

ИССЛЕДОВАНИЕ  $(\gamma, \alpha)$ -РЕАКЦИЙ НА ЕСТЕСТВЕННОМ ТАНТАЛЕ

© 2023 г. М. В. Желтоножская<sup>1)\*</sup>, П. Д. Ремизов<sup>1)</sup>,  
М. В. Ленивкин<sup>1)</sup>, В. Н. Яценко<sup>2)</sup>, А. П. Черняев<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 16.06.2023 г.; после доработки 13.07.2023 г.; принята к публикации 13.07.2023 г.

В работе представлены результаты исследования выхода перспективного медицинского радиоизотопа  $^{177}\text{Lu}$  в  $(\gamma, \alpha)$ -реакциях при облучении природного тантала тормозным излучением электронов с граничными энергиями 37, 40 и 55 МэВ. Проводится сравнение экспериментальных выходов с результатами вычислений, основанных на коллективной модели ядра. Определено изомерное отношение выхода для  $^{177m}\text{Lu}$ .

DOI: 10.31857/S004400272306003X, EDN: OUTZYQ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В фотоядерных экспериментах предметом изучения обычно являются реакции с вылетом отдельных нуклонов. Исследования фотоядерных реакций с испусканием  $\alpha$ -частиц крайне малочисленны. В работе [1] для нескольких элементов с  $Z = 40\text{--}80$  относительные выходы  $(\gamma, \alpha)$ -реакций сравнивались с выходами  $(\gamma, p)$ -реакций. Выходы  $(\gamma, \alpha)$ -реакций оказались меньше примерно на два порядка. Авторы объясняют это тем, что нуклоны в ядрах некоррелированные и не объединены в квазиальфа-частицы. Чтобы испустилась  $\alpha$ -частица, она должна сначала сформироваться. Этот фактор преформирования подавляет выход  $(\gamma, \alpha)$ -реакции и уменьшается с ростом  $Z$ . Авторы указывают, что относительный выход  $(\gamma, \alpha)$ -реакции линейно зависит от  $Z$ .

В исследовании [2] значения абсолютных выходов  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на изотопах  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{207}\text{Pb}$  позволили сделать наблюдение, что при переходе от тормозного спектра с граничной энергией 21 МэВ к тормозному спектру с граничной энергией 40 МэВ выход на первых трех ядрах увеличился в 2–3 раза, в то время как на свинце выход  $\alpha$ -частиц вырос на порядок. Это свидетельствует об увеличении роли предравновесных процессов для ядер с большим  $Z$  при энергиях квазидейтронного возбуждения. Важно заметить, что теоретические расчеты выходов  $(\gamma, \alpha)$ -реакций в

рамках статистических моделей ядра с использованием программного кода TALYS оказались довольно близки к экспериментальным значениям для ядер  $^{65}\text{Cu}$ ,  $^{115}\text{In}$  и  $^{92}\text{Mo}$ . Однако для тяжелого ядра  $^{207}\text{Pb}$  зафиксированы принципиальные отличия — согласно теоретическим расчетам с использованием программного кода TALYS сечение реакции  $^{207}\text{Pb}(\gamma, \alpha)$  оказалось пренебрежимо мало, тогда как реакция наблюдалась в эксперименте.

Аналогичные расхождения между расчетами с использованием TALYS и экспериментальными результатами для  $(\gamma, \alpha)$ -реакций наблюдались и на других тяжелых ядрах, таких как изотопы тантала и вольфрама [3]. Теоретические оценки средневзвешенных сечений этих реакций для граничных энергий тормозного излучения 40 и 55.5 МэВ с использованием программного кода TALYS оказались для тантала и вольфрама равными около  $10^{-3}$  мкбн. Эти оценки отличались от экспериментальных значений на три порядка. Результаты авторами интерпретировались по полупрямому механизму: испускание кластера происходит до формирования кулоновского барьера, который образуется за время  $10^{-18}\text{--}10^{-19}$  с [4] и затрудняет испускание заряженных частиц. Остаточное ядро распадается по статистическим законам. Поэтому дальнейшее изучение фотоядерных реакций с испусканием  $\alpha$ -частиц важно для исследования внутренней структуры этого квантового объекта и механизмов распада его возбужденных состояний.

Кроме того, исследование выхода реакций с испусканием  $\alpha$ -частиц на тантале имеет и большое прикладное значение, так как открываются новые возможности по получению перспективного медицинского изотопа  $^{177}\text{Lu}$ , который обладает высоким потенциалом для применения в радионуклидной терапии благодаря своим ядерно-

<sup>1)</sup>Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

<sup>2)</sup>ФГБУ ГНЦ ФМБЦ имени А.И. Бурназяна ФМБА России, Москва, Россия.

\*E-mail: zhelton@yandex.ru

физическим характеристикам. Период полураспада 6.7 сут является оптимальным для выведения радиофармпрепарата с  $^{177}\text{Lu}$  из крови с последующим накоплением в патологических очагах. Кроме этого, он испускает  $\beta$ -частицы низкой и средней энергии 176 (12.2%), 380 (9.1%), 498 кэВ (79.3%), что соответствует пробегу в мягких тканях до  $\sim 2.5$  мм и позволяет локализовать дозу в малой области вокруг патологического очага, не создавая дополнительную дозовую нагрузку на окружающие здоровые ткани [5]. Другой важной особенностью этого радиоизотопа является наличие  $\gamma$ -переходов с энергиями 71.65 (0.15%), 112.95 (6.40%), 208.37 (11.1%), 249.7 (0.212%), 321.3 кэВ (0.219%), сопровождающих его радиоактивный распад. Испускание  $\gamma$ -квантов низкой энергии позволяет визуализировать его распределение и кинетику выведения методами сцинтиграфии или однофотонной эмиссионной компьютерной томографии, а также позволяет проводить дозиметрию до и в процессе лечения [6].

В настоящее время наиболее распространенными способами получения  $^{177}\text{Lu}$  является получение в реакторах из мишеней лютетия, обогащенного по  $^{176}\text{Lu}$  (82%), в реакции  $^{176}\text{Lu}(n, \gamma)^{177}\text{Lu}$  и из мишеней иттербия, обогащенных по  $^{176}\text{Yb}$  (95%), в реакции  $^{176}\text{Yb}(n, \gamma)^{177}\text{Yb}$  с последующим распадом  $^{177}\text{Yb}$  на дочерний  $^{177}\text{Lu}$  [7]. В первом случае максимально достижимая удельная активность препарата составляет только 25%, во втором случае необходимы сложные процедуры радиохимического выделения  $^{177}\text{Lu}$  из иттербиевых мишеней при соотношении лутетий—иттербий 1 : 100—1 : 10 000.

Использование реакций с вылетом заряженных частиц открывает новые возможности для получения перспективных медицинских изотопов. Получение радионуклидов на ускорителях электронов намного экономичнее и технологически проще по сравнению с реакторами и циклотронами. Однако использование  $(\gamma, n)$ -реакции как реакции с наибольшим сечением во многих случаях мало перспективно из-за сложности радиохимического отделения целевого радионуклида от нуклида облучаемой мишени, так как они являются изотопами одного и того же химического элемента. В настоящей работе представлены результаты исследования  $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$  реакции на естественном тантале под действием тормозного излучения различной энергии.

## 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ

В качестве источников тормозного излучения были использованы ускорители электронов с энергией пучка 37, 40 и 55.5 МэВ. В экспериментах

Поток тормозного излучения

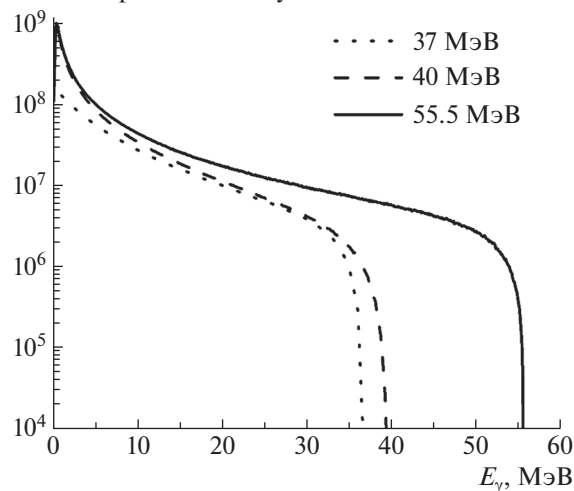


Рис. 1. Спектры тормозного излучения 37, 40 и 55.5 МэВ, смоделированные в программном коде GEANT4.

облучались фольги из естественного тантала толщиной 20 мкм.

Облучение тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 37 и 40 МэВ было проведено на ускорителе ЛИНАК-200 (ОИЯИ) с тормозной мишенью из свинца толщиной 3 мм. Источником тормозного излучения 55.5 МэВ служил разрезной микротрон НИИЯФ МГУ [8] с танталовой мишенью толщиной 2.1 мм. Тормозные спектры этих ускорителей (см. рис. 1) были смоделированы с помощью программного кода GEANT4 [9] с шагом 0.1 МэВ.

Время облучения составляло от 40 до 80 мин. Облученные мишени измерялись на полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия с разрешением 1.8 кэВ по  $\gamma$ -линии 1332 кэВ  $^{60}\text{Co}$ . Калибровка по эффективности детекторов производилась с использованием стандартных эталонных источников  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{182}\text{Ta}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ . Измерения спектров проводились с паузой от 10 до 30 сут, для того чтобы выделить вклад  $^{177}\text{Ta}$ , образующегося в  $(\gamma, 4n)$ -реакции. Обработка  $\gamma$ -спектров производилась с использованием программного кода Winspectrum [10].

Хотя выходы исследуемых реакций на порядки меньше выходов реакций  $(\gamma, n)$  и  $(\gamma, p)$ , для набора достаточной статистики в интересующих пиках измерения спектров проводились в течение времени порядка одной недели. Это позволило четко выделить  $\gamma$ -переходы ядер  $^{177}\text{Ta}$  и  $^{177}\text{Lu}$  относительно фона и с высокой точностью рассчитать выходы этих изотопов. Фрагменты  $\gamma$ -спектра мишени тантала, облученной при граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ, приведены на рис. 2.

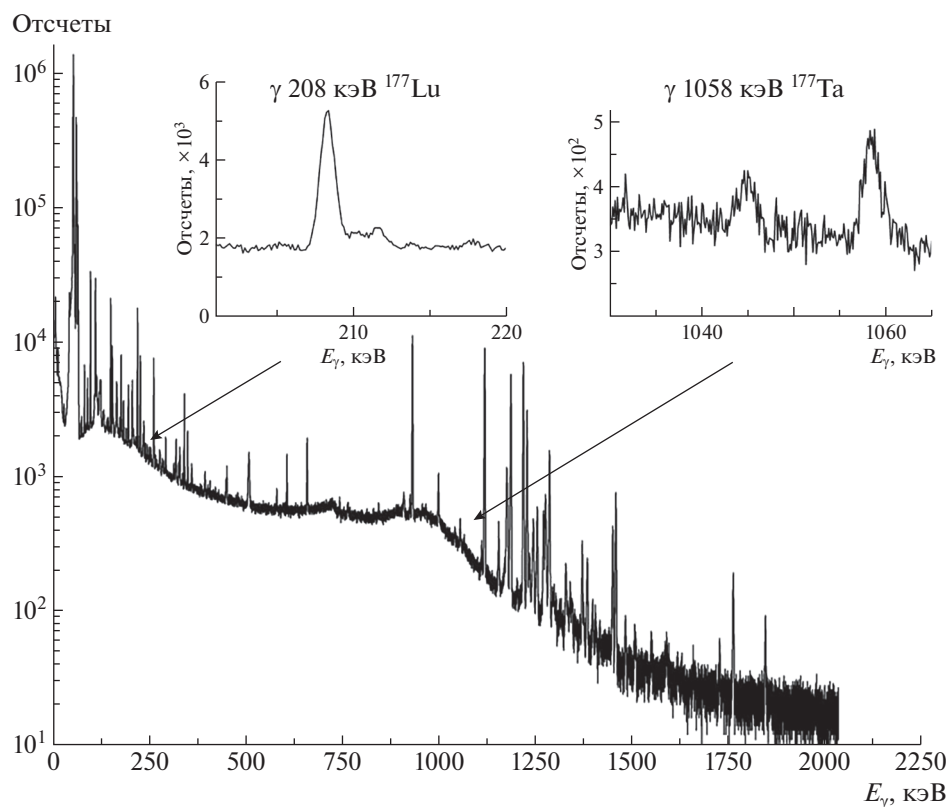


Рис. 2. Фрагменты  $\gamma$ -спектра облученной мишени тантала при граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ.

При расчете выходов реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$  при энергиях тормозного излучения 55 МэВ важно учитывать вклад  $^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Lu}$ -реакции, так как сечение этой реакции на три порядка больше сечения  $(\gamma, \alpha)$ -реакции, несмотря на то, что квантовый выход  $\gamma$ -излучения 208 кэВ  $^{177}\text{Ta}$  на порядок меньше, чем  $^{177}\text{Lu}$ . Поэтому основные измерения проводились через месяц после облучения. Активность  $^{177}\text{Lu}$  при этом уменьшилась в 20 раз, а активность  $^{177}\text{Ta}$  — в 600 раз. Также проводились измерения по периоду полураспада для того, чтобы выделить вклад  $(\gamma, \alpha)$ -реакции в  $\gamma$ -линию 208 кэВ. Контроль вклада  $^{177}\text{Lu}$  проводился по  $\gamma$ -линии 1058 кэВ  $^{177}\text{Ta}$  (квантовый выход 0.29%), см. рис. 2. Аналогичные исследования были проведены для тормозного излучения с граничной энергией 37 и 40 МэВ. При таких энергиях из-за порога  $(\gamma, 4n)$ -реакции, равного 29 МэВ, относительный выход  $\gamma$ -квантов  $^{177}\text{Lu}$  уменьшается на порядок для граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ, что позволяет проводить измерения с меньшей паузой.

Для определения средневзвешенного выхода  $(\gamma, \alpha)$ -реакции необходимо знать величину интегрального потока тормозного излучения на мишенях. В качестве мониторинговой реакции была

выбрана  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ . Кроме того, что это хорошо изученная реакция в широком диапазоне энергий тормозного излучения [11], это — внутренняя реакция для мишеней тантала. Для получения потока определялись интенсивности  $\gamma$ -линий 93.3 и 103.6 кэВ, сопровождающие распад  $^{180}\text{Ta}$ , и средневзвешенный выход реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ . Этот выход определялся в результате свертки табличных значений сечения этой реакции для монохроматических  $\gamma$ -квантов с шагом 0.1 МэВ с относительными величинами моделированного в GEANT4 [9] спектра тормозного излучения (см. рис. 1) по формуле

$$Y^{\text{ср}} = \frac{\sum \sigma_i \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{max}})}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{max}})}, \quad (1)$$

где  $Y^{\text{ср}}$  — средневзвешенный по потоку тормозного излучения выход реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  (мбн);  $\sigma_i$  — расчетные значения сечений реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  для монохроматического  $\gamma$ -излучения;  $\varphi_i$  — весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре. Суммирование производилось от энергетического порога реакции до граничной энергии излучения. Теоретические сечения реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  до энергии фотонов 55.5 МэВ рассчитывались нами с помощью программного кода

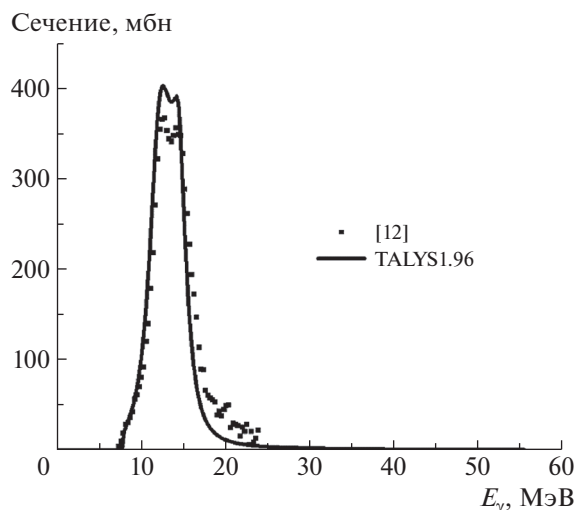


Рис. 3. Функция возбуждения  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$  из [12], рассчитанная с помощью программного кода TALYS1.96 до энергии монохроматического  $\gamma$ -излучения 55.5 МэВ.

TALYS1.96 и хорошо согласуются с известными экспериментальными данными (рис. 3). Геометрия мишеней учитывается в самом программном коде GEANT4, т.е. учитывается ослабление потока для низкоэнергетических тормозных фотонов. В нашем случае этими поправками можно пренебречь вследствие высоких пороговых энергий тормозных фотонов для мониторинг реакции.

После этого рассчитывались потоки тормозных  $\gamma$ -квантов по формуле,  $n_\gamma/(\text{см}^2 \text{ с})$  [13]:

$$F = \frac{S\lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}})e^{-\lambda t_{\text{охл}}}(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})\xi k \eta Y_{\text{мон}}^{\text{ср}} N_A m p}, \quad (2)$$

где  $S$  — площади фотопиков, соответствующих распаду  $^{180}\text{Ta}$ ;  $\eta$  — квантовые выходы  $\gamma$ -квантов при распаде  $^{180}\text{Ta}$ ;  $\xi$  — эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, сопровождающих распад ядер  $^{180}\text{Ta}$ ;  $t_{\text{обл}}$ ,  $t_{\text{охл}}$ ,  $t_{\text{изм}}$  — времена облучения, охлаждения и измерения соответственно (с);  $k$  — коэффициенты самопоглощения  $\gamma$ -квантов распада. Они рассчитывались после моделирования реальных облучаемых мишеней в программном коде MCNP [14]. Была рассчитана эффективность регистрации нужных  $\gamma$ -линий для точечной ( $\varepsilon_{\text{т}}$ ) и реальной ( $\varepsilon_{\text{р}}$ ) мишеней, и введена поправка на самопоглощение  $k = \varepsilon_{\text{р}}/\varepsilon_{\text{т}}$ . При этом эффективность регистрации для точечной мишени совпадала с экспериментальной, полученной с помощью калибровочных точечных источников;  $p$  — абсолютное содержание  $^{181}\text{Ta}$  в естественной смеси;  $N_A = 6.02 \times 10^{23}$  — число Авогадро;  $Y_{\text{мон}}^{\text{ср}}$  — средневзвешенный по потоку тормозного

излучения выход реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ , рассчитанный согласно (1) (бн);  $m$  — масса мишеней тантала на единицу площади ( $\text{г}/\text{см}^2$ );  $A = 181$  — массовое число атомов изотопов тантала;  $\lambda$  — постоянная распада  $^{180}\text{Ta}$  ( $\text{с}^{-1}$ ). Величины  $\lambda$ ,  $\alpha$ ,  $A$ ,  $p$  были взяты из [15];  $S$  — из экспериментальных  $\gamma$ -спектров, а  $\xi$  — из калибровочных кривых, дополнительно проверенных с помощью моделирования с использованием программного кода GEANT4.

Далее аналогично по формуле (2), используя эти данные и поправки на разницу энергетических порогов исследуемых реакций и реакции на мониторах, рассчитывалось средневзвешенное по потоку тормозного излучения сечение  $(\gamma, \alpha)$ -реакции  $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$  при  $E^{\text{max}} = 37, 40$  и 55.5 МэВ. Результаты приведены в табл. 1.

Статистическая погрешность в наших измерениях составила менее 5%. В то же время моделирование спектра тормозных  $\gamma$ -квантов достаточно сложная задача, так как при облучении использовались разные по размерам и массам сборки. Наша оценка погрешности за счет формы тормозного  $\gamma$ -спектра составила около 10%. Для оценки систематической погрешности измерения проводились на разных спектрометрах, в таблице указана общая погрешность.

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Полученные экспериментальные сечения реакций сравнивались с теоретическими, полученными в рамках программного кода TALYS1.96, который использует “традиционный” статистический подход к расчету сечений фотоядерных реакций: комбинацию испарительного и экситонного предравновесного механизмов распада составных ядер (табл. 1).

Выход  $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$  при энергии тормозного излучения 40 МэВ в пределах погрешности измерений совпадает с результатами для энергии тормозного излучения 37 МэВ ( $14.0 \pm 2.5$  мбн). В табл. 2 приведены выполненные нами расчеты выходов изученных реакций для разных моделей плотности уровней. Как видно, для граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ величина расхождения экспериментальных значений с наиболее близкими по значению теоретическими расчетами с учетом микроскопических плотностей уровней составляет не менее порядка. На наш взгляд, это указывает на доминирующую роль полупрямых процессов, что отмечалось в работе [3]. Для того чтобы проверить возможные систематические ошибки, для граничной энергии тормозного излучения 55.5 МэВ нами был также измерен выход  $^{177}\text{Lu}$  в  $(\gamma, 4n)$ -реакции. Он оказался равным  $6.5 \pm 0.6$  мбн. Эта величина хорошо коррелирует с

**Таблица 1.** Экспериментальные и теоретические значения средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходов изученных реакций

| Реакция                                                                  | Энергия тормозного излучения, МэВ | $Y_{\text{эксп}}^{\text{ср}}$ | $Y_{\text{TALYS}}^{\text{ср}}$ |
|--------------------------------------------------------------------------|-----------------------------------|-------------------------------|--------------------------------|
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$                         | 37                                | $13.8 \pm 1.4$ мкбн           | 0.001 мкбн                     |
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$                         | 55.5                              | $3.4 \pm 0.4$ мкбн            | 0.007 мкбн                     |
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, 4n)^{177}\text{Ta} \rightarrow ^{177}\text{Lu}$ | 55.5                              | $6.5 \pm 0.6$ мбн             | 8.9 мбн                        |

**Таблица 2.** Сравнение теоретических средневзвешенных по потоку выходов (мкбн), полученных путем свертки значений TALYS1.96, различных моделей плотности уровней со спектрами тормозного излучения

| Реакция                                          | $E$ , МэВ | Модели TALYS     |                  |                  |                   |                   |                     |
|--------------------------------------------------|-----------|------------------|------------------|------------------|-------------------|-------------------|---------------------|
|                                                  |           | ПТМ <sup>1</sup> | МОС <sup>2</sup> | ОСМ <sup>3</sup> | СХФБ <sup>4</sup> | ГХФБ <sup>5</sup> | ТЗГХФБ <sup>6</sup> |
| $^{181}\text{Ta}(\gamma, \alpha)^{177}\text{Lu}$ | 37        | 0.0008           | 0.101            | 0.067            | 0.162             | 0.230             | 1.361               |
|                                                  | 40        | 0.0005           | 0.064            | 0.039            | 0.089             | 0.134             | 0.801               |
|                                                  | 55.5      | 0.0067           | 0.089            | 0.058            | 0.127             | 0.192             | 1.104               |

<sup>1</sup> Модель ферми-газа с постоянной температурой [17].<sup>2</sup> Модель ферми-газа с обратным смещением [18].<sup>3</sup> Обобщенная сверхтекучая модель ядра [19].<sup>4</sup> Таблицы Скирма–Хартри–Фока–Боголюбова [20].<sup>5</sup> Таблицы Горни–Хартри–Фока–Боголюбова [21].<sup>6</sup> Таблицы температурозависимых уровней Горни–Хартри–Фока–Боголюбова [22].

ранее проведенными измерениями [16], где она оказалась равной  $6.1 \pm 0.9$  мбн.

Отметим, что величина изомерного отношения выхода для  $^{177\text{mg}}\text{Lu}$  для граничной энергии тормозного излучения 37 МэВ оказалась равной 0.026 (3) и она неплохо описывается программным кодом TALYS1.96 (0.030). В общем, это не удивительно, так как величина изомерного отношения в первую очередь зависит от плотности уровней, а для прямых реакций — от фотонной силовой функции, которая в конечном итоге тоже определяется плотностью уровней. Поэтому изомерные отношения нечувствительны к соотношению прямых и статистических процессов.

Аналогичные исследования проводились и в работе [1], в которой изучались  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на  $^{181}\text{Ta}$  при граничной энергии тормозного излучения 23 МэВ и выход этой реакции был оценен, как равный 0.7 мкбн. В теоретических расчетах с использованием программного кода TALYS1.96  $(\gamma, \alpha)$ -реакция наблюдается с 8.5 МэВ, что опять-таки, на наш взгляд, указывает на значительную роль полупрямых процессов.

Нами исследовались  $(\gamma, p)$ -реакции на  $^{178}\text{Hf}$  при энергии тормозного излучения 55.5 МэВ, и было получено, что выход реакции  $Y^{\text{ср}} = 800 \pm 40$  мкбн.

Это соотношение, в общем-то, вписывается в систематику, выполненную в работе [1]. Но при таких энергиях тормозного излучения роль порога реакции незначительна. Да и роль коэффициента преформирования  $\alpha$ -частицы также не очень ясна.

Как уже отмечалось во Введении, выход  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на  $^{181}\text{Ta}$  имеет и большое прикладное значение. В этой реакции образуется  $^{177}\text{Lu}$ , перспективный медицинский источник для ядерной медицины. В предыдущих работах показаны определенные перспективы в наработке  $^{177}\text{Lu}$  при облучении мишеней естественного гафния [23]. При сравнении средневзвешенных по потоку тормозного излучения выходов  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на  $^{181}\text{Ta}$  и  $(\gamma, p)$ -реакции на  $^{178}\text{Hf}$  видно, что при облучении мишеней естественного гафния выход на порядок больше. Однако и в том, и в другом случае необходимо проводить радиохимические процедуры выделения  $^{177}\text{Lu}$  из облученных мишеней, и использование танталовых мишеней может оказаться более эффективным в виде того, что естественный тантал, в отличие от гафния, является моноизотопом. Однако окончательные выводы об эффективности использования  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на  $^{181}\text{Ta}$  для производства  $^{177}\text{Lu}$  можно сделать после анализа всех факторов на этапе разработки технологии.

## 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Впервые получены экспериментальные средневзвешенные сечения  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на тантале для нескольких энергий тормозного излучения. Сравнение с вычислениями, основанными на коллективной модели ядра, свидетельствует о нестатистическом механизме протекания указанных реакций. Обсуждается перспективность использования  $(\gamma, \alpha)$ -реакции на  $^{181}\text{Ta}$  для получения перспективного медицинского изотопа  $^{177}\text{Lu}$ . Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда (проект № 22-22-20119).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. А. Карамян, ЯФ **77**, 1496 (2014) [S. A. Karamian, Phys. At. Nucl. **77**, 1429 (2014)].
2. А. Р. Балабекян, Н. А. Демекхина, Е. Мелян, А. А. Алектсаян, С. Амirkhanyan, Н. Гуканян, Т. Котанян, and А. С. Накобян, J. Contemp. Phys. (Armen. Acad. Sci.) **55**, 1 (2020).
3. В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, А. В. Саврасов, А. П. Черняев, В. Н. Яценко, Письма в ЭЧАЯ **18**, 255 (2021) [V. A. Zheltonozhsky, M. V. Zheltonozhskaya, A. V. Savrasov, A. P. Chernyaev, and V. N. Iatsenko, Phys. Part. Nucl. Lett. **18**, 319 (2021)].
4. Н. Morinaga, Phys. Rev. **97**, 444 (1955).
5. S. Patra, R. Chakravarty, K. Singh, K. V. Vimalnath, and S. Chakraborty, Chem. Engin. J. Adv. **14**, 100444 (2023).
6. M. I. del Olmo-García, S. Prado-Wohlwend, P. Bello, A. Segura, and J. F. Merino-Torres, Cancers (Basel) **14**, 584 (2022).
7. A. Dash, M. R. A. Pillai, and F. F. Knapp, Jr., Nucl. Med. Mol. Imag. **49**, 85 (2015).
8. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, А. Н. Каманин, Н. И. Пахомов, В. В. Ханкин, В. И. Шведун, Н. В. Шведун, Е. Е. Журавлев, А. И. Карев, Н. П. Собенин, ПТЭ, № 2, 20 (2018) [A. N. Ermakov, B. S. Ishkhanov, A. N. Kamanin, N. I. Pakhomov, V. V. Khankin, V. I. Shvedunov, N. V. Shvedunov, E. E. Zhuravlev, A. I. Karev, and N. P. Sobenin, Instrum. Exp. Tech. **61**, 173 (2018)].
9. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, et al., Nucl. Instrum. Methods A **506**, 250 (2003).
10. М. В. Желтоножская, В. А. Желтоножский, Д. Е. Мызников, А. Н. Никитин, Н. В. Стрильчук, В. П. Хоменков, Изв. РАН. Сер. физ. **85**, 1446 (2021) [M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, D. E. Myznikov, N. V. Strilchuk, V. P. Khomenkov, and A. N. Nikitin, Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **85**, 1122 (2021)].
11. О. S. Deiev, I. S. Timchenko, S. N. Olejnik, V. A. Kushnir, V. V. Mytrochenko, and S. A. Perezhogin, Phys. Rev. C **106**, 024617 (2022).
12. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, Atlas of Giant Dipole Resonances (IAEA Nuclear Data Section, Vienna, 1999).
13. V. A. Zheltonozhsky and A. M. Savrasov, Nucl. Instrum. Methods B **456**, 116 (2019).
14. J. F. Briesmeister, MCNP-A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Report LA-12625-M (Los Alamos, 1993).
15. R. B. Firestone et al., Table of Isotopes, 8th ed., Ed. by V. S. Shirley, C. M. Baglin, and S. Y. F. Chu (Hungary, 1997).
16. В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, А. В. Саврасов, А. П. Черняев, С. В. Варзарь, В. В. Кобец, Письма в ЭЧАЯ **18**, 249 (2021) [V. A. Zheltonozhsky, M. V. Zheltonozhskaya, A. V. Savrasov, A. P. Chernyaev, S. V. Varzar, and V. V. Kobets, Phys. Part. Nucl. Lett. **18**, 315 (2021)].
17. A. Gilbert and A. G. W. Cameron, Can. J. Phys. **43**, 1446 (1965).
18. W. Dilg, W. Schantl, H. Vonach, and M. Uhl, Nucl. Phys. A **217**, 269 (1973).
19. А. В. Игнатюк, К. К. Истеков, Г. Н. Смиренин, ЯФ **29**, 875 (1979) [Sov. J. Nucl. Phys. **29**, 450 (1979)].
20. S. Goriely, F. Tondeur, and J. M. Pearson, At. Data Nucl. Data Tables **77**, 311 (2001).
21. S. Goriely, S. Hilaire, and A. J. Koning, Phys. Rev. C **78**, 064307 (2008).
22. S. Hilaire, M. Girod, S. Goriely, and A. J. Koning, Phys. Rev. C **86**, 064317 (2012).
23. V. A. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov, M. V. Zheltonozhskaya, and A. P. Chernyaev, Nucl. Instrum. Methods B **476**, 68 (2020).

INVESTIGATION OF  $(\gamma, \alpha)$ -REACTIONS ON NATURAL TANTALUM

M. V. Zheltonozhskaya<sup>1)</sup>, P. D. Remizov<sup>1)</sup>, M. V. Lenivkin<sup>1)</sup>, V. N. Iatsenko<sup>2)</sup>, A. P. Chernyaev<sup>1)</sup>

<sup>1)</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

<sup>2)</sup>A. I. Burnazyan FSBI SSC FMBC FMBA of Russia, Moscow, Russia

The study presents the results of the yield analysis of a promising medical radioisotope  $^{177}\text{Lu}$  in  $(\gamma, \alpha)$  reactions upon irradiation of natural tantalum with electron bremsstrahlung with boundary energies of 37, 40, and 55 MeV. The experimental yields are compared with the results of calculations based on the collective model of the nucleus. The isomeric ratio of the yield for  $^{177m}\text{Lu}$  was determined.