

ИССЛЕДОВАНИЕ  $(\gamma, p)$ -РЕАКЦИИ НА ИЗОТОПАХ НИКЕЛЯ  $^{58,62}\text{Ni}$ © 2023 г. М. В. Желтоножская<sup>1)\*</sup>, А. П. Черняев<sup>1)</sup>, Д. А. Юсюк<sup>1)</sup>, А. А. Щербаков<sup>1)</sup>

Поступила в редакцию 22.09.2022 г.; после доработки 22.09.2022 г.; принята к публикации 24.09.2022 г.

В работе представлены результаты исследований фотоядерных реакций на мишенях естественного никеля при граничной энергии тормозных  $\gamma$ -квантов 20 и 37 МэВ. Получены значения средневзвешенных выходов  $(\gamma, p)$ -реакций на ядрах  $^{58,62}\text{Ni}$ . Исследования облученных мишеней проводились методами полупроводниковой гамма-спектрометрии с использованием HPGe-спектрометров. Моделирование изученных реакций в рамках программного кода TALYS 1.9 и сравнение с экспериментальными результатами показали большую роль нестатистических процессов.

DOI: 10.31857/S0044002723010622, EDN: RICALX

## 1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возобновился интерес к изучению фотоядерных реакций. Актуальность подобных исследований в первую очередь связана с возможностью получения информации о возбуждении ядер в области гигантского дипольного резонанса (ГДР), для которого основными каналами фотовозбуждения ядер являются реакции с вылетом протонов и нейтронов.

В настоящее время фотонейтронные сечения довольно подробно исследованы для большого числа ядер в диапазоне энергий от порога до 30 МэВ [1]. Эти реакции успешно описываются статистическими моделями в области максимума ГДР, в частности, в рамках программного кода TALYS, где рассматриваются комбинации испарительного и предравновесного механизмов распадов возбужденных атомных ядер. Совсем другая ситуация наблюдается с фотоядерными реакциями с вылетом заряженных частиц. Экспериментальных данных о сечении  $(\gamma, p)$ -реакций значительно меньше, и в основном они получены для легких ядер. Для средних и тяжелых ядер измерения фотопротонных сечений выполнены лишь в единичных случаях, при этом точность полученных результатов существенно уступает точности фотонейтронных сечений. Выход этих реакций на фоне реакций с вылетом нейтронов сильно заторможен, а имеющиеся оценки экспериментальных данных в области максимума ГДР в рамках статистических моделей дают заниженные на 1–2 порядка данные. Основная причина — это учет влияния кулоновского барьера.

Для понимания природы  $(\gamma, p)$ -процессов необходимо получить экспериментальную информацию для ядер в области  $A \sim 50, 100, 200$ . Поэтому эти исследования являются интересными с фундаментальной точки зрения, также подобные исследования важны для решения большого числа прикладных задач: получения пучков радиоактивных ионов или нейтронов, производства медицинских радиоизотопов, расчета радиационных ядерно-физических установок или развития различных активационных методик.

Ранее сечение  $(\gamma, p)$ -реакции исследовалось только на  $^{58}\text{Ni}$  в работе [2] с невысокой точностью измерений. В то же время с использованием активационных подходов интегральные выходы для  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций можно измерить с высокой точностью, так как распад остаточных ядер происходит испусканием близких по энергии  $\gamma$ -квантов ( $\gamma$  122 кэВ для  $(\gamma, p)$ -реакции и 127 кэВ для  $(\gamma, n)$ -реакции).

## 2. МАТЕРИАЛЫ И МЕТОДЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Исследование фотоядерных реакций на изотопах никеля проводилось методом наведенной активности на тормозных  $\gamma$ -квантах для пучков электронов с энергией 20 и 37 МэВ. Облучение мишеней тормозным излучением с граничной энергией 20 МэВ проводилось на линейном медицинском ускорителе Varian Trilogy. Продолжительность облучения образцов составила 30 мин. В эксперименте облучалась сборка из объемных мишеней естественного изотопного состава металлического никеля и металлического циркония, а также плоская мишень естественного тантала. Размеры объемных мишеней составляли  $1 \times 1 \times 1 \text{ см}^3$ , размеры

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

\*E-mail: zhelton@yandex.ru

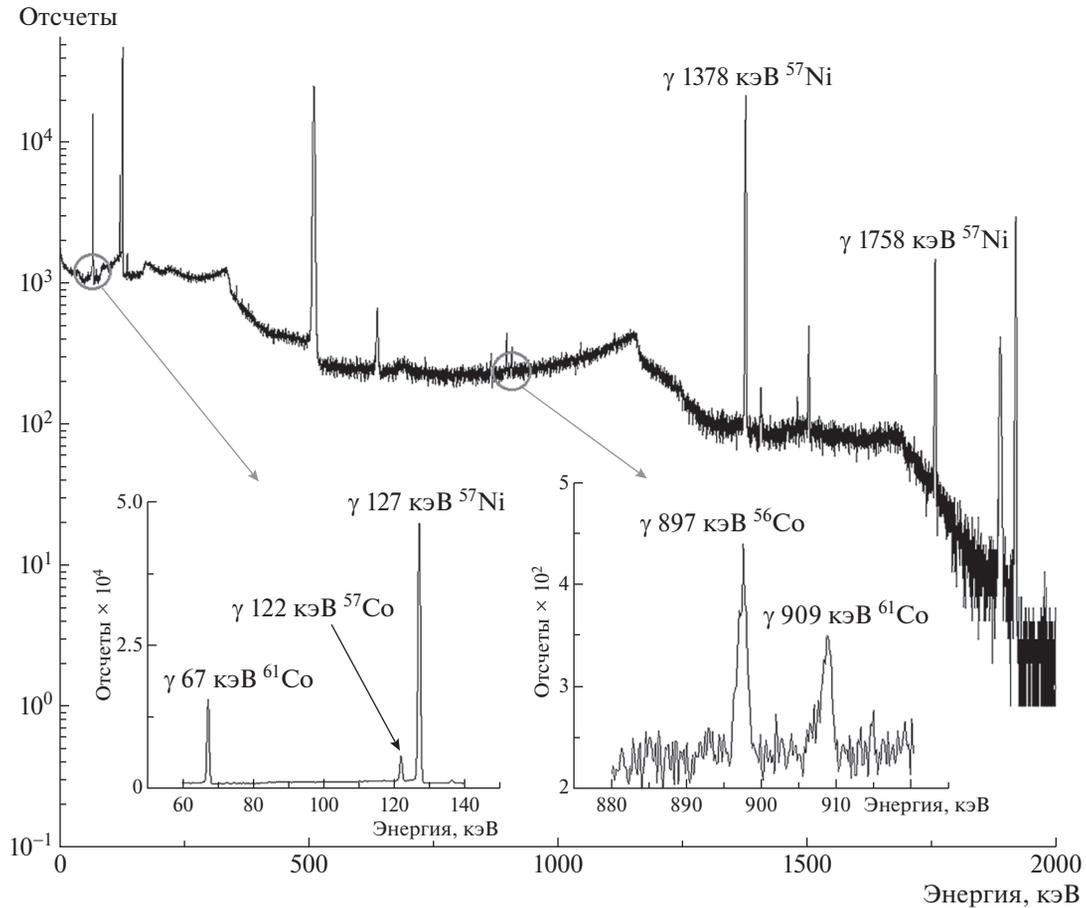


Рис. 1. Гамма-спектр облученной мишени из естественного никеля.

плоской мишени — толщина 50 мкм и площадь  $1 \times 1 \text{ см}^2$ .

Наведенную активность измеряли  $\gamma$ -спектрометрами на базе HPGe-детекторов с эффективностью регистрации 15–40% по сравнению с NaI(Tl)-детектором размерами  $3' \times 3''$  и энергетическим разрешением 1.8–2 кэВ на  $\gamma$ -линии  $^{60}\text{Co}$ . Обработка  $\gamma$ -спектров проводилась с помощью программы Winspectrum [3]. Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов распада определялась с помощью объемного смешанного калибровочного источника. В  $\gamma$ -спектрах облученных мишеней надежно измерены продукты  $(\gamma, p)$ -реакций на изотопах никеля  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{62}\text{Ni}$  —  $^{57}\text{Co}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 272$  сут ( $\gamma$ -лучи 122, 136 кэВ) и  $^{61}\text{Co}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 1.65$  ч ( $\gamma$ -лучи 67, 909 кэВ), а также продукт  $(\gamma, n)$ -реакции на  $^{58}\text{Ni}$  — изотоп  $^{57}\text{Ni}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 35.6$  ч ( $\gamma$ -лучи 127, 1378 и 1758 кэВ).

Традиционно нами в качестве мониторинговой мишени используется  $(\gamma, n)$ -реакция на  $^{181}\text{Ta}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 8.1$  ч ( $\gamma$ -лучи 93, 103 кэВ)

[4]. Как мы уже обсуждали выше, близость  $\gamma$ -квантов по энергии в  $^{57}\text{Co}$  и  $^{57}\text{Ni}$  позволяет определить соотношение выходов с точностью лучше, чем 2%. Однако измерение интегрального выхода  $(\gamma, n)$ -реакции надежнее проводить через выход  $\gamma$ -лучей 1377 кэВ, так как в этом случае значительно упрощаются оценки самопоглощения  $\gamma$ -квантов объемной мишени. По этой же причине в данном эксперименте в качестве мониторинговой мишени использовалась  $(\gamma, n)$ -реакция на  $^{90}\text{Zr}$ . В этой реакции образуется  $^{89}\text{Zr}$  с периодом полураспада  $T_{1/2} = 78$  ч и его распад происходит с испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией 909 и 1745 кэВ, которые близки по энергиям с энергиями  $\gamma$ -квантов из распада  $^{57}\text{Ni}$  и  $^{61}\text{Co}$ .

Важным фактором при таком выборе мониторинговой мишени является и тот факт, что порог  $(\gamma, n)$ -реакции составляет 12.2 МэВ для  $^{58}\text{Ni}$  и 12.0 МэВ для  $^{90}\text{Zr}$ , что позволяет значительно уменьшить погрешности измерений, связанные с оценкой потока тормозных  $\gamma$ -квантов. Отметим, что интегральные выходы  $(\gamma, n)$ -реакции измерены с высокой точностью в ранее проведенных исследова-

**Таблица 1.** Значения средневзвешенных по потоку выходов изученных реакций для граничной энергии тормозных  $\gamma$ -квантов 20 и 37 МэВ

Реакция	$Y_{\text{ср}}$ , мбн, эксперимент	$Y_{\text{ср}}$ , мбн, [2]	$Y_{\text{ср}}$ , мбн, TALYS	$Y_{\text{ср}}$ , мбн, с учетом изоспина
20 МэВ				
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	$11.2 \pm 0.6$	10.8	8.9	—
$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$	$11.5 \pm 0.6$	5.3	6.5	10.7
$^{62}\text{Ni}(\gamma, p)^{61}\text{Co}$	$1.83 \pm 0.12$	—	0.44	2.11
37 МэВ				
$^{58}\text{Ni}(\gamma, n)^{57}\text{Ni}$	$12.6 \pm 0.1$	13.4	10.1	—
$^{58}\text{Ni}(\gamma, p)^{57}\text{Co}$	$16.8 \pm 0.12$	17.5	12.3	18.8

дованиях [5], и поэтому цирконий был использован в качестве мониторинговой мишени при исследовании  $(\gamma, p)$ -реакции. Для контрольных проверок потоки  $\gamma$ -квантов оценивались и с использованием мониторинговой мишени тантала. На рис. 1 и 2 представлены измеренные спектры активности облученных мишеней из естественного никеля и циркония.

Для оценки потока определялись интенсивности  $\gamma$ -линий 909 и 1713 кэВ, сопровождающие распад  $^{89}\text{Zr}$  и средневзвешенный выход реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ . Средневзвешенный выход вышеуказанной реакции был получен в результате свертки табличных значений сечений этой реакции для монохроматических  $\gamma$ -квантов с шагом 0.5 МэВ с относительными величинами смоделированного в Geant4 спектра тормозных  $\gamma$ -квантов:

$$Y_{\text{ср}}^{\text{Zr}} = \frac{\sum_{i=1}^N \sigma_i \varphi_i}{\sum_{i=1}^N \varphi_i} \quad (1)$$

Значения сечений реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$  для монохроматических  $\gamma$ -квантов были взяты из работы [5]. На рис. 3 приведен смоделированный нами спектр тормозных  $\gamma$ -квантов с использованием программного кода Geant4 [6] и спектр тормозных  $\gamma$ -квантов из статьи [7]. Относительные величины смоделированного потока тормозных  $\gamma$ -квантов, приведенные к пороговым величинам реакции на цирконии, были взяты из тормозного спектра. После этого рассчитывались потоки тормозных  $\gamma$ -квантов по формуле,  $\gamma/(\text{см}^2 \text{ с})$  [8]:

$$F = \frac{S \lambda A}{(1 - e^{-\lambda t_{\text{irr}}}) e^{-\lambda t_p} (1 - e^{-\lambda t_m}) \xi k \alpha Y_{\text{ср}}^{\text{Zr}} N_A m p}, \quad (2)$$

где  $S$  — площади фотопиков, сопровождающих  $\gamma$ -распад  $^{89}\text{Zr}$ ;  $\alpha$  — квантовые выходы  $\gamma$ -квантов при распаде  $^{89}\text{Zr}$ ;  $\xi$  — эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов;  $t_{\text{irr}}$ ,  $t_p$ ,  $t_m$  — времена облучения, охлаждения и измерения соответственно, с;  $k$  — коэффициенты самопоглощения  $\gamma$ -квантов распада;  $p$  — абсолютное содержание  $^{90}\text{Zr}$  в естественной смеси (51.5%);  $N_A = 6.02 \times 10^{23}$  — число Авогадро;  $Y_{\text{ср}}^{\text{Zr}}$  — средневзвешенный выход реакции  $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)^{89}\text{Zr}$ , рассчитанный согласно (1);  $m$  — масса мишени, нормированная на единицу площади, г/см<sup>2</sup>;  $A = 90$  — массовое число атомов циркония, а.е.м.;  $\lambda$  — постоянная распада, с<sup>-1</sup>. Величины  $\lambda$ ,  $k$ ,  $\alpha$ ,  $A$ ,  $p$  берутся из [9];  $S$  — из экспериментальных  $\gamma$ -спектров, а  $\xi$  — из калибровочных кривых, дополнительно проверенных с помощью моделирования в программном коде Geant4 [6].

Далее по формуле (2), используя эти потоки и поправки на разницу энергетических порогов, рассчитывались средневзвешенные по потоку выходы изученных реакций на никеле. Вдобавок нами были исследованы  $\gamma$ -спектры облученных образцов из нержавеющей стали тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 37 МэВ, и из этих данных были рассчитаны значения средневзвешенных выходов  $(\gamma, p)$ -реакции на  $^{58}\text{Ni}$ . Полученные результаты приведены в табл. 1.

Отметим, что при расчетах средневзвешенного выхода исследуемых реакций учитываются потоки тормозных  $\gamma$ -квантов в области энергий 15–19 МэВ, поэтому погрешность таких расчетов достигает 10%.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Можно отметить, что полученное значение  $Y_{\text{ср}}$  для  $(\gamma, n)$ -реакции находится в хорошем согласии

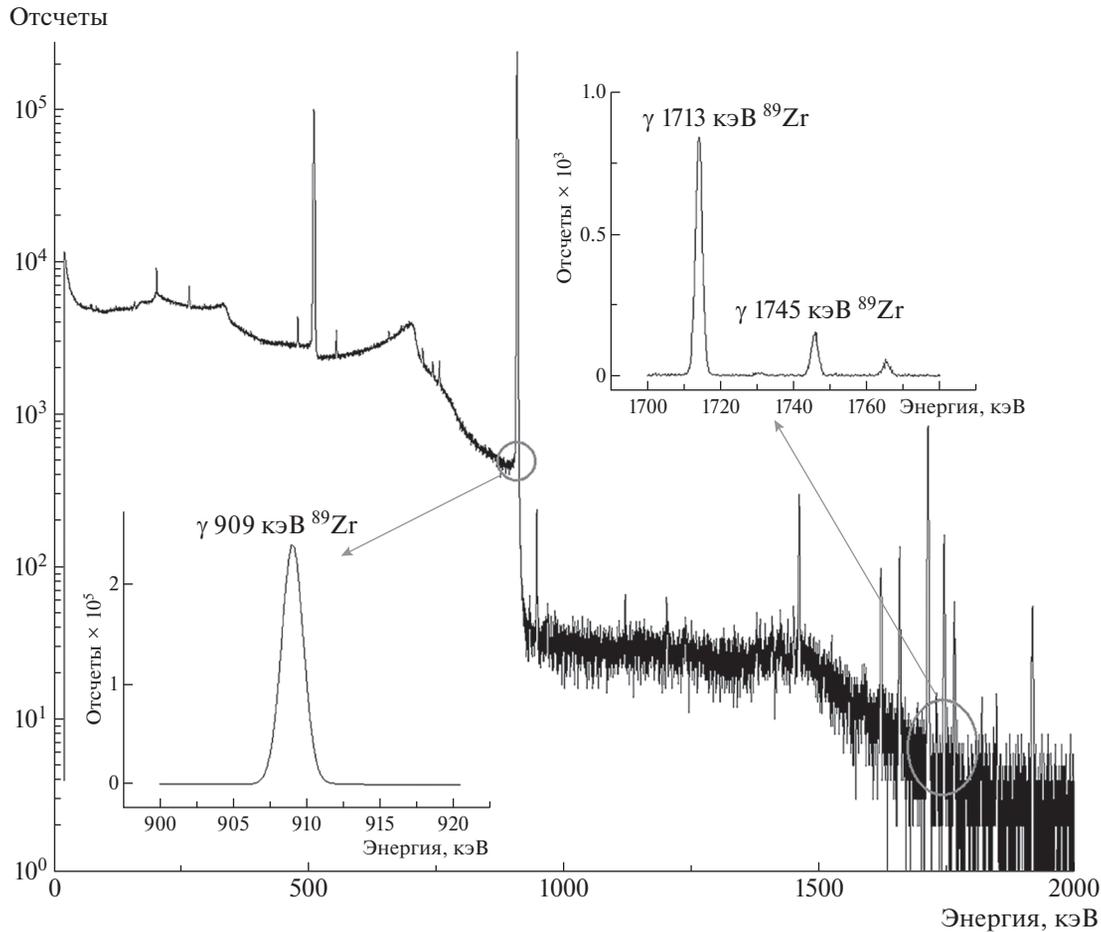
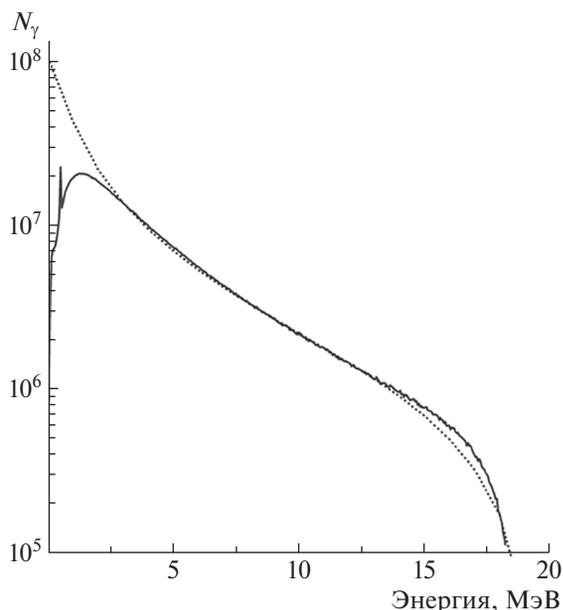


Рис. 2. Гамма-спектр облученной мишени из естественного циркония.

с ранее проведенными измерениями. Некоторое занижение наших результатов при облучении на ускорителе с энергией пучка 37 МэВ по сравнению с данными из [2] обусловлено тем, что в упомянутой работе  $(\gamma, n)$ -реакция изучалась до 34 МэВ. Полученные же экспериментальные результаты средневзвешенного выхода  $(\gamma, p)$ -реакции для граничной энергии тормозных  $\gamma$ -квантов 20 МэВ значительно расходятся с ранее полученными результатами. В то же время для облучения тормозными  $\gamma$ -квантами с граничной энергией 37 МэВ мы наблюдаем согласие в пределах погрешности измерений. Нельзя не упомянуть, что  $Y_{\text{ср}}$  в работе [2] измерялся до энергии 30 МэВ, что также приводит к небольшому расхождению по сравнению с нашими результатами для 37 МэВ. Как уже отмечалось, близость по энергии  $\gamma$ -лучей для  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакции позволяет измерить их соотношение с точностью 2%. И если предположить, что  $Y_{\text{ср}}$  для  $(\gamma, n)$ -реакции измерен правильно, то мы не можем значительно ошибиться при оценке  $(\gamma, p)$ -реакции для 20 МэВ.

Нами было проведено моделирование  $(\gamma, n)$ - и

$(\gamma, p)$ -реакций в рамках программного кода TALYS 1.9 [10]. Рассчитанные средневзвешенные выходы исследуемых  $(\gamma, n)$ -реакций в пределах погрешности совпадают с полученными экспериментальными значениями и значениями из [2]. В то же время средневзвешенный выход  $(\gamma, p)$ -реакции превышает данные из расчетов с использованием программного кода TALYS 1.9 для всех исследуемых радионуклидов. Это указывает на большую роль нестатистических процессов. Поэтому для расчетов выходов  $(\gamma, p)$ -реакции мы также учитывали полупрямой механизм распада ГДР с учетом его изоспинового расщепления [11]. Время такого распада мало —  $\sim 10^{-21}$  с и меньше характерного времени действия кулоновских сил  $\sim 10^{-18}$  с [12, 13]. Таким образом, мы должны исключить роль кулоновского барьера, но ввести поправку на изотопический сдвиг. Природа этого сдвига видна из формулы Вайцзеккера для энергии связи ядра. Энергии всех состояний ядра  $(N + 1, Z - 1)$  будут сдвинуты вверх по энергии относительно состояния ядра  $(N, Z)$  за счет возрастания энергии симметрии. В работе [11] проанализирована роль



**Рис. 3.** Смоделированный тормозной спектр (точечная кривая) и полученный в работе [7] (сплошная) линейного ускорителя электронов с граничной энергией тормозного излучения 20 МэВ.

коллективизации возбужденных состояний ГДР и показано, что изоспиновое расщепление ГДР описывается следующим выражением:

$$\Delta E_T = \frac{60(T_0 + 1)}{A}, \quad (3)$$

где  $T$  — изоспин атомного ядра в интервале  $T_0 = |N - Z/2|$  до  $A/2$ .

С учетом вышеизложенного в табл. 1, кроме рассчитанных с использованием программного кода TALYS 1.9 средневзвешенных выходов  $(\gamma, p)$ -реакции на изотопах никеля, приведены и суммарные средневзвешенные выходы с учетом вклада статистического и полупрямого канала взаимодействия. Как видно, при учете полупрямых процессов экспериментальные и расчетные значения находятся в согласии в пределах погрешности измерений и расчетов. Можно отметить, что вклад этих двух каналов соизмерим, что значительно отличается от  $(\gamma, p)$ -реакции для ядер с  $A \sim 90$  и  $180$  [14, 15], где полупрямой процесс доминирует.

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлены экспериментальные данные о средневзвешенных выходах  $(\gamma, p)$ -реакции на ядрах  $^{58,62}\text{Ni}$ . Моделирование  $(\gamma, n)$ - и  $(\gamma, p)$ -реакций в рамках программного кода TALYS 1.9 показало, что значения расчетных средневзвешенных выходов  $(\gamma, n)$ -реакций в пределах

погрешности измерений совпадают с экспериментальными значениями. В то же время средневзвешенный выход  $(\gamma, p)$ -реакции превышает расчетные данные с использованием программного кода TALYS 1.9 для всех исследуемых радионуклидов, что указывает на большую роль нестатистических процессов. Оценка вклада полупрямого механизма распада ГДР с учетом его изоспинового расщепления приводит расчетные значения в хорошее согласие с экспериментальными результатами.

Работа выполнена при поддержке РНФ, грант № 22-29-01013.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. V. Varlamov, V. V. Varlamov, D. S. Rudenko, and M. E. Stepanov, *Atlas of Giant Dipole Resonances* (IAEA Nuclear Data Section, Vienna, 1999).
2. Б. С. Ишханов, И. М. Капитонов, И. М. Пискарев, В. Г. Шевченко, О. П. Шевченко, ЯФ **11**, 485 (1970).
3. M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, D. E. Myznikov, A. N. Nikitin, N. V. Strilchuk, and V. P. Khomenkov, *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* **85**, 1122 (2021).
4. M. V. Zheltonozhskaya, V. A. Zheltonozhsky, E. N. Lykova, A. P. Chernyaev, and V. N. Iatsenko, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **470**, 38 (2020).
5. D. Brajnik, D. Jamnik, G. Kernel, M. Korun, U. Miklavžič, B. Pucelj, and A. Stanovnik, *Phys. Rev. C* **13**, 1852 (1976).
6. 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. Broglio, A. Brunengo, *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
7. L. Brualla, M. Rodriguez, J. Sempau, and P. Andreo, *Rad. Oncol.* **14**, 6 (2019).
8. V. A. Zheltonozhsky and A. M. Savrasov, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **456**, 116 (2019).
9. R. B. Firestone, V. S. Shirley, C. M. Baglin, and S. Y. F. Chu, *Table of Isotopes* (Springer, Hungary, 1997).
10. A. J. Koning and D. Rochman, *Nucl. Data Sheets* **113**, 2841 (2012).
11. B. S. Ishkhanov and I. M. Kapitonov, *Phys. Usp.* **64**, 141 (2021).
12. H. Morinaga, *Phys. Rev.* **97**, 444 (1955).
13. R. Ö. Akyüz and S. Fallieros, *Phys. Rev. Lett.* **27**, 1016 (1971).
14. V. A. Zheltonozhsky and A. M. Savrasov, *Eur. Phys. J. A* **58**, 118 (2022).
15. V. A. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov, M. V. Zheltonozhskaya, and A. P. Chernyaev, *Eur. Phys. J. A* **57**, 121 (2021).

**INVESTIGATION OF  $(\gamma, p)$ -REACTION ON  $^{58,62}\text{Ni}$  NICKEL ISOTOPES****M. V. Zheltonozhskaya<sup>1)</sup>, A. P. Chernyaev<sup>1)</sup>, D. A. Iusiuk<sup>1)</sup>, A. A. Shcherbakov<sup>1)</sup>***<sup>1)</sup>Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

The paper presents the results of studies of photonuclear reactions on natural nickel targets at bremsstrahlung of 20 and 37 MeV end-point energies. The weighted average yields of  $(\gamma, p)$ -reactions on  $^{58,62}\text{Ni}$  nuclei were obtained using the induced activity method. Research of irradiated targets were carried out by semiconductor  $\gamma$  spectrometry using HPGe spectrometers. Modeling of the studied reactions within the TALYS 1.9 program code framework and comparison with the experimental results showed the important role of non-statistical processes.