



К АКТИВАЦИОННЫМ ИССЛЕДОВАНИЯМ ФОТОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НА γ -ПУЧКАХ ОТ ОБРАТНОГО КОМПТОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ $E_\gamma < 40$ МэВ

Л.З. Джилавян, А.М. Лапик, А.Л. Полонский, А.В. Русаков,

*Институт Ядерных Исследований Российской Академии Наук
117312 Москва, Россия*

С.С. Бельшев,

*Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова, Физический факультет
119991 Москва, Россия*

В.В. Варламов, А.А. Кузнецов, В.И. Шведун.

*Московский Государственный Университет имени М.В. Ломоносова,
НИИ Ядерной Физики имени Д.В. Скобельцына
119991 Москва, Россия*

- Для изучения атомных ядер у γ -квантов по сравнению с сильно взаимодействующими пробниками есть важные достоинства:

электромагнитное взаимодействие *хорошо изучено* и *достаточно слабо* для методов теории возмущений.

Но из-за последнего при энергиях γ -квантов E_γ **от нескольких МэВ до ~ 40 МэВ**, при которых возбуждаются пигми и гигантские резонансы в ядрах (ПР и ГР, в которых превалируют электрические дипольные ($E1$) вклады), сечения фотоядерных реакций сравнительно малы, так что **нужны довольно интенсивные источники γ -пучков**.

- **До последнего времени** основные результаты по изучению сечений фотоядерных реакций при указанных энергиях получены на пучках γ -квантов от источников 2-х типов полных их спектров по E_γ :

тормозные источники (ТИ) от торможения электронов;

аннигиляционные источники (АИ) от аннигиляции позитронов на лету (но и с добавкой от торможения в аннигиляционной мишени!).

Однако на сегодня **эти результаты не удовлетворяют** требованиям детального изучения фотоядерных реакций.

Причины этого:

для ТИ спектры $N(E_\gamma)$ сложны – 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 реакций;

для АИ, хотя и есть значительное улучшение формы спектров вблизи $E_{\gamma \text{ макс}}$, **НО:**

во-первых, это улучшение достаётся ценой снижения интенсивности на порядки величины,

во-вторых, влияние этого улучшения быстро снижается с ростом $E_{\gamma \text{ макс}}$ выше центроида сечения возбуждения изовекторного $E1$ ГР.

- **Для улучшения этой ситуации** при исследованиях фотоядерных реакций при указанных E_γ весьма многообещающ

систематический переход к работе **с коллимированными пучками** квазимонохроматических γ -квантов из комптоновских источников (КИ) от обратного рассеяния лазерных фотонов на пучках ускоренных электронов.

Конечно, при этом предполагается отработка методик настройки и мониторингования получаемых пучков γ -квантов и изучение образуемых фоновых условий.

- В данной работе рассмотрены перспективы проведения, по крайней мере, на начальном этапе

активационных исследований фотоядерных реакций при указанных E_γ на проектируемом импульсном КИ

[Шведунов В.И. и др. Отчёт МГУ. 2022]

с учётом уже сформированных направлений общей программы фотоядерных исследований на этом КИ

[Бельшев С.С., Варламов В.В., Джилавян Л.З. и др. Вестник МГУ, Серия 3. Физика. 2023, Т.78(3)]

и предложенных методики мониторинга ожидаемого γ - пучка

[Бельшев С.С., Варламов В.В., Джилавян Л.З. и др. Вестник МГУ, Серия 3. Физика. 2023, Т.78(3)].

- **Проект импульсного γ -источника** от обратного комптоновского рассеяния лазерных фотонов на ускоренных электронах для исследований фотоядерных реакций при E_γ **от нескольких МэВ до ~40 МэВ** предложен в рамках проекта Национального центра физики и математики (**НЦФМ**) «Ядерная и радиационная физика» (**направление 6.5.1**).

Проект базируется на каскаде импульсных ЛУЭ с выходной энергией электронов до $E_{e \text{ макс}} \approx 750 \text{ МэВ}$, работающих в одногустковом режиме и без ускорителя-накопителя на выходе этого каскада.

- В **инжекторе** каскада ЛУЭ предполагается фотоэлектронная эмиссия под действием инжекторного лазера с длительностью импульса $t \sim 10^{-12}$ с.
- На **выходе** каскада сгусток ускоренных электронов претерпевает столкновение со сгустком фотонов 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 для энергий рассеянных назад комптоновских γ -квантов, близких к максимально достижимым [до ~ 40 МэВ]).
- Далее для выделения квазимонохроматических γ -квантов используется по оси пучка электронов на расстоянии $S \approx 10$ м от места встречи пучков электронов и лазерных фотонов **коллиматор** диаметром $d=1,5$ мм.

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

Возможность поляризации γ -квантов	есть
Частота повторения импульсов, с^{-1}	до 10^3
Длительность импульса t , с	$\sim 10^{-12}$
Диаметр коллиматора d , мм	1,5
Угол коллимации, мкрад	72,5
E_γ , МэВ	до ~ 40
$\Delta E_\gamma / E_\gamma$	$\sim 0,5\%$
N_γ , с^{-1}	до 10^7

Образуемые в фотоядерных реакциях при указанных E_γ дочерние ядра могут быть радиоактивными.

Это так, когда дочерние ядра попадают в свои метастабильные состояния (имеются в виду *спиновые изомеры*).

Но и при заселении их основных состояний часто **дочерние ядра тоже радиоактивные**. Для нас существенно, что распады таких радиоактивных дочерних ядер часто сопровождаются испусканием **вторичных γ -квантов**.

Последнее реализуется при:

- 1) распадах дочерних ядер из метастабильных состояний путем изомерных γ -переходов;
- 2) β -распадах с переходами не на основные, а на возбуждённые состояния с последующими γ -переходами;
- 3) аннигиляции с электронами мишени затормозившихся позитронов от β^+ -распадов (с преобладанием энергий вторичных γ -квантов $E_{\gamma \text{ втор}} \cong 511$ кэВ).

При этом использование двойного сцинтилляционного или полупроводникового γ -спектрометра с регистрацией на совпадение 2-х испускаемых практически в противоположные стороны таких вторичных γ -квантов позволяет существенно *улучшать отношения эффект/фон*

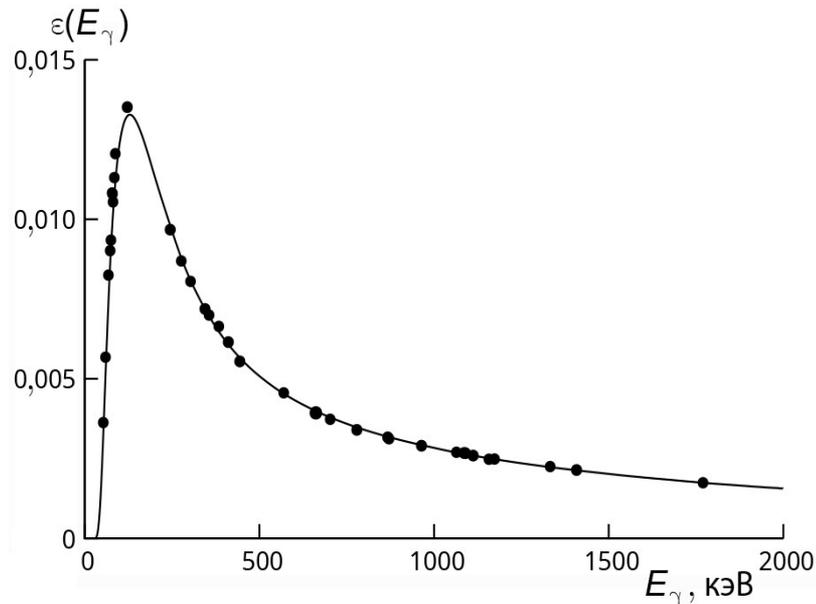
[Sund R.E., et al. Phys. Rev. 1968. V.176. P.1366; Джилавян Л.З., Кучер Н.П. ЯФ 1979. Т.30. С.294].

Прецизионная регистрация вторичных γ -квантов γ -спектрометрами (с определением:

- 1) *эффективности спектрометра $\varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}})$;*
- 2) *энергии вторичных γ -квантов $E_{\gamma \text{ втор}}$;*
- 3) *периода полураспада $T_{1/2}$ и интенсивности)*

может позволить найти количество интересующих дочерних ядер.

При этом возможно использование **довольно толстых мишеней**, так как и во входном, и в выходном каналах для пар процессов (фотоядерная реакция + распад дочернего ядра) имеем γ -кванты с их *высокой проникающей способностью*.



Зависимость $\varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l=10 \text{ см})$ рассмотренного детектора из **сверхчистого германия** (HPGe),

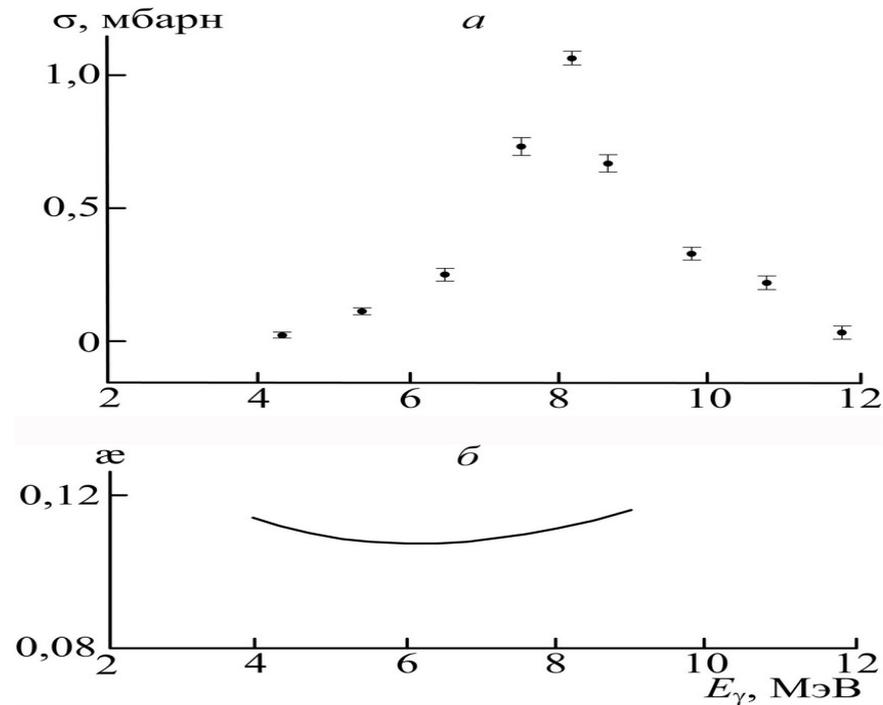
где:

кружки – из измерений для γ -линий от размещаемых на расстоянии $l=10$ см от торцевой стенки корпуса HPGe- детектора образцовых стандартных γ -источников (^{44}Ti , ^{60}Co , ^{94}Nb , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu , ^{241}Am);

кривая – расчёт по GEANT4. Заметим: $\varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l=0) / \varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l = 10 \text{ см}) > 10$.

Рассмотрим общие типы фотоядерных реакций, образующих радиоактивные дочерние ядра и представляющих интерес для и дальнейшего **развития ядерно-физических представлений**, и **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 образование радионуклидов возможно **только путём заселения метастабильных состояний** (если они есть!) в результате прошедших в таких ядрах каскадов γ -переходов.



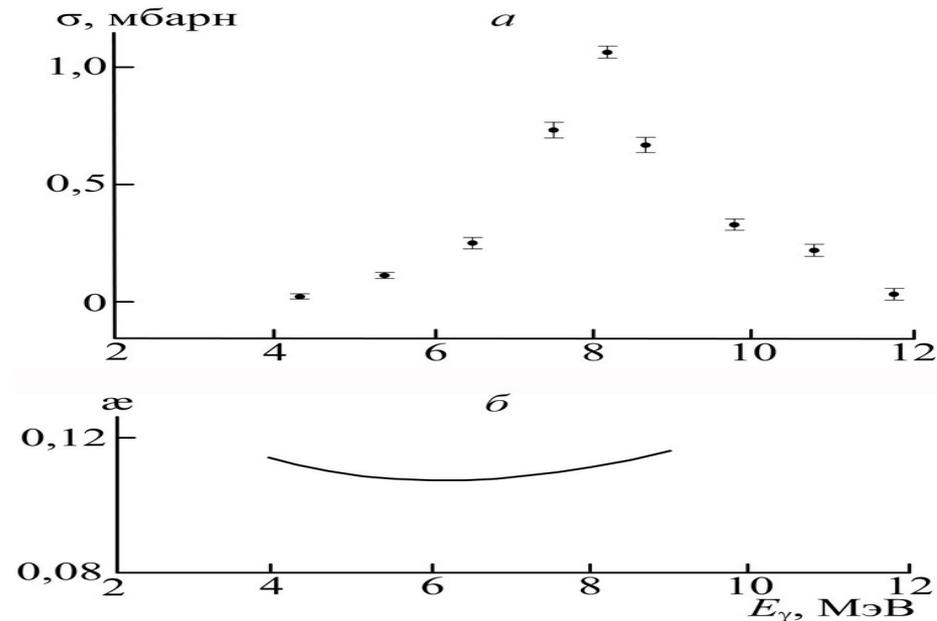
Выберем в качестве примера для этой группы задач реакцию $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma)^{115m}\text{In}$, для которой на рис. а приведены сечения $\sigma_{(\gamma, \gamma')m}$ в зависимости от E_γ [Джилавян Л.З. ЯФ 2015. Т.78, С.668],

а на рис. б – также в зависимости от E_γ для Е1-фотопоглощения **изомерные отношения**

$\alpha = \sigma_{(\gamma, \gamma')m} / (\sigma_{(\gamma, \gamma')m} + \sigma_{(\gamma, \gamma')g})$, где $\sigma_{(\gamma, \gamma')g}$ – сечение неупругого фото-рассеяния с заселением основного состояния ядра [Джилавян Л.З., Кауц В.Л., Фурман В.И., Чуприков А.Ю. ЯФ 1990. Т.51. С.336].

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 $\sigma_{\text{полн}}$, так что можно изучать поведение $\sigma_{\text{полн}}(E_\gamma)$ в области, где ещё существенна смесь вкладов Е1 ПГ и Е1 ГР.

Пригодность расчётов α проверена на совокупности данных по заселению > 20 уровней для реакции на тепловых нейтронах $^{157}\text{Gd}(n, \gamma)^{158}\text{Gd}$. При этом для хорошего согласия не понадобились добавочные параметры.



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

$$\sigma_{(\gamma, \gamma')^m}(E_\gamma) \approx \sigma_{\text{полн}}(E_\gamma) \times \epsilon(E_\gamma) \times [\Gamma_{\text{рад}}(E_\gamma) / \Gamma_{\text{полн}}(E_\gamma)],$$

где $\Gamma_{\text{рад}}(E_\gamma)$ и $\Gamma_{\text{полн}}(E_\gamma)$ – радиационная и полная ширины уровней возбуждённого ядра.

Хотя здесь все все сомножители зависят от E_γ , в высокоэнергичном “крыле”

пика сечения реакции $(\gamma, \gamma')^m$ вблизи $(E_\gamma)_{\text{порог}(\gamma, n)}$ можно считать, что $\epsilon(E_\gamma) \approx \text{const}$,

а для приближенного описания зависимости $\sigma_{\text{полн}}(E_\gamma) \times \epsilon(E_\gamma)$ использовать кривую Лоренца с “привязкой” ее к экспериментальному значению для максимума этого пика.

Полученный в эксперименте спад сечения $\sigma_{(\gamma, \gamma')^m}(E_\gamma)$ обусловлен спадом в зависимости $\Gamma_{\text{рад}}(E_\gamma) / \Gamma_{\text{полн}}(E_\gamma)$, “перекрывающим” рост используемой для описания $\sigma_{\text{полн}}(E_\gamma)$ кривой Лоренца при E_γ вблизи $E_{\text{порог}(\gamma, n)}$.

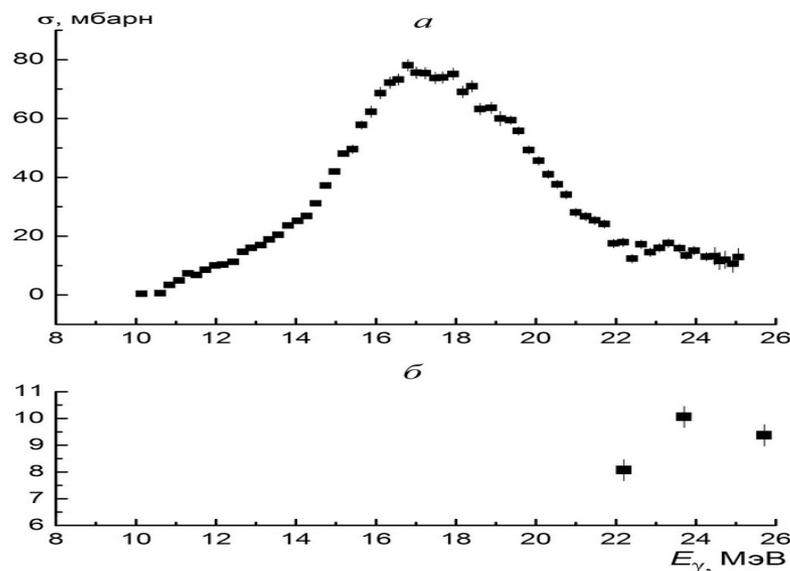
В рамках такого рассмотрения можно получить сведения о поведении $\Gamma_{\text{рад}}/\Gamma_{\text{полн}}$ вблизи порога отделения от ядра нейтрона – важной характеристики сложного процесса диссипации энергии и девозбуждения в атомных ядрах при $E \sim 1$ ГР.

При E_γ выше порогов вылета нуклонов $E_{\text{порог}}$ также возможно образование радионуклидов путём заселения метастабильных спиновых состояний в результате каскадов γ' -переходов, например,

[Джилавян Л.З., Лазарева Л.Е., Пономарев В.Н., Сорокин А.А. ЯФ. 1981. Т.33. С.591],
где заселение высокоспинового метастабильного состояния по отношению к заселению основного состояния в реакциях $^{197}\text{Au}(\gamma, n)^{196m, g}\text{Au}$ использовано для отделения вклада изовекторного E2 ГР от вклада изовекторного E1 ГР.

Но в большинстве фотоядерных реакций с вылетом нуклонов образуемые радиоактивные ядра оказываются в своих основных состояниях.

Важно отметить, что (γ, p) -реакции чаще, чем (γ, n) -реакции, образуют стабильные ядра, а с ростом Z из-за влияния кулоновского барьера отношения сечений 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, что дочерние ядра от (γ, n) -реакций часто оказываются β^+ -активными, например, ядра ^{62}Cu и ^{61}Cu [Sund R.E., et al. Phys. Rev. 1968. V.176.P.1366; Джилавян Л.З., Кучер Н.П. ЯФ 1979. Т.30. С.294].

На **рис. а** представлено сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$.

Есть примеры задач, связанных с сечениями реакции (γ, p) на материнских ядрах ^{13}C , ^{68}Zn , ^{48}Ti , см.

[R.A. Aliev, S.S. Belyshev, A.A. Kuznetsov, L.Z. Dzhilavyan, et al., J. Radioanalyt. & Nucl. Chem. 2019 V.321. P.125]

и с сечениями реакции (γ, np) на материнских ядрах ^{32}S , ^{40}Ca , ^{70}Ge .

Есть примеры задач измерения сечения реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$ (см. на **рис. б** сечение реакции $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$), и обнаружения продуктов реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 2n)^{195g}\text{Au}$, и реакций $^{14}\text{N}(\gamma, 2n)^{12}\text{N}$ и $^{14}\text{N}(\gamma, 2p)^{12}\text{B}$.

Есть также примеры измерения выхода реакции $^{23}\text{Na}(\gamma, \alpha n)$, и выделения реакций $^{197}\text{Au}(\gamma, (3-6)n)^{(194-191)g}\text{Au}$.

В части случаев эти примеры связаны с известным вопросом о множественности выхода фотонейтронов при девозбуждении E1 ГР.

Особое направление – активационные исследования делящихся ядер с изучением цепочек распадов в ядрах-осколках от фотоделения [Ишханов Б.С., Кузнецов А.А. ЯФ. 2014. Т.77. С.871].

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
$M_{\text{tag}}, \text{Г} \times \text{МОЛЬ}^{-1}$	114,82	63,54	63,54
$\rho_{\text{tag}}, \text{Г} \times \text{СМ}^{-3}$	7,31	8,96	8,96
$D_{\text{tag}}, \text{СМ}$	0,16	0,16	0,16
$X_{\text{tag}}, \text{СМ}$	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
$\varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l = 10 \text{ см})$	$\cong 0,0073$	$\cong 0,0025$	$\cong 0,0086$
$\varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}}, l = 0)$	$\cong 0,1033$	$\cong 0,0342$	$\cong 0,1206$
N_{HPGe} при $l=10 \text{ см}, \text{с}^{-1}$	$\sim 0,61$	$\sim 0,19$	$\sim 3,08$
N_{HPGe} при $l=0, \text{с}^{-1}$	$\sim 8,66$	$\sim 2,56$	$\sim 43,19$

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 к окончанию облучения

в HPGe- детекторе N_{HPGe} .

Оценки для реакций $^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')^m$; $^{63}\text{Cu}(\gamma, n)$; $^{63}\text{Cu}(\gamma, 2n)$

При этом имеем:

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

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;

$\eta = \eta_{ch} \times \eta_{is}$; $\eta_{ch} \cong 1$ – химический состав металлических мишеней η_{is} – естественный изотопный состав;

$E_{\gamma \text{ втор}}$ – 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, при регистрации распадов мишень расположена симметрично на оси HPGe-детектора так, что продольная её ось перпендикулярна оси детектора;

$N_A \cong 6,022 \times 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро;

при этих оценках можно пренебречь ослаблениями потоков первичных и вторичных γ -квантов в мишенях;

a и N_{HPGe} – к концу облучения активность и скорость счёта в HPGe-детекторе (см рис. 1) при указанных $E_{\gamma \text{ втор}}$ и $\varepsilon(E_{\gamma \text{ втор}})$.

Проведённый анализ и оценки показывают **большую перспективность** активационных исследований на проектируемом комптоновском источнике квазимонохроматических γ -квантов в области E1 ПР и E1 ГР
(особенно с учётом возможности перехода для регистрации к расстоянию $l=0$ и/или к HPGe-детектору бóльшего объёма)

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ!