

УДК 539.163

ФОТОПРОТОННЫЕ РЕАКЦИИ НА МОЛИБДЕНЕ

© 2023 г. П. Д. Ремизов^{1, *}, М. В. Желтоножская¹, А. П. Черняев¹, С. А. Золотов¹, В. Н. Яценко²

¹Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования
“Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова”, Москва, Россия

²Федеральное государственное бюджетное учреждение
“Государственный научный центр Российской Федерации – Федеральный медицинский биофизический центр
имени А.И. Бурназяна Федерального медико-биологического агентства России, Москва, Россия

*E-mail: pd.remizov@physics.msu.ru

Поступила в редакцию 28.02.2023 г.

После доработки 24.03.2023 г.

Принята к публикации 28.04.2023 г.

Измерен выход (γ, p)-реакций для тормозных γ -квантов с граничными энергиями 20, 40 и 55 МэВ на мишенях из природной смеси изотопов молибдена. Эксперименты выполнены путем измерения активности образующихся изотопов $^{91m, 95m, 96, 97}\text{Nb}$. Измерены средневзвешенные выходы указанных изотопов в (γ, p)-реакциях на изотопах молибдена, впервые получены данные для энергий пучка 40 и 55 МэВ. Экспериментальные значения сравниваются с теоретическими выходами, рассчитанными с помощью программного кода TALYS 1.96 и метода учета изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса.

DOI: 10.31857/S036767652370196X, EDN: ZBBHSW

ВВЕДЕНИЕ

Возбуждение коллективных степеней свободы ядра считается основным механизмом фотоядерных реакций на средних и тяжелых ядрах ($A > 50$) для фотонов с энергиями 10–30 МэВ [1]. Распаду возбужденных состояний ядра соответствуют экситонная [2] и испарительная [3] модели. На их основе программный код TALYS [4] рассчитывает сечения фотоядерных реакций. В настоящее время он часто используется для анализа различных ядерных реакций, однако предсказываемые им выходы фотопротонных реакций оказываются в разы ниже экспериментальных значений для средних ядер [5] и на порядок — для тяжелых [6]. Это различие объясняется влиянием прямого канала испускания протона. Вклад этого канала в общее сечение реакции (γ, p) сопоставим со вкладом статистического канала для ядер с $Z \sim 50$ и становится доминирующим для более тяжелых ядер [7, 8]. Расчеты классических прямых реакций показывают, что для ядер с $A \geq 90$ их вклад незначителен. Поэтому рассматривается полупрямой механизм, при котором протон испускается по прямому каналу, а остаточное ядро распадается по статистическим законам [9]. При таком представлении для вылета протона нет препятствия в виде кулоновского барьера, так как он не успевает сформироваться. Однако при этом происходит расщепление гигантского дипольного резонанса (ГДР) [1]. Хорошо видно из формулы

Вайцеккера, что в этом случае все энергии состояний ядра ($N + 1, Z - 1$) будут сдвинуты вверх относительно состояний ядра (N, Z) за счет энергии симметрии, т.е. прямое испускание протона будет происходить по механизму изоспинового расщепления.

Исследования выходов фотопротонных реакций на молибдене ранее проводились фотоактивным методом. Масумото и др. [10] измеряли выходы реакций $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ и $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ для энергий 30, 40, 50, 58 и 68 МэВ, используя мониторинговую реакцию $^{65}\text{Cu}(\gamma, n)^{64}\text{Cu}$. Общие значения сечений этой реакции были пересмотрены [11], поэтому полученные с ее помощью значения нуждаются в уточнении.

В работах [12–14] природный молибден облучался тормозным гамма-излучением с несколькими верхними границами (19.5, 29.1, 55.6 и 67.7 МэВ). Измерялись выходы различных фотоядерных реакций относительно реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$. Экспериментальные данные сравнивались с теоретическими, рассчитанными на основе Комбинированной модели фотонуклонных реакций (КМФР) [15]. В случаях реакций (γ, p) расчеты в рамках КМФР часто имели отличие от экспериментальных результатов (иногда двукратное). Для ^{92}Mo наблюдался повышенный выход фотопротонов. Этот эффект интерпретировался на основе оболочечной структуры ядра.

Изомерные отношения реакций $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}\text{Nb}$ были получены в работе [16] для граничных энергий фотонов 25 и 30 МэВ. Изомерное отношение $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}\text{Nb}$ для тормозного излучения электронов с энергией 24 МэВ также измерялось в работе [17], где на микротроне облучалась обогащенная мишень ^{98}Mo с обогащением выше 95%. В исследовании [18] природный молибден облучался тормозным излучением с граничной энергией 20, 21, 22, 24 и 25 МэВ, и при всех указанных энергиях изомерное отношение $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}\text{Nb}$ составило 0.7 ± 0.3 .

Изомерные отношения реакций $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97m}\text{Nb}$ были измерены с шагом 1 МэВ в области энергий 14–25 МэВ в работах [19, 20]. Источником тормозного излучения с шагом 1 МэВ служил микротрон МТ-25. Облучался молибденовый диск с чистотой 99.99% и массой 0.1997 г. Полученные изомерные отношения сравнивались с результатами аналогичных работ, указанных выше.

Также (γ, p) реакции были изучены в работе [21] для изотопов молибдена и циркония при облучении мишеней тормозным излучением ускорителя электронов с энергией 20 МэВ. Сравнение средневзвешенных выходов с теоретическими продемонстрировало доминирование полупрямых реакций. Представляет интерес исследование парциального вклада статистического и полупрямого каналов для (γ, p) -реакций при различных граничных энергиях тормозного спектра. С этой целью мы произвели облучение мишеней из молибдена на ускорителе с энергией электронов 20 МэВ, что позволило сравнить результаты нашего эксперимента с результатами других авторов, а также получили средневзвешенные выходы фотопротонных реакций на изотопах молибдена для тормозного излучения с граничными энергиями 40 и 55 МэВ.

МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

В экспериментах облучались мишени из природной смеси изотопов молибдена цилиндрической формы или в форме пластинок массами 0.006, 0.007, 0.044 и 1.68 г. Источниками тормозного гамма-излучения служили ускорители электронов с энергиями пучка 20, 40 и 55 МэВ. Облучение мишеней тормозным излучением электронов с граничной энергией 20 МэВ производилось на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy. Источником тормозного излучения электронов с граничной энергией 40 МэВ служил ускоритель ЛИНАК-200 (ОИЯИ) с тормозной мишенью из свинца толщиной 3 мм. Тормозное излучение с максимальной энергией 55 МэВ было получено на разрезном микротроне НИИЯФ МГУ [22] с танталовой мишенью толщиной 2.1 мм. Тормоз-

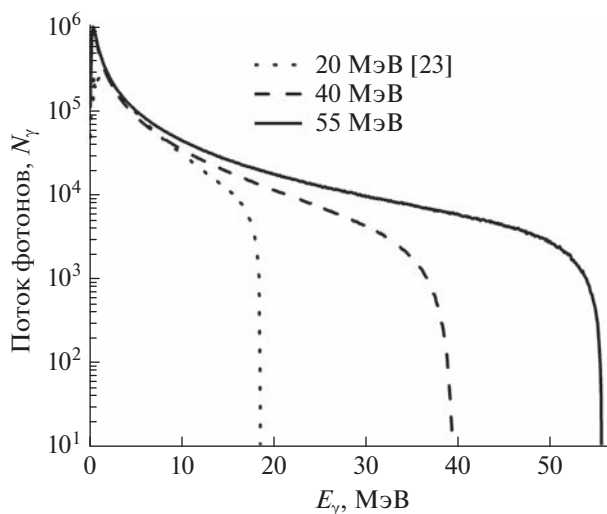


Рис. 1. Спектры тормозного излучения использованных ускорителей электронов.

ной спектр медицинского ускорителя с энергией 20 МэВ был взят из работы [23]. Тормозные спектры других ускорителей были смоделированы с помощью программного кода GEANT4 [24] с шагом 0.1 МэВ. На рисунке 1 показаны спектры тормозного излучения использованных ускорителей.

Время облучения в экспериментах составляло от 40 до 80 мин. Для последующего измерения спектров γ -излучения облученных мишеней использовались спектрометры с детекторами из сверхчистого германия с разрешением 1.8–2 кэВ по линии 1332 кэВ ^{60}Co . Время измерения спектров облученных молибденовых мишеней составляло от 1 часа до 9 сут. Обработка спектров производилась с использованием программного кода Winspectrum [25]. Калибровка по эффективности детекторов была выполнена с помощью стандартных эталонных источников ^{152}Eu , ^{226}Ra , ^{182}Ta , ^{137}Cs .

В качестве мониторинговой реакции была выбрана $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$. Эта реакция является внутренней для облучаемых мишеней и в целом часто используется для определения потока тормозного излучения. Экспериментальные сечения реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ для монохроматического γ -излучения (σ_i) были взяты из работы [26]. Хотя в указанном источнике приведено суммарное сечение реакций $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)$ и $^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)$, в [12] показано, что выход реакции (γ, pn) составляет менее 1% от выхода реакции (γ, n) .

Для диапазонов энергии γ -излучения, где отсутствуют экспериментальные сечения мониторинговой реакции, значения σ_i также рассчитывались с помощью TALYS1.96. В работе [27] сечения мониторинговых реакций $^{181}\text{Ta}(\gamma, n)^{180}\text{Ta}$ и $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ рассчитывались с помощью TALYS и сравнива-

Таблица 1. Изучаемые реакции и их ключевые характеристики

Реакция	Энергетический порог, МэВ	Период полураспада, ч	Характерная гамма линия, кэВ (η)
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$	7.56	1460.64	1204.7 (2.0%)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$	9.53	86.64	235.7 (24.8%)
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$	9.30	839.78	765.8 (99.8%)
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$	9.23	23.35	460.0 (26.6%) 568.9 (58.0%) 810 (11.1%) и др.
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$	9.79	1.20	658 (98.2%)

лись между собой на диапазоне энергий тормозного излучения вплоть до 90 МэВ. Они оказались в хорошем согласии между собой. Это свидетельствует о корректности расчета сечений данных реакций TALYS при энергиях выше области ГДР.

Для нахождения средневзвешенных выходов реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ производилась свертка значений σ_i по спектрам тормозного излучения ускорителей:

$$Y = \frac{\sum \sigma_i \Phi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}{\sum \Phi_i(E_{\text{пор}}; E_e)}, \quad (1)$$

где Y – средневзвешенный выход реакции (б); Φ_i – весовой коэффициент, отражающий долю фотонов данной энергии в тормозном спектре. Суммирование производится от энергетического порога реакции ($E_{\text{пор}}$) до максимальной энергии фотонов, соответствующей энергии ускоренных электронов (E_e). Рассчитанные средневзвешенные выходы мониторинговой реакции составили 56.7, 44.6 и 35.7 мб для тормозных спектров 20, 40 и 55 МэВ соответственно. Эти величины давали возможность определить поток тормозного излучения через мониторинговую мишень в каждом эксперименте по формуле (2) [27]:

$$F = \frac{\lambda S M}{Y_{\text{Mo}} m N_A p (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \epsilon k}, \quad (2)$$

где F – поток тормозного излучения выше порога реакции ($\gamma \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$); S – площадь пика в спектре облученной мишени (отсчеты); Y_{Mo} – средневзвешенный выход $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ реакции, рассчитанный по формуле (1) (б); m – масса мишени, нормированная на единицу площади ($\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$); M – атомная масса материала мишени (а.е.м.); N_A – постоянная Авогадро, равная $6.02 \cdot 10^{23}$; p – доля изотопа-мишени в природной смеси; λ – постоянная распада образующегося радиоизотопа (с^{-1}); $t_{\text{акт}}$, $t_{\text{охл}}$ и $t_{\text{изм}}$ – времена активации, охлаждения и измерения спектра облученной мишени соответственно (с); θ – отношение

живого времени записи спектра к реальному; η – квантовый выход γ -линии изотопа; ϵ – эффективность регистрации гамма-линии детектором; k – коэффициент самопоглощения γ -линии в мишени [28]. Физические константы были взяты из работы [30].

Изучаемые реакции и некоторые их характеристики приведены в табл. 1. Индекс m обозначает изомерное состояние ядра, индекс g – основное. После перенормировки потока при подстановке в формулу (2) экспериментальных данных и констант конкретной реакции можно определить ее экспериментальный выход.

В случае с изотопом ^{91m}Nb определение выхода осложняется образованием в реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ ядра ^{91m}Mo в короткоживущем изомерном состоянии. Оно в 49.9% случаев распада превращается в ^{91m}Nb . Сечение $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)^{91m}\text{Mo}$ рассчитывалось по формуле (1) на основе экспериментальных сечений реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, n)$ из работы [26] и экспериментальных изомерных отношений [19] образования в указанной реакции ядра ^{91}Mo в основном и изомерном состояниях. Короткое время жизни ядра ^{91m}Mo позволяет использовать формулу (2) приближенно, подразумевая в качестве Y суммарный выход материнского и дочернего ядер. После вычитания парциального выхода ^{91m}Mo остается экспериментальный выход ^{91m}Nb . Погрешность определения выхода реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ обусловлена преимущественно неопределенностью в вычислении выхода ^{91m}Mo .

Сечение ^{95g}Nb определялось путем расчета по формуле (2) средневзвешенного выхода ^{95m}Nb и последующего использования формулы для нахождения изомерных отношений [31]. Учитывалась разница энергетических порогов реакций.

Теоретические выходы, соответствующие статистической модели, определялись с помощью TALYS1.96 по формуле (1).

Учет изоспинового расщепления ГДР производился по методу, изложенному в работе [21].

Таблица 2. Средневзвешенные выходы (γ, p) -реакций на ядре ^{92}Mo

Реакция (энергия тормозного излучения)	Средневзвешенный выход, мб		
	экспериментальный	теоретический (TALYS1.96)	теоретический (учет полупрямого механизма возбуждения ГДР [21])
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ (20 МэВ)	23.0 ± 1.5	18.7	—
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m+g}\text{Nb}$ (20 МэВ)	—	20.3	16.0
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ (40 МэВ)	23.7 ± 2.0	22.8	—
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m+g}\text{Nb}$ (40 МэВ)	—	25.7	12.7
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ (55 МэВ)	15.4 ± 2.3	19.4	—
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m+g}\text{Nb}$ (55 МэВ)	—	22.1	8.8

Ядра с $N \neq Z$ имеют в основном состоянии изоспин $T_0 = 0.5(N - Z)$. При поглощении $E1$ -фотона могут возбуждаться две группы состояний: $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$ [32]. Компоненты $T_<$ и $T_>$ примерно соответствуют фотонейтронной и фотопротонной реакциям. Отношение вероятностей возбуждения этих компонент зависит только от изоспина ядра и его атомной массы:

$$\frac{S(T_>)}{S(T_<)} = \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5A^{-2/3}} \right). \quad (3)$$

Изоспиновое расщепление смещает положение компоненты $T_>$ относительно $T_<$ в более высокоэнергетическую область на величину ΔE :

$$\Delta E = \frac{60(T_0 + 1)}{A}. \quad (4)$$

Средневзвешенный выход реакции (γ, n) на изотопах $^{96}, ^{97}, ^{98}\text{Mo}$, который можно определить по формуле (1), связан со средневзвешенным выходом реакции (γ, p) [1]. Коэффициентами пропорциональности служит формула (3) и разница эффективных потоков тормозного излучения, обусловленная различием энергетических порогов фотонейтронной и фотопротонной реакций и смещением ΔE .

ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Полученные результаты приведены в табл. 2–4. Видно, что в настоящей работе выходы исследуемых реакций при облучении на ускорителе электронов с энергией 20 МэВ выше, чем в исследовании [21], хотя оно проводилось на ускорителе с той же обозначенной энергией. Источником расхождений может служить различие в форме тормозных спектров γ -излучения. Как видно из сравнения тормозных спектров на рис. 2, максимальная энергия тормозных фотонов использованного нами медицинский ускорителя составляет 18.50 МэВ.

Свертка производилась с шагом 0.05 МэВ. В работе [21] шаг составлял 1 МэВ и заметное число фотонов обладало энергией 19 МэВ.

В табл. 2 представлены результаты вычислений средневзвешенных выходов реакции (γ, p) на изотопе ^{92}Mo . Видно, что выходы реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ довольно точно рассчитываются статистическими моделями, заложенными в TALYS. Изотоп молибдена с массовым числом 92 является самым протонно-избыточным среди стабильных изотопов этого химического элемента. Энергетический порог отделения протона ниже порога отделения нейтрона. Выход фотопротонной реакции “аномально” высок.

С другой стороны, рассчитанный по методике учета изоспинового расщепления ГДР суммарный выход изотопа $^{91m+g}\text{Nb}$ оказался в разы ниже экспериментального выхода ядра ^{91m}Nb . В

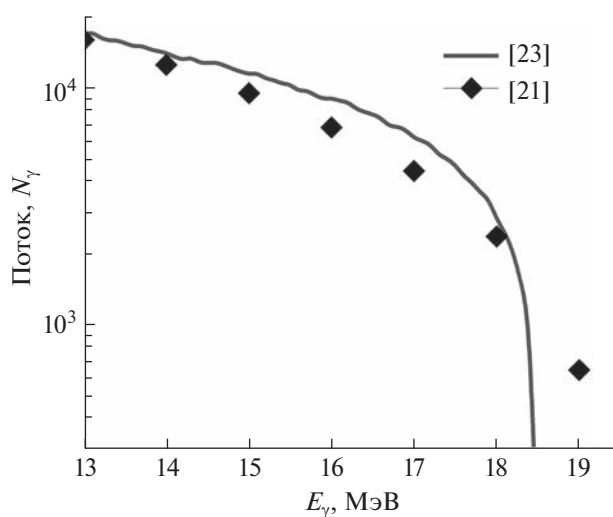


Рис. 2. Сравнение “хвостов” тормозных спектров ускорителей электронов с энергией 20 МэВ из работ [23] и [21]. Спектры нормированы таким образом, что ϕ_i при энергии 5 МэВ равны одной величине.

Таблица 3. Средневзвешенные выходы (γ, p)-реакций на ядре ^{96}Mo

Реакция (энергия тормозного излучения)	Средневзвешенный выход, мб		
	экспериментальный	теоретический (TALYS1.96)	теоретический (учет полупрямого механизма возбуждения ГДР [21])
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ (20 МэВ)	1.99 ± 0.06	0.034	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$ (20 МэВ)	0.74 ± 0.03	0.037	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ (20 МэВ)	2.81 ± 0.07	0.07	1.66
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ (40 МэВ)	2.75 ± 0.14	0.11	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$ (40 МэВ)	2.00 ± 0.17	0.20	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ (40 МэВ)	4.86 ± 0.22	0.31	2.97
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m}\text{Nb}$ (55 МэВ)	1.61 ± 0.12	0.10	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$ (55 МэВ)	1.73 ± 0.30	0.21	—
$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ (55 МэВ)	3.38 ± 0.32	0.31	2.78

Таблица 4. Средневзвешенные выходы (γ, p)-реакций с образованием $^{96}, ^{97}\text{Nb}$

Реакция (энергия тормозного излучения)	Средневзвешенный выход, мб		
	экспериментальный	теоретический (TALYS1.96)	теоретический (учет полупрямого механизма возбуждения ГДР [21])
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ (20 МэВ)	1.7 ± 0.2	0.05	0.43
$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb} + ^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)^{96}\text{Nb}$ (55 МэВ)	0.91 ± 0.02	0.22	—
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ (20 МэВ)	1.4 ± 0.2	0.01	0.74
$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ (55 МэВ)	3.02 ± 0.06	0.16	1.76

работе [21] было предположено, что выход реакции $^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91m}\text{Nb}$ равен сумме парциальных выходов статистических и полупрямых механизмов протекания данной реакции. Наши результаты свидетельствуют скорее о том, что в ядре ^{92}Mo роль изоспинового расщепления незаметна. На исследованном диапазоне энергий фотонов реакции с испусканием протона происходит через составное ядро и довольно точно описывается статистическими законами.

В табл. 4 приведены результаты вычисления выходов фотопротонных реакций на изотопе ^{96}Mo . Выход реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95m+g}\text{Nb}$ не является прямой суммой выходов основного и изомерного состояний ядра ^{95}Nb , а нормирован на порог реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95g}\text{Nb}$.

При энергиях фотонов выше 20 МэВ ядра $^{95m}, ^{95g}\text{Nb}$ могут образовываться не только в реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$, но и в реакции $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$. Учитывая разницу природного содержания изотопов-мишеней и разницу эффективных потоков для протекания реакций, мы оцениваем выход реакции $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)$ на

уровне, не превышающем 10% от выхода реакции $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$. Этот вклад учитывается в погрешности выходов $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$ для экспериментов на пучках фотонов 40 и 55 МэВ.

Для граничной энергии фотонов 20 МэВ изомерное отношение $^{95m}, ^{95g}\text{Nb}$ составило 2.6 ± 0.1 . В работе [19] оно равно 1.4 ± 0.1 . Там же продемонстрировано, что изомерные отношения, полученные разными лабораториями, часто не согласуются между собой. Далее в статье видно, что на энергиях 22–24 МэВ изомерное отношение достигает максимума (2.2 ± 0.2) и спадает. Мы определили значения 1.3 ± 0.1 для граничной энергии 40 МэВ и 0.9 ± 0.2 — для 55 МэВ. При облучении молибдена тормозным спектром с граничной энергией 67.7 МэВ изомерное отношение составляет 1.08 ± 0.15 [12].

В табл. 5 показаны результаты вычислений для реакций с образованием изотопов ^{96}Nb и ^{97}Nb . Сравнительно высокая погрешность определения выходов в эксперименте с пучком тормозного излучения 20 МэВ обусловлена условиями записи спектра облученной мишени.

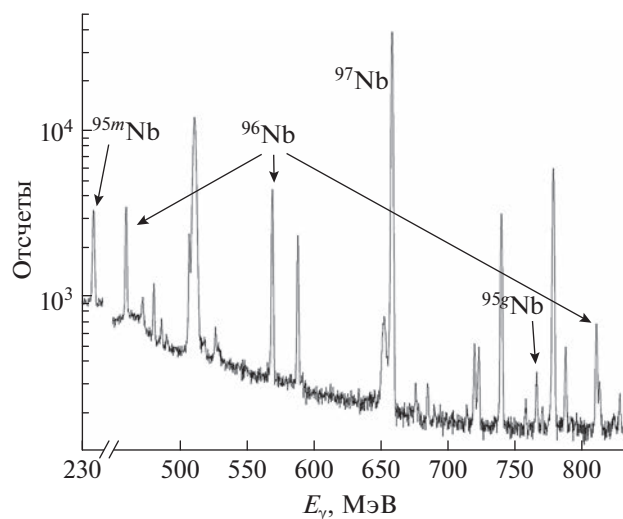


Рис. 3. Фрагмент спектра молибденовой мишени, облученной тормозным спектром ускорителя электронов с энергией 55 МэВ.

При энергии фотонов 55 МэВ вклад реакций $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)$ в выход изотопа ^{96}Nb сопоставим. Поэтому в качестве ядер-мишеней рассматриваются оба указанных изотопа молибдена, а за энергетический порог принят порог реакции $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$. На рис. 3 показан спектр γ -излучения облученного тормозным γ -излучением 55 МэВ молибдена с пиками, характерными для ядер $^{95-97}\text{Nb}$. Для определения выхода изотопа ^{91m}Nb с долгим периодом полураспада был записан отдельный спектр.

Сравнение средневзвешенных выходов $^{96}\text{Mo}(\gamma, p)$, $^{97}\text{Mo}(\gamma, p)$ и $^{98}\text{Mo}(\gamma, p)$ с результатами TALYS 1.96 демонстрирует значительный вклад полупрямых механизмов в итоговый выход фотопротонных реакций. Вклад статистических процессов оказывается многократно меньшим. Наши результаты свидетельствуют о том, что прямое испускание протона в разы и на порядки превышает вероятность вылета протона из составного ядра уже для молибдена с $Z = 42$ (за исключением изотопа ^{92}Mo).

Теоретические расчеты выходов реакций на изотопах $^{96-98}\text{Mo}$, принимающие во внимание полупрямой механизм возбуждения ГДР, ниже экспериментальных значений. У авторов [21] теоретические расчеты находятся в хорошем согласии с экспериментальными результатами. Вероятно, разница объясняется наличием в смоделированном ими спектре фотонов с энергией 19 МэВ, шагом свертки и различными версиями TALYS.

В работе [12] экспериментальные выходы фотопротонных реакций на молибдене сравниваются с теоретическими, рассчитанными на основе КМФР [24]. Относительное среднеквадратическое

отклонение теоретических величин от экспериментальных составило 65.5%. В нашем исследовании аналогичная величина составила 46.6%.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерены средневзвешенные выходы (γ, p) -реакций на природном молибдене под действием тормозных γ -квантов с граничными энергиями 20, 40 и 55 МэВ. Проведено сравнение полученных результатов с теоретическими, основанными на коллективной модели ядра и полупрямом механизме возбуждения ГДР. Показано, что фотопротонные реакции на изотопе ^{92}Mo происходят преимущественно по статистическим законам, а в случае изотопов $^{96-98}\text{Mo}$ доминирует полупрямой механизм возбуждения ядра.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. // УФН. 2021. Т. 191. № 2. С. 147; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M. // Phys. Usp. 2021. V. 64. No. 2. P. 141.
2. Cline C.K., Blann M. // Nucl. Phys. A. 1971. V. 172. No. 2. P. 225.
3. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М.: Иностран. лит., 1954. 658 с.
4. Koning A.J., Rochman D. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. No. 12. P. 2841.
5. Бельшев С.С., Джилаван Л.З., Ишханов Б.С. и др. // Вест. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астр. 2014. № 5. С. 3; Belyshev S.S., Dzhalavyan L.Z., Ishkhanov B.S. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2014. V. 69. No. 5. P. 363.
6. Желтоножский В.А., Желтоножская М.В., Ремизов П.Д. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1305; Zheltonozhskiy V.A., Zheltonozhskaya M.V., Remizov P.D. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1083.
7. Wilkinson D. // Hyperfine Interact. 1996. V. 103. No. 1. P. 3.
8. Weinstock E.V., Halpern J. // Phys. Rev. 1954. V. 94. No. 6. P. 1651.
9. Zheltonozhsky V.A., Zheltonozhskaya M.V., Savrasov A.V. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2021. V. 18. No. 3. P. 319.
10. Masumoto K., Kato T., Suzuki N. // Nucl. Instrum. Meth. 1978. V. 157. No. 3. P. 567.
11. Варламов В.В., Давыдов А.И., Макаров М.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2016. Т. 80. № 3. С. 351; Varlamov V.V., Davydov A.I., Makarov M.A. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2016. V. 80. No. 3. P. 317.
12. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кузнецов А.А. и др. // Вест. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астр. 2014. № 1. С. 35; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. et al. // Mosc. Univ. Phys. Bull. 2014. V. 69. No. 1. P. 37.
13. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Кузнецов А.А. и др. // ЯФ. 2014. Т. 77. № 11. С. 1427; Ishkhanov B.S., Kapitonov I.M., Kuznetsov A.A. et al. // Phys. Atom. Nucl. 2014. V. 77. No. 11. P. 1362.

14. Бельшев С.С., Ишханов Б.С., Кузнецов А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2018. V. 82. № 6. P. 779; Belyshev S.S., Ishkhanov B.S., Khankin V.V. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2018. V. 82. No. 6. P. 702.
15. Ишханов Б.С., Орлин В.Н. // ЯФ. 2011. Т. 74. № 1. С. 21; Ishkhanov B.S., Orlin V.N. // Phys. Atom. Nucl. 2011. V. 74. No. 1. P. 19.
16. Palvanov S.R., Razhabov O. // Atom. Energy. 1999. V. 87. No. 1. P. 533.
17. Гангрский Ю.П., Зузаан П., Колесников Н.П. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62. № 10. С. 1733; Gangrski Yu.P., Tonchev A.P., Zuzaan P. et al. // Phys. Atom. Nucl. 1999. No. 62. P. 1615.
18. Davydov M.G., Magera V.G., Trukhov A.V. // Sov. Atom. Energy. 1987. V. 62. No. 4. P. 277.
19. Тхюен Ч.Д., Ан Ч.Т., Кыонг Ф.В. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2017. Т. 14. № 1. С. 61; Thiep T.D., An T.T., Cuonget P.V. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2017. V. 14. No. 1. P. 102.
20. Тхюен Ч.Д., Ан Ч.Т., Кхай Н.Т. и др. // Письма в ЭЧАЯ. 2009. Т. 6. № 2. С. 209; Thiep T.D., An T.T., Khai N.T. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2009. V. 6. No. 2. P. 126.
21. Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M. // Eur. Phys. J. A. 2022. V. 58. No. 7. P. 118.
22. Ермаков А.Н., Ишханов Б.С., Ханкин В.В. и др. // ПТЭ. 2018. Т. 61. № 2. С. 20; Ermakov A.N., Ishkhanov B.S., Kamanin A.N. et al. // Instrum. Exp. Tech. 2018. V. 61. No. 2. P. 173.
23. Brualla L., Rodriguez M., Sempau J. et al. // Radiat. Oncol. 2019. V. 14. No. 1. Art. No. 6.
24. Agostinelli S., Allison J., Amako K. et al. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A. 2003. V. 506. No. 3. P. 250.
25. Желтоножская М.В. Желтоножский В.А., Мызников Д.Е. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 10. С. 1446; Zheltonozhskaya M.V., Zheltonozhsky V.A., Myznikov D.E. et al. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2021. V. 85. No. 10. P. 1122.
26. Beil H., Bergère R., Carlos P. et al. // Nucl. Phys. A. 1974. V. 227. No. 3. P. 427.
27. Deiev O.S., Timchenko I.S., Olejnik S.N. et al. // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. No. 2. Art. No. 024617.
28. Zheltonozhsky V.A., Savrasov A.M. // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B. 2019. V. 456. P. 116.
29. Długosz-Lisiecka M., Bem H. // J. Radioanalyt. Nucl. Chem. 2013. V. 298. No. 1. P. 495.
30. Firestone R.B. Table of isotopes. Springer, 1997. 224 p.
31. Vänskä R., Rieppo R. // Nucl. Instrum. Meth. 1981. V. 179. No. 3. P. 525.
32. Fallieros S., Goulard B. // Nucl. Phys. A. 1970. V. 147. No. 3. P. 593.

Photoproton reactions on molybdenum

P. D. Remizov^{a,*}, M. V. Zheltonozhskaya^a, A. P. Chernyaev^a, S. A. Zolotov^a, V. N. Yatsenko^b

^a Lomonosov Moscow State University, Moscow, 119991 Russia

^b Russian State Research Center — Burnasyan Federal Medical Biophysical Center of Federal Medical Biological Agency, Moscow, 123098 Russia

*e-mail: pd.remizov@physics.msu.ru

The yields of (γ, p)-reactions for bremsstrahlung γ -quanta with boundary energies of 20, 40, and 55 MeV on a natural mixture of molybdenum isotopes targets were measured as well as the activity of the resulting 91m , 95m , 96 , 97 Nb isotopes. The weighted average yields of these isotopes formed in (γ, p)-reactions on molybdenum were measured for the first time. The experimental values were compared with the theoretical yields calculated using the TALYS1.96 program code and the method of the consideration of the giant dipole resonance isospin splitting.