# Исследования фотоядерных реакций на комптоновских источниках: современное состояние и перспективы

А.А. Кузнецов, Л.З. Джилавян, С. С. Белышев, В.В. Варламов, А.М. Лапик, А.Л. Полонский, А.В. Русаков, В.И. Шведунов МГУ, ИЯИ РАН

Выездное совещание совета РАН по фундаментальной ядерной физике в ИЯФ СО РАН (г. Новосибирск) 20-21 марта 2023 г.

«Детализации научной программы и технический облик комптоновского источника монохроматических гамма-квантов НЦФМ (ИКИ НЦФМ)»



Программа исследований в области ядерной физики на пучке квазимоноэнергетических фотонов, образующихся в процессах обратного комптоновского рассеяния (ОКР) излучения мощного лазера на пучке релятивистских электронов, должна быть ориентирована на использовании преимуществ пучка фотонов нового типа по сравнению с пучками, использованными ранее (КМА, тормозных, других ИКИ) применительно к главной задаче исследований — получению точной, надежной и достоверной информации о сечениях как полных, так и парциальных фотоядерных реакций, разнообразных характеристиках образующихся в таких реакциях частиц и легких ядер.

	Eγ, MeV	ΔΕγ	Iγ, ph/sec
ELI-NP (VEGA) (Румыния, проект)	0.2-19.5	0.5	~108
NewSubaru (Япония, SPRING8) работает	0-76	1.2	~10 <sup>5</sup>
НІγS (США, работает)	0-100	0.8-10	~10 <sup>7</sup>
НЦФМ – НИИЯФ (Россия, проект)	0-40	0.5	~10 <sup>7</sup>

#### Основные требования к ИКИ:

- 1. Интенсивность
- 2. Спектр энергии гамма-квантов
- 3. Возможность быстро и плавно менять энергию
- 4. Длительность импульса излучения

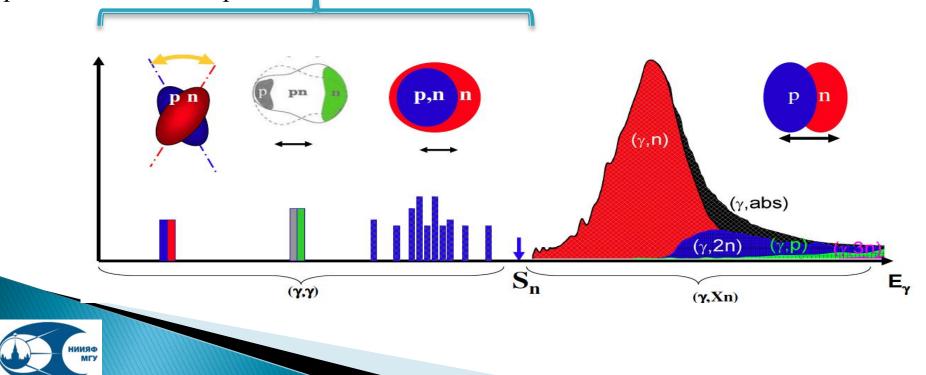


НИИЯФ МГУ предлагается создать на основе ускорителя электронов на энергию до 500-750 МэВ с инжекцией от 50 МэВного ускорителя, работающего в односгустковом режиме. Линейный ускоритель электронов на энергию 50 МэВ является инжектором линейного ускорителя на 500 — 750 МэВ. Поскольку однократное взаимодействие лазерного излучения с электронным сгустком слабо влияет на величину эмиттанса, ускорительный комплекс может одновременно работать как в режиме генерации рентгеновского, так и гамма-излучения. Энергия гамма-квантов при энергии электронов до 750 МэВ в зависимости от гармоники лазера может достигать 40 МэВ, что позволяет реализовать широкую программу исследований в области ядерной физики.

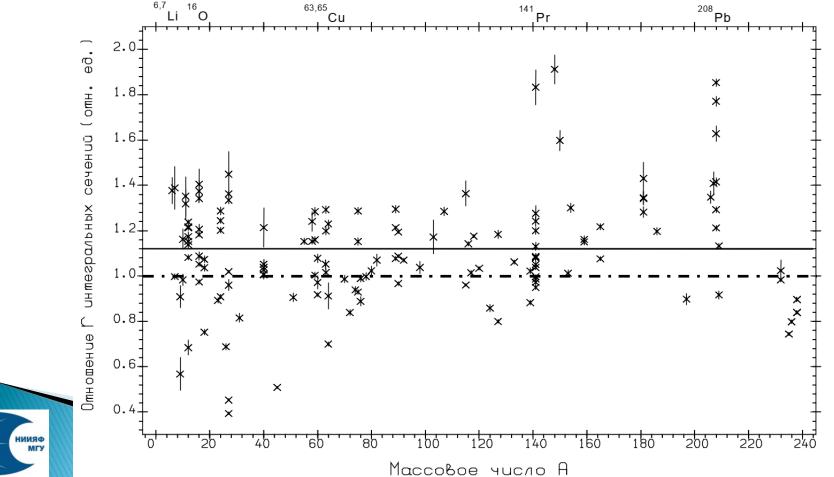


## Задачи

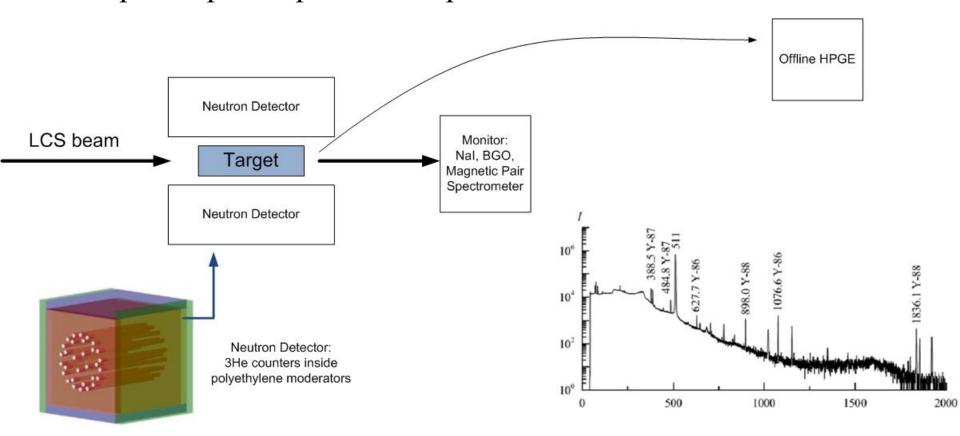
- 1. Изучение структуры гигантского дипольного резонанса. Получение новых непротиворечивых данных о сечениях фотоядерных реакций. 7-40МэВ
- 2. Ядерная астрофизика. Обойденные ядра. 5-15 МэВ
- 3. Фотоделение. 5-40 МэВ
- 4. Исследование кластерных состояний в ядрах. 0-10 МэВ.
- 5. Ядерная резонансная флуоресценция. Изомерные состояния ядер. 0.1-8 МэВ.
- 6. Изучение резонансов иной природы, пигми- и М1 резонансов. 5-40 МэВ.
- 7. Прикладные исследования. Исследование возможности наработки радиоактивных ядер. 10-40 МэВ.



Получение непротиворечивой информации о сечениях парциальных реакций в области ГДР необходимо для развития теории структуры атомного ядра. Ранние эксперименты на пучках квазимонохроматических (КМА, ИКИ) и тормозных гамма-квантов (меченые фотоны, разностные схемы) демонстрируют серьезные расхождения между собой (интегральные характеристики, структура).



Прямая регистрация нейтронов и активационный метод



Из-за проблем, связанных с регистрацией нейтронов, прямые методы надо дополнять активационными измерениями



### Оценка необходимой интенсивности пучка для (g,1n)

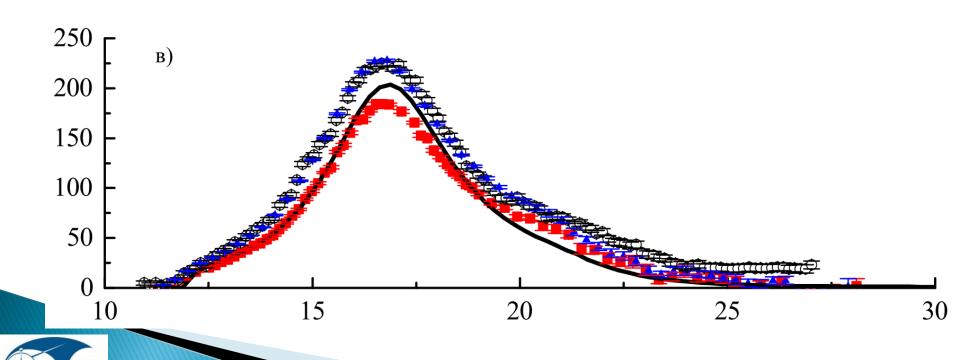
Выход реакции за 1 сек

$$Y_{\gamma,1n}(E_{\gamma}) = \eta \varepsilon \sigma_{\gamma,1n}(E_{\gamma}) N_{\gamma}(E_{\gamma})$$

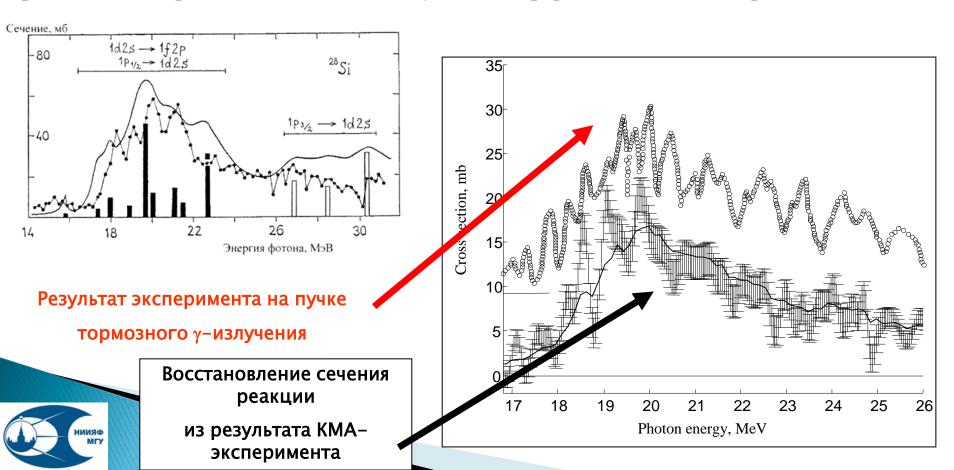
 $\eta$  – noв. концентрация ядер,  $\varepsilon$  – эфф. регистрации нейтронов,  $\sigma_{\gamma,1n}(E_{\gamma})$  – сечение реакции,  $N_{\gamma}(E_{\gamma})$  – число  $\gamma$  – квантов

 $^{89}Y(\gamma,1n),10^4$ фотонов в импульсе, $1000\Gamma$ ų, < r>=0.5см, $10^3$  нейтронов в импульсе, $10^6$  нейтронов / сек

Aктивация по самой интенсивной гамма линии  $\sim 10^{-2} \gamma$  / сек нарасстоянии 1см от 50% HPGE



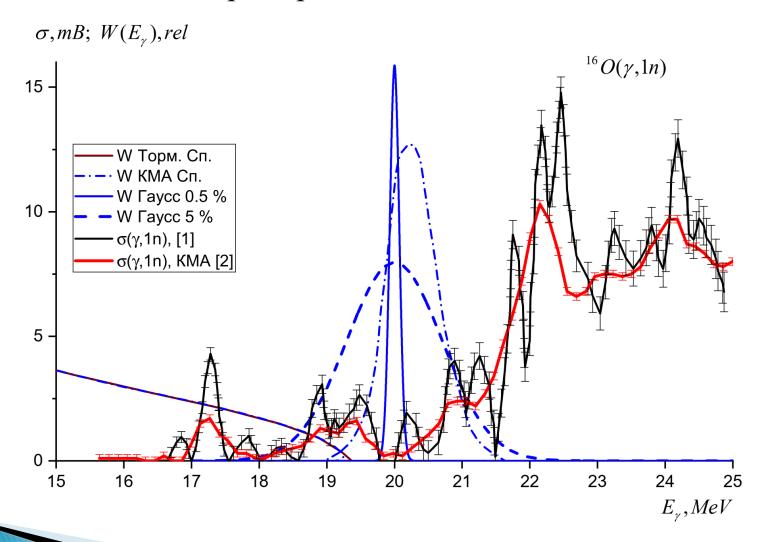
Проблема существования (гросс-, промежуточной и тонкой) структуры ГДР является актуальной с начала исследований фотоядерных реакций до настоящего времени. Очень хорошо выраженная структура ГДР в сечениях, полученных в экспериментах с тормозным гамма-излучением, практически отсутствует в сечениях, полученных в экспериментах с квазимоноэнергетическими фотонами. Эти расхождения прямо обусловлены принципиально разными способами получения информации о сечениях реакций.



Гигантский дипольный резонанс представляет собой коллективные колебания ядра – когерентные вклады многих частично-дырочных (1p-1h) возбуждений, которые могут классифицироваться в зависимости от мультипольности и изовектроной или изоскалярной природы. В рамках макроскопических моделей изовектроный ГДР представляет собой коллективные колебания протонов ядра относительно нейтронов в поле электромагнитной волны налетающих фотонов. В рамках микроскопических и предравновесных моделей описывается большое разнообразие ядерных колебаний другой природы. Коллективные входные 1p-1h состояния определяют гроссструктуру (ширины ~ несколько МэВ) ГДР, связь входных состояний с более сложными состояниями коллективного характера приводит к формированию резонансов (с шириной ~ МэВ) промежуточной структуры ГДР, а взаимодействие входных состояний ядра с неколлективными многочастично-многодырочными возбуждениями - к появлению резонансов с шириной ~ 100 кэВ



#### Спектр энергии гамма-квантов

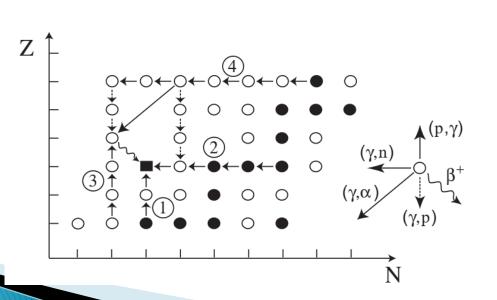




#### 2. Ядерная астрофизика. Обойденные ядра.

ερ : 7/2+,9/2+) m Rh92 4.66 c	0+ Rh93		0+	5/2+			3.63 дн	8.47 ч	1.02	16.991 дн	11.14	22.33	27.33	6.5Е6 л	26.46	13.7012 ч	11.72
Rh92	Rh93			32+	0+	(5/2)+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+
	Rh93	m												m		m	
	11.9 c	Rh94 70.6 c	Rh95 5.02 м	Rh96 9.90 м	Rh97 30.7 м	Rh98 8.72 м	Rh99 16.1 дн	Rh100 20.8 ч	Rh101 3.3 л	Rh102 207 дн	Rh103	Rh104 42.3 c	Rh105 35.36 ч	Rh106 30.07 c	Rh107 21.7 м	Rh108 16.8 c	Rh109
(>= 6+)	(9/2+)	: ερ (4+)	(9/2)+	6+	9/2+	(2)+	1/2-	1-	1/2-	(1- <mark>,2-)</mark>	1/2-	1+	7/2+	1+	7/2+	1+	7/2+
m		m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m	m		m	
Ru91 7.9 c	Ru92 3.65 м	Ru93 59.7 c	Ru94 51.8 м	Ru95 1.643 ч	Ru96 5.54	Ru97 2.9 дн	Ru98 1.87	Ru99 12.76	Ru100 12.60	Ru101 17.06	Ru102 31.55	Ru103 39.26 дн	Ru104 18.62	Ru105 4.44 ч	Ru106 371.8 дн	Ru107 3.75 м	Ru108 4.55 м
(9/2+)	0+	(9/2)+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	3/2+	0+	3/2+	0+	(5/2)+	0+
m		m	m									m					
Tc90 8.7 c	Тс91 3.14 м	Тс92 4.25 м	Тс93 2.75 ч	Тс94 293 м	Tc95 20.0 ч	Тс96 4.28 дн	Т <b>с</b> 97 4.21Е6 л	Т <b>с98</b> 4.2E6 л	Тс99 2.111Е5 л	Tc100 15.46 c	Тс101 14.22 м	Tc102 5.28 c	Tc103 54.2 c	Тс104 18.3 м	Тс105 7.6 м	Tc106 35.6 c	Tc107
1+	(9/2)+	(8)+	9/2+	7+	9/2+	7+	9/2+	(6)+	9/2+	1+	9/2+	1+	5/2+	(3+)	(3/2-)	(1,2)	(3/2-)
m	m		m	m	m	m	m		m	m	m	m					
Мо89 2.11 м	Мо90 5.56 ч	Мо91 15.49 м	Mo92 14.84	Мо93 4.0E3 л	Mo94 9.25	Mo95 15.92	Mo96 16.68	Mo97 9.55	Mo98 24.13	Мо <b>99</b> 65.94 ч	Mo100 9.63	Мо101 14.61 м	Мо102 11.3 м	Mo103 67.5 c	Mo104 60 c	Mo105 35.6 c	Mo10 8.73 c
(9/2+) m	0+	9/2+ m	0+	5/2+ m	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	1/2+	7.3E18 π ββ 0+	1/2+	0+	(3/2+)	0+	(5/2-)	0+
Nb88 14.55 м	<b>Nb89</b> 2.03 ч	<b>N</b> b90 14.60 ч	<b>Nb91</b> 6.8E2 л	Nb <mark>92</mark> 3.47Е7 л	Nb93 100	<b>Nb94</b> 2.03E4л	<b>Nb95</b> 34.991 дн	Nb96 23,35 ч	Nb97 72.1 м	Nþ98 2.86 c	Nþ99 15.0 c	Nþ100 1.5 c	Nb101 7.1 c	Nþ102 1.3 c	Nb103 1.5 c	Nb104 4.9 c	Nb10 2.95 c
(8+)	(9/2+)	8+	9/2+	(7)+	9/2+	6+	9/2+	6+	9/2+	1+	9/2+	1+	(5/2+)	1+	(5/2+)	: βn (1+)	: [3 (5/2+)
m	m	m	m	m	m	m	m		m	m	m	m		m		m	
Zr87 1.68 ч	Zr88 83.4 дн	Zr89 78.41 ч	Zr90 51.45	Zr91 11.22	Zr92 17.15	Zr93 1.53E6 л	<b>Zr94</b> 17.38	Zr95 64.032 дн	Zr96 2.80	<b>Zr97</b> 16.744 ч	Zr98 30.7 c	Zr99 2.1 c	Zr100 7.1 c	Zr101 2.3 c	Zr102 2.9 c	Zr103 1.3 c	Zr104
(9/2)+	0+	9/2+	0+	5/2+	0+	5/2+	0+	5/2+	2.0E19 π 2β- 0+	1/2+	0+	(1/2+)	0+	(3/2+)	0+	(5/2-)	0+

ниияф МГУ



 $^{78}$ Kr 0.153 <sup>84</sup>Sr 0.132 <sup>92</sup>Mo 0.378 <sup>94</sup>Mo 0.236 <sup>96</sup>Ru 0.103 <sup>98</sup>Ru 0.035  $^{102}$ Pd 0.0142  $^{106}$ Cd 0.0201  $^{108}$ Cd 0.0143  $^{113}$ In 0.0079 <sup>112</sup>Sn 0.0372 <sup>114</sup>Sn 0.0252 <sup>115</sup>Sn 0.0129 <sup>120</sup>Te 0.0043 <sup>124</sup>Xe 0.00571 <sup>126</sup>Xe 0.00509 <sup>130</sup>Ba 0.00476 <sup>132</sup>Ba 0.00453 <sup>138</sup>La 0.000409 <sup>136</sup>Ce 0.00216 <sup>138</sup>Ce 0.00284 <sup>144</sup>Sm 0.008  $^{152}$ Gd 0.00066 <sup>156</sup>Dy 0.000221 <sup>158</sup>Dy 0.000378 <sup>162</sup>Er 0.000351 <sup>164</sup>Er 0.00404  $^{168}\mathrm{Yb}$ 0.000322  $^{174}$ Hf 0.000249 <sup>180</sup>Ta 2.48e-06  $^{180}$ W 0.000173 <sup>184</sup>Os 0.000122 <sup>190</sup>Pt 0.00017 <sup>196</sup>Hg 0.00048

0.55

<sup>74</sup>Se

#### 2. Ядерная астрофизика. Обойденные ядра.

$$\lambda_{(\gamma,j)}(T) = \int_0^\infty c n_\gamma(E,T) \sigma_{(\gamma,j)}(E) \, \mathrm{d}E \,\,, \tag{1}$$

where c is the speed of light, and  $\sigma_{(\gamma,j)}(E)$  the photodisintegration cross section at energy E.

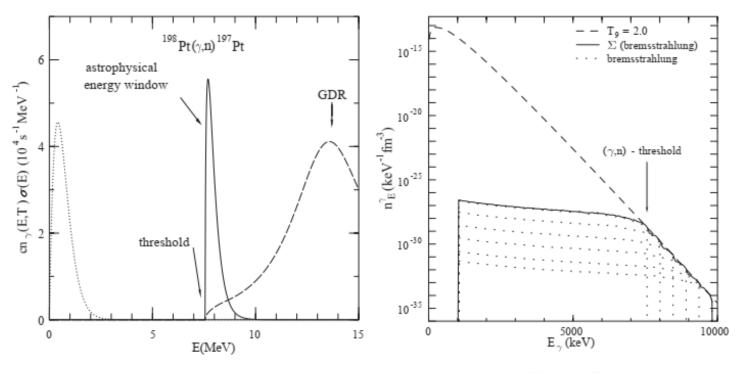


Fig. 11. Left panel: Graphical display of the integrand function of Eq. (1) for the  $^{198}$ Pt( $\gamma$ ,n) $^{197}$ Pt reaction. The Planck spectrum  $n_{\gamma}$  at a temperature  $T=2\times 10^9$  K is shown, as well as the  $\sigma_{(\gamma,n)}(E)$  cross section from energies slightly higher than the GDR down to threshold  $E_{\text{thr}}$ . Near this energy, the photoneutron cross section is *assumed* to be given by  $\sigma_{(\gamma,n)}(E)=\sigma_0\sqrt{(E-E_{\text{thr}})/E_{\text{thr}}}$ ,  $\sigma_0$  being determined by the bremstrahlung experiment. The energy window of astrophysical interest has typically a width of less than 1 MeV located around the effective energy  $E_{\text{eff}}\approx E_{\text{thr}}+kT/2$ , and is thus very close to threshold for conditions relevant to the p-process; Right panel: Approximation of the Planck spectrum at  $T=2.5\times 10^9$  K in the approximate 5–10 MeV energy range by a superposition  $\Phi=\sum_{i=1}^6 a_i(T=2.5\times 10^9)\Phi_{\text{brems}}(E_{0,i})$  of 6 bremsstrahlung spectra  $\Phi_{\text{brems}}$  with different endpoint energies  $E_{0,i}$  (from [31]).



#### 2. Ядерная астрофизика. Обойденные ядра.

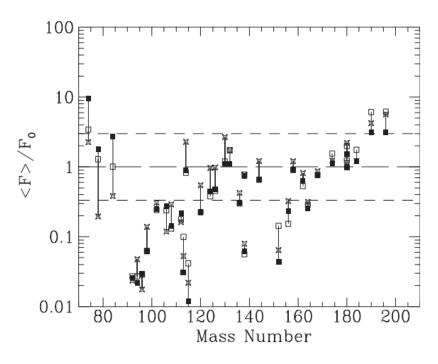


Fig. 32. Values of the normalized overproduction factor  $\langle F_i \rangle (M)/F_0(M)$  calculated for three different 25 M<sub> $\odot$ </sub> explosion models: (a) the nominal case defined above (open squares), (b) same as (a), but with  $^{12}\text{C}(\alpha,\gamma)^{16}\text{O}$  rates divided by a factor of 2.5 (asterisks), and (c) same as (b), but with a final explosion kinetic energy increased by a factor of 1.5 (black squares) (from [24]).

При сечениях порядка 1мБ, статистика составит около 10<sup>3</sup> нейтронов/сек. Для измерения одной точки по сечению требуются минуты.



## Особенности возможных экспериментов на пучке монохроматического гамма-излучения

Планируя ядерно-физические эксперименты на монохроматическом гамма-пучке комптоновского источника, необходимо принимать во внимание следующие особенности.

1. Для методик прямого измерения необходимо разрешение по энергии не более 0.5%. В проекте НИИЯФ без кольца количество гамма квантов в пределах полосы 0.5% при частоте 1000 Гц в единицу времени составит около 4.5× 10^7 с-1. Это позволяет проводить измерения одной точки по энергии в течении нескольких минут. Для измерения сечения на одном ядре прямыми методами (порядка 300 точек с учетом перестроения энергии) это займет сутки.



## Особенности возможных экспериментов на пучке монохроматического гамма-излучения

2. Необходимо дополнительно к прямым методам использовать методику наведенной активности для некоторого числа точек.

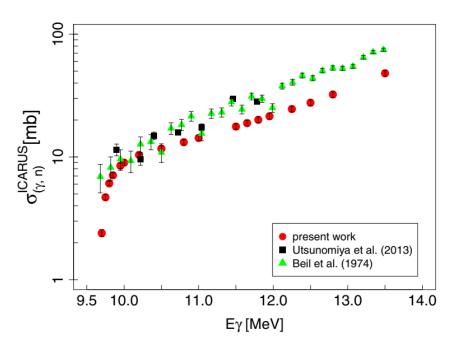


FIG. 5. ICARUS excitation function for  $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$  of this work compared with the previous measurements [18,43].

FIG. 6. Excitation function for  $^{90}$ Zr( $\gamma$ , n) of this work compared with the previous measurements [44,45].

A. Banu, E. G. Meekins, J. A. Silano, H. J. Karwowski, and S. Goriely. Photoneutron reaction cross section measurements on 94Mo and 90Zr relevant to the p-process nucleosynthesis. Phys. Rev. C 99, 025802 - Published 11 February 2019



## Особенности возможных экспериментов на пучке монохроматического гамма-излучения

- 2. Активационные исследования фотоядерных реакций на g- пучках от обратного комптоновского рассеяния при  $E_{\rm g}\lesssim 40~{\rm MpB}$  имеют фундаментальную ценность для выяснения множественности образования фотонейтронов. В некоторых случаях для активационной методики требуется большая интенсивность гамма-пучка. Однако, при использовании накопителя нужно предусмотреть возможность плавного и быстрого изменения энергии. При использовании линейного ускорителя без кольца энергия рассеянных фотонов может плавно варьироваться за счет изменения энергии электронного пучка и дискретно переключаться за счет использования гармоник лазерного излучения. Существует однозначная связь энергии рассеянных фотонов и угла рассеяния, что позволяет получать монохроматический пучок рассеянных фотонов за счет коллимации излучения
- 3. Для дальнейшего развития адекватного модельного описания возбуждения и релаксации изовекторного электрического дипольного гигантского резонанса в атомных ядрах существенно изучение распределений по энергии и углам для парциальных сечений образования быстрых нейтронов в (g, n)- реакциях. Короткая длительность импульса излучения для линейного ускорителя несколько пикосекунд дает возможность реализации времяпролетной методики с высоким разрешением на короткой базе.



# Спасибо за внимание!



НИИЯФ МГУ предложено несколько схем создания основного комплекса КИ. Один из них предлагается создать на основе ускорителя электронов на энергию до 500-750 МэВ с инжекцией от 50 МэВного ускорителя, работающего в односгустковом режиме. Концептуальная схема КИ гамма-излучения приведена на рис.1. Согласно этой схеме, линейный ускоритель электронов на энергию 50 МэВ является инжектором линейного ускорителя на 500 – 750 МэВ. Поскольку однократное взаимодействие лазерного излучения с электронным сгустком слабо влияет на величину эмиттанса, ускорительный комплекс может одновременно работать как в режиме генерации рентгеновского, так и гамма-излучения. Энергия гамма-квантов при энергии электронов до 750 МэВ в зависимости от гармоники лазера может достигать 40 МэВ, что позволяет реализовать широкую программу исследований в области ядерной физики. В НИИЯФ МГУ совместно с ИЯИ РАН разработана физическая программа исследований как в области ядерной физики до 40 МэВ, так и на рентгеновском источнике в области химии, биологии, физики, наук о материалах. Разработаны проекты рабочих станций для этих исследований.



**Рис.1.** Концептуальная схема КИ гамма-излучения. Назначение помещений: 1 — ускоритель 50 МэВ, 2 - рабочие станции, 3 - ускоритель 500 - 750 МэВ, 4 — клистроны, 5 - лазер, 6 - экспериментальный зал, 7 - вспомогательное оборудование, 8 — склад, 9 — коридоры. Обозначения: Д1 - Д3- откатные двери радиационнозащищенные, Д4 - распашные двери радиационнозащищенные, Д5 - Д8 — распашные двери, Л1, Л2 - грузовые лифты П1- П5 - поглотители пучка, К1 - К3 - камеры взаимодействия.



18 000

#### Прототип КИ $E_{\rho}$ = 50 МэВ НИИЯФ МГУ

На базе НИИЯФ МГУ разработан проект и идут работы по созданию прототипа **КИ** рентгеновского излучения использованием ускорителя электронов с перестраиваемой энергией до  $E_e = 50 \text{ МэВ}$  (рис.5), работающего в односгустковом режиме. На прототипе будут отработаны основные узлы **КИ НЦФМ.** 

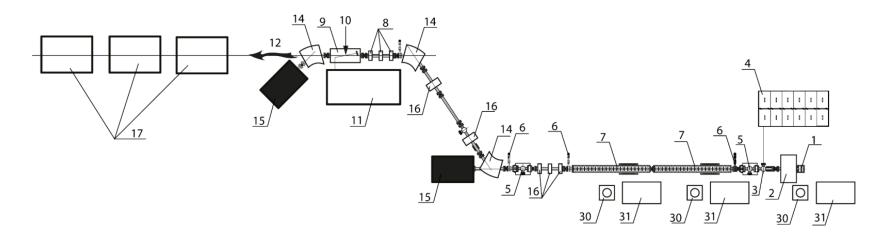


Рис. 5. Состав КИ рентгеновского излучения на основе линейного ускорителя. 1 — СВЧ пушка с фотокатодом, 2 — соленоид, 3 — окно ввода лазерного излучения, 4 — лазер фотокатода, 5 — станция диагностики пучка, 6 — вакуумный затвор, 7 — ускоряющая структура, 8 — триплет квадрупольных линз, 9 — камера взаимодействия, 10 — точка взаимодействия, 11 — основной лазер, 12, 13 — рентгеновское излучение, 14 — поворотный магнит, 15 — поглотитель пучка, 16 — квадрупольная линза, 17 — рабочая станции, 30 - импульсный клистрон, 31 — модулятор



Максимальная энергия ускоренного пучка  $50 \pm 2$  МэВ Диапазон регулирования энергии 35 - 50 МэВ Разброс по энергии  $0.25 \pm 0.1\%$  Нормализованный эмиттанс  $1 \pm 0.5$  мм мрад Среднеквадратичный радиус пучка в точке взаимодействия  $30 \pm 10$  мкм Заряд сгустка 100 - 0 + 100 пКл Длительность сгустка  $10 \pm 4$  пс Максимальная частота следования сгустков 1000 Гц



Таблица.1 Выходные параметры рентгеновского излучения КИ для двух энергий электронов на выходе линейного ускорителя с  $E_e$  = 50 MэB и  $E_e$  = 500 МэВ.

Параметр	50 MэB	500 МэВ		
Число рентгеновских				
фотонов в импульсе	$1,64 \times 10^7$	$3.78 \times 10^7$		
Средний рентгеновский				
поток, фот/с	$1,64 \times 10^{10}$	3,78×10 <sup>10</sup>		
Пиковая спектральная				
яркость,				
с-₁мм-₂мрад-₂0,1%	$3.8 \times 10^{18}$	$0,62\times10^{21}$		
Средняя спектральная				
яркость,				
с-₁мм-₂мрад-₂0,1%	$3.8 \times 10^{10}$	$0,62 \times 10^{13}$		
Минимальная				
спектральная ширина без				
монохроматизации	350 эВ	180 кэВ		
Минимальная угловая				
ширина без коллимации	1,8 мрад	0,5 мрад		



- 1. Возможность достижения высокой степени поляризации излучения.
- 2. Короткая длительность импульса излучения для линейного ускорителя несколько пикосекунд. Возможность реализации времяпролетной методики с высоким разрешением на короткой базе.
- 3. Малая угловая расходимость излучения, менее 100 мкрад, для ширины спектра 0.5%. На расстоянии 10 м диаметр пучка с такой монохроматичностью составит около 1.5 мм, что определяет размеры области взаимодействия с мишенью.
- 4. Количество гамма квантов в пределах полосы 0.5% при частоте 1000  $\Gamma$ ц в единицу времени составит около  $4.5\times10^{\circ}7$  с-1. При сечении реакции  $\sim1$ мб, выход  $\sim100$  частиц/импульс. Это позволяет использовать методику наведенной активности

