

К активационным исследованиям фотоядерных реакций на γ -пучках от обратного комптоновского рассеяния при $E_\gamma \leq 40$ МэВ

С.С. Бельшев,¹ В.В. Варламов,² Л.З. Джилавян,^{3,*} А.А. Кузнецов,^{1,2}
А.М. Лапик,³ А.Л. Полонский,³ А.В. Русаков,³ В.И. Шведунов²

¹Московский государственный университет имени М.В. Ломоносова,
физический факультет, кафедра общей ядерной физики
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

²Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В. Скобельцына
Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2

³Институт ядерных исследований Российской академии наук.
Россия, 117312, Москва, проспект 60-летия Октября, д. 7а

(Получено 15.11.2023; Исправленная версия 01.12.2023; Принято 13.12.2023)

Предложены в качестве начальных активационные эксперименты для фотоядерных исследований с γ -квантами при энергиях $E_\gamma \leq 40$ МэВ на разрабатываемом источнике обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на ускоренных электронах. Эти эксперименты важны как для отработки методик настройки и мониторинга таких γ -пучков, так и для изучения возбуждения пигми- и гигантских резонансов в ядрах при E_γ около порога (γ, n) -реакций, а также множественности фотонейтронов при девозбуждении E1 гигантских резонансов при E_γ выше порога $(\gamma, 2n)$ -реакций.

PACS коды: 25.20.-x УДК: 539.1.

Ключевые слова: ускорители электронов, лазерные фотоны, обратное комптоновское рассеяние, квази-монохроматическое γ -излучение, фотоядерные реакции, метастабильные состояния ядер, пигми- и гигантские резонансы, γ -активность.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.79.2410201](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.79.2410201)

ВВЕДЕНИЕ

Для изучения атомных ядер у γ -квантов, по сравнению с сильно взаимодействующими пробниками, есть важные достоинства: электромагнитное взаимодействие хорошо изучено и достаточно слабо для пригодности методов теории возмущений. Но из-за последнего при энергиях γ -квантов E_γ от нескольких мегаэлектронвольт до ~ 40 МэВ, при которой возбуждаются пигми- и гигантские резонансы в ядрах (ПР и ГР, в которых превалируют электрические дипольные (E1) вклады), сечения фотоядерных реакций сравнительно малы, поэтому для их прецизионного изучения нужны интенсивные источники γ -пучков.

До последнего времени основные результаты по изучению сечений фотоядерных реакций при указанных энергиях получены на пучках γ -квантов от источников двух типов их спектров по E_γ : источники от торможения в мишенях электронов (тормозные источники) и аннигиляционные источники, в которых внутри мишени идут два процесса с позитронами — аннигиляция на лету и тормозное излучение. Однако на сегодня эти результаты не удовлетворяют требованиям более детального изучения фотоядерных реакций. Причины этого — для тормозных источников получаемые спектры $N(E_\gamma)$

являются сложными для интерпретации, в частности активационных фотоядерных экспериментов, а именно они сплошные и спадающие с ростом E_γ , и для этих спектров есть серьезные трудности в определении их поведения вблизи верхней границы $E_{\gamma \text{ макс}}$, которое наиболее существенно при нахождении сечений исследуемых реакций. Для аннигиляционных источников есть значительное улучшение формы спектров вблизи $E_{\gamma \text{ макс}}$, то есть появляется существенная хорошо определяемая добавка вблизи $E_{\gamma \text{ макс}}$. Но, во-первых, это улучшение достигается ценой снижения величины интенсивности на многие порядки, во-вторых, проблемы, аналогичные имеющимся при работе с тормозным пучком, быстро растут с ростом $E_{\gamma \text{ макс}}$, особенно выше максимума гигантского резонанса.

С целью существенного улучшения этой ситуации для исследований фотоядерных реакций в указанной области E_γ весьма многообещающ систематический переход к работе с коллимированными пучками квазимонохроматических γ -квантов комптоновских источников (КИ) от обратного рассеяния лазерных фотонов на пучках ультрарелятивистских электронов. Конечно, такой переход предполагает отработку методик настройки и мониторинга получаемых пучков γ -квантов и измерений фона. В доступной литературе нам не удалось найти описания методик измерений фона в экспериментах с комптоновскими источниками γ -квантов, кроме утверждения в [1], что у КИ практически нет фона от γ -квантов с E_γ , отличной от той, на кото-

* E-mail: dzhil@inr.ru

рую КИ настроен.

В эксперименте [2] на установке High Intensity Gamma Source (HIγS) были проведены измерения сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ при $E_\gamma \cong 1.8\text{--}3.7$ МэВ. В [2] измеренные сечения оказались в диапазоне 0.4–30 мкбарн при потоке γ -квантов $\approx 10^7$ с⁻¹ и относительном разбросе их энергий ($\Delta E_\gamma/E_\gamma$) $\cong 3.4\%$.

В настоящей работе рассмотрены перспективы проведения (по крайней мере на начальном этапе) активационных исследований фотоядерных реакций в диапазоне $E_\gamma \cong 2\text{--}40$ МэВ на проектируемом импульсном КИ [3] с учётом уже сформированных направлений общей программы [4] фотоядерных исследований на этом КИ и методики мониторинга ожидаемого пучка квазимонохроматических γ -квантов [5], а также (при практически одинаковых потоках γ -квантов) улучшенных ожидаемых значений ($\Delta E_\gamma/E_\gamma$) вплоть до порядка величины по сравнению с HIγS [2].

1. ОСОБЕННОСТИ ПРОЕКТИРУЕМОГО γ -ИСТОЧНИКА ОТ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ

Проект импульсного комптоновского источника (КИ) от обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на ультрарелятивистских электронах для исследований фотоядерных реакций в области энергий γ -квантов E_γ от нескольких мегаэлектронвольт до ≈ 40 МэВ предложен в рамках проекта Национального центра физики и математики (НЦФМ) «Ядерная и радиационная физика» (направление 6.5.1) [3]. Этот проект КИ базируется на разрабатываемом каскаде импульсных линейных ускорителей электронов (ЛУЭ) с выходной энергией электронов до $E_{e\text{ макс}} = 750$ МэВ, работающих в одноступковом режиме и без ускорителя-накопителя на выходе этого каскада.

Таблица 1. Параметры источника комптоновских γ -квантов на каскаде ЛУЭ с $E_{e\text{ макс}} = 750$ МэВ при $S \approx 10$ м

Возможность поляризации γ -квантов	Есть
Частота повторения импульсов, с ⁻¹	до 10^3
Длительность импульса τ , с	$\sim 10^{-12}$
Диаметр коллиматора d , мм	1.5
Угол коллимации, мкрад	72.5
E_γ , МэВ	до ≈ 40
$(\Delta E_\gamma/E_\gamma)$	$< 0.5\%$
N_γ , с ⁻¹	до 10^7

В инжекторе этого каскада ЛУЭ предполагается фотоэлектронная эмиссия под действием специального инжекторного лазера с длительностью импульса $t \sim 10^{-12}$ с. На выходе каскада ступок уско-

ренных электронов претерпевает лобовое столкновение с фотонами из основного лазера, у которого на основной гармонике энергия падающих фотонов $E_{ph} \approx 1.2$ эВ (и $E_{ph} \approx 4.8$ эВ на четвёртой гармонике этого лазера, предполагаемой к использованию при энергиях рассеянных назад комптоновских γ -квантов, близких к максимально достижимым $E_{\gamma\text{ макс}}$). Для выделения пучка квазимонохроматических комптоновских γ -квантов предполагается использовать коллиматор диаметром $d = 1.5$ мм, располагаемый по оси пучка электронов на расстоянии 10 м от места встречи пучков электронов и лазерных фотонов. Ожидаемые параметры такого комптоновского источника γ -квантов даны в табл. 1.

2. ОБЩИЕ СООБРАЖЕНИЯ ПО АКТИВАЦИОННЫМ ИЗМЕРЕНИЯМ НА РАССМАТРИВАЕМОМ γ -ИСТОЧНИКЕ

Образуемые в фотоядерных реакциях при вышеуказанных E_γ дочерние ядра могут быть радиоактивными. Это так, когда дочерние ядра попадают в свои метастабильные состояния (здесь имеются в виду спиновые изомеры). Но и при заселении их основных состояний во многих случаях дочерние ядра тоже оказываются радиоактивными. Для нас существенно, что распады таких радиоактивных дочерних ядер часто сопровождаются испусканием вторичных γ -квантов. Последнее реализуется при распадах дочерних ядер из метастабильных состояний путем изомерных γ -переходов; β -распадах с переходами не на основные, а на возбуждённые состояния с последующими γ -переходами; аннигиляции с электронами мишени затормозившихся позитронов от β^+ -распадов (с преобладанием энергий вторичных γ -квантов $E_{\gamma\text{ втор}} \approx 511$ кэВ). При этом использование двойного сцинтилляционного или полупроводникового γ -спектрометра с регистрацией на совпадение двух испускаемых практически в противоположные стороны таких вторичных γ -квантов позволяет существенно улучшить отношения эффект/фон [6, 7].

Прецизионная регистрация вторичных γ -квантов γ -спектрометрами (с определением эффективности спектрометра $\varepsilon(E_{\gamma\text{ втор}})$ энергии вторичных γ -квантов $E_{\gamma\text{ втор}}$, периода полураспада $T_{1/2}$ и интенсивности) может позволить найти количество интересующих нас образуемых дочерних ядер. При этом возможно использование довольно толстых мишеней, так как и во входном, и в выходном каналах для пар процессов (фотоядерная реакция с последующим распадом дочернего ядра) имеем γ -кванты с их высокой проникающей способностью. На рис. 1 приведена зависимость $\varepsilon(E_{\gamma\text{ втор}}, l = 10$ см) детектора из сверхчистого германия (HPGe) [8], где кружки — из измерений γ -линий [9] от размещаемых с промежутком $l = 10$ см от торцевой стенки корпуса HPGe-детектора образцовых стандартных γ -источников

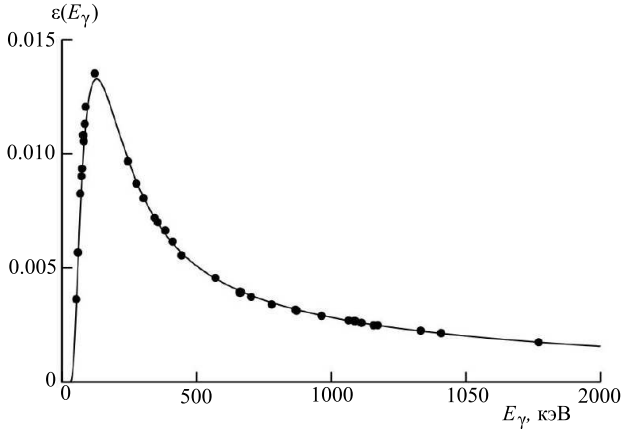


Рис. 1. Пример зависимости эффективности $\epsilon(E_\gamma, l)$ регистрации HPGe-детектора от энергии γ -квантов E_γ при промежутке $l = 10$ см между мишенью и торцом корпуса детектора. Кружки — результаты измерений с образцовыми стандартными γ -источниками, сплошная линия — результат расчёта с использованием GEANT4 [10]

(^{44}Ti , ^{60}Co , ^{94}Nb , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{241}Am); линия — расчёт по GEANT4 [10]. Заметим, что $\epsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l = 0 \text{ см})/\epsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l = 10 \text{ см}) > 10$.

Рассмотрим общие типы фотоядерных реакций, образующих радионуклиды и представляющих интерес и для дальнейшего развития ядерно-физических представлений, и для прикладных целей (ядерная медицина, неразрушающий контроль и др.).

При энергии падающих γ -квантов E_γ до порогов $E_{\text{порог}}$ вылета нуклонов из материнских среднетяжёлых ядер при $E_\gamma \geq 4$ МэВ образование радиоактивных ядер возможно только путём заселения метастабильных состояний (если они есть!) в результате прошедших в таких материнских ядрах каскадов γ -переходов. Выберем в качестве примера для этой группы задач реакцию $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$, для которой на рис. 2, а приведено сечение $\sigma_{(\gamma, \gamma')m}$ неупругого ядерного фоторассеяния с заселением в каскадах γ' -переходов метастабильного состояния ядра в зависимости от E_γ [11], а на рис. 2, б — также в зависимости от E_γ для E1-фотопоглощения изомерное отношение $\alpha = \sigma_{(\gamma, \gamma')m} / (\sigma_{(\gamma, \gamma')m} + \sigma_{(\gamma, \gamma')g})$, где $\sigma_{(\gamma, \gamma')g}$ — сечение неупругого ядерного фоторассеяния с заселением основного состояния ядра [12].

Так как для ^{115}In $\alpha(E_\gamma) \approx \text{const}$, при $E_\gamma \leq E_{\text{порог}}$ имеем $\sigma_{(\gamma, \gamma')m}$, примерно пропорциональные полному сечению фотопоглощения $\sigma_{\text{полн}}$, и можно изучать поведение $\sigma_{\text{полн}}(E_\gamma)$ в области, где ещё существенна смесь вкладов E1 ПГ и E1 ГР. Пригодность модельных расчётов [12] проверена, в частности, на совокупности данных эксперимента по заселению более 20 уровней для реакции на тепловых нейтронах $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)^{158}\text{Gd}$, и для получения хорошего согласия не понадобились дополнительные параметры.

Для области E_γ выше пика кривой сечения реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$ имеем $\sigma_{(\gamma, \gamma')m} = \sigma_{\text{полн}} \times$

$\alpha(E_\gamma) \times [\Gamma_{\text{рад}}(E_\gamma)/\Gamma_{\text{полн}}(E_\gamma)]$, где $\Gamma_{\text{рад}}$ и $\Gamma_{\text{полн}}$ — радиационная и полная (включая нейтронную) ширины уровней возбуждённого ядра. Хотя в этом выражении все три множителя зависят от E_γ , в высокоэнергичной части пика сечения реакции $(\gamma, \gamma')^m$ вблизи $E_{(\gamma, n)\text{-порог}}$ можно считать, что $\alpha(E_\gamma) \approx \text{const}$, а для приближенного описания зависимости $\sigma_{\text{полн}}(E_\gamma) \times \alpha(E_\gamma)$ допустимо использовать кривую Лоренца с «привязкой» ее к полученному экспериментальному значению при E_γ для максимума этого пика. При этом полученный в эксперименте резкий спад в зависимости $\sigma_{(\gamma, \gamma')m}(E_\gamma)$ обусловлен спадом в зависимости $\Gamma_{\text{рад}}(E_\gamma)/\Gamma_{\text{полн}}(E_\gamma)$, который значительно больше роста используемой для описания поведения $\sigma_{\text{полн}}(E_\gamma)$ кривой Лоренца при E_γ вблизи $E_{(\gamma, n)\text{-порог}}$. В рамках такого рассмотрения можно получить сведения о поведении $\Gamma_{\text{рад}}(E_\gamma)/\Gamma_{\text{полн}}(E_\gamma)$ вблизи порога отделения от ядра нейтрона — важной характеристики сложного процесса диссипации энергии и девозбуждения в атомных ядрах при E1 ГР.

При E_γ выше порогов вылета $E_{\text{порог}}$ из материнских ядер нуклонов также возможно образование радиоактивных ядер путём заселения метастабильных спиновых состояний (если они есть!) в результате прошедших в таких ядрах каскадов γ -переходов (обзор [13] и работы [14, 15] для $(\gamma, n)^m$ -реакций, причём в [14, 15] заселение высокоспинового метастабильного состояния по отношению к заселению основного состояния в реакциях $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m, \gamma}\text{Au}$ использовано для отделения вклада изовекторного электрического квадрупольного E2 ГР от вклада изовекторного дипольного E1 ГР.

Однако в большинстве фотоядерных реакций с вылетом нуклонов или их ассоциаций образующие радиоактивные ядра оказываются в своих основных состояниях. Если при этом сопоставить реакции с вылетом только одного нуклона, то важно отметить, что (γ, p) -реакции чаще, чем (γ, n) -реакции, приводят к образованию стабильных ядер, а с ростом атомного номера Z материнских ядер из-за влияния кулоновского барьера отношения сечений этих реакций $\sigma(\gamma, p)/\sigma(\gamma, n)$ снижается так, что для среднетяжёлых и тем более тяжёлых ядер до порога вылета второго нуклона $\sigma(\gamma, n) \approx \sigma_{\text{полн}}$. Важно и то, что дочерние ядра от (γ, n) -реакций часто оказываются β^+ -активными. Примерами последнего могут служить данные для дочерних ядер ^{18}F [8] и ^{62}Cu [6, 7]. На рис. 3, а представлено сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$ [6].

Тем не менее есть примеры измерения сечений реакции (γ, p) на материнских ядрах ^{13}C [16], ^{68}Zn [17] и ^{48}Ti [18] и сечений реакции (γ, np) на материнских ядрах ^{32}S , ^{40}Ca , ^{70}Ge [19]. А примеры как измерения сечения реакции $\text{Cu}(\gamma, 2n)$ (см. на рис. 3, б сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ из [6]), так и обнаружения продуктов реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195g}\text{Au}$ и сечений реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$ есть в [6, 14, 16] соответственно. Наконец, примеры измерения выхода реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)$ и выделения продуктов

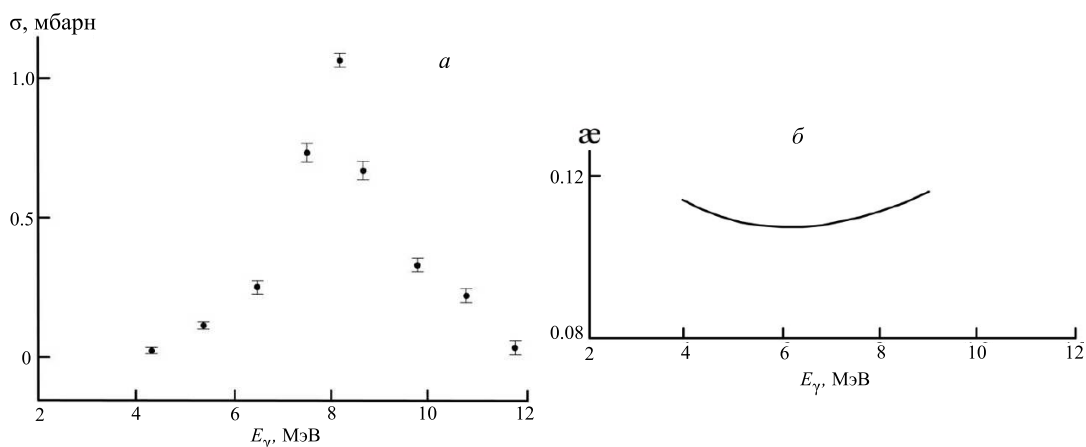


Рис. 2. Для реакции $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$: *a* — зависимость сечения σ от энергии падающих γ -квантов E_γ [11]; *b* — зависимость изомерного отношения $\alpha = \sigma_{(\gamma, \gamma')m} / (\sigma_{(\gamma, \gamma')m} + \sigma_{(\gamma, \gamma')g})$ от E_γ [12], *m* и *g* — метастабильное и основное состояния ядра-продукта соответственно

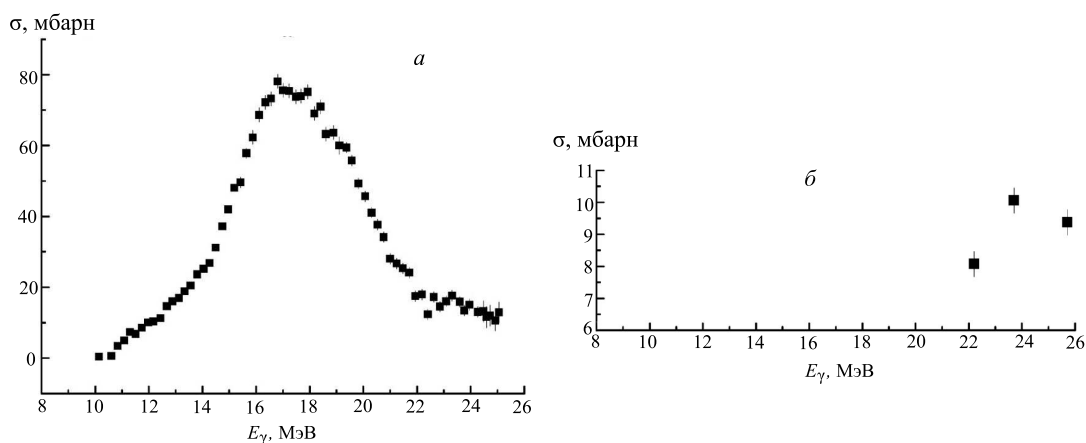


Рис. 3. Сечения реакций (γ, n) и $(\gamma, 2n)$ в зависимости от энергии падающих γ -квантов E_γ : *a* — $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62}\text{Cu}$ [6]; *b* — $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61}\text{Cu}$ [6]

реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, (36)n)^{(194-191)g}\text{Au}$ есть в [14, 20] соответственно.

Особое направление представляют собой активационные исследования делящихся ядер с изучением цепочек распадов в ядрах-осколках от фотоделения (см. [21]).

3. ОЦЕНКИ ДЛЯ РЕАКЦИЙ $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$

Дадим для реакций $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$, $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ оценки наводимой активности *a* и скорости счёта N_{HPGe} к моменту окончания облучения в HPGe-детекторе при $l = 10$ см (см. рис. 1) и при $l = 0$ см. При этом облученные образцы перемещаются из зала облучений в другой зал для измерения наведенной активности, где находится низкофоновая установка на базе HPGe-детектора.

Характеристики реакций, выбранных мишеней и условий облучения и регистрации даны в табл. 2.

При этом имеем:

$$a = \left[1 - \exp\left(-\frac{t \cdot \ln 2}{T_{1/2}}\right) \right] \times N_\gamma \times \sigma(E_\gamma) \times N_A \times \eta \times \frac{\rho_{tag} X_{tag}}{M_{tag}}, \quad (1)$$

$$N_{HPGe} = \varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l) \times a \times I_\gamma(E_{\gamma \text{ втор}}), \quad (2)$$

где t — время однократного облучения; N_γ и E_γ — поток и энергия первичных γ -квантов; $\sigma(E_\gamma)$ — сечение реакции при E_γ ; $T_{1/2}$ — период полураспада ядра-продукта [9]; $\eta = \eta_{ch} \times \eta_{is}$, $\eta_{ch} \cong 1$ — химический состав металлических мишеней; η_{is} — естественный изотопный состав [9]; $E_{\gamma \text{ втор}}$ — энергия вторичных γ -квантов при распаде ядра-продукта; $I_\gamma(E_{\gamma \text{ втор}})$ — доля девозбуждения уровня при распаде ядра-продукта с испусканием вторичного γ -кванта с $E_{\gamma \text{ втор}}$; M_{tag} , ρ_{tag} , D_{tag} , X_{tag} — молекулярный вес, плотность, диаметр, длина (по пучку) металлических In- и Cu-мишеней, значения M_{tag} и ρ_{tag} из [22], при регистрации распадов мишень

Таблица 2. Характеристики облучений, реакций, мишеней, распадов и регистраций

Характеристики	Реакции		
	$^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^{115m}\text{In}$	$^{63}\text{Cu}(\gamma, n)^{62g}\text{Cu}$	$^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)^{61g}\text{Cu}$
t	$T_{1/2} \cong 4.486$ час	$T_{1/2} \cong 9.74$ мин	$T_{1/2} \cong 3.333$ час
$N_\gamma, \text{с}^{-1}$	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$
$E_\gamma, \text{МэВ}$	$\cong 9$	$\cong 17$	$\cong 23.7$
$\sigma(E_\gamma), \text{мбарн}$	$\cong 1$	$\cong 75$	$\cong 10$
η_{is}	0.9571	0.6917	0.6917
$M_{tag}, \text{Г} \times \text{моль}^{-1}$	114.82	63.54	63.54
$r_{tag}, \text{Г} \times \text{см}^{-3}$	7.31	8.96	8.96
$D_{tag}, \text{см}$	0.16	0.16	0.16
$X_{tag}, \text{см}$	1	1	1
$E_\gamma \text{ втор}, \text{кэВ}$	$\cong 336$	$\cong 1173$	$\cong 283$
I_γ	$\cong 0.4583$	$\cong 0.0034$	$\cong 0.122$
$a, \text{с}^{-1}$	~ 183	~ 22027	~ 2936
$\varepsilon(E_\gamma \text{ втор}, l = 10 \text{ см})$	≈ 0.0073	≈ 0.0025	≈ 0.0086
$\varepsilon(E_\gamma \text{ втор}, l = 0 \text{ см})$	≈ 0.1033	≈ 0.0342	≈ 0.1206
N_{HPGe} при $l = 10 \text{ см}, \text{с}^{-1}$	~ 0.61	~ 0.19	~ 3.08
N_{HPGe} при $l = 0 \text{ см}, \text{с}^{-1}$	~ 8.66	~ 2.56	~ 43.19

расположена симметрично на оси HPGe-детектора так, что продольная её ось перпендикулярна оси детектора; $N_A \cong 6.022 \times 10^{23}$ моль $^{-1}$ — число Авогадро; при этих оценках можно пренебречь ослаблениями потоков первичных и вторичных γ -квантов в мишенях [23, 24]; a и N_{HPGe} — активность и скорость счёта в HPGe-детекторе к концу облучения при указанных $E_\gamma \text{ втор}$ и $\varepsilon(E_\gamma \text{ втор}, l)$, l — промежуток между торцевой стенкой HPGe-детектора и мишенью.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённый анализ и оценки, а также результаты работы [2], авторы которой ссылаются на нашу статью [12], показывают значительную перспективность активационных исследований на проектируе-

мом комптоновском источнике квазимонохроматических γ -квантов в области E1 ПР и E1 ГР (особенно с учётом возможности перехода для регистрации к расстоянию $l = 0$ см и / или к большему объёму HPGe-детектора и значениями $(\Delta E_\gamma / E_\gamma)$, улучшенными примерно на порядок по сравнению с НИ γ S [2], при практически одинаковых потоках γ -квантов).

Качественные преимущества рассматриваемого γ -пучка по сравнению с используемыми ранее от тормозных и аннигиляционных источников позволят получить новую прецизионную и более детальную информацию о фотоядерных реакциях в области гигантских резонансов ядер.

Данную методику целесообразно использовать также время от времени в ходе развития дальнейших измерений для контроля параметров источника γ -пучка и стабильности систем мониторингования его интенсивности.

- [1] Schaerf C., Federici L., Giordano G. et al. First experimental results from the Frascati monochromatic and polarized γ -ray beam. In: Electro and Pion Interactions with Nuclei at Intermediate Energies. Harwood Academic Publishers. 1979. Pp. 681–689.
- [2] Tornow W., Blike M., Finch S.W. et al. // *Phys. Rev. C* **98**, 064305 (2018).
- [3] Шведунев В.И., Ермаков А.Н., Артюков И.А и др. Разработка источника комптоновского излучения для исследований в области биологии, медицины, материаловедения, быстротекающих процессов, ядерной физики. Отчёт о научно-исследовательской работе. М.: НИИЯФ МГУ, 2022, 111 стр.
- [4] Бельшев С.С., Варламов В.В., Джилавян Л.З.

- и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* **78**, № 3. 2330204 (2023). (Belyshev S.S., Varlamov V.V., Dzhalavyan L.Z. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **78**, N 3. 284 (2023)).
- [5] Бельшев С.С., Варламов В.В., Джилавян Л.З. и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* **78**, № 3. 2330203 (2023). (Belyshev S.S., Varlamov V.V., Dzhalavyan L.Z. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **78**, N 3. 278 (2023)).
- [6] Sund R.E., Baker M.P., Kull L.A., Walton R.B. // *Phys. Rev.* **176**. N 4. 1366. (1968).
- [7] Джилавян Л.З., Кучер Н.П. // *ЯФ* **30**. 294 (1979). (Dzhalavyan L.Z., Kucher N.P. // *Sov. J. Nucl. Phys.* **30**. 151. (1979)).

- [8] Бельшев С.С., Джилавыян Л.З., Ермаков А.Н. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. **77**. 531 (2013). (Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Ermakov A.N. et al. // *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **77**. 480 (2013)); Алиев Р.А., Бельшев С.С., Джилавыян Л.З. и др. Экспериментальное исследование возможностей наработки ^{18}F , ^{67}Cu , ^{177}Lu для ядерной медицины на ускорителях электронов. Препринт ИЯИ РАН П-1340. Москва, 2013.
- [9] <http://nucldata.nuclear.lu.se/toi/>
- [10] GEANT-4. Version: geant4 9.5.0 (2nd December, 2011) // *Physics Reference Manual*.
- [11] Джилавыян Л.З. // ЯФ **78**, 668. (2015). (Dzhilavyan L.Z. // *Phys. Atom. Nucl.* **78**, N 5. 624. (2015)).
- [12] Джилавыян Л.З., Кауц В.Л., Фурман В.И., Чуприков А.Ю. // ЯФ **51**. 336 (1990). (Dzhilavyan L.Z., Kauts V.L., Furman V.I., Chuprikov A.Yu. // *Sov. J. Nucl. Phys.* **51**. 215. (1990)).
- [13] Мазур В.М. // ЭЧАЯ. **31**, Вып. 2. 384 (2000). (Mazur V.M. // *РЕРАН* 2. P. 188. (2000)).
- [14] Джилавыян Л.З., Лазарева Л.Е., Пономарев В.Н., Сорокин А.А. Изомерные отношения выходов реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m,g}\text{Au}$ и $^{197}\text{Au}(e, e'n)^{196m,g}\text{Au}$ при энергиях 10–90 МэВ. Препринт ИЯИ АН СССР П-0168. Москва, 1980.
- [15] Джилавыян Л.З., Лазарева Л.Е., Пономарев В.Н., Сорокин А.А. // ЯФ. **33**. 591 (1981). (Dzhilavyan L.Z., Lazareva L.E., Ponomarev V.N., Sorokin A.A. // *Sov. J. Nucl. Phys.* **33**. 3. (1981)).
- [16] Джилавыян Л.З. // ЭЧАЯ. **50**, Вып. 5. 637 (2019). (Dzhilavyan L.Z. // *Physics of Particles and Nuclei* **50**. 556. (2019)).
- [17] Алиев Р.А., Бельшев С.С., Кузнецов А.А. et al. // *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. **321**. 125. (2019).
- [18] Алиев Р.А., Бельшев С.С., Фрумкина Е.А. et al. // *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. **326**. 1099. (2020).
- [19] Джилавыян Л.З., Карев А.И., Раевский В.Г. // ЯФ. **74**, № 12. 1728. (Dzhilavyan L.Z., Karev A.I., Raevsky V.G. // *Phys. Atom. Nucl.* **74**, 1690. (2011)).
- [20] Бельшев С.С., Джилавыян Л.З., Ермаков А.Н. и др. // *Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон.* № 3, 8 (2012). (Belyshev S.S., Dzhilavyan L.Z., Ermakov A.N. et al. // *Moscow Univ. Phys. Bull.* **67**, 246. (2012)).
- [21] Ишханов Б.С., Кузнецов А.А. // ЯФ. **77**, № 7. 871 (2014). (Ishkhanov B.S., Kuznetsov A.A. // *Phys. Atomic Nuclei*. **77**, 824. (2014)).
- [22] Pages L., Bertel E., Joffre H., Sklavenitis L. Rapport No. CEA-R-3942 (CEN, Saclay, France, 1970).
- [23] Гейтлер В. Квантовая теория излучения. М.: Изд-во иностр. лит., 1956. (Heitler W. *The Quantum Theory of Radiation*. Oxford: The Clarendon Press, 1954).
- [24] Немец О.Ф., Гофман Ю.В. Справочник по ядерной физике. Киев: Наукова думка, 1975.

On activation studies of photonuclear reactions on γ -beams from backward Compton scattering at $E_\gamma \leq 40$ MeV

S.S. Belyshev¹, V.V. Varlamov², L.Z. Dzhilavyan^{3,a}, A.A. Kuznetsov^{1,2}, A.M. Lapik³, A.L. Polonski³, A.V. Rusakov³, V.I. Shvedunov²

¹Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia

²Skobeltsyn Nuclear Physics Institute of Lomonosov Moscow State University. Moscow, 119234 Russia

³Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences. Moscow, 117312 Russia

E-mail: ^adzhil@inr.ru

For photonuclear research with γ -quanta having energies $E_\gamma \leq 40$ MeV at the source under developing with backward Compton scattering of laser radiation on accelerated electrons, activation experiments are proposed as initial ones. These experiments are important both for developing techniques for tuning and monitoring such γ -beams, and for studying the excitation of pygmy and giant resonances in nuclei at E_γ near the threshold of the (γ, n) reaction, as well as the multiplicity of photoneutrons during deexcitation of giant resonances at E_γ above the threshold of $(\gamma, 2n)$ -reaction.

PACS: 25.20.-x

Keywords: electron accelerators, laser photons, backward Compton scattering, quasi-monochromatic γ -radiation, photonuclear reactions, metastable states, pygmy and giant resonances, γ -activity.

Received 15 November 2023.

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2024. **79**, No. 1. Pp. 7–13.

Сведения об авторах

1. Бельшев Сергей Сергеевич — ассистент; тел.: (495) 939-25-58, e-mail: belyshev@depni.sinp.msu.ru.
2. Варламов Владимир Васильевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотр.; тел.: (495) 939-34-83, e-mail: vvvarlamov@gmail.com.
3. Джилавыян Леонид Завенович — доктор физ.-мат. наук, вед. науч. сотр.; тел.: (499)-198-07-61, e-mail: dzhil@inr.ru, e-mail: nucleus009@mail.ru.
4. Кузнецов Александр Александрович — канд. физ.-мат. наук, доцент, зам. директора, ст. научн. сотр.; e-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru.
5. Лапик Александр Михайлович — науч. сотр.; тел.: (499) 135-33-37, e-mail: lapik@inr.ru.
6. Полонский Андрей Леонидович — канд. физ.-мат. наук, ст. науч. сотр.; e-mail: polonski@inr.ru.
7. Русаков Артур Владимирович — науч. сотр.; тел.: (499)-135-33-37, e-mail: rusakov@inr.ru.
8. Шведун Вилий Иванович — доктор физ.-мат. наук, профессор, гл. науч. сотр.; тел.: (495)-93924 51, e-mail: shvedunov@gmail.com.