

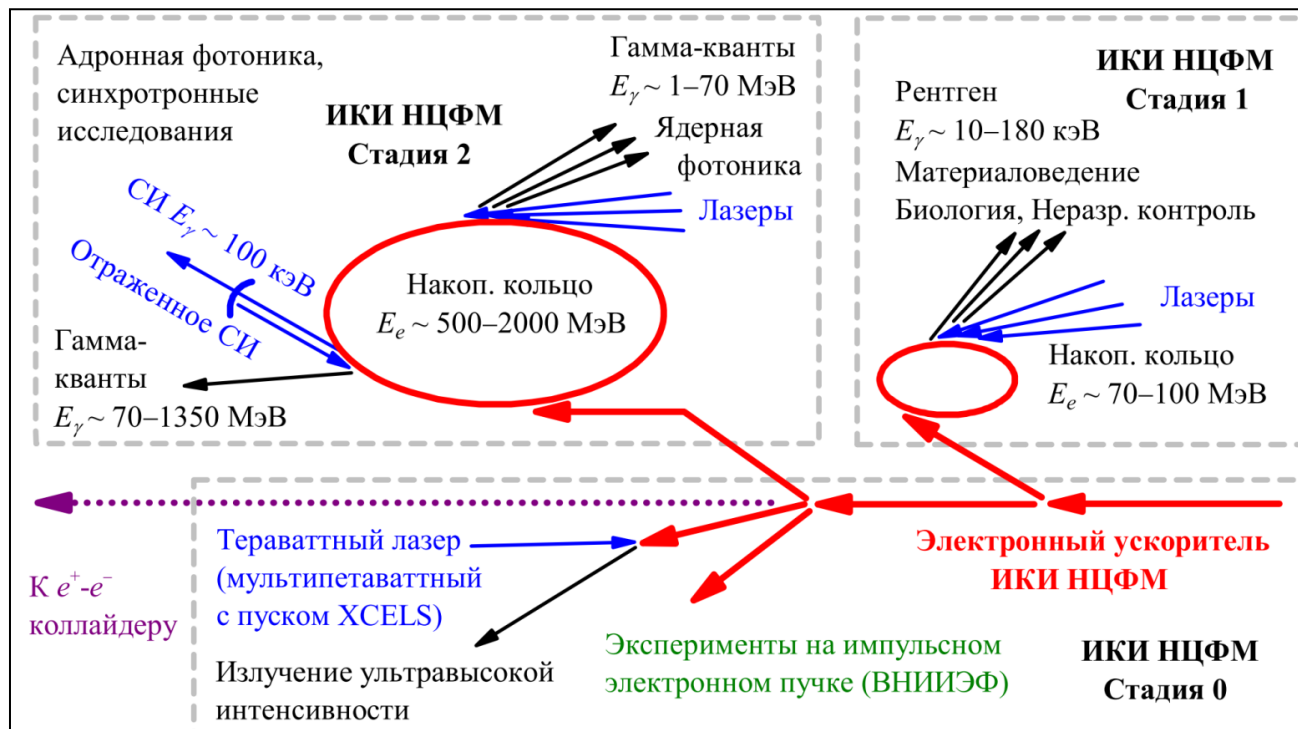
Источник комптоновского излучения НЦФМ: параметры и перспективы исследований.

А. Кузнецов, А. Полонский, А. Лапик, Л. Джилавян, А. Русаков,
А. Шемухин, В. Шведун, А. Савельев–Трофимов, И. Артюков,
А. Виноградов, В. Варламов, А. Чепурнов, М. Меркин,
С. Рыкованов

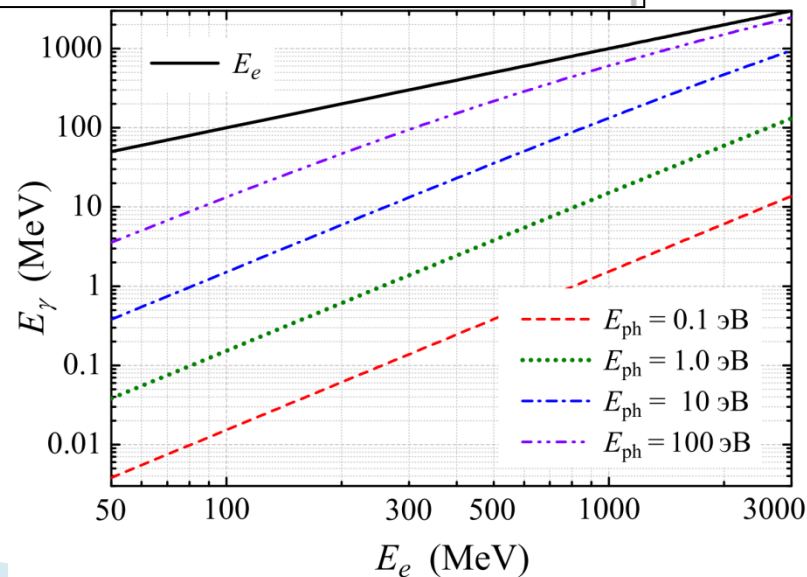
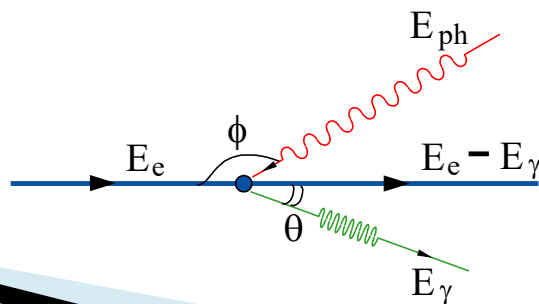
*Научно–исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ;
Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет;
Институт ядерных исследований РАН;
Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН;
Сколковский институт науки и технологий.*

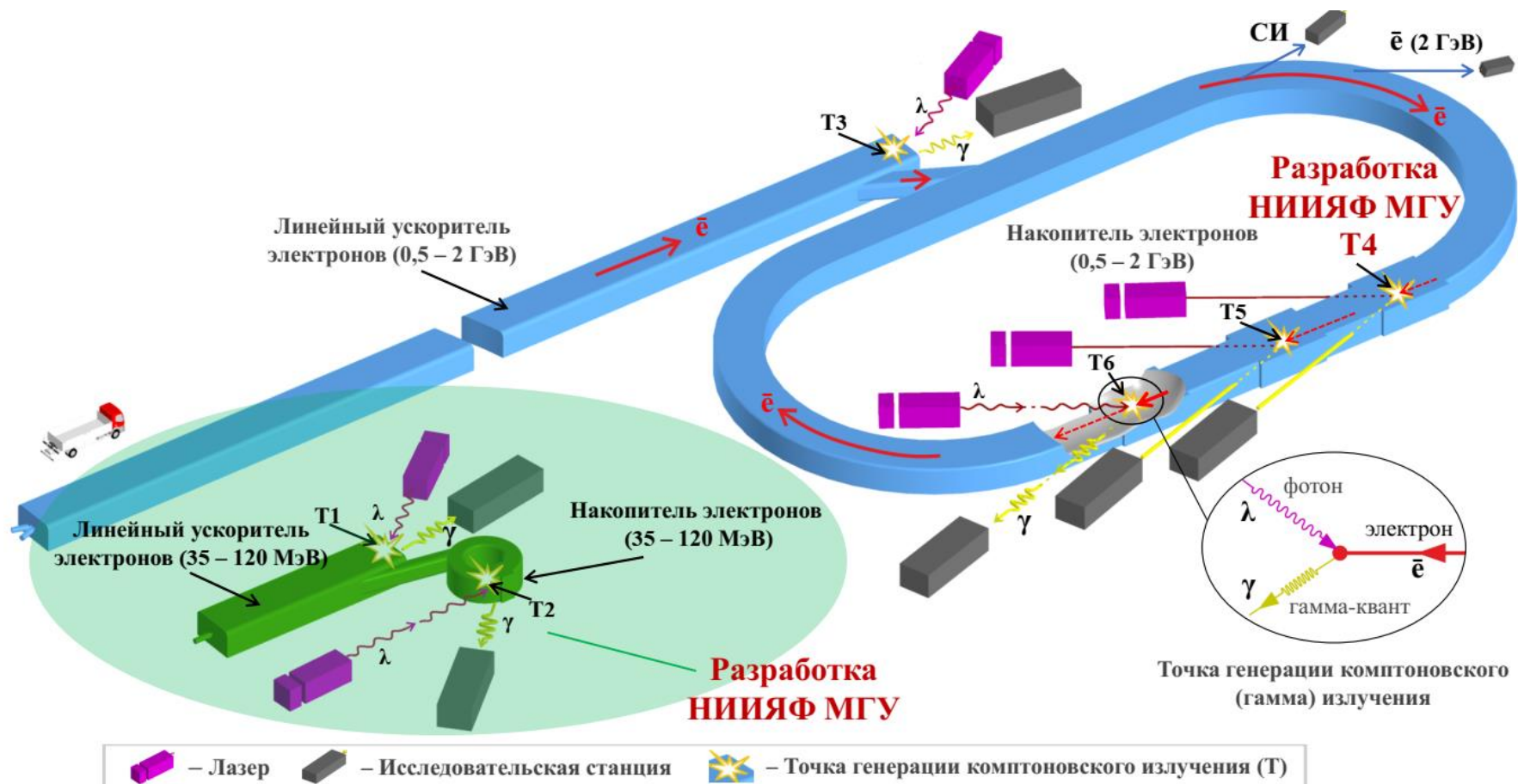
LXXV Международная Конференция «ЯДРО – 2025. Ядерная физика и
физика элементарных частиц. Ядерно–физические технологии»
(Санкт–Петербург, Россия, 1–6 июля 2025)





$$E_\gamma = \frac{2\gamma^2 E_{ph}}{1 + \gamma^2 \theta^2} (1 - \cos \phi), \gamma \gg 1, \theta \ll 1$$





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.

	E_{γ} , MeV	ΔE_{γ}	I_{γ} , ph/sec
ELI-NP (VEGA) (Румыния, проект)	0.2-19.5	0.5%	$\sim 10^8$
NewSubaru (Япония, SPRING8, работает)	0-76	1.2-10%	$\sim 10^5$
HIγS (США, работает)	0-100	0.8-10	$\sim 10^7$
SLEGS (Китай, работает)	0.25 – 19.5	5%	$\sim 10^{5-8}$
ИКИ НЦФМ (Россия, проект)	0-300	0.2-0.5%	$\sim 10^8$

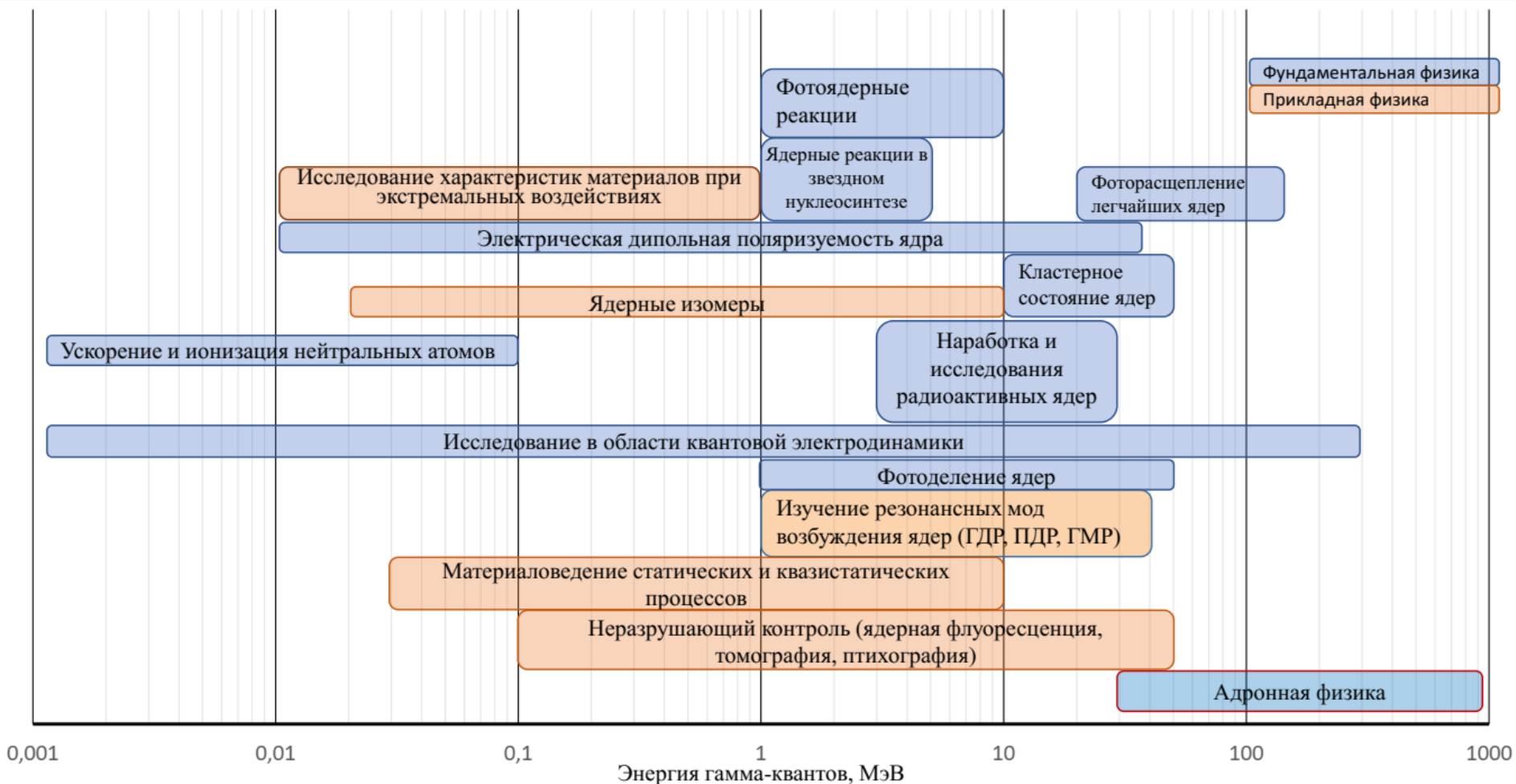
Основные требования и преимущества ИКИ:

1. Интенсивность, достаточная для проведения активационных экспериментов - порядка $10^7 - 10^8$ фотонов в секунду;
2. Высокая монохроматичность (полуширина не хуже 0.2-0.3% и малая расходимость;
3. Быстрая и плавная перестройка энергии с шагом не более 100 КэВ в диапазоне от 10 до 40 МэВ
4. Короткая длительность импульса - пикосекунды - для проведения экспериментов по времяпролетной методике на достаточно короткой базе;

Необходима разработка методов прецизионного мониторингирования энергии и интенсивности пучка гамма-квантов в процессе проведения эксперимента.

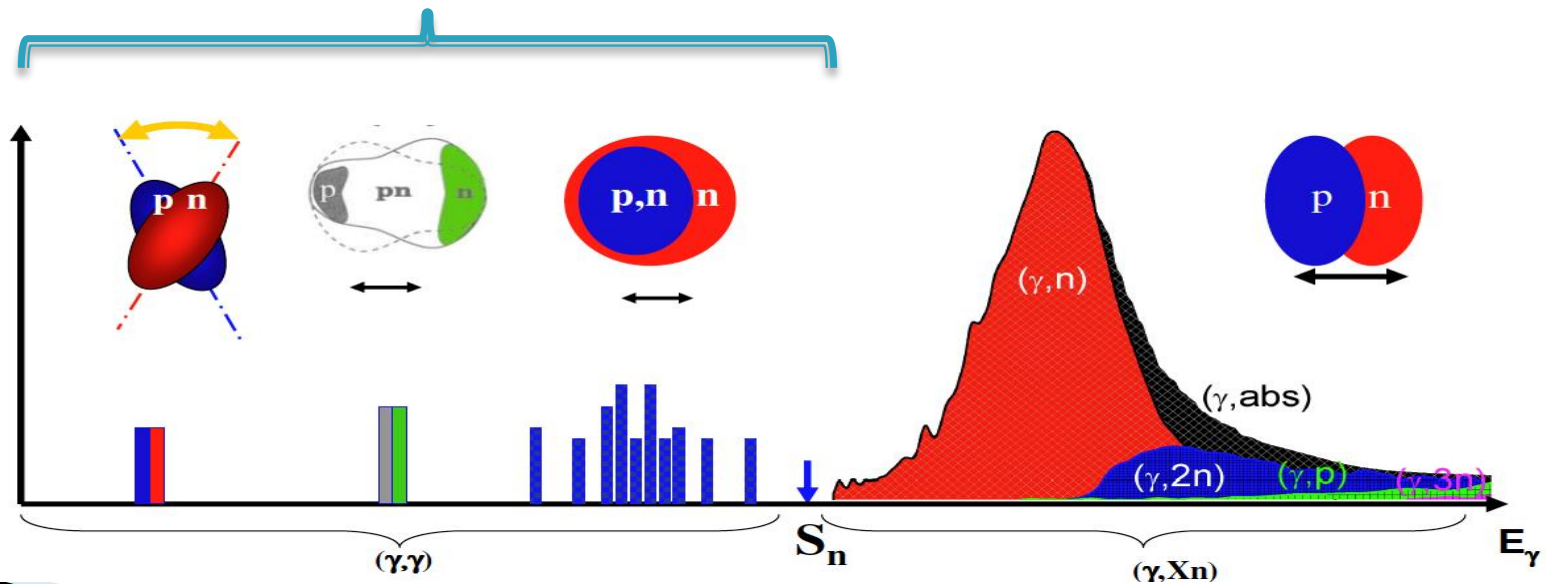


НАПРАВЛЕНИЯ ИССЛЕДОВАНИЙ НАУЧНОЙ ПРОГРАММЫ ИКИ



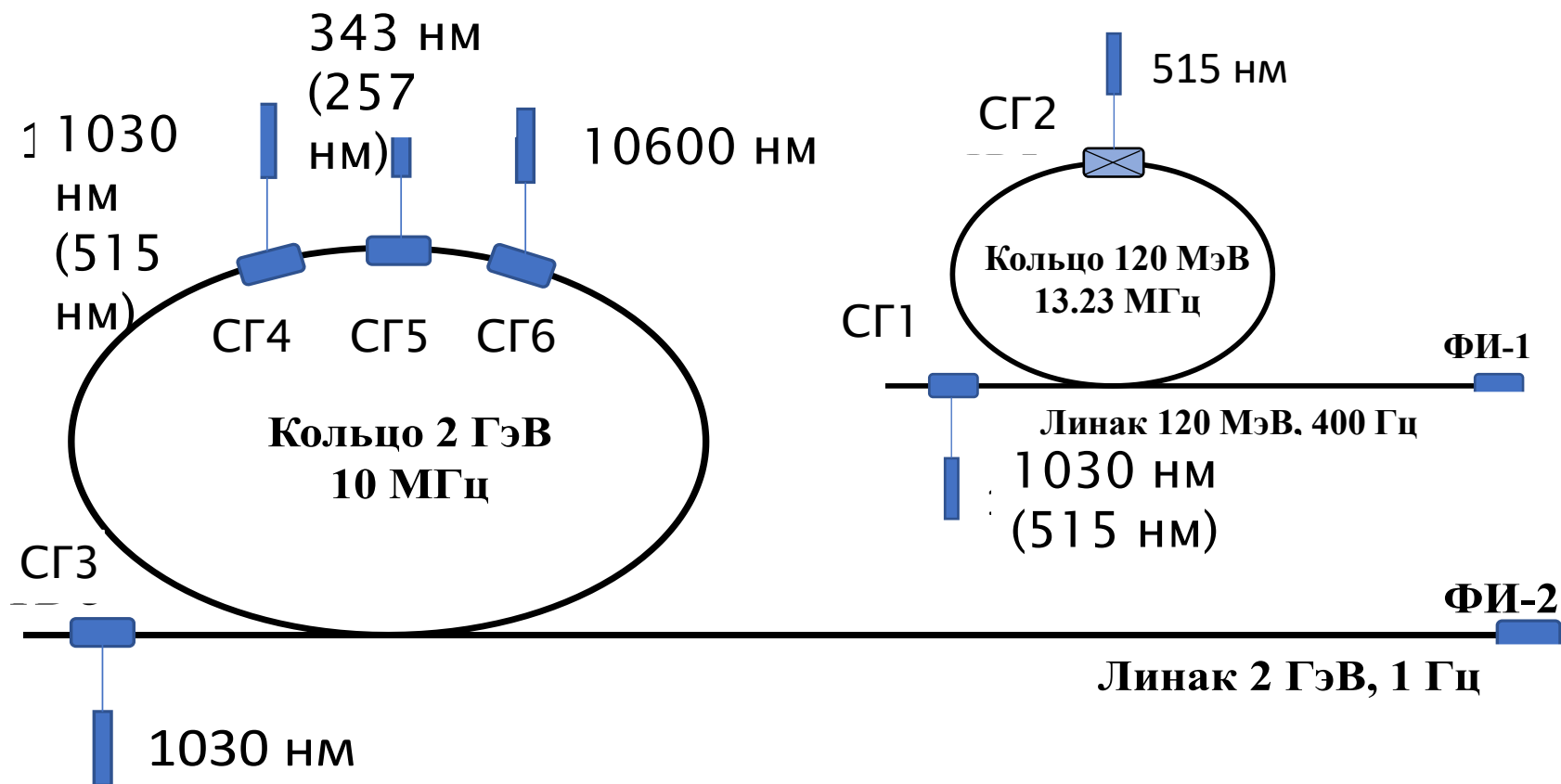
Основные задачи

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



Структура комплекса ИКИ

СГ1–СГ6 – станции генерации излучения



НГУ университета Дюка (США)

Booster

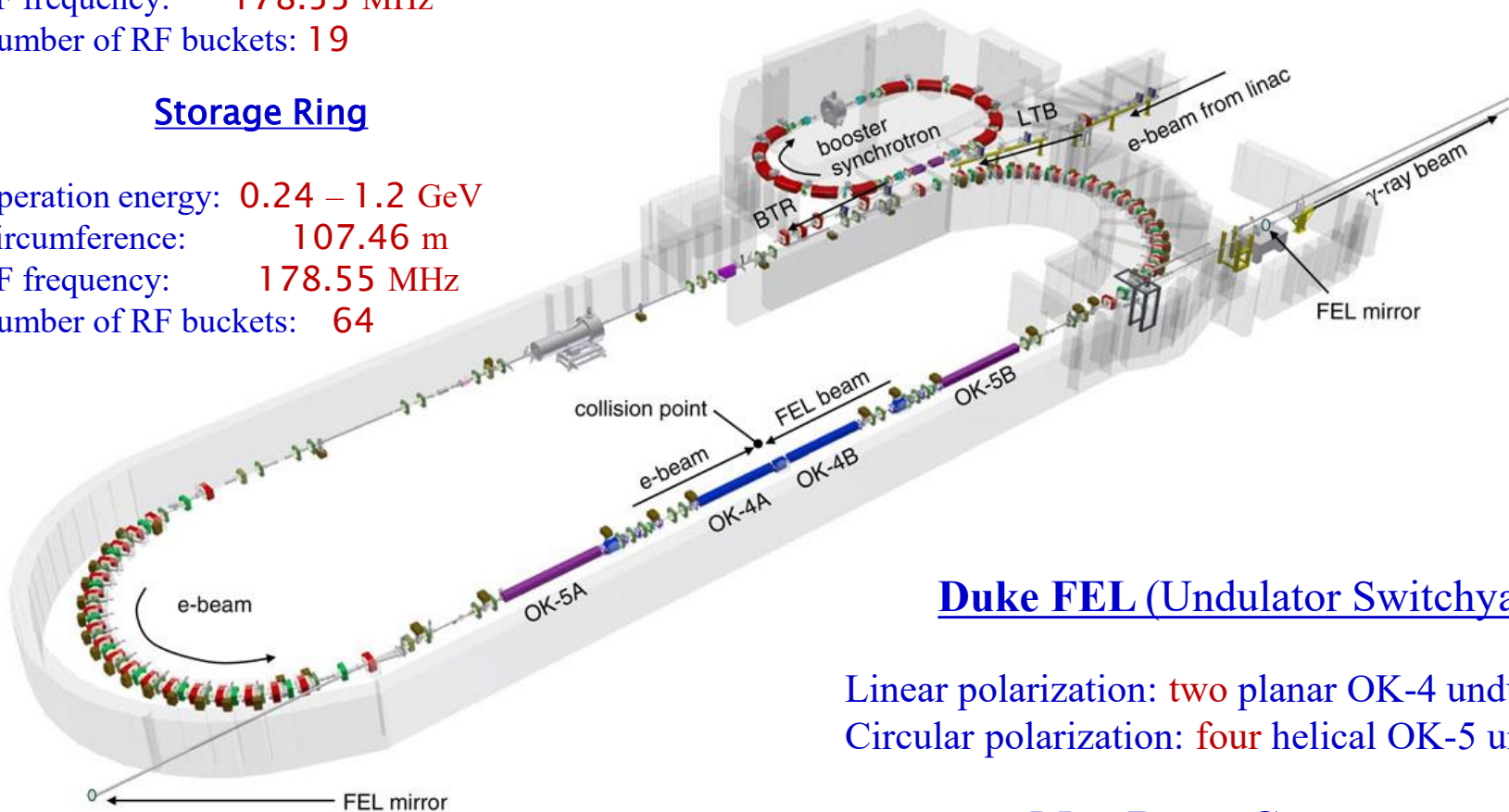
Extraction energy: 0.16–1.2 GeV
Circumference: 31.902 m
RF frequency: 178.55 MHz
Number of RF buckets: 19

Storage Ring

Operation energy: 0.24 – 1.2 GeV
Circumference: 107.46 m
RF frequency: 178.55 MHz
Number of RF buckets: 64

Linac

Injection energy: 160 MeV



Duke FEL (Undulator Switchyard)

Linear polarization: two planar OK-4 undulators

Circular polarization: four helical OK-5 undulators

Max Beam Currents

One-bunch (FEL): ~ 95 mA (≥ 0.6 GeV)

Two-bunch (HIGS): ~ 125 mA (≥ 0.5 GeV)

Характеристики электронных пучков на большом ускорительном комплексе(500–2000 МэВ)

Линейный ускоритель с максимальной энергией 2000 МэВ

Диапазон энергии электронов, МэВ	500–2000
Заряд сгустка, нКл	1
Нормализованный эмиттанс, мм*мрад	2
Разброс по энергии, ср.кв., %	0.1
Частота электронных сгустков, Гц	1
Бета-функция в точке взаимодействия β , мм	100

Накопитель электронов с максимальной энергией 2000 МэВ

Диапазон энергии электронов, МэВ	500–2000
Заряд сгустка, нКл	10
Нормализованный горизонтальный эмиттанс, мм*мрад	1.875–120*
Разброс по энергии, ср.кв., %	0.0275–0.11
Частота электронных сгустков, МГц	10
Бета-функция в точке взаимодействия β , мм	3000

*вертикальный эмиттанс на 2 порядка меньше



Основные параметры накопителя и линейного ускорителя

Максимальная энергия электронов, ГэВ	2
Средний ток, А	0,1
Периметр электронного накопителя, м	186
Частота ускоряющего напряжения, МГц	90
Ускоряющее напряжение, МВ	1.5
Энергетический акцептанс, %	2
Коэффициент расширения орбит	– 0,003
Длина линейного ускорителя–инжектора, м	180
Заряд в сгустке линейного ускорителя, нКл	1
Нормализованный эмиттанс, мкм	1
Максимальная частота повторения, Гц	5
Энергетический разброс, %	0.5
Общая потребляемая мощность, МВт	10



Облик ускорительного комплекса ИКИ с максимальной энергией 120 МэВ

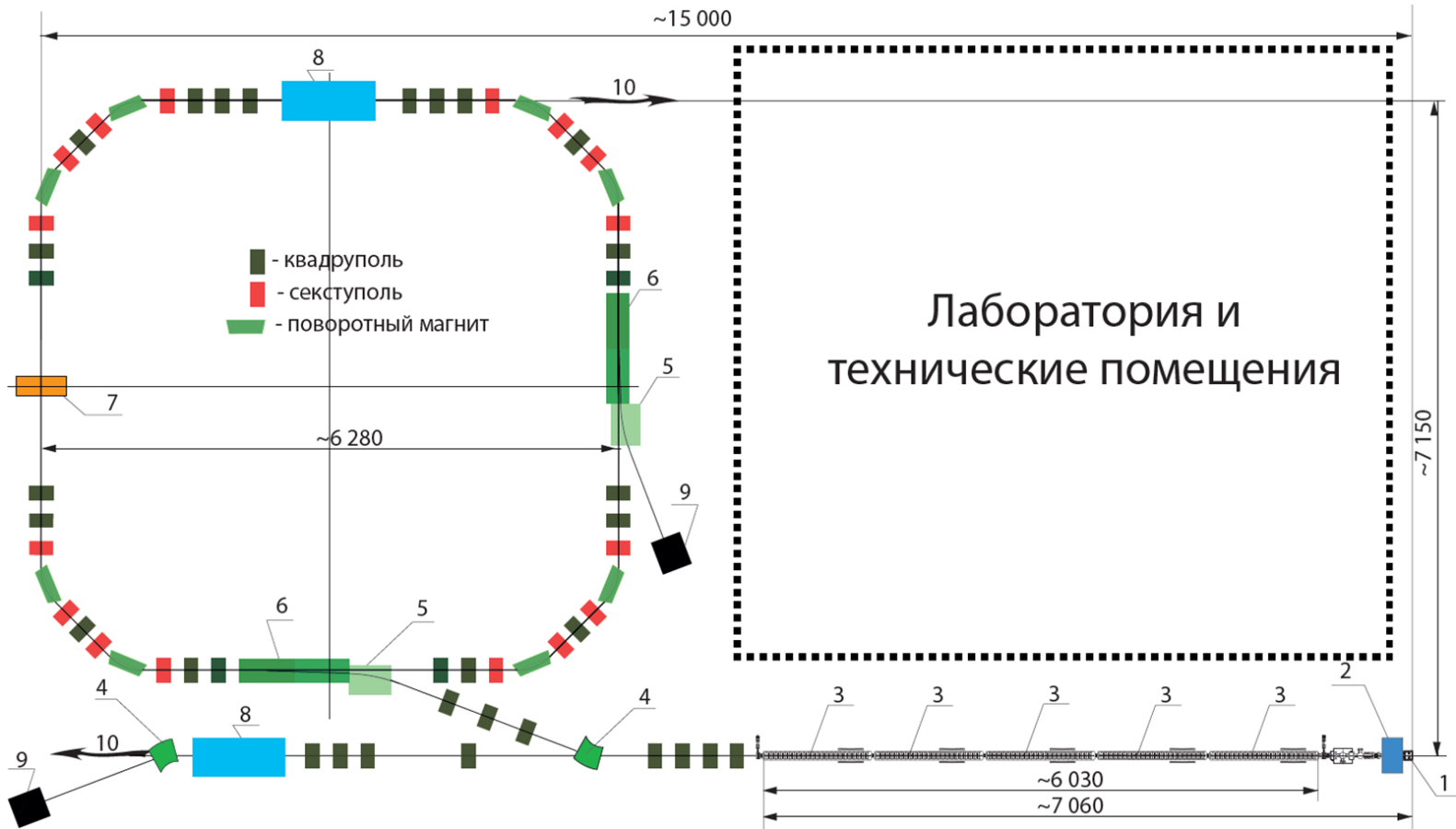
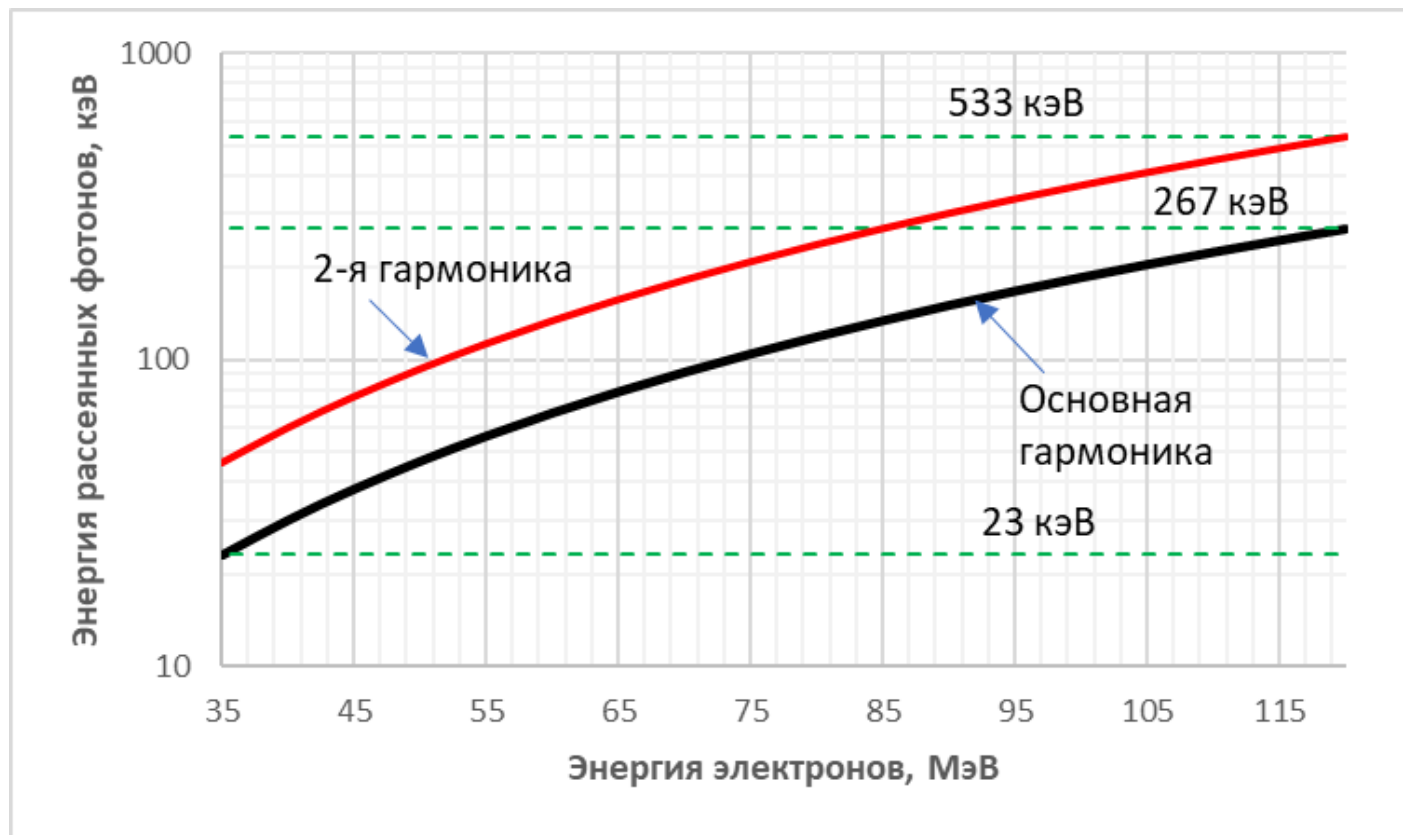


Схема ускорительного комплекса ИКИ на энергию 120 МэВ. 1 – СВЧ пушка, 2 – соленоид, 3 – секция ускоряющей структуры, 4 – поворотный магнит, 5 – септум-магнит, 6– кикер, 7 – ВЧ резонатор, 8 – камера взаимодействия, 9 – поглотитель пучка, 10 – рентгеновское излучение.

Основные положения «малого» ИКИ НЦФМ

1. Принцип перекрытия по энергии с «большим» ИКИ.
2. Энергия электронов на выходе линейного ускорителя регулируется в диапазоне 35...120 МэВ. Лазерная система работает в режиме отдельных импульсов на основной гармонике (1,2 эВ).
Диапазон энергий рентгеновских фотонов 23...267 кэВ.
3. Кольцо работает в диапазоне энергий 35...120 МэВ. Оптический резонатор работает на второй гармонике (2,4 эВ).
Диапазон энергий рентгеновских фотонов 46...533 кэВ.



Требования к линейному ускорителю, лазерной системы и точке генерации комптоновского излучения на выходе линейного ускорителя электронов с энергией в диапазоне 35–120 МэВ

Характеристика	Режим работы	
	основной	дополнительный
Электронный пучок		
Диапазон энергии, МэВ	35 – 120	
Разброс по энергии, %	0,25	
Нормализованный эмиттанс, мм* мрад	1	
Максимальный заряд сгустка, пКл	200	
Длительность сгустка, пс	10	
Максимальная частота сгустков, Гц	400	
Лазерное излучение		
Длина волны излучения, нм	1030	515
Энергия импульса, мДж	100	40
Длительность импульса, пс	10	
Диаметр лазерного пятна, мкм	25	
Характеристики генерируемого излучения		
Диапазон энергии квантов, МэВ	0,02–0,27	0,04–0,54
Полный поток квантов, фотон/с	9*10 ⁹	2*10 ⁹
Разброс энергии, %	0,5–1	

Требования к накопителю электронов, лазерной системе и точке генерации комптоновского излучения на накопителе электронов с энергией в диапазоне 35–120 МэВ

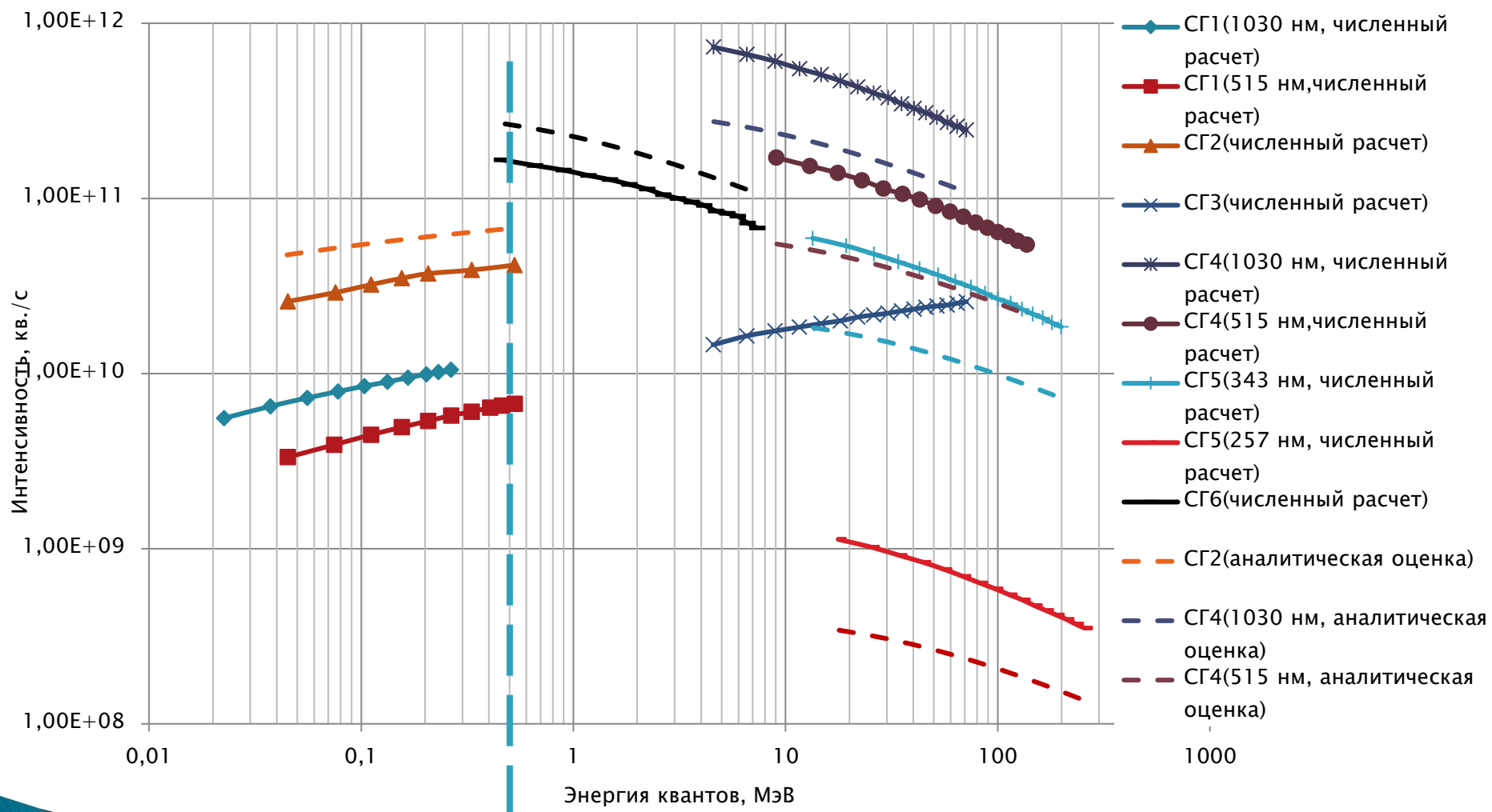
Характеристика	Значение
Электронный пучок	
Диапазон энергии, МэВ	35 – 120
Разброс по энергии, %	0,25
Нормализованный эмиттанс, мм* мрад	2
Максимальный заряд сгустка, пКл	100
Длительность сгустка, пс	30
Максимальная частота сгустков, МГц	13
Лазерное излучение	
Длина волны излучения, нм	515
Энергия импульса, мДж	1
Длительность импульса, пс	30
Диаметр лазерного пятна, мкм	40
Характеристики генерируемого излучения	
Диапазон энергии квантов, МэВ	0,04–0,54
Полный поток квантов, фотон/с	$3 \cdot 10^{11}$
Разброс энергии, %	0,5–1



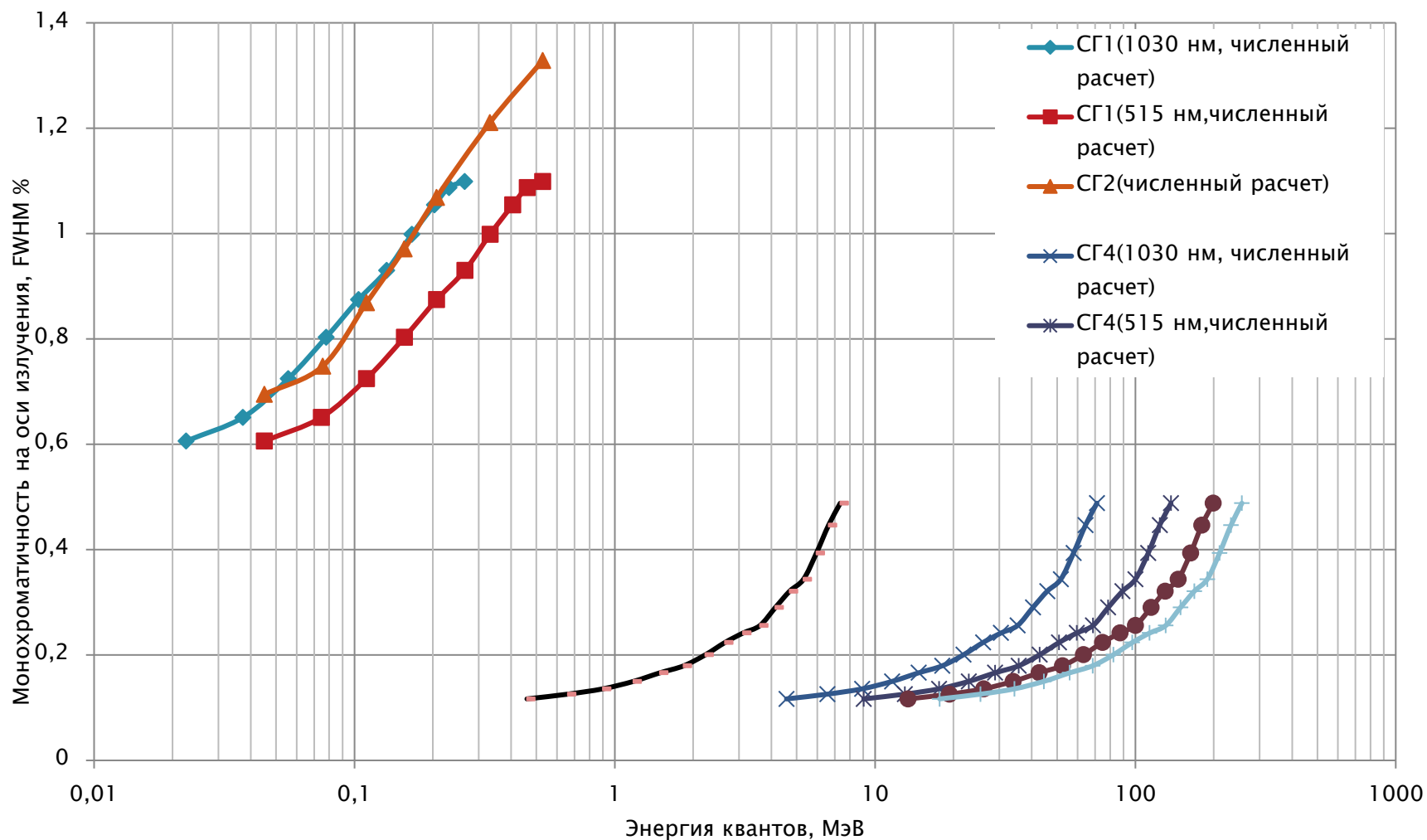
Интенсивность выхода квантов на станциях генерации комплекса ИКИ

Малый ИКИ (35–120 МэВ)

Большой ИКИ (500–2000 МэВ)



Монохроматичность на станциях генерации комплекса ИКИ



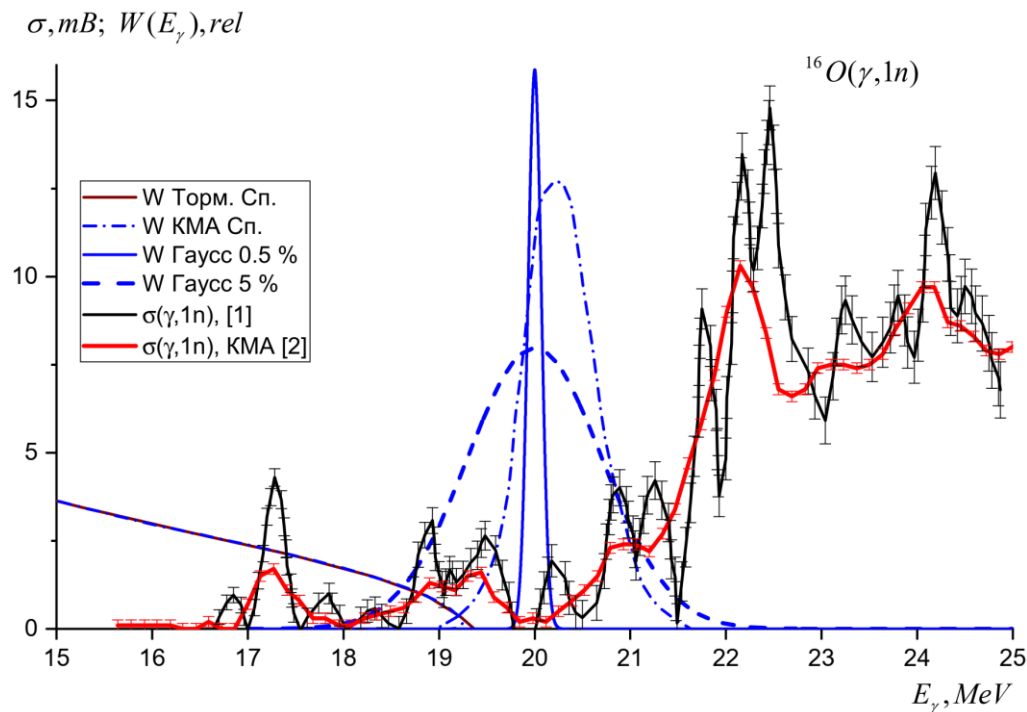
Характеристики комптоновского излучения комплекса ИКИ

Характеристика	СГ1	СГ2	СГ3	СГ4	СГ5	СГ6
Диапазон энергии электронов, МэВ	35 - 120	35 - 120	500 - 2000	500 - 2000	500 - 2000	500 - 2000
Максимальная частота сгустков, Гц	400	$1,3 \cdot 10^7$	1	10^7	10^7	10^7
Длина волны лазерного излучения, нм	1030	515	1030	1030 (515)	343 (257)	10 600
Энергия импульса лазера, мДж	100	1	20 000	0,1	0,02	0,01
Длительность импульса, пс	10	30	10	300	300	300
Диапазон энергии квантов, МэВ	0,02-0,27	0,04-0,54	5-70	5 - 70 (10 - 136)	15 - 200 (20 - 256)	0,5-7
Интенсивность, кв./с	10^{10}	10^{11}	10^{10}	$10^{10} - 10^{11}$	$10^8 - 10^9$	10^{11}
Монохроматичность, FWHM %	0,5 - 1	0,5 - 1,5	-	0,2 - 0,5	0,2 - 0,5	0,2 - 0,5



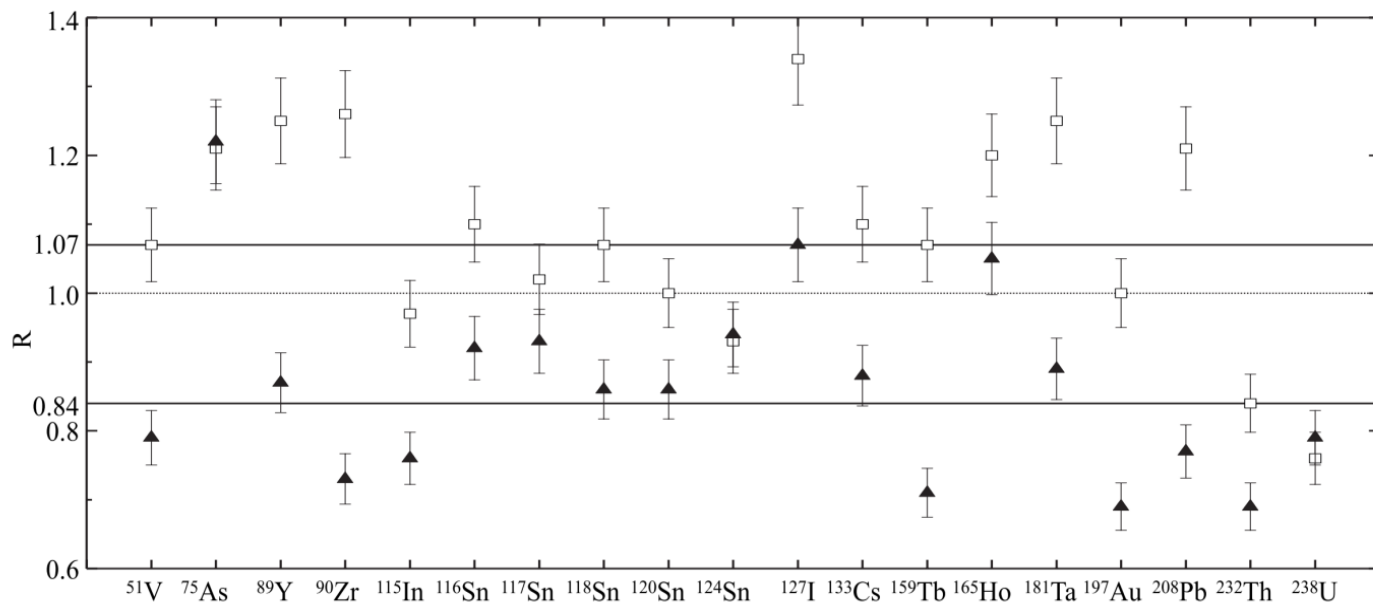
Программа возможных исследований на пучке гамма-квантов комптоновского источника, сооружение которого планируется в НЦФМ, полностью определяется характеристиками этого пучка. Создание источника гамма-квантов, параметры которого повторяют параметры действующих источников, не позволят сделать прорыв в исследовании фотоядерных реакций.

В качестве источников гамма-квантов использовались : (1) резонансные (n, γ) и (p, γ) реакции – монохроматические линии с фиксированной энергией; (2) тормозное излучение с непрерывным спектром, генерируемое пучками электронных ускорителей; (3) излучение, генерируемое при аннигиляции позитронов на лету – квазимонохроматический спектр с достаточно широким ($\sim 10\%$) аннигиляционным пиком и подложкой тормозного излучения; (4) квазимонохроматические источники на основе обратного комптоновского рассеяния лазерного излучения на электронном пучке накопителя с шириной спектра от единиц до десятков процентов.



Данные по фотоядерным реакциям, прежде всего, $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 1p)$, востребованы и широко используются в разнообразных приложениях. Энергетические зависимости полных и парциальных сечений фотоядерных реакций, измеренные с высокой точностью (лучше 1\% по абсолютной величине) и высоким энергетическим разрешением (десятки кэВ) в диапазоне энергий от порогов до (30-40) МэВ, крайне важны для решения проблемы существенных расхождений между результатами разных экспериментов, дальнейшего развития моделей атомного ядра и описания механизма фотоядерных реакций, для построения и уточнения моделирования во многих задачах фундаментальных исследований: от астрофизики до проектирования экспериментальных установок, а также для прикладных целей, например, для разработки методик гамма-активационного анализа, наработки медицинских изотопов, детектирования взрывчатых веществ, радиоактивных и делящихся материалов.

$$R = \frac{\sigma_{\text{инт}}^{\text{Сакле}}}{\sigma_{\text{инт}}^{\text{Ливермор}}}$$



Полная систематика отношений R интегральных сечений парциальных реакций и полученных в Ливерморе и Сакле: квадраты — данные для реакции $(\gamma, 1n)$, треугольники — $(\gamma, 2n)$

Помимо плохого энергетического разрешения на квазимонохроматических пучках в предыдущих работах, существенное влияние оказывали используемые методы регистрации нейтронов в фотоядерных реакциях. В частности, в экспериментах на аннигиляционных гамма-квантах существуют систематические проблемы как с разделением нейтронов по множественности от многочастичных реакций, так и с энергозависимой эффективностью нейтронных детекторов, что накладывает свои ограничения при неизвестных нейтронных спектрах.

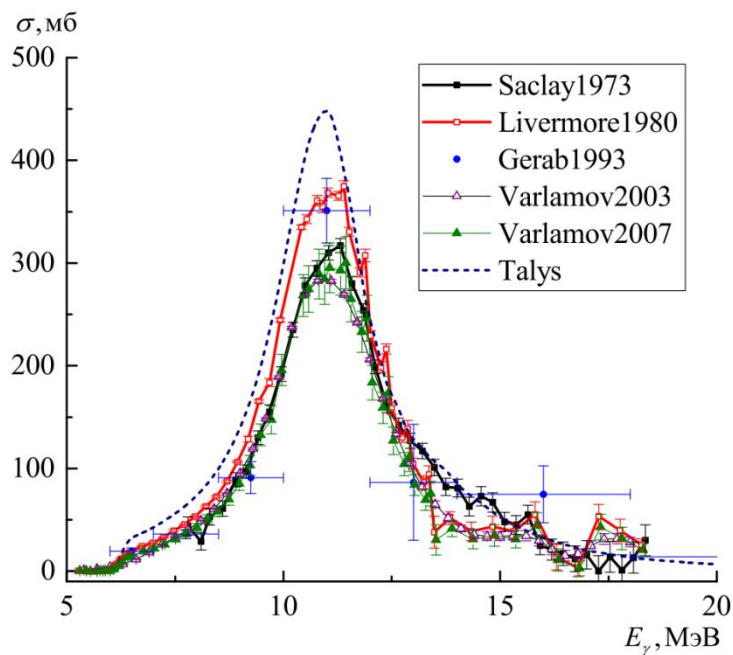


Рис. 2. Сечения реакции $^{238}\text{U}(\gamma, n)^{237}\text{U}$

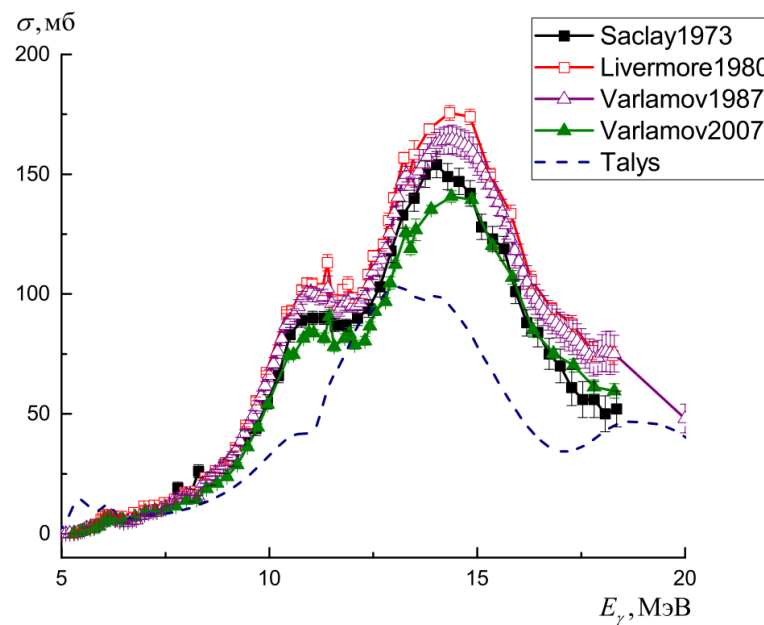


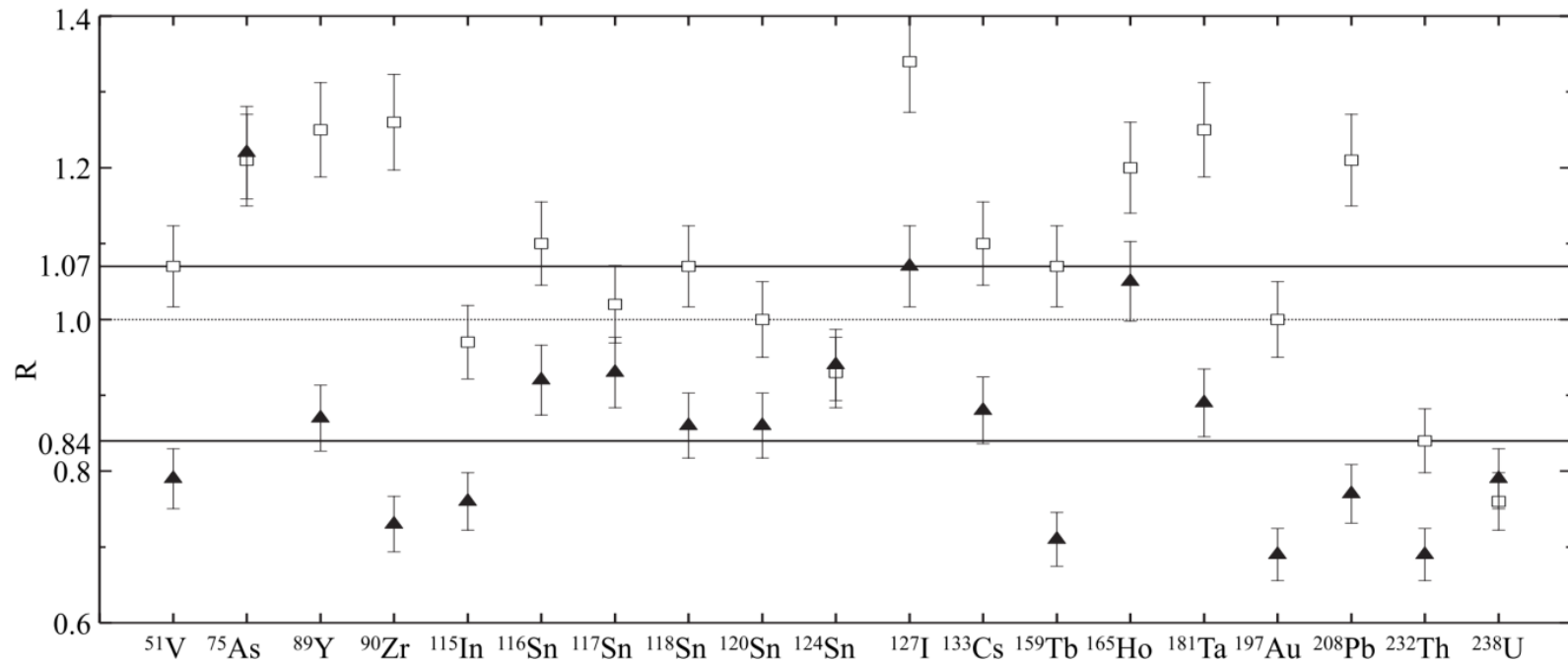
Рис. 4. Сечения реакции фотоделения $^{238}\text{U}(\gamma, F)$

Первоочередными задачами в области ядерной физики для ИКИ НЦФМ являются:

1. Получение новых непротиворечивых прецизионных данных о сечениях фотоядерных реакций и фотоделения в широкой области масс атомных ядер. Эти данные необходимы как для улучшения модельных и теоретических подходов к описанию фотоядерных реакций, так и для решения широкого круга прикладных задач, таких как: разработка систем трансмутации ядерных отходов, создания пучков радиоактивных ядер, получения экзотических ядер (высокоспиновых изомеров, сильнонейтроноизбыточных ядер, сильнодеформированных ядер), задач наработки перспективных медицинских радионуклидов;
2. Изучение фотоядерных реакций в области порога, необходимые, прежде всего, для ответа на вопрос о механизмах образования обойденных ядер в фотоядерных реакциях в процессе звездного нуклеосинтеза;
3. Исследование структурных особенностей и возбужденных состояний атомных ядер, поиск и исследование ядерных изомеров, в частности низколежащих изомерных состояний атомных ядер методом ядерной резонансной флуоресценции;
4. Изучение структурных особенностей дипольных состояний, таких как гросс-, промежуточная и тонкая структура, включая тонкую структуру пигми–дипольного резонанса, и альфа-кластерные состояния. Изучение особенностей гигантского дипольного резонанса, таких как изоспиновое, деформационное и конфигурационное расщепление



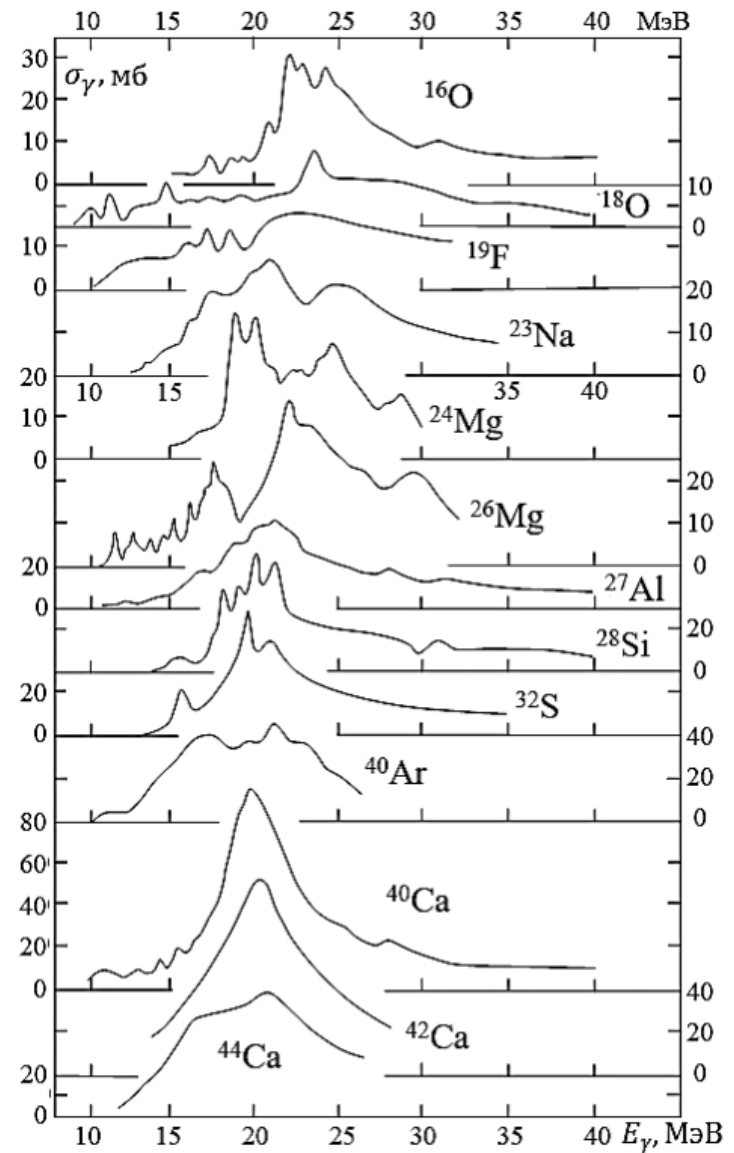
1. Получение новых непротиворечивых прецизионных данных о сечениях фотоядерных реакций и фотоделения в широкой области масс атомных ядер.



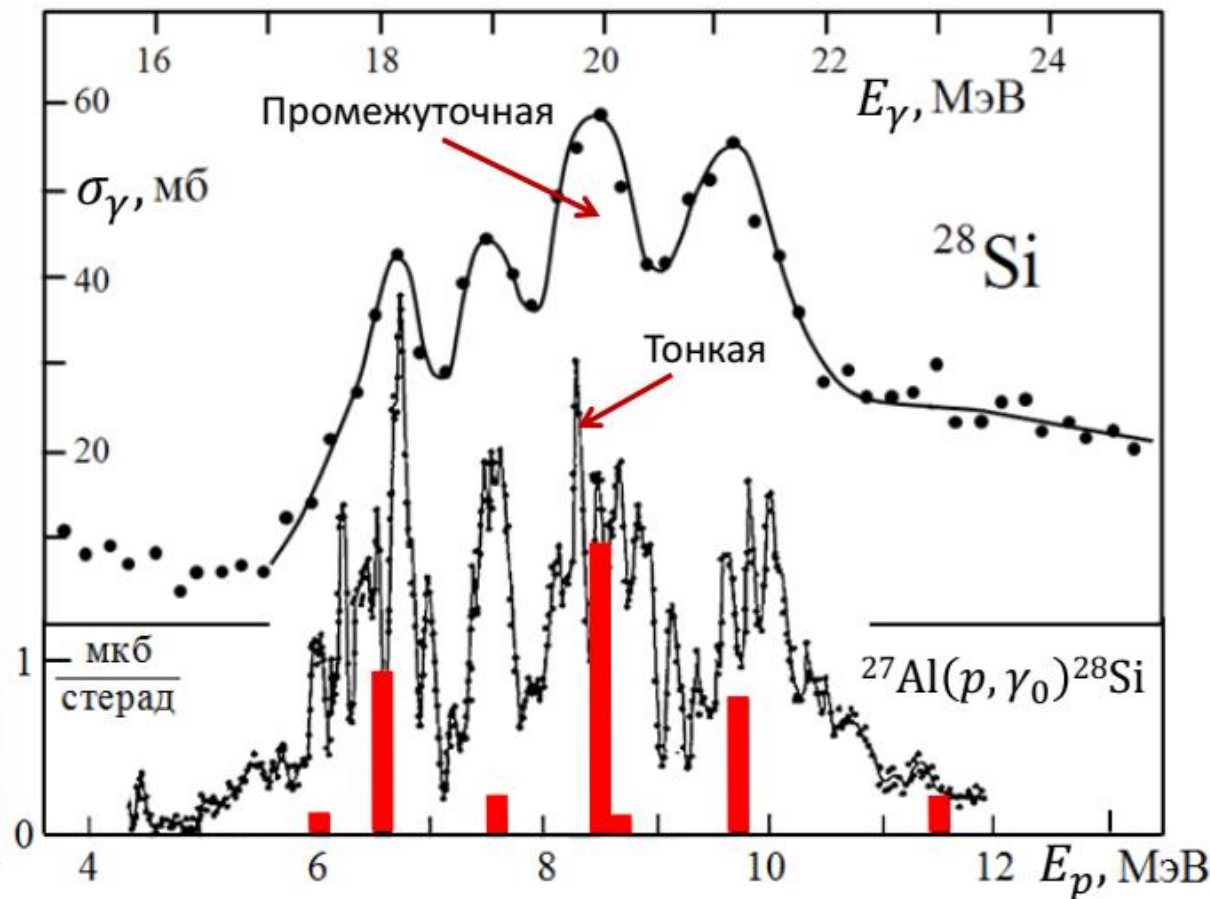
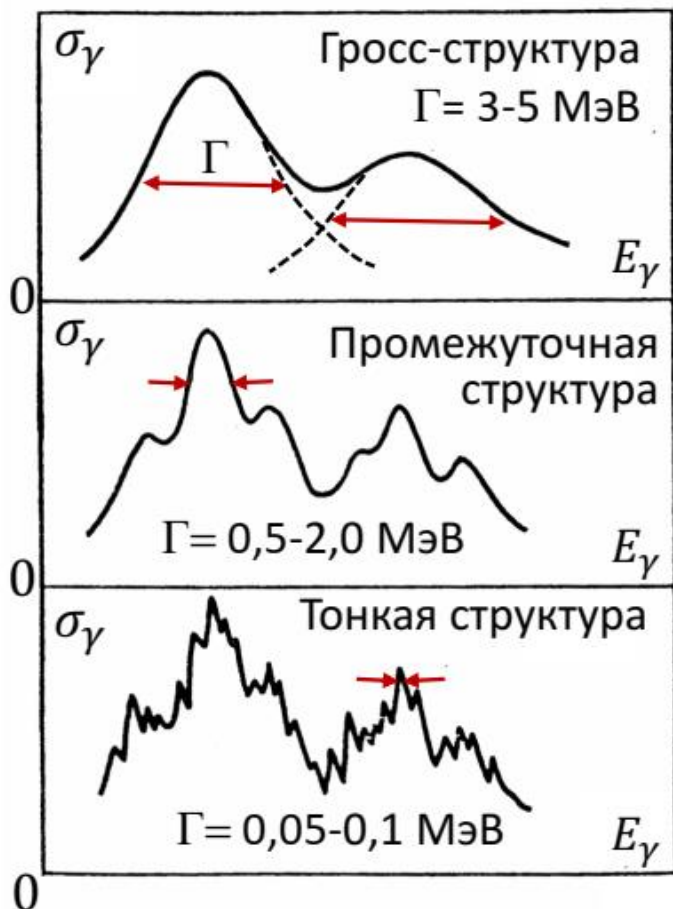
$$R = \frac{\sigma_{\text{инт}}^{\text{Сакле}}}{\sigma_{\text{инт}}^{\text{Ливермор}}}$$

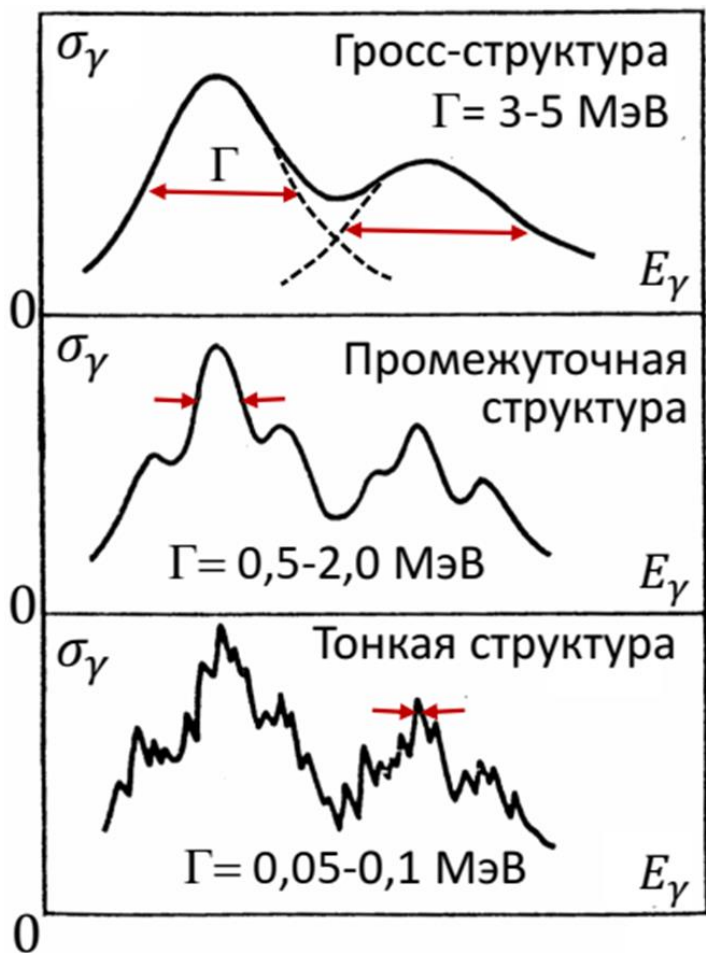
Проблема структуры и ширины ГДР

Показаны экспериментальные сечения фотопоглощения ядер $1d2s$ -оболочки (от ^{16}O до ^{44}Ca). Видно что ширина ГДР (область разброса по энергии основной доли сечения) меняется от 5 до 20 МэВ и нет никакой определённой тенденции в изменении этой величины с ростом A . Более того, изменение числа нуклонов в ядре на 1-2 может привести к кардинальному (в разы) изменению ширины сечения. Долгое время не удавалось понять, с чем связан такой большой разброс в ширине для ядер, имеющих близкие A и чем в этом плане отличаются легкие средние и тяжёлые ядра. Эта проблема тесно связана и с той структурой, которая наблюдается в фотоядерных сечениях.



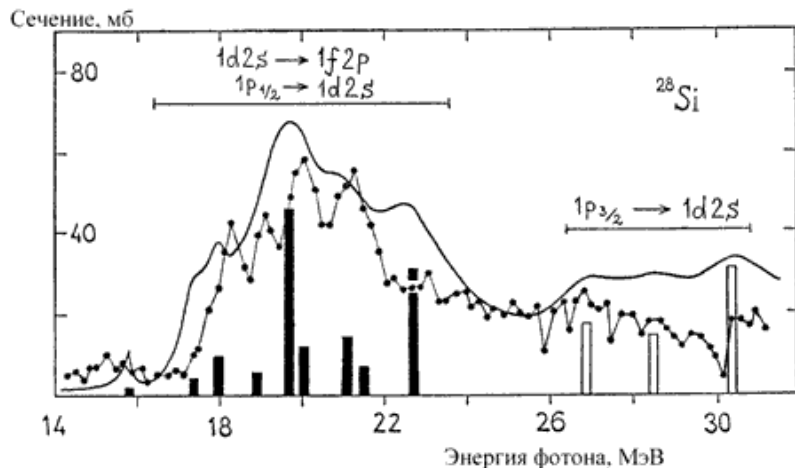
Классификация структуры сечений фотопоглощения





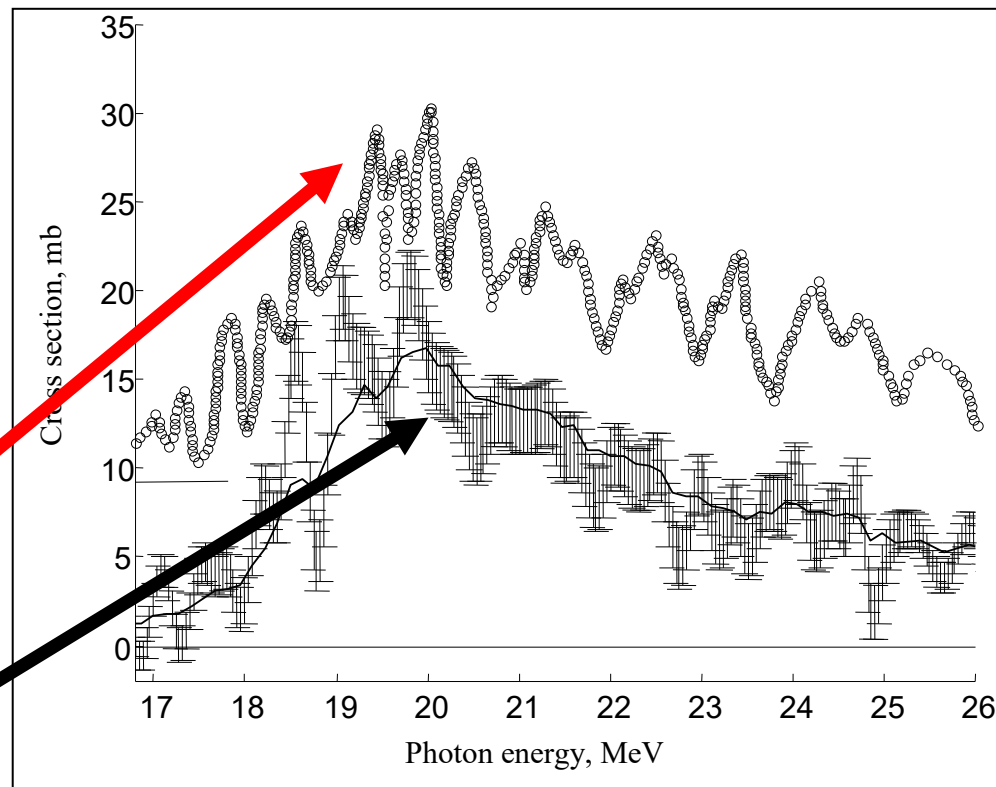
Гигантский дипольный резонанс представляет собой коллективные колебания ядра – когерентные вклады многих частично-дырочных ($1p-1h$) возбуждений, которые могут классифицироваться в зависимости от мультипольности и изовекторной или изоскалярной природы. В рамках макроскопических моделей изовекторный ГДР 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 гросс-структуру (ширины $\sim$ несколько МэВ) ГДР, связь входных состояний с более сложными состояниями коллективного характера приводит к формированию резонансов (с шириной $\sim$ МэВ) промежуточной структуры ГДР, а взаимодействие входных состояний ядра с неколлективными многочастично-многодырочными возбуждениями - к появлению резонансов с шириной $\sim 100 \text{ кэВ}$

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.



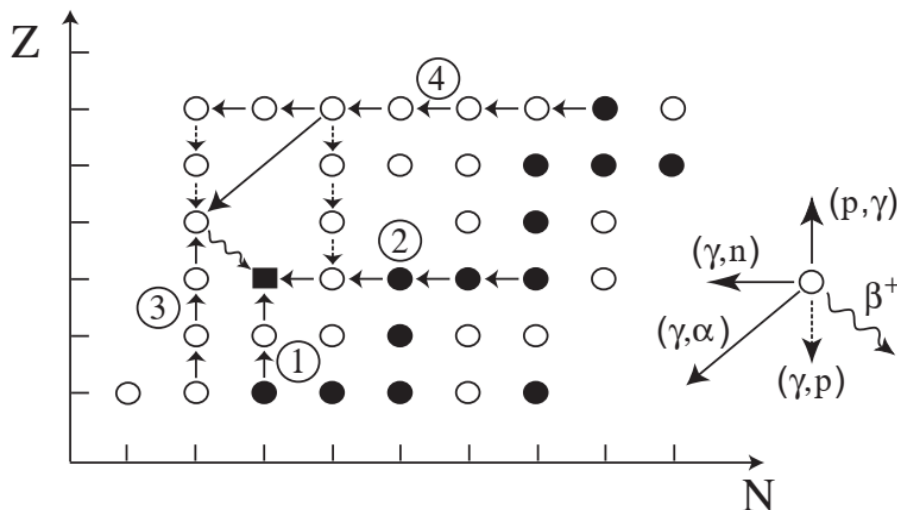
Результат эксперимента на пучке
тормозного γ -излучения

Восстановление сечения
реакции
из результата КМА-
эксперимента



Обойденные ядра.

Pd93 1.3 с EP (7/2+, 9/2+)	Pd94 9.0 с 0+	Pd95 10 с m	Pd96 122 с 0+	Pd97 3.10 м 52+	Pd98 17.7 м 0+	Pd99 21.4 м (52)+	Pd100 3.63 дн 0+	Pd101 8.47 ч 52+	Pd102 1.02 0+	Pd103 16.991 дн 52+	Pd104 11.14 0+	Pd105 22.33 52+	Pd106 27.33 0+	Pd107 6.8E6 л 52+	Pd108 26.46 0+	Pd109 13.7012 ч 52+	Pd110 11.72 0+
Rh92 4.66 с (≥ 6+)	Rh93 11.9 с (9/2+)	Rh94 70.6 с EP (4-)	Rh95 5.02 м (9/2)+	Rh96 9.90 м 6+	Rh97 30.7 м 9/2+	Rh98 8.72 м (2)+	Rh99 16.1 дн 1/2-	Rh100 20.8 ч 1-	Rh101 3.3 л 1/2-	Rh102 207 дн (1-, 2-)	Rh103 100 1/2-	Rh104 42.3 с 1+	Rh105 35.36 ч 7/2+	Rh106 30.07 с 1+	Rh107 21.7 м 7/2+	Rh108 16.8 с 1+	Rh109 80 с 7/2+
Ru91 7.9 с (9/2+)	Ru92 3.65 м 0+	Ru93 59.7 с (9/2)+	Ru94 51.8 м 0+	Ru95 1.643 ч 52+	Ru96 5.54 0+	Ru97 2.9 дн 52+	Ru98 1.87 0+	Ru99 12.76 52+	Ru100 12.60 0+	Ru101 17.06 52+	Ru102 31.55 0+	Ru103 39.26 дн 3/2+	Ru104 18.62 0+	Ru105 4.44 ч 3/2+	Ru106 371.8 дн 0+	Ru107 3.75 м (52)+	Ru108 4.55 м 0+
Tc90 8.7 с 1+	Tc91 3.14 м (9/2)+	Tc92 4.25 м (8)+	Tc93 2.75 ч 9/2+	Tc94 293 м 7+	Tc95 20.0 ч 9/2+	Tc96 4.28 дн 7+	Tc97 4.21E6 л 9/2+	Tc98 4.2E6 л (6)+	Tc99 2.11E5 л 9/2+	Tc100 15.46 с 1+	Tc101 14.22 м 9/2+	Tc102 5.28 с 1+	Tc103 54.2 с 52+	Tc104 18.3 м (3+)	Tc105 7.6 м (3/2-)	Tc106 35.6 с (1, 2)	Tc107 21.2 с (3/2-)
Mo89 2.11 м (9/2+)	Mo90 5.56 ч 0+	Mo91 15.49 м 9/2+	Mo92 14.84 0+	Mo93 4.0E3 л 52+	Mo94 9.25 0+	Mo95 15.92 52+	Mo96 16.68 0+	Mo97 9.55 52+	Mo98 24.13 0+	Mo99 65.94 ч 1/2+	Mo100 9.63 0+	Mo101 14.61 м 1/2+	Mo102 11.3 м 0+	Mo103 67.5 с (3/2+)	Mo104 60 с 0+	Mo105 35.6 с (52-)	Mo106 8.73 с 0+
Nb88 14.55 м (8+)	Nb89 2.03 ч (9/2+)	Nb90 14.60 ч 8+	Nb91 6.8E2 л 9/2+	Nb92 3.47E7 л (7)+	Nb93 100 9/2+	Nb94 2.03E4 л 6+	Nb95 34.991 дн 9/2+	Nb96 23.35 ч 6+	Nb97 72.1 м 9/2+	Nb98 2.86 с 1+	Nb99 15.0 с 9/2+	Nb100 1.5 с 1+	Nb101 7.1 с (52+)	Nb102 1.3 с 1+	Nb103 1.5 с (52+)	Nb104 4.9 с βn (1+)	Nb105 2.95 с βn (52+)
Zr87 1.68 ч (9/2)+	Zr88 83.4 дн 0+	Zr89 78.41 ч 9/2+	Zr90 51.45 0+	Zr91 11.22 52+	Zr92 17.15 0+	Zr93 1.53E6 л 52+	Zr94 17.38 0+	Zr95 64.032 дн 52+	Zr96 2.80 0+	Zr97 16.744 ч 1/2+	Zr98 30.7 с 0+	Zr99 2.1 с (1/2+)	Zr100 7.1 с 0+	Zr101 2.3 с (3/2+)	Zr102 2.9 с 0+	Zr103 1.3 с (52-)	Zr104 1.2 с 0+



⁷⁴ Se	0.55
⁷⁸ Kr	0.153
⁸⁴ Sr	0.132
⁹² Mo	0.378
⁹⁴ Mo	0.236
⁹⁶ Ru	0.103
⁹⁸ Ru	0.035
¹⁰² Pd	0.0142
¹⁰⁶ Cd	0.0201
¹⁰⁸ Cd	0.0143
¹¹³ In	0.0079
¹¹² Sn	0.0372
¹¹⁴ Sn	0.0252
¹¹⁵ Sn	0.0129
¹²⁰ Te	0.0043
¹²⁴ Xe	0.00571
¹²⁶ Xe	0.00509
¹³⁰ Ba	0.00476
¹³² Ba	0.00453
¹³⁸ La	0.000409
¹³⁶ Ce	0.00216
¹³⁸ Ce	0.00284
¹⁴⁴ Sm	0.008
¹⁵² Gd	0.00066
¹⁵⁶ Dy	0.000221
¹⁵⁸ Dy	0.000378
¹⁶² Er	0.000351
¹⁶⁴ Er	0.00404
¹⁶⁸ Yb	0.000322
¹⁷⁴ Hf	0.000249
¹⁸⁰ Ta	2.48e-06
¹⁸⁰ W	0.000173
¹⁸⁴ Os	0.000122
¹⁹⁰ Pt	0.00017
¹⁹⁶ Hg	0.00048



Обойденные ядра.

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

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

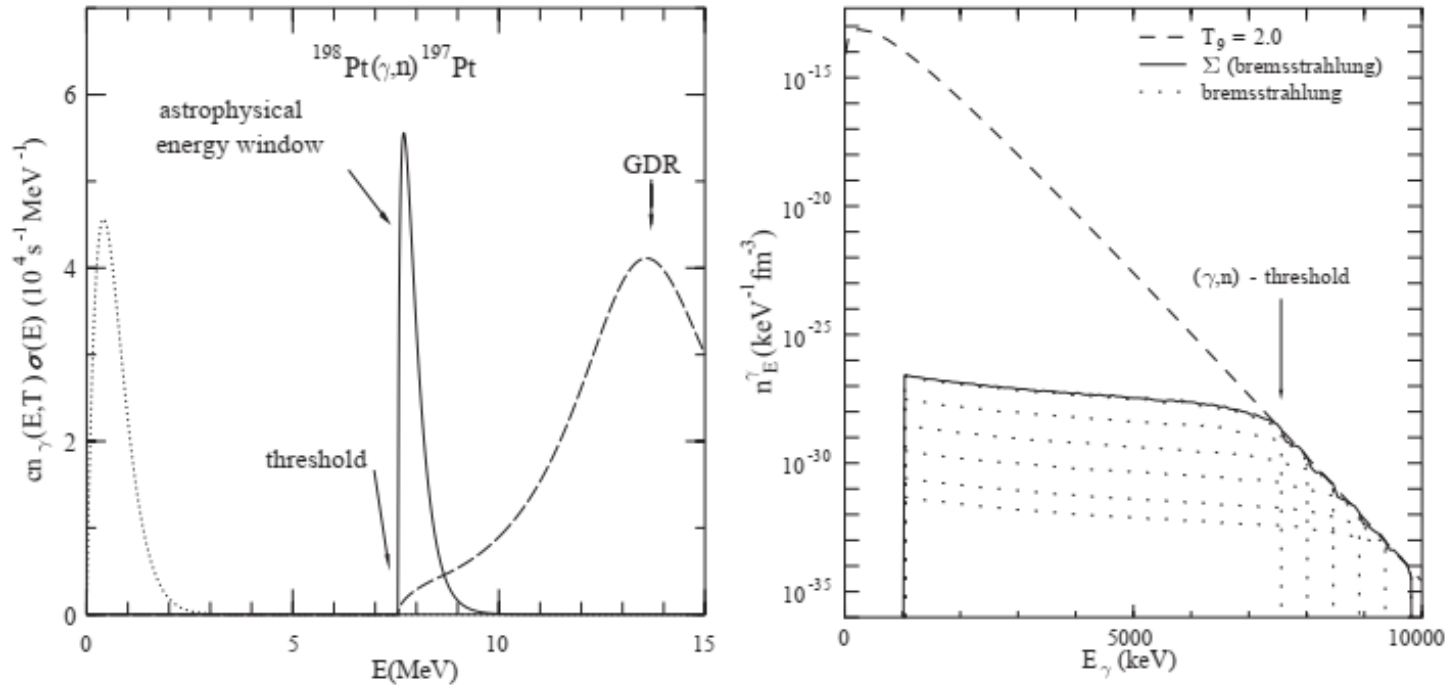


Fig. 11. Left panel: Graphical display of the integrand function of Eq. (1) for the $^{198}\text{Pt}(\gamma, n)^{197}\text{Pt}$ reaction. The Planck spectrum n_γ at a temperature $T = 2 \times 10^9$ K is shown, as well as the $\sigma_{(\gamma,n)}(E)$ cross section from energies slightly higher than the GDR down to threshold E_{thr} . Near this energy, the photoneutron cross section is *assumed* to be given by $\sigma_{(\gamma,n)}(E) = \sigma_0 \sqrt{(E - E_{\text{thr}})/E_{\text{thr}}}$, σ_0 being determined by the bremsstrahlung 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 Φ_{brems} with different endpoint energies $E_{0,i}$ (from [31]).

Обойденные ядра.

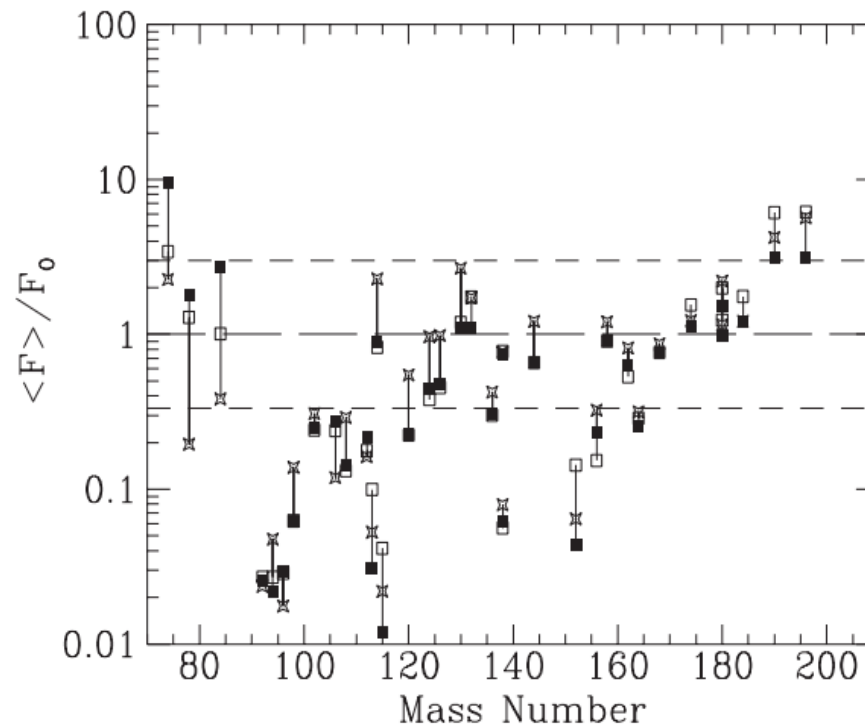


Fig. 32. Values of the normalized overproduction factor $\langle F_i \rangle(M)/F_0(M)$ calculated for three different $25 M_{\odot}$ explosion models: (a) the nominal case defined above (open squares), (b) same as (a), but with $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ rates divided by a factor of 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 1 мБ, статистика составит около 10^3 нейтронов/сек. Для измерения одной точки по сечению требуются минуты.

Обойденные ядра.

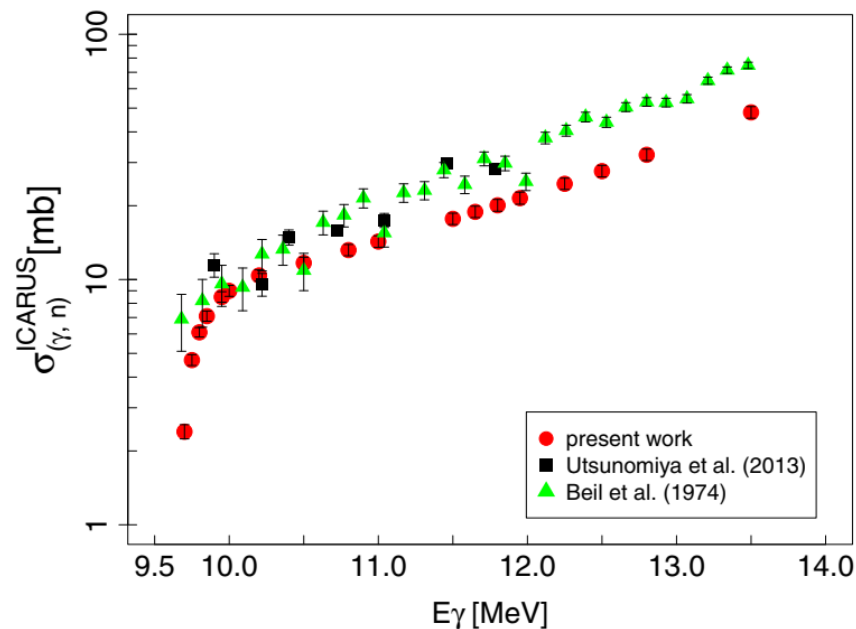


FIG. 5. ICARUS excitation function for $^{94}\text{Mo}(\gamma, n)$ of this work compared with the previous measurements [18,43].

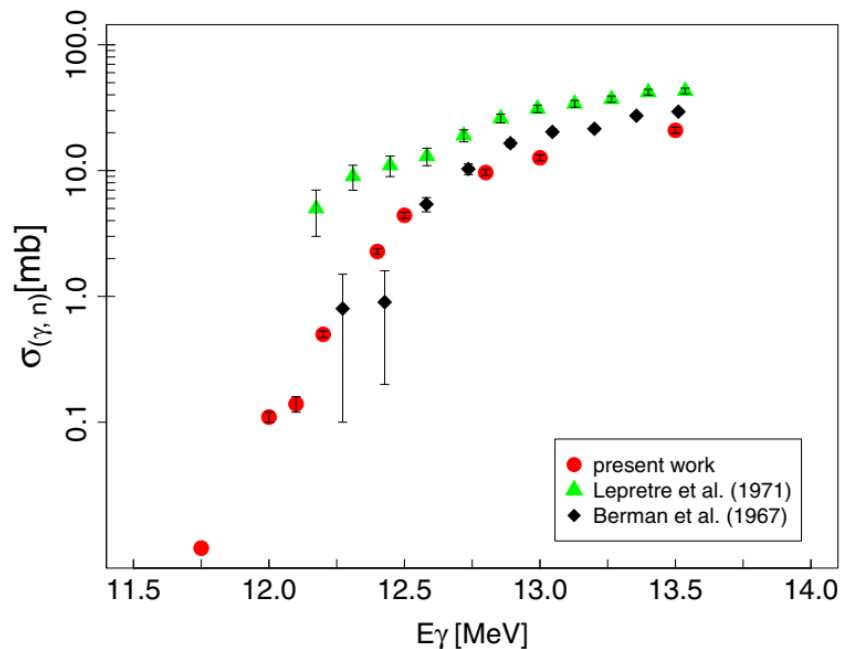
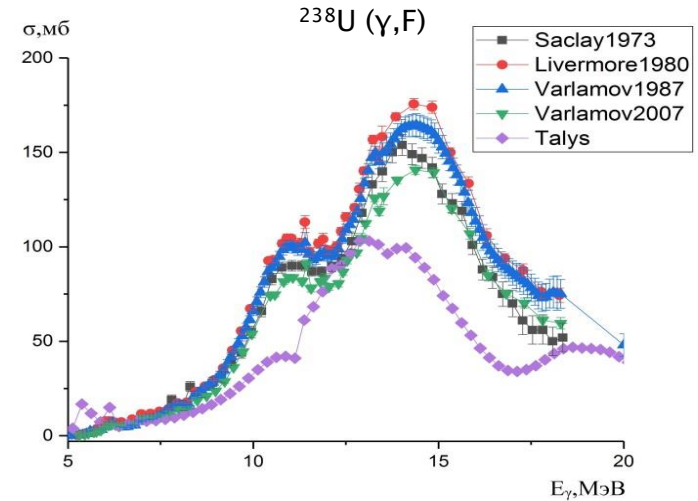
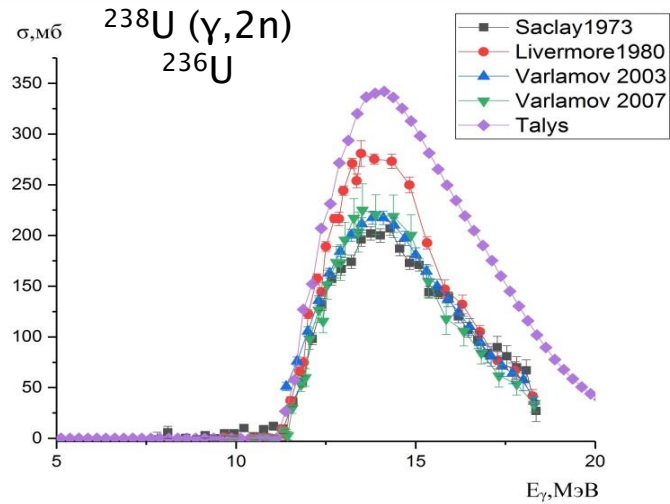
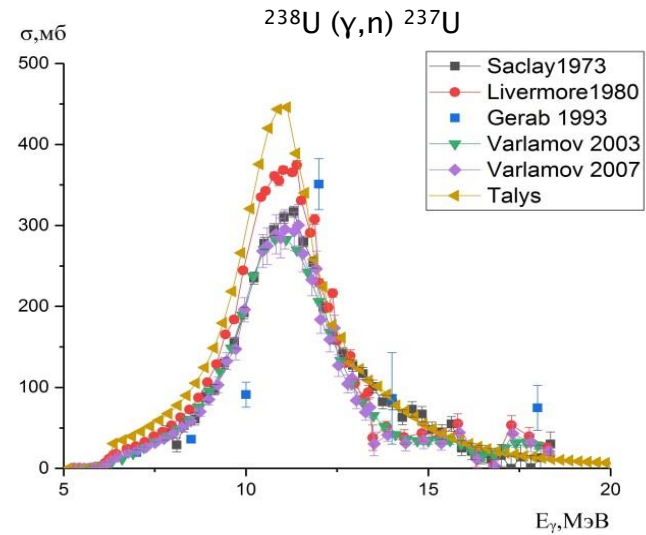
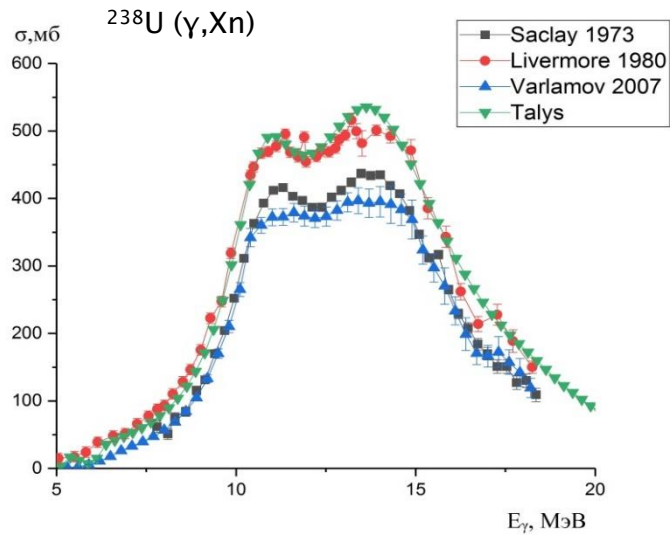


FIG. 6. Excitation function for $^{90}\text{Zr}(\gamma, n)$ of this work compared with the previous measurements [44,45].

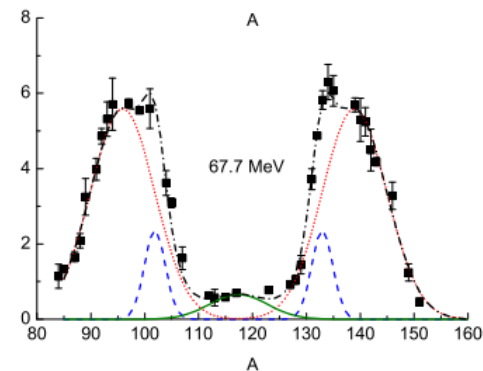
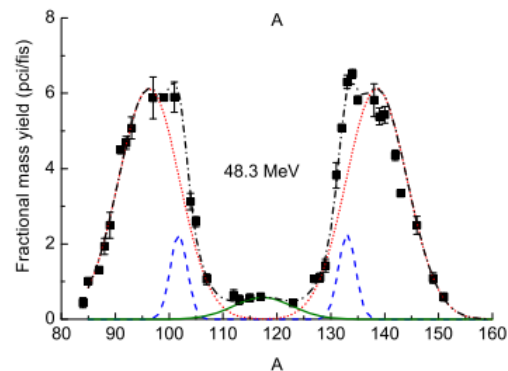
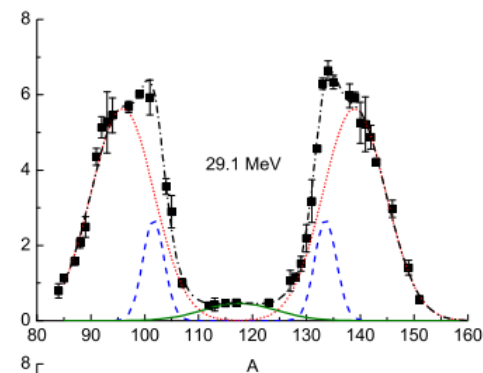
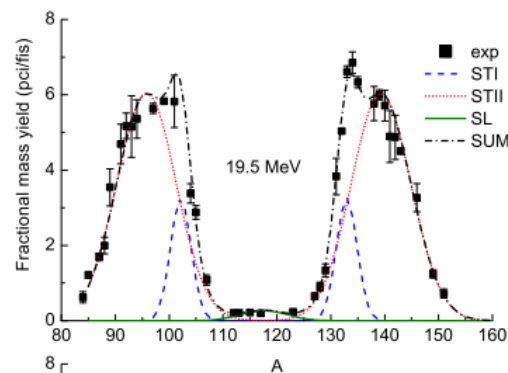
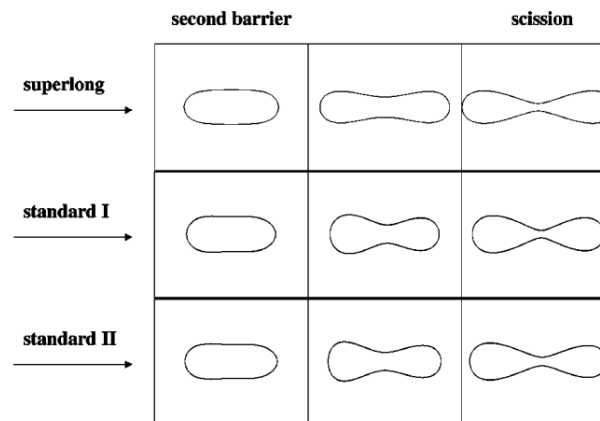
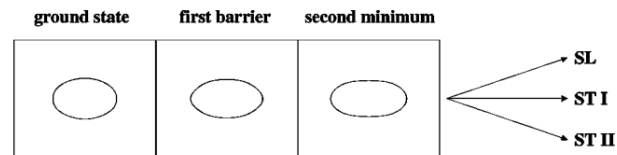
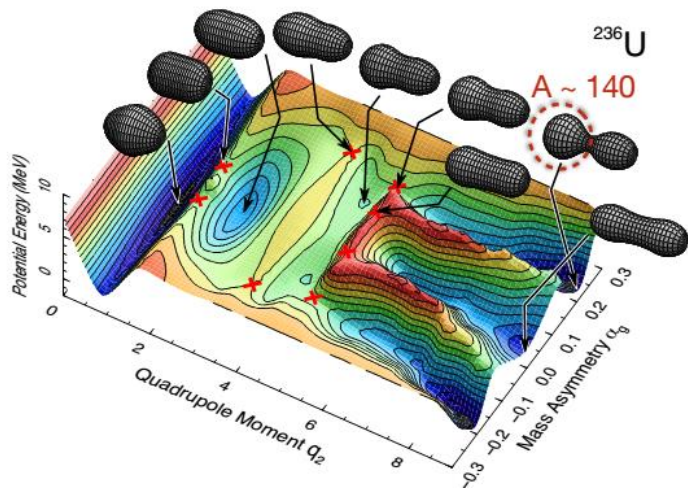
A. Banu, E. G. Meekins, J. A. Silano, H. J. Karwowski, and S. Goriely. Photoneutron reaction cross section measurements on ^{94}Mo and ^{90}Zr relevant to the p-process nucleosynthesis. Phys. Rev. C 99, 025802 – Published 11 February 2019

Фотоделение.

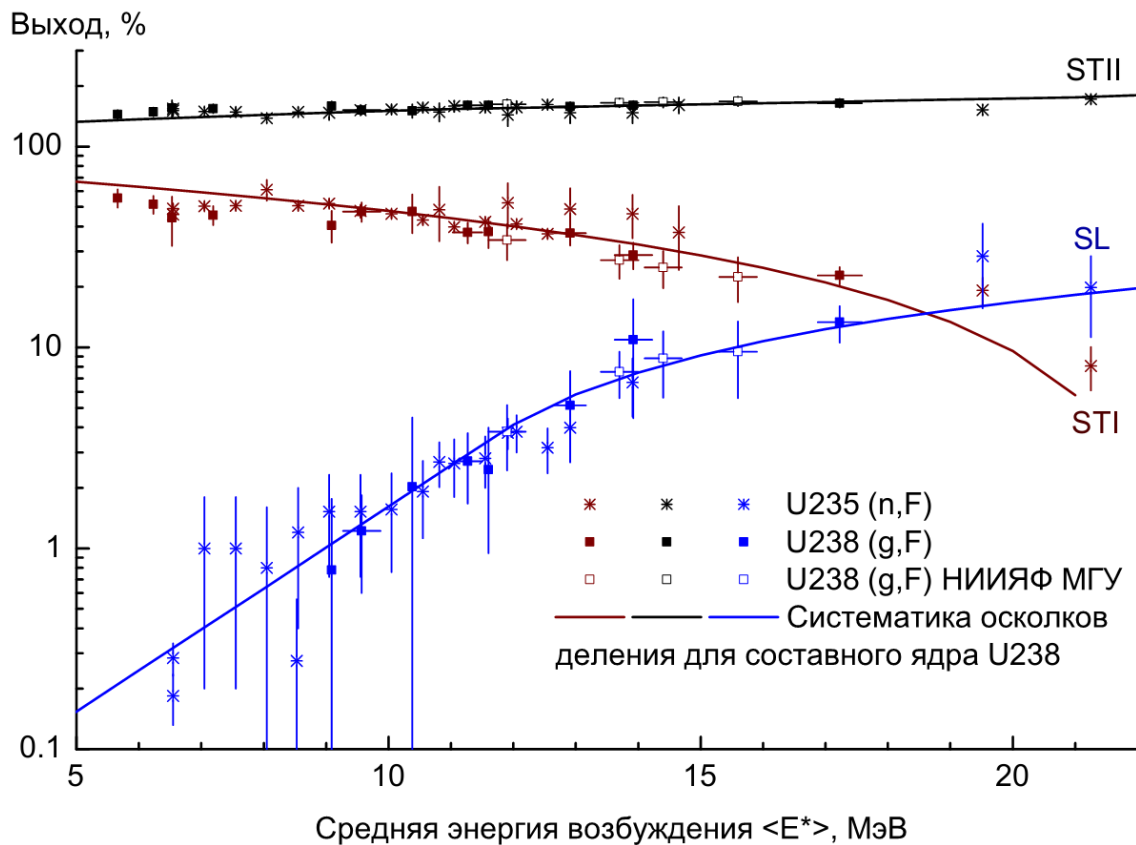


Фотоделение.

Schematic picture of 2D fission potential-energy surface for ^{236}U



Фотоделение.



Зависимость вклада мод асимметричного STI, STII и симметричного SL деления в полный выход осколков для фотоделения ^{238}U и деления ^{235}U под действием нейтронов от средней энергии возбуждения делящегося ядра

S. S. Belyshev, B. S. Ishkhanov, A. A. Kuznetsov, and K. A. Stopani. Mass yield distributions and fission modes in photofission of ^{238}U below 20 MeV. *Physical Review C*, 91(3):034603, 2015.

Фотоделение.

В результате деления происходит глобальная перестройка всего ядра. Процесс деления атомных ядер представляет собой уникальную возможность для изучения большого ряда физических явлений:

- Изучение первичного взаимодействия налетающей частицы с ядром, механизма поглощения первичной частицы.

- Формирование гигантских резонансов в ядрах. Связь одночастичных и коллективных степеней свободы.

- В процессе деления форма и энергия возбуждения ядра сильно изменяются. Поэтому изучая процесс деления можно получить информацию о характеристиках ядер при разных возбуждениях и деформациях.

- Изучение спуска ядра от седловой точки до момента разделения дает важную информацию о ядерной вязкости, статистических и динамических аспектах деления ядра, распределении энергии между осколками, кинетической энергии и внутренней энергии возбуждения ядра.

- Угловое распределение осколков дает информацию о механизме возбуждения делящегося ядра

- Формирование осколков деления, девозбуждение осколков деления, вылет нейтронов и γ -квантов из осколков позволяет исследовать динамику распада делящегося ядра.

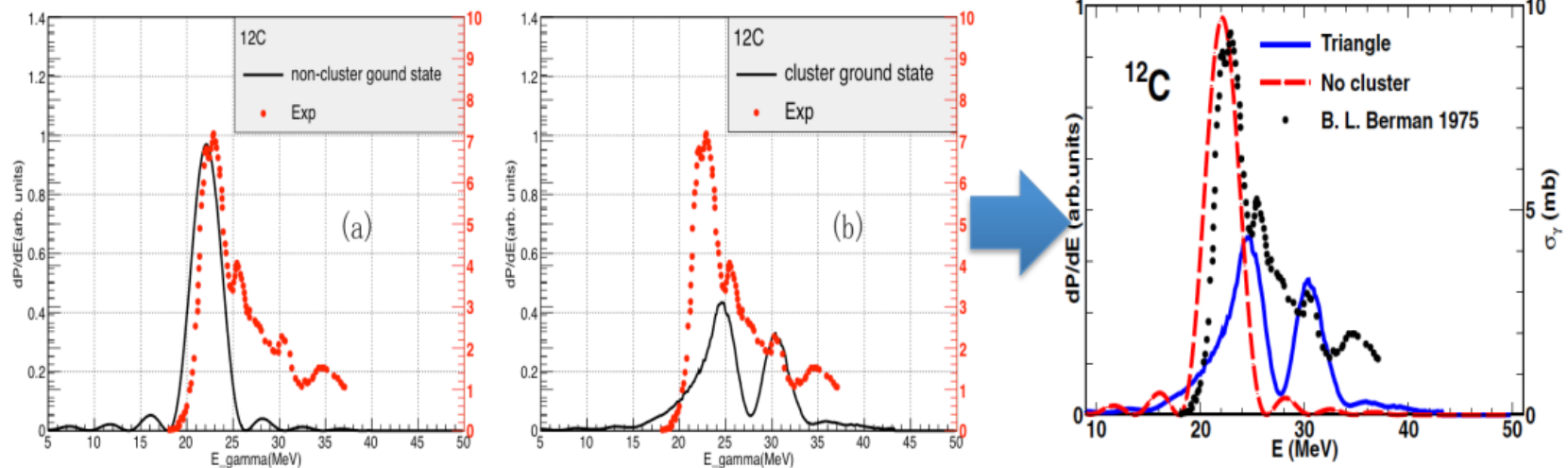
- Деление ядер позволяет получать и изучать свойства экзотических ядер — нейтроноизбыточных ядер, изомеров формы, высокоспиновых изомерных состояний.

- Исследования фотоделения позволяют селективно изучать экстремально деформированные ядерные состояния и продвинуться по пути понимания природы нескольких максимумов (барьеров деления) в ядерном потенциале.



Исследование кластерных состояний в ядрах.

- ◆ EQMD calculation indicates the ground of ^{12}C is a multiconfiguration mixing of shell-model-like and cluster-like configurations, which is consistent with the prediction of AMD [Y. Kanada-En'yo, Phys. Rev. Lett 81, 5291 (1998)] and FMD [M. Chernykh et al., Phys. Rev. Lett. 98, 032501 (2007)]



^{12}C GDR without (left panel) and with (right panel) cluster configuration with data.

The data is from J. Ahrens, H. Borchert, K. H. Czock et al., Nucl. Phys. A251, 479 (1975).

Для решения поставленных задач необходимо с высокой точностью измерять спектры и угловые распределения нейтронов, протонов и гамма-квантов.

Наиболее перспективными выглядят следующие детекторные системы:

- Спектрометрическая система для измерения энергии и углового распределения гамма-квантов в результате (γ, γ') реакций на пучке гамма-квантов, состоящая как минимум из 4-х детекторов из сверхчистого германия. Эта станция необходима для решения задачи 3.
- Нейтронный времяпролетный детектор для измерения спектров и угловых распределений нейтронов в фотоядерных реакциях (задача 4).
- Высокоэффективный детектор нейтронов на основе He счетчиков в замедлителе. Необходим, прежде всего, для быстрого и прецизионного измерения сечений фотонейтронных реакций (задача 1, 2, 4)
- Система для оффлайн гамма-спектрометрии на основе двух германиевых детекторов для регистрации редких событий и дополнения и мониторингирования результатов измерений на высокоэффективном детекторе нейтронов в области многонуклонных реакций.
- Детектор легких заряженных частиц для измерения спектров и угловых распределений протонов и альфа частиц в фотоядерных реакциях (задача 4).
- Система мониторингирования исходного пучка гамма-квантов.

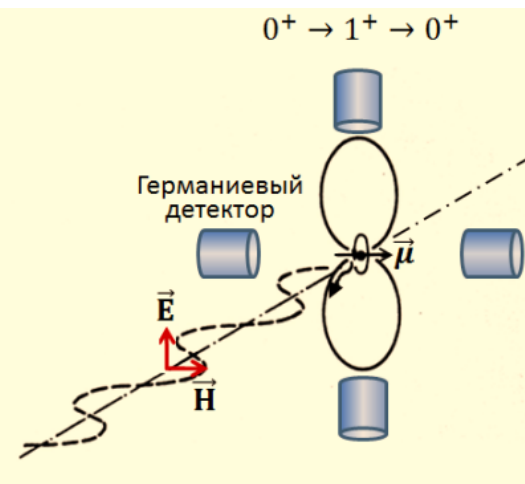
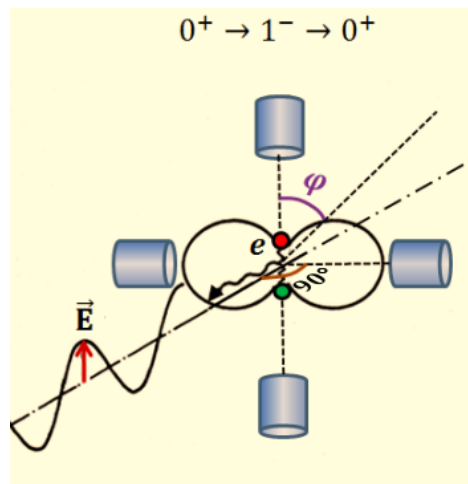
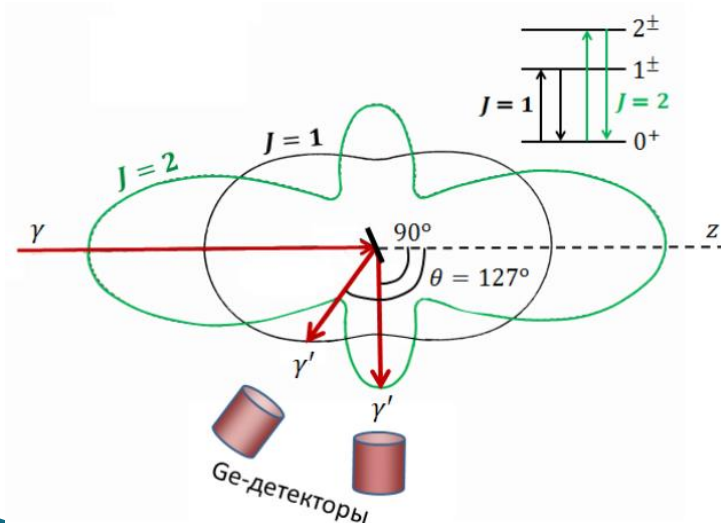


- Спектротрическая система для измерения энергии и углового распределения гамма-квантов в результате (γ, γ') реакций на пучке гамма-квантов.

Необходима регистрация и спектрометрия гамма квантов в диапазоне несколько кэВ – 20 МэВ. Относительная эффективность не менее 50%. Количество детекторов – не менее 4-х.

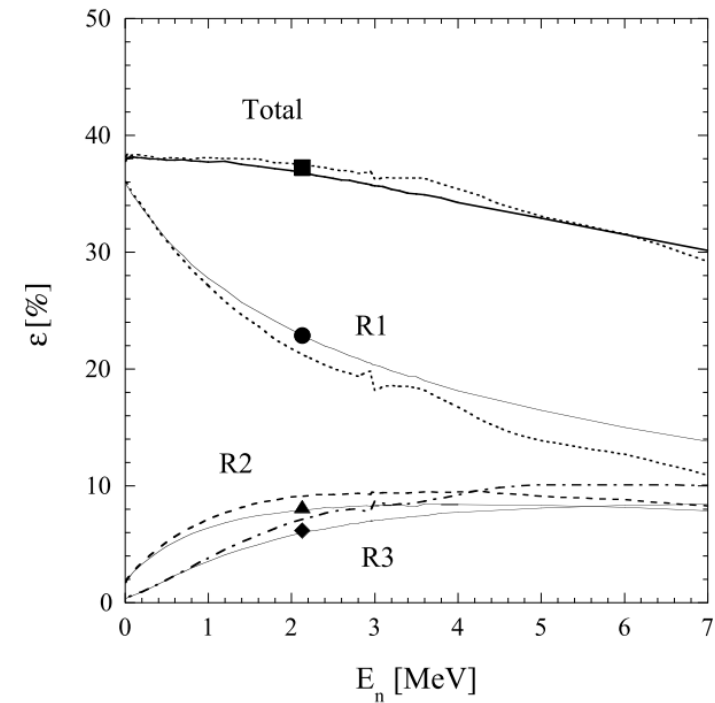
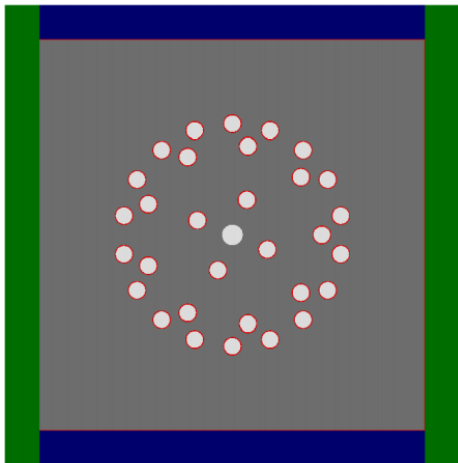
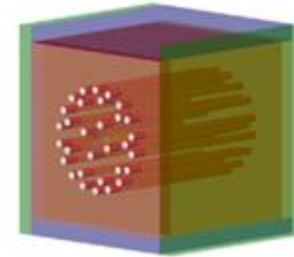
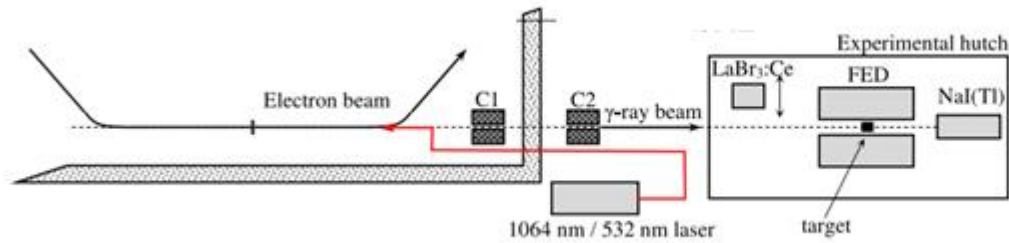
Для этой задачи предлагается рассмотреть три варианта детекторов:

- стандартный гамма-детектор на основе сверхчистого германия;
- сцинтилляционный детектор полного поглощения на основе неорганического сцинтиллятора ВГО или вольфрамата свинца, считывание с помощью кремниевых фотоумножителей.
- тоже что и б) однако для повышения точности будет использован секционированный кристалл, что позволит дополнительно уточнить спектр фотонов по распределению энерговыведения по глубине.



- Высокоэффективный детектор нейтронов.

Система, состоящая из 30-ти He3 счетчиков помещенных в замедлитель. Энергия нейтронов 0.1-20 МэВ (NewSubaru)



- Высокоэффективный детектор нейтронов.

Система, состоящая из 30-ти He3 счетчиков помещенных в замедлитель. Энергия нейтронов 0.1-20 МэВ

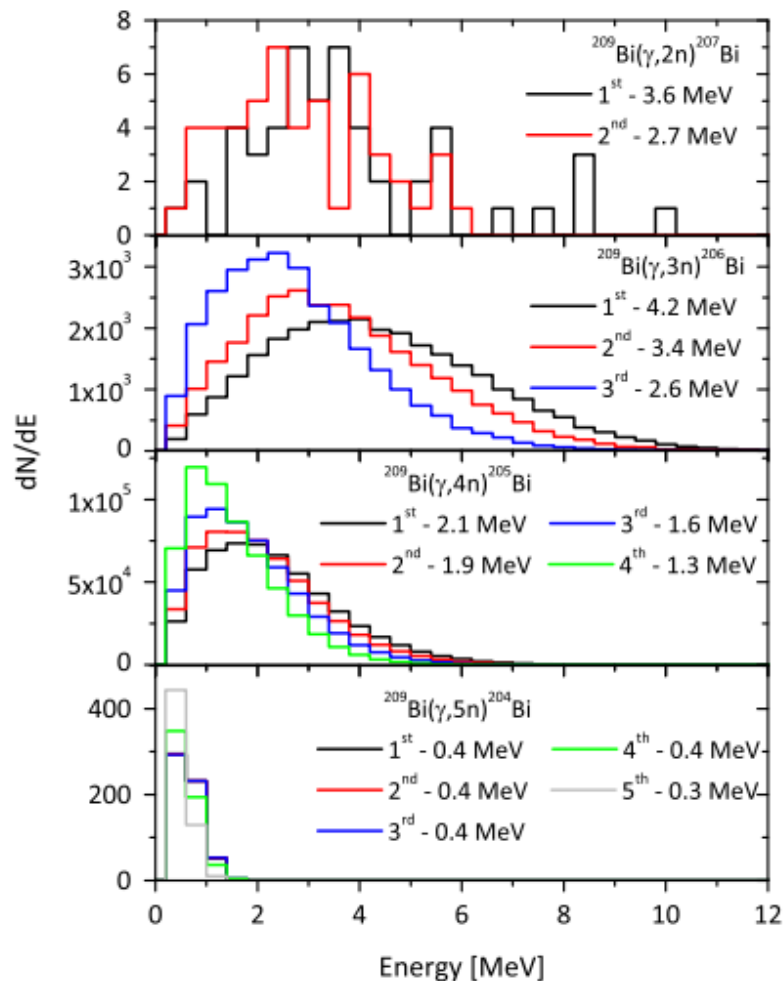
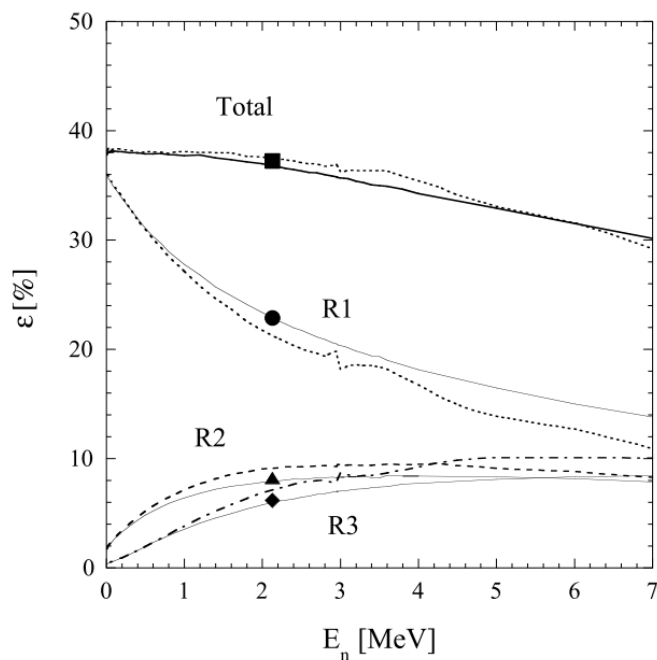


Fig. 4. (Color online) Results of the Monte Carlo statistical model calculations of neutron energy spectra in the $^{209}\text{Bi}(\gamma, xn)$ reaction at 40 MeV.

- Высокоэффективный детектор нейтронов.

Система, состоящая из 30-ти He3 счетчиков помещенных в замедлитель. Энергия нейтронов 0.1-20 МэВ

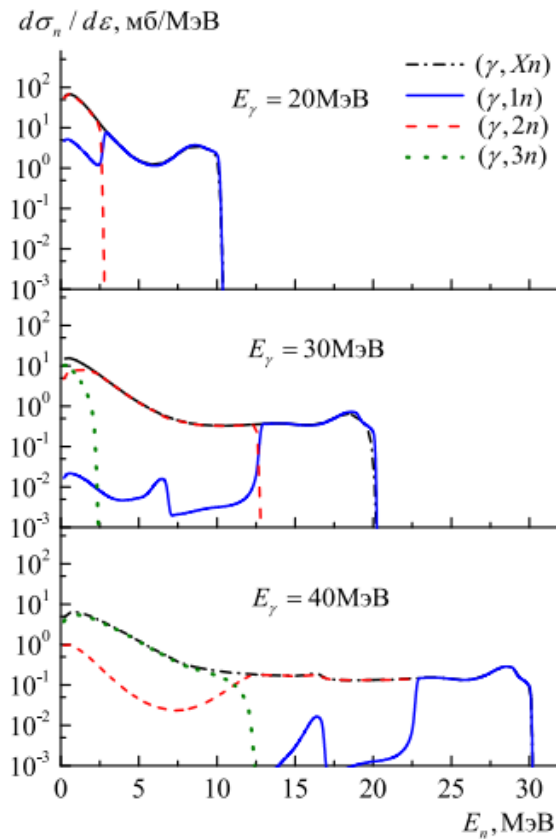


Рис. 11: Спектры нейтронов, образующихся в реакциях (γ, Xn) , $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ при энергии возбуждения ядра ^{116}Sn $E_\gamma = 20, 30, 40$ МэВ, рассчитанные в КМФР

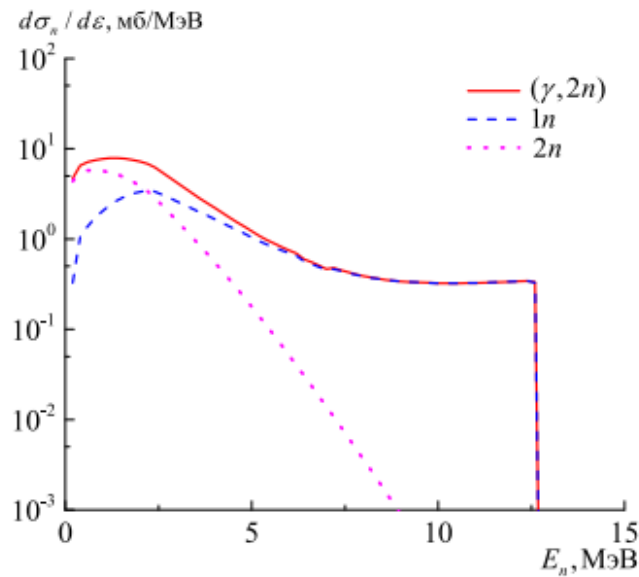


Рис. 12: Спектры первого и второго нейтронов образующихся в реакции $(\gamma, 2n)$, рассчитанные по КМФР, при энергии возбуждения ядра ^{116}Sn $E_\gamma = 30$ МэВ. Сплошной линией приведен суммарный спектр нейтронов в реакции $(\gamma, 2n)$

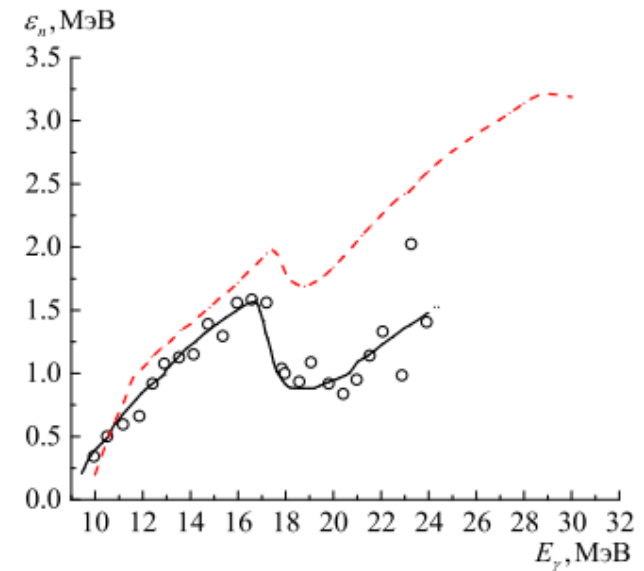
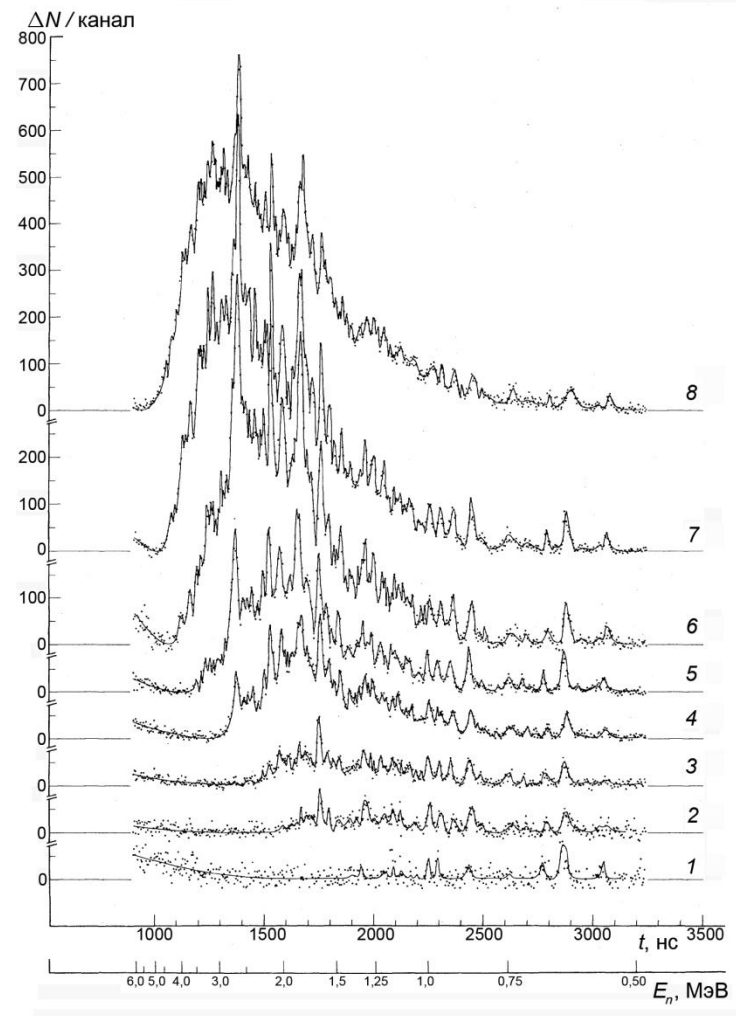


Рис. 14: Сравнение средней энергии нейтронов, определенной в эксперименте [15] на основе кольцевых отношений (точки — экспериментальные значения, сплошная кривая — аппроксимация) с результатами расчетов на основе комбинированной модели (штриховая линия)

- Спектры нейтронов

Спектры нейтронов, дающих заселение основного состояния ^{207}Pb для реакции $^{208}\text{Pb}(g, n_g)$, в зависимости от времени пролёта t и энергии нейтронов E_n (нелинейная шкала) при различных верхних границах энергий тормозных g-квантов $E_{g \text{ макс}}$: 1 – 8,8 МэВ; 2 – 9,4 МэВ; 3 – 9,9 МэВ; 4 – 10,4 МэВ; 5 – 10,9 МэВ; 6 – 11,5 МэВ; 7 – 12,0 МэВ; 8 – 12,5 МэВ.

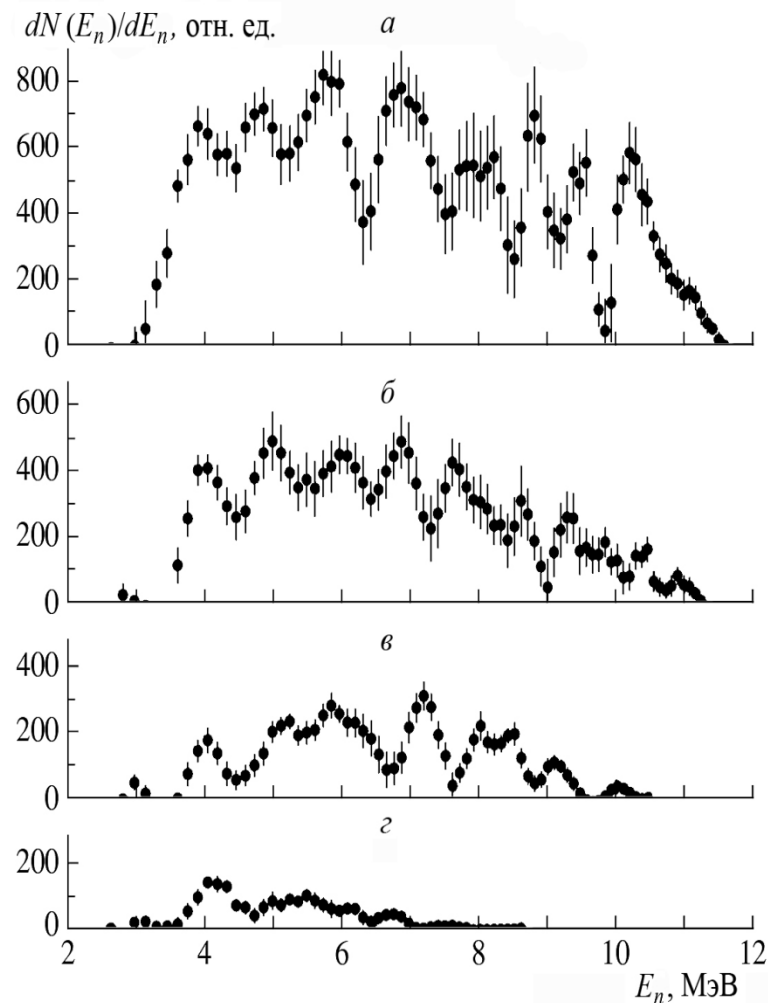
• Sherman N.K., Ferdinande H.M., Lokan K.H., and Ross C.K. // Phys. Rev. Lett. 1975. Vol. 35. P. 1215.



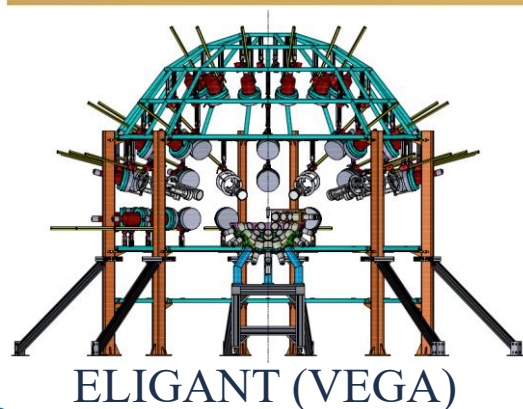
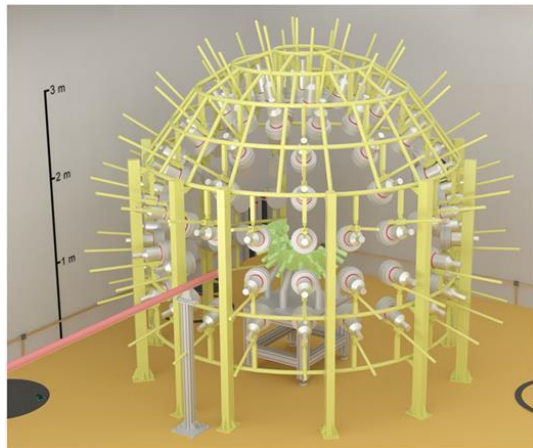
- Спектры нейтронов

Спектры нейтронов из реакции $^{51}\text{V}(\gamma, n)^{50}\text{V}$, измеренные при различных верхних границах тормозного спектра $E_{\text{г макс}}$: *a* – 25,5 МэВ; *б* – 23,0 МэВ; *в* – 21,0 МэВ; *г* – 18,5 МэВ.

Вербицкий С.С., Лапик А.М., Ратнер Б.С. и др. // ЯФ. 2009. Т. 72. С. 420; Verbitsky S.S., Lapik A.M., Ratner B.S., et al. // Physics of Atomic Nuclei. 2009. Vol. 72. P. 387.



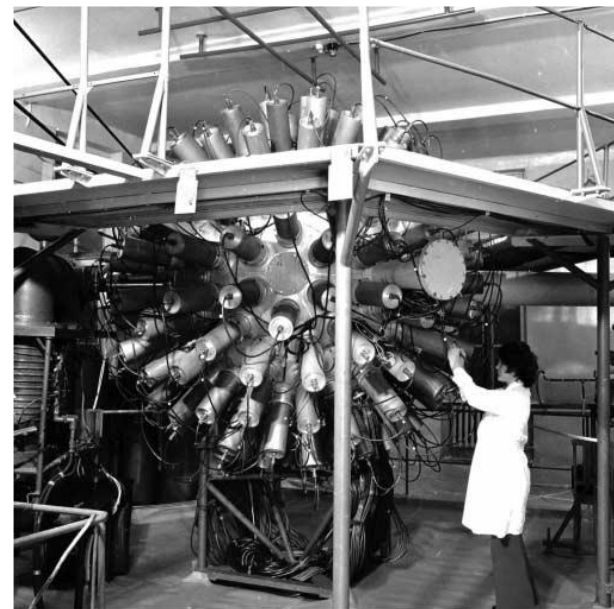
Наиболее оптимальным с точки зрения измерения спектров нейтронов и сечений фотонейтронных реакций выглядит времяпролетная методика, в которой используется система спектрометров быстрых нейтронов, в которых измеряются и время пролёта нейтронов, и амплитуды вызванных ими сцинтилляций. В качестве детекторов нейтронов могут быть использованы жидкие или пластиковые сцинтилляторы, имеющие наилучшее временное разрешение



ELIGANT (VEGA)



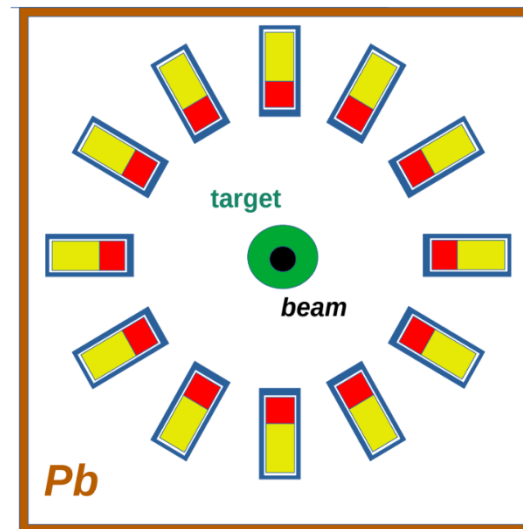
SLEGS



Детектор нейтронов и гамма-квантов РФЯЦ ВНИИЭФ

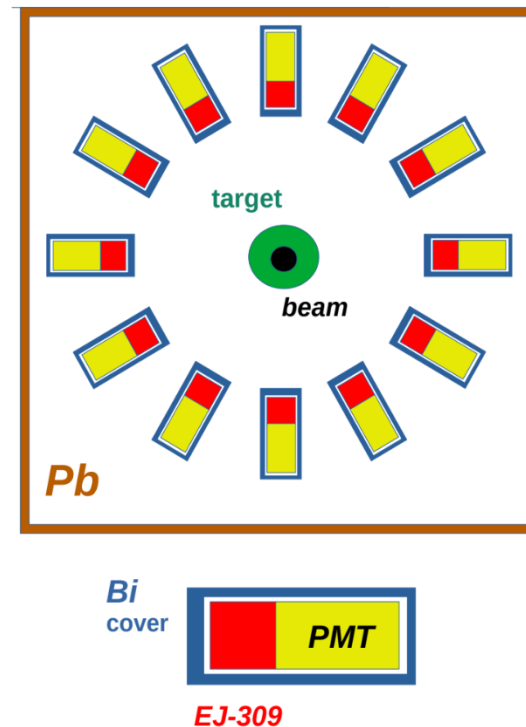
- Нейтронный времяпролетный детектор, планируется выполнить на основе быстрого органического сцинтиллятора типа/аналога NE111 или EJ309 (400 шт), база 1–2м, при создании прототипа будут использоваться как ФЭУ так и кремниевые фотоумножители.

Предложены (ИЯИ) герметичные кюветы ($\varnothing 50$ мм, толщина 50 мм), просматриваемые каждая с одного торца со своим ФЭУ и заполненные жидким сцинтиллятором, например, типа EJ-309 (имеющим однородные и изотропные свойства). Центры кювет расположены равномерно по окружности с радиусом $L = 1$ м, имеющей свой центр на оси γ -пучка (для $E_n = 0,4$ МэВ $t \cong 114,3$ нс, а для $E_n = 12$ МэВ $t \cong 20,87$ нс). Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной оси γ -пучка и проходящей через центр мишени. Ось каждой кюветы идёт из центра мишени. Телесный угол, стягиваемый каждым детектором, составляет $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$ ср. Эффективность детектора ε зависит от E_n . При этом $\varepsilon(E_n = 12 \text{ МэВ}) \sim 0.1$



- Нейтронный времяпролетный детектор

Параметры пучка позволяют использовать физические мишени малых поперечных размеров (вплоть до $\varnothing 1,6$ мм). Толщину же мишеней определяет ослабление потока падающих γ -квантов по этой толщине. Например, для свинцовых мишеней можно ограничиться их толщиной $\sim 4,5$ мм. Такие малые размеры и масса мишени, с одной стороны, делают более доступными обогащённые мишени (например, свинцовые, обогащённые изотопом ^{208}Pb), а с другой стороны, ослабляют искажения потоков и спектров быстрых нейтронов, образуемых в мишенях и испускаемых из них.



- Нейтронный времяпролетный детектор.

Оценим $N_{n \text{ рег}}$ – ожидаемое число зарегистрированных быстрых нейтронов с энергией $E_n = 12$ МэВ, испускаемых из материнских ядер ^{208}Pb и приводящих к заселению основных состояний в дочерних ядрах ^{207}Pb , в одном предлагаемом детекторе от одного импульса γ -квантов обратного комптоновского рассеяния [6] при их энергии $E_\gamma \cong 20,1$ МэВ:

$$N_{n \text{ рег}} \sim N_{\gamma \text{ имп}} \cdot \left(\frac{d\sigma_g}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \cdot \Omega \cdot \varepsilon \cdot N_A \cdot \frac{x_{\text{Pb}} \rho_{\text{Pb}}}{M_{\text{Pb}}} \approx 1,5 \cdot 10^{-4} \text{ имп}^{-1},$$

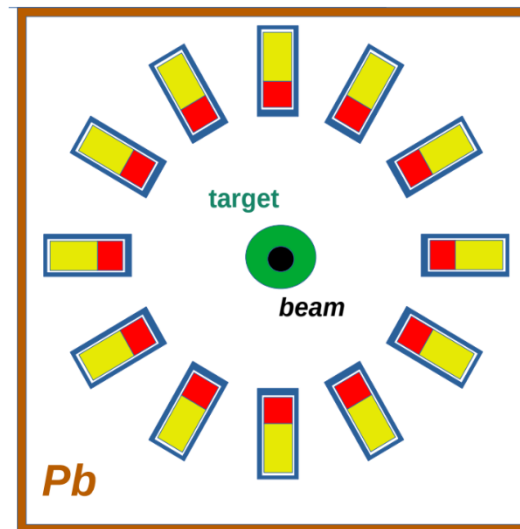
где: $N_{\gamma \text{ имп}} \sim 10^4 \text{ имп}^{-1}$ – количество таких γ -квантов в импульсе длительностью

$$\sim 2 \cdot 10^4 \text{ с}^{-12}; \quad \left(\frac{d\sigma_g}{d\Omega} \right)_{90^\circ} \approx 5 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \cdot \text{ср}^{-1}; \quad \Omega \approx 2 \cdot 10^{-3} \text{ ср}; \quad \varepsilon \sim 0,1; \quad N_A \cong$$

$6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро; $x_{\text{Pb}} \sim 0,45 \text{ см}$ – толщина Pb-мишени;

$\rho_{\text{Pb}} \cong 11,35 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ – плотность Pb-мишени; $M_{\text{Pb}} \approx 11,35 \text{ г} \cdot \text{моль}^{-1}$ – грамм-моль Pb-

мишени.



Leonid Dzhilavyan. On studying decays of E1 giant resonance in heavy nuclei with neutron emission under γ -quanta from Compton backscattering. 5 июл. 2025 г. 12:40 – 13:00. 3058

Leonid Dzhilavyan. On optimization of $(\gamma, n 0; 1; 2)$ - experiments with the proposed neutron spectrometer at national center for physics and mathematics. 5 июл. 2025 г. 13:00 – 13:20. 3058

Измерение спектров нейтронов на стенде НИИЯФ МГУ.

В качестве первого этапа по измерению спектров и количественных характеристик нейтронов в фотоядерных реакциях нами был поставлен эксперимент по измерению быстрых нейтронов с помощью стильбеновых детекторов и счетчиков по времяпролетной методике. В качестве генератора нейтронов использовались электроны, получаемые в результате лазерного ускорения.

Использовалось прямое ускорение электронов в плазменном канале с инжекцией за счет разрушения плазменных волн, генерируемых параметрическими неустойчивостями.

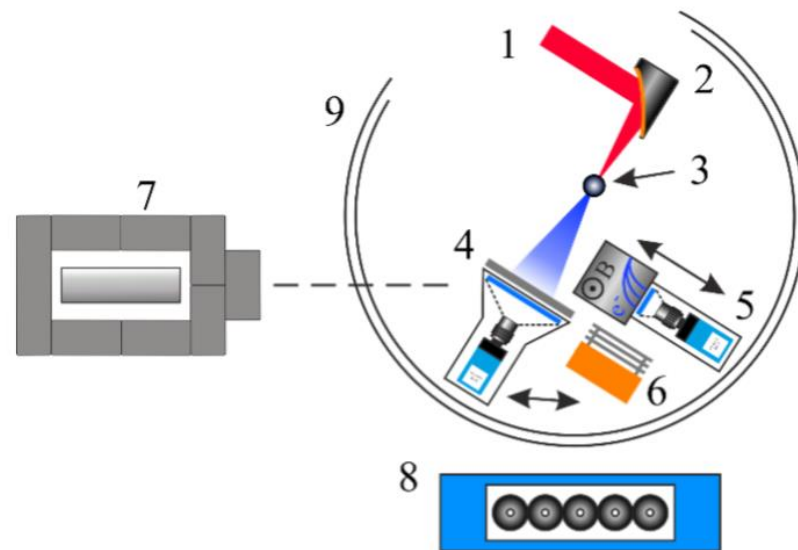
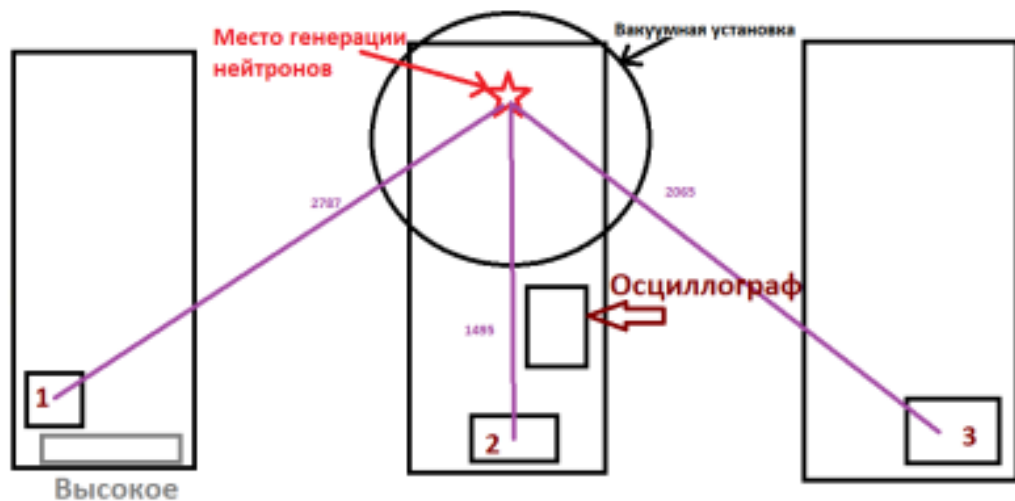


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. 1. Излучение Ti:Sapphire, 2. Внеосевое параболическое зеркало, 3. Газовая струя, 4. Свинцовый фильтр и экран Lanex, 5. Магнитный спектрометр, 6. Ячейка Фарадея, 7. Времяпролётный детектор, 8. Массив ^3He -счётчиков, 9. Вакуумная камера.

Измерение спектров нейтронов на стенде НИИЯФ МГУ.



Тормозной излучение и нейтроны генерировались на свинцовой мишени, толщиной 1 см. Детектор 1, находящийся на расстоянии 2787 мм, - СГНС-25 25 ГКМН-412151.003 с фотоэлектронным умножителем В6094, работающим под напряжением 820 В. Детектор 2, находящийся на расстоянии 1495 мм, - СГНС-40-40 ГКМН-412151.004 с фотоэлектронным умножителем - 9102SB, работающим под напряжением 1025 вольт. Детектор 3, находящийся на расстоянии 2065 мм, - СГНС-40-40 ГКМН-412151.004 с фотоэлектронным умножителем - 91025В, работающим под напряжением 1050 вольт

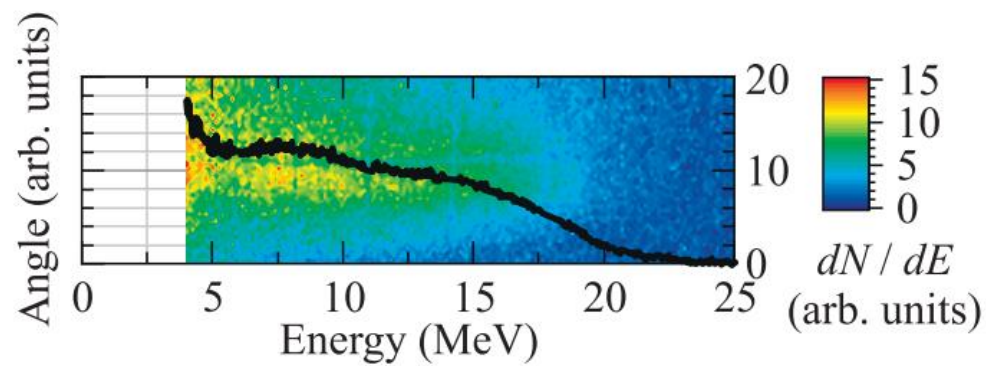
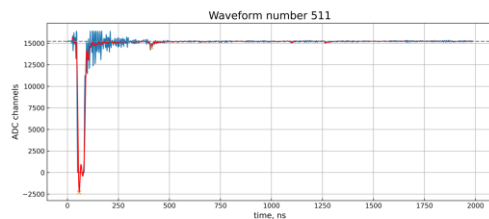
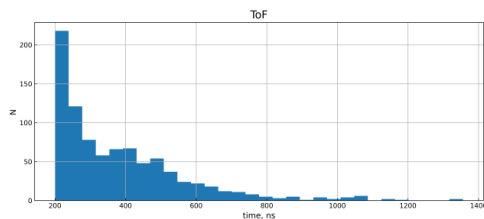


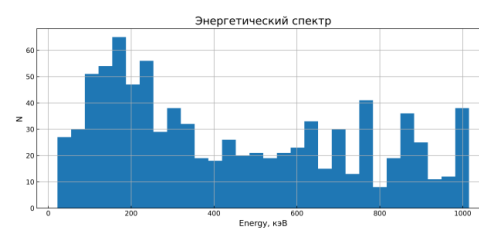
Рис. 2. (Цветной онлайн) Спектр пучка электронов



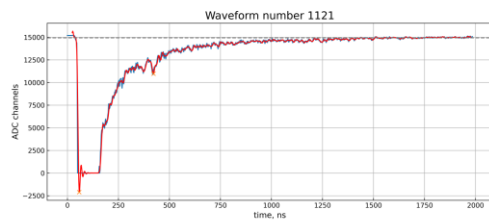
Пример для детектора 1



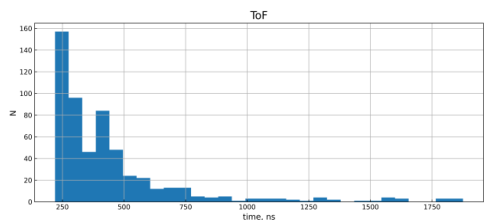
Времяпролётный спектр детектора 1



Энергетический спектр для детектора 1



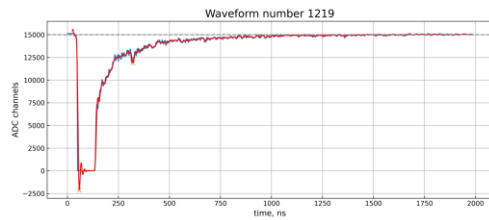
Пример для детектора 2



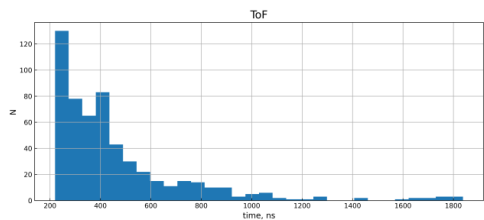
Времяпролётный спектр детектора 2



Энергетический спектр для детектора 2



Пример для детектора 3



Времяпролётный спектр детектора 2



Энергетический спектр для детектора 3

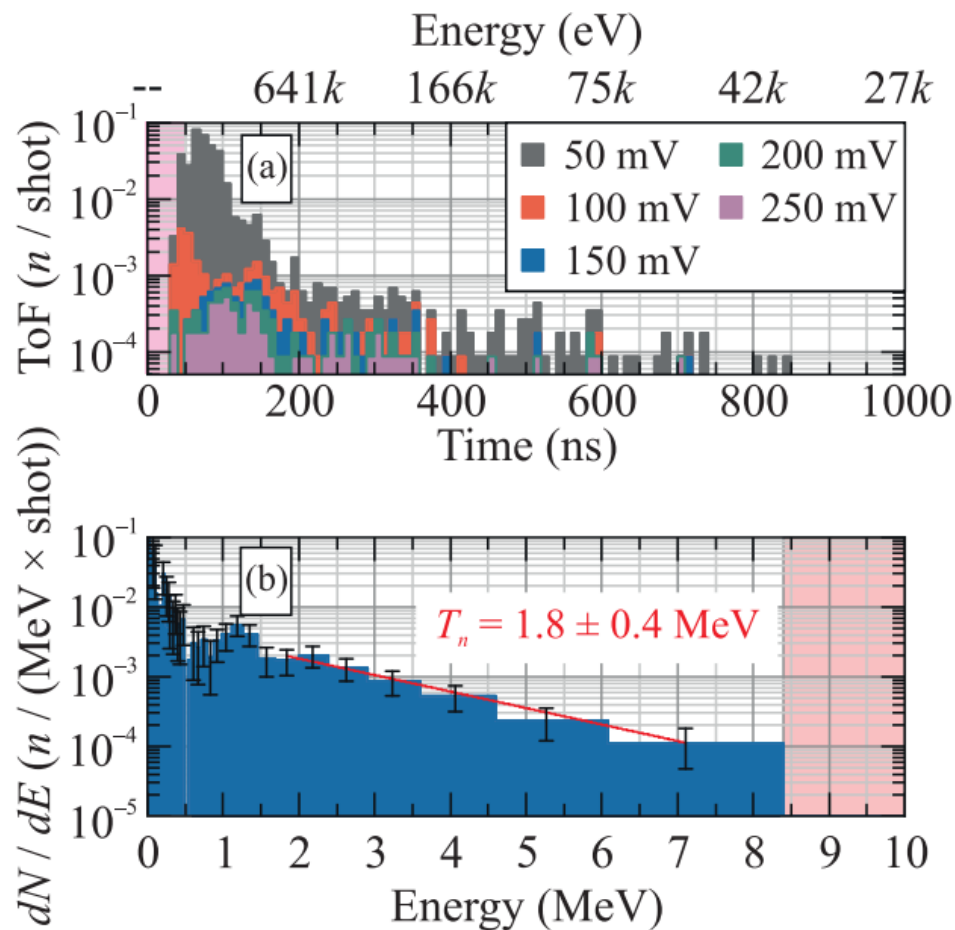
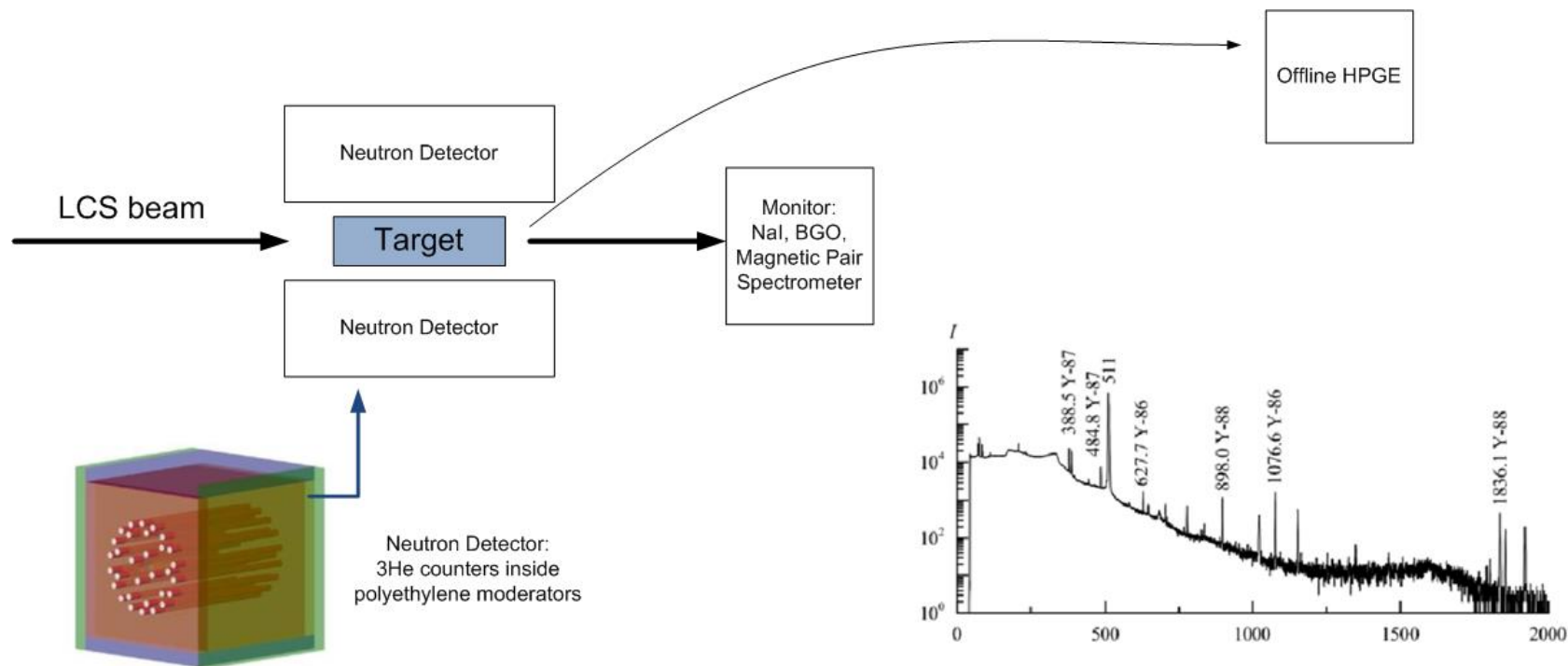


Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Времяпролетные гистограммы (ToF) при различных пороговых уровнях регистрации импульсов в сигнале; (b) – энергетический спектр нейтронов, соответствующий уровню 150 мВ

Система для оффлайн гамма-спектрометрии на основе двух германиевых детекторов для регистрации редких событий и дополнения и мониторингирования результатов измерений на высокоэффективном детекторе нейтронов в области многонуклонных реакций.



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

Олеся Порядина. Возбуждение изомерных состояний изотопов Hg и Au в фотоядерных реакциях. 5 июл. 2025 г., 16:30 3058 (Санкт-Петербургский Государственный Университет)

- Система мониторинга пучка.

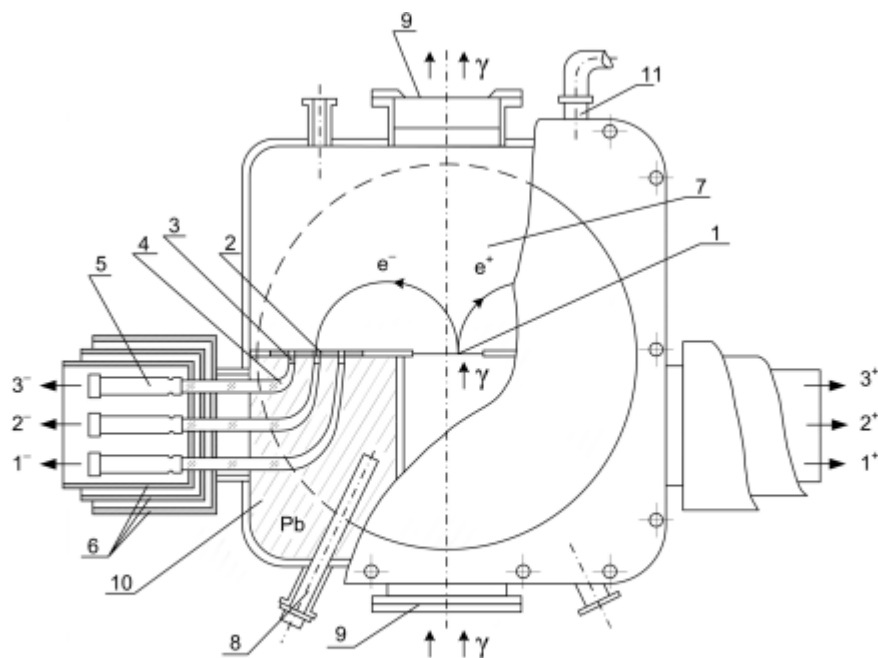


Рис. 2. Схема парного магнитного спектрометра из [16]: 1 — Au-радиатор; 2 — система Pb-щелей; 3 — сцинтилляторы; 4 — световоды; 5 — фотоэлектрические умножители ФЭУ-36; 6 — три слоя магнитной защиты; 7 — область однородного магнитного поля; 8 — катушка магнетометра (стабилизация по методу ядерного протонного резонанса); 9 — входное и выходное окна для пучка тормозных γ -лучей; 10 — Pb-защита; 11 — патрубок откачки

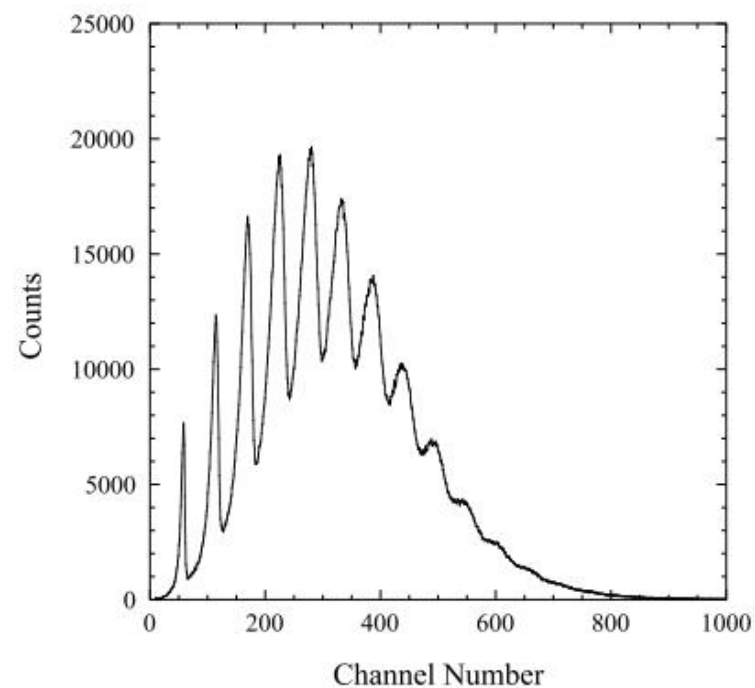


Fig. 7. Multi-photons spectrum of a 17 MeV LCS γ -ray beam measured with an $8.0'' \times 12.0''$ NaI(Tl) detector.

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 0.3%.
2. В проекте ИКИ количество гамма квантов в пределах полосы 0.3% составит 10^8 с⁻¹. Это позволяет проводить измерения одной точки по энергии прямыми методами в течении нескольких минут. Для измерения сечения на одном ядре прямыми методами (порядка 300 точек с учетом перестроения энергии) это займет сутки.
3. Необходимо дополнительно к прямым методам использовать методику наведенной активности для некоторого числа точек.



Особенности возможных экспериментов на пучке монохроматического гамма-излучения

4. Активационные исследования фотоядерных реакций на g - пучках от обратного комптоновского рассеяния при $E_g \lesssim 40$ МэВ имеют фундаментальную ценность для выяснения множественности образования фотонейтронов. В некоторых случаях для активационной методики требуется большая интенсивность гамма-пучка.

5. 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.



Особенности возможных экспериментов на пучке монохроматического гамма-излучения

6. Реакции с заряженными частицами.

По сравнению с многочисленными исследованиями фотонейтронных реакций, выполненных на пучках как тормозного излучения, так и квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, исследований реакций с образованием протонов, дейтронов, тритонов и альфа-частиц, проведено относительно немного.

В экспериментах на пучках тормозного излучения это обусловлено присутствием значительного фона от электронов. В экспериментах на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов интенсивность весьма невелика (вследствие многоэтапного процесса получения гамма-квантов от аннигиляции позитронов), что с относительно невысокой статистической точностью позволяет получать данные по фотонейтронным реакциям, в которых возможно использование толстых мишеней, и не позволяет получать данные по фотопротонным реакциям, в которых использование толстых мишеней невозможно.



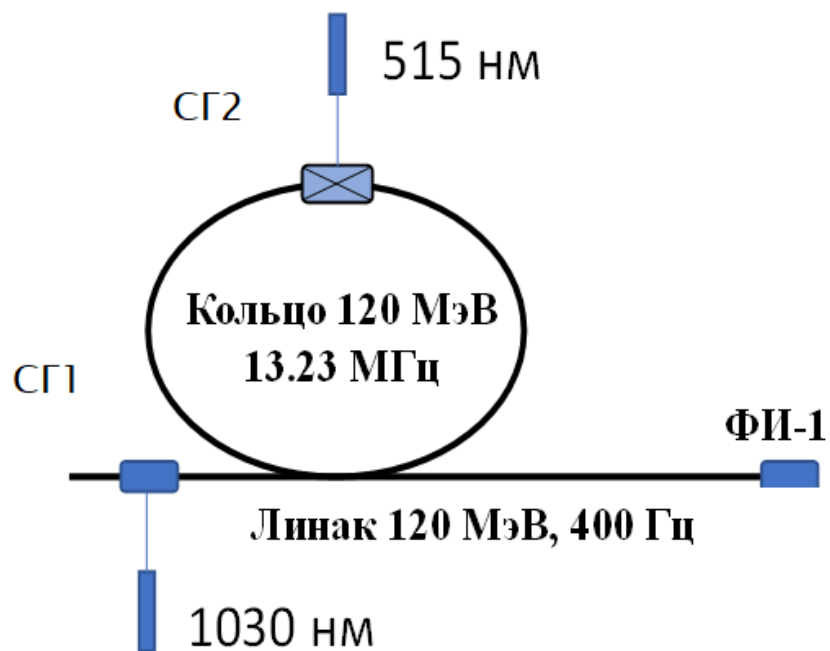
Особенности возможных экспериментов на пучке монохроматического гамма-излучения

6. Реакции с заряженными частицами.

На пучках фотонов КИ возможно эффективное отделение фона электронов, поскольку пучки рассеянных электронов и рассеянных фотонов геометрически разведены. Уникальные характеристики пучка КИ позволяют организовать на новом современном уровне разнообразные исследований фотоядерных реакций с образованием заряженных частиц. Прежде всего это относится к определению сечений фотопротонных реакций для большого количества ядер, которые в настоящее время отсутствуют. Получение такой информации и ее детальное сравнение с результатами фотонейтронных исследований позволит на качественно новом уровне изучить явление изоспинового расщепления ГДР, а также уточнить сведения о таком явлении, как конфигурационное расщепление ГДР. Этому будет способствовать реализация новых возможностей по измерению энергетических и угловых распределений вылетающих протонов (как и других заряженных продуктов реакций). Данные о таких процессах позволят уточнить многие известные и изучить неизвестные пока особенности процессов фоторасщепления ядер, свойств электромагнитных взаимодействий.

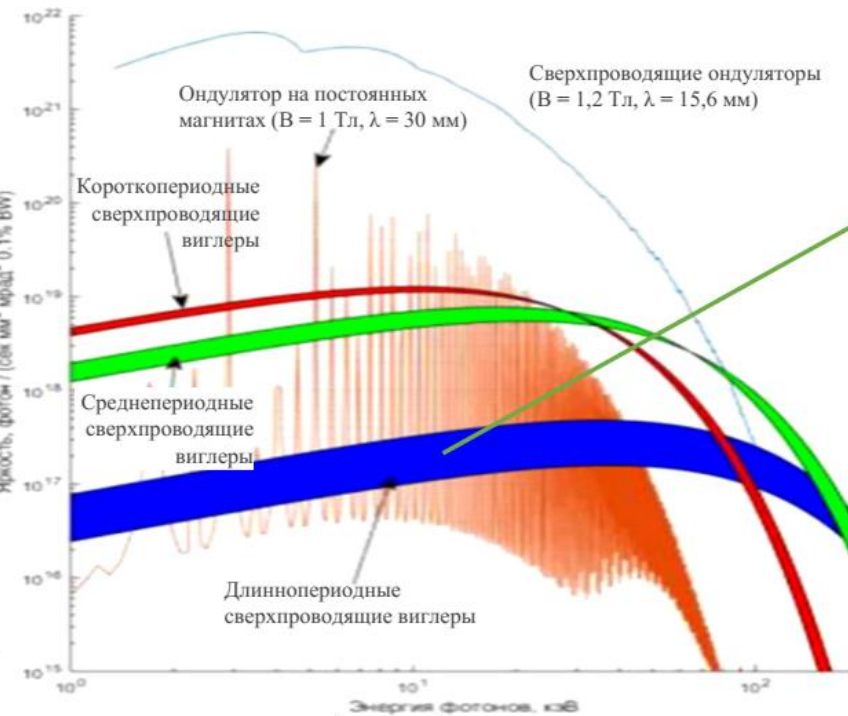


Малое кольцо ИКИ



Характеристика	СГ1	СГ2
Диапазон энергии электронов, МэВ	35 - 120	35 - 120
Максимальная частота сгустков, Гц	400	$1,3 \cdot 10^7$
Длина волны лазерного излучения, нм	1030	515
Энергия импульса лазера, мДж	100	1
Длительность импульса, пс	10	30
Диапазон энергии квантов, МэВ	0,02-0,27	0,04-0,54
Интенсивность, кв./с	10^{10}	10^{11}
Монохроматичность, FWHM %	0,5 - 1	0,5 - 1,5

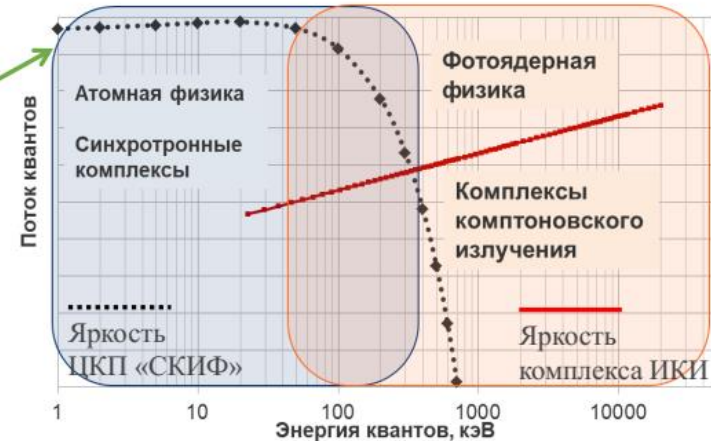
Малое кольцо ИКИ



$$\frac{dN_{ph}}{d\theta d\omega dt} \sim \frac{E_{ph}}{E_{cr}} * \exp\left(-\frac{E_{ph}}{E_{cr}}\right) * \left(1 + a \frac{E_{cr}}{E_{ph}}\right)$$

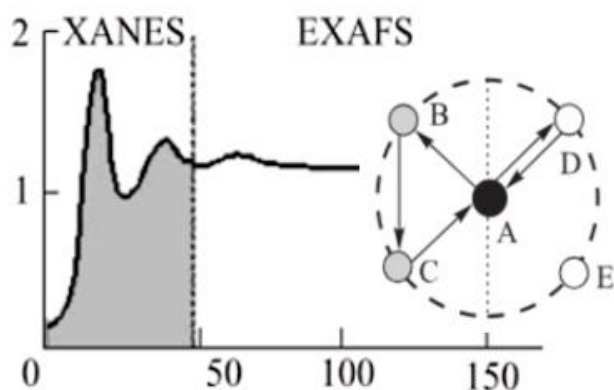
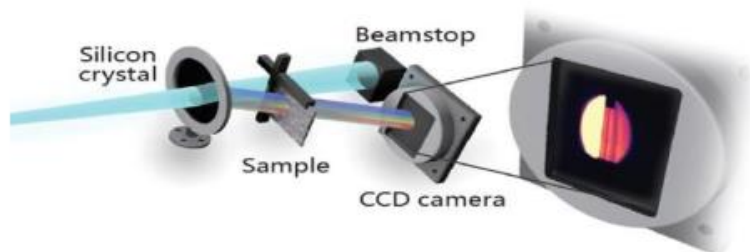
$E_{cr} \sim E_e^2 * B$ (так для $E_e = 3$ ГэВ и $B = 4,5$ Тл $E_{cr} = 26,5$ кэВ)

При $E_{ph} \gg E_{cr}$ яркость СИ экспоненциально спадает

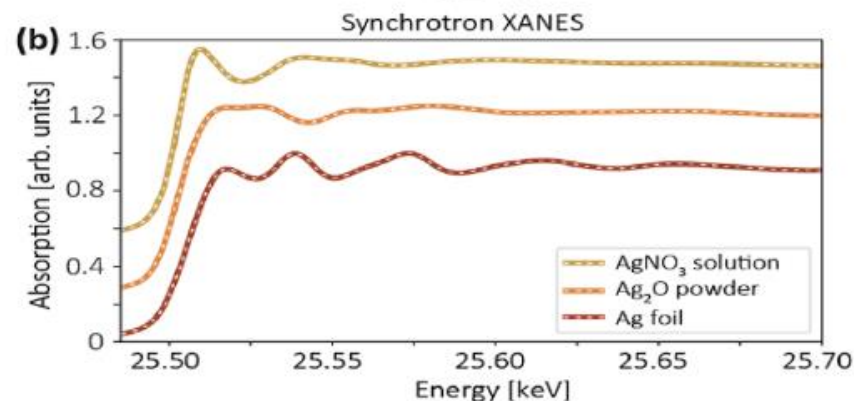
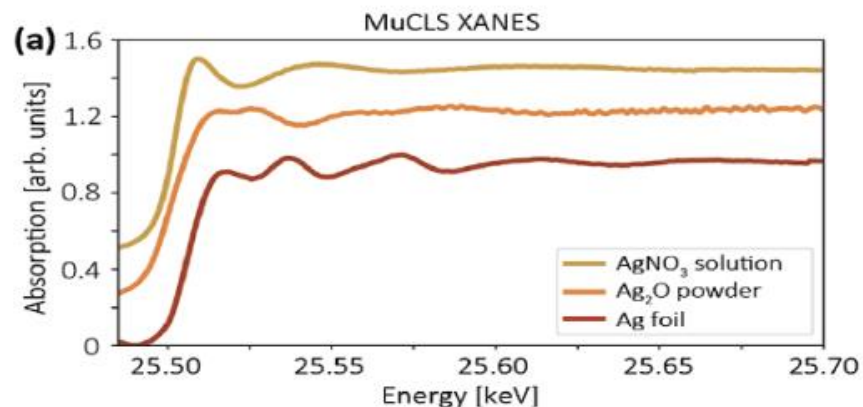


- В диапазоне 10-200 кэВ яркость источников синхротронного излучения превосходит на много порядков яркость комптоновских источников
- В диапазоне 200-500 кэВ яркость источников синхротронного излучения и яркость комптоновских источников одного порядка. Для получения узкополосного синхротронного излучения необходимы дополнительные эффективные системы монохроматизации.
- В диапазоне свыше 1000 кэВ яркость комптоновских источников на много порядков превосходит синхротронные комплексы

Приложение: XANES и EXAFS

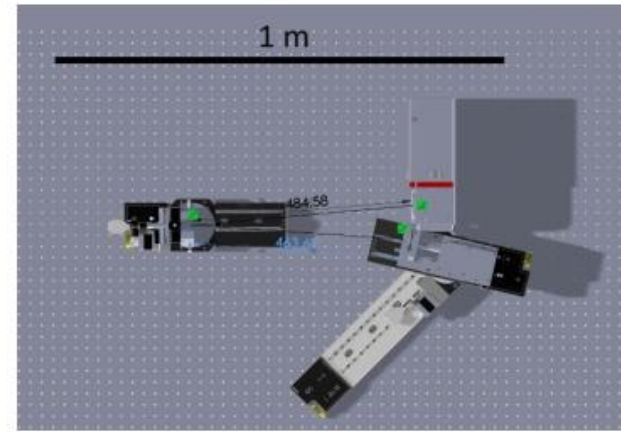


XAFS (от английского X-ray absorption fine structure) спектроскопия - метод, основанный на изучении тонкой структуры спектров поглощения рентгена



Huang, Juanjuan, et al. "Scientific reports 10.1 (2020): 1-10.

Ширина спектра (порядка 1% от энергии) позволяет исследовать структуру EXAFS в области ряда К- и L-краев.



* Инструмент для анализа структуры

- выявление локальной и электронной структуры вещества (*определение валентного состояния и формы нахождения элементов определяют их поведение, как в технологических средах, так и объектах окружающей среды;*)
- новые материалы (*определение зонной структуры и т.д.*)

* Инструмент для анализа различных типов воздействия

(*при воздействии электронов, гамма-квантов, ВЭП, ТЗЧ и нейтронов*)

- относительно простой способ определения химического состояния и локальной атомной структуры для выбранных видов атомов
- многоступенчатый подход по решению проблем радиационной стойкости и сбоеустойчивости, а также разработке новых электронных компонент
 - **(время накопления спектра порядка 10 мин)**

БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ

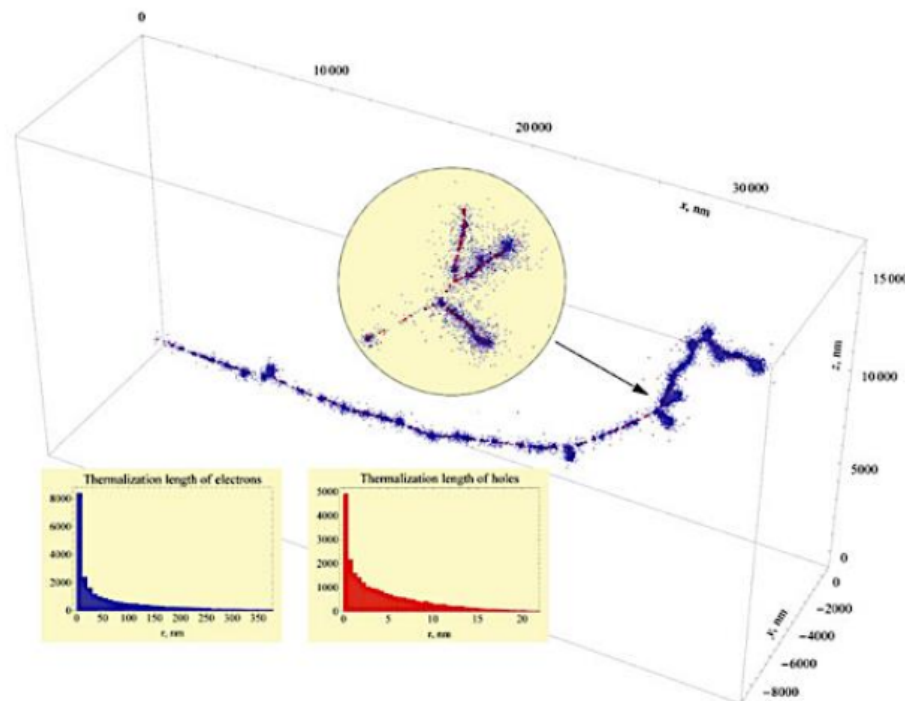
* Быстропротекающие процессы

(In situ образование дефектов, разработка детекторов)

Кинетика (поглощение, люминесценция) – пикосекундные процессы.

- физика высоких энергий с предельными временными характеристиками
- промышленное применение
- разработка детекторов рентгеновского излучения с учетом возможностей спектральной калибровки

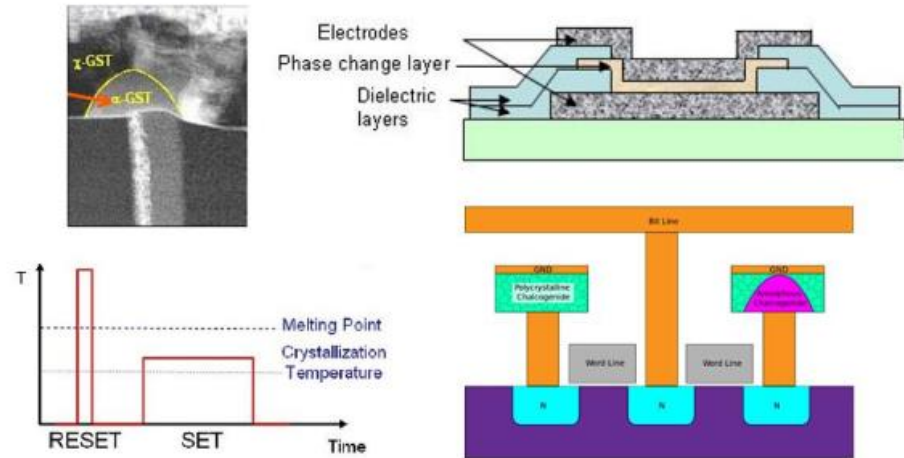
Опыт использования фемтосекундных лазеров с генерацией высоких гармоник с аналогичной частотой повторения импульсов (1 кГц) показывает, что на измерение кинетики **требуется время порядка десятков минут**, что вполне приемлемо.



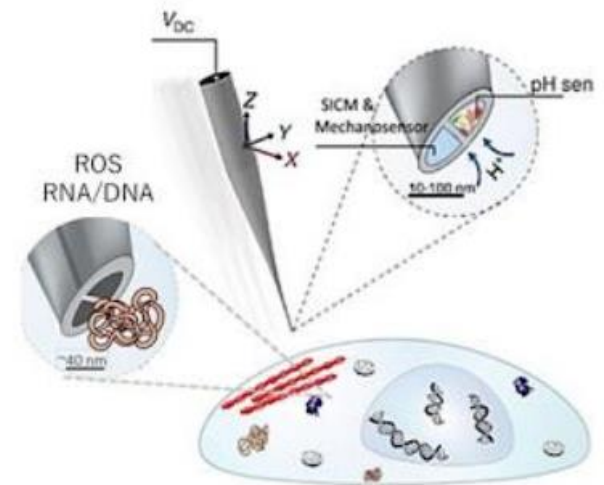
Пространственное распределение электронов и дырок после термализации за счет фотопоглощения γ -кванта с энергией 200 кэВ в сцинтилляторе NaI(Tl)

БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИЕ ПРОЦЕССЫ

- Промышленное применение (фазовая память, мемристоры, In situ образование дефектов)

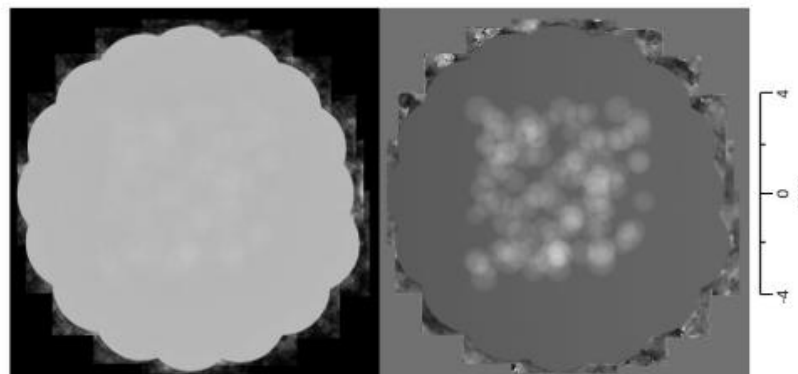
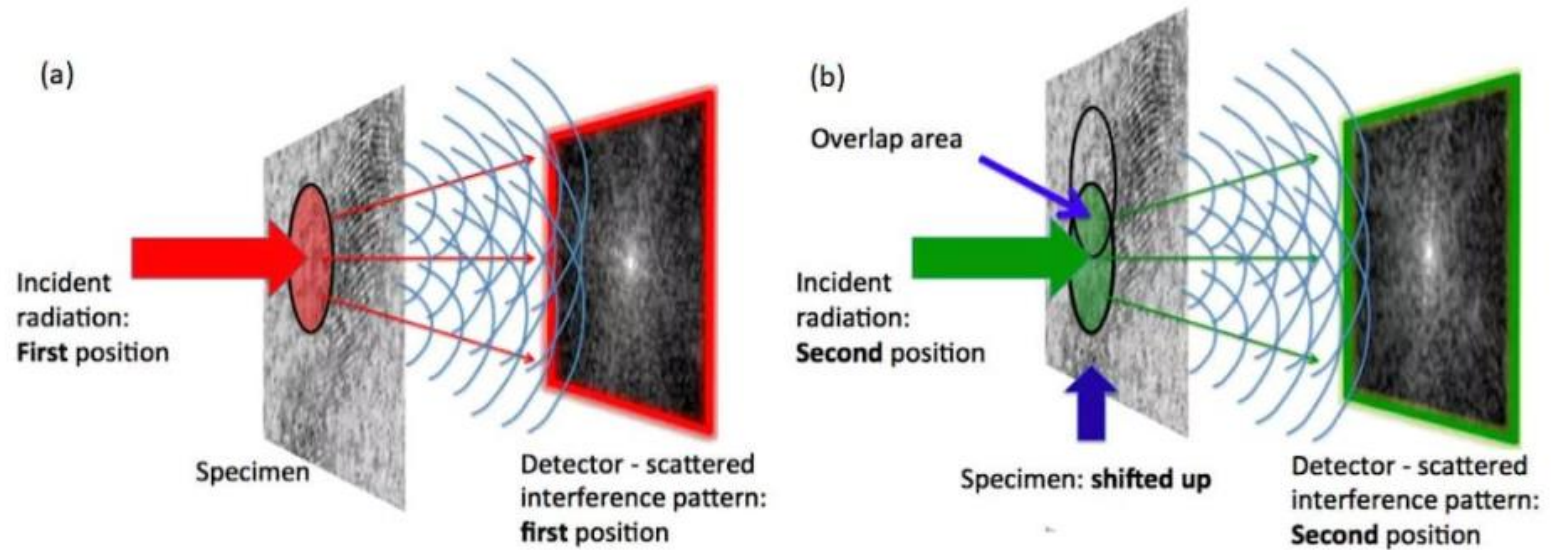


- Медицинская визуализация (корреляционные изменения мембранного потенциала клетки с высоким временным разрешением, распространения потенциала действия, изменения конформации и агрегации белков, изменения потенциала митохондрий, изменений внутриклеточных метаболических циклов)

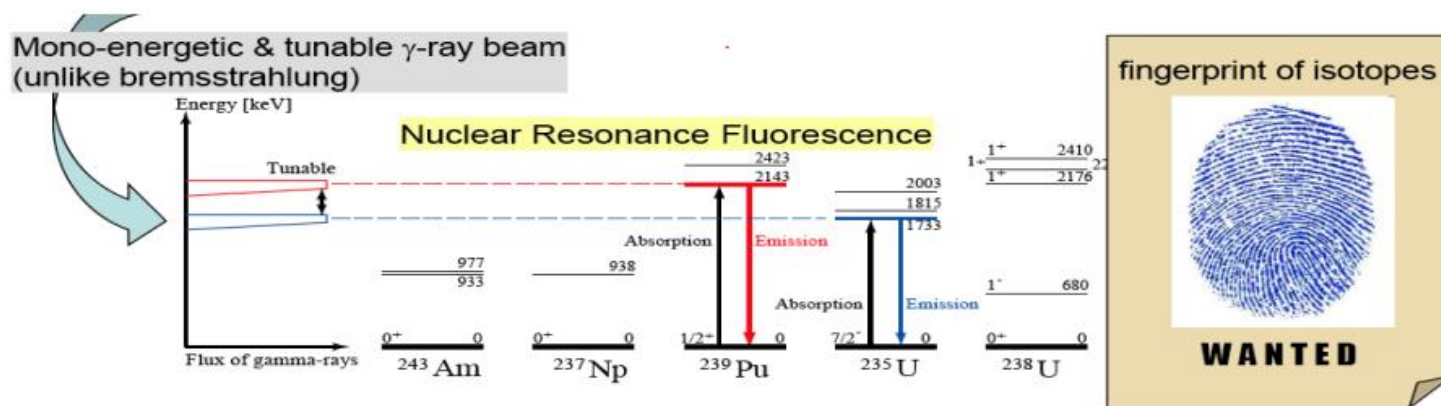


ПТИХОГРАФИЯ

Птихография - это вычислительный метод микроскопической визуализации. Она генерирует изображения путем обработки множества когерентных интерференционных картин, рассеянных от интересующего объекта.



- Структуры атомных ядер (эксперименты по ядерно-резонансной флуоресценции, спектроскопии низколежащих ядерных возбуждений) и изомерных состояний атомных ядер в результате реакций (g,g').
- Эксперименты на тормозном пучке линейного ускорителя электронов с энергией до 120 МэВ, включающие в себя как эксперименты по исследованию заселения изомерных состояний в результате фотоядерных реакций (gn gp),
- Исследование фотоядерных реакций с целью определения исходных данных для экспериментов на большом кольце ИКИ



R. Hajima et al., J. Nuclear Science and Technology, 45, 441-451 (2008).

ПЕРВООЧЕРЕДНЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ

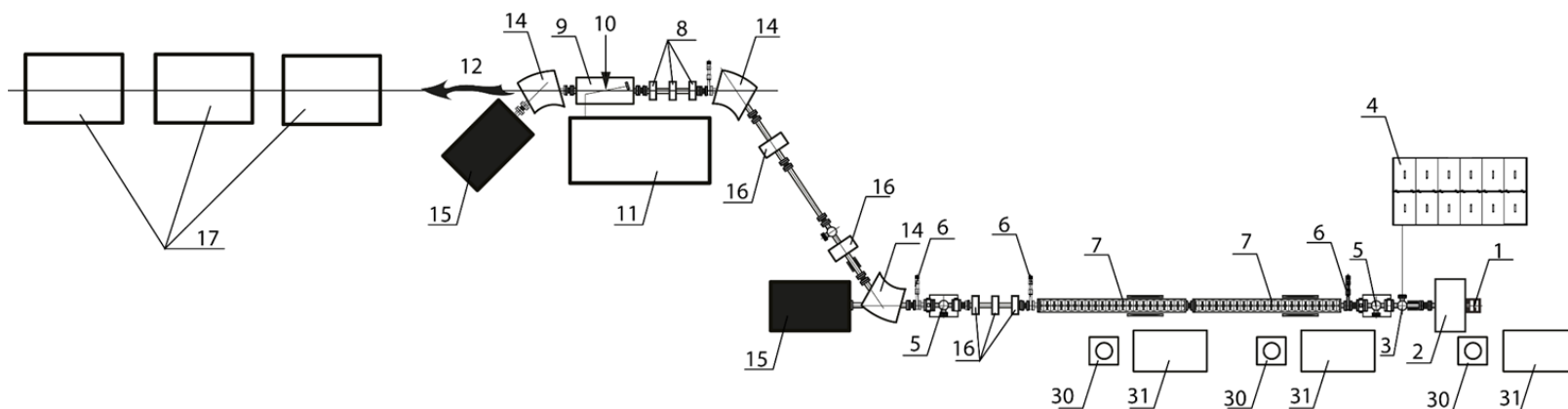
1. Ведется разработка и создание на рентгеновском пучке рабочей станции «Микрофокус» (энергии фотонов 20-180 кэВ). Размер пучка на станции «Микрофокус» составляет от 10 до 200 мкм.
2. Разработка и создание на рентгеновском пучке рабочей станции «Рентгенография» (энергии фотонов 30-500 кэВ). Размер пучка на станции «Рентгенография» от 5 мм до 2 см.
3. Разработка, расчет и тестирование системы для оффлайн гамма спектрометрии для исследования фотоядерных реакций методом наведенной активности. Подготовка исходных данных для экспериментов по исследованию фотоядерных реакций на тормозных пучках до 120 МэВ.
4. Разработка, расчет и тестирование системы для онлайн гамма спектрометрии на пучке обратного комптоновского гамма-излучения. Подготовка исходных данных для ЯРФ экспериментов по исследованию структуры ядер и изомерных состояний.

Стенд комптоновского источника НИИЯФ МГУ

Выходные параметры рентгеновского излучения комптоновского источника

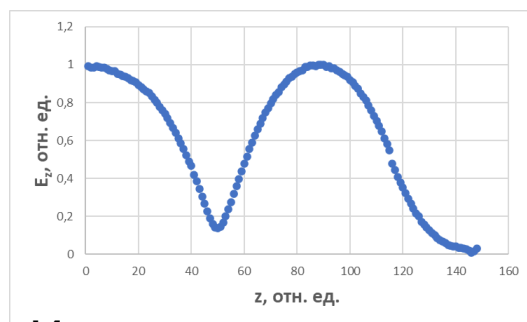
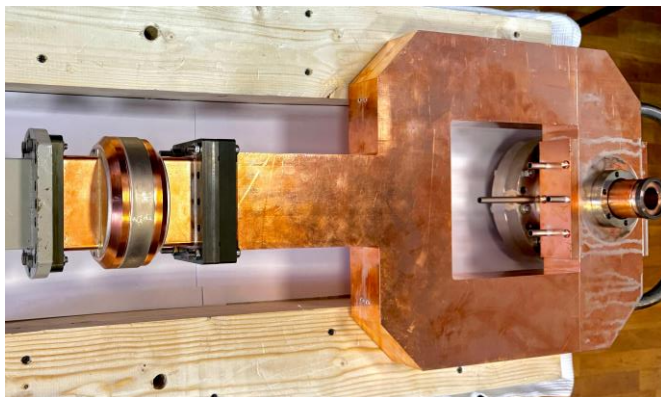
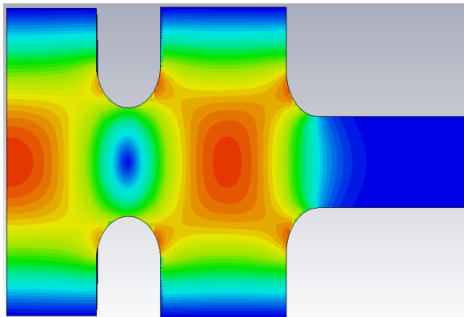
Параметр	Значение для 50 МэВ
Число рентгеновских фотонов в импульсе	$1,64 \cdot 10^7$
Средний рентгеновский поток, фот/с	$1,64 \cdot 10^{10}$
Пиковая спектральная яркость, $\text{с}^{-1}\text{мм}^{-2}\text{мрад}^{-2}0,1\%$	$3,8 \cdot 10^{18}$
Средняя спектральная яркость, $\text{с}^{-1}\text{мм}^{-2}\text{мрад}^{-2}0,1\%$	$3,8 \cdot 10^{10}$
Минимальная спектральная ширина без монохроматора	350 эВ
Минимальная угловая ширина без коллимации	1,8 мрад

Максимальная энергия ускоренного пучка	50 ± 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 ± 10 мкм
Заряд сгустка	100_{-0}^{+100} пКл
Длительность сгустка	10 ± 4 пс
Максимальная частота следования сгустков	1000 Гц



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

СВЧ пушка

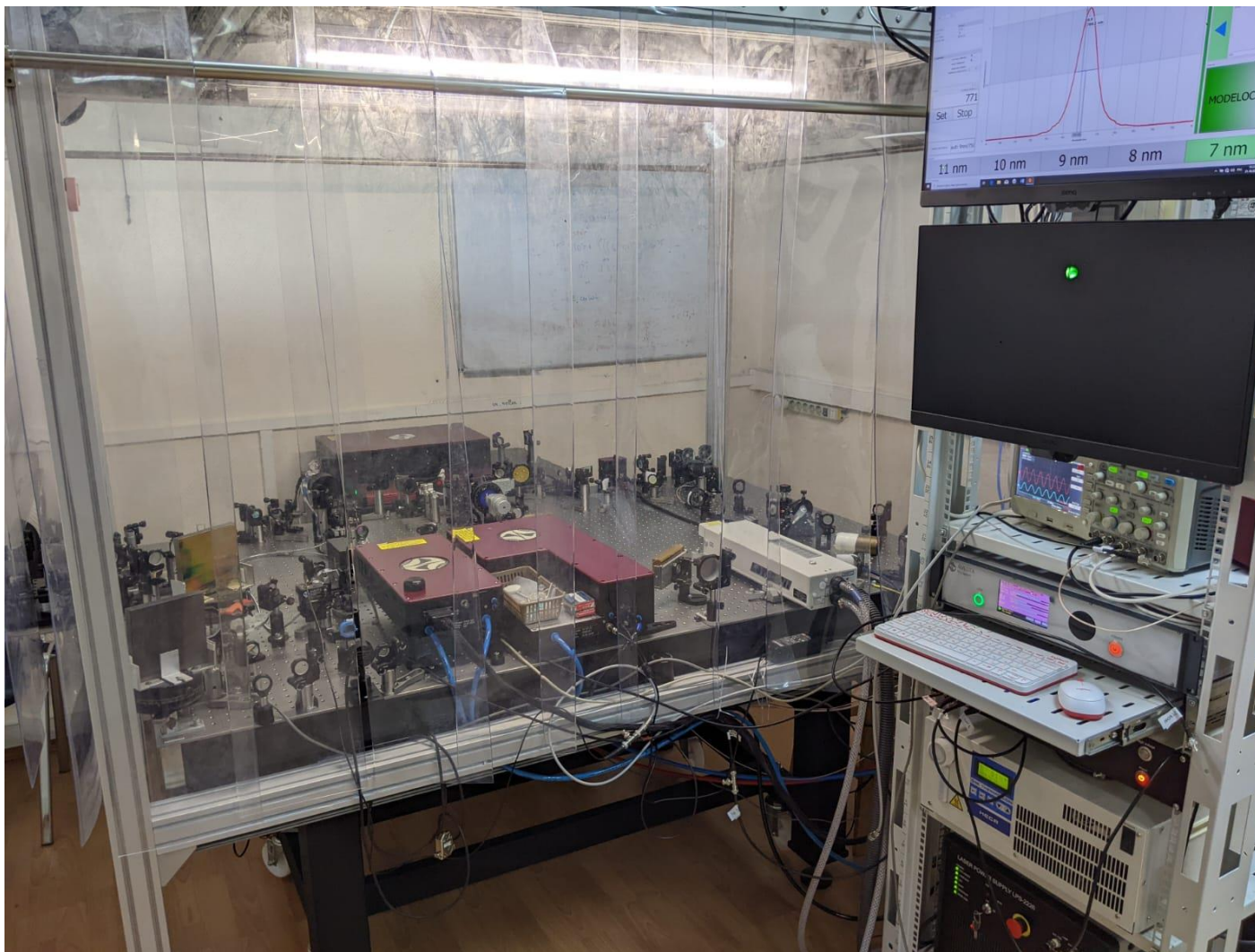


Измеренное
распределение поля

Ускоряющая структура



Лазерная система фотокатода (Физический факультет МГУ, проф. А.Б. Савельев)



Линейный ускоритель электронов на энергию 35 МэВ,
импульсный ток 100 мА





Модуляторы



Клистроны

Спасибо за внимание!

