

УДК 615.849.1:536.2.023:519.688

## МОЩНЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ УСКОРИТЕЛЬ ДЛЯ ПРОИЗВОДСТВА НЕЙТРОНОВ И РАДИОИЗОТОПОВ

© 2020 г. Е. А. Онищук<sup>1,2,\*</sup>, Ю. А. Кураченко<sup>3</sup>, Е. С. Матусевич<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Обнинский институт атомной энергетики – филиал федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования “Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Обнинск, Россия

<sup>2</sup>Автономная некоммерческая организация дополнительного профессионального образования “Техническая академия Росатома”, Обнинск, Россия

<sup>3</sup>Федеральное государственное бюджетное научное учреждение “Всероссийский научно-исследовательский институт радиологии и агроэкологии”, Обнинск, Россия

\*E-mail: elenaonischuk@yandex.ru

Поступила в редакцию 18.06.2020 г.

После доработки 10.07.2020 г.

Принята к публикации 27.07.2020 г.

Исследованы возможности использования компактных линейных ускорителей электронов для производства радиоизотопов медицинского назначения и нейтронной терапии. Проведенный анализ расчетных данных плотностей потока нейтронов и гамма-квантов показывает, что производство фотонейтронов и радиоизотопов эффективно при использовании тормозного излучения, генерируемого тяжелой металлической мишенью при ее возбуждении в области энергий гигантского дипольного резонанса.

DOI: 10.31857/S0367676520110228

### ВВЕДЕНИЕ

Высокоинтенсивный источник фотонейтронов для медицинского применения рассмотрен в [1]. В [2] получена оптимальная конфигурация блока вывода пучка фотонейтронов для осуществления нейтронозахватной терапии (НЗТ), в [3, 4] изучены термогидравлика комбинированной проточной мишени (W + Ga) и возможности применения пучка для лучевой терапии. Стационарный фрагмент мишени, которым является матрица из тугоплавкого вольфрама, через которую протекает галлий, позволяет резко увеличить выход фотонейтронов по сравнению с мишенью, состоящей только из галлия. Для нормировки результатов расчета использовались данные доступного ускорителя MEVEX [5] – средний ток 4 мА при энергии электронов 35 МэВ.

Природный галлий представлен двумя изотопами:  $^{69}\text{Ga}$  (60.1%) +  $^{71}\text{Ga}$  (39.9%). Это легкоплавкий металл ( $t_{\text{пл}} = 29.8^\circ\text{C}$ ) плотностью  $5.904 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  в твердом состоянии и  $6.095 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$  в жидком. После расплавления галлий длительной время остается в жидкой фазе при комнатной температуре. При этом галлий имеет широкий диапазон температур жидкой фазы ( $\sim 2200^\circ\text{C}$ ), что обеспечивает легкое отведение радиационного энерговыделения.

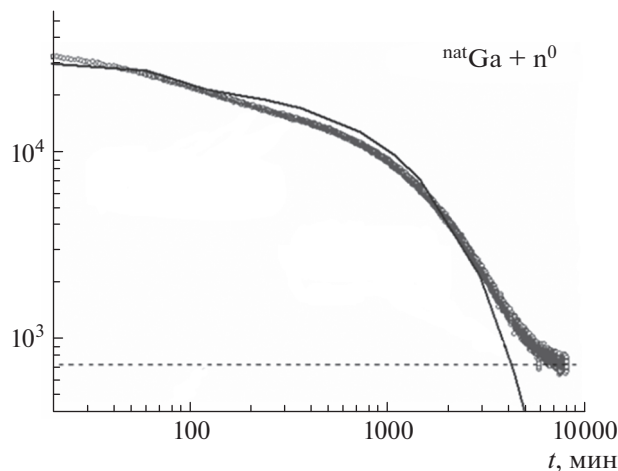
Активация природного галлия происходит путем фотореакций и реакций под действием собственных нейтронов. Основные процессы:  $^{69,71}\text{Ga}(\gamma, n)^{68,70}\text{Ga}$ ,  $^{69,71}\text{Ga}(n, 2n)^{68,70}\text{Ga}$ ,  $^{69,71}\text{Ga}(n, \gamma)^{70,72}\text{Ga}$  приводят к короткоживущим продуктам  $^{68}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 68.3$  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 спадает до уровня естественного фона за время, не превышающее 4 сут (рис. 1).

Результаты, приводимые далее, получены в расчетах транспорта излучений с использованием библиотеки ядерных данных TENDL-2014/2017, основанной на коде расчета характеристик ядерных реакций TALYS-1.9. Термогидравлика мишени была рассчитана с помощью кода STAR-CD® [6].

### 1. ГЕНЕРАЦИЯ ФОТОНЕЙТРОНОВ

#### 1.1. Модернизация НЗТ-пучка

Целью модернизации пучка было увеличить плотность потока нейтронов без ухудшения характеристик пучка, существенных для НЗТ и защиты пациента. Для модернизации был выбран вариант вывода пучка с максимальным значени-



**Рис. 1.** Спад активности галлия после типичного сценария облучения (в отн. ед.). Пунктирной линией обозначен уровень естественного фона, серой широкой линией — экспериментальные данные, черной линией — данные, полученные при расчетах.

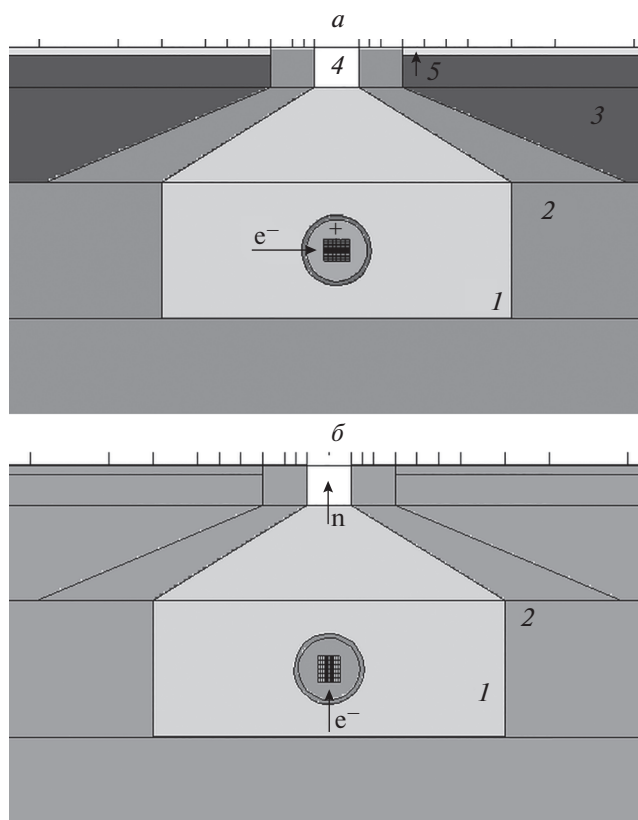
ем плотности потока на выходе [4]. На рис. 2 сопоставлены сечения оптимальной версии блока вывода пучка [4] и версии, предлагаемой в настоящей работе.

Блок вывода пучка представляет собой осесимметричную сборку из цилиндрических и конических слоев и выполняет защитные и коллимирующие функции, а также функции формирователя спектра, требуемого для НЗТ.

При взаимодействии ускоренных электронов с мишенью  $W + Ga$  основным каналом потери энергии является тормозное излучение. При энергиях электронов выше  $\sim 8-10$  МэВ тормозные гамма-кванты, поглощаясь ядрами  $W$  и  $Ga$ , генерируют нейтроны в реакциях  $(\gamma, n)$  в области энергий гигантского дипольного резонанса с относительно большими сечениями. Так, максимальные  $(\gamma, n)$  сечения на основных изотопах естественного ванадия при энергии  $\sim 15$  МэВ лежат в диапазоне 490–670 мб, для  $^{69}Ga$  и  $^{71}Ga$  — 102 мб при 17 МэВ и 160 мб при 19 МэВ соответственно.

Дополнительные расчеты дали возможность обоснованно внести изменения в конфигурацию и материальный состав блока вывода пучка, позволившие безопасно увеличить главный функционал — плотность потока эпитепловых нейтронов. Эти изменения состояли в следующем:

- пластина  $Cd$  на выходе канала была удалена, а слой гидрида циркония заменен свинцом. Роль удаленных материалов в уменьшении потока тепловых нейтронов пренебрежимо мала: эпитепловые нейтроны, входящие в ткань, генерируют вблизи входа обратнорассеянные тепловые нейтроны, интенсивность которых значительно превышает поток тепловых нейтронов из канала;



**Рис. 2.** Осевые сечения блока вывода осесимметричного пучка для НЗТ: вариант из [4] (а) и модернизированная версия (б). Представлены фрагменты блока вывода с коллимационной системой: канал, заполненный формирователем спектра (1, дифторид свинца  $PbF_2$ , выполняет также функцию гамма-фильтра); канал окружен коллиматором (2,  $Pb$ , основная функция — замедление и канализация нейтронов). В коллимационной системе гидрид циркония  $ZrH_{1.8}$  (3) несет функцию легкой защиты, на выходе канала борированный полиэтилен (4) и пластинка  $Cd$  толщиной 1 мм (5) являются фильтром тепловых нейтронов.

- 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 тормозного излучения.

### 1.2. Качество пучка для НЗТ

Качество пучка для НЗТ описываются характеристиками “in air” и “in phantom” [4]. 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, вырабо-

**Таблица 1.** Плотность потока, спектральные характеристики и средняя энергия нейтронов на выходе эталонного, существующего и проектируемого пучков реакторов в сравнении с характеристиками пучков фотонейтронов

		$\Phi_{tot}, \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}, 10^9$	$\Phi_{epi}\Phi_{tot}^{-1}, \%$	$\Phi_{fast}\Phi_{tot}^{-1}, \%$	$\Phi_{therm}\Phi_{tot}^{-1}, \%$	$E_{aver}^{\Phi}, \text{МэВ}$
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 2.** Характеристики НЗТ на выходе реакторных и фотоядерных пучков: плотность потока эпитепловых нейтронов, “отравление” пучка гамма-излучением и быстрыми нейтронами, направленность

		$\Phi_{epi}, \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}, 10^9$	$D_{\gamma}\Phi_{epi}^{-1}, \text{сГр} \cdot \text{см}^2, 10^{-11}$	$D_{fast}\Phi_{epi}^{-1}, \text{сГр} \cdot \text{см}^2, 10^{-11}$	$J_{epi}\Phi_{epi}^{-1}$ (“ток-к потоку”)
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

танном 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, существующих и проектируемого реакторов:

- пучок FCB MIT, который является “эталонным” для НЗТ (измерения, в настоящее время выведен из эксплуатации [7]);

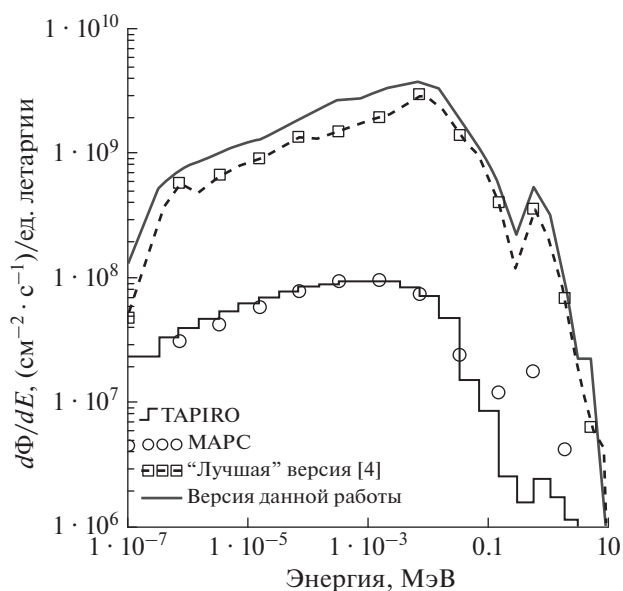
- пучок эпитепловой колонны быстрого реактора ТАПИРО [8], предназначенный для применения в НЗТ (расчет подтвержден измерениями; пучок выведен из эксплуатации);

- пучок специализированного медицинского реактора МАРС (расчет, [9]).

Базовые значения характеристик “в воздухе” для сравниваемых пучков приведены в табл. 1. Для фотонейтронов представлены данные по первичной расчетной версии [4] и обновленной ныне версии блока выведения (рис. 2). Критерии для НЗТ представлены в табл. 2. Из приведенных данных следует вывод, что по критериям “в воздухе” предлагаемый фотонейтронный пучок не уступает и даже частично превосходит характеристики реакторных пучков для НЗТ. Данный вывод подтверждается рис. 3, на котором представлены спектральные характеристики нейтронов на выходе пучка.

## 2. ГЕНЕРАЦИЯ РАДИОИЗОТОПОВ

Для задач генерации медицинских радиоизотопов была рассчитаны характеристики модельной системы, состоящей из цилиндрического бака с замедлителем – тяжелой водой  $D_2O$ . В центре бака располагается мишень, а на периферии –



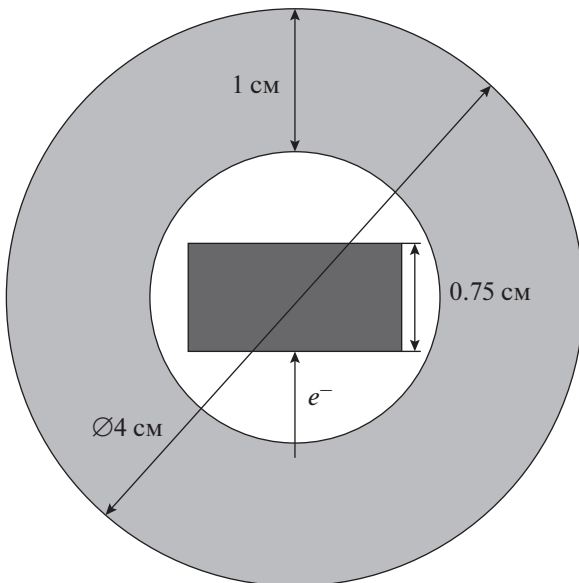
**Рис. 3.** Спектры нейтронов на выходе пучка для НЗТ.

**Таблица 3.** Характеристики мишени для производства радиоизотопов

Материал мишени	Tl	Pb	Bi	$^{238}\text{U}$	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 $\text{г} \cdot \text{см}^{-3}$	11.843	11.342	9.79	19.05	10.6
Точка плавления, $^{\circ}\text{C}$	304	324	271	1133	124
Выход тормозного излучения, $\text{с}^{-1}$	$1.29 \cdot 10^{17}$	$1.32 \cdot 10^{17}$	$1.34 \cdot 10^{17}$	$1.25 \cdot 10^{17}$	$1.33 \cdot 10^{17}$
Средняя энергия, МэВ	14.7	15.9	15.6	15.5	15.7

подкритическая сборка с  $k_{\text{eff}} \leq 0.90$ . Сборки с такой подкритичностью не требуют наличия СУЗ при работе. Сборка состоит из укороченных твэлов реактора БН-600, охлаждаемых тяжелой водой. В результате для модельной системы получено достаточно выровненное поле нейтронов внутри бака. Максимальные значения плотности потока нейтронов  $\Phi_{\text{от}} = 6.19 \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  в непосредственной близости к мишени, максимум плотности потока тепловых нейтронов  $\Phi_{\text{th}} = 3.09 \cdot 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$  отстоит от мишени на  $\sim 21$  см.

Исследованные цилиндрические мишени были оптимизированы на максимальный выход тормозного излучения при падении пучка электронов радиусом 0.5 см на торец цилиндра (табл. 3, рис. 4). Экстремумы в задачах оптимизации достаточно пологи, поэтому шаг в размерах мишени 0.25 см. При выбранных параметрах пучка электронов выход тормозного излучения из опти-



**Рис. 4.** Сечения сферической расчетной модели производства  $^{99}\text{Mo}$ . Внешний слой —  $^{100}\text{Mo}$ . Диаметр внутреннего свинцово-висмутевого цилиндра 1.5 см.

мальных мишеней практически одинаков для всех тяжелых материалов. Средняя энергия тормозного излучения лежит в области гигантского дипольного резонанса и, что весьма удачно, вблизи энергии максимальных сечений реакции  $(\gamma, n)$  для вольфрама. По технологическим соображениям в качестве мишени предпочтительна эвтектика свинец–висмут; в данном случае этот сплав будет являться и теплоносителем.

Оценим производство  $^{99}\text{Mo}$  тормозным излучением в реакции  $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ . Условная схема облучения представлена на рис. 4.

Цилиндрическая мишень Pb–Bi заключена в сферический слой материнского нуклида  $^{100}\text{Mo}$  (рис. 4). Уравнение наработки  $^{99}\text{Mo}$  можно записать следующим образом:

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

где  $\rho^{99}$ ,  $\rho^{100}$  — ядерная плотность ( $10^{24} \text{ см}^{-3}$ ) нарабатываемого и материнского изотопа;  $\sigma\Phi_0\rho^{100}$  — скорость  $(\gamma, n)$  реакций ( $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ );  $\sigma$ ,  $\Phi_0$  — групповые вектора сечения  $(\gamma, n)$  реакции (б) и плотности потока фотонов ( $\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ ) размерностью табличного представления сечения (индекс группы опущен);  $\lambda$  — постоянная распада ( $\text{с}^{-1}$ ).

Интегрирование (1) в интервале  $[0-t_{\text{irr}}]$  времени облучения с учетом начального условия  $\rho^{99}(t=0) = 0$  дает плотность наработанных ядер [ $\text{см}^{-3}$ ]:

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

При этом удельная активность [ $\text{Бк} \cdot \text{см}^{-3}$ ] наработанного изотопа  $A = \lambda\rho^{99}$ :

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

Сравним полученные результаты с данными для фотоядерной реакции  $(\gamma, n)$  в [10] при производстве  $^{99}\text{Mo}$  на ускорителе электронов мощностью 14 кВт с энергией 40 МэВ. Для высокообогащенного (96%  $^{100}\text{Mo}$ ) образца массой 14.4 г при 24-часовой экспозиции производится активность  $\sim 25$  Ки или  $1.74 \text{ Ки} \cdot \text{г}^{-1}$  [10]. Наши данные для той

же экспозиции 1.78 кКи и  $5.96 \text{ Ки} \cdot \text{г}^{-1}$  при массе образца 311 г (рис. 4), среднем токе 4 мА [5] и 100% обогащении  $^{100}\text{Mo}$ .

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Компактность современных мощных ускорителей и хорошая управляемость электронным пучком позволяют обеспечить бинарное применение тормозного излучения, генерируемого в тяжелых мишенях при энергиях гигантского дипольного резонанса, для производства нейтронов и радиоизотопов. Предлагаемая схема генерации имеет очевидные преимущества перед реакторной генерацией. В первую очередь это экологическая чистота: активность теплоносителя спадает быстро, продукты деления в установке отсутствуют, 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 установки позволяют размещать ее непосредственно в клинике. Наконец, плотность потока эпитепловых нейтронов на выходе пучка (необходимая для НЗТ) на порядок больше плотности потока нейтронов, существующих и проектируемых реакторных пучков. Высокая

эффективность генерации  $^{99}\text{Mo}$ , предшественника основного диагностического радиоизотопа  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ , улучшает экономику установки и расширяет ее возможности.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кураченко Ю.А., Вознесенский Н.К., Говердовский А.А., Рачков В.И.* // Мед. физ. 2012. № 2. С. 29.
2. *Кураченко Ю.А.* // Изв. вузов. Ядерн. энерг. 2014. № 4. С. 41.
3. *Кураченко Ю.А., Забарянский Ю.Г., Онищук Е.А.* // Изв. вузов. Ядерн. энерг. 2016. № 3. С. 150.
4. *Кураченко Ю.А., Забарянский Ю.Г., Онищук Е.А.* // Мед. радиол. рад. безопасность. 2017. № 3. С. 33.
5. [http://www.me vex.com/Brochures/Brochure\\_High\\_Energy.pdf](http://www.me vex.com/Brochures/Brochure_High_Energy.pdf).
6. *CD-adapco Engineering Simulation Software – CAE and CFD Software.*
7. *Riley K.J., Binns P.J., Harling O.K.* // Phys. Med. Biol. 2003. V. 48. P. 943.
8. *Agosteo S., Foglio Para A., Gambarini G. et al.* IAEA-TECDOC-1223, 2001. P. 1.
9. *Кураченко Ю.А.* // Мед. физ. 2008. Т. 38. № 2. С. 20.
10. *Ralph G.B., Jerry D.C., David A.P. et al.* // Nucl. Technol. 1999. V. 126. P. 102.