



Ремизов Павел Дмитриевич

м.н.с. кафедры физики ускорителей и радиационной медицины физического факультета МГУ

м.н.с. лаборатории пучковых технологий и медицинской физики НИИЯФ МГУ

Получение изотопа циркония-89 медицинского назначения в фотоядерных реакциях

Специальность 1.3.15 (01.04.16)

Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий

ДИССЕРТАЦИЯ

На соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

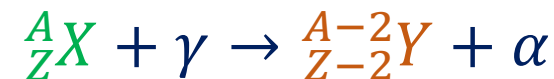
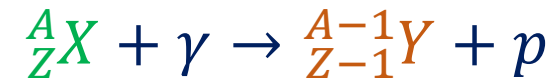
Научный руководитель
доктор физико-математических наук
профессор А.П. Черняев



Стандартные способы:

Способ	Реакции	Достоинства	Недостатки
Реакторный	$\frac{A}{Z}X(n, \gamma)\frac{A+1}{Z}X;$ $\frac{A}{Z}X(n, \gamma)\frac{A+1}{Z}X \rightarrow$ $\frac{A+1}{Z+1}Y;$ $\frac{A}{Z}X(n, f)\frac{a}{Z}Y$	1. Высокие мощности производства	1. Большое количество радиоактивных отходов, выгорание 2. Низкая удельная активность продуктов (n, γ) - и (n, f) -реакций 3. Логистика
Циклотронный	$\frac{A}{Z}X(p, n)\frac{A}{Z+1}Y;$ $\frac{A}{Z}X(d, n)\frac{A+1}{Z+1}Y$	1. Возможность установки в клиниках 2. Высокая удельная активность	1. Сложность в обслуживании 2. Дороговизна установок 3. Толщина и масса мишени

Получение изотопов с высокой удельной активностью на ускорителях электронов возможно в реакциях:



Данная работа посвящена разработке метода получения перспективного для иммуно-ПЭТ радиоизотопа ^{89}Zr в фотоядерных реакциях.

На ускорителях электронов получение ^{89}Zr возможно в реакциях:





Цель работы:

Разработка метода получения перспективного медицинского изотопа ^{89}Zr с требуемыми для медицины характеристиками в фотоядерных реакциях на ускорителях электронов.

Задачи:

1. Провести исследования фотоядерных реакций с испусканием заряженных частиц на различных изотопах Mo, Nb и Zr в широком диапазоне энергий и экспериментально определить выходы активностей и сечения образования продуктов этих реакций.
2. Проанализировать возможные способы получения ^{89}Zr в фотоядерных реакциях с учётом образования примесных изотопов циркония и выбрать наиболее перспективный канал для промышленного производства.
3. Провести сравнение полученных экспериментальных результатов с теоретическими расчетами в рамках существующих моделей ядра и предложить подходы к теоретическим расчетам выходов изученных реакций, которые можно использовать для прогнозной оценки наработки ^{89}Zr .

Облучаемые мишени

20 МэВ	40 МэВ	55 МэВ
<ol style="list-style-type: none">^{nat}Mo, цилиндр 6 мм X 6 мм, 1,82 г^{94}Mo (88 %), порошок, 1,443 г^{nat}Nb, гранулы в фольге, 2,1 г^{nat}Zr, фольга, 0,3 г	<ol style="list-style-type: none">^{nat}Mo, цилиндр 6 мм X 6 мм, 1,82 г^{nat}Nb, гранулы в фольге, 2,1 г	<ol style="list-style-type: none">^{nat}Mo, пластина, 0,06 г^{nat}Mo, пластина, 0,007 г^{nat}Mo, пластина, 0,044 г

Спектры облученных мишеней измерялись на **полупроводниковых спектрометрах с детекторами из сверхчистого германия** Canberra и Ortec с разрешением 2 кэВ по линии 1332 кэВ ^{60}Co . Калибровка по эффективности проводилась с использованием стандартных эталонных источников ^{152}Eu , ^{226}Ra , ^{182}Ta , ^{137}Cs

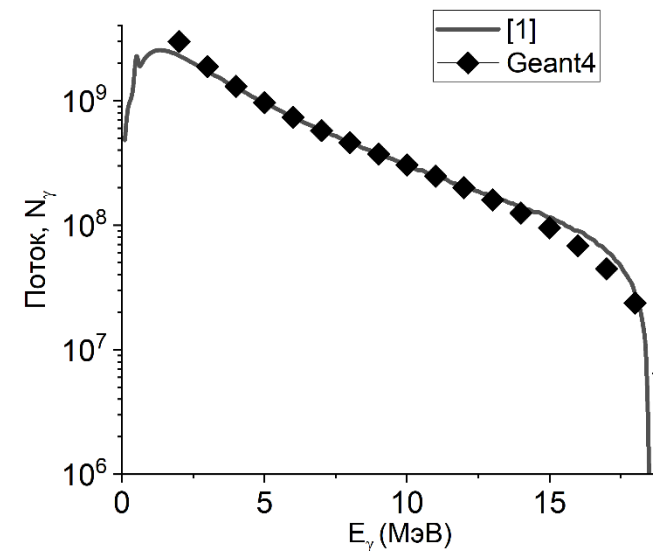
Линейный ускоритель электронов

Varian Trilogy

Тормозная мишень – W

Энергия пучка электронов **20 МэВ**

Ток пучка – 10 нА

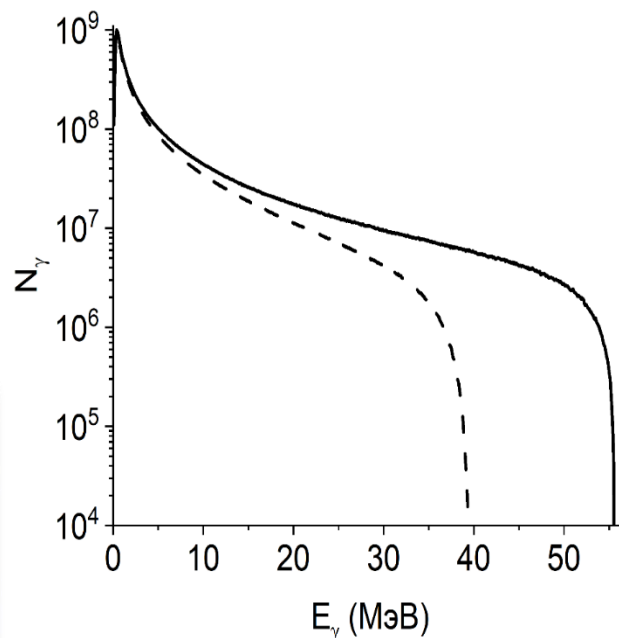


Ускорители электронов

Линейный ускоритель электронов ЛИНАК-200 (ОИЯИ)

Тормозная мишень – 3 мм Pb

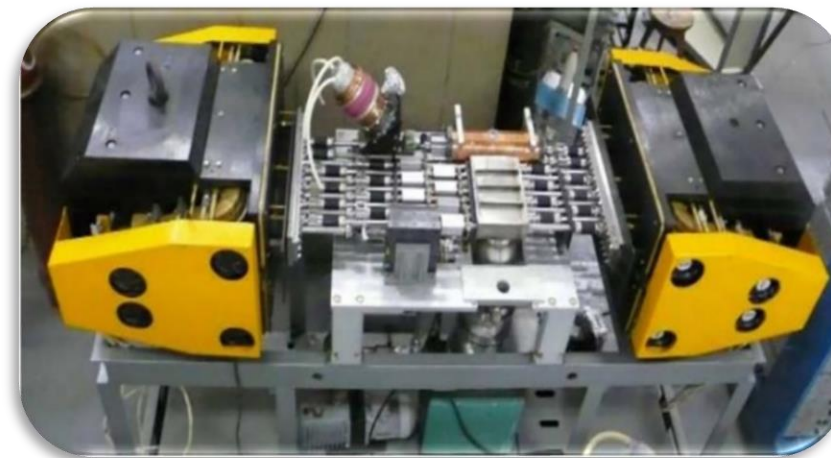
Энергия пучка электронов **40 МэВ**



Разрезной микротрон НИИЯФ МГУ

Тормозная мишень – 2,1 мм W,
размеры пучка $8 \times 2 \text{ мм}^2$

энергия пучка электронов **55 МэВ**,
средний ток 40-45 нА





Определение средневзвешенных сечений

σ_i	Сечение реакции (мбн);
φ_i	Вес фотонов данной энергии в пучке
λ	Постоянная распада, 1/с
S	Площадь пика в спектре
I	Ток пучка электронов, мкА
m	Масса мишени, г
p	Доля изотопа-мишени в природной смеси
N_A	Число Авогадро
$t_{\text{обл}}$	Время облучения мишени, с
$t_{\text{охл}}$	Время охлаждения облученной мишени, с
$t_{\text{изм}}$	Время измерения спектра облученной мишени, с
θ	Отношение живого времени записи спектра к реальному
η	Квантовый выход γ -линии изотопа
ε	Эффективность регистрации γ -линии детектором
k	Коэффициент самопоглощения γ -линии мишенью

Средневзвешенное сечение мониторинговой реакции $^{100}\text{Mo}(\gamma, n)^{99}\text{Mo}$ [мб]:

$$\langle \sigma_{\text{мон}} \rangle = \frac{\sum \sigma_i \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{гр}})}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{гр}})}$$

Интегральная плотность потока через мониторинговую мишень [$\frac{Y}{\text{см}^2 \text{с}}$]:

$$F_{\text{мон}} = \frac{\lambda S M}{\langle \sigma_{\text{мон}} \rangle m p N_A (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \varepsilon k}$$

Интегральная плотность потока для изучаемых реакций с учётом перенормировки на разницу порогов с мониторинговой реакцией:

$$F_{\text{эксп}} = F_{\text{мон}} \frac{\sum \varphi_j(E_{\text{пор}}^{\text{изуч}}; E_{\text{гр}})}{\sum \varphi_i(E_{\text{пор}}^{\text{мон}}; E_{\text{гр}})}$$

Экспериментальные средневзвешенные сечения [мб]:

$$\langle \sigma_{\text{эксп}} \rangle = \frac{\lambda S (N + Z)}{F_{\text{изуч}} m p N_A (1 - e^{-\lambda t_{\text{акт}}}) e^{-\lambda t_{\text{охл}}} (1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}}) \theta \eta \varepsilon k}$$



Определение выходов изотопов

1) Активность радиоизотопов с $T_{1/2} \gg 1$ ч

$A = Ymt$, где Y – выход активности $\left[\frac{\text{Бк}}{\text{мкАч}\times\text{г}}\right]$, получаемый из эксперимента:

$$Y = \frac{\lambda S}{Im\theta\eta\epsilon kt_{\text{обл}} e^{-\lambda t_{\text{охл}}}(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})}$$

2) Активность радиоизотопов с $T_{1/2} \sim 1$ ч

$A = A_{\text{уд}}^{\text{нас}} mI(1 - e^{-\lambda t})$, где $A_{\text{уд}}^{\text{нас}}$ – удельная активность насыщения $\left[\frac{\text{Бк}}{\text{мкА}\times\text{г}}\right]$, получаемая из эксперимента:

$$A_{\text{уд}}^{\text{нас}} = \frac{\lambda S}{Im\theta\eta\epsilon k(1 - e^{-\lambda t_{\text{обл}}})e^{-\lambda t_{\text{охл}}}(1 - e^{-\lambda t_{\text{изм}}})}$$

3) Количество ядер стабильных изотопов:

$N_{\text{стаб}} = \frac{\langle\sigma_{\text{теор}}\rangle pmFN_A}{(N + Z)} t$, где $\langle\sigma_{\text{теор}}\rangle$ – теоретическое средневзвешенное сечение:

$$\langle\sigma_{\text{теор}}\rangle = \frac{\sum\sigma_i\varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{гр}})}{\sum\varphi_i(E_{\text{пор}}; E_{\text{гр}})}$$



Теоретические расчёты

Теоретические расчёты сечений фотоядерных реакций проведены в рамках:

1) TALYS – программный код для вычисления параметров ядерных реакций, основанный на оптической модели ядра [2]. Для реакций (γ, p) для большинства тяжёлых ядер $\langle \sigma_{\text{теор}} \rangle \ll \langle \sigma_{\text{эксп}} \rangle$

2) Комбинированная модель фотонуклонных реакций (КМФР) – комбинация полумикроскопической, экситонной и испарительной моделей для описания фотонуклонных реакций, индуцируемых в средних и тяжёлых ядрах [3]. **Встречаются значительные расхождения теоретических и экспериментальных выходов.**

В основном состоянии изоспин $T_0 = \frac{N-Z}{2}$ [4]. При поглощении ядром фотона E_1 возбуждаются состояния:

$T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$. Расщепление по энергии: $\Delta E = E(T_{>}) - E(T_{<}) = \frac{60(T_0+1)}{A}$ МэВ. Вероятности

возбуждения:
$$\frac{P(T_{>})}{P(T_{<})} = \frac{1}{T_0} \left(\frac{1 - 1,5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1,5A^{-2/3}} \right).$$

3) Метод преобразования средневзвешенных сечений [5]:

Связь средневзвешенных сечений:

$$\langle \sigma_{(\gamma,p)} \rangle = \langle \sigma_{(\gamma,n)} \rangle Q \frac{P(T_{>})}{P(T_{<})}$$

Поправка на разницу порогов:

$$Q = \frac{\int_{E_{(\gamma,p)}^{\text{мод}}}^{E^{\text{макс}}} d\varphi(E)}{\int_{E_{(\gamma,n)}^{\text{макс}}}^{E^{\text{макс}}} d\varphi(E)}$$

Модифицированный порог реакции (γ, p) :

$$E_{(\gamma,p)}^{\text{мод}} = E(\gamma, p) + \Delta E$$

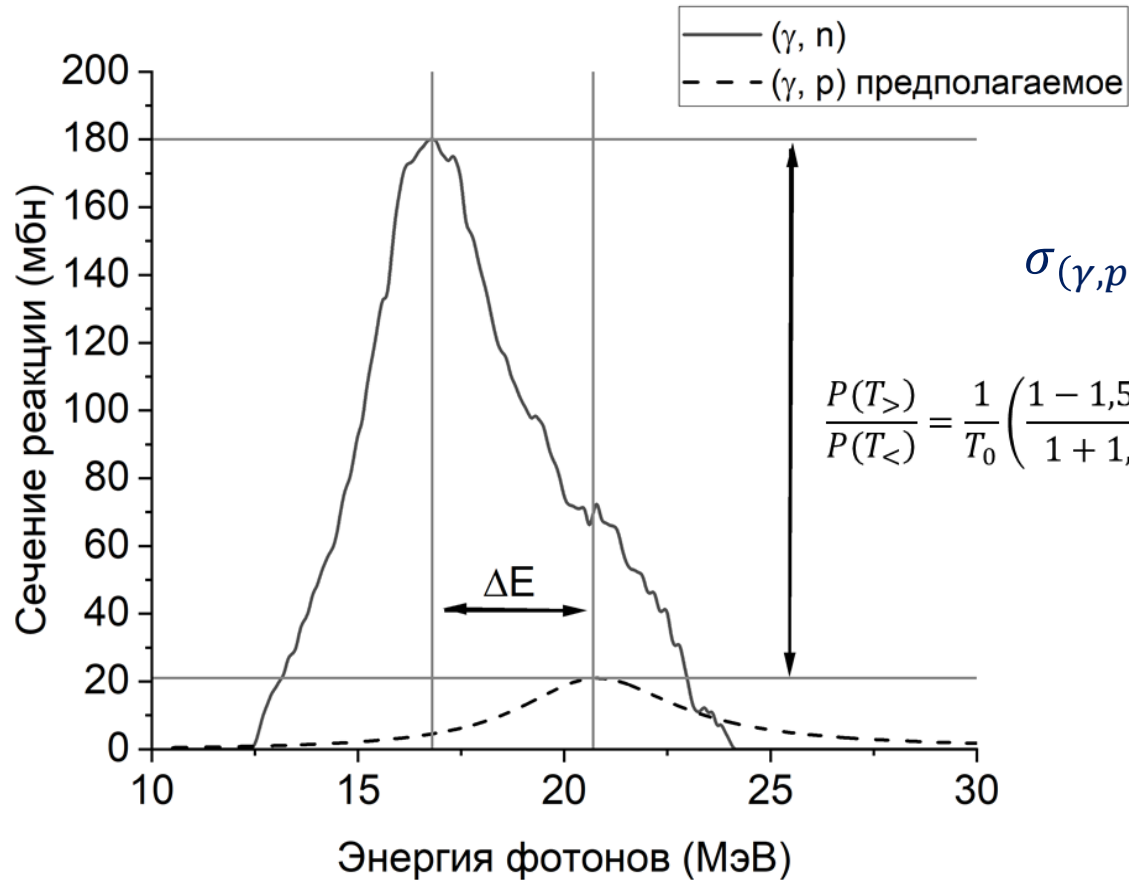
[2] Modern Nuclear Data Evaluation with the TALYS Code System. Koning A.J., Rochman D.

[3] Combined Model of Photonucleon Reactions B. S. Ishkhanov and V. N. Orlin

[4] Giant dipole resonance of atomic nuclei. Prediction, discovery, and research. Ishkhanov B. S., Kapitonov I. M.

[5] Investigation of (γ,p) -reactions on zirconium and molybdenum nuclei V. A. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov

4) Метод преобразования интегральных сечений:



$$\sigma_{(\gamma,p)}(E_\gamma) = \left(\sigma_{(\gamma,n)}^{max} \frac{P(T_>)}{P(T_<)} \right) \frac{E_\gamma^2 \Gamma_{(\gamma,n)}^2}{\left(\left(E_{(\gamma,n)}^{max} + \Delta E \right)^2 - E_\gamma^2 \right)^2 + E_\gamma^2 \Gamma_{(\gamma,n)}^2}$$

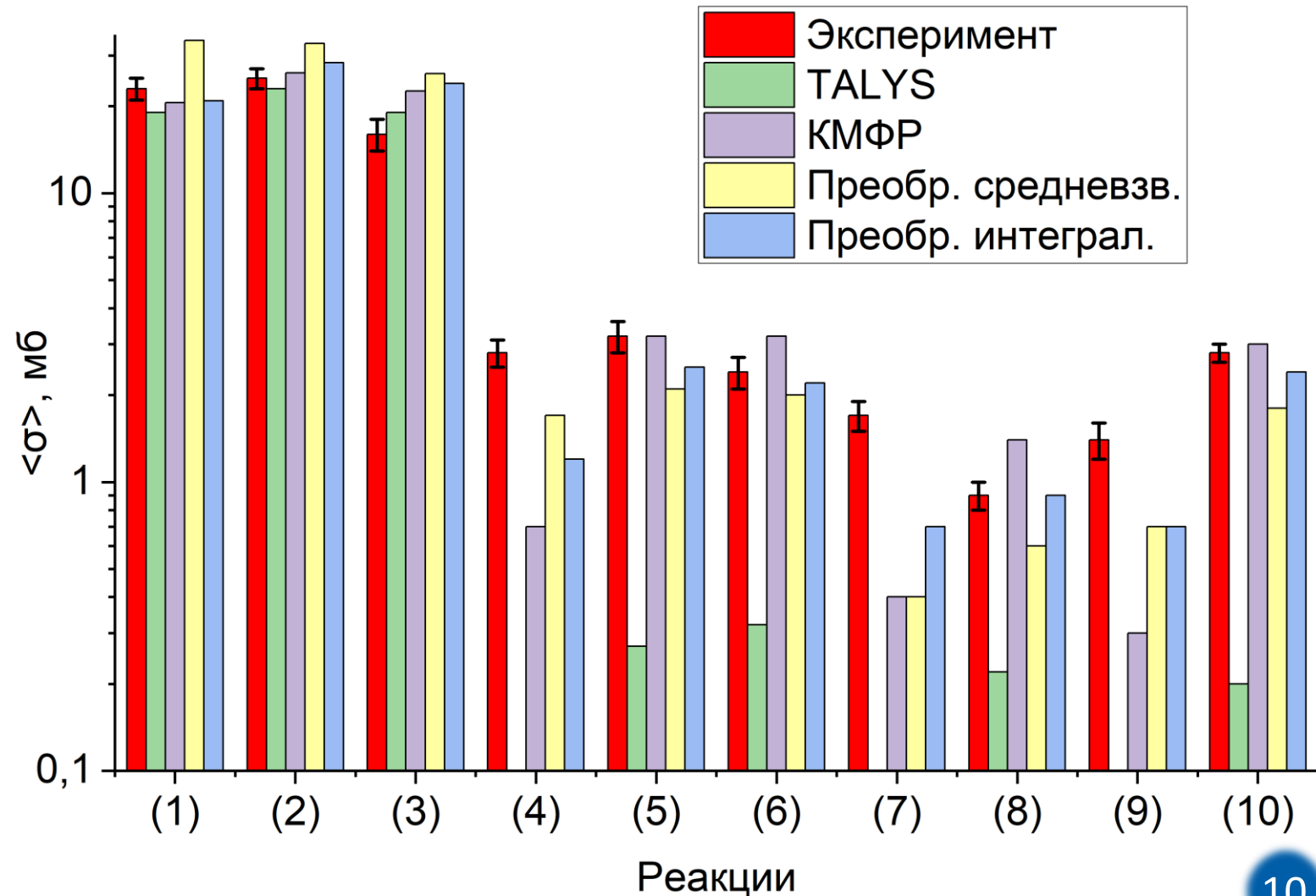
E_γ	Энергия γ -излучения, МэВ
$\sigma_{(\gamma,n)}^{max}$	Амплитуда пика (γ, n), мб
$E_{(\gamma,n)}^{max}$	Положение максимума пика (γ, n), МэВ
$\Gamma_{(\gamma,n)}$	ПШПВ пика (γ, n), МэВ

$$\sigma_{(\gamma,p)}(\text{общее}) = \sigma_{(\gamma,p)}(\text{TALYS} \equiv T_<) + \sigma_{(\gamma,p)}(T_>)$$



N	Реакция, энергия	$\langle \sigma_{\text{эксп}} \rangle$, мб
(1)	$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb}$ 20 МэВ	23±2
(2)	$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb}$ 40 МэВ	25±2
(3)	$^{92}\text{Mo}(\gamma, p)^{91\text{m}}\text{Nb}$ 55 МэВ	16±2
(4)	$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb}$ 20 МэВ	2,8±0,3
(5)	$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb} +$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)^{95}\text{Nb}$ 40 МэВ	3,2±0,4
(6)	$^{96}\text{Mo}(\gamma, p)^{95}\text{Nb} +$ $^{97}\text{Mo}(\gamma, pn)^{95}\text{Nb}$ 55 МэВ	2,4±0,3
(7)	$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb}$ 20 МэВ	1,7±0,2
(8)	$^{97}\text{Mo}(\gamma, p)^{96}\text{Nb} +$ $^{98}\text{Mo}(\gamma, pn)^{96}\text{Nb}$ 55 МэВ	0,9±0,1
(9)	$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ 20 МэВ	1,4±0,2
(10)	$^{98}\text{Mo}(\gamma, p)^{97}\text{Nb}$ 55 МэВ	2,8±0,2

Реакции (γ, p)



Реакции (γ , pXn) на молибдене при энергии 55 МэВ

	$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89m}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89g}\text{Nb}$ + $^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \rightarrow ^{89g}\text{Nb}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, pn)^{90}\text{Nb}$	$^{94}\text{Mo}(\gamma, pn)^{92m}\text{Nb}$ + $^{95}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{92m}\text{Nb}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, pn)^{98m}\text{Nb}$
$\langle \sigma_{\text{эксп}} \rangle$ (мб)	1,0±0,1	2,4±0,2	3,5±0,6 4,0±0,4 [6]	0,77±0,05	0,20±0,06
TALYS1.96 (мб)	0,7	1,9	5,9	0,77	0,10

[6] CROSS-SECTIONS OF PHOTONUCLEAR REACTIONS ON natMo TARGETS AT END-POINT BREMSSTRAHLUNG ENERGY UP TO $E_{\text{ymax}} = 100$ MeV. A.N. Vodin et. al.

В реакциях (γ , pXn) на ниобии образуется ^{89}Zr и стабильные изотопы циркония

Ожидается, что удельная активность ^{89}Zr , полученного в реакции $^{93}\text{Nb}(\gamma, p3n)^{89}\text{Zr}$, составит менее 1 % от максимальной

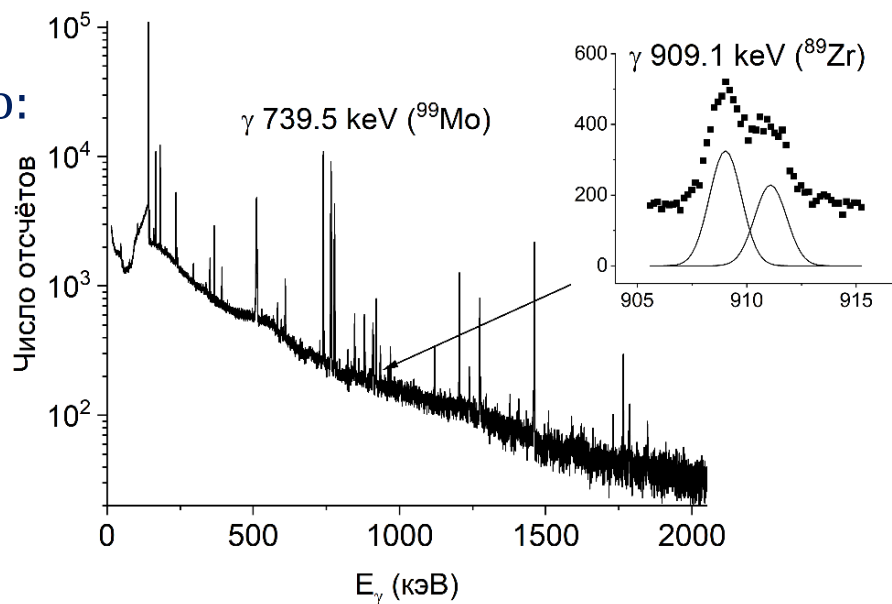


Реакции ($\gamma, \alpha Xn$) при энергии 20 МэВ

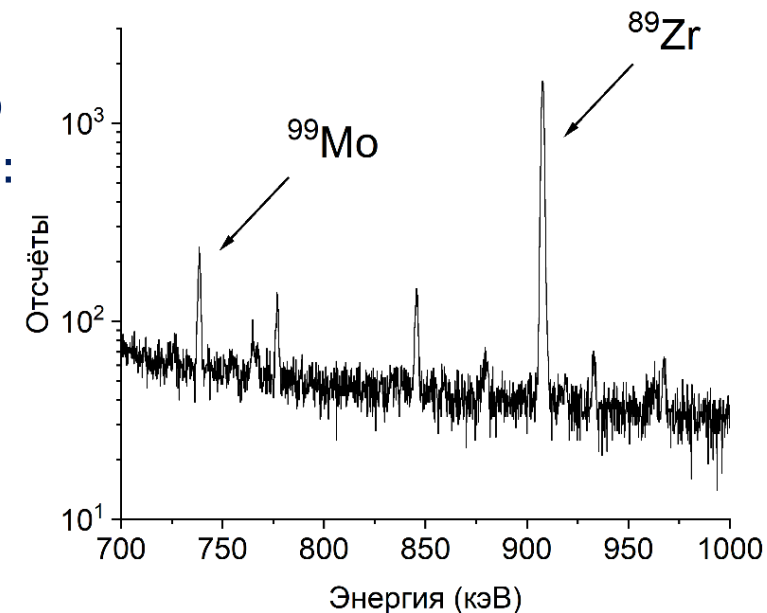
Данные получены впервые

Реакция	$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)$ ^{88}Zr	$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)$ ^{89}Zr	$^{100}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)$ ^{95}Zr	$^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha n)$ ^{88}Y	$^{90}\text{Zr}(\gamma, \alpha n)$ ^{85}Sr	$^{91}\text{Zr}(\gamma, \alpha)$ ^{87m}Sr	$^{96}\text{Zr}(\gamma, \alpha)$ ^{92}Sr	$^{96}\text{Zr}(\gamma, \alpha n)$ ^{91}Sr
Порог + кулон. Барьер, МэВ	~ 23	~ 32	~ 28	~ 30	~ 35	~ 22	~ 21	~ 30
$\langle \sigma_{\text{ЭКСП}} \rangle$, мб (TALYS)	0,09±0,01 (0,05)	1,01±0,07 (0)	0,05±0,01 (0)	1,01±0,07 (0)	0,03±0,01 (0)	0,007±0,001 (0,001)	0,006±0,001 (0,001)	0,15±0,05 (0)

спектр $^{\text{Nat}}\text{Mo}$:



спектр ^{94}Mo
(обогащ. 88 %):





Реакции ($\gamma, \alpha Xn$) при энергиях 40 и 55 МэВ

Данные получены впервые

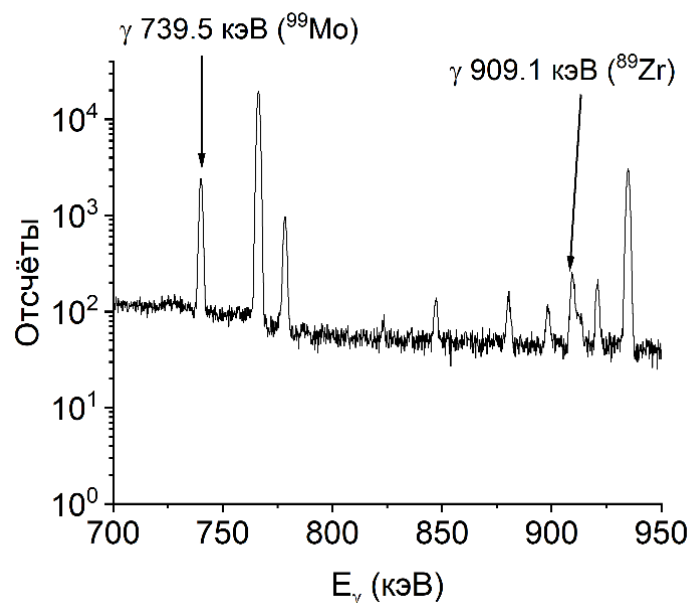
40 МэВ:

Реакция	$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{87}\text{Zr}$	$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr} +$ $^{95}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{89}\text{Zr}$	$^{100}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{95}\text{Zr}$	$^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha n)^{88}\text{Y}$	$^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha 2n)^{87}\text{Y}$
$\langle \sigma_{\text{ЭКСП}} \rangle$, мб (TALYS)	0,21±0,02 (0,17)	0,14±0,03 (0,03)	0,27±0,02 (0,04)	0,022±0,03 (0,006)	0,242±0,015 (0,05)	0,176±0,015 (0,005)

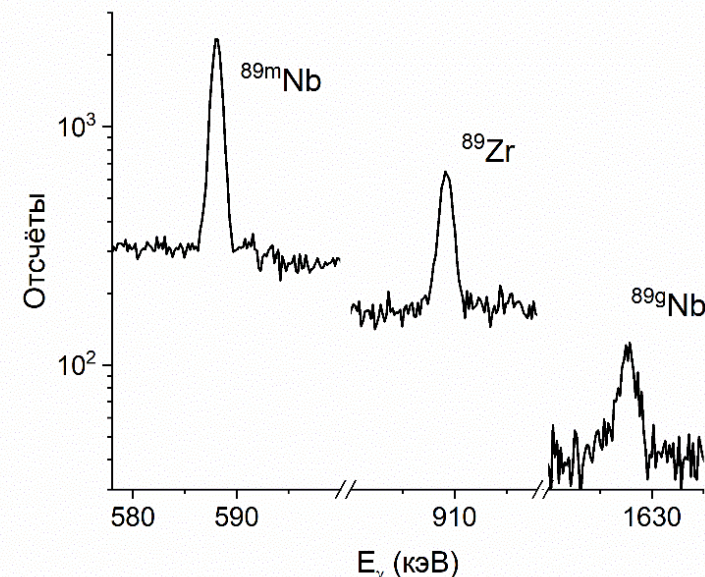
55 МэВ:

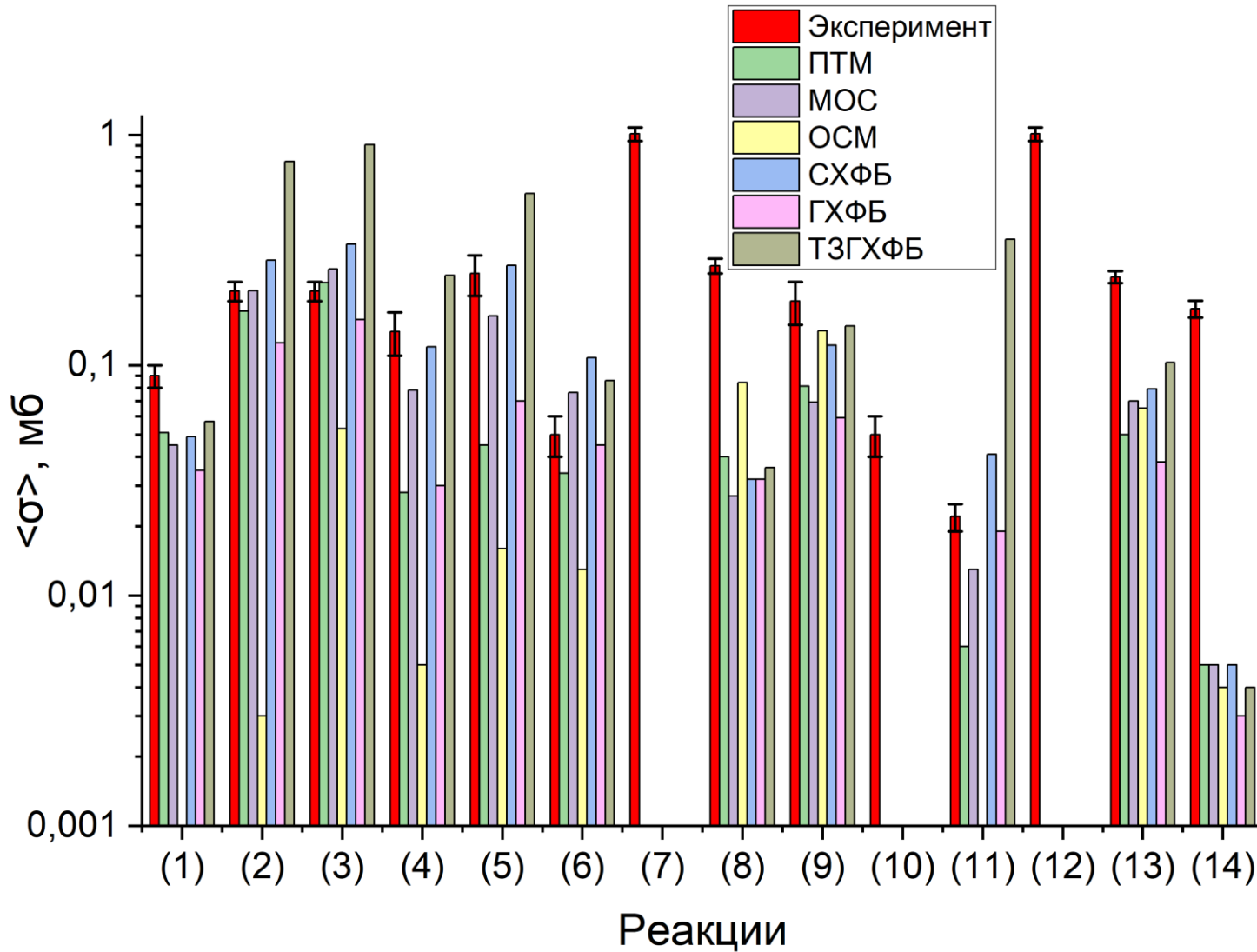
Реакция	$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{87}\text{Zr}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{86}\text{Zr}$	$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr} +$ $^{95}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{89}\text{Zr}$
$\langle \sigma_{\text{ЭКСП}} \rangle$, мб (TALYS)	0,21±0,02 (0,17)	0,25±0,05 (0,05)	0,05±0,01 (0,03)	0,19±0,04 (0,08)

Спектр ^{nat}Mo
40 МэВ:



Спектр ^{nat}Mo
55 МэВ:





- (1) $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$ (20 МэВ)
- (2) $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$ (40 МэВ)
- (3) $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha)^{88}\text{Zr}$ (55 МэВ)
- (4) $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{87}\text{Zr}$ (40 МэВ)
- (5) $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{87}\text{Zr}$ (55 МэВ)
- (6) $^{92}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{86}\text{Zr}$ (55 МэВ)
- (7) $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$ (20 МэВ)
- (8) $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{89}\text{Zr}$ (40 МэВ)
- (9) $^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{89}\text{Zr}$ (55 МэВ)
- (10) $^{100}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{95}\text{Zr}$ (20 МэВ)
- (11) $^{100}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{95}\text{Zr}$ (40 МэВ)
- (12) $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha n)^{88}\text{Y}$ (20 МэВ)
- (13) $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha n)^{88}\text{Y}$ (40 МэВ)
- (14) $^{93}\text{Nb}(\gamma, \alpha 2n)^{87}\text{Y}$ (40 МэВ)

Модели плотностей уровней в ядре:

ПТМ – модель постоянной температуры; МОС – модель обратного смещения Ферми-газа; ОСМ – обобщённая сверхтекучая модель ядерной жидкости; СХФБ – таблицы Скирма-Хартри-Фока-Боголюбова; 5. ГХФБ – таблицы Горни-Хартри-Фока-Боголюбова; 6. ТЗГХФБ – таблицы температурозависимых уровней Горни-Хартри-Фока-Боголюбова



Наработка ^{89}Zr в реакциях (γ, pXn) и $(\gamma, \alpha Xn)$

Реакция	Мишень	Энергия	$Y \left(\frac{\text{кБк}}{\text{мкАч}\times\text{г}} \right)$ / $A_{\text{уд}}^{\text{нас}} \left(\frac{\text{кБк}}{\text{мкА}\times\text{г}} \right)$	Время для достижения 37 МБк ^{89}Zr ($m = 5 \text{ г}, I = 0,4 \text{ мА}$)	Удельная активность * (от максимальной)	Радионуклидная чистота *	Основные примеси *
$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$	natMo	20 МэВ	$0,73 \pm 0,04$	~ 25 ч	< 20 %	~ 94 %	$^{88}\text{Zr}, ^{90}\text{Zr}, ^{91}\text{Zr}, ^{92}\text{Zr} \dots$
$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr}$	99 % ^{94}Mo	20 МэВ	$8,1 \pm 0,5$	~ 2,3 ч	< 60 %	99,9 %	^{90}Zr
$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{89}\text{Zr}$	natMo	55 МэВ	70 ± 4	~ 15 мин	< 10 %	~ 90 %	$^{88}\text{Zr}, ^{90}\text{Zr}, ^{91}\text{Zr}, ^{92}\text{Zr} \dots$
$^{94}\text{Mo}(\gamma, \alpha n)^{89}\text{Zr} + ^{95}\text{Mo}(\gamma, \alpha 2n)^{89}\text{Zr}$	36 % ^{94}Mo , 63 % ^{95}Mo	55 МэВ	280 ± 15	~ 4 мин	< 33 %	99 %	$^{90}\text{Zr}, ^{91}\text{Zr}, ^{88}\text{Zr}$
$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89\text{m}}\text{Nb} + ^{92}\text{Mo}(\gamma, 3n)^{89}\text{Mo} \rightarrow ^{89\text{g}}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$	natMo	55 МэВ	$8,5 \pm 0,5$ $18,0 \pm 0,9$	~ 30 мин облучение + 12 мин охлаждение	~ 90 %	99,9 %	^{90}Zr

* После радиохимического выделения



Сравнение стандартного способа наработки ^{89}Zr с предлагаемым

Характеристика	Стандартный способ	Предлагаемый способ
Реакция	$^{89}\text{Y}(p, n)^{89}\text{Zr}; ^{89}\text{Y}(d, 2n)^{89}\text{Zr}$	$^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89\text{m}+g}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$
Аппарат	Ускоритель протонов, дейтронов	Ускоритель электронов
Кол-во аппаратов в мире	~ 1 000 – 1 500	> 10 000
Стоимость оборудования	\$\$\$	\$\$
Мишень	natY	natMo
Масса мишени	Миллиграммы (узкий пучок, глубина проникновения - микрометры)	Сотни граммов (широкий профиль пучка и высокая проникающая способность)



1. Разработаны **новые способы получения** перспективного медицинского радиоизотопа ^{89}Zr в (γ, pXn) и $(\gamma, \alpha Xn)$ реакциях.
2. На ускорителях электронов с энергией 55 МэВ и выше в реакциях $^{92}\text{Mo}(\gamma, p2n)^{89m+g}\text{Nb} \rightarrow ^{89}\text{Zr}$ возможно **достижение радионуклидной чистоты $\sim 99,9\%$ и удельной активности $^{89}\text{Zr} \sim 90\%$** от максимальной. Такой метод обладает преимуществами перед стандартным методом наработки ^{89}Zr на циклотронах
3. Уточнены средневзвешенные сечения для **15 (γ, pXn)** реакций и впервые получены средневзвешенные сечения **18 $(\gamma, \alpha Xn)$** реакций на изотопах Mo, Nb и Zr под действием тормозного излучения ускорителей электронов с энергией пучка 20, 40 и 55 МэВ
4. Предложен **новый подход к теоретической оценке выходов реакций (γ, p)** . В рамках данного подхода среднее отклонение теоретических расчётов от экспериментальных для изотопов молибдена составило 36 %. Разработанный метод можно использовать для **прогнозной оценки выходов реакций (γ, p)** для производства медицинских и промышленных изотопов
5. Экспериментальные данные о сечениях реакций **$(\gamma, \alpha Xn)$ при энергии пучка 20 МэВ** свидетельствуют о прямом механизме осуществления указанных фотоядерных реакций в области гигантского дипольного резонанса. Осуществлению этих реакций **не препятствует кулоновский барьер**



Научные результаты по теме диссертации опубликованы в **25 печатных работах**. Среди них **5 статей** в журналах, индексируемых Web of Science и Scopus:

1. Study of Photonuclear Reactions with the Alpha Particles' Emission on Zirconium, Niobium, and Molybdenum / M.V. Zheltonozhskaya, P.D. Remizov, A.P. Chernyaev // **Applied Radiation and Isotopes** [в печати] (**ИФ 2.7**)

2. Фотопротонные реакции на молибдене / П. Д. Ремизов, М. В. Желтоножская, А. П. Черняев и др. // **Известия Российской академии наук. Серия физическая.** — 2023. — Т. 87, № 8.

Photoproton reactions on molybdenum / P. D. Remizov, M. V. Zheltonozhskaya, A. P. Chernyaev et al. // **Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.** — 2023. — Vol. 87, no. 8. (**ИФ 0.8**)

3. Исследование реакций с вылетом протонов на $^{179}, ^{180}\text{Hf}$ / В. А. Желтоножский, М. В. Желтоножская, П. Д. Ремизов и др. // **Известия Российской академии наук. Серия физическая.** — 2022. — Т. 86, № 9. — С. 1305–1309.

Study of reactions with the emission of protons on $^{179}, ^{180}\text{Hf}$ / V. A. Zheltonozhskiy, M. V. Zheltonozhskaya, P. D. Remizov et al. // **Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics.** — 2022. — Vol. 86, no. 9. — P. 1309–1314. (**ИФ 0.8**)

4. (γ, pxn) -реакции на естественном молибдене / П. Д. Ремизов, М. В. Желтоножская, А. П. Черняев и др. // **Ядерная физика.** — 2023. — Т. 86, № 1. — С. 99–103.

(γ, pxn) reactions on natural molybdenum / P. D. Remizov, M. V. Zheltonozhskaya, A. P. Chernyaev et al. // **Physics of Atomic Nuclei.** — 2022. — Vol. 85, no. 6. — P. 818–822. (**ИФ 0.8**)

5. Ремизов П. Д. Современные медицинские радионуклиды для иммуно-ПЭТ // **Медицинская радиология и радиационная безопасность** — 2022. — Т. 67, № 3. — С. 67–74.

Remizov P. D. Novel Immuno-PET Medical Radionuclides // **Medical Radiology and Radiation Safety** — 2022. — Vol. 67, No. 3. — P. 67–74. (**ИФ 0.5**)



Научные результаты докладывались на **16** международных и всероссийских научных конференциях:

- **NUCLEUS 2020, 2021, 2022**
- Международная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых «**Перспективы развития фундаментальных наук**» 2021
- Всероссийский молодежный научный форум **OpenScience 2021, 2022***
- «**Концентрированные потоки энергии в космической технике, электронике, экологии и медицине**» 2018, 2020, 2021
- **Ломоносовские чтения** – 2020, 2021, 2022, 2023
- Международная научная конференция студентов, аспирантов и молодых ученых **Ломоносов 2020, 2021, 2022**

* Доклад "Исследования фотоядерных реакций с испусканием заряженных частиц на тяжёлых ядрах" был признан лучшим в категории Физика атомного ядра и частиц.

Работа поддержана грантом РФФИ N 20-315-90124 «Получение циркония-89 с помощью ускорителей электронов»



Спасибо за внимание



1. С использованием экспериментальных данных о сечениях реакций (γ, pXn) и $(\gamma, \alpha Xn)$ на изотопах Mo, Nb и Zr разработан метод получения медицинского изотопа ^{89}Zr на ускорителях электронов, способный составить конкуренцию традиционному способу наработки этого изотопа.
2. Проведённый анализ экспериментальных данных о сечениях реакций $(\gamma, \alpha Xn)$ при энергии пучка 20 МэВ позволил установить доминирующий механизм этих реакций в области энергий гигантского дипольного резонанса. Проведённый анализ экспериментальных данных о сечениях реакций (γ, p) позволил разработать новый способ теоретического расчёта выходов реакций (γ, p) , который может быть применён для оценки наработки изотопов в прикладных целях.