучением и быстрыми нейтронами, направленность**

		$\Phi_{epi}, \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}, 10^9$	$D_{\gamma}/\Phi_{epi}, \text{sGy}\cdot\text{cm}^2, 10^{-11}$	$D_{fast}/\Phi_{epi}, \text{sGy}\cdot\text{cm}^2, 10^{-11}$	$J_{epi}/\Phi_{epi} (\text{flux-to-current})$
Значения, желательные для НЗТ		$\geq 1$	$< 2-5$	$< 2-5$	$\geq 0,7$
FCB MIT		?	1,3	4,3	0,8
МАРС		1,01	5,38	11,8	0,8
ТАПИРО		0,788	6,77	8,49	0,8
Фотонейтроны	«лучшая» версия [4]	13,9	0,0407	15,9	0,8
	данная работа	20,4	0,0262	13,4	0,8

**Таблица 4**  
**Применяемые радиоизотопы, полученные при расчёте по Модели 3 (для C, N, O и F в скобках указан материал с материнским изотопом)**

	Радиоизотоп	T <sub>1/2</sub>	Активность, Ки	Удельная активность, Ки/г
<b>Позитронные излучатели для ПЭТ</b>				
1	<sup>11</sup> C (графит)	20,39 мин	140	2,22
2	<sup>13</sup> N (BN)	9,965 мин	45,9	0,718
3	<sup>15</sup> O (Be <sup>15</sup> O)	122,24 с	104	1,17
4	<sup>18</sup> F (Li <sup>18</sup> F)	109,77 мин	313	4,05
5	<sup>38</sup> K	7,636 мин	139	5,50
6	<sup>44</sup> Sc	3,97 ч	2250	25,7
7	<sup>45</sup> Ti	184,8 мин	3310	24,9
8	<sup>49</sup> Cr	42,3 мин	3550	16,9
9	<sup>62</sup> Cu	9,673 мин	3030	11,6
10	<sup>64</sup> Cu	12,700 ч	4240	16,2
11	<sup>63</sup> Zn	38,47 мин	2090	9,97
12	<sup>65</sup> Zn	244,06 сут	20,1	0,0962
13	<sup>68</sup> Ga	67,71 мин	6140	35,4
14	<sup>78</sup> Br	6,46 мин	1820	20,0
15	<sup>80</sup> Br	17,68 мин	2480	27,3
<b>Диагностические радиоизотопы</b>				
1	<sup>51</sup> Cr	27,7025 сут	208	0,984
2	<sup>54</sup> Mn	312,12 сут	9,15	0,0433
3	<sup>74</sup> As	17,77 сут	220	1,31
4	<sup>73</sup> Se	7,15 ч	3960	28,2
5	<sup>85</sup> Sr	64,84 сут	20,6	0,277

	Радиоизотоп	T <sub>1/2</sub>	Активность, Ки	Удельная активность, Ки/г	
6	<sup>97</sup> Ru	2,9 сут	2620	7,21	
7	<sup>121</sup> Te	19,16 сут	123	0,672	
8	<sup>139</sup> Ce	137,64 сут	30,9	0,156	
9	<sup>140</sup> Pr	3,39 мин	3950	19,9	
10	<sup>153</sup> Gd	240,4 сут	10,5	0,0453	
11	<sup>157</sup> Dy	8,14 ч	6680	26,6	
12	<sup>165</sup> Er	10,36 ч	5980	22,5	
13	<sup>169</sup> Yb	32,026 сут	105	0,515	
14	<sup>203</sup> Hg	46,612 сут	106	0,266	
<b>Радиоизотопы для радионуклидной терапии</b>					
1	<sup>88</sup> Y	106,65 сут	11,9	0,0911	
2	<sup>97</sup> Ru	2,9 сут	2620	7,21	
3	<sup>103</sup> Pd	16,991 сут	126	0,359	
4	<sup>153</sup> Sm	46,50 ч	487	2,21	
5	<sup>159</sup> Gd	18,5 сут	3330	14,4	
6	<sup>169</sup> Er	9,40 сут	314	1,18	
7	<sup>186</sup> Re	3,7183 сут	5040	8,18	
8	<sup>192</sup> Ir	73,827 сут	4870	7,34	
<b>Радиоизотопы для медицинских генераторов</b>					
1	<sup>99</sup> Mo	65,94 ч	1780	5,96	
2	<sup>113</sup> Sn	115,09 сут	45,4	0,0985	
<b>Долгоживущие позитронные радионуклиды для космоса</b>					
	Радиоизотоп	T <sub>1/2</sub> , сут	Актив-ность, Ки	Удельная актив-ность, Ки/г	Средняя энергия позитронов, МэВ
1	<sup>150</sup> Eu	36,9 лет	0,0385	0,000251	0,22
2	<sup>152</sup> Eu	13,54 лет	0,528	0,00343	0,30

**СПИСОК ДИТЕРАТУРЫ**

1. Костромин С.А., Сыресин Е.М. Тенденции в ускорительной технике для адронной терапии // Письма в ЭЧАЯ. 2013. Т. 10. № 7(184). С. 1346–1375.
2. Naseri A., Mesbahi A. A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high-energy photon beams // Rep. Pract. Oncol. Radiother. 2010. Vol. 15. № 5. P. 138–144. <https://www.ncbi.nlm.nih.gov/pmc/articles/PMC3863143/pdf/main.pdf>
3. Кураченко Ю.А., Вознесенский Н.К., Говердовский А.А., Рачков В.И. Новый интенсивный источник нейтронов для медицинских приложений // Мед. физика. 2012. 2(38). С. 29–38.
4. Кураченко Ю.А. Фотонейтроны для нейтронозахватной терапии // Известия вузов. Ядерная энергетика. 2014. № 4. С. 41–51.
5. Кураченко Ю.А., Забарянский Ю.Г., Онищук Е.А. // Оптимизация мишени для производства фотонейтронов. Известия вузов. Ядерная энергетика. 2016. № 3. С. 150–162.
6. Кураченко Ю.А., Забарянский Ю.Г., Онищук Е.А. Применение фотонейтронов для лучевой терапии // Мед. радиол. и радиац. безопасность. 2017. Т. 62. № 3. С. 33–42.
7. <http://www.primaryprofile.com/Mevex-Corporation>.
8. X-5 Monte Carlo Team. MCNP – A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5. Volume I: Overview and theory. LA-UR-03-1987. 2003. 484 p.
9. Koning A., Hilaire S., Goriely S. TALYS-1.9. A nuclear reaction program. <ftp://ftp.nrg.eu/pub/www/talys/talys1.9.pdf>. 2017. 554 p.

10. STAR-CD®. CD-adapco Engineering Simulation Software – CAE and CFD Software.
11. НП-059-05: Правила ядерной безопасности подкритических стенов (ПБЯ ПКС-2005). Федеральные нормы и правила в области использования атомной энергии. М. 2005. <https://files.stroyinf.ru/Data1/47/47666/>
12. Ralph G.B., Jerry D.C., David A.P. et al. A System of <sup>99m</sup>Tc production based on distributed electron accelerators and thermal separation // Nucl. Technology. 1999. Vol. 126. P. 102–121.
13. Кулленников Э.Л., Довбня А.Н., Цымбал В.А. и соавт. Оценка наработки <sup>99</sup>Mo и <sup>99m</sup>Tc на <sup>9</sup>Be(d,n) генераторе ХФТИ // ВАНТ. 2012. №4. С. 155–159. [https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT\\_2012\\_4/article\\_2012\\_4\\_155.pdf](https://vant.kipt.kharkov.ua/ARTICLE/VANT_2012_4/article_2012_4_155.pdf).
14. Riley K.J., Binns P.J., Harling O.K. Performance characteristics of the MIT fission converter based epithermal neutron beam // Phys. Med. Biol. 2003. Vol. 48. P. 943–958.
15. Agosteo S., Foglio Para A., Gambarini G. et al. Design of neutron beams for boron neutron capture therapy in a fast reactor. In: IAEA-TECDOC-1223. 2001. P. 1–302.
16. Кураченко Ю.А. Реакторные пучки для лучевой терапии: критерии качества и расчетные технологии // Мед. физика. 2008. Т. 38. № 2. С. 20–28.

**Для цитирования:** Кураченко Ю.А., Онищук Е.А., Магусевич Е.С., Коробейников В.В. Производство фотонейтронов и радиоизотопов для медицины тормозным излучением на промышленных электронных ускорителях // Медицинская радиология и радиационная безопасность. 2019. Т. 64. № 5. С. 48–53.  
 DOI: 10.12737/1024-6177-2019-64-5-48-53