

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ НАУКИ  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК  
(ИЯИ РАН)

УДК 539.1, 539.12, 621.384.6, 61

Рег. № 125071608560-1

Рег. №



УТВЕРЖДАЮ  
И.о. директора ИЯИ РАН,  
чл.-кор. РАН

М.В. Либанов

«30» декабря 2025 г.

ОТЧЕТ  
О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

ИЗУЧЕНИЕ СВОЙСТВ ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ЧАСТИЦ С  
ЯДРАМИ И В ЯДРО-ЯДЕРНЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ  
(промежуточный за 2025, этап 1)

ФЦП

Руководитель НИР,  
гл. науч. сотр.,  
д-р. физ.-мат. наук,  
акад. РАН

  
30.12.2025 И.И. Ткачев  
подпись, дата

Москва 2025

## СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель НИР,  
академик РАН, гл. науч.  
сотр., д-р физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

И.И. Ткачев  
(введение, раздел 9, заключение)

И.о. зав. ЛРЯФ  
вед. науч. сотр.,  
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

Т.Л. Каравичева  
(введение, разделы 1,2,3,5 заключение)

Вед. науч. сотр.,  
д-р физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

И.А. Пшеничнов  
(введение, раздел 4, заключение)

Вед. науч. сотр.,  
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

Ф.Ф. Губер  
(введение, раздел 6, заключение)

Ст. науч. сотр.,  
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

А.П. Ивашин  
(введение, разделы 7,9, заключение)

Гл. науч. сотр.,  
д-р физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

А.Б. Курепин  
(введение, раздел 8, заключение)

Ст. науч. сотр.,  
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

А.Л. Полонский  
(введение, разделы 10,11, заключение)

Ст. науч. сотр.,  
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

А.А. Каспаров  
(введение, разделы 12,13, заключение)

Вед. науч. сотр.,  
д-р физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

Р.М. Джилкибаев  
(введение, раздел 14, заключение)

Вед. науч. сотр.,  
д-р. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

Э.Я. Парьев  
(введение, раздел 15, заключение)

Ст. науч. сотр.,  
канд. физ.-мат. наук

30.12.2025

подпись, дата

Е.С. Голубева  
(введение, раздел 16, заключение)

Нормоконтроль

30.12.2025

подпись, дата

И.А. Пшеничнов

## РЕФЕРАТ

Отчет 163 с., 1 кн., 92 рис., 5 табл., 119 источн., 1 прил.

ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТ ALICE, КОЛЛЕКТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ, ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР, СПЕКТАТОРНЫЕ НУКЛОНЫ И ФРАГМЕНТЫ, ДЕКОГЕРЕНЦИЯ КВАНТОВЫХ СИСТЕМ, ГИГАНТСКИЙ РЕЗОНАНС, ЛАЗЕРНЫЙ ИСТОЧНИК ФОТОНЕЙТРОНОВ, НУКЛОН-НУКЛОННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, МОДЕЛЬ ОБОЛОЧЕК, ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АДРОННЫЕ СОСТОЯНИЯ, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ АНТИДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

На установке ALICE на LHC при  $\sqrt{s_{NN}}=5,36$  ТэВ в столкновениях  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  измерены распределения заряженных частиц по псевдобыстроте, а также эллиптические ( $v_2$ ) и треугольные ( $v_3$ ) потоки в  $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$ - $^{20}\text{Ne}$ . Получены оценки выходов изотопов свинца, ядер талия, ртути и золота в результате электромагнитной диссоциации ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ. Разработан новый метод определения центральности в ядро-ядерных столкновениях на основе Байесовского подхода, с использованием сигналов с переднего калориметра FHCAL и кварцевого гадоскопа в эксперименте BM@N в ОИЯИ. Метод использован в анализе данных BM@N. Разработана методика регистрации заряженных спектаторов передним сцинтиляционным детектором ScWall. Выполнены работы по интеграции FHCAL в экспериментальную установку MPD на ускорительном комплексе NICA и по разработке детектора контроля сведения пучков. В ИЯИ РАН создана экспериментальная установка по исследованию свойств системы аннигиляционных фотонов, их поляризационных корреляций, процессов декогеренции квантовых систем. Оценены возможности измерений в области E1 гигантского резонанса полных спектров и множественности фотонейтронов от тяжёлых ядер с помощью проектируемого спектрометра нейтронов на комптоновском  $\gamma$ -источнике в НЦФМ, включая применение время-координатной компенсации. Посредством моделирования источника нейтронов на основе реакций  $\text{Pb}(\gamma, n)$  и  $\text{W}(\gamma, n)$  на 1 ТВт лазерной системе с высокой частотой повторения импульсов (10 Гц) оптимизированы параметры установки и показана её конкурентноспособность с более мощными установками. Для реакции  $^7\text{Li}(n, d)^3\text{H}$  на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН измерен спектр энергии возбуждения от порога распада на два тритона до  $\sim 40$  МэВ, выполнены расчеты энергий связи и возбуждения  $^6\text{He}$ . Исследована возможность извлечения сечения поглощения  $\psi(2S)$  мезонов и чармониум-подобного состояния  $Zc(3900)$  нуклонами ядра в околовороговых фотоядерных реакциях. Разработана статистическая модель неупругого антидейtron-ядерного взаимодействия.

## СОДЕРЖАНИЕ

РЕФЕРАТ .....	3
СОДЕРЖАНИЕ.....	4
ВВЕДЕНИЕ.....	7
1. Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD .....	21
1.1. Амплитудная калибровка .....	22
1.2. Временное разрешение FT0 .....	23
1.3. Структура пучка LHC.....	24
1.4. Отбор событий.....	25
1.5. Определение времени столкновений .....	28
1.6. Определение вершины взаимодействия .....	28
1.7. Измерение и мониторинг светимости.....	29
1.8. Обслуживание системы управления детекторами FIT во время RUN3 .....	31
1.9. Модернизация приложения ControlServer.....	32
2. Измерение плотности распределения заряженных частиц по псевдобыстроте в столкновениях Pb–Pb при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36 \text{ ТэВ}$ .....	34
2.1. Выборка данных и метод анализа.....	34
2.2. Результаты измерений и их обсуждение .....	35
3. Первые измерения эллиптического ( $v_2$ ) и треугольного потоков заряженных частиц в столкновениях $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ и $^{20}\text{Ne}-^{20}\text{Ne}$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36 \text{ ТэВ}$ .....	40
3.1. Выборка данных и метод анализа.....	41
3.2. Результаты измерений .....	41
4. Выходы вторичных ядер в результате ядро-ядерных столкновений на LHC .....	46
4.1. Регистрация протонов вперёд в эксперименте ALICE.....	46
4.2. Сечения эмиссии протонов и их связь с сечениями образования вторичных ядер других элементов.....	47
4.3. Значение результатов ALICE для популяризации науки .....	49
5. Эксперимент BM@N .....	51
5.1. Разработка методов определения центральности .....	52
5.1.1. Байесовский подход для определения центральности по множественности заряженных частиц .....	52
5.1.2. Определение центральности с помощью передних детекторов .....	54
5.2. Разработка методов измерения выходов заряженных частиц детектором ScWall57	
6. Эксперимент MPD .....	61
6.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA .....	61

6.2.	Интеграция FHCAL в эксперимент MPD/NICA .....	63
6.2.1.	Установка светозащитных экранов.....	63
6.2.2.	Установка системы считывания экспериментальных данных .....	65
6.2.3.	Модернизация системы медленного контроля .....	67
6.3.	Вычисление эффективности FHCAL .....	68
6.4.	Детектор контроля сведения пучков.....	69
7.	Исследование возможности размещения адронного калориметра спектаторов на коллайдере NICA .....	72
8.	Исследование запутанных аннигиляционных фотонов .....	73
8.1.	Экспериментальная установка.....	73
8.2.	Теоретические подходы в описании экспериментальных результатов.....	74
8.3.	Экспериментальные измерения меры запутанности.....	75
8.4.	Использование аннигиляционных фотонов в качестве поляризованных гамма-квантов .....	76
9.	Исследование возможностей проведения в области E1 гигантского резонанса ( $\gamma, n_{0;1;2}$ )-экспериментов и измерений полных спектров и множественности фотонейтронов с предложенным спектрометром нейтронов на комптоновском $\gamma$ -источнике в НЦФМ .....	81
9.1.	Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских $\gamma$ -источников при $E_\gamma$ в области E1 ГР (H $\gamma$ S и варианты проектов для НЦФМ).....	81
9.2.	Особенности предложенных для НЦФМ спектрометров быстрых нейтронов.....	82
9.3.	Возможности измерений с предложенными спектрометрами множественности и распределений по энергии нейтронов от реакций с тяжёлыми неделяющимися в области E1 ГР ядрами на комптоновских $\gamma$ -источниках НЦФМ при $E\gamma < 20$ МэВ .....	84
10.	Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях близи порога на тераваттном лазерном комплексе.....	87
10.1.	Моделирование фотоядерной мишени с помощью Geant4.....	87
10.2.	Исследование механизмов генерации квазимоноэнергетического пучка и оценка диапазона возможной перестройки его по энергиям .....	91
10.3.	Фокусировка электронного пучка плазменной линзой.....	95
10.4.	Переход на непрерывный газовый поток .....	97
10.5.	Оценка стабильности параметров электронного пучка и выхода нейтронов от выстрела к выстрелу и измерение долговременного дрейфа этих параметров .....	99
10.6.	Измерения параметров электронного пучка и выхода нейтронов в зависимости от энергии лазерного импульса в доступном диапазоне перестройки .....	100
11.	Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами .....	102
11.1.	Экспериментальная установка.....	103
11.2.	Экспериментальные данные .....	105

11.3.	Анализ экспериментальных данных.....	106
11.4.	Теоретические расчеты высоко возбужденных уровней ${}^6\text{He}$ .....	108
12.	Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами .....	112
12.1.	Кинематическое моделирование и экспериментальная установка.....	112
12.2.	Анализ экспериментальных данных.....	114
13.	Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e .....	121
13.1.	Временная структура протонного пучка Mu2e .....	122
13.2.	Измерения монитора (SiPM) на протонном пучке .....	123
14.	Исследование внутренней структуры чармониум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях .....	126
14.1.	Поглощение $\psi(2S)$ мезонов в ядрах .....	126
14.2.	Фоторождение экзотического заряженного чармониум-подобного состояния $Zc(3900)$ на ядерных мишениях и его внутренняя структура.....	127
15.	Статистическая модель неупругого взаимодействия антидейtronов с ядрами.....	130
	<b>ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....</b>	<b>137</b>
	<b>СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....</b>	<b>146</b>
	<b>ПРИЛОЖЕНИЕ А Список публикаций исполнителей отчета за 2025 г. ....</b>	<b>155</b>

## ВВЕДЕНИЕ

В отчете представлены основные научные результаты, полученные в 2025 году сотрудниками Института ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН), включая результаты сотрудничества с ведущими российскими и международными научными организациями. Фундаментальные исследования по изучению ядерной материи охватили несколько ключевых направлений современной ядерной физики.

Изучались столкновения релятивистских ядер, как легких, в которых интересны проявления их кластерной структуры при высоких энергиях столкновений, так и тяжелых, в которых большую роль играют их электромагнитные взаимодействия. В результате соударений релятивистских ядер образуется горячая и плотная ядерная материя, представляющая особый интерес в связи с возможностью фазового перехода в особое, малоизученное состояние вещества — кварк-глюонную плазму (КГП). Наблюдаемые в столкновениях релятивистских ядер эффекты, такие как восстановление киральной симметрии и фазовый переход в КГП, предоставляют уникальную информацию о свойствах сильного взаимодействия в экстремальных условиях.

Выполнены исследования и в традиционных для ядерной и квантовой физики областях. В реакциях, индуцированных нейтронами и гамма-квантами, изучались свойства ядер в основном и низколежащих возбужденных состояниях. Исследовались свойства нуклон-нуклонного взаимодействия, кластерная структура легких ядер, возбуждения гигантских дипольных резонансов. Изучались взаимодействия частиц с ядрами в околоспоровой области. Проводились исследования в области квантовой физики с использованием пар запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Параллельно велись работы по разработке и совершенствованию детекторных систем для выполняемых экспериментов, подготовки и проведения будущих измерений.

Важным компонентом научной деятельности являются результаты теоретических исследований, включающие предсказание сечений образования, кинематических и угловых распределений частиц, рождающихся в различных типах реакций. Эти расчеты формируют основу для планирования будущих экспериментальных программ и интерпретации уже полученных данных. Следует отметить, что современные экспериментальные установки на ускорительных комплексах представляют собой многокомпонентные системы, включающие комплексы детекторов, основанные на различных физических принципах регистрации (трековые, калориметрические, времяпролетные и др.), что обеспечивает их взаимное дополнение и получение максимально полной информации о каждом событии. Для поддержания высокой конкурентоспособности таких установок на мировом уровне,

обеспечения их надежной работы и получения научных результатов высшего класса необходима поддержка обширной программы их постоянного совершенствования, включающая своевременную модернизацию аппаратуры, развитие методов обработки данных и системную поддержку квалифицированных научных и инженерных коллективов, задействованных в этих проектах.

## **1. Задача «Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD»**

Концепция детектора и ключевые компоненты установки ALICE были разработаны и установлены для LHC Run 1 (2010-2013). Первое значительное обновление ALICE [1] было проведено во время Long Shutdown 2 (2019-2021). Оно было направлено на расширение физической программы в исследованиях кварк глюонной плазмы (QGP), а также на увеличение частоты столкновений Pb–Pb с менее чем 8 кГц в RUN2 до приблизительно 50 кГц в RUN3 (2022-2026). Это потребовало совершенно новой платформы сбора и обработки данных, включающей унифицированные онлайн- и офлайн-вычисления, полную реконструкцию событий в реальном времени и обработку данных со скоростью около 3 ТБ/с. Кроме того, были установлены три новых детектора [2], включая новый гибридный триггерный детектор FIT (Fast Interaction Trigger), состоящий из трех подсистем (FT0, FV0, FDD), использующих различные технологии регистрации частиц. Наряду с другими подсистемами ALICE, FIT позволяет получать новые экспериментальные данные, связанные с образованием кварк-глюонной плазмы в ядро-ядерных взаимодействиях. Данные детекторной системы FIT используются для измерения и мониторинга светимости на установке ALICE, для определения центральности столкновений ядер свинца, кислорода и неона, подавления фоновых событий, идентификации частиц по времязадержке методу и для определения плоскости реакции. С мая 2025 года проводились сеансы физических измерений на пучках сталкивающихся протонов и столкновениях  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  при рекордно высоких энергиях в системе центра масс  $\sqrt{s}=13,6\text{ ТэВ}/\sqrt{s_{NN}}=5,36\text{ ТэВ}$ , соответственно. В июне и июле 2025 года на установке ALICE были проведены уникальные сеансы по столкновениям встречных пучков легких ядер кислород-кислород (O–O), неон-неон (Ne–Ne), и также по несимметричным столкновениям протон-кислород (pO), в ходе которых среди других детекторов были собраны данные с детектора FT0. Подсистемы FT0-A и FT0-C системы детекторов FIT, вся электроника системы детекторов FIT FT0, FV0, FDD и системы управления и контроля были разработаны сотрудниками ИЯИ РАН. Видеоролик, представляющий новую систему FIT ALICE, можно посмотреть по ссылке <https://videos.cern.ch/record/2298210>.

## **2. Задача «Измерение плотности распределения заряженных частиц по псевдобыстроте в столкновениях Pb–Pb при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}}=5,36$ ТэВ»**

Проведены первые измерения в сеансе RUN3 (2022-2023) на установке ALICE плотности распределения заряженных частиц по псевдобыстроте в центральной области быстрот в  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  столкновениях при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ. Множественность частиц в столкновениях при высокой энергии характеризует геометрию системы, механизм образования частиц и используется для определения плотности энергии, достигаемой в этих столкновениях. Эти данные сравниваются с данными коллаборации CMS, полученными при той же энергии, с данными, полученными на LHC при других энергиях и сталкивающихся ядрах, а также полученными на Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC) в США. Результаты сравниваются как с теоретическими моделями, которые предполагают образование кварк-глюонной плазмы КГП (QGP) с последующей гидродинамической эволюцией системы, так и с моделями без КГП.

## **3. Задача «Первые измерения эллиптического ( $v_2$ ) и треугольного потоков заряженных частиц в столкновениях $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$ и $^{20}\text{Ne}$ - $^{20}\text{Ne}$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}}=5,36$ ТэВ»**

Изучение столкновений тяжелых ионов при ультратрекциистских энергиях сыграло важную роль в изучении свойств кварк-глюонной плазмы (QGP) - состояния вещества, которое, как полагают, существовало вскоре после Большого взрыва [3]. Эксперименты как на RHIC, так и на LHC предоставили убедительные доказательства образования QGP в системах столкновений, таких как Au-Au и Pb-Pb, при высоких энергиях столкновений [3-8]. Среди наиболее заметных наблюдаемых явлений, сигнализирующих о формировании QGP – явления коллективного потока, характеризующиеся анизотропными коэффициентами потока, такими как  $v_2$  и более высокие моменты [9], и явление гашения струи, при котором высокоэнергетические партоны теряют энергию при прохождении через плотную среду [10]. Удивительно, но некоторые особенности, подобные QGP, также наблюдались в малых системах, таких как протон-свинцовые (p-Pb) и даже протон-протонные (pp) столкновения. Для дальнейшего выяснения зависимости сигналов QGP от размера системы и поиска возможного начала гашения струй в системах среднего размера, столкновения кислорода с кислородом ( $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$ ) и неона с неоном ( $^{20}\text{Ne}$ - $^{20}\text{Ne}$ ) при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ на нуклон-нуклонную пару, полученные на LHC в июле 2025 года, представляют большой интерес. В отчете представлены первые результаты

измерения эллиптического ( $v_2$ ) и треугольного потоков заряженных частиц в столкновениях  $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$ - $^{20}\text{Ne}$  при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$  ТэВ.

#### **4. Задача «Выходы вторичных ядер в результате ядро-ядерных столкновений на LHC»**

В ультрапериферических столкновениях (УПС) релятивистских ядер на Большом адронном коллайдере (БАК/LHC) ядра-партнёры по столкновению подвергаются взаимному воздействию сильных лоренц-сжатых электромагнитных полей [11]. По определению, взаимодействие ядер называется ультрапериферическим, если прицельный параметр столкновения превышает сумму радиусов ядер. В этом случае отсутствует перекрытие распределений ядерных плотностей, что делает невозможным сильные адронные взаимодействия между нуклонами из разных ядер в таком столкновении. При этом УПС могут приводить к электромагнитной диссоциации (ЭМД) ядер [12]. В УПС ядро поглощает так называемые эквивалентные фотоны, представляющие электромагнитное поле второго ядра – партнера по столкновению. При столкновениях встречных пучков на LHC, Лоренц-фактор ядра одного пучка достигает в системе покоя ядра другого пучка величины 17 миллионов [12]. Поэтому изотропное в системе покоя встречного ядра кулоновское поле становится рекордно сжатым вдоль оси столкновения, а его воздействие на второе ядро становится эквивалентным воздействию короткого импульса электромагнитного поля. В результате поглощения представляющих такой импульс эквивалентных фотонов, ядро возбуждается, и далее преимущественно происходит эмиссия этим ядром нуклонов. Результатом эмиссии становится ЭМД этого ядра. Следуя предсказаниям разработанной ранее в ИЯИ РАН модели RELDIS, примерно в половине событий ЭМД ускоренных на LHC ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  происходит эмиссия единственного нейтрона, который вылетает вперёд, по направлению первичного пучка  $^{208}\text{Pb}$  [12,13]. Доминирование такого канала объясняется доминированием мягких эквивалентных фотонов, поглощение которых с относительно большим сечением приводит к возбуждению и распаду гигантского дипольного резонанса с эмиссией одного нейтрона. Остальные каналы ЭМД  $^{208}\text{Pb}$  представлены эмиссией нескольких нейтронов и меньшего количества протонов совместно с ними [14].

#### **5. Задача «Эксперимент BM@N»**

Одна из приоритетных задач современной физики тяжелых ионов – это исследование фазовой диаграммы ядерной материи при высоких барионных плотностях. Для этих целей в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне, Россия на базе ускорительного комплекса NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) запущен

эксперимент с фиксированной мишенью BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron). Установка позволяет исследовать свойства плотной барионной материи, образующейся в ядро-ядерных столкновениях при энергиях пучка ионов в диапазоне от 2 до 4,5 А ГэВ. Программа эксперимента также включает в себя измерение выходов странных гиперонов, поиск гиперядер и исследование азимутальной анизотропии заряженных частиц. Плотность и температура материи, образующейся в столкновениях ядер, определяется выбором энергии сталкивающейся системы и начальной геометрией столкновения.

Для исследования фазовой диаграммы ядерной материи используют различные наблюдаемые, чувствительные к транспортным свойствам и уравнению состояния сжатой барионной материи, которые в свою очередь зависят от начальной геометрии столкновения тяжелых ионов [15-17]. Таким образом, оценка начальной геометрии столкновения тяжелых ионов является актуальной задачей, при этом важно использовать для этого разные наблюдаемые. Это вызвано тем, что некоторые наблюдаемые, такие как ковариация эллиптического потока с поперечным импульсом, флуктуации множественности протонов чувствительны к эффекту автокорреляции. Для того, чтобы подавить этот эффект для определения классов центральности необходимо использовать сигналы из передних детекторов.

Измерение выходов заряженных фрагментов-спектаторов необходимо для настройки и проверки теоретических моделей. В эксперименте BM@N такие измерения осуществимы с помощью многоканальной сцинтиляционной стенки (ScWall). Для решения этой задачи были разработаны методы оценки и вычитания фоновой подложки, что позволяет достоверно определять выходы заряженных частиц.

## 6. Задача «Эксперимент MPD/NICA»

Для исследования свойств образующейся в ядро-ядерных взаимодействиях плотной и горячей ядерной материи на ускорительном комплексе NICA создается Многоцелевой Детектор MPD (Multi Purpose Detector) [18]. MPD нацелен на поиски фазовых переходов ядерной материи в кварк-глюонную фазу, изучение смешанной фазы, на исследование параметров уравнения состояния ядерной материи в экстремальных состояниях. Установка MPD обладает близким к  $4\pi$  аксептансом. Важнейшим детектором установки MPD является передний адронный калориметр FHCAL [19,20], предназначенный для измерения геометрии событий столкновений тяжелых ионов: центральности и ориентации плоскости реакции [21,22]. Кроме того, FHCAL обладает максимальной эффективностью регистрации периферийных ядро-ядерных столкновений и будет включен в триггерную схему установки MPD.

Другой важнейшей задачей ИЯИ РАН является создание детектора для контроля сходимости пучков, который будет использован на начальной стадии эксперимента в ходе настройки параметров встречных пучков. Данный детектор нацелен на регистрацию электронов и позитронов, рождающихся в результате ультрапериферических столкновений ядер, в которых фотонны, представляющие лоренц-сжатые кулоновские поля сближающихся ядер, рождают при взаимодействии друг с другом электрон-позитронные пары.

ИЯИ РАН отвечает за создание и работу переднего адронного калориметра FHCAL в сотрудничестве с Лабораторией физики высоких энергий (ЛФВЭ) ОИЯИ. В 2025 г. ИЯИ РАН продолжал работу по интеграции и подготовке калориметра к эксплуатации на установке MPD. Дополнительно, в 2025 г. группа ИЯИ РАН разработала и создает CsI(Tl) детекторы для контроля сходимости пучков.

## **7. Задача «Исследование возможности размещения адронного калориметра спектаторов на коллайдере NICA»**

Определение центральности столкновения тяжелых ядер является одной из главных задач всех экспериментов на коллайдере NICA. Измерение числа спектаторов, образованных при столкновении ядер, по величине сигнала адронного калориметра позволяет определить центральность столкновений в диапазоне от периферических столкновений с большим числом спектаторов до центральных столкновений, где число спектаторов мало. Соответствующая зависимость выделенной энергии калориметром от прицельного параметра, т.е. от центральности столкновений, была получена по программе UrQMD в одной из первых работ по адронному калориметру установки MPD. Было показано, что размещение адронного калориметра на установке на прямом пучке с отверстием для прохождения пучка приводит к неоднозначности в определении центральности. Часть спектаторов, заключенных во фрагментах, попадает в это отверстие вследствие меньшего поперечного импульса фрагментов. Следовательно, при таком размещении адронный калориметр не может работать в автономном режиме. Кроме того, для событий с промежуточной центральностью ухудшается разрешение по величине прицельного параметра, а предложенные методы для устранения неоднозначности программным способом возможны только при хорошем разрешении.

## **8. Задача «Исследование запутанных аннигиляционных фотонов»**

Квантовая запутанность является одним из наиболее удивительных и фундаментальных явлений в квантовой физике. Данное понятие относится к суперпозиционному состоянию, в котором две системы находятся в таком тесном взаимодействии, что состояние одной системы не может быть полностью описано без учета

состояния другой, даже если они разделены бесконечно большим расстоянием. Первоначально данный термин был введён Шрёдингером, хотя он считал, что квантовая запутанность между системами исчезает на больших расстояниях.

Исследования данного явления тесно связаны с парадоксом Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР-парадокс) и с вопросом о полноте стандартной (Копенгагенской) интерпретации квантовой механики. В 1964 г. Д. Беллом были предложены количественные критерии проверки гипотезы о полноте квантовой механики в целом, и о существовании квантовой запутанности в частности. В дальнейшем, данные критерии стали известны, как неравенство Белла, которое стало основным условием доказательства запутанности квантовых состояний.

Важнейшим вкладом Бома в разрешение споров по ЭПР-парадоксу является предложенный в 1952 г. простой мысленный эксперимент [23] для проверки ЭПР парадокса. В данном ЭПР-эксперименте предлагалось исследовать пары запутанных фотонов с противоположной поляризацией. Каждый фотон регистрируется двухканальным поляриметром, позволяющим определить одно из двух противоположных направлений поляризации. При вертикальной поляризации первого фотона у второго фотона окажется горизонтальная поляризация, и наоборот. Измерение такой полной корреляции между направлениями поляризаций двух фотонов служило бы подтверждением изначальной запутанности пар. Мысленный эксперимент Бома с запутанными фотонами был впервые реализован в системе двух аннигиляционных фотонов, рождаемых при позитрон-электронной аннигиляции в покое.

В последние годы интерес к исследованию запутанных аннигиляционных фотонов снова возрос. Это обусловлено двумя факторами. Первый фактор – прикладной, поскольку явление квантовой запутанности планируется использовать в новом поколении позитрон-эмиссионной томографии (ПЭТ), так называемой квантовой ПЭТ (Q-ПЭТ). Второй фактор связан с фундаментальной теоретической физикой, описывающей различные квантовые состояния двухфотонных систем. Так, в настоящее время существует нескольких противоречащих друг другу теоретических работ [24,25], рассматривающих комптоновское рассеяние фотонов в максимально запутанном и декогерентном состоянии.

Разрешить эти теоретические противоречия и исследовать поведение аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях призвана экспериментальная установка, созданная в ИЯИ РАН и позволяющая изучить влияние квантовой запутанности аннигиляционных фотонов на их угловые корреляции в комптоновском рассеянии. Полученные на установке первые экспериментальные

результаты по поляризационным корреляциям аннигиляционных фотонов оказались достаточно неожиданными [26]. А именно, эти результаты указывают на идентичность поляризационных корреляций фотонов, находящихся в двух различных квантовых состояниях. Опубликованные результаты противоречат общепринятым положениям о принципиальной разнице в рассеивании запутанных и декогерентных фотонов и будут учтены при разработке новых поколений позитрон-эмиссионных томографов (ПЭТ), в которых рассматривается возможность использовать особенности комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов.

В настоящее время проводятся дальнейшие исследования для объяснения наблюдаемых поляризационных эффектов в системе двух аннигиляционных фотонов. В частности, есть указания, что комптоновское рассеяние под малыми углами не приводит к заметной декогеренции системы из двух аннигиляционных фотонов. Также результаты сравнения поляризационных корреляций запутанных и классически коррелированных фотонов оказались достаточно неожиданными и требуют дальнейшей физической интерпретации.

**9. Задача «Исследование возможностей проведения в области Е1 гигантского резонанса  $(\gamma, n_0; 1; 2)$ -экспериментов и измерений полных спектров и множественности фотонейтронов с предложенным спектрометром нейtronов на комптоновском  $\gamma$ -источнике в НЦФМ»**

Для исследования Е1 гигантского резонанса большие надежды связаны с переходом к работе с прецизионными пучками  $\gamma$ -квантов от коллимированного комптоновского рассеяния лазерного излучения на пучках ультраквантитативистских электронов из-за малых геометрических, временных и энергетических параметров при обеспечении сравнительно высоких уровней интенсивности и поляризации, а также низких уровней ожидаемого фона в таких прецизионных пучках. Развитие этого направления предполагается на базе разрабатываемого для Национального центра физики и математики (НЦФМ), г. Саров коллимированного комптоновского источника квазимонохроматических  $\gamma$ -квантов (см. работу [27]).

Первая часть задачи связана с вопросами оптимизации экспериментальных исследований на различных материнских атомных ядрах реакций  $(\gamma, n_0; 1; 2)$  с выделением при каждом значении энергии падающих  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  узких интервалов для кинетических энергий регистрируемых быстрых нейтронов  $E_n$ , соответствующих заселениям в дочерних ядрах основных, а также первых и вторых возбужденных состояний. Необходимо исследовать возможности улучшения времязадержки разрешения и эффективности

предложенного многоканального спектрометра нейтронов (см. работы [28], [29]) при использовании метода время-координатной компенсации (см. работы [30-32]).

Вторая часть задачи – количественная оценка возможности экспериментальных исследований при  $E_\gamma < 20$  МэВ множественности и сравнительно широких распределений по  $E_n$  для быстрых нейтронов, которые испускаются из тяжёлых неделяющихся в области E1 ГР ядер.

Для обеих частей важны как параметры комптоновских  $\gamma$ -пучков при  $E\gamma \approx (7-20)$  МэВ, так и особенности рассматриваемых для НЦФМ спектрометров быстрых нейтронов. Новизна и значимость таких исследований обеспечивается использованием поляризованных  $\gamma$ -пучков с высоким энергетическим разрешением для возбуждения E1 ГР с детализацией каналов с вылетом 1 или 2 нейтронов при измерении углов и энергий нейтронов с точностью, достаточной для выделения переходов на отдельные низколежащие состояния дочерних ядер.

#### **10. Задача «Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе»**

Современный прогресс в физике высоких интенсивностей обеспечил развитие компактных лазерно-плазменных ускорителей, в частности, систем, основанных на механизме лазерного кильватерного ускорения. Ключевым преимуществом таких установок является возможность генерации электронных пучков с мегаэлектронвольтными энергиями в экстремально коротких импульсах на масштабах в сотни микрометров, что на несколько порядков превышает градиенты ускорения в традиционных радиочастотных ускорителях. Эта технология открывает перспективы для создания нового поколения компактных и относительно недорогих источников заряженных частиц и вторичного излучения, которые могут найти применение в широком спектре областей — от фундаментальной ядерной физики до прикладной радиографии. Одним из наиболее значимых приложений является создание импульсных источников нейтронов на основе фотоядерных реакций, где лазерно-ускоренный электронный пучок, взаимодействуя с тяжелой мишенью-конвертером, генерирует тормозное гамма-излучение, вызывающее фоторасщепление ядер.

Для успешного проектирования и интерпретации экспериментов с такими источниками критически важно проведение детального моделирования всей цепочки процессов: от ускорения электронов и генерации тормозного излучения до распространения и регистрации нейтронов. На текущем этапе для решения этой задачи используется пакет Geant4, который позволяет с высокой точностью воспроизвести

сложную геометрию экспериментальной установки. Проведенное моделирование позволило не только оптимизировать геометрию эксперимента, но и количественно оценить чувствительность детекторной системы, показав хорошее согласие с калибровкой по нейтронному источнику на основе  $^{252}\text{Cf}$ .

Фундаментальным требованием для многих приложений, особенно для фотоядерных исследований вблизи порога реакции, является получение не просто интенсивного, но и квазимоэнергетического электронного пучка. Поэтому управление спектром пучка является ключевой задачей. В представленной работе исследуется метод контролируемого прерывания процесса лазерно-кильватерного ускорения с помощью ударной волны, что позволяет варьировать среднюю энергию пучка в диапазоне 6–12 МэВ, сохраняя его квазимоэнергетический характер со средним разбросом около 2,5 МэВ. Разработанная аналитическая модель описывает переход электронов на пролетную траекторию при затухании волны и позволяет количественно оценить зависимость разброса по энергии от времени инжекции и амплитуды поля, что является ценным инструментом для оптимизации параметров ускорителей с иными характеристиками.

Для реализации главного потенциального преимущества лазерно-плазменных источников – высокой средней яркости за счет высокой частоты повторения импульсов – необходимо обеспечить стабильную и воспроизводимую подачу рабочего газа. В данной работе успешно апробирован переход от импульсного газового клапана к схеме с непрерывным газовым потоком. Установлено, что использование, например, азота и поддержание остаточного давления в камере на уровне до нескольких торр не приводит к деградации параметров электронного пучка. Этот результат подтверждает принципиальную возможность интеграции лазерно-плазменного ускорителя в системы с частотой повторения в кГц-диапазоне.

## **11. Задача «Исследование кластерной структуры легких ядер»**

Повышенное внимание к изучению явления кластеризации в ядрах можно объяснить разнообразием возможных конфигураций, возникающих в ядре при наложении эффектов поведения независимых частиц в среднем поле, которые приводят к образованию оболочечных структур и, в то же время, к существованию структурных пространственных корреляций (кластеров) между нуклонами, обусловленных ядерным притяжением. Из-за этого сосуществования возникают разнообразные явления, зависящие от числа протонов, нейtronов и энергии возбуждения. При этом распределение пространственной плотности (между свободным нуклонным газом и кластерами) имеет очень сильную энергетическую зависимость.

Доказано существование кластеров не только в легких, но и в тяжелых ядрах. Возможно существование кластеров, являющихся бозонами (например, альфа-кластеры), и, в то же время, например, в системе  $A = 6$  при высоких энергиях возбуждения возможны трехнуклонные квазимолекулярные состояния  $t + t$  или  $t + {}^3\text{He}$ , являющиеся фермионами и аналогичные нейтронам и протонам в ядерных системах.

Знание параметров возбужденных состояний легких ядер, таких как энергии возбуждения  $E_x$  и ширины  $\Gamma$ , могут служить для проверки различных ядерных моделей, а также для астрофизических моделей развития Вселенной. Эксперименты по изучению свойств таких ядер, проводимые в разных лабораториях мира, позволили выявить ряд неожиданных явлений – существование нейтронного и протонного гало, новых областей деформации, новых типов распада, особенности в последовательности заполнения оболочек и т.д. Одно из таких проявлений – существование в некоторых лёгких ядрах кластеров из пары  ${}^3\text{H}$ , например, в нейтроногенитальном ядре  ${}^6\text{He}$ .

Для низких энергий возбуждения  ${}^6\text{He}$  надежно и с хорошей точностью установлены параметры возможных состояний (например, основного, состояний с распадом на  $\alpha$ -частицу и два нейтрана (см. работу [33])). В области высоких энергий возбуждений  ${}^6\text{He}$  начиная от порога распада  ${}^6\text{He} \rightarrow t + t$  (12,3 МэВ) и выше порога распада  ${}^6\text{He}$  на свободные нуклоны экспериментаторами наблюдались состояния, приведенные в таблице 1.

Таблица 1 – Экспериментальные энергетические уровни  ${}^6\text{He}$

$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Ссылка	$E_x$ , МэВ	$\Gamma$ , МэВ	Ссылка
13,6	входит в широкий 15 МэВ	[34]	18(1)	9,5(1,0)	[41]
14	$\approx 5$	[35]	18,3(2)	1,1(0,3)	[36]
14,0(4)	0,7(0,3)	[36]	20,9(3)	3,2(0,6)	[39]
14,6(7)	7,4(1,0)	[37]	22,1(1,0)	2,7(1,4)	[40]
15,1(5)	$\sim 7$	[38]	23,3(1)	14,8(2,3)	[37]
15,4	входит в широкий 15 МэВ	[34]	23,7	не определено	[34]
15,5(5)	4(2)	[37]	25	$\approx 10$	[35]
15,8(6)	1,1(0,6)	[39]	27,0(8)	2,5(1,1)	[40]
15,9(5)	3,2(0,7)	[40]	31,1(1,0)	6,9(2,3)	[39]
16,1(4)	0,8(0,4)	[36]	32	$\leq 2$	[42]
17,7	входит в широкий 15 МэВ	[34]	35,7	$\leq 2$	[42]

Параметры этих состояний имеют значительные экспериментальные и теоретические расхождения. Чаще всего источником экспериментальных расхождений является фон регистрируемых частиц, возникающий из-за других параллельных каналов реакции, которые фактически всегда присутствуют в конечных спектрах. Уменьшение его

влияния возможны при правильном моделировании и выборе на его основе условий и геометрии эксперимента.

Все указанные в таблице 1 работы [34-42] проводились на пучках заряженных частиц, с хорошо известной энергией. В отличие от них в настоящей работе представлены результаты кинематически полного эксперимента  ${}^7\text{Li}(n, d) {}^3\text{H}$ , проведенного на нейтронном канале РАДЭКС Института ядерных исследований Российской академии наук на модернизированной установке для исследования свойств высоко возбужденных состояний легких ядер (см. работу [43]) при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ.

## **12. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами»**

Одной из важных задач современной ядерной физики является изучение нарушения зарядовой симметрии (НЗС) ядерных сил. Данное нарушение отражается, в частности, в различии протон-протонной ( $pp$ ) и нейtron-нейtronной ( $nn$ ) синглетных длин рассеяния. Длину  $pp$ -рассеяния  $a_{pp}$  извлекают из прямого эксперимента по рассеянию протона на водородной мишени (см. работу [44]). Из-за отсутствия чисто нейtronной мишени длину  $nn$ -рассеяния  $a_{nn}$  извлекают из реакций с двумя нейtronами в конечном состоянии, например,  $n + d \rightarrow n + n + p$  (см. работу [45]) и  $d + d \rightarrow p + p + n + n$  (см. работу [46]). В работе [47] было высказано предположение, что на извлекаемую величину длины  $nn$ -рассеяния из реакций  $nd$ - и  $dd$ -развалов может оказывать влияние взаимодействия  $nn$ -пары с протоном или протонной парой. Можно предположить, что аналогичное влияние на величину длины  $pp$ -рассеяния, извлекаемую из малонуклонных реакций с двумя протонами в конечном состоянии, например,  $d + p \rightarrow n + p + p$  и  $d + d \rightarrow p + p + n + n$ , и может оказывать взаимодействия  $pp$ -пары с нейtronом или нейtronной парой, соответственно.

В ИЯИ РАН совместно с НИИЯФ МГУ проводятся работы по исследованию реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow n + p + p$ , целью которых является исследование влияния трехнуклонных ( $3N$ ) сил на величины извлекаемых низкоэнергетических характеристик  $pp$ -взаимодействия – энергии виртуального состояния и синглетной длины рассеяния. На ускорителе У-120 НИИЯФ МГУ были проведены несколько пучковых сеансов, в результате которых накоплены экспериментальные данные, разработана процедура извлечения и проведен анализ данных величины энергии  $pp$ -состояния.

## **13. Задача «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e»**

В 2025 г. проводились работы по созданию пакета программ для моделирования новой концепции эксперимента Mu2e, в рамках которой возможен поиск трех редких процессов с мюонами. Подготовлена версия пакета программ для моделирования схемы получения

триггера в процессе  $\mu \rightarrow 3e$  и  $\mu \rightarrow e\gamma$ . Разработан новый позиционно-чувствительный монитор протонного пучка. Проведены калибровочные измерения с новым монитором протонного пучка на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН.

**14. Задача «Исследование внутренней структуры чармниум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях»**

Изучение рождения и поглощения мезонов со скрытым чармом –  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  в ядерной среде являлось в последние годы и является в настоящее время одной из актуальных и интересных тем в теоретической и экспериментальной ядерной физике в связи с поисками КГП в релятивистских ядро-ядерных столкновениях. Для этих поисков необходимо знать достаточно хорошо сечения поглощения  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  нуклонами при сравнительно низких энергиях. В связи с этим в первой части нашего исследования была изучена возможность извлечения сечения поглощения  $\psi(2S)$  мезонов на нуклонах в реакциях их фоторождения на ядрах при низких энергиях. Было показано, что такая возможность существует.

Изучение экзотических адронных состояний – различных тетракварковых состояний (так называемых X, Y, Z мезонов) является в настоящее время одной из самых актуальных и интересных экспериментальных и теоретических тем в адронной и ядерной физике. Эти мезоны имеют четырехкварковое содержание, отличающееся от обычного двухкваркового, предсказываемого “стандартной” кварковой моделью. Их внутренняя структура в настоящее время пока детально неизвестна: то ли это плотносвязанные истинные компактные четырехкварковые состояния, то ли слабосвязанные молекулярные образования, то ли их суперпозиция. Сравнительно недавно (в 2013 г.) коллаборации BESIII и Belle практически одновременно обнаружили существование “нестранного” экзотического адрона  $Zc(3900)$ , находящегося в двух зарядовых состояниях  $Zc(3900)^+$  и  $Zc(3900)^-$ , распадающихся по каналам  $J/\psi\pi^+$  и  $J/\psi\pi^-$  – что неоспоримо и однозначно указывает на их четырехкварковую структуру, включающую в себя чармированные кварк и антикварк, а также легкие u и d кварки (антикварки). Для подтверждения существования  $Zc(3900)$  резонанса, а также для более глубокого понимания его внутренней структуры крайне важным является исследование возможности его наблюдения в других процессах – в частности, в фотоядерных реакциях. Предсказание соответствующих  $Zc(3900)$  наблюдаемых в этих реакциях являлось главной целью второй части нашей задачи. Эти предсказания могут быть использованы при проведении запланированного эксперимента

по поиску Zc(3900) мезона в фотоядерных реакциях на ускорительном комплексе CEBAF (США) с использованием возможностей детекторов GlueX и CLAS12.

## **15. Задача «Статистическая модель неупругого взаимодействия антидейtronов с ядрами»**

Некоторые модели предсказывают возможность косвенного обнаружения холодной темной материи через регистрацию антидейtronов и антигелия. Например, показано, что процессы аннигиляции WIMP приводят к рождению антидейtronов с кинетической энергией ниже 2-3 ГэВ/нуклон. Это обстоятельство вызвало всплеск интереса к поиску антиядер и, соответственно, к развитию новых экспериментов со спутниками и воздушными шарами, таким как AMS-02, GAPS. Для понимания распространения и взаимодействия антивещества в межзвездной среде важное значение имеет информация о сечениях неупрого взаимодействия легких антиядер с ядрами. Сечения неупрого взаимодействия легких антиядер важны для развития физики космических лучей, но их измерение является сложной и трудоемкой экспериментальной задачей. Для определения сечений неупрого взаимодействия антиядер предложено использовать статистический подход, основанный на модели внутриядерных каскадов (МВК). Параметры модели фиксируются из анализа сечений неупрого взаимодействия протонов, антипротонов и легких ядер с ядрами. Моделирование взаимодействия антиядер осуществляется без изменения параметров. Такой подход позволяет получить не только сечения неупрого взаимодействия, но и дает полное эксклюзивное описание сложного процесса неупрого взаимодействия антиядер с ядрами. Разработанная в ИЯИ РАН модель антидейтрон-ядерного неупрого взаимодействия демонстрирует хорошее согласие с малочисленными экспериментальными данными. Модель может быть дополнительно протестирована и усовершенствована при появлении новых данных о взаимодействии дейtronов с ядрами. Детальное моделирование взаимодействия легких антиядер с ядрами важно для экспериментов по их обнаружению. Для таких экспериментов необходима информация о множественности и спектрах вторичных частиц.

# 1. Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD

Эксперимент ALICE претерпел значительные усовершенствования во время второго этапа длительного отключения LHC (2019–2021 гг.), включая установку новой системы быстрого триггера взаимодействия (FIT). FIT состоит из трёх детекторов: FT0, FV0 и FDD, которые используют черенковские и сцинтилляционные эффекты для регистрации заряженных частиц, возникающих при столкновениях протонов ( $pp$ ), тяжёлых и легких ионов [2,48]. В разработку детектора FT0 основной вклад сделан сотрудниками ИЯИ. На рисунке 1.1 представлены положения детекторов по отношению к точке взаимодействия (IP) и псевдобыстротное покрытие компонентов FIT. FIT использует специализированную входную электронику для измерения времени и заряда импульсов с интервалом пересечения пучков 25 нс и частотой взаимодействия  $pp$  ( $Pb-Pb$ ) до 1 МГц (50 кГц).

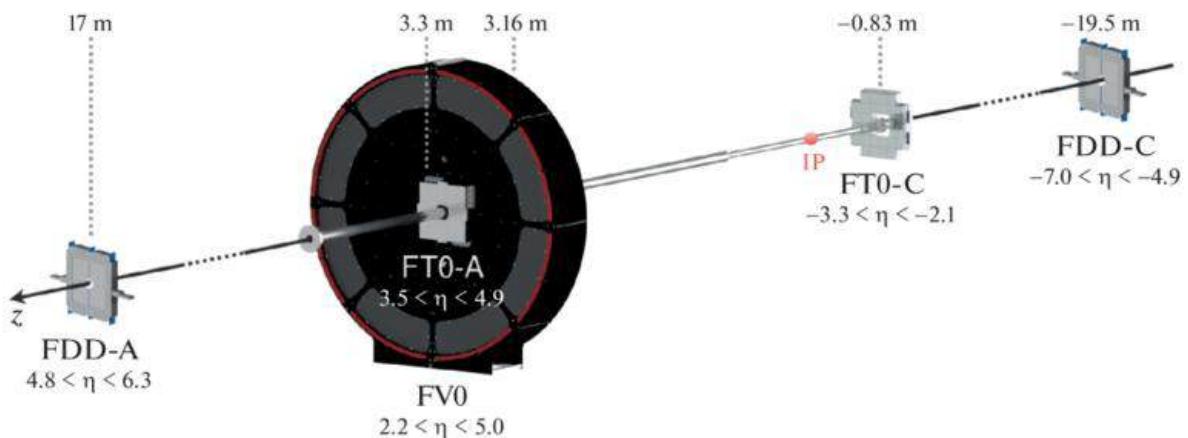


Рисунок 1.1 – Расстояние вдоль ионопровода от ALICE IP и псевдобыстротное покрытие компонентов FIT

Это потребовало совершенно новой платформы сбора и обработки данных, включающей унифицированные онлайн- и офлайн-вычисления, реконструкцию событий в реальном времени и обработку данных со скоростью около 3 ТБ/с. Кроме того, были установлены три новых детектора [49]: система внутреннего трекинга (ITS), система переднего трекинга мюонов (MFT) и триггер быстрого взаимодействия (FIT) [50], а времязадеяционная камера (TPC) – основной трековый детектор ALICE – была существенно модернизирована [51], что позволило непрерывно считывать данные со всего объёма TPC при высокой частоте столкновений. Детектору FIT и его работе при столкновениях протонов, кислорода, неона и свинца, зарегистрированных во время третьего сеанса LHC уделяется большое внимание.

В режиме онлайн детектор FIT определяет начальное положение вершины взаимодействия, светимость пучка и мониторинг фона, формирует быстрые триггеры. Данные FIT в режиме оффлайн важны для отбора событий, определения и измерения множественности, центральности, времени столкновения, плоскости события и вето для дифракционных и ультрапериферических столкновений тяжёлых ионов. FIT обеспечивает обратную связь по светимости в режиме онлайн в диспетчерскую LHC. Эти функции в основном выполняются черенковским детектором FT0. Самый быстрый элемент FIT – это детектор FT0. Он состоит из 208 оптически разделенных кварцевых радиаторов, соединенных с 52 модифицированными фотоумножителями на микроканальных пластинах (MCP-PMT) Planacon XP85002/FIT-Q. Эти фотоумножители специально разработаны для применения в детекторе FIT с использованием разработанных в ИЯИ электронных плат, которые встраиваются внутрь ФЭУ. Превосходные временные характеристики черенковских детекторов хорошо известны и широко используются в физике элементарных частиц. Кроме того, такие устройства обладают направленностью и низкой чувствительностью к фотонам и нерелятивистским заряженным частицам, что делает их идеальными для триггерных и быстродействующих детекторов.

### 1.1. Амплитудная калибровка

Требуемый диапазон амплитуд FT0 очень широк, от 1 до нескольких сотен МПР (Minimum Ionizing Particle – релятивистских частица с минимальной ионизацией), увеличиваясь с массой ионов и центральностью столкновения. На рисунке 1.2 показаны типичные спектры FT0, полученные в столкновениях pp, N-N, O–O и Pb–Pb. Поскольку характеристики как 1 МПР, так и multi-МПР необходимы для физического анализа данных ALICE, все массивы FIT оснащены специальной системой лазерной калибровки. FT0 использует пикосекундный лазерный драйвер PDL-800-D [52], лазерную головку LDH-P-C-440M [53], дистанционно управляемый переменный аттенюатор (OZOptics DD-100), многокаскадные оптические разветвители и опорный/контролирующий MCP-PMT.

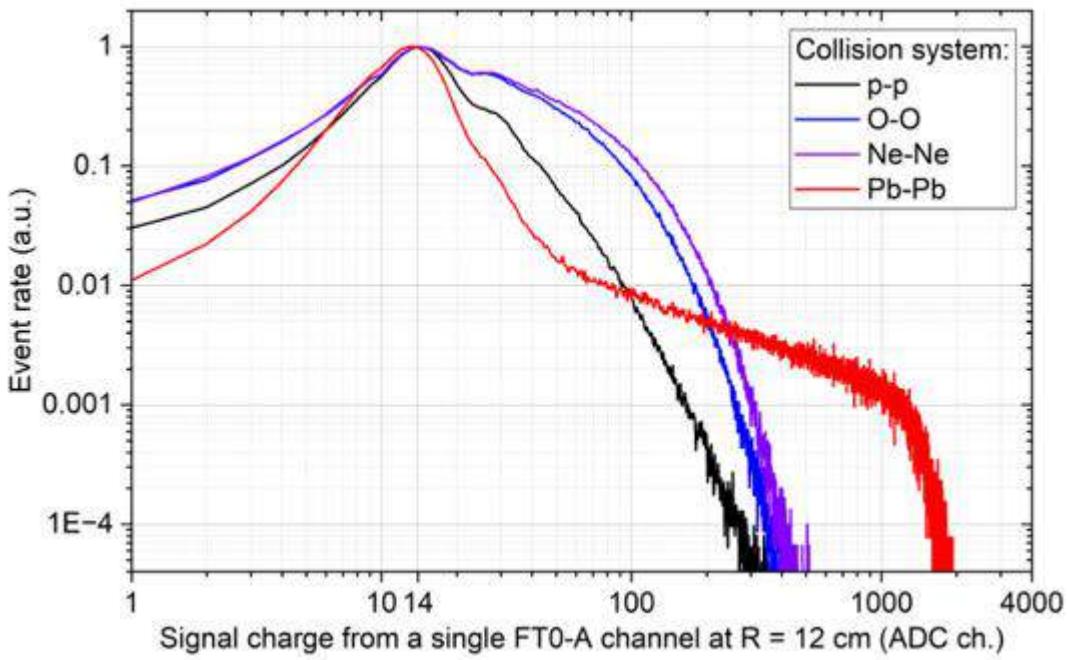


Рисунок 1.2 – Типичные спектры FT0 от столкновений pp, O–O, Ne–Ne и Pb–Pb.  
Амплитуда сигналов 1 MIP соответствует каналу АЦП 14

АЦП FIT имеет разрешение 12 бит (4096 каналов). Положение пика 1 MIP следует тщательно настроить для обеспечения требуемого диапазона амплитуд без ущерба для чувствительности вблизи порога. Амплитуда сигналов регулируется изменением высокого напряжения MCP-PMT. В большинстве случаев мы устанавливаем пик 1 MIP на уровне сигнала 6,5 мВ, который попадает на канал АЦП 14 (рисунок 1.2). Для поддержания этого значения постоянным в течение всего цикла необходимо выполнять автоматическое сканирование и корректировку амплитуды. Для циклов pp это делается с реальными столкновениями; для циклов Pb–Pb – с лазером. Без такой периодической корректировки, из-за старения, спектры FT0 постоянно смешались бы в сторону меньших коэффициентов усиления. Эта тенденция компенсируется увеличением высокого напряжения.

## 1.2. Временное разрешение FT0

Ключевым параметром функциональности FT0 является его временное разрешение. Оно необходимо для надежного онлайн-определения вершин, высококачественного подавления фона, точности определения времени столкновения и т.д. Среди множества факторов, влияющих на конечный результат – свойства сенсора и излучателя, длина и характеристики сигнальных кабелей, а также входная электроника (FEE). Одним из факторов является количество фотоэлектронов, достигающих анода фотосенсора. Поэтому следует различать разрешение по одному MIP и разрешение по времени столкновения. Первое одинаково во всех случаях, в то время как второе значительно улучшается с

увеличением количества MIP, попадающих на излучатель. На рисунке 1.3 показаны типичные спектры временного разрешения, определяемые как разница во времени между FT0-A и FT0-C, деленная на 2 (вершина FT0), минус фактическое положение вершины, определенное автономно с микронной точностью с помощью трекинга ITS+TPC. Временное разрешение одиночного MIP составляет  $\sigma = 40$  пс. Типичные временные разрешения столкновения составляют  $\sigma_{pp} = 17$  пс,  $\sigma_{Ne-Ne} = 12$  пс и  $\sigma_{Pb-Pb} = 4,4$  пс.

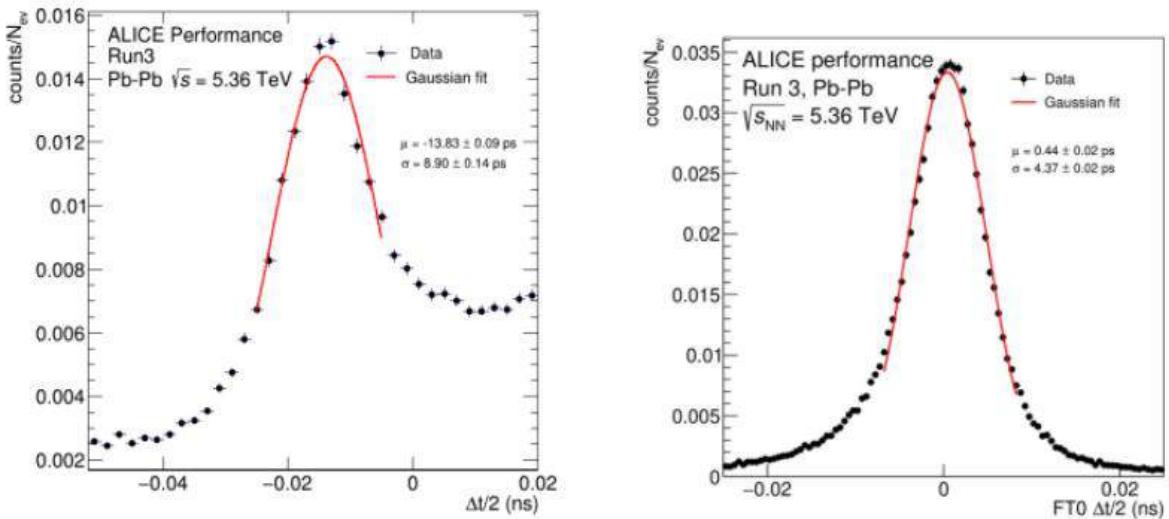


Рисунок 1.3 – Нормированное распределение разности вершины измеренной детектором FT0 и комбинацией трековых детекторов TPC-ITS. Среднеквадратичное отклонение после фитирования Гаусс-функцией является временными разрешением детектора FT0. Временное разрешение до калибровки составляло 8,9 пс, после калибровки – 4,37 пс

### 1.3. Структура пучка LHC

Кольцо LHC содержит два противоположно вращающихся пучка, каждый в своей собственной вакуумной трубе. Столкновения происходят в одной из четырех точек взаимодействия, включая ALICE. Пучки организованы в 3564 сгустка, пересекающихся каждые 25 нс. Однако, поскольку радиочастота LHC составляет 400,8 МГц, существует 35640 стабильных продольных областей фазового пространства, известных как RF buckets (бакет). Заряженные частицы могут находиться в любом из десяти бакетов в пределах одного слота пересечения сгустков (ВС). В идеале все бакеты, кроме одного, в каждом слоте ВС должны быть пустыми, но это не так, как показано на рисунке 1.4. Частицы в девяти номинально пустых бакетах внутри одного и того же ВС называются сателлитами. Вне слота ВС они называются призраками.

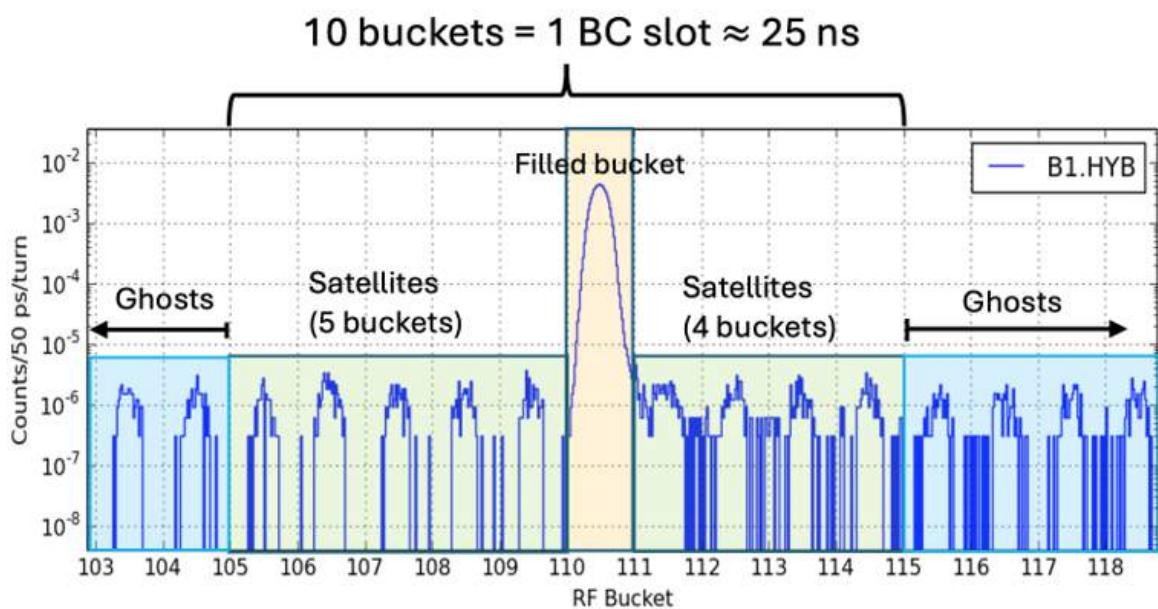


Рисунок 1.4 – Популяция сгустков LHC, наблюдаемая с помощью монитора продольной плотности LHC

#### 1.4. Отбор событий

Одной из основных задач FT0 является выполнение точного отбора событий и вычитания фона из столкновений пучка с газом, сателлитами и призраком-пучка. Это достигается путем измерения времени столкновения и положения вершины. На рисунке 1.5 показана выборка данных со столкновений pp, построенная в зависимости от вершины и времени столкновения. Верхний левый сектор, обозначенный как Beam-beam, отображает спектр столкновений для пучков, врачающихся в противоположных направлениях. Верхний правый сектор (пустой) указывает на отсутствие пучка, при этом сталкиваются только частицы, захваченные в призрак-бакете. Нижние два сектора на рисунке 1.5 иллюстрируют картины столкновений только с одним присутствующим пучком: BeamC (внизу слева), когда пучок приближается к ALICE со стороны CMS, и BeamA (внизу справа), когда он приходит со стороны ATLAS. Спектр Beam-beam показывает отчетливый эллипсоидальный пик в главном положении столкновения сгустка (0 см, 0 нс).

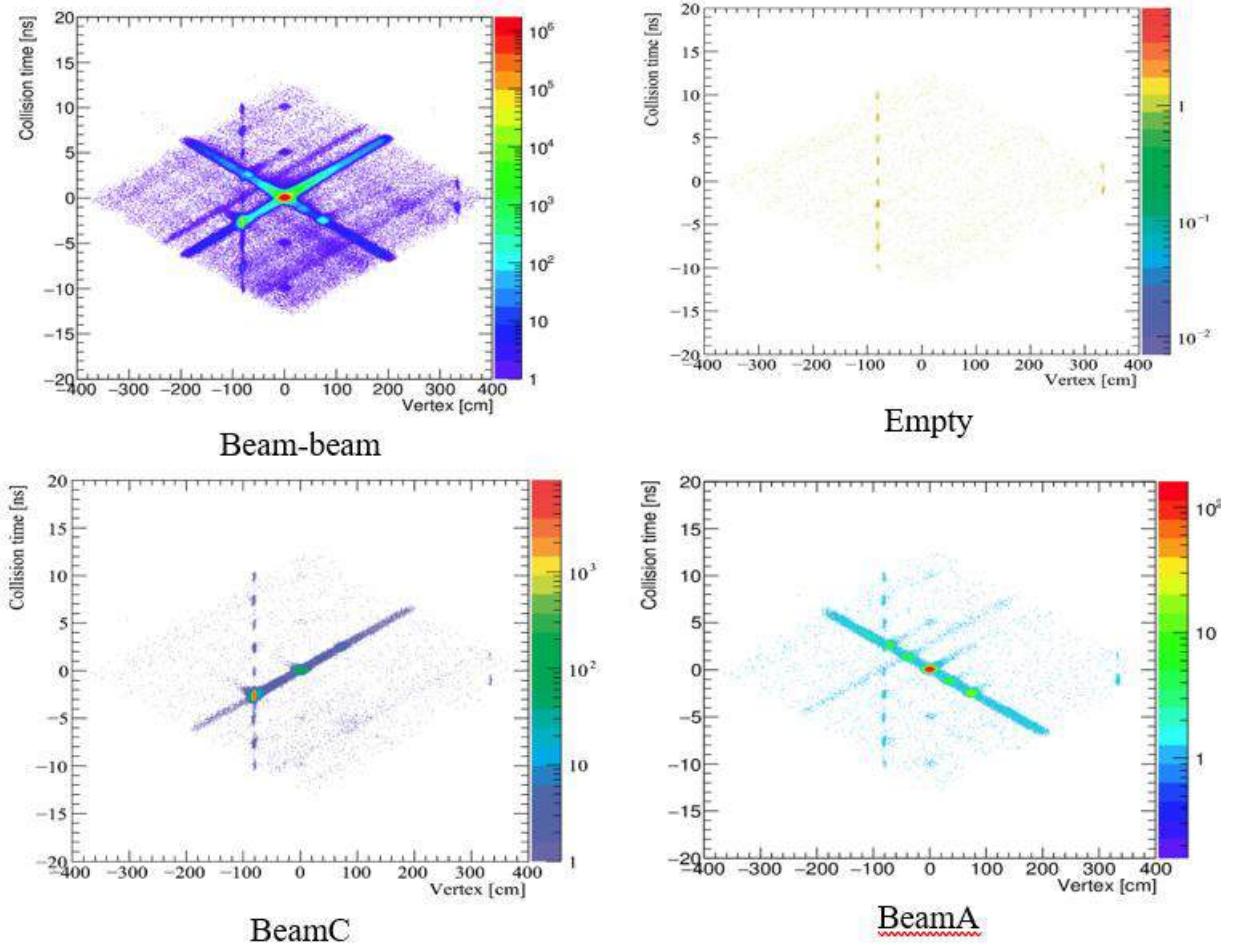


Рисунок 1.5 – Пример событий pp, отображаемых как функция вершины и времени столкновения

Взаимодействия между пучками пучков и спутниками создают четкое крестообразное распределение, в то время как столкновения спутник-спутник отображаются как равномерно расположенные эллипсы вдоль линии  $\text{Vertex} = 0$  см. Другими отличительными особенностями всех секторов на рисунке 1.5 являются две пунктирные вертикальные линии. Промежутки между пунктирными линиями соответствуют интервалу между бакетами 2,5 нс и указывают на взаимодействия с элементами трубы пучка, расположенными на расстоянии -82 см и 340 см от Vertex (IP). Рисунок 1.6 представляет нормализованную по BC (Bunch Crossing- синхросигнал ускорителя) проекцию данных рисунка 1.5 на ось Vertex. Термин «маска BC» используется для обозначения наличия в заданном BC банча со стороны А, С или с обоих сторон.

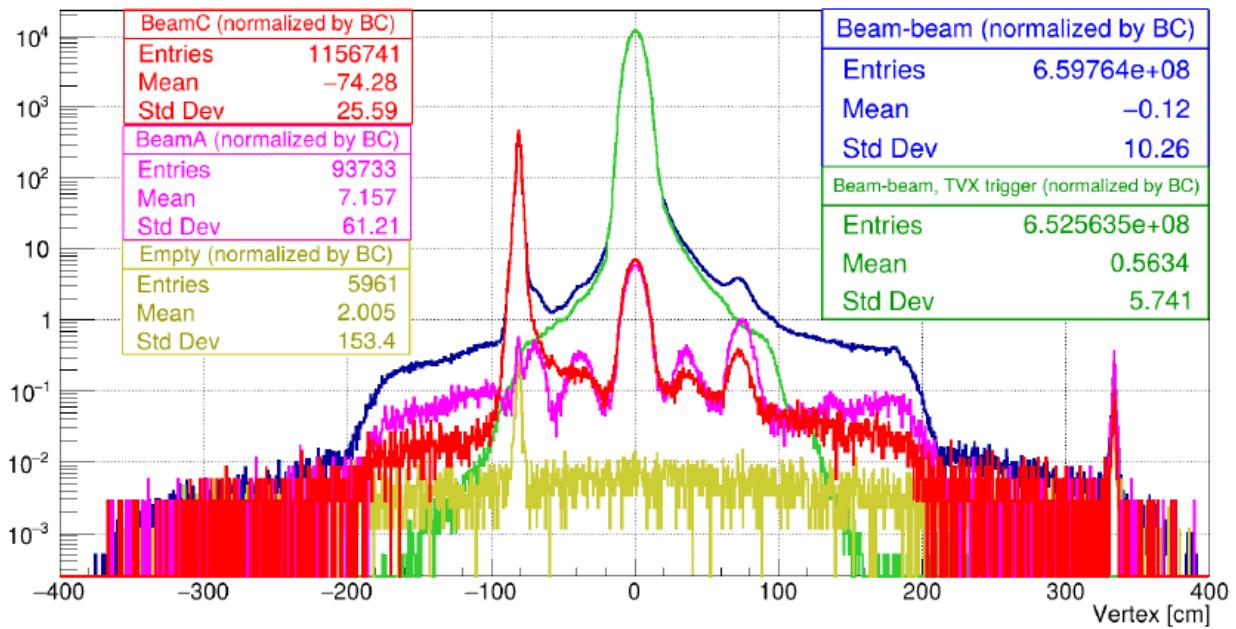


Рисунок 1.6 – Проекция данных рисунка 1.5, нормализованная на количество банчей в каждой маске BC, на ось Vertex. Тёмно-зелёный спектр представляет собой события beam-beam, вызванные TVX (Vertex)

Также на рисунке 1.6 показаны события beam-beam, вызванные тригером FT0 TVX (Vertex) (зеленый спектр). Проекция четко показывает, что структура на -82 см обусловлена взаимодействиями с BeamC, в то время как пучки с обоих направлений в равной степени заполняют пик на вершине 340 см.

Все события за пределами основной точки столкновения сгустка (0 см, 0 нс) считаются фоновыми и должны быть дискриминированы. Отбор событий FIT основан на совпадении сигналов FT0A и FT0C, с дополнительным отбором на основе координаты z вершины, оцененной по разнице времен FT0A и FT0C. Онлайн-триггер вершины FT0 генерируется, когда обе сборки FT0A и FT0C обнаруживают хотя бы одно попадание в пределах номинального временного окна столкновения, синхронизированного с частотой LHC. Разница во времени между двумя сигналами определяет положение вершины столкновения. Отбираются только события с продольным положением в пределах 20 см от номинальной точки взаимодействия. На рисунке 1.7 показано распределение времени в зависимости от вершины для событий, отобранных триггером FT0 TVX. Все артефакты, связанные со спутниковыми и фантомными пучками, а также взаимодействиями с элементами ионизационной трубы, были успешно удалены.

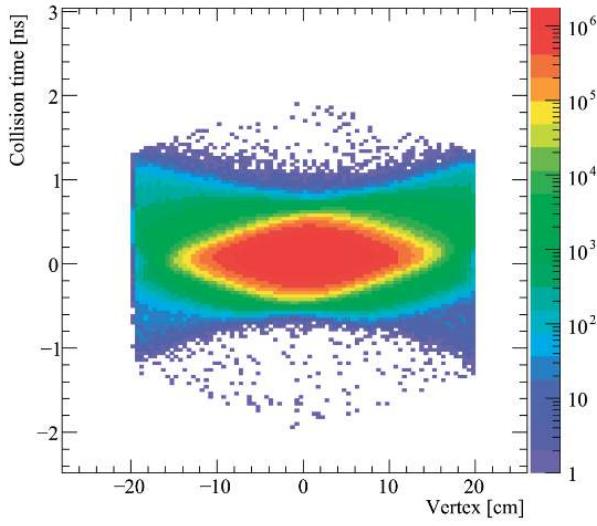


Рисунок 1.7 – Время столкновения в зависимости от распределения вершин для событий, отобранных триггером FT0 TVX

### 1.5. Определение времени столкновений

Как объяснялось в предыдущем разделе, частота столкновений определяется радиочастотой LHC 400,8 МГц. Однако, поскольку продольная длина пучка (4 сигма) составляет примерно 30 см или 1 нс, а взаимодействия могут происходить в любом месте в пределах ромба взаимодействия перекрывающихся пучков, фактическое время столкновения отличается от времени часов LHC. Массивы FIT FT0 измеряют время столкновения онлайн как среднее значение FT0-A и FT0-C:

$$t_{online}^{FT0} = (t^{FT0A} + t^{FT0C})/2$$

Типичное разрешение по времени столкновения в режиме онлайн составляет 25 пс для pp-столкновений. В режиме оффлайн, когда положение вершины известно из реконструкции трека с микронной точностью и применяются процедуры калибровки времени, разрешение по времени столкновения дополнительно улучшается примерно до 17 пс для pp-столкновений. В столкновениях Pb–Pb разрешение по времени взаимодействия в режиме оффлайн снижается до 4 пс. Точное время столкновения используется в методе TOF для идентификации частиц (PID) в диапазоне поперечных импульсов  $0,5 < p_T < 4$  ГэВ/с [54].

### 1.6. Определение вершины взаимодействия

Продольное положение точки столкновения является одним из ключевых критериев отбора событий и поэтому должно быть определено в режиме онлайн и передано в центральный процессор триггеров. Мы определяем вершину как расстояние взаимодействия от номинального IP:

$$V_{FT0} = (t^{FT0C} - t^{FT0A})/2$$

Положение вершины, выраженное во времени, использует скорость света в вакууме в качестве коэффициента пересчёта. ALICE допускает столкновения в пределах  $\pm 20$  см от точки IP, то есть в пределах временного окна шириной 1,33 нс.

Время-амплитудная калибровка играет важную роль для расчета момента времени и вершины столкновения по данным детектора FT0, в том числе и для оценки качества реконструкции глобальных событий в эксперименте ALICE Run 3. Одной из метрик для оценки качества является разница между вершиной, измеренной детектором FT0, и вершиной, полученной через комбинацию трековых детекторов TPC-ITS. На рисунке 1.8 изображен пример совместного распределения вершин, до и после калибровки. Как видно из данного примера, применение калибровки значительно сужает это двумерное распределение.

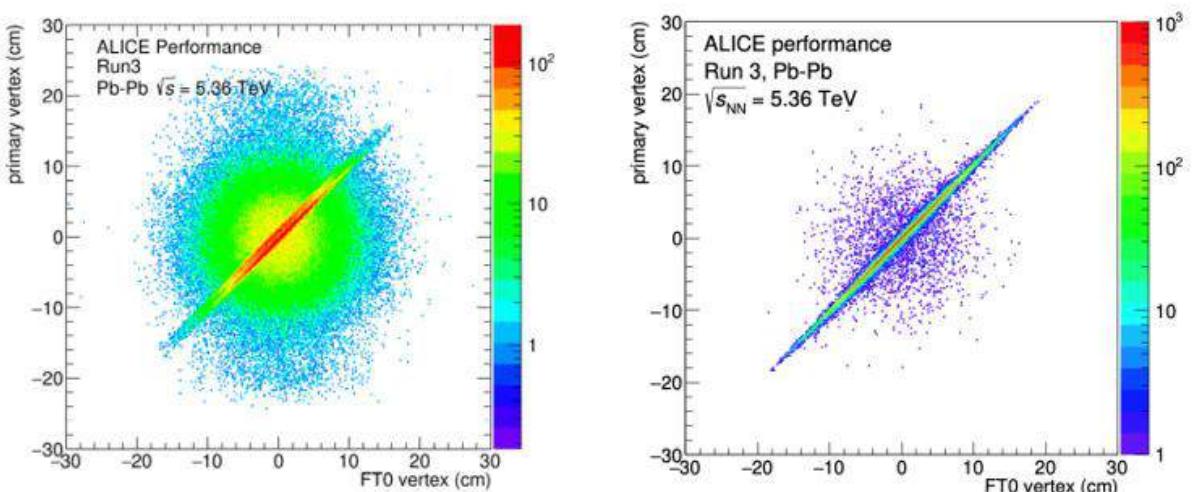


Рисунок 1.8 – Совместное распределение вершины, измеренной детектором FT0 и комбинацией трековых детекторов TPC-ITS в сеансе Pb–Pb. Слева: до время-амплитудной калибровки. Справа: после время-амплитудной калибровки

## 1.7. Измерение и мониторинг светимости

Для экспериментального определения светимости и сечений физических процессов используются ранее измеренные опорные сечения. Однако для энергий, при которых проводится эксперимент ALICE, измеренные сечения отсутствуют, поэтому необходимо использовать триггерные сечения. Основной детекторной системой для измерения светимости и фоновых событий в ALICE является триггер быстрого взаимодействия (FIT).

Основным люминометром и монитором фона в ALICE для pp-столкновений является детектор FT0. FT0, как черенковский детектор, является быстрым и нечувствительным к фоновым сигналам, вызванным частицами, приходящими с направлений, отличных от прямой области. Направленность черенковского света

используется для измерения светимости сталкивающихся банчей и фона не сталкивающихся банчей.

Триггерный сигнал детектора FT0 Vertex используется в качестве основного сигнала для оценки светимости (в сеансах 2022–2025 гг. сигнал генерируется, если вершина столкновения находится в пределах  $\pm 20$  см). Знание видимого (триггерного) сечения ( $\sigma_{\text{trig}}$ ) позволяет определять светимость в реальном времени. Видимое сечение  $\sigma_{\text{vis}}$ , наблюдаемое данным детектором (или набором детекторов) при заданном условии триггера, является частью полного неупругого сечения  $\sigma_{\text{inel}}$ :  $\sigma_{\text{vis}} = \epsilon \sigma_{\text{inel}}$ , где  $\epsilon$  – доля неупругих событий, удовлетворяющих условию триггера. Триггерные сечения рассчитываются методом Ван дер Меера, где скорость счета триггерного сигнала измеряется как функция относительного смещения лучей друг относительно друга. Во время сканирования Ван дер Меера выполняются две пары измерений, где один луч фиксирован, а другоймещен в одной из плоскостей (X или Y). Измерение скорости R опорного процесса как функции расстояний между пучками  $\Delta x$  и  $\Delta y$ , определяемых как расстояние между центрами пучков, позволяет определить светимость L для лобовых столкновений пары пучков как:

$$L = N_1 N_2 f_{\text{rev}} / (h_x h_y),$$

где  $f_{\text{rev}}$  – частота ускорителя,  $N_1$  и  $N_2$  – интенсивности пучков, определяемые как число частиц в пучке, а  $h_x$  и  $h_y$  – эффективные ширины области перекрытия пучков в двух поперечных направлениях (для лобовых столкновений). Тогда сечение  $\sigma_{\text{vis}}$  для выбранного референсного процесса равно

$$\sigma_{\text{vis}} = R(0,0)/L,$$

где  $R(0,0)$  это частота лобовых столкновений.

Вершинный триггер FT0/FDD (TVX) обычно используется для измерения светимости в pp столкновениях, но он не работает как люминометр для Pb–Pb столкновениях из-за высокой вероятности совпадений одно-плечевых процессов на стороне A и стороне C. В столкновениях Pb–Pb основной люминометр FT0 был основан на сигналах центральности (TCE). Для повышения чистоты этого сигнала требовалось совпадение с TVX на уровне СТР. TCE (центральный FT0) срабатывает, если амплитуда  $FT0M=FT0A+FT0C$  превышает программируемый центральный порог. Порог был установлен на  $FT0M \sim 23000$ , что соответствует центральности  $\sim 50\%$ , и использовался для учёта светимости в Pb–Pb.

Косвенный расчёт светимости (L) может быть выражен через видимое сечение  $\sigma_{\text{vis}}$ , а  $R_{\text{vis}}$  – это частота событий, удовлетворяющих определённым условиям триггера, измеряемая люминометром.

$$L = R_{vis} / \sigma_{vis}.$$

## 1.8. Обслуживание системы управления детекторами FIT во время RUN3

Для обеспечения безопасности детекторов FIT и автоматизации процессов конфигурации и контроля передачи данных во время разработки системы управления детекторами FIT Detector Control System (DCS) с начала YETS 2024-2025 и до августа 2025 года были поставлены и выполнены следующие задачи:

1. Модификация панелей управления высоким напряжением.
2. Предоставление оценки положения вершины столкновения в реальном времени.
3. Обслуживание системы управления детекторами FIT во время Run3.

Ввиду старения МКП-ФЭУ детектора FT0 во время RUN 3 периодически проводится ручная калибровка, заключающаяся в подстройке коэффициента усиления ФЭУ модуля путем увеличения напряжения на микроканальных пластинах. Учитывая схожий характер снижения коэффициента усиления для отдельных групп модулей, повышение напряжения удобно производить в абсолютных единицах для некоторого набора каналов одновременно. В связи с этим необходимо было модифицировать инструмент управления каналами высокого напряжения, что позволило обеспечить более быструю и надежную калибровку модулей.

Летом 2025 года на LHC впервые были зарегистрированы события в трех новых системах: протон-кислород ( $pO$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 9,62$  ТэВ), кислород-кислород ( $O-O$   $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ) и неон-неон ( $Ne-Ne$   $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ). Самый первый набор данных в системе  $pO$  производился при значительном смещении вершины взаимодействия от номинальной величины (-13,5 см). Однако, оно не было идентифицировано в начале набора данных. Поскольку детектор FT0 способен оценивать положение вершины в режиме реального времени, для будущей работы необходимо было предоставить информацию о смещении первичной вершины команде управления экспериментом.

В 2025 году система DCS продолжает обеспечивать стабильную работу детектора FT0. Внесены некоторые изменения, направленные на удобство использования ее инструментария. Модифицирован алгоритм публикации мгновенной светимости для его совместимости с системами легких ядер. Исправлены ошибки архивации скоростей счета фоновых событий.

На протяжении этого времени регулярно (2 раза в неделю) проводилась проверка качества физических данных детектора FT0. Несмотря на редкие отклонения от ожидаемых результатов, детектор FT0 обеспечивает данные хорошего качества.

### 1.9. Модернизация приложения ControlServer

На рисунке 1.9 представлена общая схема системы управления детектора FIT. Для управления регистрирующей электроникой (FEE) детекторов FIT эксперимента ALICE используется специальное приложение ControlServer, входящее в состав трёх соответствующих систем управления детекторами (DCS).

Во время своей работы приложение по протоколу IPbus [55,56] считывает из FEE значения настроек, режимов работы, счётчиков различных событий, а также служебные данные для диагностики ошибок. Большая часть значений публикуется в виде DIM-сервисов [57], которые доступны в системе WinCC OA, являющейся основой DCS. Также публикуются DIM-команды, позволяющие изменять как отдельные параметры настройки электроники, так и заранее подготовленные полные их конфигурации из файлов.

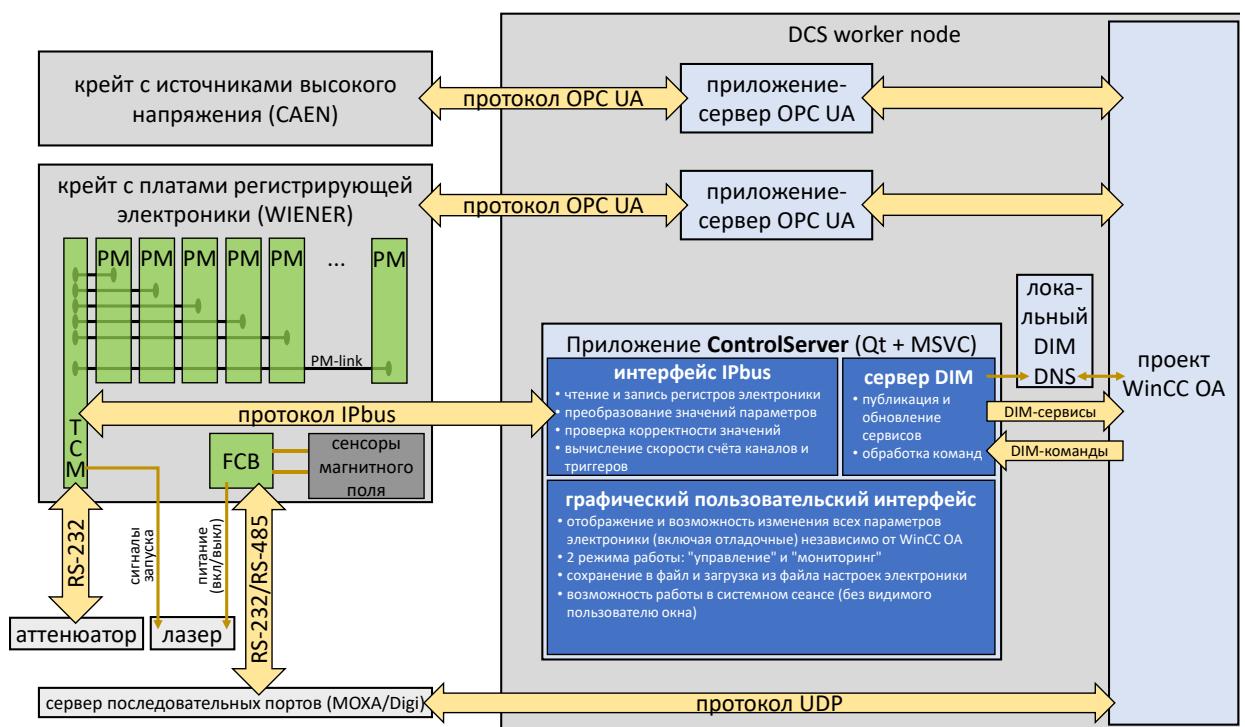


Рисунок 1.9 – Схема системы управления одним из детекторов FIT

Актуальной на данный момент является версия ControlServer v1.j.7. В 2025 году в приложение были внесены следующие изменения:

- добавлена запись в электронный журнал случаев сбоя загрузки запрошенного файла конфигурации (.cfg), в этом случае загружается специальный резервный файл default.cfg;
- в случае отсутствия также и файла default.cfg, в журнал вносится соответствующая запись, а DIM-сервис SERVER\_STATUS меняется, сообщая DCS об ошибке;
- в случае успешной загрузки .cfg-файла статус ControlServer восстанавливается;
- увеличен размер UDP-буфера, используемого для связи с FEE, таким образом уменьшена вероятность потери данных при интенсивном обмене пакетами;
- добавлен DIM-сервис TCM/SIDE\_AVG\_TIME\_ns, отображающий среднее для каждой из 2 сторон детектора время регистрации сигналов, удовлетворяющим условиям выработки OR-триггера, усреднённое за 1000 последних событий;
- добавлен DIM-сервис TCM/SIDE\_PHASE\_ns/actual, отображающий текущее значение настройки фазовой задержки для каждой стороны детектора в наносекундах;
- добавлена DIM-команда TCM/SIDE\_PHASE\_ns/apply, позволяющая задать фазовую задержку для 2 сторон детектора в наносекундах.

## **2. Измерение плотности распределения заряженных частиц по псевдобыстроте в столкновениях Pb–Pb при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$ ТэВ**

### **2.1. Выборка данных и метод анализа**

На установке ALICE, с участием сотрудников ЛРЯФ ИЯИ РАН, проведены первые измерения в сеансе RUN3 плотности распределения заряженных частиц по псевдобыстроте в центральной области быстрот в Pb–Pb столкновениях при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36$  ТэВ.

Целью измерений являлось получение и анализ экспериментальных данных на модернизированной установке ALICE при ранее недоступной высокой энергии столкновений ядер свинца. Множественность рожденных частиц является важнейшей характеристикой взаимодействия ядер высоких энергий, непосредственно зависит от геометрии столкновения и тесно связана с достигаемой в нем плотностью энергии. Поэтому измерение множественности рождённых частиц позволяет оценить достигаемую в событии плотность энергии.

В измерениях использовались новые передние детекторы, которые формируют систему быстрого триггера (Fast Interaction Trigger (FIT)), которая обеспечивает точное время для системы считывания, а также использовалась для определения центральности, отбора событий и определения времени столкновения. Этот анализ использует FT0 детектор, который состоит из двух наборов быстрых Черенковских счетчиков, дающих уникальное временное разрешение: FT0A, покрывающий интервал быстроты  $3,5 < \eta < 4,9$ , и FT0C, в интервале  $-3,3 < \eta < -2,1$ . Анализировались данные PbPb- столкновений при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36$  ТэВ, составляющие  $1,1 \times 10^9$  PbPb- событий из сеансов с частотой взаимодействия от 12 до 43 кГц. Это соответствует интегральной светимости (Lint) около  $130 \text{ мкб}^{-1}$  до отбора событий.

Переход к постоянному считыванию потребовал изменить способ реконструкции событий. В этом случае связь трека (реконструированной траектории заряженной частицы) с вершиной взаимодействия опирается на временные метки трека относительно сигналов вершин FIT и, таким образом, зависит от временного разрешения. В результате теперь необходимо реконструировать полный временной интервал, содержащий несколько столкновений. Однако доля треков, имеющих совместимость с вершиной, отличной от наиболее вероятной, на основе критериев расстояния до ближайшего сближения (DCA),

находится на уровне ниже процента для этих данных. Таким образом, для треков, используемых в данном анализе, неоднозначность трека игнорируется.

Для выбора событий с минимальным порогом использовался набор требований. Вершинный триггер генерируется FIT, когда оба FT0A и FT0C обнаруживают хотя бы одно попадание в номинальное временное окно столкновения, синхронизированное с частотой LHC. Разница во времени между двумя сигналами определяет положение вершины столкновения. Столкновения удаляются на основе их близости по времени к границе кадра считывания ITS и границе временного диапазона. Это позволяет избежать частично зарегистрированных событий. События с положением в пределах 10 см от номинальной точки взаимодействия выбираются на основе типичной ширины гауссова распределения положения вершины  $\sim 5$  см. Кроме того, события, в которых вершина не имеет глобальных треков (т.е. треков, которые объединяют попадания в ITS и TPC), и события, в которых оценка положения вершины, полученная FIT, находится более чем на 1 см от отслеживаемого положения вершины, игнорируются из-за снижения качества. После применения критериев отбора событий, описанных выше, выборка данных состоит примерно из  $0,2 \times 10^9$  событий. Выбранные события затем классифицируются по классам центральности с использованием амплитуд сигналов в детекторе FT0C, которые пропорциональны количеству заряженных частиц, зарегистрированных FT0C. Фитирование в модели Глаубера обеспечивает хорошее описание наблюдаемой амплитуды FT0C в области, соответствующей верхним 90% адронного сечения. Среднее значение  $\langle N_{\text{part}} \rangle$  в заданном классе центральности получается из модели Глаубера, применяющей те же ограничения, что и к данным для моделируемого отклика FT0C.

Выбор треков в диапазоне псевдобыстрот данного измерения обеспечивается двумя детекторами: ITS и TPC. Для вершины в номинальной точке взаимодействия регистрация в TPC составляет  $|\eta| < 0,9$ , тогда как для ITS оно составляет  $|\eta| < 1,22$ .

## 2.2. Результаты измерений и их обсуждение

На рисунке 2.1 представлены измеренные распределения плотности заряженных частиц  $dN_{\text{ch}}/d\eta$  по псевдобыстроте для 10 классов центральности в PbPb столкновениях при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36$  ТэВ. Отношение  $dN_{\text{ch}}/d\eta$  быстро растёт с ростом центральности столкновения для всех  $\eta$ .

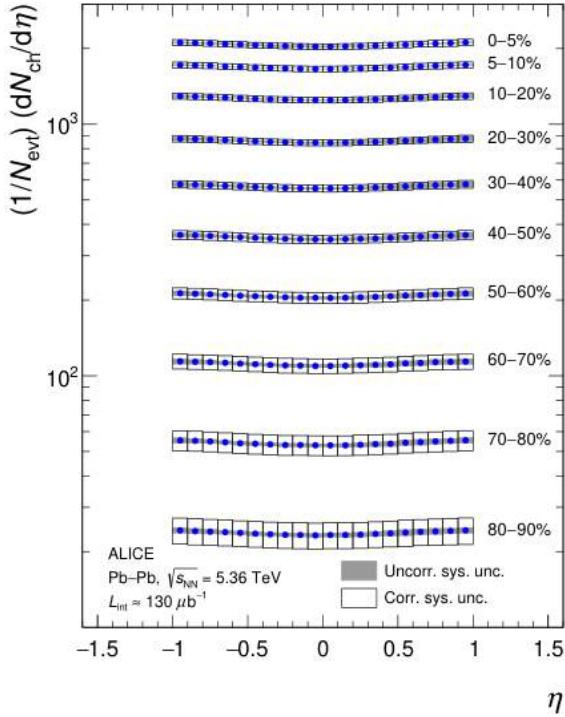


Рисунок 2.1 – Плотность распределения заряженных частиц по псевдобыстроте в центральной области быстроты для десяти классов центральности в столкновениях Pb–Pb при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36$  ТэВ. Серые и открытые поля показывают, соответственно, некоррелированную и коррелированную систематическую неопределенность по псевдобыстроте. Статистические ошибки измерений меньше размера маркера

Традиционный подход к характеристике рождения частиц в столкновениях тяжёлых ионов заключается в измерении плотности распределений по псевдобыстроте заряженных частиц в центральной области быстроты, которая определяется как  $dN_{\text{ch}}/d\eta$ , усреднённое по интервалу  $|\eta| < 0,5$ , и обозначаемое  $\langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle$ . Измеренные значения  $\langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle$  составляют  $2047 \pm 54$  (систем.) и  $23,2 \pm 2,8$  (систем.) для классов центральности 0–5% и 80–90%, соответственно. Статистические погрешности пренебрежимо малы.

На рисунке 2.2 показано сравнение измерений ALICE для столкновений PbPb центральности 0–80% и наиболее центральных столкновений 0–5% с недавними результатами эксперимента CMS, где классы центральности определялись на основе поперечной энергии в передних калориметрах, в отличие от отбора на основе множественности, используемого в данном анализе. Результаты CMS охватывают диапазон псевдобыстроот  $|\eta| < 2,6$ , тогда как измерения ALICE измерены для  $|\eta| < 1$ . Результаты двух экспериментов согласуются друг с другом в пределах погрешностей.

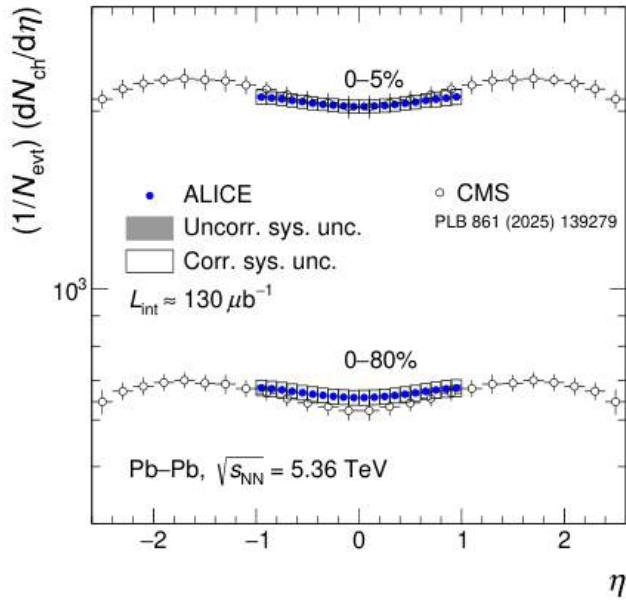


Рисунок 2.2 – Сравнение распределений плотности заряженных частиц по псевдобыстроте, измеренных в столкновениях Pb–Pb 0–80% и 0–5% при  $|\eta| < 1$  с аналогичными распределениями, измеренными в эксперименте CMS при  $|\eta| < 2,6$

Для сравнения образования частиц в различных системах столкновений и при разных энергиях,  $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$  нормализуется на среднее число участвующих пар нуклонов,  $\langle N_{part} \rangle / 2$ . Для наиболее центральных (0–5%) столкновений нормализованная множественность,  $(2/\langle N_{part} \rangle)\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ , измерена как  $10,7 \pm 0,3$  (сист.) с пренебрежимо малой статистической погрешностью. Это значение на  $(5,9 \pm 3,7)\%$  выше, чем измеренное ранее при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ на установке ALICE, учитывая полностью некоррелированные погрешности.

На рисунке 2.3 это значение (символ в виде сплошной звезды) сравнивается с центральными столкновениями Au–Au и Pb–Pb при более низких энергиях в системе центра масс на пару нуклонов из экспериментов на RHIC, SPS и LHC. Зависимость  $(2/\langle N_{part} \rangle)\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$  от  $\sqrt{s_{NN}}$  аппроксимируется степенным законом  $(\alpha \cdot s^{\beta_{NN}})$ , который даёт  $\beta = 0,156 \pm 0,003$ .

Это показывает, что множественность заряженных частиц растёт быстрее с ростом энергии в центральных столкновениях тяжёлых ионов по сравнению с столкновениями pp. Результат при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ подтверждает тенденцию, установленную по данным для более низких энергий. Данные ALICE, полученные при энергиях  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  и 5,02 ТэВ хорошо согласуются с измерениями при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ.

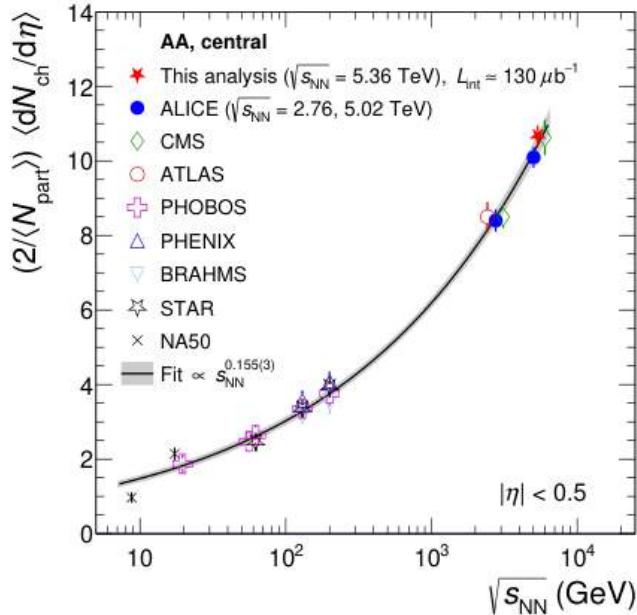


Рисунок 2.3 – Значения  $(2/\langle N_{\text{part}} \rangle) \langle dN_{\text{ch}} / d\eta \rangle$  для центральных столкновений Pb–Pb и Au–Au как функции  $\sqrt{s_{\text{NN}}}$ . Зависимость данных в столкновениях тяжёлых ионов от  $\sqrt{s_{\text{NN}}}$  хорошо описывается функцией  $s_{\text{NN}}^{0.156}$  (сплошная линия). Заштрихованная полоса представляет собой неопределенность полученной степенной зависимости. Результаты измерений в центральных Pb–Pb столкновениях, полученные в эксперименте ATLAS при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76 \text{ ТэВ}$  и CMS при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76 \text{ и } 5,36 \text{ ТэВ}$ , были сдвинуты по горизонтали для наглядности

На рисунке 2.4 зависимость от центральности значений  $(2/\langle N_{\text{part}} \rangle) \langle dN_{\text{ch}} / d\eta \rangle$  сравнивается с предсказаниями генераторов событий HY-DJET++ (v2.4) и PYTHIA 8.3, а также с гидродинамическими расчетами с использованием моделей IP-Glasma и McDIPPER. Часть моделей предполагают образование кварк-глюонной плазмы (QGP) с последующей гидродинамической эволюцией системы, другие модели не включают образование КГП. Ни одна из рассмотренных теоретических моделей количественно не воспроизводит данные во всем диапазоне центральности, представленном в данном отчете. Измерения этой фундаментальной наблюдаемой величины демонстрируют важный этап развития модернизированной установки ALICE и ее способности анализировать данные с высокой скоростью взаимодействия.

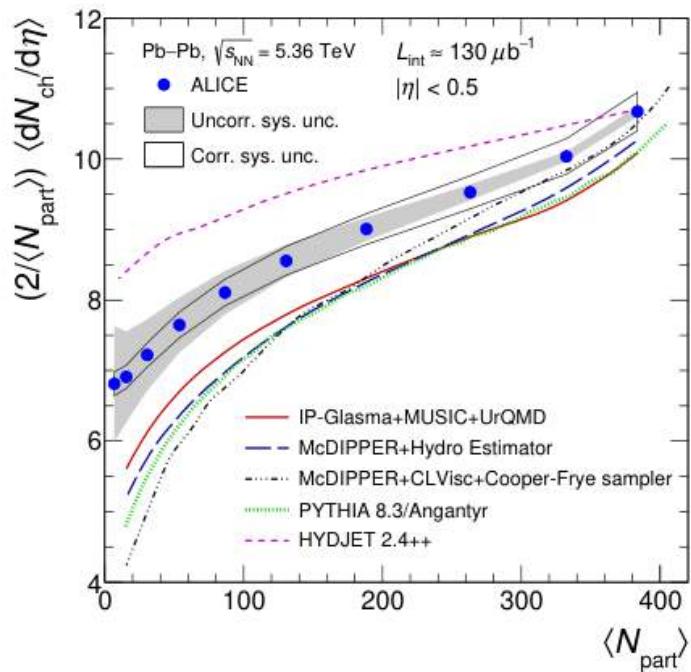


Рисунок 2.4 – Сравнение измеренных  $(2/\langle N_{\text{part}} \rangle) \langle dN_{\text{ch}}/d\eta \rangle$  с модельными расчетами для столкновений Pb–Pb при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36$  ТэВ

Результаты опубликованы в препринте “Centrality dependence of charged-particle pseudorapidity density at midrapidity in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.36$  TeV” ALICE Collaboration, CERN-EP-2025-073, arXiv:2504.02505.

### **3. Первые измерения эллиптического ( $v_2$ ) и треугольного потоков заряженных частиц в столкновениях $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ и $^{20}\text{Ne}$ – $^{20}\text{Ne}$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$ ТэВ**

Основная цель ультрарелятивистских ядерных столкновений – воссоздание кварк-глюонной плазмы (КГП) – состояния вещества, которое, как считается, существовало в ранней Вселенной, и исследование её свойств. Значительные усилия были направлены на определение точных свойств и временной эволюции КГП.

Одним из важнейших подходов является изучение анизотропного потока, который возникает в результате передачи начальной пространственной анизотропии в анизотропию импульса в конечном состоянии посредством градиентов давления в создаваемой среде. Анизотропный поток характеризуется коэффициентами Фурье  $v_n$  азимутального распределения частиц,  $dN / d\phi \propto 1 + 2 \sum n (v_n \cos[n(\phi - \Psi_n)])$ , где  $\phi$  – азимутальный угол частицы, образовавшейся в конечном состоянии,  $\Psi_n$  – плоскость симметрии  $n$ -го порядка, а  $v_n$  – коэффициенты потока. Были проведены экспериментальные измерения коэффициентов  $v_n$  и их флуктуаций от события к событию, полученных на основе двух- и многочастичных корреляций с инклузивными и идентифицированными заряженными адронами в столкновениях тяжелых ионов. Измерения хорошо описываются расчетами гидродинамической модели. Это согласие предоставляет убедительные доказательства того, что КГП, созданная в столкновениях тяжелых ионов на LHC, ведет себя как почти идеальная жидкость, характеризующаяся исключительно малой удельной сдвиговой вязкостью ( $\eta/s$ ), которая приближается к квантовой нижней границе  $1/4\pi$ .

Кроме столкновений тяжёлых ионов при ультрарелятивистских энергиях, на LHC также измерялись столкновения  $p$ p и  $p$ – $Pb$ . Образование КГП в этих малых системах не ожидалось, и изначально они рассматривались как базовые для столкновений тяжёлых ионов. Удивительно, но экспериментальные результаты выявили проявления новых явлений КХД, таких как конечный анизотропный поток в событиях с высокой множественностью. Последующие многочастичные корреляционные измерения подтвердили коллективную природу сигнала. Измерения, выполненные в различных системах столкновений, таких как  $p$ – $Au$ ,  $d$ – $Au$  и  $^3\text{He}$ – $Au$  на RHIC, а также в столкновениях  $p$ p,  $p$ – $Pb$  и  $Pb$ – $Pb$  на LHC показали, что наблюдаемый анизотропный поток в малых системах столкновений в основном определяется начальной геометрией и ее флуктуациями от события к событию.

### 3.1. Выборка данных и метод анализа

В отчете представлены измерения анизотропного потока, выполненные с использованием данных столкновений O–O и Ne–Ne, полученные на LHC в июле 2025 года и зарегистрированные с помощью детекторов установки ALICE. Центральность столкновений количественно определяет долю геометрического сечения сталкивающихся ядер. Она оценивалась с использованием множественности, измеренной в детекторе FIT (Fast Interaction Trigger), расположенным в диапазоне псевдобыстрот  $-3,3 < \eta < -2,1$  (FT0C). События должны находиться в пределах 10 см от номинальной точки взаимодействия. Для исключения событий наложения и оптимизации оценки центральности отбрасываются пересечения банчей с более чем одной реконструированной вершиной. В общей сложности этим критериям удовлетворяют около 3 миллиардов столкновений O–O и 400 миллионов столкновений Ne–Ne. Заряженные частицы реконструируются на основе информации от детекторов ITS и TPC.

### 3.2. Результаты измерений

Зависимость от центральности  $v_2\{2\}$ ,  $v_3\{2\}$  и  $v_2\{4\}$  в столкновениях O–O и Ne–Ne при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ показана на рисунке 3.1.

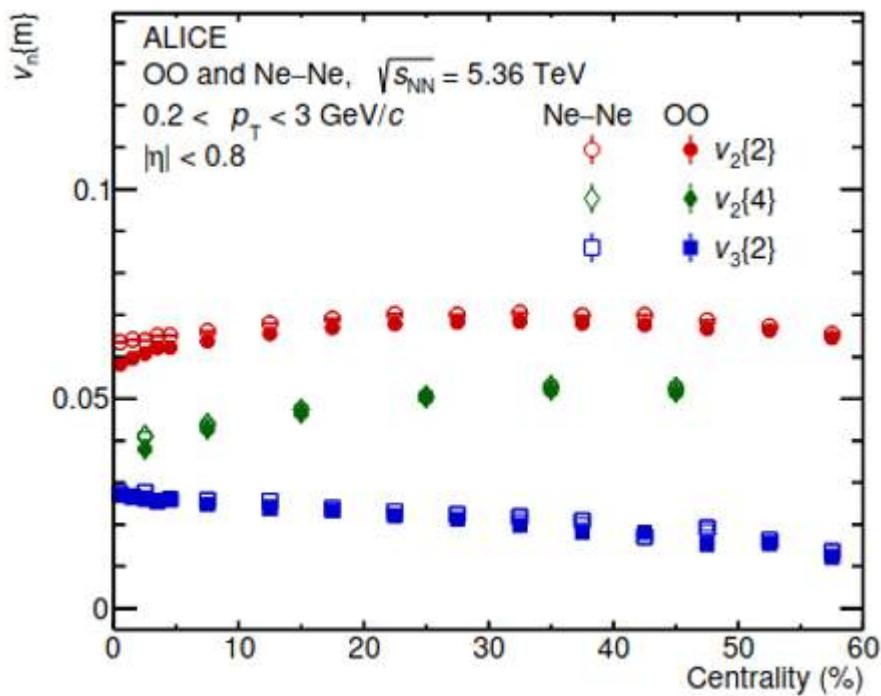


Рисунок 3.1 – Зависимость  $v_2\{2\}$ ,  $v_3\{2\}$  и  $v_2\{4\}$  заряженных частиц в столкновениях O–O и Ne–Ne при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ

В обеих системах столкновений  $v_2\{2\}$  демонстрирует слабую зависимость от центральности; она сначала увеличивается с увеличением центральности примерно до 30%,

следуя тенденции эксцентризитета начального состояния  $\varepsilon_2$ . Затем наблюдается уменьшение измеренной  $v_2\{2\}$  в более периферических столкновениях. Измерение  $v_2\{4\}$  также показывает тенденцию к росту с увеличением центральности с меньшими значениями по сравнению с  $v_2\{2\}$ . Ненулевое значение измеренной  $v_2\{4\}$  указывает на коллективную природу измеренной анизотропии и подтверждает наличие анизотропного потока в столкновениях O–O и Ne–Ne. Наблюданная тенденция к увеличению  $v_2\{4\}$  с увеличением центральности означает реакцию системы на изменения «линзовидной» формы, образованной двумя перекрывающимися ядрами. Тенденция к увеличению  $v_2\{4\}$  в сторону более периферических столкновений (меньшая множественность) ранее не наблюдалась ни в столкновениях pp, ни в столкновениях p–Pb, но наблюдается в данных измерениях как для столкновений O–O, так и для столкновений Ne–Ne. В отличие от результатов для  $v_2$ ,  $v_3\{2\}$  уменьшается с увеличением центральности. Эта тенденция к снижению и величины  $v_3\{2\}$  аналогичны наблюдаемым при измерениях  $v_3\{2\}$  в столкновениях pp и p–Pb. Это ожидаемо, поскольку  $v_3\{2\}$  возникает из-за флуктуаций начального состояния, которые сравнимы при одинаковой множественности в малых системах.

На рисунке 3.2 измерения сравниваются с результатами гидродинамического моделирования в рамках программы Trajectum, которая включает данные о структуре ядра  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$ , полученные из теории эффективного поля ядерной решетки (NLEFT) и метода координат проектируемого генератора (PGCM). Оба подхода моделируют корреляции нуклонов в основном состоянии внутри ядер и представляют собой наилучшее на сегодняшний день понимание структуры ядра.

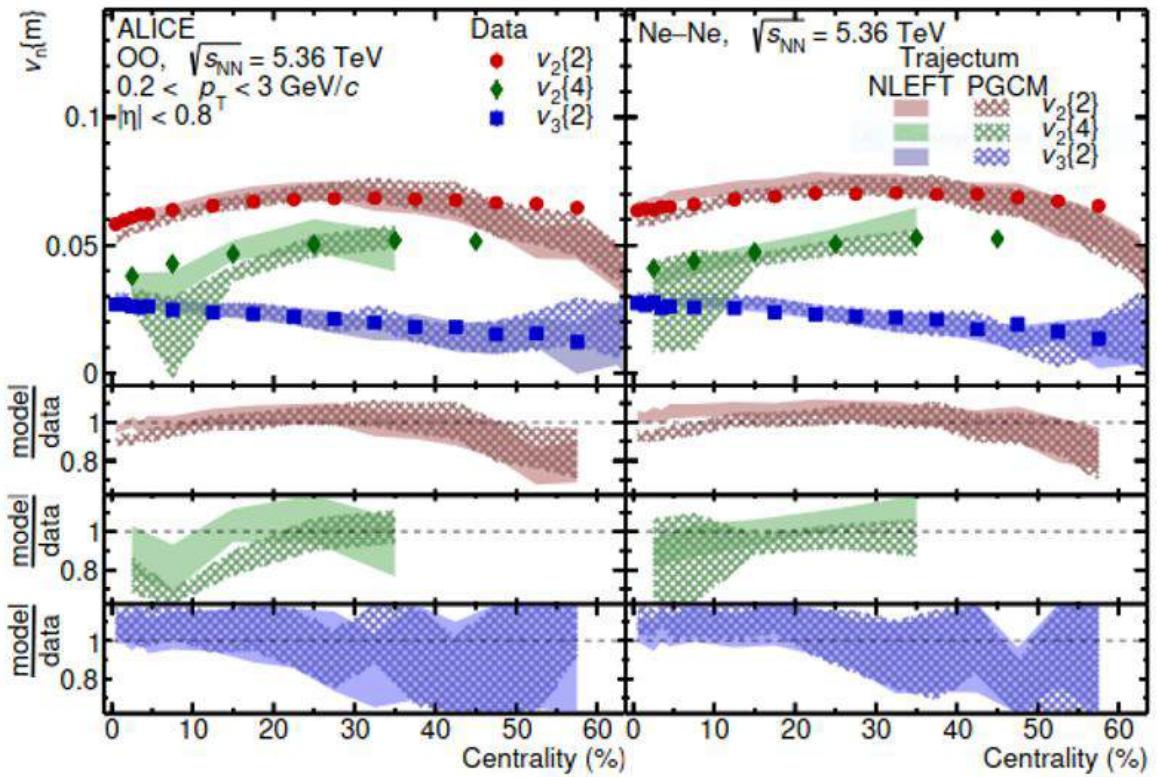


Рисунок 3.2 – Зависимость  $v_2\{2\}$ ,  $v_3\{2\}$  и  $v_2\{4\}$  потока заряженных частиц от центральности в столкновениях О–О (слева) и Ne–Ne (справа) при  $\sqrt{s_{NN}} = 5,36$  ТэВ. Измерения сравниваются с расчетами программы Trajectum с входными данными NLEFT и PGCM

Как показано на рисунке 3.2, расчёты на основе NLEFT успешно воспроизводят как зависимость, так и величину  $v_2\{2\}$ ,  $v_3\{2\}$  и  $v_2\{4\}$  до 50% центральности. В случае расчётов на основе PGCM согласие несколько хуже в центральных столкновениях, хотя отклонение от измерений потока остаётся в пределах нескольких процентов. В случае нецентральных столкновений расчеты согласуются с измерениями в пределах ошибок. В частности, результаты  $v_3\{2\}$  весьма нетривиальны, поскольку измерения явно демонстрируют различную зависимость центральности от расчета треугольного эксцентрикитета  $\varepsilon_3$  начального состояния, которая предсказывает большие значения при полуцентральных столкновениях, чем при центральных.

В целом согласованность между представленными измерениями  $v_2\{2\}$ ,  $v_3\{2\}$  и  $v_2\{4\}$  и предсказаниями гидродинамической модели подтверждает возникновение коллективного поведения в столкновениях легких ионов, хорошо описываемого гидродинамическим расширением кварк-глюонной плазмы (КГП).

Отношение  $v_2\{2\}$ (Ne–Ne/O–O) и  $v_3\{2\}$ (Ne–Ne/O–O) в зависимости от центральности и сравнение с теоретическими расчетами представлено на рисунке 3.3.

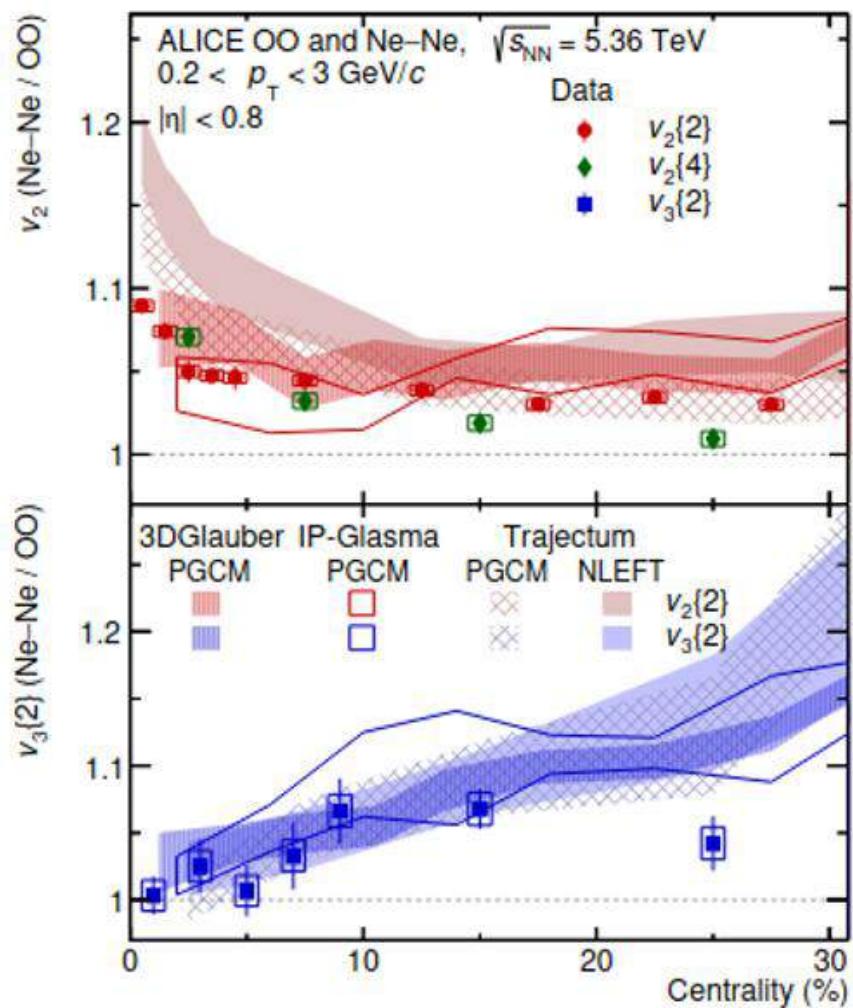


Рисунок 3.3 – Отношения  $v_2(\text{Ne–Ne}/\text{O–O})$  и  $v_3(\text{Ne–Ne}/\text{O–O})$  как функции центральности в диапазоне центральности 0–30%. Результаты измерений сравниваются с расчетами Trajectum с входными данными NLEFT и PGCM, а также расчетами IP-Glasma+JIMWLK+MUSIC+UrQMD и 3DGlauber+MUSIC+UrQMD [58] с входными данными PGCM

Отношения данных столкновений О–О и Ne–Ne существенно снижают влияние эффектов конечного состояния и служат точными индикаторами начальных условий. Выраженное увеличение  $v_2\{2\}$  (Ne–Ne/O–O), наблюдаемое в центральных столкновениях, объясняется значительными геометрическими эффектами структуры ядер  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$  на коэффициенты потока конечного состояния. Сравнение измеренных  $v_2\{2\}$  (Ne–Ne/O–O) с различными гидродинамическими модельными расчетами, включая современные ядерные структуры, указывает на несовершенство конфигураций начальных условий.

Таким образом, эти прецизионные измерения представляют собой уникальный способ исследования динамики и структуры сталкивающихся ядер на ранних этапах. Они

открывают новые возможности для визуализации ядерной структуры лёгких ионов в ближайшем будущем, например, конфигураций  $\alpha$ -кластеров в  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$ , которые имеют важное значение для понимания квантовых многочастичных явлений, давней проблемы ядерной физики. Полученные результаты подтверждают возникновение коллективного поведения и наличие гидродинамического потока, определяемого геометрией ядра, в столкновениях лёгких ионов на LHC.

## **4. Выходы вторичных ядер в результате ядро-ядерных столкновений на LHC**

### **4.1. Регистрация протонов вперёд в эксперименте ALICE**

Детектирование протонов от ЭМД в коллайдерных экспериментах является сложной задачей. Такие протоны имеют энергии близкие к номинальной энергии пучка и вылетают под предельно малыми углами к его направлению. Задача регистрации протонов была успешно решена в эксперименте ALICE с помощью передних протонных калориметров – Zero Degree Calorimeters (ZDC), см. [15] приложения A.1. Эти передние калориметры ZP как и передние нейтронные калориметры ZN, расположены на расстоянии 112,5 метров от точки взаимодействия пучков с обеих сторон от неё [14]. Оба нейтронных ZDC (ZN) расположены между двумя вакуумными трубами, в которых проходят пучки LHC. Оба протонных ZDC (ZP) расположены снаружи вакуумной трубы для детектирования протонов, летящих вперёд, которые отклоняются в их сторону магнитной системой LHC.

Детектирование протонов также осложнено тем, что протоны, испущенные в результате ЭМД, имеют более широкое распределение по энергии в лабораторной системе отсчёта по сравнению с нейтронами. Это связано с тем, что они часто рождаются под действием фотонов более высокой энергии [59]. Поэтому протоны могут уносить значительную долю импульса поглощаемого ядром фотона, в отличии от нейтронов, основная часть которых имеет в системе покоя возбужденного остаточного ядра кинетические энергии не превышающие 2–3 МэВ. Чтобы измерить количество протонов от ЭМД в каждом событии, энергетические спектры, измеренные в ZP, аппроксимируются суммой гауссовых функций, каждая из которых представляет сигнал от одного, двух или трех протонов. Из-за широкого и перекрывающегося характера этих протонных пиков потребовалась усовершенствованная процедура аппроксимации, см. работу [15] приложения A.1.

Кроме того, критически важным элементом отбора событий является вето от ZEM. Два малых электромагнитных калориметра (ZEM) используются для отбраковки адронных столкновений, которые обычно рождают множество частиц в акспектанс ZEM. В отличие от них, для событий ЭМД характерна малая множественность частиц, что делает вето от ZEM высокоэффективным (>99,8%) для отбора событий ЭМД. В анализе также применялись сложные поправки для учёта протонов, которые рассеиваются или теряют энергию до достижения ZP, что обеспечивает точное измерение сечений эмиссии протонов в результате ЭМД. Разработанные сотрудниками ИЯИ РАН методы детектирования и

анализа позволили коллаборации ALICE собрать первые в мире данные по эмиссии протонов в ЭМД, что открывает новые возможности в изучении электромагнитных взаимодействий ядер при высоких энергиях.

#### **4.2. Сечения эмиссии протонов и их связь с сечениями образования вторичных ядер других элементов**

Коллаборация ALICE выполнила измерения эмиссии протонов в результате УПС ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  при энергии  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  ТэВ, см. работу [15] приложения А.1. Были измерены сечения ЭМД без вылета протонов, с одним, двумя и тремя протонами (0р–3р). Для регистрации таких событий в эксперименте требовался вылет как минимум одного нейтрона, что покрывало примерно 97% событий ЭМД. Согласно RELDIS, которая моделирует фотоядерные реакции, инициированные эквивалентными фотонами, указанные каналы эмиссии 0р, 1р, 2р, 3р непосредственно связаны с образованием вторичных ядер: различных изотопов свинца (Pb), ядер таллия (Tl), ртути (Hg) и золота (Au), соответственно [59]. В связи с таким превращением ядра одного химического элемента в другие можно говорить о ранее неизвестном способе ядерной трансмутации в результате УПС.

Величины полных сечений ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  на LHC, практически совпадающие с сечением эмиссии по крайней мере одного нейтрона ядрами  $^{208}\text{Pb}$ , были ранее предсказаны моделью RELDIS [12,13]. Вычисленные сечения были подтверждены предыдущими измерениями ALICE [14]. Как теория и так эксперимент показали, что события ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$ , сталкивающихся на LHC происходят примерно в 30 раз чаще адронных взаимодействий ядер, которые и являются основным предметом изучения в эксперименте ALICE.

Примечательным результатом ALICE, см. работу [15] приложения А.1, является то, что сечение образования ядер золота посредством эмиссии трёх протонов из свинца оказалось значительным и составило  $6,8 \pm 2,2$  барн. Его величина сравнима с полным неупругим адронным сечением взаимодействия  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  составляющим  $7,67 \pm 0,25$  барн. Это означает, что ядра золота образуются почти так же часто, как происходят адронные взаимодействия ядер. Образно говоря, на LHC исполнилась мечта средневековых алхимиков о превращении свинца в золото. Траектории в магнитном поле LHC вторичных ядер, наиболее часто образующихся в результате электромагнитных взаимодействий ядер  $^{208}\text{Pb}$  показаны на рисунке 4.1. Дополнительно отмечены траектории  $^{202,203,204}\text{Au}$  и единственного стабильного изотопа  $^{197}\text{Au}$ .

Оценка из работы ALICE [15] приложения A.1, показывает, что в общей сложности около  $2.9 \times 10^{-11}$  грамма различных изотопов золота образовалось из ядер обоих пучков в период работы LHC с 2015 по 2018 год. Такие преимущественно нестабильные вторичные ядра теряются в вакуумной камере ускорителя далее по ходу пучка или же перехватываются системой коллиматоров ускорителя. Тем не менее, их образование существенно влияет на время жизни пучка и светимость LHC, поскольку напрямую связано с потерей ядер пучка в результате электромагнитной диссоциации и невозможностью их дальнейшего участия в столкновениях. Поэтому результаты ALICE исключительно важны для понимания специфики процессов потери ядер пучка, образования вторичных ядер и способов уменьшить их воздействие на LHC и будущих коллайдерах ядро-ядро, таких как FCC-hh. Моделирование с помощью RELDIS и измерения ALICE дают сечения образования вторичных ядер с определёнными значениями  $Z$  и  $A$  и, следовательно, с соответствующими значениями отношения заряда к массе, определяющими траектории таких ядер в магнитном поле LHC. Это открывает возможность оценить степень влияния вторичных ядер на элементы конструкции ускорителей.

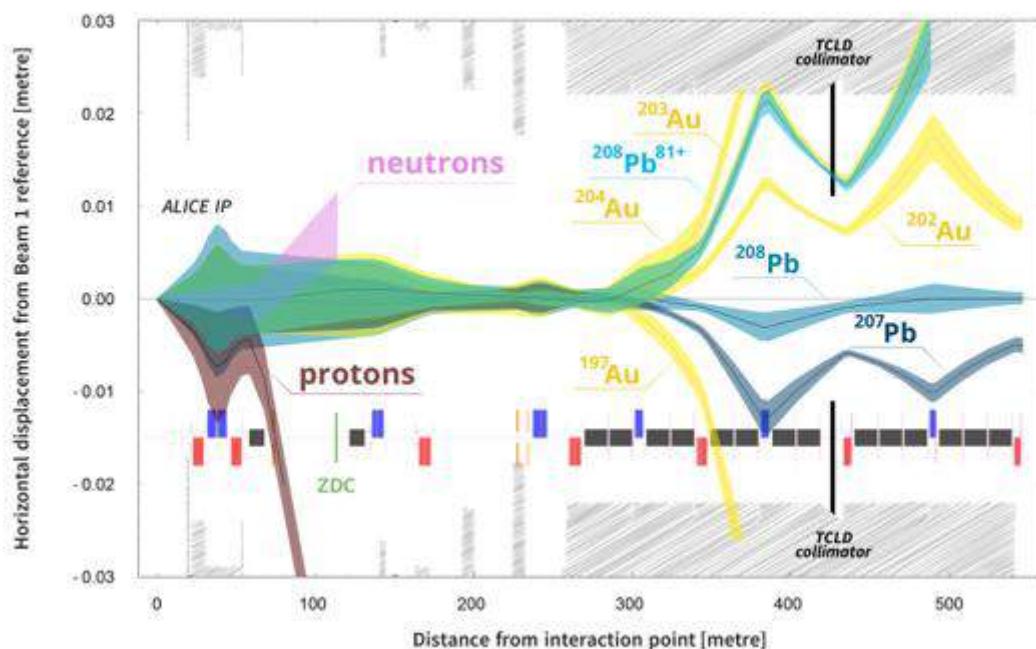


Рисунок 4.1 – Траектории в магнитном поле LHC некоторых вторичных ядер, образующихся в результате электромагнитных взаимодействий ядер  $^{208}\text{Pb}$ . Показаны траектории образующихся с наибольшим сечением ионов:  $^{208}\text{Pb}^{81+}$  от захвата электрона из  $e^+e^-$  пар, рожденных во взаимодействии эквивалентных фотонов и  $^{207}\text{Pb}$  от эмиссии одного нейтрона в ЭМД. Жёлтым цветом отмечены траектории  $^{202,203,204}\text{Au}$  и единственного стабильного изотопа  $^{197}\text{Au}$

Полученные новые экспериментальные данные по сечениям каналов ЭМД с вылетом определённого числа протонов и нейтронов важны также для исследований фотоядерных реакций. Показано, что модель RELDIS описывает сечения  $0\rho$  и  $3\rho$  в пределах погрешностей измерений, но занижает сечения  $1\rho$  и  $2\rho$  на 17–25%. Более того, сечения эмиссии одного протона в сопровождении одного, двух или трех нейтронов – каналов, связанных с рождением конкретных изотопов таллия ( $^{206,205,204}\text{Tl}$ ) – завышены RELDIS в 2–3 раза. Эти расхождения подчёркивают необходимость совершенствования теоретических моделей фотоядерных реакций при высоких энергиях.

#### 4.3. Значение результатов ALICE для популяризации науки

Популяризация науки – это процесс распространения научных знаний в доступной и понятной форме среди широкой аудитории. Следует подчеркнуть, что обнаружение ALICE преобразования ядер свинца в золото в результате ультрапериферических столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на LHC оказалось чрезвычайно интересным для широкой аудитории научным фактом и способствовало популяризации исследований на коллайдере. Разумеется, такая ядерная трансмутация не имеет практического значения, но заслужила внимание мировых СМИ благодаря ассоциации со средневековой алхимией. Работу отметили в Nature, Scientific American, Newsweek, лондонской The Times, изданиях Коммерсантъ и Московский комсомолец, в полутора сотнях других изданий, упомянули в телевизионных новостях многих стран. Согласно величине Attention Score индекса Altmetric статья вошла в 5% самых упоминаемых в СМИ научных публикаций и оказалась по этому показателю под первым номером среди опубликованных в Phys. Rev. C за всё время сбора статистики Altmetric.

В работе коллегии ALICE также рассмотрен исторический контекст превращения свинца в золото в результате ядерных реакций. Отмечается, что одним из широко применяемых методов получения радиоактивных элементов золота для нужд ядерной медицины является облучение соседних по периодической таблице элементов, или стабильного изотопа  $^{197}\text{Au}$ , нейtronами, протонами, дейtronами и фотонами низких энергий [60]. Эти ядерные реакции обычно включают добавление или удаление нуклонов (например,  $(\gamma, p)$ ,  $(n, 2n)$ ,  $(n, \gamma)$ ) для преобразования ядра-мишени в желаемый изотоп золота. Этот метод особенно актуален для производства медицинских изотопов для диагностики и терапии [60]. Другие способы получения золота в ядерных реакциях используют пучки ускоренных ядер. В работе [61] ядра золота были получены в результате фрагментации ядер висмута. Пучки ионов углерода ( $^{12}\text{C}$ ) и неона ( $^{20}\text{Ne}$ ) взаимодействовали с мишенью из висмута ( $^{209}\text{Bi}$ ). В результате фрагментации  $^{209}\text{Bi}$  и отделения от него протонов и нейтронов

образовывались более легкие ядра, включая различные изотопы золота. В недавней работе [62] были измерены выходы 18 изотопов золота в результате взаимодействия протонов с толстой урановой мишенью на установке ISOLDE в ЦЕРН.

Однако реакция образования золота из свинца в УПС  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  принципиально отличается от вышеупомянутых ядерных реакций. Впервые получено указание на образование изотопов золота в результате фотоядерных реакций  $\text{Pb}(\gamma, *)\text{Au}^*$  взаимодействия фотонов с ядрами свинца. Согласно базе экспериментальных данных EXFOR [63] по сечениям ядерных реакций, сведения о таких реакциях в научной литературе отсутствуют. Уникальные результаты ALICE по эмиссии протонов от ЭМД ультраполятивистских ядер  $^{208}\text{Pb}$ , полученные при решающем вкладе сотрудников ИЯИ РАН, опубликованы в работе [15] приложения A1.

## 5. Эксперимент BM@N

Эксперимент BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) – первый эксперимент с фиксированной мишенью на установке NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility), расположенной в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Россия. Конфигурация эксперимента показана на рисунке 5.1.

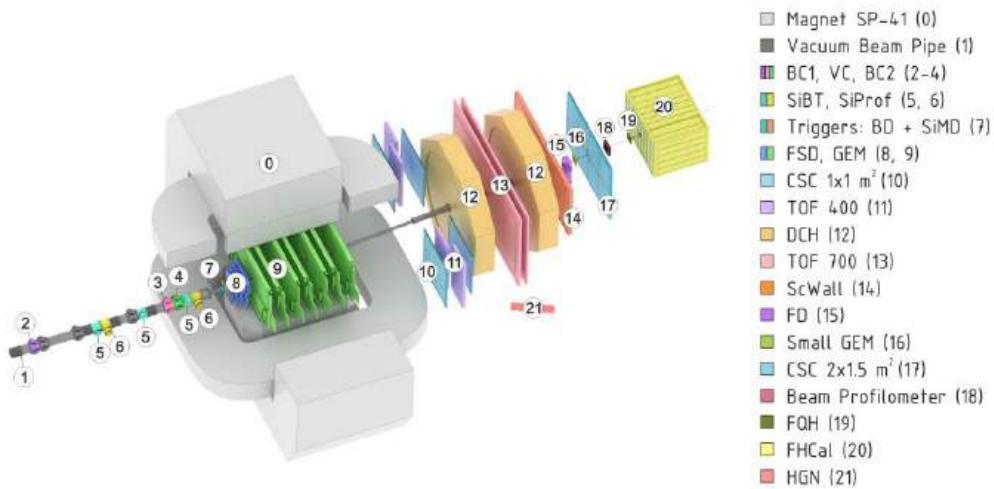


Рисунок 5.1 – Схема установки BM@N с расположением детекторов в последнем физическом сеансе

Эксперимент BM@N состоит из нескольких подсистем:

Триггерная система – пучковые счетчики BC1, VC и BC2 совместно с Баррель-детектором BD формируют триггерный сигнал для системы сбора данных (DAQ). Пучковый счетчик BC2 дополнительно формирует стартовый сигнал для детекторов ToF-400 и ToF-700.

Трековые детекторы – центральная трековая система из семи станций газовых умножителей (GEM) и кремниевого детектора (FSD) для измерения импульсов заряженных частиц в магнитном поле. Внешняя трековая система из шести плоскостей дрейфовых камер CSC улучшает точность восстановления трека и эффективность регистрации.

Детекторы идентификации частиц – время-пролётные системы (ToF-400 и ToF-700), состоящие из камер mRPC, позволяют разделять адроны ( $\pi$ , K, p) и лёгкие ядра с помощью измерения времени пролёта.

Детекторы геометрии столкновения – передний адронный калориметр (FHCal) и кварцевый годоскоп (FQH) оценивают центральность и плоскость реакции столкновения. Сцинтиляционная стенка ScWall используется для измерения выходов заряжённых спектаторных фрагментов и определения геометрии столкновения.

## **5.1. Разработка методов определения центральности**

На данный момент существует два подхода для определения центральности в ядерно-ядерных столкновениях. Первый подход основан на модели Глаубера [64], где связь между множественностью и прицельным параметром  $b$  определяется путем сопоставления измеренного распределения множественности рожденных частиц с распределением, полученным из метода Монте-Карло Глаубера. Второй подход, который используется для определения центральности – метод прямой реконструкции, основанный на теореме Байеса [65,66]. Он позволяет получить информацию о прицельном параметре  $b$ , используя лишь измеренное распределение наблюдаемой величины  $P(n)$ , не используя при этом симуляцию всего процесса столкновения.

### **5.1.1. Байесовский подход для определения центральности по множественности заряженных частиц**

В рамках выполнения задач проекта в 2025 г. предложена модификация метода прямой реконструкции, позволяющая учитывать эффективность регистрации событий. Одна из основных идей метода заключается в том, что распределение вероятностей наблюдаемой при фиксированном значении прицельного параметра  $P(n|b)$ , может быть описано Гамма распределением. Наблюдаемое распределение  $P(n)$ , получается из  $P(n|b)$ , следующим образом  $P(n) = \int_0^{\infty} P(n|b)P(b)db$ , где  $P(b)$  – это распределение вероятностей прицельного параметра. Если вести замену переменных  $C_b = \int_0^b P(b')db'$ , то уравнение для распределения плотности вероятности наблюдаемой можно записать следующим образом:

$$P(n) = \int_0^1 P(n|C_b)dC_b \quad (5.1)$$

Распределения среднего значения и дисперсии наблюдаемой могут быть получены из полностью реконструированных модельных данных, с учетом предположения, что  $\langle n \rangle = m_1 \langle n' \rangle$ ,  $D(n) = m_1^2 D(n') + m_1 m_2 \langle n' \rangle$ , где  $m_1, m_2$  – параметры аппроксимации, позволяющие учитывать разницу между экспериментальными данными и результатами моделирования.

Из-за эффективности триггерной системы, необходимо также учитывать и долю отсутствующих событий для правильной нормировки распределения. Для учета этого эффекта вводится еще один параметр  $K$ . Таким образом, рассматриваемый метод включает в себя следующие параметры –  $m_1, m_2, K$ , которые могут быть определены с помощью аппроксимации распределения.

После процедуры аппроксимации распределение прицельного параметра для широкого промежутка центральности, соответствующего интервалу  $n_1 < n < n_2$ , может быть получено из теоремы Байеса

$$P(b|n_1 < n < n_2) = \int_{n_1}^{n_2} P(n|b)P(b)dn / \int_{n_1}^{n_2} P(n)dn \quad (5.2)$$

Результаты аппроксимации распределения множественности заряженных частиц, полученное в эксперименте BM@N по исследованию реакции Xe+CsI при энергии ионов ксенона 3,8А ГэВ представлены на рисунке 5.2. Открытыми символами обозначены экспериментальные данные, красная линия обозначает результаты аппроксимации. На нижней панели изображено отношение экспериментальных данных к аппроксимации. Вертикальными линиями обозначены классы центральностей. Из полученных результатов следует, что предложенный подход с хорошей точностью воспроизводит множественность заряженных частиц в эксперименте. Различие в периферийной области обусловлено эффективностью регистрации событий из-за эффективности триггерной системы и условий отбора событий.

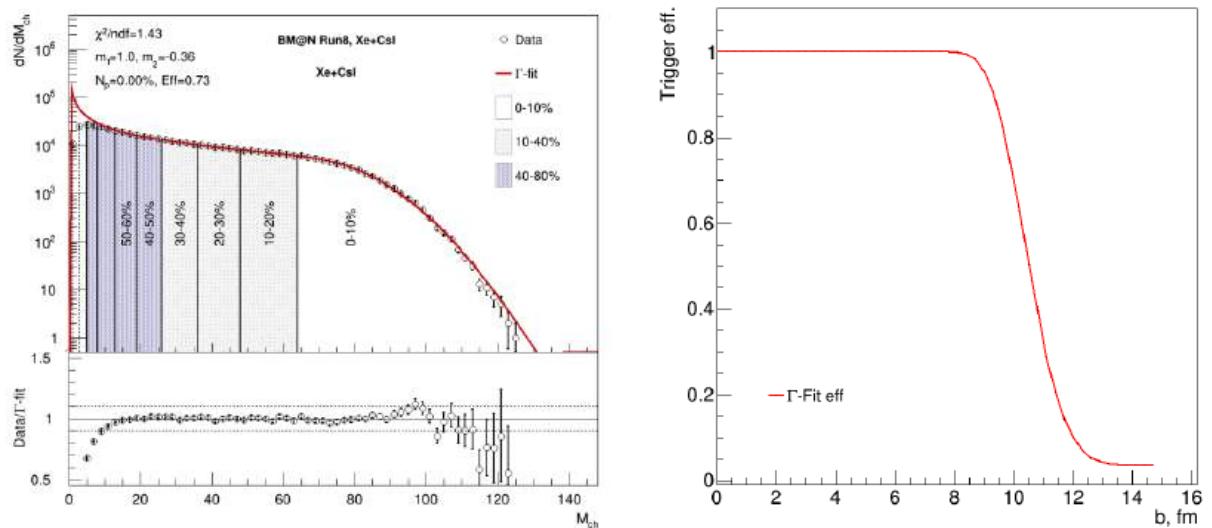


Рисунок 5.2 – Слева: результаты аппроксимации распределения множественности заряженных частиц для столкновений Xe+CsI при энергии 3,8А ГэВ. Справа: зависимость эффективности регистрации событий от прицельного параметра

Полная эффективность регистрации событий, полученная в результате аппроксимации множественности, может быть выражена в терминах прицельного параметра с помощью Байесовского подхода  $P_{eff}(b) = \int_0^{n_{max}} P_{eff}(n)P(n|b)dn$ . Рассчитанная таким образом эффективность изображена на рисунке 5.2 справа. Полученная

зависимость позволяет делать более точное и корректное сравнение модельных данных с результатами из эксперимента.

### 5.1.2. Определение центральности с помощью передних детекторов

Предложенный метод был модифицирован для определения центральности с помощью измерения энергии спектаторов передним адронным калориметром FHCAL. Так как в детекторе отсутствует центральный модуль, это приводит к искажению корреляции между энергией и прицельным параметром. Для устранения неоднозначности между энергией и прицельным параметром было использовано число хитов треков в качестве второй наблюдаемой. В работе [67] показано, что число хитов треков и сигналы из передних детекторов менее коррелированы с множественностью протонов, что может благоприятно повлиять на исследования флуктуации множественности протонов в рамках исследования свойств сжатой барионной материи. Наблюданное распределение плотности вероятности энергии спектаторов  $E_{sp}$  и числа хитов заряженных частиц  $N_{hit}$ ,  $P(E_{sp}, N_{hit})$  связано с плотностью вероятности при фиксированном значении прицельного параметра  $P(E_{sp}, N_{hit} | C_b)$  следующим выражением:

$$P(E_{sp}, N_{hit}) = \int_0^1 P(E_{sp}, N_{hit} | C_b) dC_b, \quad (5.3)$$

где  $P(E_{sp}, N_{hit} | C_b)$  – двумерное Гамма распределение  $G_{2D}(E_{sp}, N_{hit})$ . Также было сделано предположение, что зависимости среднего значения и дисперсии наблюдаемых могут быть получены из полностью реконструированных модельных данных  $\langle n \rangle = m_1 \langle n' \rangle, D(n) = m_1^2 D(n') + m_1 m_2 \langle n' \rangle, \langle E_{sp} \rangle = e_1 \langle E_{sp}' \rangle, D(E_{sp}) = e_1^2 D(E_{sp}') + e_1 e_2 \langle E_{sp}' \rangle$  где  $m_1, m_2, e_1, e_2$  – параметры аппроксимации. Введенные таким образом коэффициенты позволяют учитывать разницу между средними значений энергии в симуляции и в эксперименте за счет калибровки. Параметр  $e_2$  учитывает разницу флуктуаций энергии в симуляции и в эксперименте. Таким образом, рассматриваемый метод включает в себя следующие параметры –  $m_1, m_2, e_1, e_2, K$ , которые могут быть определены с помощью аппроксимации двумерного распределения.

На рисунке 5.3, слева, представлены результаты аппроксимации двумерного распределения выделенной энергии спектаторов и числа хитов заряженных частиц для столкновений Xe+CsI при энергии 3,8A ГэВ в эксперименте BM@N. При этом, для процедуры аппроксимации были использованы лишь внешние модули, так как в центральных модулях корреляция с прицельным параметром нарушалась, поскольку пучок ксенона задевал задние стенки модулей. На рисунке 5.4 слева представлено сравнение

распределения энергии в модели DCM-QGSM-SMM с учетом коэффициентов  $e_1 e_2$  и эффективности триггерной системы. Используя эффективность триггерной системы и Монте-Карло семпллинг, также были получены коэффициенты пропорциональности для сигнала с пучкового кварцевого годоскопа (FQH) в экспериментальных данных и в симуляции.

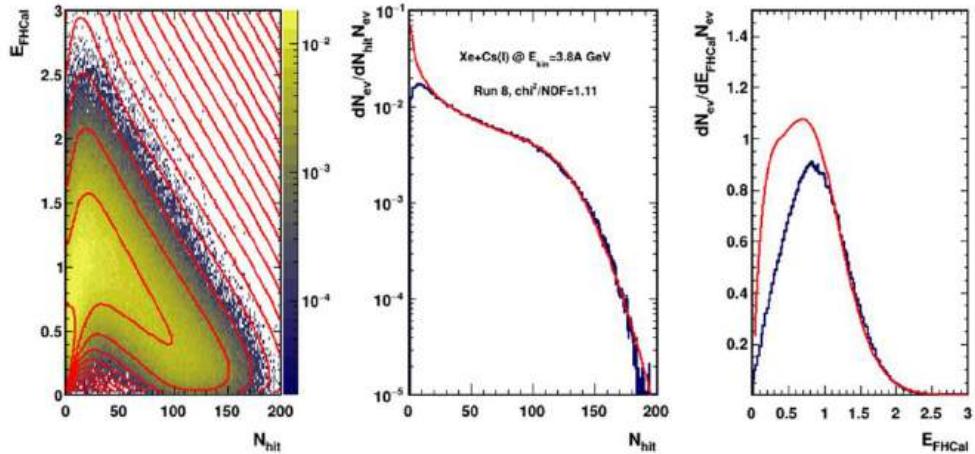


Рисунок 5.3 – Слева: результаты аппроксимации двумерного распределения числа хитов и энергии из калориметра FHCAL. На центральном рисунке результаты в проекции на ось с числом хитов, справа изображена проекция на ось энергии из FHCAL

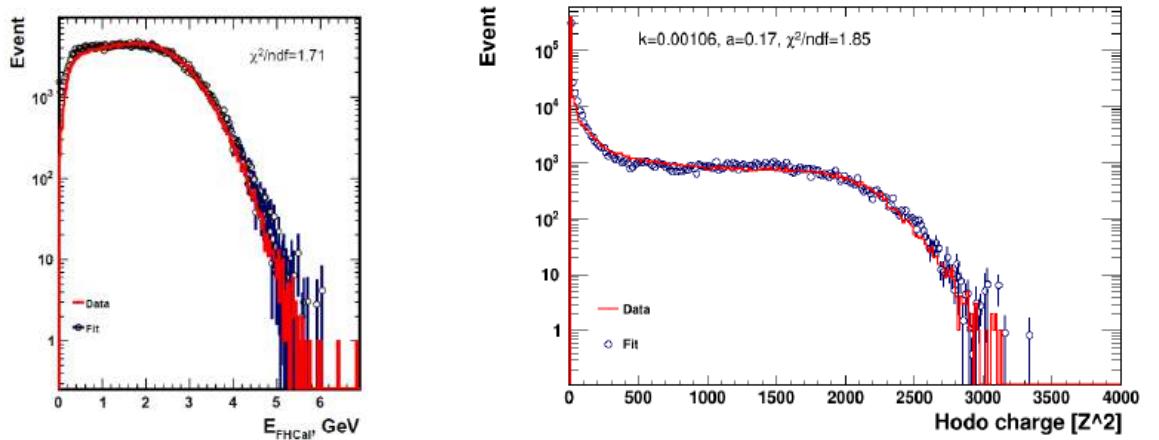


Рисунок 5.4 – Слева: распределение сигнала из FHCAL для всех модулей с учетом эффективности и коэффициентов аппроксимации. Справа: распределение сигнала из FQH, полученное в результате аппроксимации. Открытыми символами изображены данные из модели DCM-QGSM-SMM, красная линия обозначает экспериментальные данные

После аппроксимации двумерного распределения выделенной энергии спектаторов и числа хитов заряженных частиц полученное в результате аппроксимации распределение было разбито на 10 классов центральности с использованием метода k-means constrained [68] (рисунок 5.5, слева). Аналогичная процедура была применена и к

двумерному распределению сигналов из FHCAL и FQH, из модели DCM-QGSM-SMM с учетом коэффициентов аппроксимации (рисунок 5.5, справа).

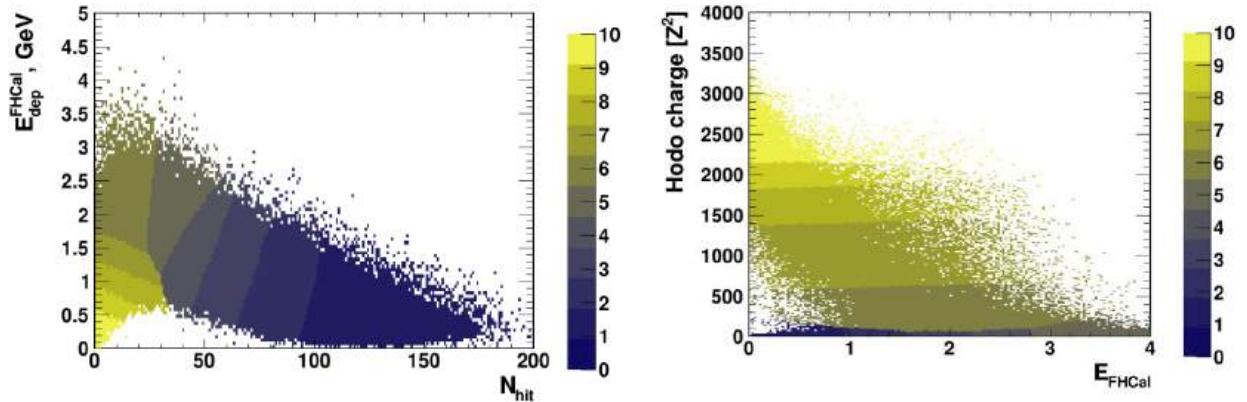


Рисунок 5.5 – Слева: классы центральности для двумерного распределения выделенной энергии спектаторов в FHCAL и числа хитов заряженных частиц. Справа: классы центральности, определенные с помощью сигналов из FHCAL и FQH

На рисунке 5.6, слева изображены результаты сравнения зависимости среднего значения прицельного параметра от центральности полученных разными методами. Полученные результаты находятся в хорошем согласии с методом Монте-Карло Глаубера в пределах 5%, что говорит о корректности и высокой точности предложенного подхода. Распределения прицельного параметра для трех классов центральности, полученных разными методами изображены на рисунке 5.6 справа.

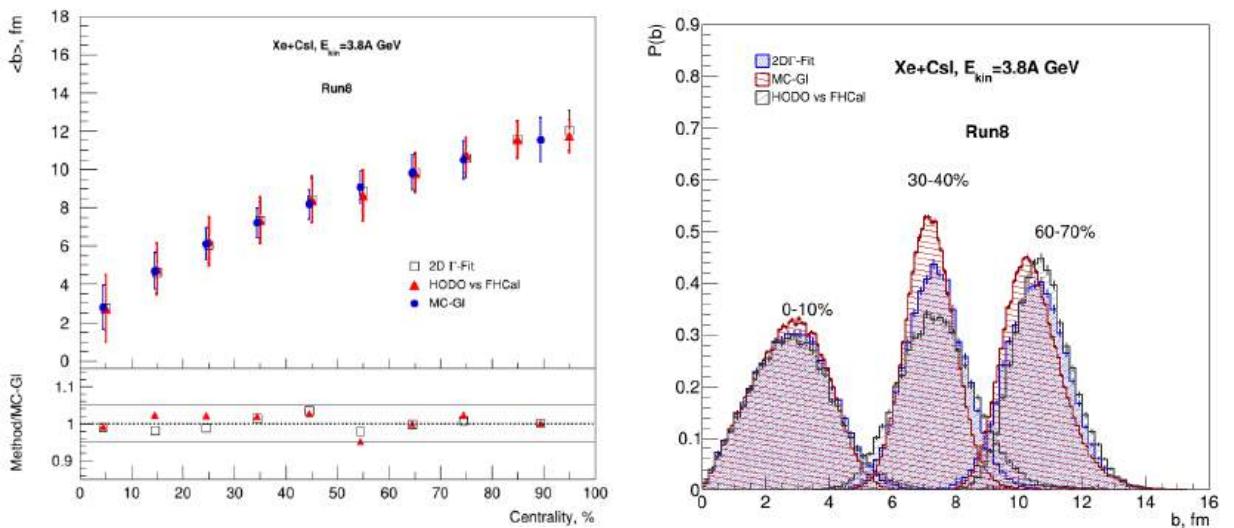


Рисунок 5.6 – Слева: зависимость среднего значения прицельного параметра от центральности. Результаты, полученные методом Монте-Карло Глаубера изображены синими закрашенными окружностями, открытыми фигурами для двумерного метода прямой реконструкции. Красным треугольником изображены результаты для классов центральности, определенных с помощью сигналов из FHCAL и FQH. Справа: сравнение распределения прицельного параметра для трех классов центральности, полученных разными методами

## 5.2. Разработка методов измерения выходов заряженных частиц детектором ScWall

Сцинтилляционная стенка (ScWall) – многоканальный детектор, задачей которого является регистрация заряженных фрагментов-спектаторов, образующихся при ядерных взаимодействиях (работа [40] приложения А.1). Одной из основных задач детектора Scintillation Wall (ScWall) является оценка величины выходов заряженных фрагментов. Детектор состоит из 36 маленьких внутренних ячеек ( $7,5 \times 7,5 \times 1 \text{ см}^3$ ) и 138 больших внешних ячеек ( $15 \times 15 \times 1 \text{ см}^3$ ). Схематическое изображение сцинтилляционной стенки с нумерацией ячеек представлено на рисунке 5.7. Желтым отмечены маленькие ячейки, серым – большие.

157	158	159	160	161	162	163	164	165	166	167	168	169	170	171	172	173	174					
139	140	141	142	143	144	145	146	147	148	149	150	151	152	153	154	155	156					
121	122	123	124	125	126	127	128	129	130	131	132	133	134	135	136	137	138					
108	109	110	111	112	113	114	31 21	32 22	33 23	34 24	35 25	36 26	37 29	38 30	39 19	40 20	115	116	117	118	119	120
95	96	97	98	99	100	101	11 1	12 2	13 3	14 4	15 5	16 6	19 7	20 8	9 9	10 10	102	103	104	105	106	107
77	78	79	80	81	82	83	84	85	86	87	88	89	90	91	92	93	94					
59	60	61	62	63	64	65	66	67	68	69	70	71	72	73	74	75	76					
41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54	55	56	57	58					

Рисунок 5.7 – Схема сцинтилляционной стенки с пронумерованными ячейками. Желтым цветом отмечены маленькие ячейки

В анализе использовались следующие критерии отбора событий в столкновениях Xe+CsI при энергии 3,8A ГэВ: центральный триггер (CCT2), требовалось наличие как минимум двух реконструированных треков в вершине, наложены ограничения по счетчику BC1 (1 ион) и были введены строгие ограничения по положению вершины ( $-1,5 \text{ см} < Z < 1,5 \text{ см}$ , XY в радиусе 1 см).

Одной из основных проблем при оценке выходов заряженных фрагментов являлся комбинаторный фон, который плохо описывался какой-либо стандартной функцией. На поверхности сцинтилляционной стенки ячейки можно условно разделить на два класса. К первому можно отнести подавляющее большинство больших ячеек и некоторую часть малых, в которых были зарегистрированы только единичные заряды. К остальным можно отнести ячейки, в которых регистрировались заряды больше единичных. Для этих двух классов ячеек потребовались разные методы оценки фона. Кроме того, присутствует значительная доля событий, в которых в одну ячейку попадало несколько заряженных частиц, в результате чего в спектрах наблюдался комбинированный пик с  $Z = 1+1$ .

Для оценки выходов фрагментов с зарядом  $Z=1$  использовалась процедура аппроксимации функцией, включающей в себя две гауссовые функции и оценочный полиномиальный фон. Такой подход был необходим для разделения событий с одним попаданием  $Z=1$  в ячейку от событий с двойным попаданием единичных зарядов в отдельные ячейки детектора.

Процесс подбора параметров осуществлялся итеративно и позволил с высокой точностью согласовать модель с экспериментальными данными, что обеспечило корректное выделение и количественное определение сигналов фрагментов. Результаты аппроксимации пиков и вычитания фоновой подложки представлены на рисунке 5.8.

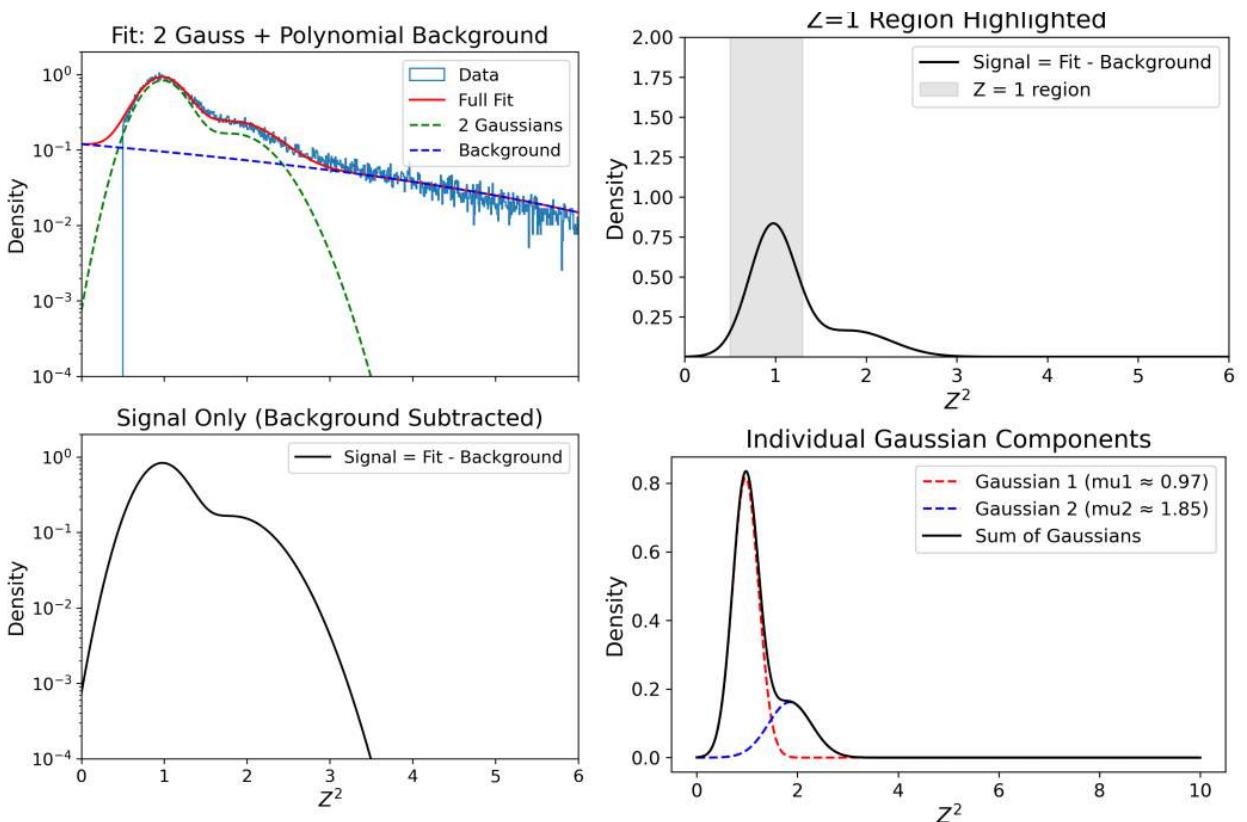


Рисунок 5.8 – Экспериментальный спектр зарядов в одной из ячеек с результатами аппроксимации (слева сверху) для  $Z=1$ . Спектр после вычитания фона в логарифмическом (справа снизу) и в линейном масштабе (справа сверху), серым выделен диапазон, в котором оценивается  $Z=1$ . Спектр после вычитания фона с двумя аппроксимациями Гауссом (зеленый для  $Z=1$ , синий для событий с двойным попаданием заряда  $Z=1$ )

Для класса ячеек, в которых регистрировались заряды величиной более  $Z=2$  был разработан иной метод оценки комбинаторного фона. Оценка фона осуществлялась с использованием отобранных ячеек детектора, регистрировавших минимальные или пренебрежимо малые сигналы по сравнению с  $Z=2$ . Отбор был устроен таким образом, чтобы фоновые события набирались из ближайшей ячейки без соответствующего сигнала,

рисунок 5.9. Эти фоновые профили, собранные из нескольких отобранных ячеек, были объединены и использованы в качестве приближения к форме фона. Далее, эти профили использовались для точного вычитания сигналов, не связанных с фрагментами, из спектров ячеек детектора с выраженным пиками  $Z=2$ . После этого осуществлялась процедура совмещения спектров в диапазоне  $Z^2$  от 10 до 20. Исправленные таким образом спектры затем анализировались для определения средней величины выходов фрагментов на одно событие. Анализ после вычитания фона, включал в себя подбор аппроксимирующей функции из трех распределений Гаусса (рисунок 5.10).

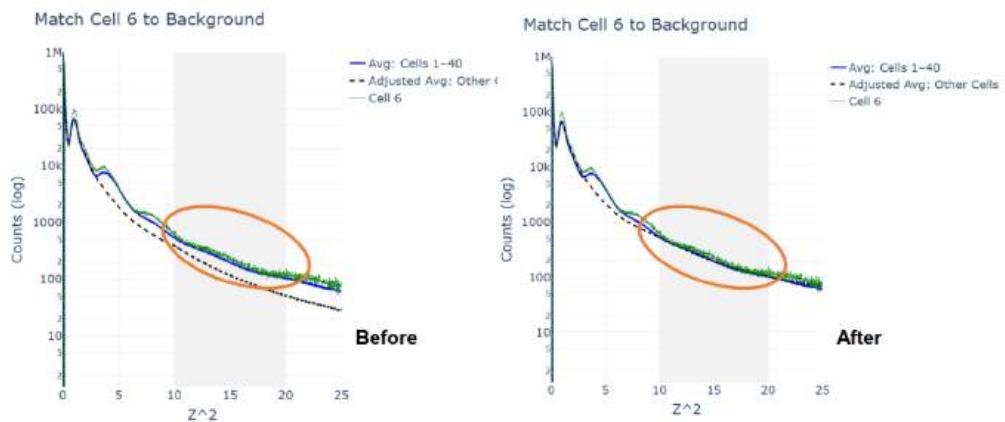


Рисунок 5.9 – Слева — визуализация процедуры совмещения хвостов отобранных ячеек для фона с целевой ячейкой (cell 6) до начала совмещения. Справа — результат процедуры, штриховой линией показана итоговая оценка спектра фоновых событий

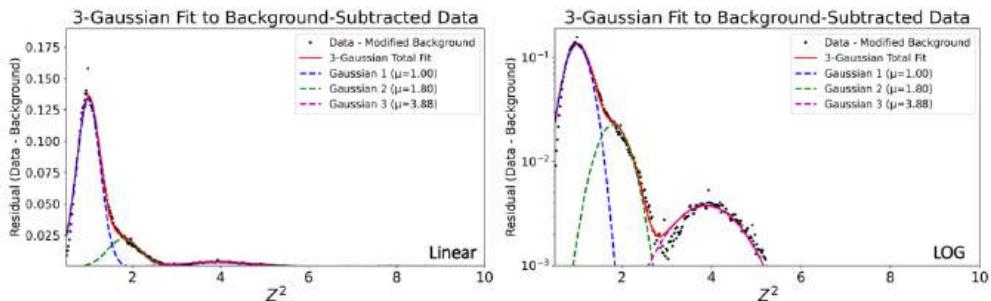


Рисунок 5.10 – Экспериментальный спектр зарядов в одной из ячеек с результатами аппроксимации (слева сверху) для  $Z=2$  в линейном масштабе. Синим, зеленым и фиолетовым показаны аппроксимирующие функции Гаусса для  $Z=1, 2, 3$ , соответственно. Справа — тот же спектр в логарифмическом масштабе

Полученные в результате этих процедур величины выходов (на рисунках 5.11, 5.12 представлены выходы в пересчете на 1 событие) выявили характерные закономерности в распределениях заряженных фрагментов-спектаторов. Ожидаемо, более тяжелые фрагменты регистрируются в ячейках, расположенных вокруг пучкового отверстия. Общий

диапазон регистрации фрагментов находится в пределах от  $Z=1$  до  $Z=5$ . Кроме того, величина выходов зависит от пространственного расположения ячейки. Так, ячейки, расположенные ближе к отверстию, регистрируют большее число заряженных частиц.

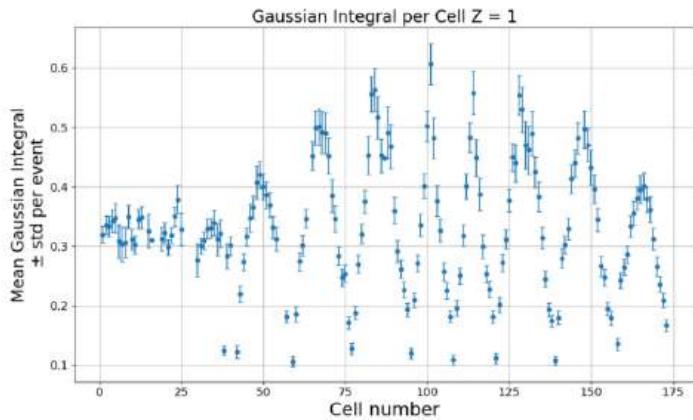


Рисунок 5.11 – Величины выходов в зависимости от номера ячейки в пересчете на одно событие для  $Z=1$

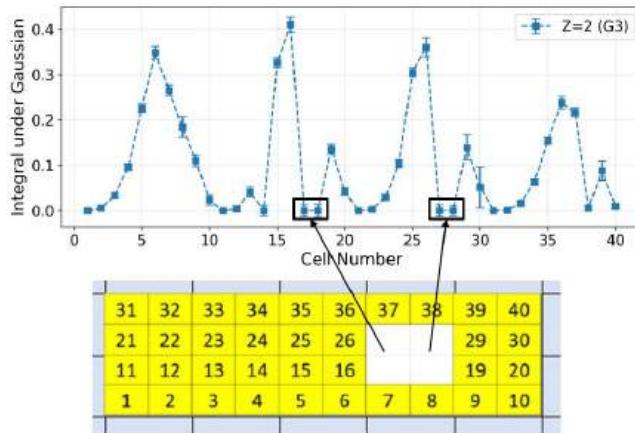


Рисунок 5.12 – Величины выходов в зависимости от номера ячейки в пересчете на одно событие для  $Z=2$ . Отдельно указаны номера ячеек, которые соответствуют пучковому отверстию и извлечены

Наиболее тяжелые фрагменты регистрируются только в некоторых ближайших к отверстию ячейках. Полученные результаты указывают на возможность улучшения детектора для следующего физического набора данных, используя более толстые сцинтилляционные пластины (20 мм вместо 10 мм), что было показано в моделировании с моделью DCM–QGSM–SMM. Это должно улучшить разрешение для всего диапазона регистрируемых зарядов и точнее оценить выходы более тяжелых фрагментов, которые в данный момент оцениваются недостаточно точно из-за фоновой подложки.

## 6. Эксперимент MPD

## 6.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA

Передний адронный калориметр (FHCAL) является одним из базовых детекторов экспериментальной установки MPD [18], структура которой приведена на рисунке 6.1.

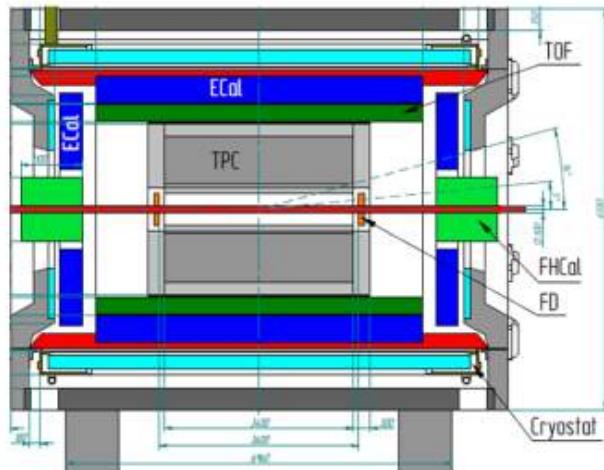


Рисунок 6.1 – Структура установки MPD. Зеленым цветом указаны два плеча переднего адронного калориметра FHCAL

FHCAL предназначен для измерений геометрии ядро-ядерных столкновений (центральности и плоскости реакции), а также для организации триггера событий со всеми центральностями столкновений. Он является основным детектором для определения положения плоскости события посредством регистрации частиц и ядерных фрагментов в области больших быстрот, что необходимо для изучения анизотропного потока, в частности, направленного потока  $v_1$ , а также глобальной поляризации  $\Lambda$ -гиперонов [18].

Данный калориметр состоит из двух идентичных плеч, расположенных с противоположных сторон от точки столкновения ядер на расстоянии 3,5 м. FHCAL покрывает диапазон псевдобыстроты  $2 < |\eta| < 5$  и полный азимутальный угол. Модульная структура одного плеча калориметра, схема и фото отдельного модуля калориметра представлены на рисунке 6.2.

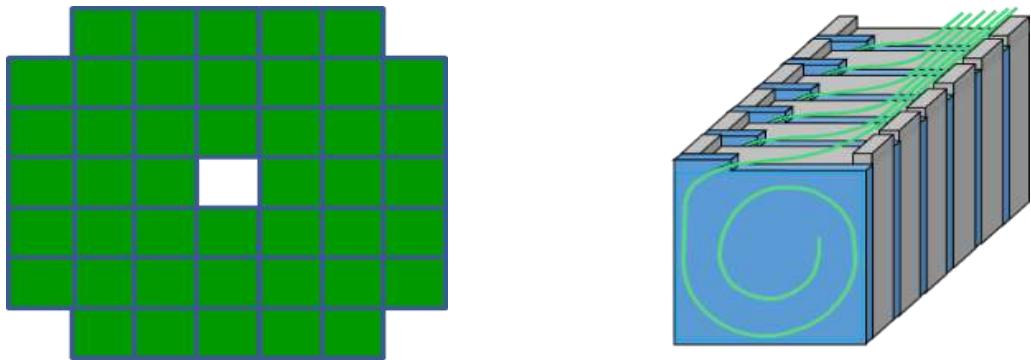


Рисунок 6.2 – Слева: модульная структура FHCAL. Справа отдельно показана схема одного модуля калориметра

Каждое плечо адронного калориметра состоит из 44 отдельных модулей с поперечными размерами  $15 \times 15$  см<sup>2</sup>. Центральное отверстие имеет такой же размер. Оно предназначено для размещения в нём пучковой трубы. Каждый модуль состоит из 42 сэндвичей, представленных парами пластин из свинца и пластикового сцинтиллятора. Каждая из свинцовых и сцинтилляционных пластин имеет толщины 16 мм и 4 мм, соответственно. Полученное соотношение толщин 4:1 удовлетворяет условию компенсации в калориметре и обеспечивает его оптимальное энергетическое разрешение. Согласно моделированию, флуктуации адронного ливня обеспечивают энергетическое разрешение калориметра на уровне  $\sigma_E/E \sim \sqrt{55\%}/E$  (ГэВ). Тесты такого калориметра на пучке протонов подтверждают результаты моделирования.

Как показано на рисунке 6.2, свет сцинтиллятора считывается WLS-волокнами, встроенными в спиральные канавки пластины, что обеспечивает высокую эффективность и равномерность сбора света по объему сцинтиллятора в пределах нескольких процентов. Для сборки FHCAL использовались WLS-волокна Y-11(200) с двойной оболочкой и диаметром 1 мм. Один конец WLS-волокна внутри канавки сцинтиллятора покрашен зеркальной серебряной краской, что улучшает сбор света примерно на 30%. WLS-волокна от каждой из шести последовательных сцинтилляционных пластин собираются вместе в оптический разъем на торце модуля и полируются для улучшения оптического контакта с фотодетектором. Такая схема считывания света обеспечивает продольную сегментацию модуля на семь секций, что компенсирует неравномерность сбора света вдоль модуля, вызванную разной длиной WLS-волокон. Как следствие, в модуле используется семь оптических разъемов. Такое же количество фотодетекторов расположено на задней стороне каждого модуля.

## **6.2. Интеграция FHCAL в эксперимент MPD/NICA**

В 2025 г. проводилась дальнейшая интеграция переднего адронного калориметра в экспериментальные установки MPD/NICA. В процессе работы было решено несколько задач. Во-первых, выполнена светоизоляция индивидуальных модулей калориметра. Во-вторых, установлена система считывания экспериментальных данных. В-третьих, проведена модернизация системы медленного контроля за параметрами детектора. Ниже будут кратко описаны этапы данной работы.

### **6.2.1. Установка светозащитных экранов**

Все 90 модулей FHCAL были изготовлены и протестированы в ИЯИ РАН в рамках сотрудничества с ОИЯИ. В настоящее время модули FHCAL установлены в экспериментальной зоне эксперимента MPD. Половина модулей установлена на монтажном столе для монтажа системы съема и считывания сигналов, а также для проверки качества работы калориметра посредством регистрации космических мюонов.

В ходе первых тестовых запусков калориметра в зале эксперимента MPD был выявлен аномальный характер счёта событий. Анализ данных показал, что в крайних секциях модулей наблюдалась статистически значимо повышенная скорость счёта по сравнению с соседними секциями. Дальнейшие исследования выявили недостаточную световую изоляцию со стороны считающей электроники. Высокая световая засветка в экспериментальном зале привела к тому, что часть фонового потока фотонов преодолевает существующую светоизоляцию в заднем торце модулей, где установлены фотодетекторы и считающая электроника. Кремниевые фотоумножители (SiPM), расположенные на электронных платах в торцах модуля, оказались чувствительны к внешней световой засветке и регистрировали фоновые фотоны, интерпретируя их как полезные сигналы, что и приводило к наблюдаемому превышению счёта.

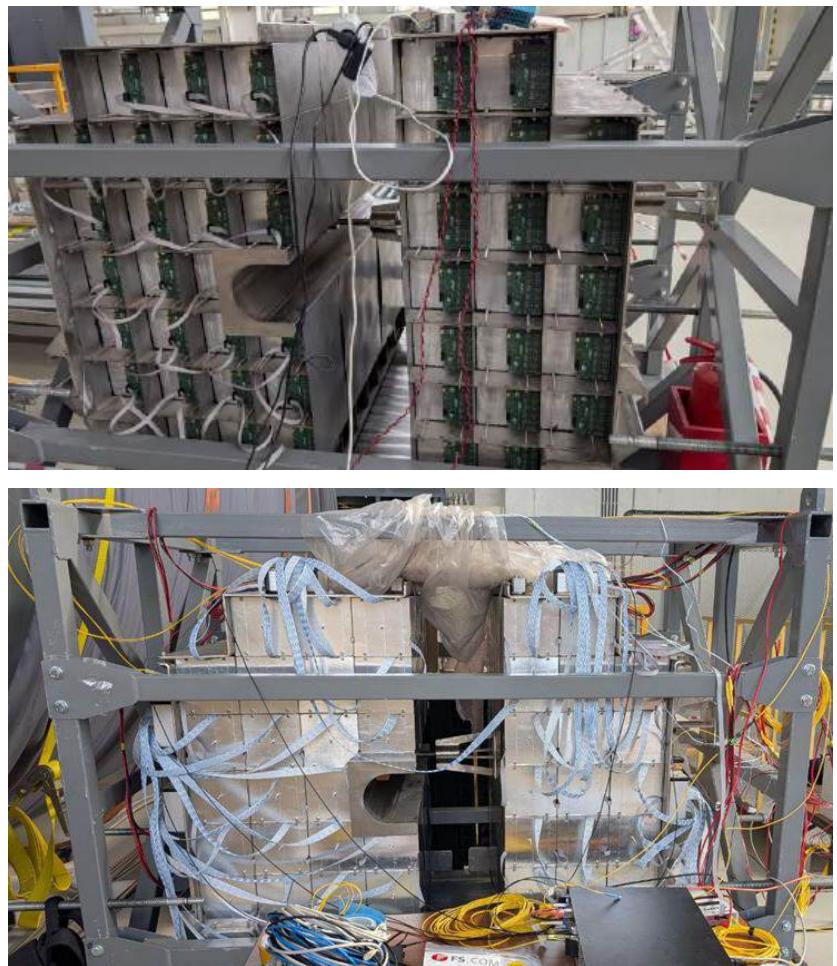


Рисунок 6.3 – Модули адронного калориметра, установленные на монтажном столе в экспериментальном зале. Вверху – в торце модулей установлена считывающая электроника с фотодетекторами. Внизу – в торцах модулей установлены светозащитные экраны

Решение данной проблемы заключалось в изготовлении светозащитных экранов и установке их в торцах модулей. Фотографии модулей до и после установки этих экранов приведены на рисунке 6.3. Установка светозащитных экранов позволила заблокировать проникновение внешнего света к фотодетекторам и решить проблему без влияния на функциональность электроники.

На рисунке 6.4 показано количество событий в разных секциях одного модуля с энерговыделением выше порога, обусловленного шумами электроники. Для модуля с плохой светоизоляцией (слева) первая секция показывает завышенное количество событий из-за описанного выше эффекта. Правое распределение показывает аналогичные результаты для модуля с установленным светозащитным экраном.

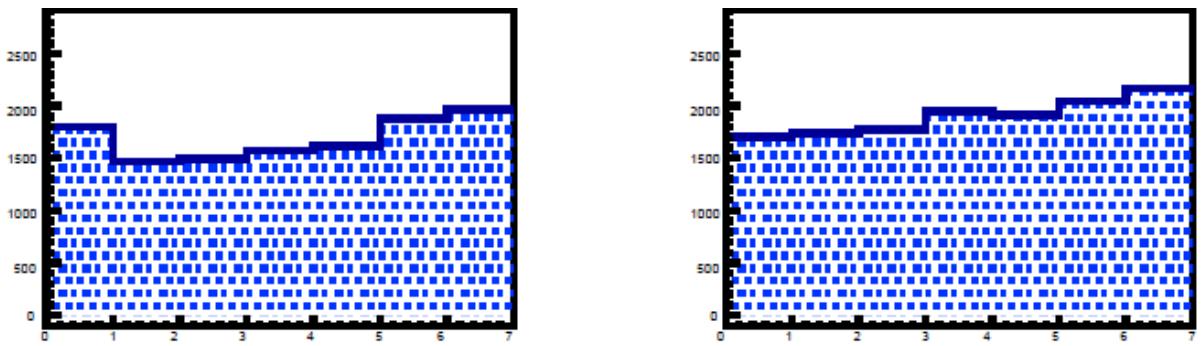


Рисунок 6.4 – Количество надпороговых событий в зависимости от номера секции одного модуля до (слева) и после (справа) установки светозащитного экрана

### 6.2.2. Установка системы считывания экспериментальных данных

В сентябре 2025 г. была успешно завершена сборка и интеграция одного из плеч калориметра (FHCAL) в систему сбора данных, разработанную для эксперимента MPD (Multi-Purpose Detector) на коллайдере NICA. На данный момент эта система сбора данных используется для отладки и валидации методик регистрации и обработки сигналов перед вводом в эксплуатацию основной установки. Общая архитектура системы считывания представлена на рисунке 6.5.

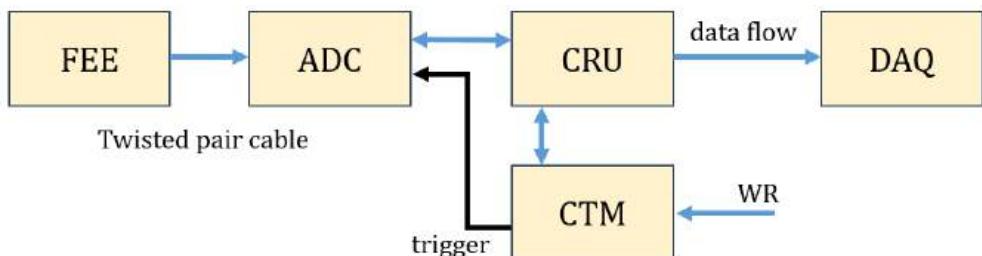


Рисунок 6.5 – Блок-схема системы считывания сигналов с FHCAL

Запись данных осуществляется следующим образом. Сигналы с плат с передней аналоговой электроники (FEE) модулей калориметра поступают на пять синхронизированных модулей аналого-цифровых преобразователей (АЦП) типа ADC64s2\_V6. Для обеспечения временной синхронизации всех АЦП используется модуль общего считывания (Common Readout Unit, CRU). Данный модуль, в свою очередь, взаимодействует с центральным триггерным модулем (Central Trigger Module, CTM, тип UT24VE), который выполняет функцию генератора триггерных сигналов. Программное обеспечение СТМ позволяет гибко настраивать и программировать любые требуемые комбинации условий для формирования триггера. Передача данных в режиме реального времени от детекторных модулей к CRU осуществляется по высокоскоростным оптическим линиям связи. В ходе проведения тестовых наборов данных на космических мюонах была

применена и успешно апробирована следующая триггерная логика. Условием для регистрации события (триггера) являлась логическая операция «ИЛИ» для сигналов со всех секций калориметра. Выработка триггера происходила в том случае, если амплитуда сигнала превышала установленный порог в одном или нескольких каналах АЦП. Сформированный СТМ триггерный сигнал передавался на АЦП, с помощью коаксиальных кабелей. Таким образом, регистрировались все события, в которых хотя бы одна секция калориметра демонстрировала надпороговый отклик. На рисунке 6.6 (сверху) представлена фотография крейта, в котором установлены ключевые модули системы: центральный триггерный модуль (СТМ) и модуль общего считывания (CRU). На фото также видны подключённые оптические кабели для передачи данных и триггерные коаксиальные кабели, обеспечивающие связь с пятью АЦП плеча FHCAL. На рисунке 6.6 (внизу) представлен собранное плечо FHCAL калориметра с системами считывания и питания АЦП. Крейт с системой считывания расположен справа внизу. В настоящее время система считывания данных полностью функционирует для одного плеча калориметра.

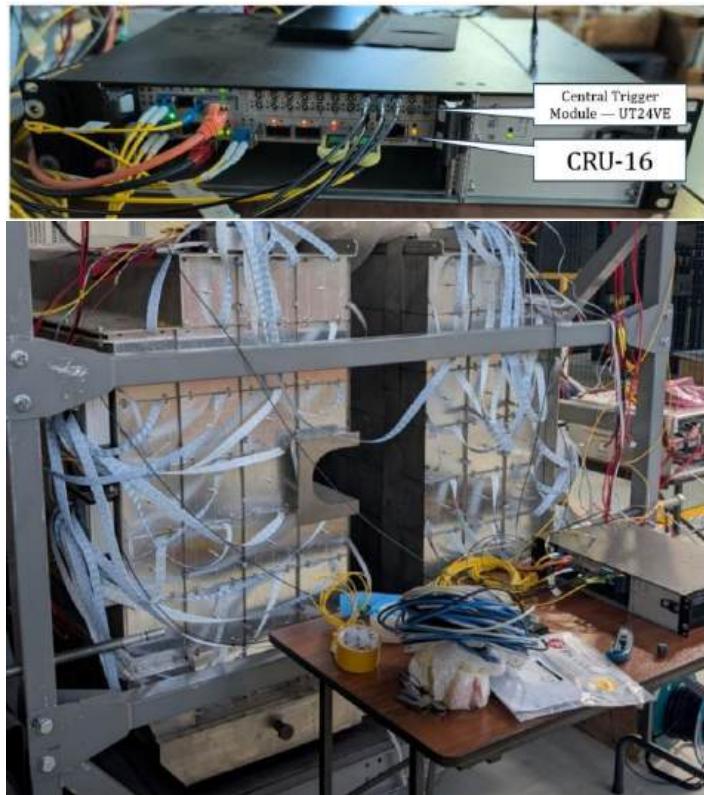


Рисунок 6.6 – Система считывания сигналов с FHCAL. Вверху – фотография крейта, в котором установлены ключевые модули системы: центральный триггерный модуль и модуль общего считывания. Внизу – собранное плечо FHCAL калориметра с системами считывания и питания АЦП

### 6.2.3. Модернизация системы медленного контроля

Эволюция системы контроля и стабилизации напряжения на фотодетекторах SiPM калориметра прошла несколько этапов аппаратной реализации. Первоначальная конфигурация системы была выполнена в виде автономного управляющего блока, как показано на рисунке 6.7 слева. Этот блок обладает 10-пиновым выходом и позволяет контролировать параметры только одного плеча FHCAL. Данное решение обеспечило возможность проведения разнообразных тестов калориметра и отладки основных алгоритмов мониторинга. Однако в условиях полноценного эксперимента и необходимости централизованного мониторинга всех детекторов установки MPD/NICA потребовалась интеграция системы контроля за параметрами FHCAL в общую крейтовую инфраструктуру эксперимента. В соответствии с этим требованием в 2025 г. был разработан и произведен специализированный встраиваемый модуль (рисунок 6.7, справа), предназначенный для установки в стандартный крейт.

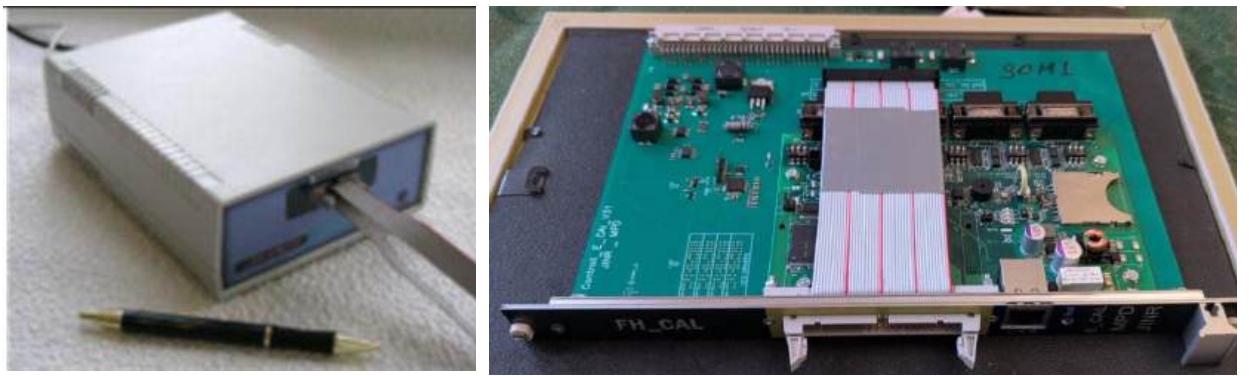


Рисунок 6.7 – Два варианта модуля медленного контроля. Слева – для работы детектора в автономном режиме. Справа – встраиваемый в общий крейт модуль, который будет использован в эксперименте

Использование данной финальной конфигурации системы контроля является обязательным условием для проведения заключительного цикла тестов калориметра. Новый модуль имеет 40-пиновый выход и позволяет контролировать параметры обоих плеч FHCAL. Всего было произведено два крейтовых модуля системы контроля. Первые тесты показали, что новый модуль совместим с программами для предыдущей версии блока контроля, что дает возможность выполнить его интеграцию в инфраструктуру адронного калориметра.

### 6.3. Вычисление эффективности FHCAL

В работе [18] (работа [41] приложения A.1) показано, что FHCAL показывает высокую эффективность в качестве триггера центральных и полуцентральных столкновений  $^{209}\text{Bi}+^{209}\text{Bi}$ , которая несколько снижается в периферийных столкновениях, см. рисунок 6.8. Однако его эффективность в качестве триггера, как правило, выше, чем у FFD – другого детектора установки MPD.

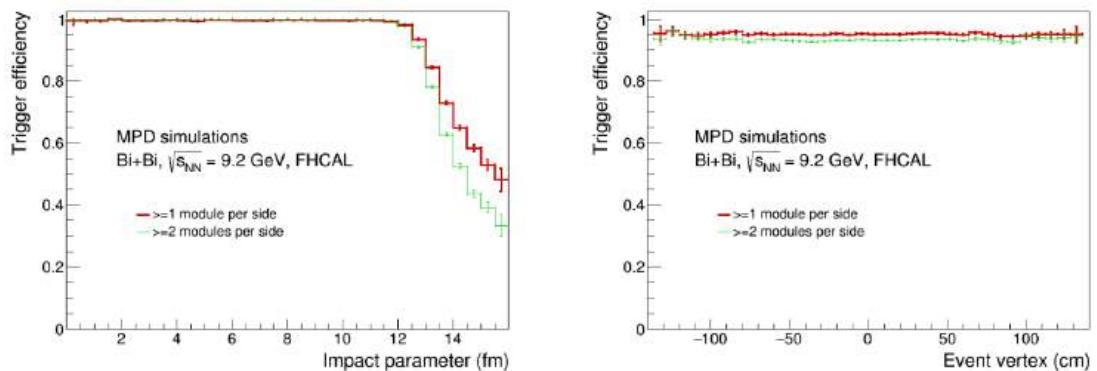


Рисунок 6.8 – Эффективность срабатывания детекторов FHCAL, вычисленная в зависимости от прицельного параметра без отбора по положению точки (вершины) взаимодействия (слева) и в зависимости от положения вершины без отбора по центральности (справа). Результаты моделирования представлены для взаимодействия ядер висмута встречных пучков при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 9,2 \text{ ГэВ}$  [18]

#### **6.4. Детектор контроля сведения пучков**

Другой важнейшей задачей, выполняемой ИЯИ РАН, является создание детектора контроля сходимости пучков. Он будет использован на начальной стадии эксперимента при настройке параметров встречных пучков. Данный детектор нацелен на регистрацию электронов и позитронов, рождающихся в результате ультрапериферических столкновений ядер, в которых фотонны, представляющие лоренц-сжатые кулоновские поля сближающихся ядер, рождают при взаимодействии друг с другом электрон-позитронные пары. Поскольку детектор в основном будет регистрировать низкоэнергетические электроны, позитроны и фотонны от последующей аннигиляции позитронов в веществе установки, было принято решение использовать неорганический сцинтиллятор CsI(Tl) в качестве активного элемента, а съем сигналов с сцинтиллятора осуществлять кремниевыми умножителями (SiPM). Этот детектор будет работать в паре с большими детекторами из органического сцинтиллятора, регистрирующими заряженные частицами. Схема установки по контролю качества сведения пучков представлена на рисунке 6.9. В ней будут использоваться два типа детекторов. Большие детекторы, регистрирующие заряженные частицы, со съемом сигнала вакуумными ФЭУ обозначены серым цветом, а CsI(Tl) детекторы представлены в виде прямоугольников зеленого цвета. Данные детекторы окружают ионопровод со всех четырех сторон. Предполагается, что с каждой стороны будет находиться один большой детектор из органического сцинтиллятора и четыре CsI(Tl) детектора, размещенные вдоль длины ионопровода на равных расстояниях. Таким образом, всего будет использоваться 16 CsI(Tl) детекторов, за разработку и создание которых отвечает ИЯИ РАН.

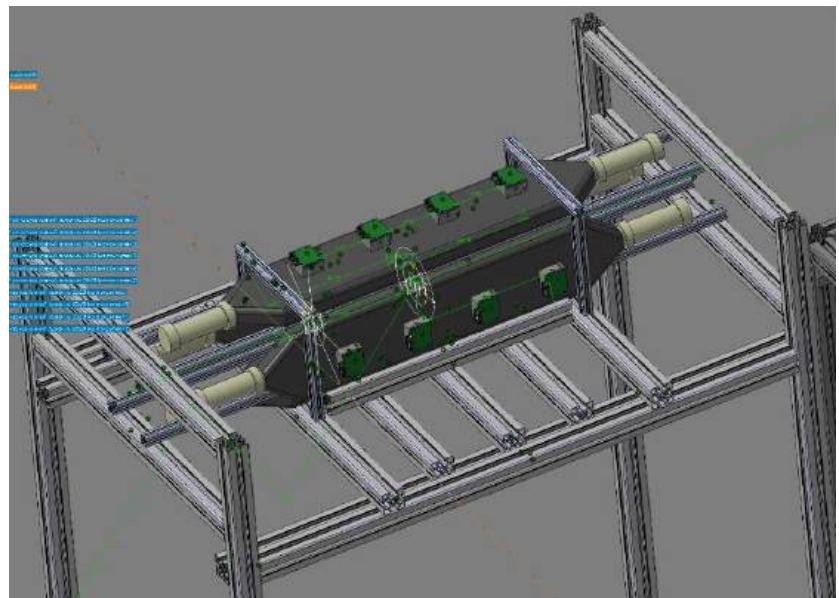


Рисунок 6.9 – Схема установки по контролю качества сведения пучков. Зеленым цветом обозначены CsI(Tl) детекторы контроля сведения пучков

Поскольку диапазон энергий частиц, регистрируемых в CsI(Tl) детекторах, лежит в пределах от 100 кэВ до нескольких МэВ, было принято решение использовать относительно небольшие CsI(Tl) кристаллы с длиной 25 мм. Поперечные габариты кристаллов определяются размерами SiPM матриц и выбраны равными  $15 \times 15$  мм<sup>2</sup>. С целью создания относительно больших габаритов детекторов, четыре кристалла были объединены в один корпус, а считывание света с этих кристаллов осуществляется четырьмя SiPM матрицами, расположенными на одной печатной плате. Основные компоненты CsI(Tl) детекторов представлены на рисунке 6.10.

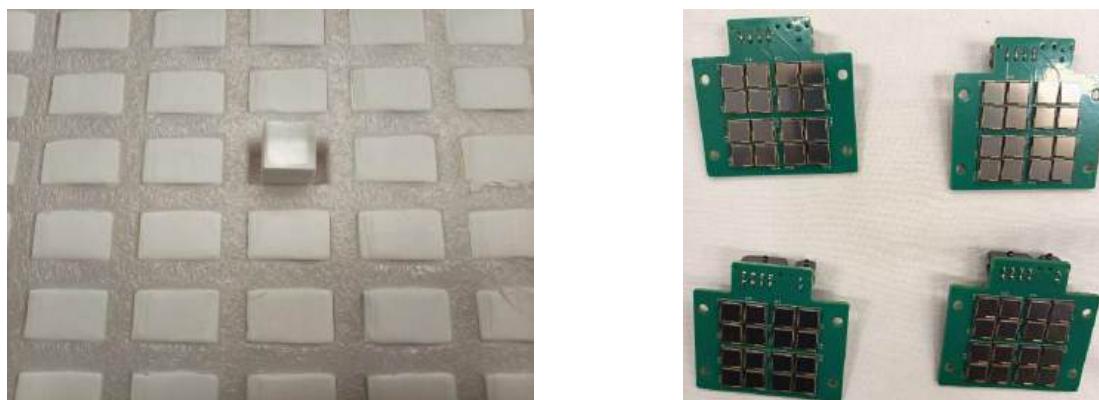


Рисунок 6.10 – Основные компоненты CsI(Tl) детекторов. Слева – CsI(Tl) кристаллы. Справа – SiPM матрицы

Светоизолирующие корпуса для CsI(Tl) кристаллов были распечатаны на 3D принтере и представляют собой сотовые структуры, имеющие четыре ячейки, см. рисунок 6.11, слева. Всего было напечатано около 20 корпусов.



Рисунок 6.11 – Слева – светоизолирующие корпуса для CsI(Tl) кристаллов. Справа – процедура сборки CsI(Tl) детектора

Процедура изготовления CsI(Tl) детекторов включала полировку кристаллов, их обрачивание в отражатель из тефлоновой ленты, упаковку CsI(Tl) кристаллов в ячейки сотовых корпусов, обеспечение оптического контакта со стороны торцов кристаллов и, наконец, монтаж печатных плат с SiPM матрицами. Все изготовленные детекторы проходили тестирование с радиоактивными источниками и поставлялись в ОИЯИ для установки в экспериментальную зону. На данный момент происходит интеграция CsI(Tl) детекторов в эксперимент MPD/NICA.

## **7. Исследование возможности размещения адронного калориметра спектаторов на коллайдере NICA**

На основании расчетов по магнитной оптике отклонения основного пучка, протонов-спектаторов и фрагментов предложено разместить компактный адронный калориметр на расстоянии около 10 метров от точки встречи пучков между отклоняющими магнитами MB1 и MB2. На траектории пучков коллайдера после прохождения установки MPD расположены два магнита MB1 и MB2, разводящие пучки по вертикали, с магнитным полем, различным при разных энергиях пучка, и длиной поля 1,38 м. Оценки величины отклонения пучка и частиц сделаны для величины кинетической энергии ядер висмута 4A ГэВ и магнитного поля 1,197 Тл без учета краевых эффектов магнитов. При прохождении магнита MB1 один из пучков ядер висмута отклоняется на 3 см в направлении вниз. Отклонение протона-спектатора в том же направлении составляет 7,4 см. Легкие фрагменты имеют в основном отношение массы к заряду около двух и отклоняются на 4 см. Тяжелые фрагменты с отношением массы к заряду, близким к ядрам висмута, отклоняются вместе с основным пучком. Расстояние между основным пучком и протоном-спектатором составляет 4,4 см. Изменение угла траектории частиц после прохождения магнита MB1 увеличивает расстояние между пучком ядер висмута и протонами-спектаторами при прохождении 2,5 м до 16 см, что позволяет установить модули калориметра с квадратным сечением  $15 \times 15$  кв. см в количестве от 12 до 16 шт. на расстоянии несколько сантиметров от основного пучка. В поперечном направлении протоны-спектаторы сохраняют импульс Ферми, что размывает пятно протонов на  $\pm 5$  см. Проведены расчеты по программе DCM-QGSM-SMM распределения угла вылета нуклонов-спектаторов с прицельным параметром 5 Фм. Для фрагментов распределение в два раза более узкое. При таком расположении модулей адронного калориметра обеспечивается плавное увеличение выделенной в калориметре энергии соответственно увеличению числа спектаторов-протонов и легких фрагментов вплоть до центральностей, эквивалентных параметру столкновения 12 Фм. Однако при образовании тяжелых фрагментов при ультрапериферическом столкновении, уходящих вместе с основным пучком, возможен выход небольшого числа протонов-спектаторов, дающих сигнал в калориметре, аналогичный центральному столкновению. Для того чтобы избежать искажение спектра адронного калориметра, необходимо установить несколько модулей электромагнитного калориметра, ECal, на небольшом расстоянии от точки встречи. Они должны давать триггерный сигнал для считывания информации адронного калориметра.

## 8. Исследование запутанных аннигиляционных фотонов

### 8.1. Экспериментальная установка

Для измерения аннигиляционных фотонов в максимально запутанном (исходном) и предварительно рассеянном состояниях в ИЯИ РАН создана экспериментальная установка. Принцип работы и фотография установки представлены на рисунке 8.1.

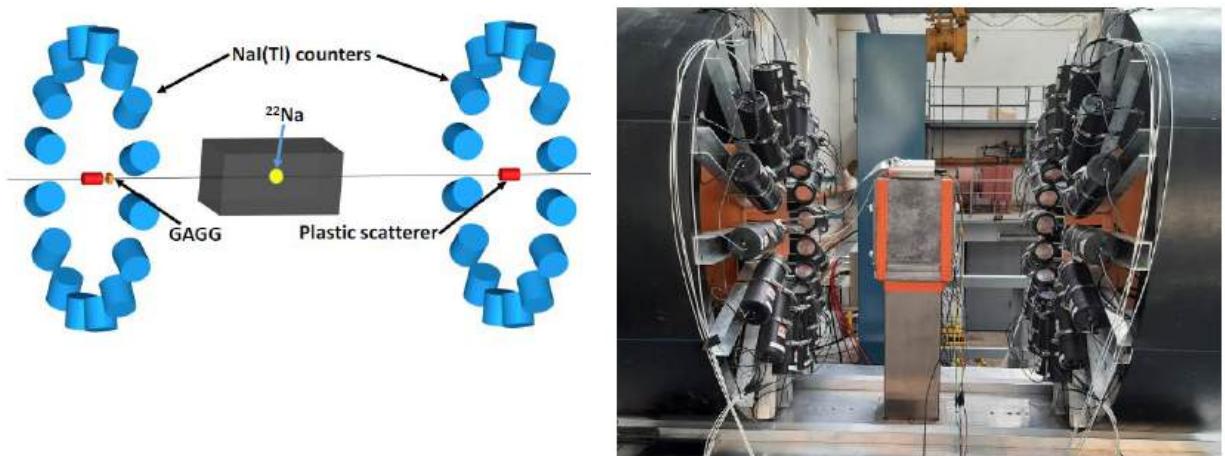


Рисунок 8.1 – Экспериментальная установка по измерению поляризационных корреляций двух аннигиляционных фотонов. Слева – схема установки. Справа – фотография установки

Установка состоит из источника аннигиляционных гамма-квантов, помещенного в свинцовый коллиматор с двумя отверстиями; двух основных комптоновских рассеивателей, размещенных симметрично относительно источника на оси вылета гамма-квантов из свинцового коллиматора и рассеивающих под большими углами; промежуточных (одного или двух) комптоновских рассеивателей, расположенных перед основными рассеивателями; системы сцинтилляционных счетчиков, размещенных под почти прямыми углами к оси установки и регистрирующих рассеянные гамма-кванты от основных комптоновских рассеивателей. Азимутальные углы сцинтилляционных счетчиков выбраны так, чтобы обеспечить максимальную чувствительность к корреляционной функции в неравенстве Белла. Задача промежуточных комптоновских рассеивателей заключается в создании механизма контролируемой декогеренции в системе аннигиляционных фотонов. Две системы сцинтилляционных счетчиков вокруг основных рассеивателей образуют 16 двухканальных комптоновских поляриметров. Поляриметры измеряют поляризацию либо исходных запутанных фотонов, если в промежуточном рассеивателе не обнаружено взаимодействия, либо фотонов, предварительно рассеянных на электронах окружающей среды в промежуточных рассеивателях. Оба типа событий

набираются параллельно и классифицируются по углу рассеяния в зависимости от энерговыделения в счетчиках и промежуточных рассеивателях.

В настоящее время экспериментальная установка функционирует в полном объеме, проводятся сеансы по набору экспериментальных данных при различных комбинациях и положениях основных и промежуточных комптоновских рассеивателей.

## 8.2. Теоретические подходы в описании экспериментальных результатов

Используя подходы квантовой теории поля (КТП) в матричном представлении как для фотона, так и для взаимодействующего комптоновского электрона, было обнаружено, что видимость корреляции первоначально максимально запутанной пары фотонов после трех процессов Комптоновского рассеяния факторизуется. Эта факторизация позволяет измерить величину запутанности в поляризованном состоянии пары фотонов после их рассеяния. В качестве меры запутанности использовалась величина,

$$C(\theta, E_i) = \frac{(1+|\cos\theta|)^2}{2(\gamma-\sin^2\theta)}, \quad (8.1)$$

где  $\theta$  – угол рассеяния, а  $\gamma$  – энергия рассеянного фотона в единицах массы электрона  $m_e$ . Функция (8.1) показана на рисунке 8.2 сплошной линией для трех значений начальной энергии  $E_i$ . Заметим, что  $C(\theta, E_i)$  для  $E_i = 0,1m_e$  уже практически совпадает с ее предельной формой для  $E_i=0$ .

Для сравнения с экспериментальными данными по рассеянию запутанных фотонов было проведено Монте-Карло моделирование процесса 3-комптонного рассеяния классически коррелированных пар фотонов в случае идеализированного эксперимента с  $4\pi$ -телесным углом и идеальным энергетическим разрешением всех регистрируемых энергий. Точки с ошибками на рисунке 8.2 соответствуют удвоенному полученному значению С в этом виртуальном эксперименте. Отметим важный момент: уравнение (8.1) описывает эволюцию квантового запутанности в рамках КТП, в то время как смоделированные данные на рисунке 8.2 соответствуют классическим корреляциям. Они принципиально различны, например, в измерениях классических корреляций нет места нелокальности, которая, напротив, считается присущей квантовой механике, порождая ЭПР-парадокс. Однако мы видим, что эволюция обоих типов корреляций в процессе измерения одинакова, вплоть до постоянного коэффициента два.

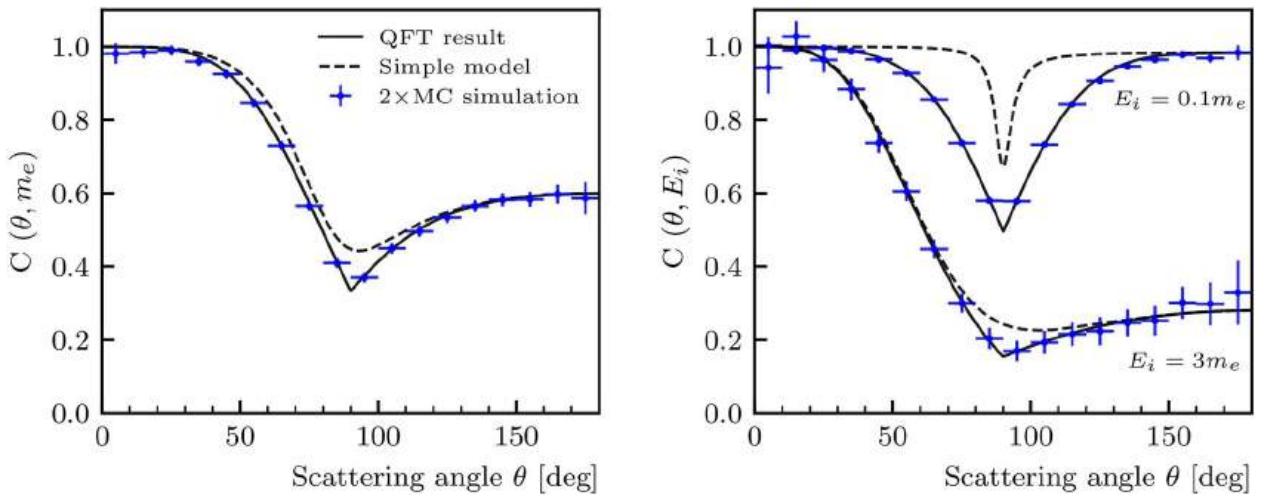


Рисунок 8.2 – Мера запутанности, предсказываемая КТП, показана сплошными линиями для трех значений начальной энергии фотонов,  $E_i = m_e$  (слева) и  $E_i = 0,1m_e$  и  $E_i = 3m_e$  (справа). Один из фотонов первоначально максимально запутанной пары испытал комптоновское рассеяние под углом  $\theta$ . Пунктирные линии представляют простую модель с результирующим совпадением, заданным уравнением. Синие точки с ошибками представляют удвоенные результаты Монте-Карло моделирования классически коррелированных фотонов. Здесь  $C(E_i, \theta)$  определялась с помощью уравнения (8.1)

### 8.3. Экспериментальные измерения меры запутанности

Поскольку КТП является локальной теорией, полученные в ее рамках результаты не могут обладать нелокальностью. Если экспериментальные результаты противоречат КТП, т.е. обладают нелокальностью, как это часто явно или неявно предполагается, то это должна быть новая физика. Трудно предположить, что нелокальность возникнет в ходе эволюции запутанности. Это должно и может быть исследовано экспериментально в рамках нашего подхода.

В эксперименте с аннигиляционными фотонами мы параллельно регистрируем два типа событий: исходные запутанные пары фотонов и те события, в которых один из фотонов был ранее рассеян. События помечаются в зависимости от энергии, выделенной в промежуточном рассеивателе, и классифицируются по углу рассеяния. События, представляющие первичные аннигиляционные электроны, не взаимодействуют в промежуточном рассеивателе и свободно проходят через него. Это самая многочисленная группа. Мы разделили взаимодействовавшие события на группы в соответствии с углом рассеяния. Угол рассеяния определяется по измеренному энерговыделению  $\Delta E$  в промежуточном рассеивателе.

Мера запутанности извлекается как:

$$C(\theta) = \frac{\nu(\theta)}{A_a A_b}, \quad (8.2)$$

где  $A_a$  и  $A_b$  – анализирующие способности поляриметров, измеряющие рассеянные фотоны в одном и другом плечах установки.  $\nu(\theta)$  – видность, т.е. мера угловых корреляций между двумя рассеянными фотонами.

Результаты экспериментальных измерений показаны на рисунке 8.3. Мы повторили ту же процедуру для случая моделирования классически коррелированных фотонов в реалистической геометрии нашего эксперимента. Результаты этой процедуры также представлены на рисунке 8.3. Видно, что снова экспериментально измеренная мера запутанности как функция угла рассеяния в два раза превышает классическую корреляцию в пределах погрешности. Оба показателя для классических и запутанных состояний согласуются с нашими теоретическими ожиданиями.

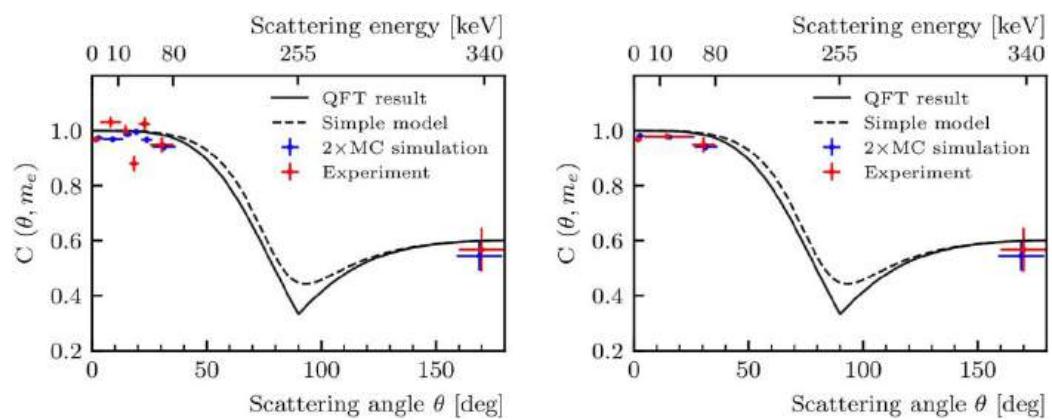


Рисунок 8.3 – Зависимости меры запутанности от угла рассеяния с различной группировкой событий по углу рассеяния. Слева красные точки с ошибками представляют результат нашего эксперимента с аннигиляционными фотонами. Справа первые четыре бина с ненулевым  $\theta$  объединены в один. Точки данных при  $\theta = 0$  соответствуют исходным аннигиляционным фотонам, не испытавшим рассеяния, и соответствующие символы немного сдвинуты вправо для наглядности. Сплошные и пунктирные кривые, а также значение синих точек с ошибками те же, что и на левой панели рисунка 8.2

Представленные результаты сравнения экспериментальных данных и теоретических расчетов в рамках КТП хорошо согласуются между собой, что подтверждает локальность процессов комптоновского рассеяния запутанных аннигиляционных фотонов.

#### 8.4. Использование аннигиляционных фотонов в качестве поляризованных гамма-квантов

Аннигиляционные фотоны, благодаря их запутанной природе, обладают одним замечательным свойством, позволяющим использовать их в качестве частично поляризованных гамма-квантов. Действительно, определение поляризации одного фотона немедленно ведет к определению поляризации другого фотона с точностью до

анализирующей способности используемого поляриметра. Поскольку в нашей установке анализирующая способность одного поляриметра равна 0,7, поляризация другого фотона будет известна с точностью около 70%. Таким образом, происходит мечение поляризации одного фотона за счет измерения другого фотона.

Данная особенность может быть использована для измерения комптоновских поляриметров, используемых в астрофизике, где диапазон измеряемых энергий фотонов меняется на три порядка от нескольких кэВ до нескольких МэВ. С этой целью экспериментальная установка была модернизирована. Ее схема представлена на рисунке 8.4. Установка включает одно плечо, состоящее из системы комптоновских поляриметров и измеряющее поляризацию одного фотона. А вместо другого плеча используется исследуемый поляриметр, анализирующую способность или фактор модуляции которого нужно определить. В нашем случае, в качестве исследуемого поляриметра использовались три кристалла из сцинтиллятора BGO, из которого планируется построить полномасштабный поляриметр в области астрофизических исследований. Центральный кристалл BGO служит основным рассеивателем, а два боковых кристалла регистрируют рассеянные электроны. В качестве триггера используется условие одновременной работы основных рассеивателей, т.е. на установке регистрируются только события, когда одновременно срабатывают пластиковый сцинтиллятор слева и центральный детектор BGO справа.

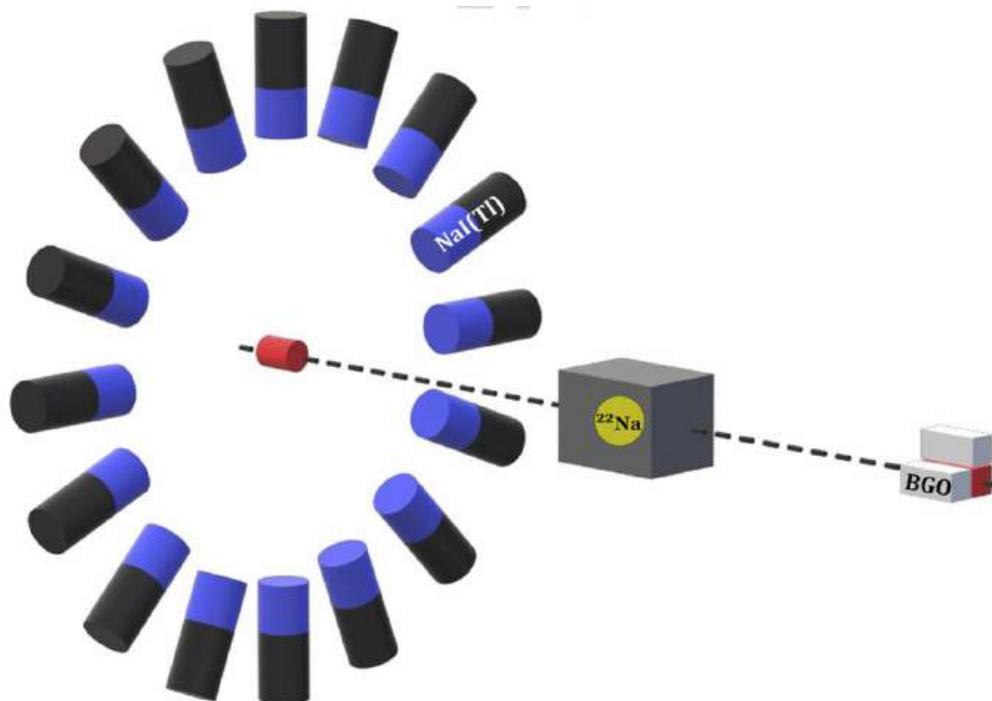


Рисунок 8.4 – Схема экспериментальной установки, используемой для измерения параметров исследуемого поляриметра из BGO кристаллов

Важным этапом работы с экспериментальными данными является энергетическая калибровка детектора BGO. Для этого используются эталонные спектрометрические источники гамма-излучения: изотоп  $^{137}\text{Cs}$  (662 кэВ) и источник позитронов  $^{22}\text{Na}$ . Два фотона от аннигиляции  $e^+e^-$  дают линию 511 кэВ. В работе были измерены энергетические спектры от двух источников (рисунок 8.5). Энергетическое разрешение (полная ширина на полувысоте) при 511 и 662 кэВ составляет около 78 кэВ и 84 кэВ соответственно.

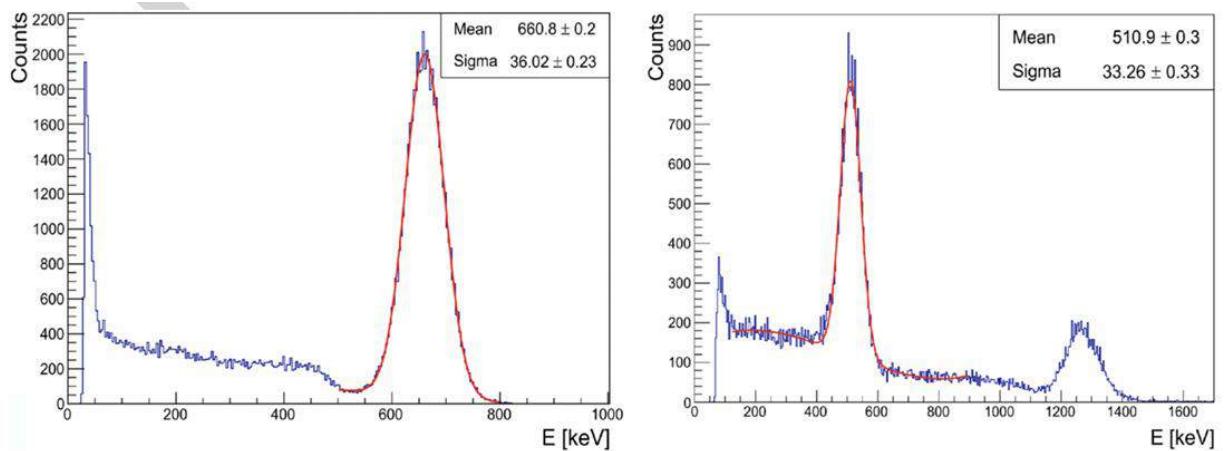


Рисунок 8.5 – Энергетический спектр в сцинтилляторе BGO для  $\gamma$ -источников  $^{137}\text{Cs}$  (слева) и  $^{22}\text{Na}$  (справа). Синим цветом указан экспериментальный энергетический спектр, а красным – результат аппроксимации характерных пиком функцией Гаусса

После измерений параметров BGO кристаллов, они были установлены в экспериментальную установку. Параллельно было выполнено Монте Карло моделирование данной установки. За 4 дня работы экспериментальной установки было отобрано около 10 000 событий, удовлетворяющих тем же условиям отбора энергии, что и при моделировании. Зависимость числа зарегистрированных пар рассеянных фотонов от азимутального угла  $\phi$  между этими фотонами показана на рисунке 8.6 для каждого бокового кристалла BGO. Здесь угол  $\phi$  рассчитывается относительно вертикальной оси. Точки на графиках соответствуют экспериментальным измерениям.

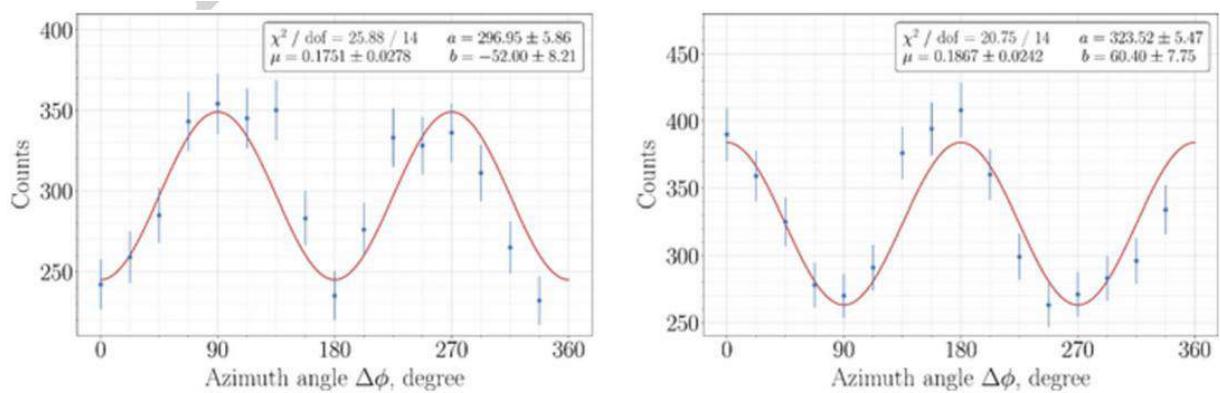


Рисунок 8.6 – Слева представлена зависимость числа пар фотонов от азимутального угла для BGO с первой стороны. Справа – та же зависимость для BGO со второй стороны

Из рисунка 8.6 видно, что кривые модуляции для боковых кристаллов BGO смещены относительно друг друга на угол  $\pi/2$ , поскольку вместе три полосы образуют L-образную конфигурацию. Коэффициент модуляции установки  $\mu$ , полученный в результате эксперимента, является произведением коэффициентов модуляции двух плеч  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . Таким образом, мы можем получить искомый коэффициент  $\mu_2$  для правого плеча (сцинтилляторов BGO), считая коэффициент  $\mu_1$  для левого плеча известным. При этом  $\mu_2$  можно рассчитать двумя способами: по данным одного и другого бокового BGO кристалла. Полученное значение  $\mu_2$  будет характеризовать азимутальную корреляцию фотонов, рассеянных в центральном кристалле и поглощенных в одной из боковых кристаллов. Полученные значения коэффициента модуляции совпадают в пределах погрешности. Улучшение точности может быть улучшено с большей статистикой фотонов, поскольку это уменьшит статистические ошибки. Если объединить две модуляционные кривые на рисунке 8.6, наложив их друг на друга с угловым сдвигом  $\pi/2$ , то можно получить одну кривую (рисунок 8.7) с усредненным коэффициентом модуляции  $\mu = 0,182 \pm 0,022$ . С учетом анализирующей способности левого плеча, был получен коэффициент модуляции исследуемого поляриметра равный  $\mu_2 = \mu/\mu_1 = 0,283 \pm 0,034$ .

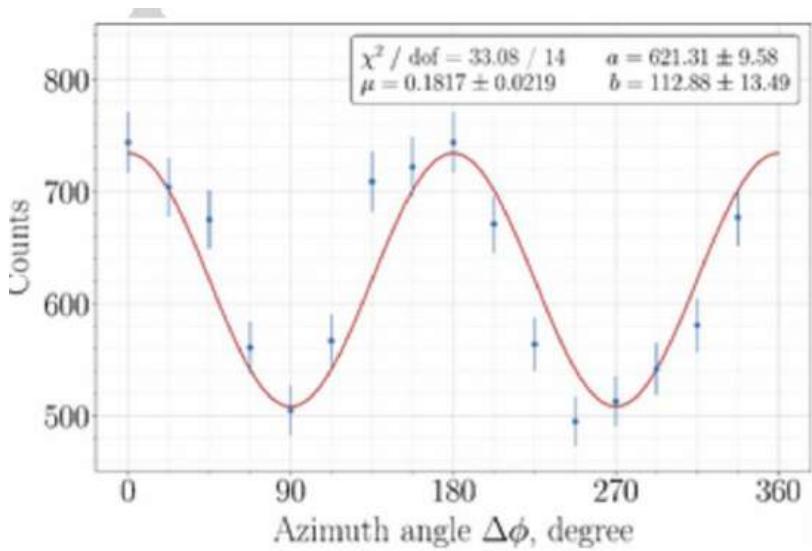


Рисунок 8.7 – Комбинированная кривая модуляции для двух боковых кристаллов BGO, полученная путем сложения двух отдельных кривых для каждого бокового кристалла со сдвигом угла на  $\pi/2$

Таким образом, созданная установка позволяет проводить исследования поляриметров для астрофизических исследований и определять их эффективность измерения поляризации.

## **9. Исследование возможностей проведения в области Е1 гигантского резонанса ( $\gamma, n_{0;1;2}$ )-экспериментов и измерений полных спектров и множественности фотонейтронов с предложенным спектрометром нейтронов на комптоновском $\gamma$ -источнике в НЦФМ**

### **9.1. Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских $\gamma$ -источников при $E_\gamma$ в области Е1 ГР (НІ $\gamma$ S и варианты проектов для НЦФМ)**

Поскольку цель работы – анализ возможностей проведения ядернофизических исследований на проектируемом для НЦФМ коллимированном обратном комптоновском источнике  $\gamma$ -квантов, имеющих энергии  $E_\gamma \approx (7-20)$  МэВ, то рассматриваются в сопоставлении параметры таких источников.

После обратного комптоновского рассеяния имеем:

$$E_\gamma \approx 2\gamma^2 E_{ph} (1 - \cos \psi) / (1 + \gamma^2 \theta^2),$$

а при лобовом столкновении

$$E_{\gamma \text{ макс}} = E_\gamma(\psi = 180^\circ, \theta = 0) \approx 4\gamma^2 E_{ph},$$

где  $E_{ph}$  – энергия налетающего лазерного фотона;  $\psi$  – угол между направлениями движения начального электрона и налетающего на него лазерного фотона;  $\theta$  – угол между направлениями движения начального электрона и  $\gamma$ -кванта, претерпевшего обратное комптоновское рассеяние;  $\gamma = (E_e / \mu)$ ;  $E_e$  и  $\mu$  – полные энергии налетающего и покоящегося электрона соответственно;  $\gamma \gg 1$ ;  $\theta \ll 1$ .

Для фотонейтронных исследований при энергиях падающих  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma$  в области Е1 ГР большие надежды связаны с переходом к измерениям с прецизионными пучками от коллимированного комптоновского рассеяния лазерного излучения на импульсных пучках ультраквантитивистских электронов. Эти надежды определяются возможными привлекательными малыми разбросами временных, геометрических и энергетических параметров у таких прецизионных  $\gamma$ -пучков при сравнительно высоких уровнях их интенсивности и поляризации, а также низких уровнях фона.

Сопоставим некоторые важные параметры коллимированных обратных комптоновских источников импульсов  $\gamma$ -квантов с энергиями  $E_\gamma$  для задач в области Е1 ГР практически единственного регулярно работающего в настоящее время на такие задачи НІ $\gamma$ S (см. работы [69-72]) и проектируемых для НЦФМ в их вариантах с линейным ускорителем электронов как без ускорителя-накопителя (см. работу [73]), так и с ускорителем-накопителем (см. работу [74]).

В эти параметры импульсов  $\gamma$ -пучка входят: максимальная частота импульсов  $f$ ; длительность импульса  $\tau$ ; энергия рассеянного  $\gamma$ -кванта  $E_\gamma$ ; относительный разброс энергии выделенных коллиматором рассеянных  $\gamma$ -квантов ( $\Delta E_\gamma / E_\gamma$ ); средние потоки  $\gamma$ -квантов  $N_\gamma$ .

В таблице 9.1 приведены оцененные параметры коллимированных комптоновских  $\gamma$ -источников при  $E_\gamma$  в области Е1 ГР ( $\approx(10\text{--}30)$  МэВ). Для НI $\gamma$ S параметры оценены нами из разных экспериментов (см. работы [69-72]). Для НЦФМ параметры взяты из проектов (см. работы [73,74]) и результатов оценок из [75].

Таблица 9.1 – Некоторые важные параметры коллимированных комптоновских  $\gamma$ -источников НI $\gamma$ S и НЦФМ при  $E_\gamma$  в области Е1 ГР ( $\approx(10\text{--}30)$  МэВ)

Комптоновский источник	НI $\gamma$ S, работы [69-72]	НЦФМ, проект [73]	НЦФМ, проект [74]	НЦФМ, оценки из [75]
$f, \text{с}^{-1}$	$\approx 2,79 \cdot 10^6$	до $10^3$	до $90 \cdot 10^6$	$15 \cdot 10^6$
$\tau, \text{с}$	$\sim 10^{-10}$	$\sim 10^{-12}$	$\sim 3 \cdot 10^{-10}$	$\sim 10^{-11}$
$\Delta E_\gamma / E_\gamma$	$\sim 2\%$	$\approx 0,5\%$	$\approx 0,2\%$	$\approx 0,3\%$
$N_\gamma, \text{с}^{-1}$	$\sim 10^7$	$\sim 10^7$	$\sim 5 \cdot 10^6$	$\sim 10^7$

## 9.2. Особенности предложенных для НЦФМ спектрометров быстрых нейtronов

В работе [29] были предложены эксперименты в НЦФМ, использующие систему спектрометров быстрых нейтронов, в которых измеряются и время пролёта нейтронов, и амплитуды вызванных ими сцинтилляций (см. рисунок 9.1). В качестве детекторов нейтронов предложены герметичные кюветы ( $\varnothing 50$  мм, толщина  $l = 50$  мм), просматриваемые каждая с одного торца своим ФЭУ и заполненные жидким сцинтиллятором, например, типа EJ-309 (имеющим однородные и изотропные свойства и пригодным для разделения событий, вызванных быстрыми нейтронами и  $\gamma$ -квантами, с помощью методики дискриминации по форме соответствующих импульсов сцинтилляции (ДФИ)). Центры кювет расположены равномерно по окружности с радиусом  $L = 1$  м, имеющей свой центр на оси  $\gamma$ -пучка. Окружность лежит в плоскости, перпендикулярной оси  $\gamma$ -пучка и проходящей через центр мишени ( $\theta = 90^\circ$ , при этом для  $E_n \cong (1,0; 2,0; 3,0)$  МэВ имеем соответственно время пролёта  $t \cong (72,1; 51,3; 41,7)$  нс. Ось каждой кюветы идёт из центра мишени. Телесный угол, стягиваемый каждым детектором, составляет  $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$  ср. При сдвиге мишени вперёд по направлению  $\gamma$ -пучка возможно, в частности, размещение детекторов в задней полусфере по отношению к ходу  $\gamma$ -пучка к

центру мишени (с обеспечением регулировки угловой направленности детекторов на центр мишени), в частности, при  $\theta = 135^\circ$  как это было в работах [76].

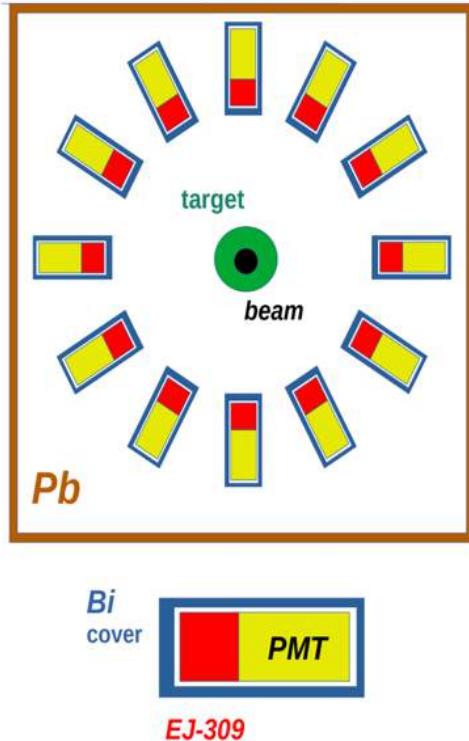


Рисунок 9.1 – Схема спектрометра быстрых нейтронов для НЦФМ, рассмотренного нами в работе [29]

Эффективность детектора  $\varepsilon$  зависит от  $E_n$ . Для грубых оценок зависимости эффективности  $\varepsilon(E_n)$  воспользуемся сведениями для стильтенового сцинтиллятора о поведении величины  $(n_H \cdot \sigma_H)$  от  $E_n$  из монографии [77], рассчитанные в предположении, что происходят только однократные взаимодействия нейтронов с ядрами сцинтиллятора, и приведённые здесь в таблице 9.2, где:  $n_H \cong 12(N_A \cdot \rho / M) \cong 0,0467 \cdot 10^{24} \text{ см}^{-3}$  – плотность ядер водорода в стильтене ( $C_{14}H_{12}$ );  $\sigma_H$  – сечение рассеяния нейтронов на ядрах протия;  $N_A \cong 6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$  – число Авогадро;  $M \cong 180,24 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$  – молекулярный вес стильтена;  $\rho \cong 1,164 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$  – плотность стильтена;  $l$  – толщина стильтенового сцинтиллятора. При этом согласно работе [77] для рассматриваемой задачи имеем:

$$\varepsilon(E_n, l) \approx 1 - \exp[-(n_H \cdot \sigma_H) \cdot l]$$

Таблица 9.2 – Эффективность  $\varepsilon_i(E_{n\_i}, l = 5 \text{ см})$  каждого детектора предложенного спектрометра (для отсутствующих значений возможна интерполяция)

$i$	$E_{n\_i}$ , МэВ	$(n_{\text{H}} \cdot \sigma_{\text{H}})$ , $\text{см}^{-1}$	$(n_{\text{H}} \cdot \sigma_{\text{H}}) \cdot l$	$\varepsilon_i(E_{n\_i}, l)$
1	1,0	0,1989	0,9945	0,6301
2	2,0	0,1356	0,6780	0,4924
3	3,0	0,1064	0,5320	0,4126
4	4,0	0,0884	0,4420	0,3573
5	5,0	0,0758	0,3790	0,3155
6	6,0	0,0664	0,3320	0,2825
7	7,0	0,0589	0,2945	0,2551
8	8,0	0,0530	0,2650	0,2328
9	9,0	–	–	–
10	10,0	0,0439	0,2195	0,1971
11	11,0	–	–	–
12	12,0	0,0374	0,1870	0,1706

Представляется, что в НЦФМ с использованием предложенного спектрометра возможны измерения по кинетической энергии для быстрых нейтронов различной множественности, в частности, испускаемых в реакциях  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ .

### 9.3. Возможности измерений с предложенными спектрометрами множественности и распределений по энергии нейтронов от реакций с тяжёлыми неделяющимися в области Е1 ГР ядрами на комптоновских $\gamma$ -источниках НЦФМ при $E_{\gamma} < 20 \text{ МэВ}$

В качестве начального этапа предлагается провести экспериментальные исследования для следующих условий:

1. два варианта ядер-мишеней –  $^{208}\text{Pb}$  ( $M \approx 208 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$ ,  $\rho \approx 11,4 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ ) и  $^{209}\text{Bi}$  ( $M \approx 209 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$ ,  $\rho \approx 9,747 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ ). При этом для плотности ядер  $n_{\text{ядер}} = (N_A \cdot \rho / M)$  соответственно имеем  $n_{208-\text{Pb}} \approx 0,33 \text{ см}^{-3}$  и  $n_{209-\text{Bi}} \approx 0,28 \text{ см}^{-3}$ .

2. Два типа исследуемых реакций –  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$  со своими: порогами  $B1n$  и  $B2n$ ; сечениями  $\sigma(\gamma, 1n)$  и  $\sigma(\gamma, 2n)$  и максимальными значениями этих сечений  $\sigma_{\max}(\gamma, 1n)$  и  $\sigma_{\max}(\gamma, 2n)$  при соответствующих таким максимумам энергиях  $E_{\gamma_{\max}(\gamma, 1n)}$  и  $E_{\gamma_{\max}(\gamma, 2n)}$ .

3. Две части I и II измерений со своими значениями выбранной энергии падающих  $\gamma$ -квантов –  $E_{\gamma\_I} = E_{\gamma_{\max}(\gamma, 1n)}$  и  $E_{\gamma\_II} = E_{\gamma_{\max}(\gamma, 2n)}$ .

4. Для оценки возможности разделения  $(\gamma, 1n)$ - и  $(\gamma, 2n)$ -реакций на начальном этапе можно ограничиться парой детекторов – D' и D'', стоящими на противоположных концах одного диаметра спектрометра быстрых нейтронов. В случае дальнейшего увеличения числа блоков детектирования возможны увеличение разделения за счёт увеличения эффективности регистрации нейтронов и получение информации об угловых корреляциях нейтронов в канале  $(\gamma, 2n)$ .

5. Два варианта анализа отсчётов в таких детекторах – без совпадений и с совпадениями между этими отсчётами (обозначаемыми соответственно «без совп» и «с совп»).

6. Регистрируются с шагом  $\Delta E_n \approx (1,0 \pm 0,5)$  МэВ распределения  $f_i(E_{n\_i})$  для нейтронов с кинетическими энергиями от  $E_{n\_i=1} \approx 1,0$  МэВ и для реакции  $(\gamma, 1n)$  в части измерений I до  $E_{n\_i=m\_I} \approx E_{\gamma\_I} - B1n$ , а в части II до  $E_{n\_i=m\_II} \approx E_{\gamma\_II} - B1n$  (в частности, для  $^{208}\text{Pb}$   $E_{n\_i=m\_I} \approx (13,6 - 7,4)$  МэВ  $\approx 6,0$  МэВ и  $E_{n\_i=m\_II} \approx (16,6 - 7,4)$  МэВ  $\approx 9,0$  МэВ), и для реакции  $(\gamma, 2n)$  в части измерений II при  $E_{n\_i=m\_II} \approx E_{\gamma\_II} - B2n$  (в частности, для  $^{208}\text{Pb}$   $E_{n\_i=m\_II} \approx (16,6 - 14,1)$  МэВ  $\approx 2,5$  МэВ для реакции  $(\gamma, 2n)$  с учётом соответствующих значений эффективности детекторов  $\varepsilon_i(E_{n\_i}, l = 5 \text{ см})$  из таблицы 9.2).

7. Среднее число падающих  $\gamma$ -квантов в их импульсе  $N_{\gamma \text{ имп}}$  уменьшено так, что среднее число отсчётов в каждом из детекторов D' и D'' на каждый импульс пучка этих  $\gamma$ -квантов для части I предлагаемых измерений в режиме без совпадений  $N_{nD\_I} \approx 10^{-3}$  имп $^{-1}$  (при этом среднее число случайных совпадений отсчётов в детекторах D' и D''  $\sim 10^{-6}$  имп $^{-1}$ ).

В приближении, что угловые распределения для испускаемых фотонейтронов считаются изотропными для обоих вариантов ядер-мишеней  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Bi}$  и обеих реакций  $(\gamma, 1n)$  и  $(\gamma, 2n)$ , а также, что угловые корреляции при испускании фотонейтронов для каждого акта реакции  $(\gamma, 2n)$  можно не учитывать, проведём грубые оценки для  $N_{nD\_I}$  и  $N_{nD\_II}$  – ожидаемых чисел зарегистрированных в каждом из двух детекторов D' и D'', стоящих на противоположных концах одного диаметра спектрометра быстрых нейтронов, испускаемых из материнских ядер  $^{208}\text{Pb}$  от одного импульса  $\gamma$ -квантов комптоновского рассеяния при их энергиях  $E_{\gamma\_I} \approx 13,6$  МэВ и  $E_{\gamma\_II} \approx 16,6$  МэВ соответственно в максимумах сечений  $\sigma_{\max}(\gamma, 1n) \approx 625$  мбн и  $\sigma_{\max}(\gamma, 2n) \approx 95$  мбн:

$$N_{nD\_I \text{ имп без совп}} \approx N_{\gamma \text{ имп}} \cdot \sigma_{\max}(\gamma, 1n)(E_{\gamma\_I}) \cdot n_{^{208}\text{Pb}} \cdot l_{\text{Pb}} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^{i=6} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f'_i(E_{n\_i})],$$

$$N_{n_{-D\_II\_имп\_без совп}} \approx N_{\gamma\_имп} \cdot [\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_{\gamma\_II}) + 2\sigma_{\max_{(\gamma, 2n)}}(E_{\gamma\_II})] \cdot n_{208-Pb} \cdot l_{Pb} \cdot \frac{\Omega}{4\pi} \cdot \sum_{i=1}^{i=9} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f_i''(E_{n\_i})]$$

$$N_{n_{-D\_II\_имп\_с совп}} \approx N_{\gamma\_имп} \cdot \sigma_{\max_{(\gamma, 2n)}}(E_{\gamma\_II}) \cdot n_{208-Pb} \cdot l_{Pb} \cdot \left\{ \frac{\Omega}{4\pi} \sum_{i=1}^{i=2} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f_i''(E_{n\_i})] \right\}^2,$$

где:  $N_{\gamma\_имп}$  – искомое количество таких  $\gamma$ -квантов в импульсе длительностью  $\sim 3 \cdot 10^{-10}$  с;  $\sigma_{\max_{(\gamma, 1n)}}(E_{\gamma\_I}) \cong 625$  мбн;  $\frac{\Omega}{4\pi}$  – стягиваемый каждым детектором телесный угол  $\Omega \approx 2 \cdot 10^{-3}$  ср в единицах полного телесного угла  $4\pi$  ср;  $n_{208-Pb} = (N_A \cdot \rho_{208-Pb} / M_{208-Pb}) \approx \approx 0,33 \text{ см}^{-3}$ ;  $N_A \cong 6,022 \cdot 10^{23}$  моль $^{-1}$  – число Авогадро;  $\rho_{Pb} \approx 11,35 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$  – плотность этой Pb-мишени;  $M_{Pb} \approx 208 \text{ г}\cdot\text{моль}^{-1}$  – грамм-моль этой Pb-мишени;  $l_{208-Pb} \sim 0,1$  см – толщина обогащённой Pb-мишени;  $\varepsilon_i(E_{n\_i})$  – эффективность регистрации каждым детектором нейтронов с кинетической энергией  $E_{n\_i}$  (см. таблицу 9.2);  $f_i(E_{n\_i})$  – измеряемая доля распределения нейтронов при их кинетической энергии  $E_{n\_i}$  в каждом из предлагаемых экспериментов.

Предполагается, кроме подготовительных наладочных экспериментов, проводить следующие три вида основных «чистовых» экспериментов, связанных с тремя указанными выше в приведённых трёх формулах как собственно самими количествами отсчётов в детекторах D в расчёте на один импульс  $\gamma$ -пучка, так и условий получения этих отсчётов:

- 1) для выбранного выше значения  $N_{n_{-D\_I\_имп\_без совп}} \cong 10^{-3}$  имп $^{-1}$  находим значения величин  $N_{\gamma\_имп}$  и  $\sum_{i=1}^{i=6} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f'_i(E_{n\_i})]$ , полученное таким образом значение  $N_{\gamma\_имп}$  используем далее в экспериментах видов 2) и 3);
- 2) для указанного  $N_{\gamma\_имп}$  находим значения  $N_{n_{-D\_II\_имп\_без совп}}$  и  $\sum_{i=1}^{i=9} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f''_i(E_{n\_i})]$ , а затем и значение величины  $[\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_{\gamma\_II}) + 2\sigma_{\max_{(\gamma, 2n)}}(E_{\gamma\_II})]$ ;
- 3) для указанного  $N_{\gamma\_имп}$  находим значения  $N_{n_{-D\_II\_имп\_с совп}}$  и  $\sum_{i=1}^{i=2} [\varepsilon_i(E_{n\_i}) \cdot f''_i(E_{n\_i})]$ , а затем значения величин  $\sigma_{\max_{(\gamma, 2n)}}(E_{\gamma\_II})$  и  $\sigma_{(\gamma, 1n)}(E_{\gamma\_II})$ .

## 10. Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе

### 10.1. Моделирование фотоядерной мишени с помощью Geant4

В моделировании фотоядерной мишени использовались встроенные в Geant4 пакеты физических процессов: EM Opt4, QGSP\_BIC\_HP, и LENDGammaNuclear [78]. Была создана виртуальная модель геометрии эксперимента, приближенная к реальности. Её чертёж представлен на рисунке 10.1. В модели учитывалась вакуумная камера и массивные элементы вблизи мишени, а также элементы конструкции детектора – массива  $^3\text{He}$ -счётчиков, включая пластиковые замедлители.

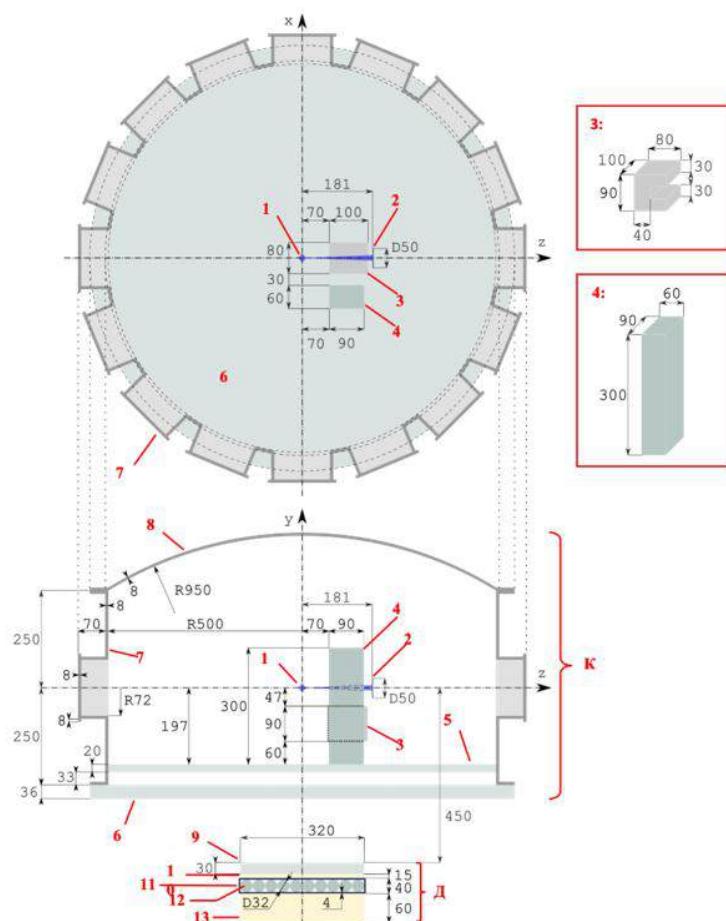


Рисунок 10.1 – Чертёж геометрии эксперимента. В стальной вакуумной камере (К) источник (1) испускает электроны в нормальном направлении к мишени (2), в результате чего генерируются нейтроны, регистрируемые счётчиком нейтронов (Д). Камера (К) включает: магнит (3), алюминиевую стойку (4), алюминиевый стол (5), алюминиевое дно камеры (6), стальной корпус (7), стальную крышку (8). Детектор (Д) включает: алюминиевую плиту (9), полиэтиленовые плиты (10 и 13), свинцовое экранирование (11), батарею из десяти счётчиков нейтронов СНМ-18-1 (12). Все размеры даны в миллиметрах

На рисунке 10.2 приведено также трёхмерное изображение геометрии из среды Geant4.

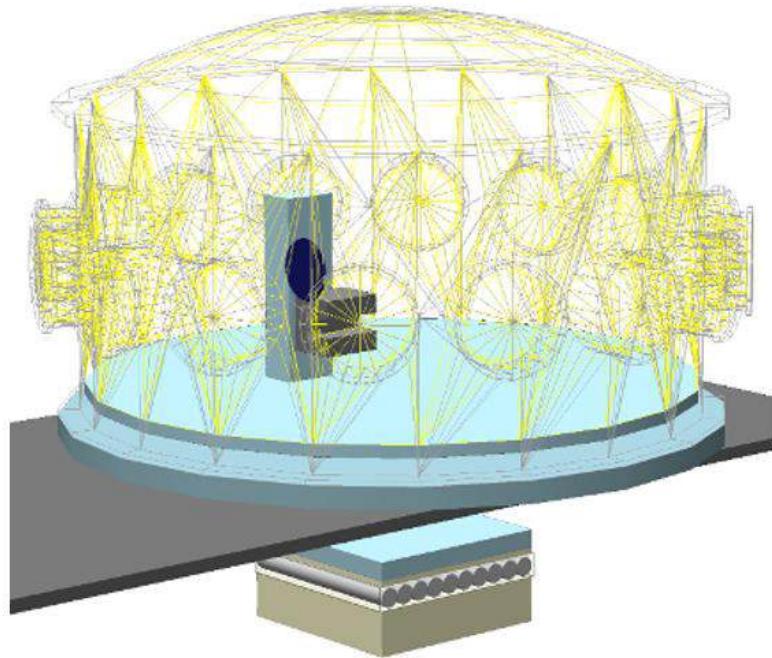


Рисунок 10.2 – Трёхмерная модель экспериментальной установки, выполненная в среде Geant4

Моделирование в реальной геометрии позволяет учесть рассеяние нейтронов на пути от мишени до детектора. Так, на рисунке 10.3 показан пример распределения нейтронов, вылетающих из дна вакуумной камеры, по координатам на горизонтальной плоскости. Видно, что на распределение нейтронов оказал значительное влияние якорь магнитного спектрометра, расположенный в вакуумной камере.

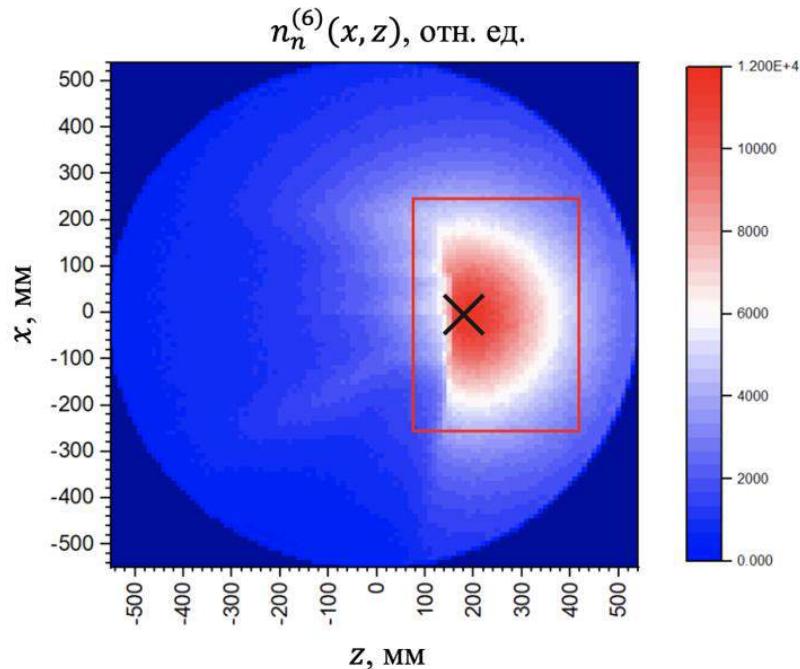


Рисунок 10.3 – Распределение нейтронов, покинувших объём дна камеры, по координатам точки вылета; выделена область сосредоточения 50% нейтронов (рамка), показана проекция положения эффективного источника на плоскость  $xz$  (крест)

На рисунке 10.4 приведён пример спектра нейтронов, в области объёма  ${}^3\text{He}$ -счётчиков. Счётчики регистрируют тепловые нейтроны, полученные с помощью пластиковых замедлителей. На спектре хорошо виден пик, соответствующий тепловым нейtronам (до 1 кэВ).

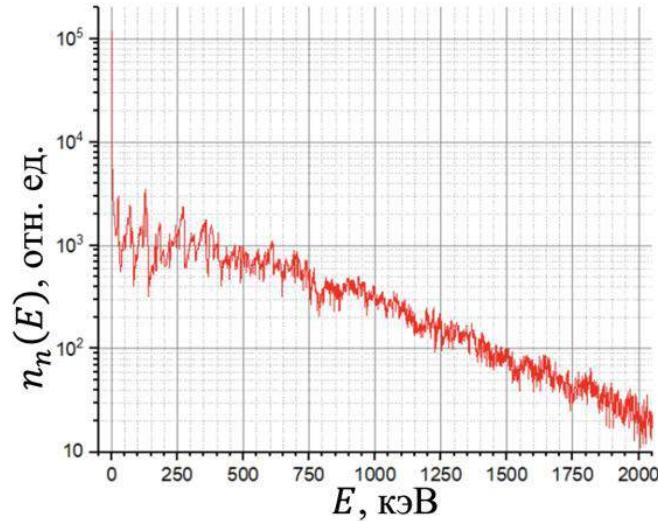


Рисунок 10.4 – Пример спектра нейтронов в объеме  ${}^3\text{He}$ -счётчиков

Была получена чувствительность детектора нейтронов ( ${}^3\text{He}$ -счётчики и замедлители) в зависимости от энергии с учётом геометрии. Для этого было проведено моделирование с точечным источником нейтронов на месте мишени с однородным энергетическим спектром. На рисунке 10.5 приведена полученная чувствительность.

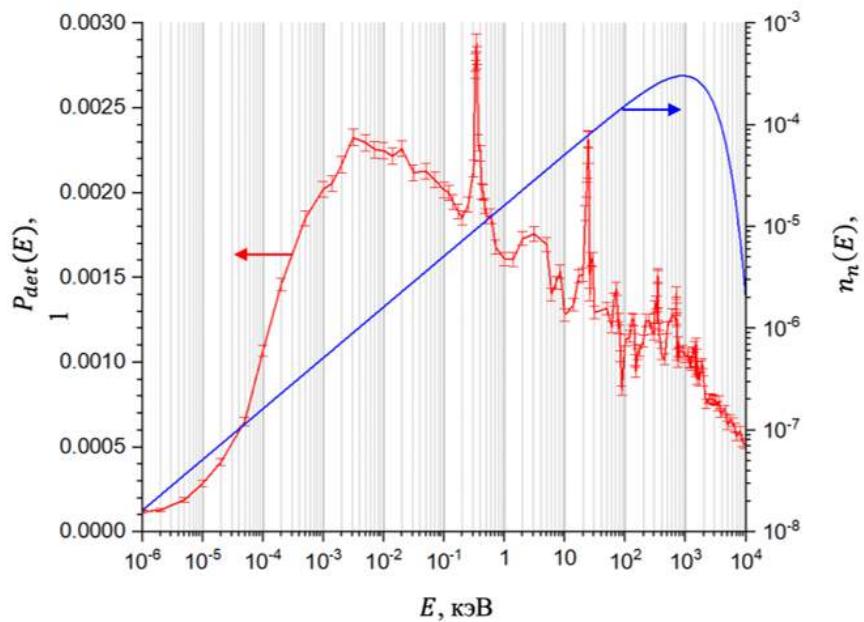


Рисунок 10.5 – Зависимость вероятности регистрации нейтрона в геометрии эксперимента от его начальной энергии (красная кривая), спектр нейтронного источника  ${}^{252}\text{Cf}$  (функция Ватта, синяя кривая)

Экспериментально интегральная чувствительность детектора определялась с помощью источника  $^{252}\text{Cf}$  и составила  $(0,14 \pm 0,05)\%$ . Спектр нейтронов  $^{252}\text{Cf}$  может быть аппроксимирован функцией Ватта (Watt distribution, см. рисунок 11.5):  $n(E) \sim \exp(-E/1,025 \text{ МэВ}) \cdot \sinh(\sqrt{(E \cdot 2,926 \text{ МэВ}^{-1}})$ , тогда используя чувствительность детектора, полученную в ходе моделирования, получим интегральную чувствительность детектора  $0,1\%$ , что хорошо соотносится с чувствительностью, измеренной экспериментально.

Было проведено моделирование нейтронного источника на основе электронного пучка с зарядом 10 пКл, расходимостью в 1 градус и энергетическим спектром, приведённым на рисунке 10.6, который направлялся в свинцовую пластину толщиной 2 мм, расположенную на расстоянии в 20 см от плазмы. Свинцовая пластина выполняла двоякую роль: была конвертером гамма-излучения и, в тоже время, мишенью для потока гамма-квантов, в которой протекали реакции фоторасщепления. В эксперименте  $^3\text{He}$ -счётчиками регистрировалось  $\sim 50$  событий (нейтронов) за выстрел. Однако, количество событий в детекторе по результатам моделирования оказалось значительно ниже  $\sim 1$  события за выстрел. В сравнении с экспериментом [79] оказалась занижена эффективность генерации нейтронов в мишени-конвертере, что является предметом дальнейших исследований.

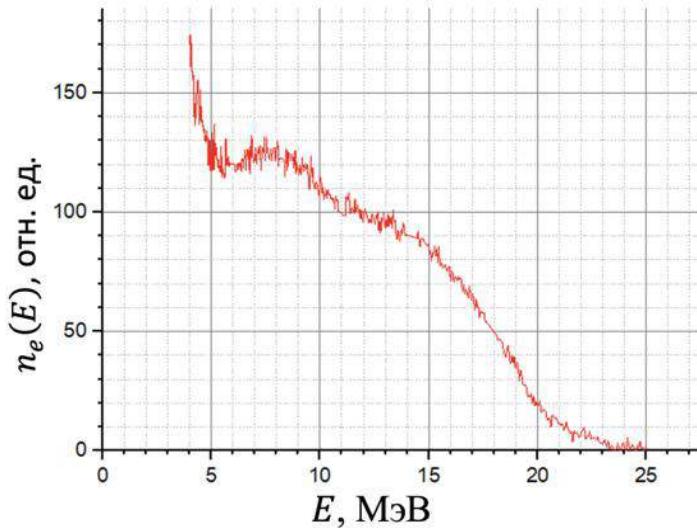


Рисунок 10.6 – Спектр электронного пучка

В ходе моделирования в Geant4 были успешно применены пакеты EM Opt4, QGSP\_BIC\_HP и LENDGammaNuclear для описания электромагнитных, нейтронных и гамма-ядерных процессов. В виртуальной модели экспериментальной установки была точно воспроизведена геометрия, включая вакуумную камеру, элементы детектора и замедлители, что позволило учесть влияние конструкции на распределение нейтронов. Моделирование в реальной геометрии позволило учесть рассеяние нейтронов на пути от

мишени до детектора. В спектре нейтронов отчетливо виден пик тепловых нейтронов с энергиями до 1 кэВ. Чувствительность детектора, рассчитанная в моделировании, составила 0,1%, что согласуется с экспериментальными данными, полученными с использованием источника  $^{252}\text{Cf}$ . В сравнении с экспериментом оказалась занижена эффективность генерации нейтронов в мишени-конвертере, что является предметом дальнейших исследований.

## **10.2. Исследование механизмов генерации квазимоэнергетического пучка и оценка диапазона возможной перестройки его по энергиям**

На прошлом этапе была создана комплексная диагностика, позволяющая “доставать” спектр электронного пучка и лазерного импульса с любой стадии ускорения. Методика экспериментально продемонстрирована на установке с мощностью 1 ТВт в режиме SM-LWFA [80]. В PIC-моделировании были получены энергия-угол распределения (далее будем называть их просто спектрами) покинувшего плазму электронного пучка для различных положений фронта ударной волны. Они хорошо совпадают со спектрами, полученными для тех же положений ударной волны в эксперименте [81].

Однако представленный метод является не только средством для диагностики процесса ускорения электронов, но также позволяет реализовать создание перестраиваемого по спектру квазимохроматического источника с помощью прерывания процесса ускорения на различных стадиях ударной волной от наносекундного импульса.

Варьируя положение ударной волны, можно перестраивать пучок электронов по энергии в диапазоне 6–12 МэВ, при этом пучок электронов остается квазимоэнергетическим со средним разбросом по энергии около 2,5 МэВ. Перестройка по энергии электронов осуществляется в процессе их замедления. При этом в PIC-моделированиях было видно затухание плазменной волны с уменьшением ее амплитуды в 1,3 раза. С целью выявить физические явления, которые обеспечивают возможность энергетической перестройки пучка электронов, а также обеспечить количественные оценки для перестраиваемого ускорителя электронов, основанного на этом эффекте, был проведен аналитический анализ LWFA ускорения электронов.

Динамика электронов вблизи оси, вдоль которой распространяется лазерный импульс, в случае, реализуемом в нашем эксперименте, хорошо описывается в 1D приближении [82]. В упомянутом выше PIC-моделировании эксперимента видно, что плазменная волна является сильно нелинейной, то есть имеет вид периодических пиков электронной концентрации (см. рисунок 10.7a, зелёные кривые). Электрическое поле в данном случае имеет пилообразную форму (см. рисунок 10.7a, желтые кривые). В

настоящей аналитической модели нами была предложена такая аппроксимация нелинейной плазменной волны, чтобы это с одной стороны корректно описывало ускорение электронов, а с другой позволяло бы сохранить аналитичность решения набора энергии электроном в плазменной волне. Набор энергии электроном описывается системой уравнений в фазовом пространстве  $(\gamma, \Phi)$ , где  $\gamma$  – Лоренц-фактор, т. е. нормированная энергия электронов.

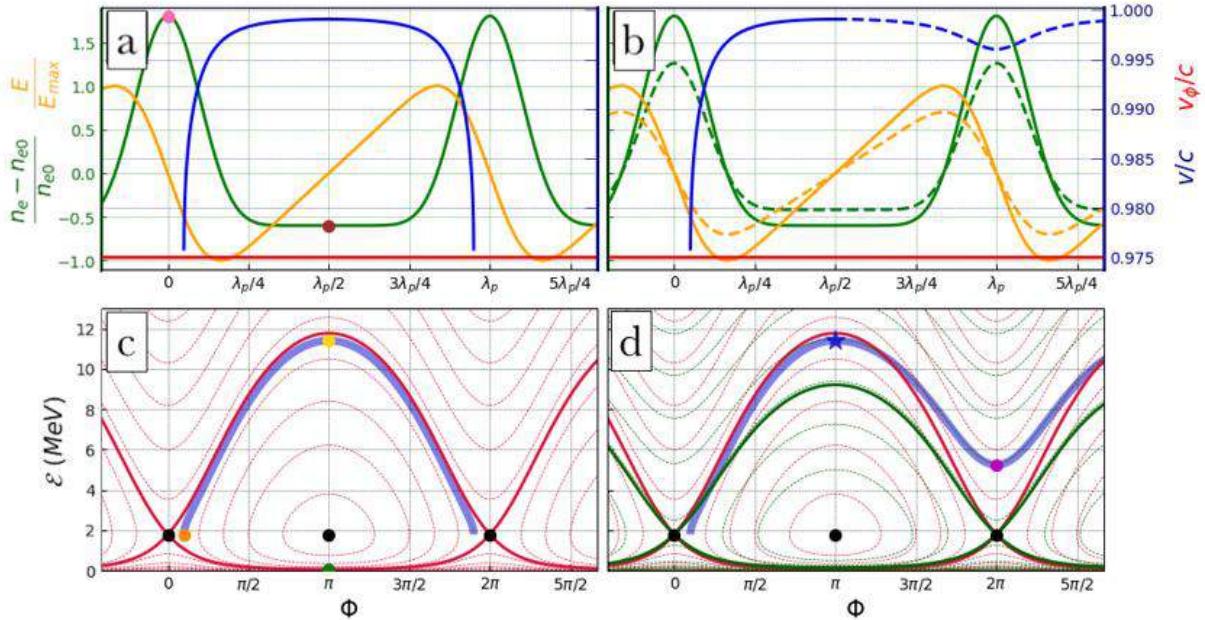


Рисунок 10.7 – Зависимость нормированной плотности электронов  $n_e$  (зеленые кривые), напряженности поля  $E$  (желтые кривые), скорости электрона  $v$  (синие кривые) и фазовой скорости плазменной волны  $v_\phi$  (красные кривые) от длины. (a) – пилообразное поле одной амплитуды  $A_1$ , (b) – пилообразное поле двух амплитуд  $A_1$  ( $\Phi < \pi$ ) и  $A_2 = 0,75A_1$  ( $\Phi > \pi$ ). (c, d) – соответствующие (a, b) фазовые портреты. Красные и зеленые сплошные кривые – сепаратрисы, красные и зеленые пунктирные кривые – некоторые фазовые траектории. Синим отмечена интересующая нас траектория электрона. (d) Фазовый портрет для амплитуды  $A_1$  (красным), для  $A_2$  (зеленым). Черным цветом – критические точки фазового портрета ( $\Phi_{cr}, \gamma_{cr}$ )

Следует отметить, что амплитуда плазменной волны уменьшается со временем, поскольку уменьшается амплитуда возбуждающего ее лазерного импульса. Это влияет на разброс по энергиям пучка электронов, что будет описано в дальнейшем. Мы рассмотрели модель "с двумя амплитудами" плазменной волны  $A_1$  и  $A_2 = 0,75A_1$  (см. рисунок 10.7c – аналогично рисунку 10.7b, но для двух амплитуд, рисунок 10.7d – два фазовых портрета с разными амплитудами:  $A_1$  – красным,  $A_2$  – зеленым). Фазовые портреты разных амплитуд сшиваются в  $\Phi = \pi$ .

На рисунке 10.8 показана эволюция пучка электронов во времени. Здесь сделано предположение, что скорость электронов  $c$ , тогда фаза  $\Phi$  линейно зависит от времени  $t$ , и может быть получено аналитическое выражение для разброса по энергии

инжектированного пучка от времени. На рисунке 10.8 $a-e$  – пилообразное поле одной амплитуды, рисунке 10.8 $f-j$  – пилообразное поле двух амплитуд. На рисунке 10.8 показаны положения пучка в фазовом пространстве в разные моменты времени.

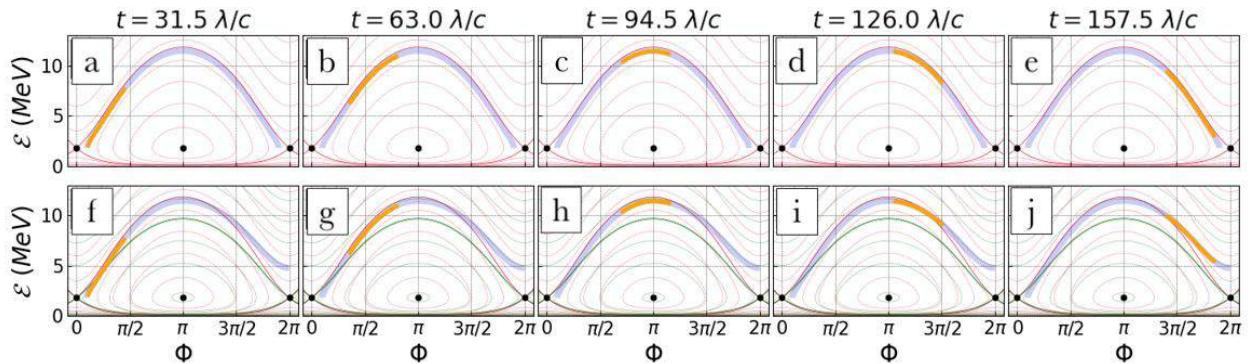


Рисунок 10.8 – Фазовые портреты зависимости энергии электронов от времени (см. рисунки с изображенными на них оранжевым пучками электронов, инжектированным за время  $\tau=40\lambda/c$  в разные моменты времени  $t$ . (a-e) – пилообразное поле одной амплитуды  $A_1$ , (f-j) – пилообразное поле двух амплитуд  $A_1 (\Phi < \pi)$  и  $A_2 = 0,75A_1 (\Phi > \pi)$ . (a,f) – момент времени  $t=31,5\lambda/c$ , (b,g) –  $t=63,0\lambda/c$ , (c,h) –  $t=94,5\lambda/c$ , (d,i) –  $t=126,0\lambda/c$ , (e,j) –  $t=157,5\lambda/c$

На рисунке 10.9 продемонстрирована аналитическая зависимость разброса по энергии пучка электронов  $\Delta\epsilon$  (фиолетовым), а также область от минимальной  $\epsilon_{\min}$  до максимальной  $\epsilon_{\max}$  энергии пучка (розовым) от времени. Рассматриваются разные случаи: a-c – пилообразное поле одной амплитуды  $A_1$ , d-f – пилообразное поле двух амплитуд  $A_1$  и  $A_2$ . И разная длительность инъекции  $\tau$ : a, d –  $20\lambda/c$ ; b, e –  $30\lambda/c$ ; c, f –  $40\lambda/c$ .

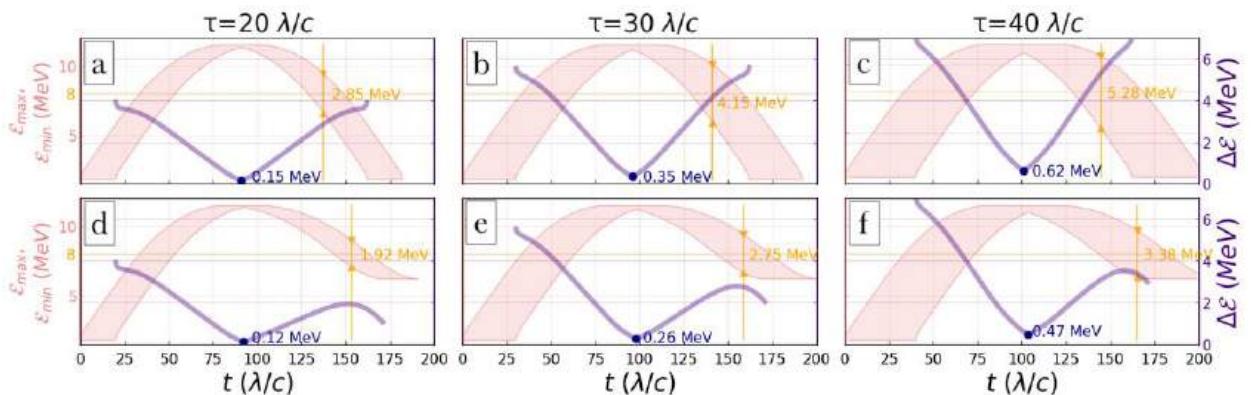


Рисунок 10.9 – Зависимость максимальной  $\epsilon_{\max}$ , минимальной  $\epsilon_{\min}$  энергии и разброса по энергии (розовым)  $\Delta\epsilon$  пучка электронов (фиолетовым) от времени. (a-c) – пилообразное поле одной амплитуды  $A_1$ , (d-f) – пилообразное поле двух амплитуд  $A_1 (\Phi < \pi)$  и  $A_2 = 0,75A_1 (\Phi > \pi)$ . (a,d) – время инъекции  $\tau=20\lambda/c$ , (b,e) –  $\tau=30\lambda/c$ , (c,f) –  $\tau=40\lambda/c$ . Оранжевым отмечен разброс по энергии для средней энергии пучка электронов  $\epsilon=8$  МэВ. Синие точки – точки минимального разброса, значение которого подписано синим

Аналитическая модель демонстрирует следующие результаты. Во-первых, разброс по энергии пучка электронов зависит от времени инжекции, и он тем меньше, чем меньше время инжекции. На рисунке 10.9 синим отмечены и подписаны минимально получающиеся разбросы по энергии (для примера, пилообразная волна одной амплитуды: при  $\tau=20\lambda/c$   $\Delta\xi=0,15$  МэВ (см. рисунок 10.9a),  $\tau=30\lambda/c$   $\Delta\xi=0,35$  МэВ (см. рисунок 10.9b),  $\tau=40\lambda/c$   $\Delta\xi=0,62$  МэВ (см. рисунок 10.9c)).

Во-вторых, в случае изменяющейся амплитуды, мы получаем, что для одной и той же энергии (по сравнению со случаем одной амплитуды) разброс по энергии пучка электронов гораздо меньше благодаря переходу на пролетную траекторию. Это демонстрируется на рисунке 10.8e и рисунке 10.8j. Фазовая траектория на рисунке 10.8j более пологая, и пучок занимает существенно меньший диапазон энергий.

Для средней энергии пучка 8 МэВ разброс по энергии отмечен и подписан оранжевым на рисунке 10.9. Для одной амплитуды  $\tau=30\lambda/c$   $\Delta\xi=4,15$  МэВ (см. рисунок 10.9b), для двух амплитуд –  $\tau=30\lambda/c$   $\Delta\xi=2,75$  МэВ (см. рисунок 10.9e)). Таким образом, обрывая ускорение, можно в некоторых пределах варьировать энергию пучка электронов, и при этом разброс по энергии не будет очень большим.

Аналитическая модель позволяет проанализировать ускорение электронов для различных плотностей плазмы. От плотности плазмы зависит фазовая скорость кильватерной волны:  $v_\phi=(1-n_e/n_{cr})^{1/2}$ , а также амплитуда плазменной волны. На рисунке 10.10 представлен диапазон перестройки по энергии пучка электронов в зависимости от концентрации электронов плазмы.

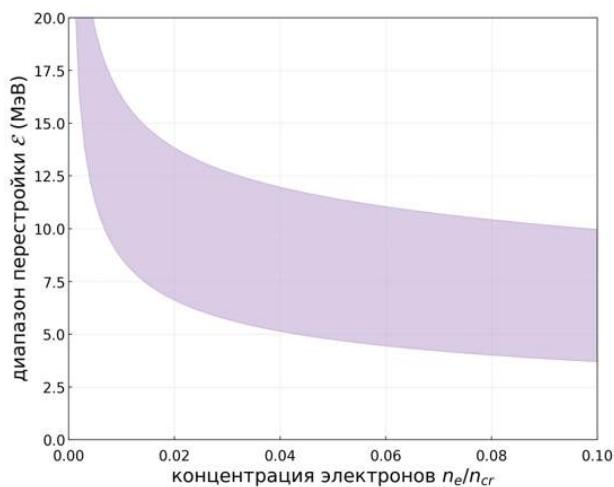


Рисунок 10.10 – Диапазон перестройки по энергии пучка электронов в зависимости от концентрации электронов

Был получен перестраиваемый по энергии в диапазоне 6–12 МэВ квазимоноэнергетический (со средним разбросом около 2,5 МэВ) пучок электронов. В PIC-моделировании, повторяющем параметры эксперимента, получен аналогичный диапазон перестройки по энергии 6–12 МэВ с сохранением квазимоноэнергетичности.

Проведено аналитическое исследование генерации квазимоноэнергетических пучков. Найдено, что режим перестройки по энергии реализуется на этапе замедления электронов при переходе на пролетную фазовую траекторию, что происходит из-за затухания плазменной волны. Квазимоноэнергетичность пучка электронов и диапазон его перестройки по энергии определяется 1) нелинейностью плазменной волны; 2) степенью затухания плазменной волны.

Аналитическая теория дает корректные численные оценки диапазона перестройки по энергии 6–12 МэВ и разброса по энергии пучка электронов ~2,5 МэВ. Это позволяет использовать ее для оценок диапазона перестройки и разброса по энергии для лазерно-плазменных ускорителей электронов, обладающих другими параметрами.

Аналитическая модель может быть использована для оценки диапазона перестройки и разброса по энергии пучка электронов для различных параметров плазменной волны. Нами были получены диапазоны перестройки по энергии пучка электронов в зависимости от плотности плазмы и амплитуды плазменной волны.

### **10.3. Фокусировка электронного пучка плазменной линзой**

Сравнение спектров электронов до ударного фронта с теми, которые выходят из плазмы, позволяет заметить снижение энергии на 1–2 МэВ, а также уменьшение расходимости пучка электронов в несколько раз.

Был проведен анализ пучка электронов, когда плазма модифицируется ударной волной. Эволюция углового спектра пучка ( $E > 6$  МэВ) при распространении между ударными фронтами показана на рисунке 10.11. Электронная концентрация возрастает в 5 раз до  $0,2n_c$  на переднем фронте ударной волны, и лазерный импульс возбуждает плазменные волны с  $\lambda_p = 2,5\lambda$ , а амплитуда поля оказывается в 3 раза выше, чем перед фронтом ударной волны. Поскольку такие волны быстрее осциллируют и локализуются внутри ударного фронта ( $10-20\lambda$ ), они изменяют энергию электронного пучка незначительно, несмотря на их более высокую амплитуду.

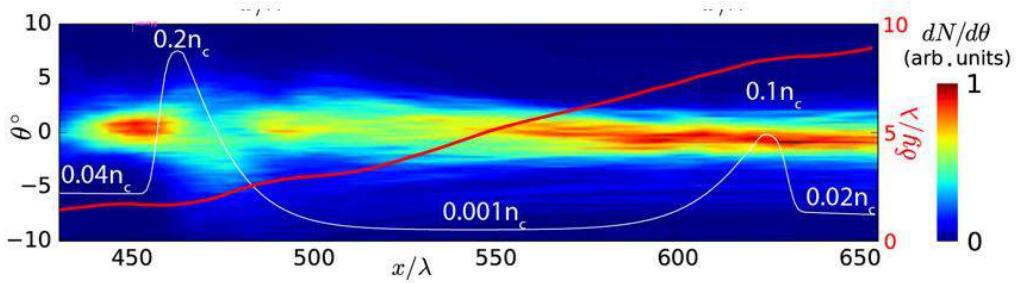


Рисунок 10.11 – Эволюция углового спектра пучка ( $E > 6$  МэВ) при распространении между ударными фронтами (цветная карта), диаметр электронного пучка ( $E > 6$  МэВ) (красная линия), профиль электронной концентрации после ионизации лазерным импульсом (белая линия),  $x$  – координата центра электронного пучка

Замедляющее поле кильватерной волны быстро становится дефокусирующим. Таким образом, электроны приобретают большой поперечный импульс на выходе из плазмы (точка  $x=460\lambda$  на рисунке 10.11). Расходимость электронного пучка в фазе ускорения  $\delta\phi \approx 3^\circ$  (точка  $x=440\lambda$ ). Если пучок взаимодействует с дефокусирующей частью кильватерной волны, его расходимость увеличивается до  $\delta\phi \approx 10^\circ$ . Но в случае если ударный фронт размещен в правильной точке, на выходе из плазмы наблюдается пучок с расходимостью  $\delta\phi \approx 1,5^\circ$ .

Это объясняется действием плазменной линзы, образующейся между фронтами ударной волны. При прохождении через фронт ударной волны на  $x=460\lambda$  расхождение пучка увеличивается до  $10^\circ$  в результате действия частично стохастических кильватерных полей. Расходимость почти восстанавливается и размер пучка увеличивается после фронта ударной волны на  $x > 480\lambda$  из-за распространения в плазме снижающейся плотности. Лазерный импульс распространяется в разреженной плазме с  $n = 0,001-0,01n_{cr}$  ( $x=500-600\lambda$  на рисунке 10.11). Он выталкивает электроны от оси, создавая ионный канал с преимущественно радиальным электрическим полем. Это поле немногого уменьшает расходимость электронного пучка, в то время как его размер увеличивается. Сразу после стадии ускорения угловая расходимость равна  $\delta\phi_0 \approx 3^\circ$  и поперечный размер пучка равен  $\delta y_0 \approx 2,5\lambda$ . Следовательно,  $\delta y \approx 6\lambda$  при  $x \approx 560\lambda$ , то есть перед правым фронтом ударной волны (см. рисунок 10.11). Плотность плазмы возрастает до  $0,002-0,02n_{cr}$  при  $x > 560\lambda$ . Здесь радиальное поле становится достаточно сильным, чтобы сфокусировать расширенный электронный пучок. Как результат, электронный пучок приобретает наблюданную в эксперименте расходимость  $\delta\phi = 1,5^\circ$  на  $x = 620\lambda$ .

Экспериментально был обнаружен вклад в коллимацию электронного пучка плазменной линзы. В PIC-моделировании также было продемонстрировано уменьшение расходимости электронного пучка из-за плазменной линзы, образующейся между

фронтами ударной волны. Перед ударной волной расходимость пучка составляла  $5^\circ$ , а после ударной волны –  $1,5^\circ$ . С помощью анализа PIC-моделирования было объяснено действие плазменной линзы. Проходя первую стенку ударной волны, электронный пучок увеличивает свою расходимость до  $10^\circ$  из-за быстро осциллирующих полей плазменных волн. Распространяясь в свободном пространстве между стенками ударной волны пучок увеличивает свой диаметр при той же расходимости. В области перед второй стенкой, где концентрация электронов снова увеличивается, лазерный импульс создает плазменный пузырь, поперечные поля которого растут с радиусом и образуют фокусирующую линзу, приводящую к уменьшению расходимости электронного пучка. Такую плазменную линзу обычно создают, устанавливая на пути лазерного импульса и электронного пучка вторую газовую струю, в которой и происходит фокусировка [83,84]. Преимуществом данного подхода является использование только одной газовой струи: для лазерных систем ТВт мощности взаимодействие происходит на масштабе  $\sim 100$  мкм и сделать две струи с таким расстоянием между ними технически невозможно. Кроме того, система является легко перестраиваемой: параметры фокусировки можно менять, изменяя диаметр ударной волны. В эксперименте с экспоненциальным спектром и максимальной энергией 15 МэВ получено уменьшение расходимости электронного пучка с  $3^\circ$  до  $1,5^\circ$  градусов.

#### 10.4. Переход на непрерывный газовый поток

Для перехода на непрерывный газовый поток к вакуумной камере были подключены два форвакуумных насоса производительностью  $60 \text{ м}^3/\text{час}$ . В систему были установлены цифровой вакуумметр для измерения остаточного давления в камере и цифровой манометр для контроля за давлением газа перед соплом. Их показания автоматически записывались в ходе эксперимента. Использовались газовые сопла с выходным диаметром 200, 300 и 400 мкм. Было экспериментально установлено, что для получения плазменного профиля с достаточной концентрацией и протяжённостью для указанных диаметров сопел необходимо подавать газ под давлением 15, 5 и 3 атм. соответственно. В первом приближении давление и площадь сечения сопла находятся в обратной пропорциональности. Остаточное давление вакуумной камере составляло 3 Торр при одном работающем насосе и 1,8 Торр при двух. Эти величины сохранялись для разных диаметров сопел при соответствующих давлениях, так как поток газа был примерно одинаковым. Параметры электронного пучка не отличались от параметров, полученных в эксперименте с импульсным газовым клапаном. Пример электронного пучка, полученного с непрерывной газовой струей приведен на рисунке 10.12.

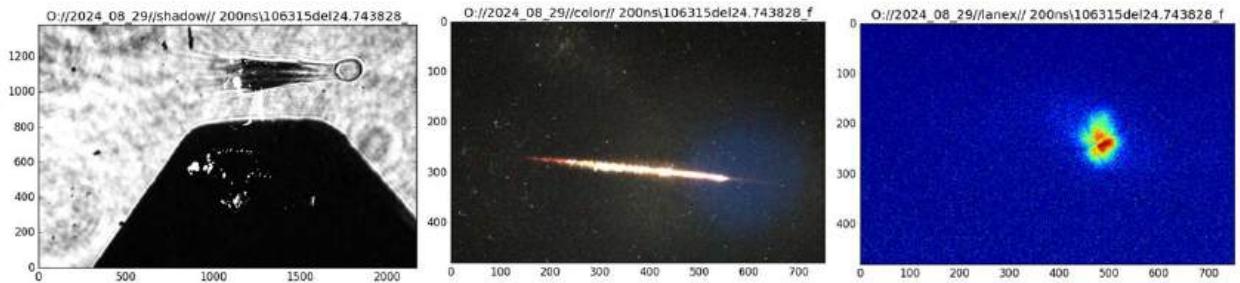


Рисунок 10.12 – Тенеграмма, изображение плазменного канала и изображение электронного пучка на сцинтилляторе в эксперименте с непрерывным газовым потоком

Приведенные на рисунке 10.13 спектры также получены на непрерывной струе. Ухудшение параметров электронного пучка начинает наблюдаться при остаточном давлении 5 Торр. Заряд пучка уменьшается примерно в два раза при остаточном давлении 10 Торр. Таким образом, при использовании в качестве рабочего газа азота остаточное давление в вакуумной камере может достигать нескольких Торр без ухудшения параметров электронного пучка. Это позволяет использовать такую непрерывную газовую струю с лазерными системами на высоких частотах повторения.

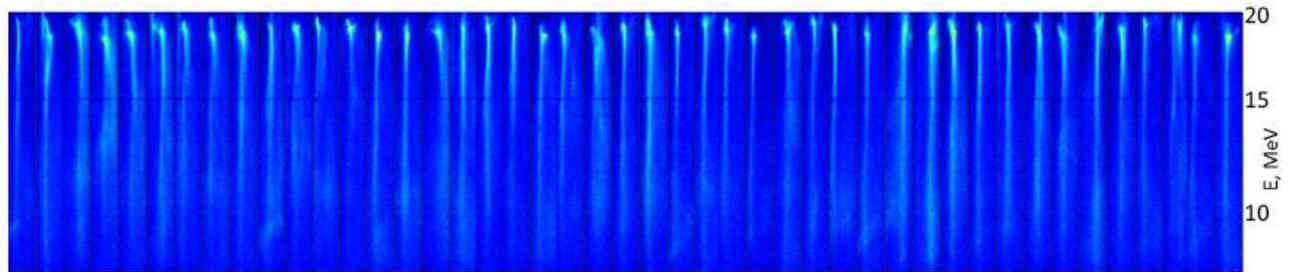


Рисунок 10.13 – Электронные спектры в 45 последовательно идущих лазерных выстрелах

Проведены эксперименты, демонстрирующие возможность работы на непрерывном газовом потоке при использовании азота. Параметры электронного пучка при этом не отличаются от режима с использованием импульсного газового сопла – при энергии лазерного импульса 60 мДж может быть получен пучок зарядом 10 пКл с энергиями до 18 МэВ и расходимостью менее 50 мрад. Максимальное остаточное давление, при котором не наблюдаются ухудшение параметров электронного пучка, составляет около 4 Торр. Установлено, что для сопел диаметром 200, 300 и 400 мкм давление газа, необходимое для достижения нужной электронной концентрации, должно быть 15, 5 и 3 атм. соответственно.

## 10.5. Оценка стабильности параметров электронного пучка и выхода нейтронов от выстрела к выстрелу и измерение долговременного дрейфа этих параметров

Установка в лазерную систему новых лазеров накачки с высокой стабильностью энергии и терmostатирование кристалла оконечного усилителя позволило уменьшить флуктуации энергии фемтосекундного импульса до нескольких процентов. В результате на интервалах в единицы минут получен стабильный режим с генерацией квазимоноэнергетического электронного спектра с энергией  $18 \pm 2$  МэВ (см. рисунок 10.13). Заряд пучка при этом испытывал флуктуации в 20%, а выход нейтронов 35% (см. рисунок 10.14). На больших интервалах времени (десятки минут) происходит уход лазерного пучка по пространству и изменения геометрии выходного отверстия газового сопла из-за его постепенной абляции. Режим генерации электронного пучка может быть стабилизирован подстройкой положения в пространстве газовые мишени и изменением давления газа.

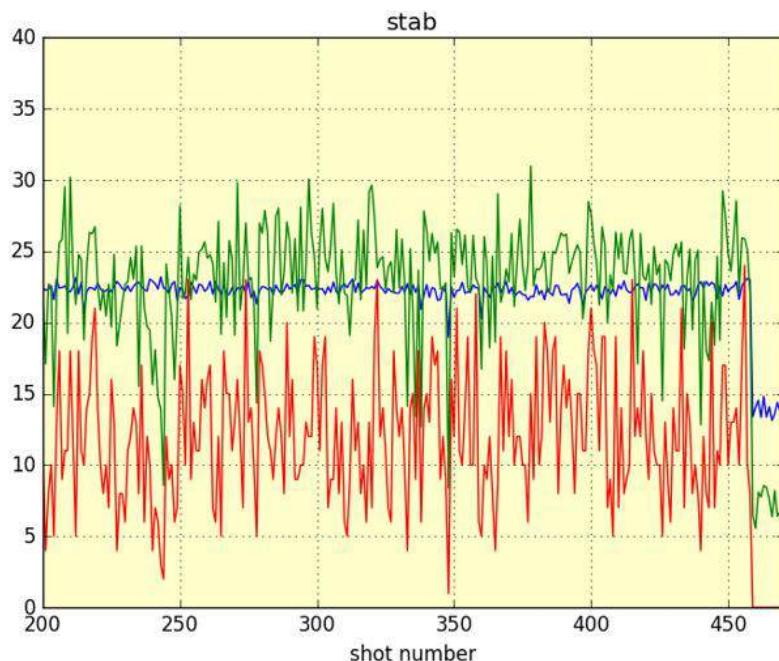


Рисунок 10.14 – Измерение стабильности электронного пучка на протяжении 250 выстрелов. В относительных единицах: синим показана энергия лазерного импульса, зелёным – заряд электронного пучка, красным – выход нейтронов

При энергии лазерного импульса  $60 \pm 2$  мДж получен стабильный квазимоноэнергетический электронный пучок с энергией  $18 \pm 2$  МэВ, зарядом  $10 \pm 2$  пКл и расходимостью  $40 \pm 10$  мрад. Флуктуации углового отклонения составляют 20 мрад, а выхода нейтронов на свинцовом конверторе – 35%.

## 10.6. Измерения параметров электронного пучка и выхода нейтронов в зависимости от энергии лазерного импульса в доступном диапазоне перестройки

Заряд и спектр электронного пучка, и выход нейтронов были измерены в зависимости от энергии лазерного импульса в экспериментах с и без ударной волны. Энергия лазерного импульса менялась изменением напряжения на лампе лазера накачки последнего каскада усилителя. Параметры записывались в каждом лазерном выстреле, а затем строилась статистика, приведенная на рисунке 10.15. Заряд пучка измерялся для энергий более 5 МэВ: перед сцинтилляционным экраном стоял конвертер 3 мм свинца. Нейтроны генерировались в этом конверторе, таким образом удавалось одновременно измерять заряд пучка и выход нейтронов. Зависимости выхода нейтронов и заряда от энергии хорошо коррелируют.

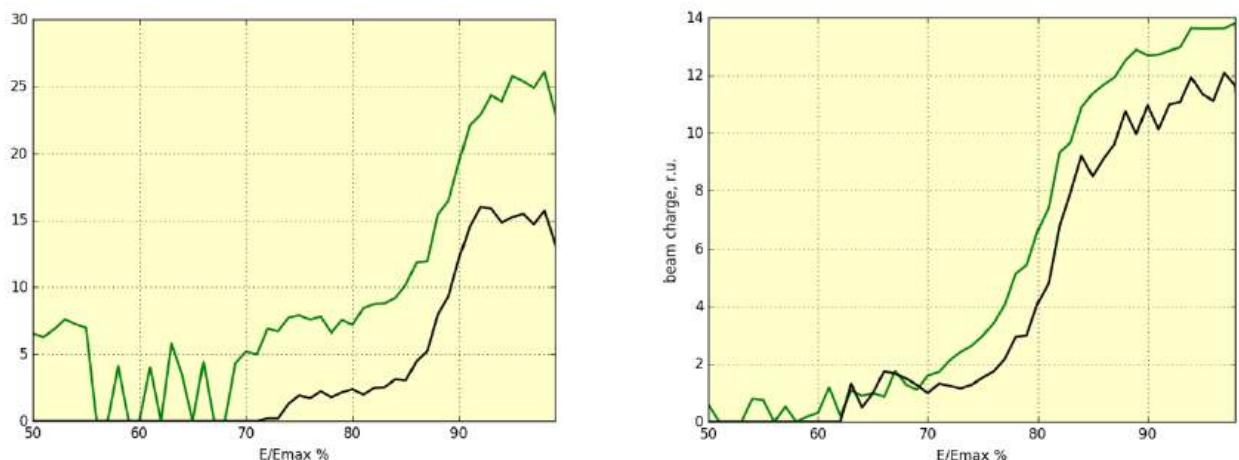


Рисунок 10.15 – Зависимость заряда пучка (зеленым, в отн. ед.) и выхода нейтронов (черным, в отн. ед.) от энергии лазерного импульса (в % от максимальной - 60 мДж на мишени). Левый рисунок – без ударной волны, правый – с ударной волной перед перетяжкой лазерного импульса

На рисунке 10.16 приведены спектры электронов при различных энергиях лазерного импульса.

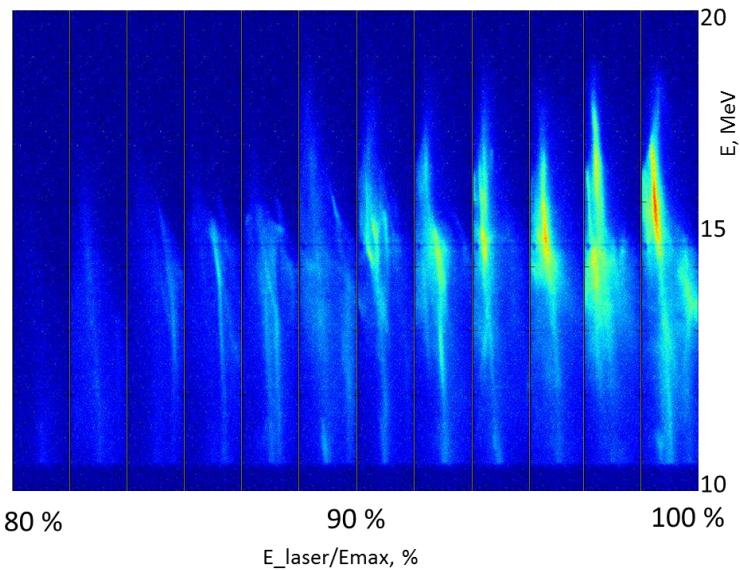


Рисунок 10.16 – Спектр электронного пучка в зависимости от энергии лазерного импульса (в % от максимальной – 60 мДж на мишени)

Зависимости выхода нейтронов и заряда электронного пучка от энергии лазерного импульса приведены на рисунке 10.15. Без использования ударной волны выход на режим с максимальным зарядом и выходом нейтронов происходит при энергии импульса 55 мДж, а при использовании ударной волны – 48 мДж. Снижение порога по энергии происходит из-за подавления ионизационной дефокусировки, происходящего из-за снижения концентрации плазмы в области перед перетяжкой лазерного импульса при помощи ударной волны. Спектр импульса при этом удается сохранить квази-моноэнергетическим с энергией около 15 МэВ (см. рисунок 10.16). Увеличение энергии лазерного импульса с 55 до 60 мДж ведёт к небольшому увеличению (2–3 МэВ) максимальной энергии в электронном спектре.

Таким образом, этот метод позволяет уменьшить энергию лазерного импульса, необходимую для начала самофокусировки и образования пригодного для ускорения электронов плазменного канала. Это может оказаться особенно существенным для лазеров с высокой частотой повторения, так как у них ограничена максимальная энергия импульса.

## **11. Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами**

Кинематическое моделирование эксперимента было проведено с помощью программы, предназначеннной для изучения реакций с тремя частицами в конечном состоянии (см. работу [85]). Программа позволяет проводить выбор геометрии эксперимента, рассчитывать времена пролета и энергии всех вторичных частиц, оценивать как доступную в эксперименте область энергий возбуждения, так и возможное разрешение по энергии возбуждения. В результате проведенного кинематического моделирования реакции  $n + {}^7\text{Li}$  при энергии нейтронов  $50 \pm 10$  МэВ показано, что регистрация рассеянного дейтрана в интервале углов  $-90^\circ \leq \Theta_d \leq 90^\circ$  позволит исследовать область энергий возбуждения  ${}^6\text{He}^*$  от порога развала на  $t + t$  (12,3 МэВ) до  $\sim 44$  МэВ. Отрицательные и положительные углы соответствуют углам вылета в левую и правую полуплоскости от оси пучка соответственно.

Выбор углов регистрации вторичных частиц: рассеянного дейтрана  $\Theta_d = -67,5^\circ$  и “развального” тритона  $\Theta_t = 67,5^\circ$  обусловлен, во-первых, ограничением по толщине использованных кремниевых полупроводниковых и, соответственно, по возможной максимальной энергии полного поглощения, а во-вторых, перекрытием максимально возможной исследуемой области энергий возбуждения  ${}^6\text{He}^*$ .

На рисунке 11.1 $a$  показаны результаты моделирования процессов демократического развала и развала через возбужденное состояние  ${}^6\text{He}^* \rightarrow t + t$  для трех различных значений энергий возбуждения и ширин, а именно с  $E_x = 14 \pm 0,4$  МэВ,  $E_x = 18 \pm 0,8$  МэВ и  $E_x = 22 \pm 1,2$  МэВ. Видно, что события, идущие через возбуждение уровня с конкретной энергией и шириной, занимают определенную (ограниченную) область на диаграмме Далица  $E_d - E_t$ , и могут быть выделены на фоне событий демократического развала.

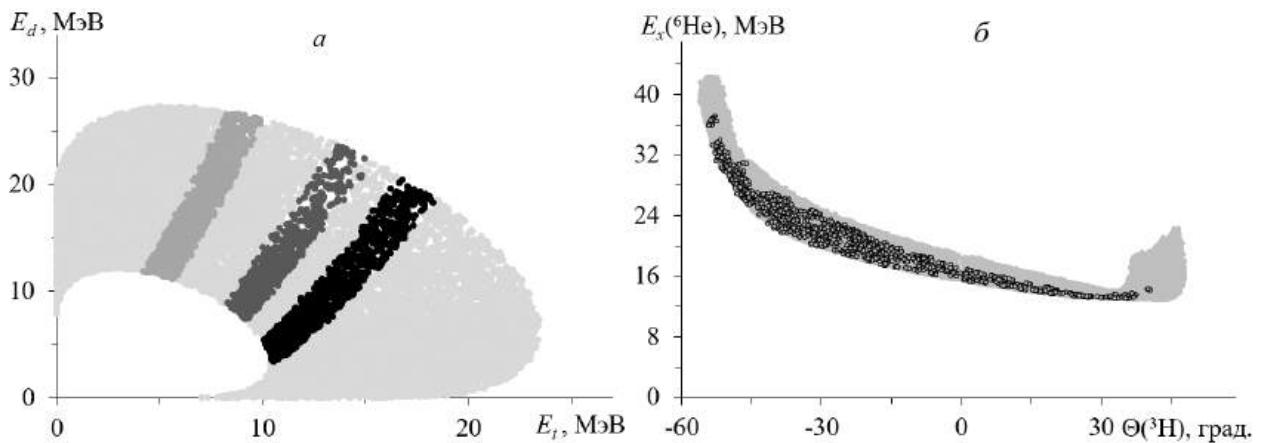


Рисунок 11.1 – Результаты моделирования реакции  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow d + t + t$ : *а* – двумерная диаграмма реакции  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow d + t + t$  (светло-серые точки) и развала через возбужденное состояние  ${}^6\text{He}^* \rightarrow t + t$  для трех различных состояний с  $E_x = 14 \pm 0,4$  МэВ (серые точки),  $E_x = \text{МэВ}$  (темно-серые точки) и  $E_x = 22 \pm 1,2$  МэВ (черные точки); *б* – двумерная диаграмма  $E_x({}^6\text{He}) - \Theta({}^3\text{H})$ : серые точки – результат моделирования реакции  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow d + {}^6\text{He}^* \rightarrow d + t + t$ , черные точки – результат обработки экспериментальных событий. Параметры моделирования:  $E_0 = 50 \pm 10$  МэВ;  $\Theta_d = -67,5^\circ \pm 1^\circ$ ;  $\Theta_t = 67,5^\circ \pm 1^\circ$

На рисунке 11.1*б* показана моделированная двумерная диаграмма зависимости энергии возбуждения ядра  ${}^6\text{He} - E_x({}^6\text{He})$  от угла регистрации нерегистрируемой развальной частицы  ${}^3\text{H} - \Theta({}^3\text{H})$ , полученная при энергии налетающих нейтронов  $50 \pm 10$  МэВ и углах регистрации рассеянного дейтрана  $\Theta_d = -67,5^\circ \pm 1^\circ$  и “развального” тритона  $\Theta_t = 67,5^\circ \pm 1^\circ$ . Черными точками на рисунке 11.1*б* нанесены измеренные экспериментальные данные, по хорошему заполнению которых видно, что были соблюдены условия соответствия параметров эксперимента предварительному расчету.

### 11.1. Экспериментальная установка

Эксперимент по определению спектра энергии возбуждения ядра  ${}^6\text{He}$  в реакции  $n + {}^7\text{Li}$  был проведен на нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН на модернизированной установке для исследования свойств высоко возбужденных состояний легких ядер (см. работу [43]), схема которой представлена на рисунке 11.2.

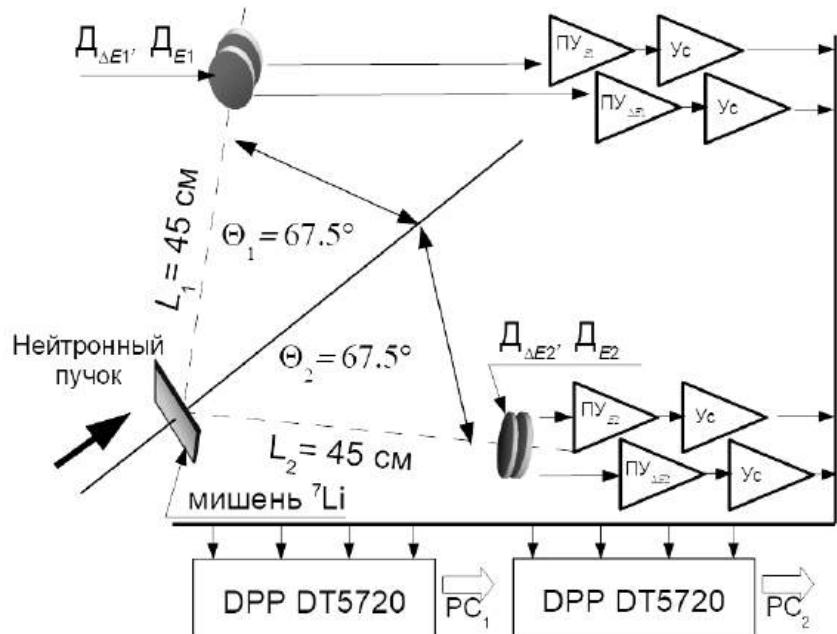


Рисунок 11.2 – Схема экспериментальной установки

Источником нейтронов служила ловушка пучка протонов с энергией 267 МэВ частотой 50 Гц и длительностью импульса 150 мкс линейного ускорителя протонов. Нейтроны, образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм, коллимировались на длине 20 м и формировали пучок с диаметром  $\sim 50$  мм на измерительной мишени. Мишень представляет из себя тонкую полиимидинную пленку толщиной 12 мкм, на которую был напылен слой металлического лития толщиной 5 мкм, «запечатанный» слоем алюминия толщиной  $\sim 0,2$  мкм. Мишень расположена в центре большой вакуумной камеры рассеяния.

Для получения спектра энергии возбуждения  $E_x({}^6\text{He})$  в реакции  ${}^7\text{Li}(n, d)t {}^3\text{H}$  использовалась регистрация в совпадении двух вылетающих вторичных заряженных частиц ( $d$  и  $t$ ), их идентификация и определение энергии. Для этого в камере рассеяния на расстоянии 45 см от мишени под углами  $+67,5^\circ$  и  $-67,5^\circ$  были смонтированы два  $\Delta E$ - $E$  телескопа кремниевых полупроводниковых детекторов каждый из двух детекторов  $\Delta E_1-E_1$  (толщиной 24 и 1000 мкм) и  $\Delta E_2-E_2$  (толщиной 20 и 1000 мкм) для регистрации и идентификации в совпадении вторичных заряженных частиц. Каждый телескоп оборудован собственной комбинированной теневой защитой. Суммарная толщина Si-детекторов в каждом канале перекрывает с небольшим запасом только заданную моделированием длину поглощения заряженных частиц для интересующего нас диапазона энергий.

Электроника системы сбора информации состоит из предусилителей (ПУ) сигналов Si-детекторов, спектрометрических усилителей сигналов после ПУ, систем питания детекторов, двух цифровых сигнальных процессоров (ЦСП) CAEN DT5720 (шаг оцифровки 4 нс/кан, временной диапазон захвата от сигнала триггера  $\pm 1024$  канала). Дублированные

сигналы от всех кремниевых детекторов подаются на раздельные системы записи с собственными триггерами запуска от сигналов  $\Delta E_1$  и  $\Delta E_2$  и независимыми друг от друга возможными “мертвыми” временами. С учетом высокой загрузки и не нулевого “мертвого” времени в каждом тракте это позволяет увеличить количество записываемых реальных совпадающих событий.

В эксперименте также использовалась система контроля пучка, состоящая из двух детекторов ( $5 \times 5$  см) на основе жидкого сцинтиллятора EJ-301, установленных на расстоянии 2 м от центра мишени под углами  $90^\circ$  и  $150^\circ$  с соответствующими усилительными трактами и ЦСП CAEN DPP5720 с функцией  $n$ - $\gamma$  разделения в онлайн-режиме.

## 11.2. Экспериментальные данные

В процессе обработки оцифрованных сигналов вычислялись их амплитуды и время появления, длительности фронтов. Производился отсев дублированных в двух каналах событий, отбраковка сигналов, не соответствующих заранее выбранным лекалам поведения зависимости длительности фронта от амплитуды. Строились двумерные графики зависимостей различных комбинаций времен появления сигналов и их амплитуд из разных каналов (см. рисунок 11.3).

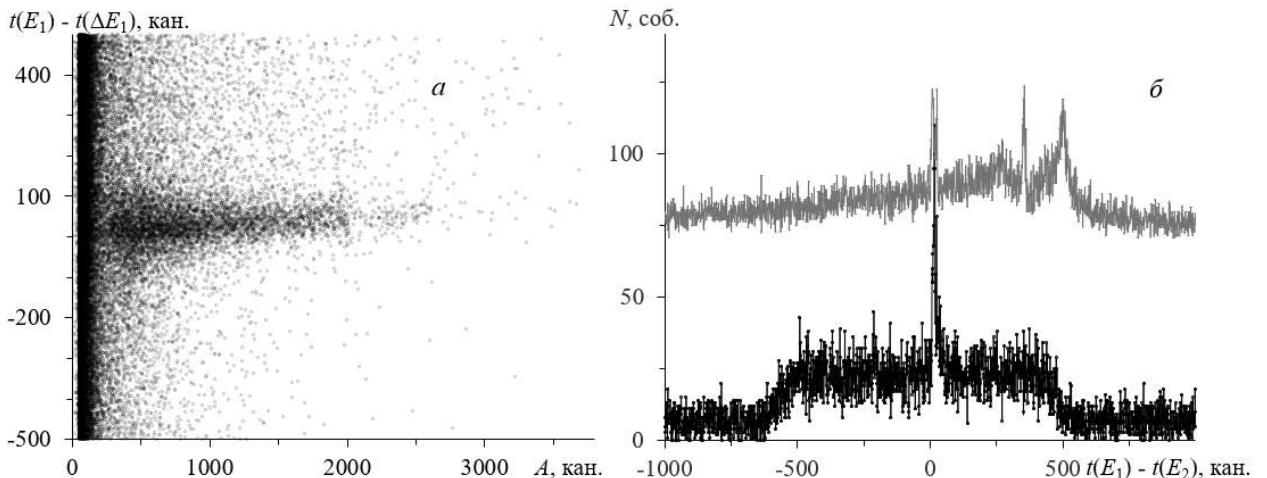


Рисунок 11.3 – *а* – двумерный спектр зависимости разницы времен прихода сигналов от детекторов  $\Delta E_1$  и  $E_1$  от амплитуды сигнала  $E_1$ ; *б* – пример изменения диаграммы спектра экспериментальных данных по разнице времен прихода сигналов от детекторов  $E_1$  и  $E_2$  для телескопов 1 и 2. Сверху – начальный вид, снизу – после описанной обработки. Отмеченный пик соответствует реальным совпадениям регистрации событий в первом и втором телескопах

Обычно, сигналы с небольшими отклонениями от функциональных кривых – это наложенные сигналы, поддающиеся анализу и восстановлению. Сигналы с большими

отклонениями отбраковывались сразу. По амплитудам сигналов в соответствии с калибровками определялись энергии заряженных частиц, поглощенные в  $\Delta E$ - и  $E$ -детекторах. В эксперименте использовались детекторы с толщинами, не позволяющие полностью поглощать энергию всех образуемых заряженных частиц при заданных углах и начальной энергии нейтронов. Однако область интереса по результатам моделирования лежит вне областей с перекрытием обратного хода лучей, поэтому специальная обработка для таких областей не проводилась.

На рисунке 11.4 $a$  приведены диаграммы экспериментальных данных для  $\Delta E_1-E_1$ -телескопа детекторов. Для второго телескопа внешний вид диаграммы аналогичен. На рисунке 11.4 $b$  показаны диаграммы экспериментальных данных для  $\Delta E_1-E_1$ -телескопа детекторов при условии отбора в экспериментальных данных для  $\Delta E_2-E_2$ -телескопа детекторов дейtronного локуса. Сплошные линии – расчетное поведение кривых  $\Delta E/E$  для разных частиц с учетом калибровок детекторов. На врезке рисунка 11.4 $b$  показана часть диаграммы, используемая для получения конечных данных, с данными после очистки от фонов и отбора с параметрами, полученными из моделирования. Выделенные на врезке части данных используются перекрестно – если для  $\Delta E_1-E_1$ -телескопа используется для дальнейшей обработки данные верхнего локуса ( $t$ ), то для  $\Delta E_2-E_2$ -телескопа – нижнего ( $d$ ), и наоборот.

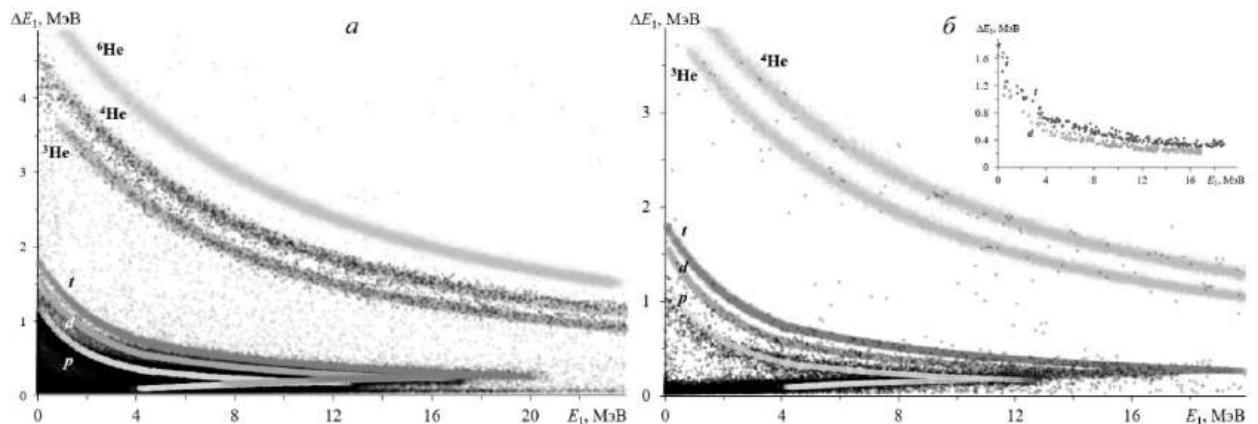


Рисунок 11.4 – Диаграммы экспериментальных данных для  $\Delta E_1-E_1$ -телескопа:  $a$  – без отбора экспериментальных данных для  $\Delta E_2-E_2$ -телескопа;  $b$  – с отбором в экспериментальных данных для  $\Delta E_2-E_2$ -телескопа событий, соответствующих дейtronному локусу. На врезке – часть данных после очистки

### 11.3. Анализ экспериментальных данных

В эксперименте регистрировалось совпадение регистрации двух заряженных частиц при фиксированных углах вылета. Это позволяет восстанавливать энергию первичного нейтрона (при том, что энергетический спектр непрерывен вплоть до  $\sim 267$  МэВ), энергию

и угол вылета второго нерегистрируемого тритона решением уравнений законов сохранения. Таким образом из накопленного массива данных можно выделять события, относящиеся к различным интервалам энергии первичного пучка.

Для получения спектра энергии возбуждения ядра  ${}^6\text{He}$  полученные экспериментальные данные анализируются в следующем порядке:

*a)* отбор по совпадению сигналов регистрации  $d$  (выделением дейтронного локуса  $d$  на диаграммах типа рисунка 11.4) в одном плече и сигнала регистрации  $t$  в другом плече. Несмотря на то, что в нашем эксперименте плечи равнозначны, обработка шла отдельно по совпадениям  $d-t$  событий плеч 1-2 и  $d-t$  событий плеч 2-1. На рисунке 11.5. показан массив таких событий, то есть  $E_d - E_t$  корреляций, а черные сплошные кривые ограничивают расчетную возможную кинематическую область для соответствующих экспериментальных условий;

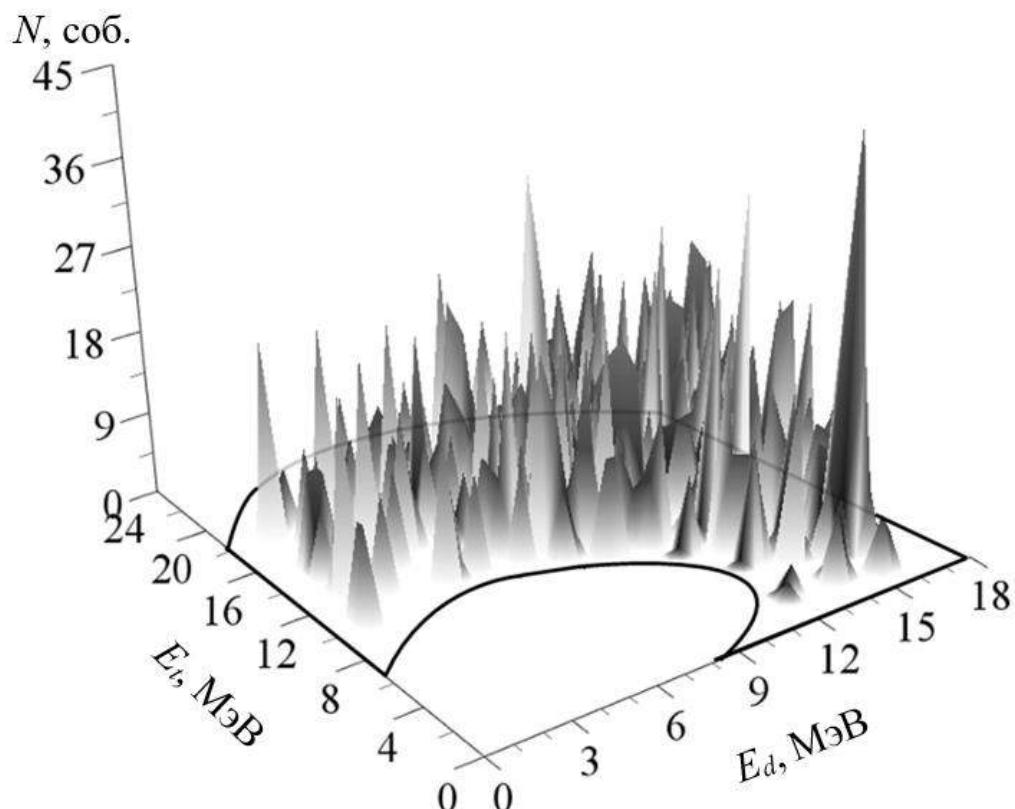


Рисунок 11.5 – Распределение зависимых пар значений – энергии дейтрана  $E_d$  и энергии тритона  $E_t$  для зарегистрированных частиц при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ. Чертые сплошные кривые – расчетная кинематическая область для соответствующих экспериментальных условий

*б)* восстановление энергии первичных нейтронов по энергиям и углам вылета  $d$  и  $t$  для каждого набора плеч, а также энергии и угла вылета нерегистрируемого ядра  ${}^3\text{H}$ ;

- 6) выделение событий для энергии первичных нейтронов в диапазоне  $50\pm10$  МэВ;
- 2) расчет недостающей массы  $E_x$ , отражающей возбуждение и распад  ${}^6\text{He}$  по каналу  $t + t$  по углам вылета и энергиям продуктов распада ( $t + t$ ) высоко возбужденных состояний  ${}^6\text{He}$ .

Полученный в эксперименте спектр энергии возбуждения  $E_x({}^6\text{He})$  для интервала энергий нейтронного пучка  $E_0=40\text{--}60$  МэВ представлен на рисунке 11.6, также стрелками показаны положения некоторых уровней из работ [34,36,37,39,40,42].

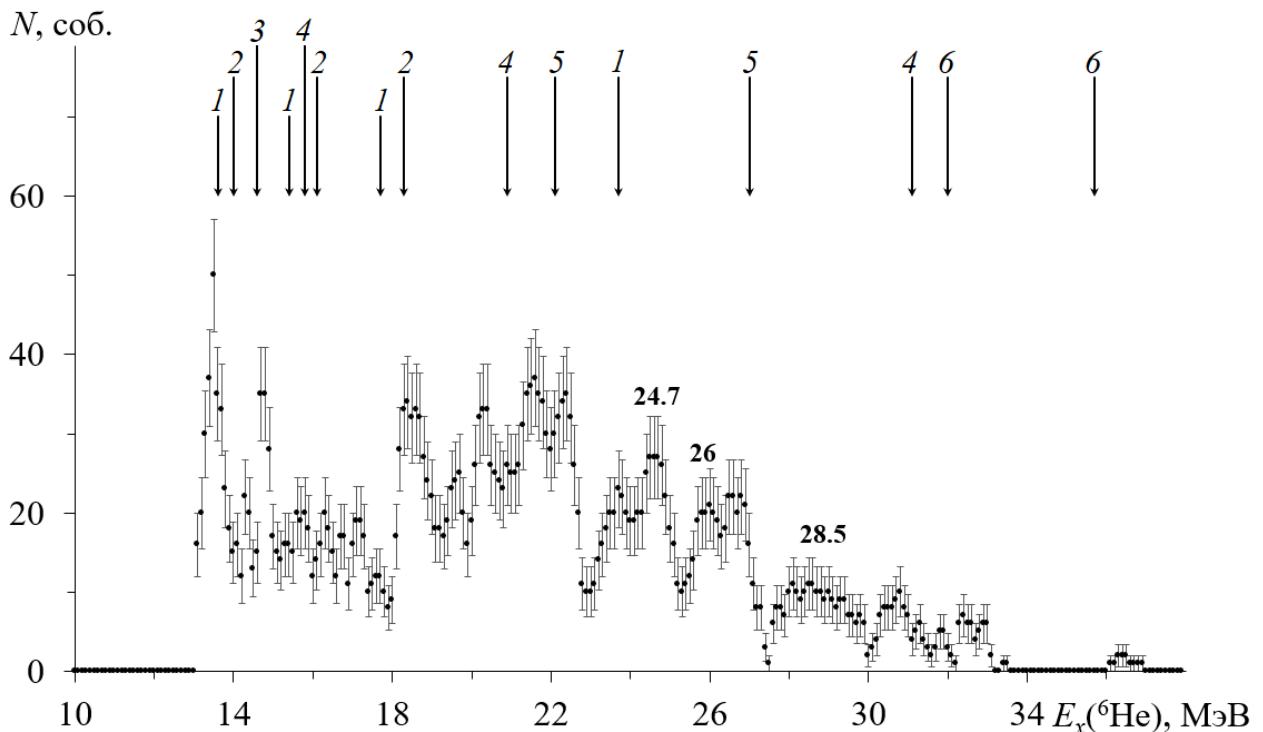


Рисунок 11.6 – Спектр энергии возбуждения  $E_x$  ядра  ${}^6\text{He}$ , полученного в реакции  ${}^7\text{Li}(n, d){}^3\text{H}$  при энергии первичных нейтронов 40–60 МэВ.  
Стрелками с нумерацией 1 – 6 показаны уровни высоко возбуждённых состояний ядра  ${}^6\text{He}$ , полученные в работах [34,36,37,39,40,42], соответственно

В структуре полученного спектра энергии возбуждения  $E_x({}^6\text{He})$  проявляются практически все указанные в литературе особенности, показывая достаточно близкие значения параметров. С учетом того, что в каждой из большинства работ наблюдается по разным причинам только по несколько особенностей, то полученная картина, по нашему мнению, представляет интерес. Помимо этого, в нашем спектре есть указания с достаточной статистикой на несколько пиков, не указанных в литературе: это пики при  $E_x = 24,7$  и  $26$  МэВ (при  $\Gamma < 1$  МэВ) и более широкий пик  $E_x = 28,5$  МэВ ( $\Gamma \approx 1,5$  МэВ).

#### 11.4. Теоретические расчеты высоко возбужденных уровней ${}^6\text{He}$

Высоко возбужденные уровни  ${}^6\text{He}$  можно исследовать как экспериментальными, так и теоретическими методами. Для подобной задачи наиболее перспективными среди

теоретических методов представляются подходы, называемые *ab initio*. Эти подходы базируются на использовании реалистических NN- и NNN-потенциалов, полученных исходя из киральной эффективной теории поля (см. работу [86]) и данных, во-первых, о нуклон-нуклонном рассеянии и, во-вторых, из свойств дейтрана и связанных трехнуклонных систем (см. работу [87]). Подобных подходов довольно много – модели оболочек без инертного кора (МОБИК, NCSM) (см. работу [88]), гамовская оболочечная модель (ГОМ, GSM) (см. работу [89]), метод Монте-Карло вычислений функций Грина (см. работу [90]), метод связанных кластеров (см. работу [91]) и метод эффективных расчетов на решетке для многонуклонных систем (см. работу [92]). В текущей работе использовалась модель оболочек без инертного кора (МОБИК), реализованная в открытом оболочечном коде Bigstick (см. работу [93]), расчеты же проводились с использованием реалистического NN-потенциала Daejeon16 (см. работу [94]).

Все перечисленные выше схемы используются для вычисления спектров низколежащих состояний ядер в диапазоне масс вплоть до  $A \approx 16$  и, в некоторых случаях, более тяжелых. Однако, при анализе результатов расчетов надо понимать, что даже в наиболее отработанной для применения этих подходов области исследований – расчетов энергий связи и энергий возбуждения низколежащих уровней наблюдается периодическая «недосвязка» (реже – «пересвязка») хорошо промеренных экспериментальных уровней на величину порядка нескольких сотен кэВ. Поэтому на данный момент результаты теоретических расчетов энергий связанных ядерных состояний представляются полезными в ситуациях, когда данные экспериментов отсутствуют, ненадежны или противоречивы. Для несвязанных состояний небольшой ширины ситуация аналогична, но для высоко возбужденных состояний, характеризующихся большой шириной, теоретические расчеты в некоторых случаях могут быть значительно более надежными, чем доступные экспериментальные.

Как упоминалось выше, вычисления собственных значений и собственных функций выполняются в рамках М-схемы МОБИК, в которой уравнение Шредингера

$$H\Psi_A = E\Psi_A \quad (11.1)$$

с гамильтонианом

$$H = \sum_{k=1}^A T(k) + \sum_{k < l} U(k, l) \quad (11.2)$$

решается вариационным методом, используя базис полностью антисимметричных А-нуклонных волновых функций (ВФ) – детерминантов Слейтера

$$\psi_i = \begin{vmatrix} \psi_{n_1 l_1 j_1 m_1}(r_1) & \dots & \psi_{n_A l_A j_A m_A}(r_1) \\ \dots & \dots & \dots \\ \psi_{n_1 l_1 j_1 m_1}(r_A) & \dots & \psi_{n_A l_A j_A m_A}(r_A) \end{vmatrix}, \quad (11.3)$$

содержащие однонуклонные функции модели гармонического осциллятора вплоть до максимального суммарного осцилляторного главного квантового числа  $N_{max}^{tot}$ , а его решение принимает вид

$$\Psi_A = \sum_i c_i \psi_i. \quad (11.4)$$

Базисы состояний отрицательной и положительной четности были ограничены значениями параметра обрезания по числу осцилляторных квантов возбуждения  $N_{max}^* = 15$  и 14 соответственно. И размерность базиса достигала в наших расчетах  $1,55 \cdot 10^8$  и  $7,6 \cdot 10^7$  детерминантов Слейтера. Для исключения движения центра масс системы использовался хорошо известный метод штрафной функции – для этого гамильтониан системы дополняется «штрафным оператором»: гамильтонианом движения центра масс  $H_{cm}$  с большим положительным множителем  $\lambda_{cm}$

$$H' = H + \lambda_{cm} H_{cm}, \quad (11.5)$$

который в рамках используемого для решения вариационной задачи метода Ланцоша оставляет в нижней части спектра лишь состояния, где центр масс ядра совершает нулевые колебания.

Так как расчеты проводятся на неполном базисе, то для учета неполной сходимости результатов расчетов используются методы экстраполяции на случай бесконечного осцилляторного базиса. В данной работе для получения полных энергий связи (ПЭС) высоковозбужденных уровней ядра  ${}^6\text{He}$  в “бесконечном” базисе МОБИК использовался метод экстраполяции “A5” (см. работу [95]). Этот метод был создан для уточнения энергий низких уровней, но используя метод отслеживания эволюции уровней (см. работу [96]), он был обобщен для высоко возбужденных уровней.

В данном теоретическом подходе рассчитывалось по 60 нижних решений положительной и отрицательной четности системы  ${}^6\text{He}$ . Но надо учитывать, что в данном спектре при высоких энергиях доминируют решения, волновые функции которых в своем большинстве имеют малую амплитуду во внутренней по отношению к потенциальному барьеру области, то есть имитируют волновые функции непрерывного спектра. Так как в  ${}^6\text{He}$  доминирует трехчастичный распад, крайне сложный для теоретического описания, то на их фоне очень сложно выделить реальные резонансы. Мы разработали следующую методику отбора. Значения полных энергий связи решений непрерывного спектра при расширении функционального базиса должны сходиться к пороговым значениям, а энергии

резонансных состояний остаются довольно стабильными. В данной работе мы применяем следующий критерий отбора: если отличия экстраполированной ПЭС от рассчитанной на максимальном базисе составляет менее 3 МэВ, то данное решение является резонансным решением, если более 8 МэВ – то решением непрерывного спектра, в прочих случаях мы не можем сделать однозначного вывода. В таблице 11.1 мы приводим те уровни  ${}^6\text{He}$  положительной и отрицательной четности, которые удовлетворяют данному критерию отбора. Для этих отобранных уровней приводятся номера их решений (№) в рамках МОБИК вычислений для максимально возможного базиса ( $N_{max}^* = 15$  и 14 для уровней отрицательной и положительной четности), спин и четность ( $J^\pi$ ), рассчитанные на этом базисе полные энергии связи ( $E_{\text{расч.}}$ ), энергии возбуждения ( $E_x^{\text{расч.}}$ ), значения изоспина ( $T$ ), экстраполированные полные энергии связи ( $E_{\text{экстраИ.}}$ ) и энергии возбуждения ( $E_x^{\text{экстраИ.}}$ ), а также предполагаемые соответствующие им известные экспериментальные уровни  ${}^6\text{He}$ .

Таблица 11.1 – Теоретически рассчитанные уровни  ${}^6\text{He}$

№	$J^\pi$	$E^{\text{расч.}}$	$E_x^{\text{расч.}}$	$T$	$E_{\text{экстраИ.}}$	$E_x^{\text{экстраИ.}}$	$J^\pi_{\text{эксп.}}$	$E_x^{\text{эксп.}}$
1	$0^+$	-29,31	0,000	1,00	-29,37	0	$0^+$	0,000
2	$2^+$	-27,31	1,99	1,00	-27,61	1,75	$2^+$	1,797
3	$2^+$	-24,52	4,78	1,00	-25,58	3,78	$(2^+, 0^+)$	5,6
6	$0^+$	-22,15	7,161	1,00	-24,04	5,32	$(2^+, 0^+)$	5,6
25	$2^-$	-13,30	16,01	1,00	-14,109	15,26	$1^-$	14,6
26	$1^-$	-12,78	16,52	1,00	-13,719	15,65	$1^-$	14,6
36	$0^+$	-12,84	16,47	1,00	-14,54	14,82	-----	-----
45	$2^+$	-11,07	18,23	1,00	-13,71	15,66	-----	-----
57	$4^-$	-9,097	20,216	1,00	-10,443	18,9299	-----	-----

Как видно из таблицы 11.1, даже очень большое количество рассчитанных решений системы  ${}^6\text{He}$  (по 60 нижних решений положительной и отрицательной четности) дают малое количество рассчитанных резонансов – менее 8 % от общего числа решений. Причем с ростом энергии число решений непрерывного спектра будет только возрастать. Но даже такое небольшое число полученных резонансов подтверждают результаты таблицы 1 и рисунка 11.6 о плотном спектре резонансов  ${}^6\text{He}$  в данной области по энергии и дают важную информацию о спине и четности предполагаемых резонансных состояний  ${}^6\text{He}$ .

## **12. Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами**

### **12.1. Кинематическое моделирование и экспериментальная установка**

Для определения оптимальных параметров эксперимента было проведено двухэтапное кинематическое моделирование реакции  $d + {}^1H \rightarrow p + p + n$ . На первом этапе моделировалась двухчастичная реакция  $d + {}^1H \rightarrow (pp) + n$  при энергии дейtronов 15,3 МэВ, определялись углы вылета и кинетические энергии нейрона и  $pp$ -пары. На втором этапе рассматривалась реакция трехчастичного развала  $d + {}^1H \rightarrow p + p + n$ , при этом угол вылета “развального” протона выбирается близким к углу вылета  $pp$ -пары. Проведенное моделирование показало, что при определенных кинематических условиях имеется зависимость формы энергетического распределения “развальной” частицы (двух пиков в энергетическом спектре протонов) от энергии квазисвязанного синглетного  $pp$ -состояния. Присутствие двух пиков в энергетическом спектре протонов объясняется тем, что в реакциях с образованием и развалом виртуального  $pp$ -состояния при условии детектирования “развального” протона под углом близким к углу вылета  $pp$ -системы, попасть в детектор могут только частицы от развала  $pp$ -состояния, вылетающие в системе центра масс или вперед ( $\sim 0^\circ$ ), или назад ( $\sim 180^\circ$ ). При этом разность между энергиями в спектре зависит от величины энергии  $pp$ -состояния. Поэтому сравнение полученного в эксперименте энергетического спектра протонов с результатами моделирования позволит определить энергию виртуального квазисвязанного  $pp$ -состояния в трехчастичной реакции  $d + {}^1H \rightarrow p + p + n$ . Подробно кинематическое моделирование представлено в работах [97, 98].

На рисунке 12.1 представлена экспериментальная схема, спроектированная по результатам проведенного кинематического моделирования.

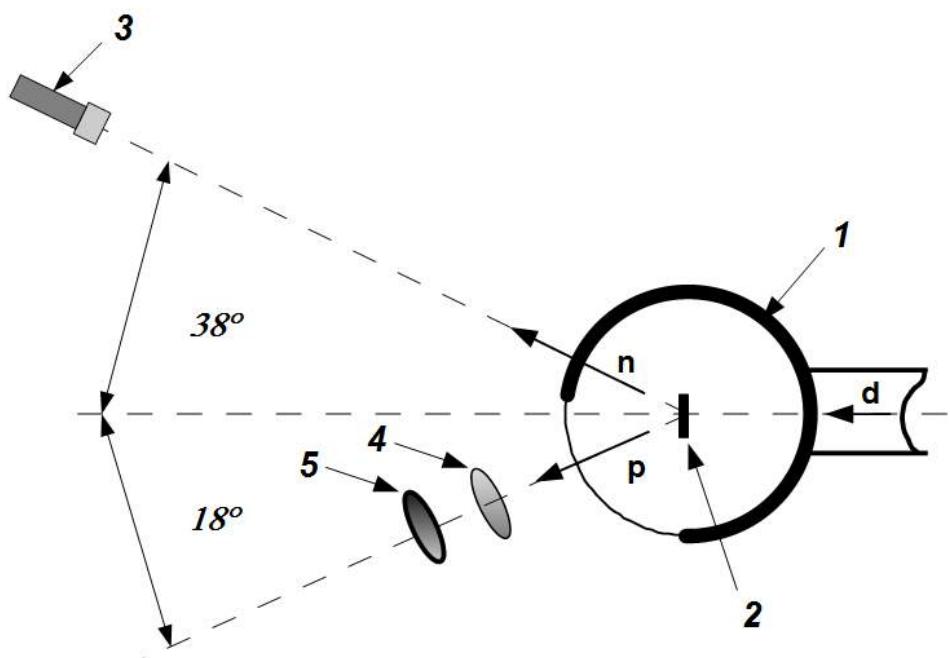


Рисунок 12.1 – Экспериментальная схема, спроектированная по результатам кинематического моделирования: 1 – вакуумная камера рассеяния ( $\varnothing$  23 см с выходным окном из лавсана толщиной 20 мкм), 2 – мишень  $\text{CH}_2$  (толщина 30 мкм), 3 – нейтронный детектор ( $\varnothing$  5 см, толщина 5 см), 4 –  $\Delta E$ -детектор ( $\varnothing$  5 мм, толщина 25 мкм), 5 –  $E$ -детектор ( $\varnothing$  10 мм, толщина 1000 мкм)

Протоны регистрируются под углом  $18^\circ \pm 2^\circ$  телескопом кремниевых  $\Delta E$ - $E$ -детекторов. Диапазон измерения энергии протонов 0,5–9 МэВ. С кремниевых детекторов сигналы поступают на предусилители, усилители и затем сигнал от  $E$ -детектора поступает на формирователь со следящим порогом (ФСП), а от  $\Delta E$ -детектора – на цифровой сигнальный процессор (ЦСП). Нейтроны регистрируются под углом  $38^\circ \pm 1,5^\circ$  по другую сторону от оси пучка жидким водородосодержащим сцинтилятором EJ-301. Диапазон измерения энергии нейтронов 2–6 МэВ. Сигнал от нейтронного детектора через усилитель поступает на другой ФСП. Через ФСП сигналы от  $E$ -детектора и нейтронного детектора поступают на время-амплитудный преобразователь, позволяющий отбирать такие события, в которых время пролёта соответствует диапазону энергий нейтрона, установленному в ходе кинематического моделирования. Оцифровывание сигналов осуществляется с помощью ЦСП DT5720, через буферную память которого они передаются в основной компьютер. Обработка информации ведется в режиме offline и заключается в определении амплитуд и площадей импульсов, определении времен возникновения сигналов в детекторах, цифровом анализе формы импульсов для  $n$ - $\gamma$  разделения, отборе совпадающих событий и получении энергетических и временных спектров.

## 12.2. Анализ экспериментальных данных

Экспериментальные данные обрабатывались по следующему алгоритму:

1. Обработка осцилограмм сигналов от детекторов заряженных частиц и нейтронов, времязамплидудного преобразователя, включая разделение нейтронов и гамма-квантов по процедуре PSD (на данном этапе производится анализ данных, позволяющий выделить преимущественно события, соответствующие физическим процессам, при значительном подавлении фона).
2. Выделение событий, соответствующих протонам на  $\Delta E$ - $E$  диаграмме.
3. Восстановление энергий протонов, образующихся в мишени.
4. Анализ спектров восстановленных энергий протонов, измеренных в совпадении с нейтронами.

На рисунке 12.2 представлена полученная в эксперименте двумерная  $\Delta E$ - $E$  диаграмма. С учетом всех экспериментальных особенностей (толщины поглощающих слоев детектирующей системы, энергетические пороги в детекторах и т.д.) отбирались события, соответствующие протонам в диапазоне потерь в  $E$ -детекторе от 1 до 8 МэВ.

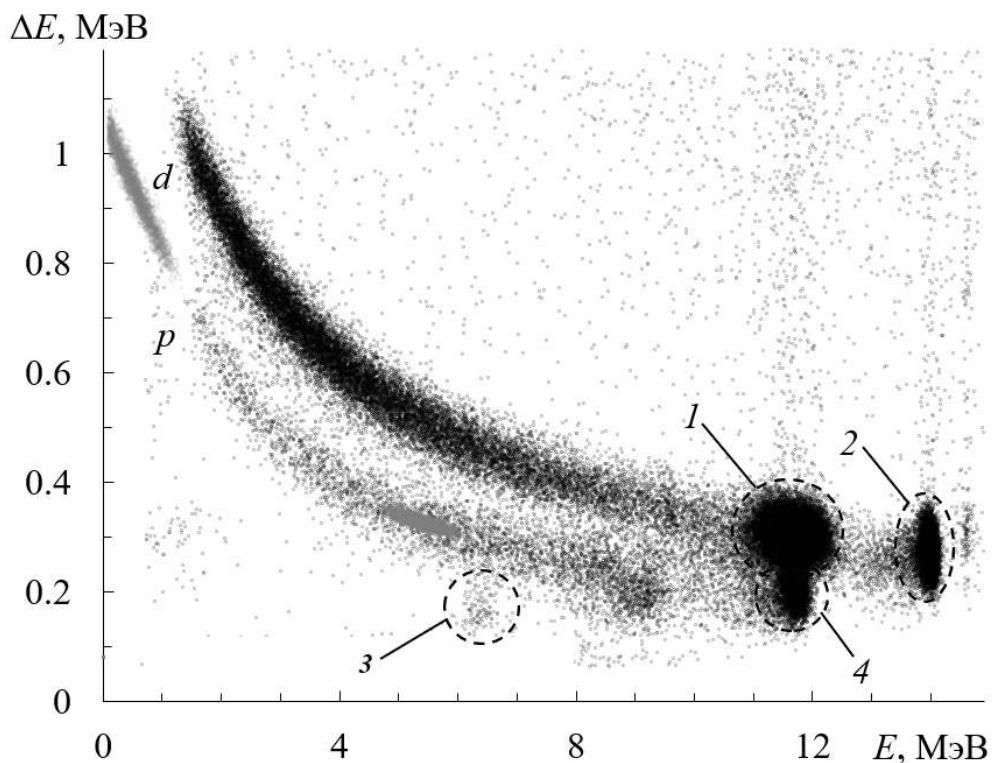


Рисунок 12.2 – Экспериментальная  $\Delta E$ - $E$ -диаграмма. “Пятна” соответствуют реакциям: 1 –  $d + p \rightarrow d + p$ ; 2 –  $d - d + {}^{12}\text{C} \rightarrow d + {}^{12}\text{C}$ ; 3 –  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + {}^{13}\text{C}$ ; 4 –  $d + p \rightarrow p + d$ . Серая область на протонном локусе – моделированные события, от развала синглетной  $pp$ -системы с  $E_{pp} = 400 \pm 100$  кэВ и углом вылета обоих протонов в интервале  $18^\circ \pm 2^\circ$

На диаграмме на протонном локусе отмечена область моделированных событий, от развала синглетной  $pp$ -системы с  $E_{pp} = 400 \pm 100$  кэВ и углом вылета обоих протонов в интервале  $18^\circ \pm 2^\circ$ . Также на рисунке 12.2 отмечены “пятна”, соответствующие некоторым фоновым двухчастичным реакциям. В результате моделирования были получены величины энергий, соответствующих центрам этих “пятен”, которые позволили значительно расширить область калибровки кремниевых детекторов, выполненной при помощи источника  $^{226}\text{Ra}$ .

Отбор событий протонного локуса в совпадении с нейтронами приводит к энергетическим корреляциям  $E_p - E_n$ , представленным на рисунке 12.3.

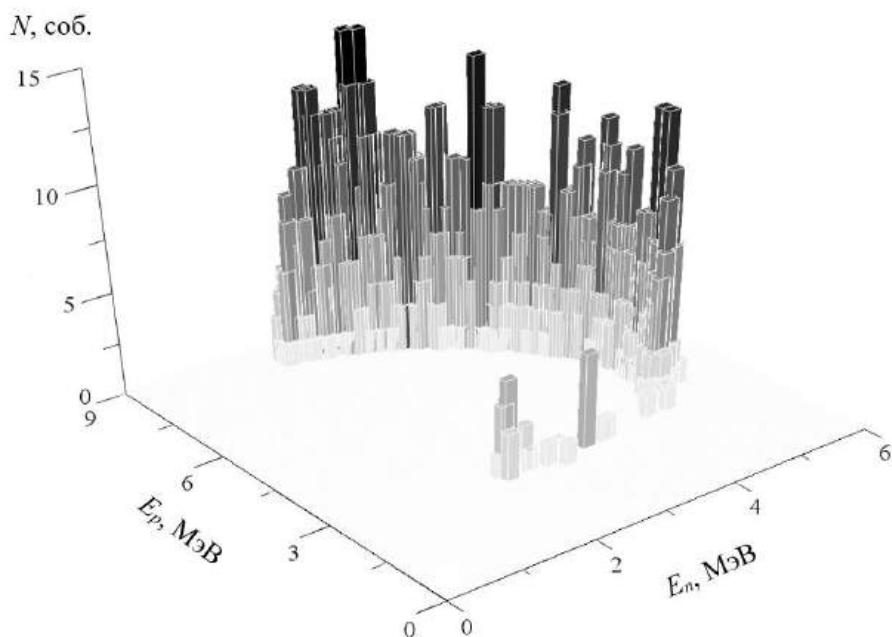


Рисунок 12.3 – Энергетические корреляции  $E_p - E_n$ , измеренные в реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  при  $\Theta_p = 18^\circ \pm 2^\circ$  и  $\Theta_n = 38^\circ \pm 1,5^\circ$

Видно достаточно равномерное заполнение области в интервале энергий протонов от  $\sim 2,7$  МэВ до 9 МэВ. Протоны с энергией менее 2,7 МэВ не долетают до  $E$ -детектора, поэтому проецирование двумерного распределения на ось  $E_p$  не приводит к двухпиковой структуре в энергетическом спектре протонов. Это подтверждается также практически полным отсутствием экспериментальных точек в моделированной области событий от развала синглетной  $pp$ -системы с  $E_{pp} = 400 \pm 100$  кэВ в области низкоэнергетического пятна, показанной на рисунке 12.2.

Решение законов сохранения энергии и импульса дает возможность восстановить энергию, импульс и угол вылета нерегистрируемой частицы. Кроме того, дополнительный отбор по массе нерегистрируемой частицы, соответствующей массе протона с ошибкой

определения не более 1%, на наш взгляд исключает вклад фоновой реакции  $d + {}^{12}\text{C} \rightarrow p + n + {}^{12}\text{C}$  в область интересуемых событий реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + n + p$ . Восстановление угла вылета нерегистрируемого протона позволяет отобрать экспериментальные события с вылетом обоих “развальных” протонов под углом близким к углу вылета синглетной  $pp$ -системы. Поскольку оба протона от развала  $pp$ -пары коррелируют по энергии (один имеет большую энергию, а другой – меньшую), то протоны с меньшей энергией не долетают до  $E$ -детектора и не регистрируются  $\Delta E$ -системой, однако восстановить значение энергии такого нерегистрируемого протона ниже порога регистрации возможно. Таким образом спектры энергий обоих протонов были просуммированы для извлечения значения энергии виртуального синглетного  $pp$ -состояния (см. работу [99]). Форма итогового спектра по энергии протонов сильно зависит от отбора по углу вылета нерегистрируемых протонов, на рисунке 12.4 показаны несколько вариантов таких спектров в зависимости от углового захвата нерегистрируемых протонов.

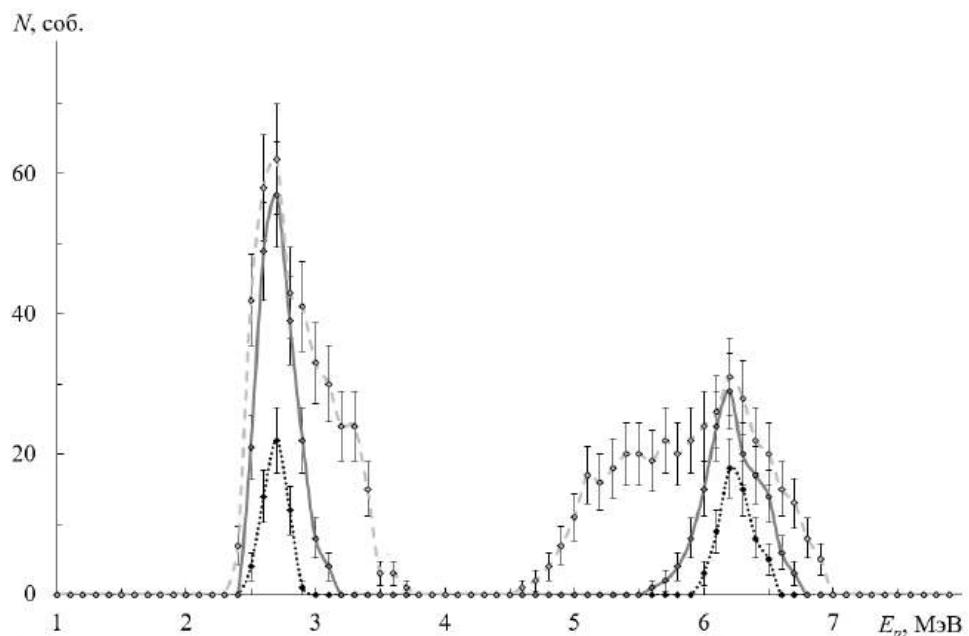


Рисунок 12.4 – Итоговый спектр по энергии протонов, измеренный в совпадении с нейтронами, в зависимости от угла вылета второго нерегистрируемого протона  $\Theta_p = 18^\circ \pm 0,5^\circ$  (точечная линия),  $\Theta_p = 18^\circ \pm 2^\circ$  (сплошная линия) и  $\Theta_p = 18^\circ \pm 4^\circ$  (пунктирная линия)

Видно, что с увеличением углового захвата начинается замыкание долины между пиками. Для извлечения величины энергии виртуального синглетного  $pp$ -состояния использовался спектр при угле вылета нерегистрируемых протонов  $18^\circ \pm 2^\circ$ , соответствующий угловому акцептансу  $\Delta E$ -системы.

На рисунке 12.5 представлено сравнение полученного в эксперименте в совпадении с нейтронами энергетического спектра протонов, с моделированными спектрами, соответствующими  $E_{pp} = 200 \pm 10$  (точечная линия),  $400 \pm 50$  (сплошная линия),  $600 \pm 50$  (пунктирная линия) кэВ.

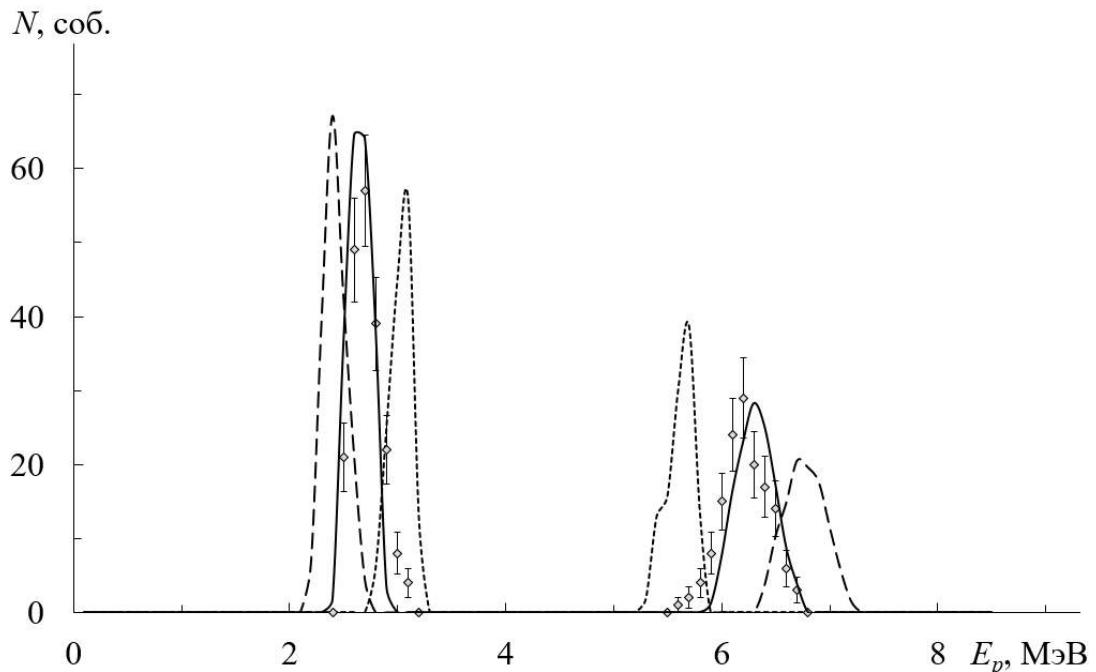


Рисунок 12.5 – Сравнение полученного в эксперименте энергетического спектра протонов с моделированными спектрами, соответствующими  $E_{pp} = 200 \pm 10$  (точечная линия),  $400 \pm 50$  (сплошная линия),  $600 \pm 50$  кэВ (пунктирная линия)

Из рисунка 12.5 видно, что полученный в эксперименте спектр ближе всего соответствует величине  $E_{pp} = 400 \pm 50$  кэВ, что позволяет ориентироваться на примерную величину  $E_{pp}$  при использовании метода  $\chi^2$ .

Величина  $E_{pp}$  определялась в два этапа по методу минимума  $\chi^2$ . На первом этапе рассматривалась зависимость  $\chi^2$  от  $\Delta E_{pp}$  для различных значений  $E_{pp}$  (величина  $\Delta E_{pp}$  представляет собой ширину интервала, в котором отбираются события и задает оптимальные границы определения  $E_{pp}$ ). На рисунке 12.6 представлены несколько вариантов таких зависимостей. Отсюда, вычислив наименьшее значение  $\chi^2$ , для каждого фиксированного  $E_{pp}$  можно определить оптимальное значение  $\Delta E_{pp\text{ opt}}$ . Таким образом на первом этапе был получен массив пар ( $E_{pp}; \Delta E_{pp\text{ opt}}$ ).

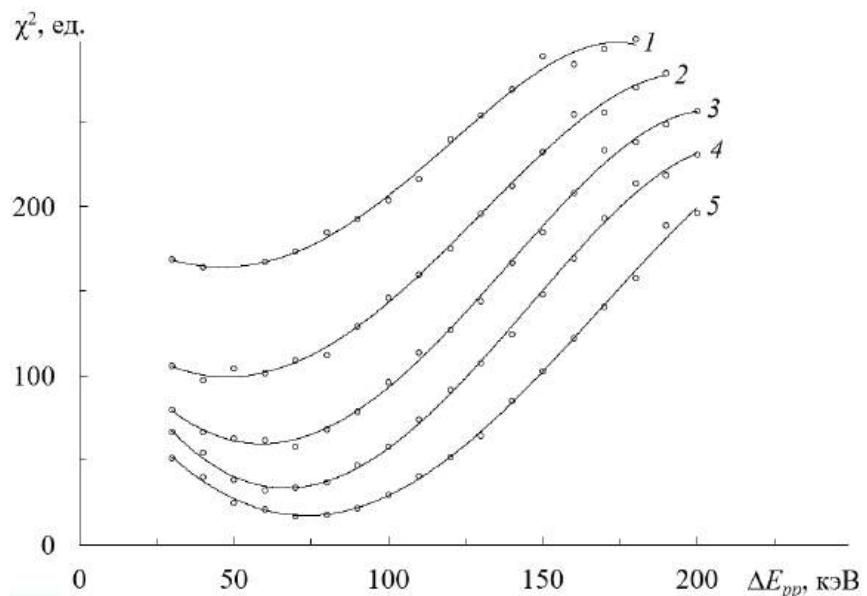


Рисунок 12.6 – Зависимость  $\chi^2$  от  $\Delta E_{pp}$  для различных значений  $E_{pp}$ . Кривые, соответствуют значениям  $E_{pp}$ : 1 – 330, 2 – 340, 3 – 350, 4 – 360, 5 – 375 кэВ

На втором этапе рассматривалась зависимость  $\chi^2$  от массива пар  $(E_{pp}; \Delta E_{pp\text{ opt}})$ . Для определения величины  $E_{pp}$  значения  $\chi^2(E_{pp}; \Delta E_{pp\text{ opt}})$  аппроксимировалась квадратичным полиномом (см. рисунок 12.7). Таким образом, проведенный  $\chi^2$  анализ показал, что наименьшее значение полинома достигается при энергии виртуального синглетного  $pp$ -состояния  $E_{pp} = 375 \pm 5$  кэВ,  $\Delta E_{pp} = 70 \pm 3$  кэВ.

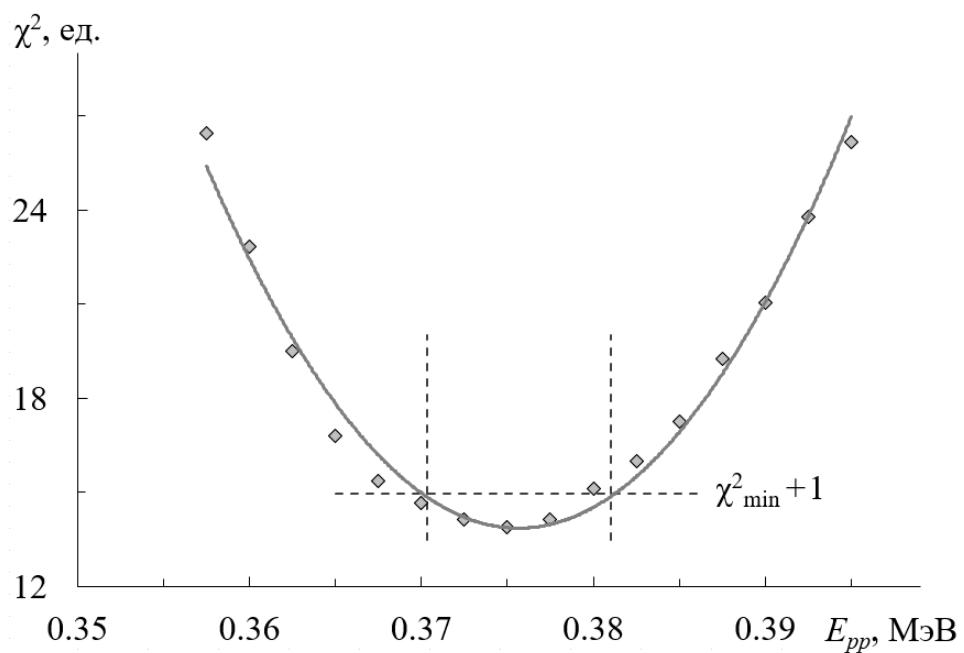


Рисунок 12.7 – Зависимость  $\chi^2$  от  $E_{pp}$ . Каждому значению  $E_{pp}$  соответствует свое оптимальное значение  $\Delta E_{pp\text{ opt}}$ . Кривая – аппроксимация квадратичным полиномом. Штриховыми линиями показаны ошибки в определении  $E_{pp}$

В таблице 12.1 представлено сравнение экспериментальных данных, полученных в настоящей работе с результатами других экспериментов (см. работы [100-102]).

Таблица 12.1 – Сравнение результатов измерения величин  $E_{pp}$  и  $a_{pp}$ , полученных в различных исследовательских группах. Результаты, отмеченные \*, пересчитаны из значений  $E_{pp}$  или  $a_{pp}$ , при значении эффективного радиуса  $r_{pp} = 2,85$  Фм (см. работу [103])

Реакция	$E_0$ , МэВ	$E_{pp}$ , кэВ	$a_{pp}$ , Фм	Ссылка
свободное $pp$ -рассеяние	0-30	510*	$-7,8063 \pm 0,0026$	100
$d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$	52,3	$550 \pm 70^*$	$-7,5 \pm 0,5$	101
$d + {}^2\text{H} \rightarrow p + p + n + n$	15,7	$450 \pm 50$	$-8,4 {}^{+0,5}_{-0,6} *$	102
$d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$	15,3	$375 \pm 5$	$-9,2 {}^{+0,8}_{-1,1} *$	103

В работах [100-102] результаты представлены либо в виде  $a_{pp}$ , либо в виде  $E_{pp}$ . В таблице 12.1 звёздочкой обозначены пересчитанные нами значения  $E_{pp}$  и  $a_{pp}$ , при значении эффективного радиуса  $r_{pp} = 2,85$  Фм (см. работу [103]). Для пересчета значений  $E_{pp}$  и  $a_{pp}$  использовалась формула (3) из работы [104]. Для вычисления погрешности величины  $a_{pp}$  в случае результата настоящей работы использовалась величина  $\Delta E_{pp}$ . Пересечения доверительных интервалов результата настоящей работы и данных работы [102] может указывать на эффективное усиление  $pp$ -взаимодействия в реакциях  $d + {}^2\text{H}$  и  $d + {}^1\text{H}$  при близких первичных энергиях.

Результат настоящей работы и группы Шанхайского института ядерных исследований (Китай) (см. работу [102]) существенно превышают по абсолютному значению величину  $a_{pp} = -7,8063 \pm 0,0026$  Фм, извлеченную из эксперимента по свободному рассеянию протона на протоне (см. работу [100]), в то время как данные Института экспериментальной ядерной физики (Карлсруэ, Германия) (см. работу [101]) согласуются с этим значением. Можно предположить возможное объяснение данной картины в рамках дубарионной концепции ядерных сил, которая предсказывает достаточно сильное  $3N$ -взаимодействие, обусловленное обменом легким скалярным  $\sigma$ -мезоном между синглетом (дипротоном) и третьей частицей (нейтроном или динейтронной парой) (см. работу [105]). При этом влияние этого взаимодействия на низкоэнергетические характеристики  $pp$ -взаимодействия может зависеть от скорости разлета фрагментов. Можно предположить, что при более высокой энергии реакции разверта время, когда все три

частицы (два протона и нейтрон или два протона и динейтронная пара) находятся близко друг к другу меньше, и, следовательно, вклад  $3N$ -сил также становится меньше.

Для подтверждения этого предположения планируется проведение других экспериментов, в частности, на пучках протонов с энергией 7,5 МэВ и пучках дейtronов с энергией 15,3 МэВ циклотрона У-120 НИИЯФ МГУ по исследованию реакций  $p + {}^2H \rightarrow p + p + n$  и  $d + {}^2H \rightarrow p + p + n + n$ . Такие исследования либо подтвердят наше предположение о влиянии  $3N$ -сил на извлекаемые низкоэнергетические характеристики  $pp$ -взаимодействия, либо опровергнут их. Планируется также проведение теоретического исследования с целью получения “ядерной” длины  $pp$ -рассеяния в результате удаления кулоновского вклада из измеренной нами величины длины  $pp$ -рассеяния. Такое исследование необходимо для определения степени НЗС ядерных сил.

### 13. Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e

Эксперимент Mu2e по поиску процесса конверсии мюона на ядре, идущего с нарушением закона сохранения лептонных чисел с уровнем чувствительности ( $\text{Br} \approx 10-17$ ), превышающем на пять порядков современное экспериментальное ограничение, был одобрен Department of Energy (DOE) в 2009 г. Основная идея эксперимента предложена (1989 г.) и разработана сотрудниками института ядерных исследований [106,107]. Повышение уровня чувствительности в эксперименте Mu2e на пять порядков может привести к обнаружению нового взаимодействия, порождаемого новыми тяжелыми частицами с массами  $\approx 1000$  ТэВ, которые невозможно получить в ближайшем будущем на ускорителях. Схематическое изображение эксперимента Mu2e [108] показано на рисунке 13.1.

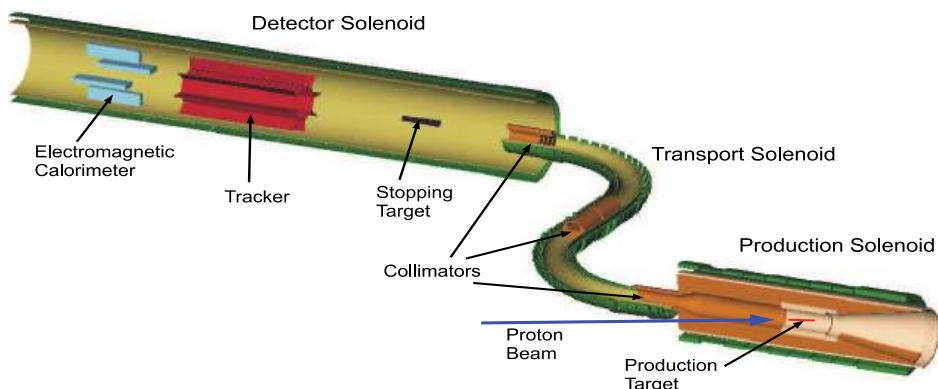


Рисунок 13.1 – Эксперимент Mu2e по поиску процесса конверсии мюона на ядре на ускорителе FNAL, Batavia, USA, web <http://mu2e.fnal.gov>)

В рамках темы, проводились работы по развитию нового подхода по поиску процессов  $\mu \rightarrow 3e$  и  $\mu \rightarrow e + \gamma$  на установке Mu2e. Новый подход по поиску редких мюонных процессов с нарушением лептонного числа:  $\mu \rightarrow 3e$  и  $\mu \rightarrow e + \gamma$  на базе одной экспериментальной установки, позволяет повысить уровень чувствительности эксперимента в 300 и 20 раз, соответственно, по сравнению с существующим экспериментальным уровнем.

Детальное моделирование  $\mu^+ \rightarrow e^+ e^- e^+$  эксперимента и процедура поиска и реконструкции событий дают число полезных событий, равное 6, для предполагаемой относительной вероятности процесса  $\text{Br}(\mu \rightarrow 3e)$  равной  $10^{-14}$ . Моделирование основного фонового процесса распад мюона  $\mu \rightarrow 3e 2\nu$ , для эксперимента по поиску процесса  $\mu \rightarrow 3e$ , дает вклад в фон равный 0,1 событие за время эксперимента. При условии, что на

суммарный импульс заряженных лептонов в процессе  $\mu \rightarrow 3e$  восстанавливается с точностью  $\sigma_P = 0,4$  МэВ/с и интервал наблюдения  $\Delta = 1$  МэВ. Фон случайных совпадений за время эксперимента составляет 0,4 события. В случае отсутствия полезных событий верхний предел на относительную вероятность процесса  $Br(\mu \rightarrow 3e)$  составит величину равную  $3 \times 10^{-15}$  с уровнем достоверности 90%. Наилучший верхний предел на относительную вероятность процесса, достигнутый в настоящее время, составляет  $10^{-12}$ .

Ограничение в уровне чувствительности эксперимента  $\mu \rightarrow e + \gamma$  связано, в основном, с ограничением в измерении энергии гамма-кванта. Моделирование  $\mu \rightarrow e + \gamma$  эксперимента и процедура поиска и реконструкции событий дают одно полезное событие для предполагаемой относительной вероятности процесса  $Br(\mu \rightarrow e\gamma)$ , равной  $10^{-14}$ . Основной фоновой процесс для этого эксперимента, радиационный распад мюона  $\mu \rightarrow e\gamma\nu\nu^{\bar{}}_{\gamma}$ , дает вклад 0,4 события при условии, что энергетическое разрешение калориметра  $\delta E/E = 2\%$ . Фон случайных совпадений за время эксперимента составляет 0,3 события. В случае отсутствия полезных событий верхний предел на относительную вероятность процесса  $Br(\mu \rightarrow e\gamma)$  составит величину равную  $2 \times 10^{-14}$  с уровнем достоверности 90%. Наилучший верхний предел на относительную вероятность процесса, достигнутый в настоящее время, составляет  $4 \times 10^{-13}$ .

### 13.1. Временная структура протонного пучка Mu2e

Выделение редких мюонных событий в эксперименте Mu2e возможно, только за счет пульсации первичного протонного пучка с очень малой примесью (extinction)  $\sim 10^{-10}$  протонов между импульсами. Примесь протонов определяется как отношение числа протонов между импульсами к числу протонов в импульсе. Временная структура протонного пучка показана на рисунке 13.2а. В одном импульсе содержится  $2 \times 10^{13}$  протонов с энергией 8 ГэВ. Длительность протонного импульса составляет величину 0,03 мкс. Временной интервал для наблюдения мюонных событий составляет величину 0,7 мкс. Время жизни пионов, рожденных протонами в мишени, составляет 26 нс и сравнимо с длительностью протонного импульса. Пионная компонента быстро затухает, по сравнению с мюонной, поэтому регистрация мюонных событий в интервале 0,7 мкс позволяет подавить основной фон от быстрых пионов. Мюонная компонента пучка образуется от распада пионов. На рисунке 13.2б показано условное распределение от времени пионной и мюонной компонент, рожденных протонами в мишени. Монитор протонного пучка в эксперименте Mu2e необходим для постоянного контроля примеси  $\epsilon$  протонов между импульсами.

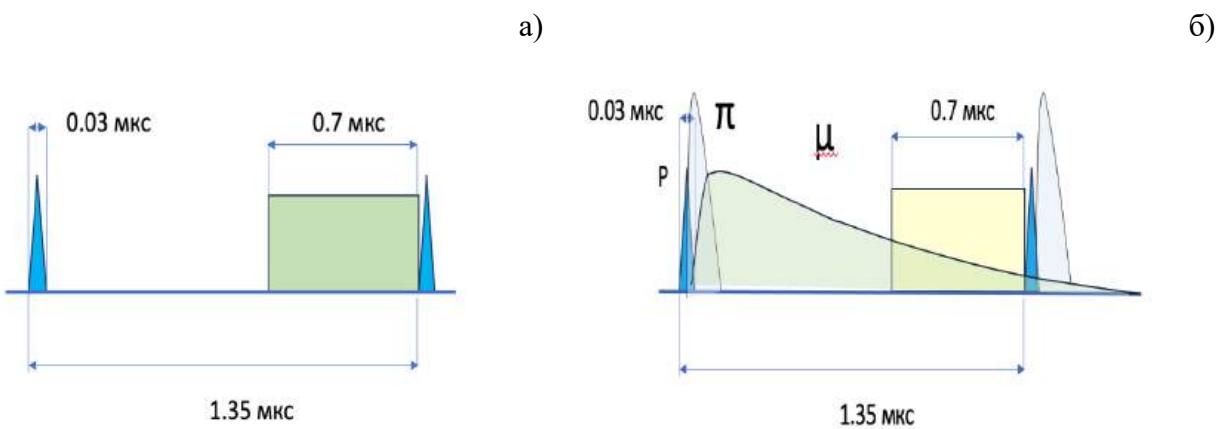


Рисунок 13.2 – а) Временная структура протонного пучка; б) распределения от времени пионной и мюонной компонент, рожденных протонами в мишени

### 13.2. Измерения монитора (SiPM) на протонном пучке

Цель данной работы, на первом этапе, – разработка монитора, работающего в широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульса протонного пучка в условиях сильного низко энергичного электромагнитного фона. Конструкция черенковского монитора протонного пучка, предложенная в работе [109], позволяет сравнительно легко преобразовать монитор в позиционно-чувствительный детектор, просто заменой фотодетектора на позиционно-чувствительный кремниевый фотоумножитель (SiPM). Монитор должен измерять временную структуру и число протонов в каждом импульсе протонного пучка. Принцип работы разработанного черенковского монитора протонного пучка, позволяет проводить измерения широком диапазоне ( $10^5$ ) интенсивностей пучка от малых импульсных токов 0,1 мкА до 10 мА. Монитор не регистрирует фотоны и электроны с энергией ниже 170 кэВ, что важно для подавления низко энергичного фона. Известные детекторы, такие как ионизационные камеры и индукционные датчики тока, не могут работать в таком широком диапазоне интенсивностей. Ионизационные камеры хорошо работают в области сравнительно малых токов. При больших токах в ионизационных камерах возникают нелинейные эффекты, связанные пространственным зарядом и рекомбинацией ионов в газе камеры. Индукционные датчики тока работают хорошо в области сравнительно больших токов – выше 10 мкА.

Разработана новая версия монитора с фотодетектором (SiPM) и новая электроника для усиления сигналов фотодетектора. Старая версия монитора использовала в качестве фотодетектора фотоэлектронный умножитель XP2020. Калибровочные измерения монитора (SiPM) протонного пучка проводились на медицинском канале центра коллективного пользования ИЯИ РАН вместе с индукционным датчиком тока (IDT)

протонного пучка и старой версией монитора (XP2020). Датчик тока IDT, монитор (SiPM) и монитор (XP2020) устанавливались последовательно на пучке протонов (P) с энергией 160 МэВ. На рисунке 13.3а показана схема устройства монитора (SiPM) установленного на пучке протонов с энергией 160 МэВ. Плата электроники 4x SiPM с предусилителями показана на рисунке 13.3б.

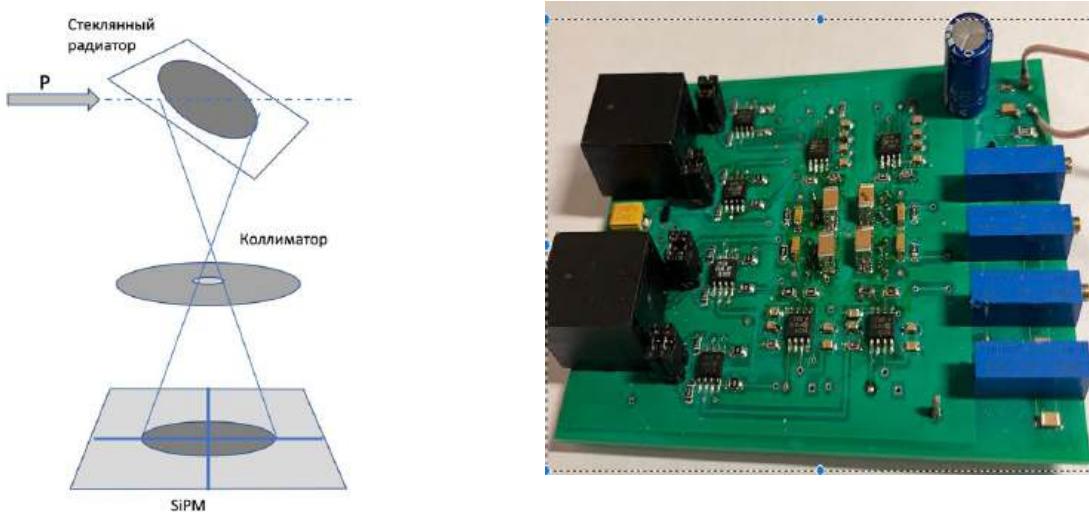


Рисунок 13.3 – а) Схема черенковского монитора (SiPM) на пучке протонов (P) с энергией 160 МэВ; б) плата электроники 4x SiPM с предусилителями

Детекторы IDT и черенковские мониторы измеряют мгновенный ток во времени для каждого импульса протонов. Интегрирование тока по времени дает заряд, пропорциональный числу протонов для каждого импульса. Форма сигнала с мониторов и IDT измерялась с помощью 4-х канального 12 битного преобразователя CAEN DT5720 waveform digitizer работающего на частоте 250 МГц. Оцифровка сигналов производилась, после прихода стартового сигнала от ускорителя в 65536 точках, каждые 4 нс. Временной интервал измерения составлял величину равную 262,14 мкс. При этом передний фронт протонного импульса начинался в районе 130 мкс, что позволяет проводить измерения протонного импульса длительностью до 130 мкс. Датчик тока IDT находится в 15 метрах от мишени в вакуумном канале транспортировки пучка. Черенковские мониторы (SiPM1, SiPM2, XP2020) находятся вблизи мишени.

Принципиальная схема предусилителя SiPM с парафазным выходом показана на рисунке 13.4а. На рисунке 13.4б показана блок схема платы электроники 4x SiPM и предусилителей.

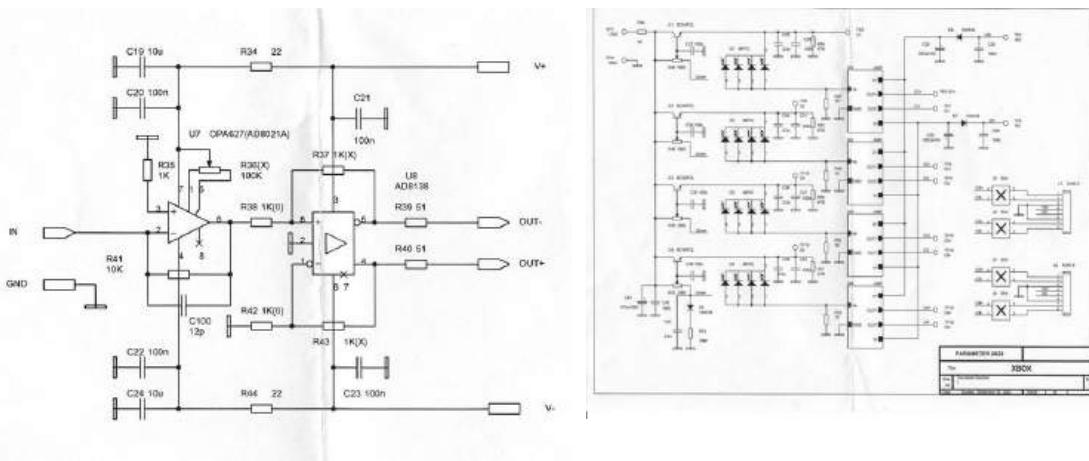


Рисунок 13.4 – а) Принципиальная схема предусилителя SiPM с парафазным выходом; б) блок схема платы электроники 4x SiPM и предусилителей

Измеренные на пучке протонов с энергией 160 МэВ сигналы индукционного датчика IDT и мониторов (SiPM1, SiPM2, XP2020) хорошо согласуются между собой (см. рисунок 13.5).

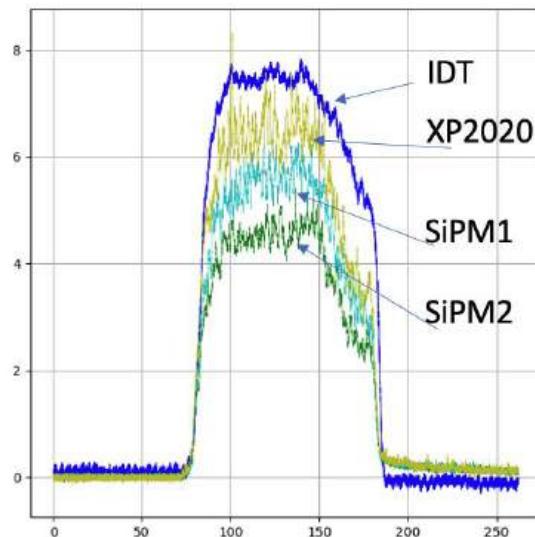


Рисунок 13.5 – Зависимость амплитуд сигналов черенковских мониторов (SiPM1-2, XP2020) и индукционного датчика тока (IDT) для одного типового протонного импульса длительностью 110 мкс. По горизонтальной оси отложено время в микросекундах. По вертикальной оси показана амплитуда в условных единицах

## **14. Исследование внутренней структуры чармонаум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях**

### **14.1. Поглощение $\psi(2S)$ мезонов в ядрах**

Изучение рождения и поглощения мезонов со скрытым чармом –  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  в ядерной среде являлось в последние годы и является в настоящее время одной из актуальных и интересных тем в адронной и ядерной физике в связи с поисками образования кварк-глюонной плазмы в релятивистских ядро-ядерных столкновениях. Ожидается, что подавление выхода этих мезонов в данных столкновениях может указывать на образование в них этой необычной фазы ядерной материи. Однако данное подавление может быть также связано с их обычными взаимодействиями (перерассеянием, поглощением), например, с нуклонами на поздних стадиях ядро-ядерных столкновений. Для оценки влияния этих “стандартных” взаимодействий на выходы  $J/\psi$ ,  $\psi(2S)$  мезонов необходимо знать достаточно хорошо их сечения взаимодействия (главным образом поглощения) с нуклонами при относительно низких энергиях. В то время как  $J/\psi$ -нуклон взаимодействие при низких энергиях изучено “экспериментально” (и теоретически) относительно хорошо, “экспериментальная” информация о сечении фоторождения  $\psi(2S)$  мезонов на нуклонах и о их поглощении нуклонами отсутствует при этих энергиях.

Изучение околоворогового фоторождения  $\psi(2S)$  мезонов планируется на “обновленном” до энергии 22 ГэВ ускорительном комплексе CEBAF (США). В связи с этим нами была изучена возможность извлечения сечения поглощения  $\psi(2S)$  мезонов в ядрах в реакциях их фоторождения на них при низких энергиях.

Было показано, что такая возможность существует, см. рисунки 14.1 и 14.2. Полученные в работе предсказания для различных наблюдаемых (полных, дифференциальных сечений и их отношений) могут быть полезны при планировании соответствующего эксперимента на ускорительном комплексе CEBAF.

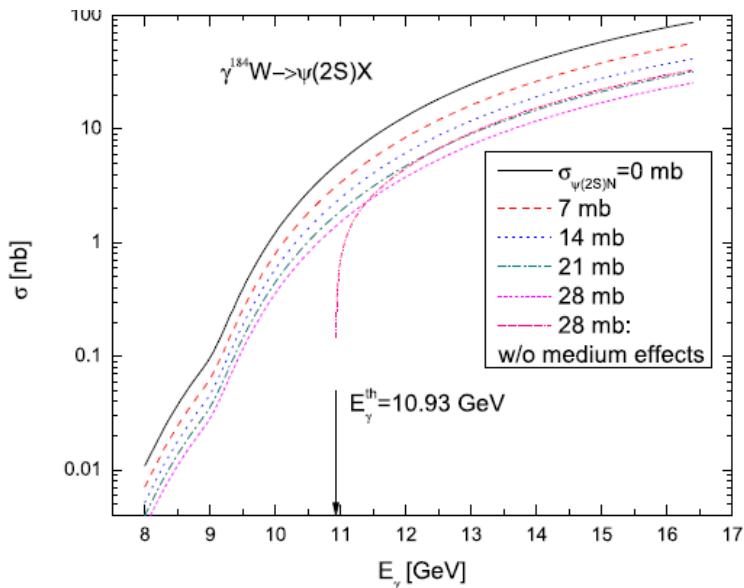


Рисунок 14.1 – Зависимость полного сечения рождения  $\psi(2S)$  мезонов на ядре  $^{184}\text{W}$  от энергии первичных фотонов в различных предположениях об их сечении поглощения нуклонами ядра (указано на рисунке). Стрелка указывает их порог рождения на свободном покоящемся нуклоне

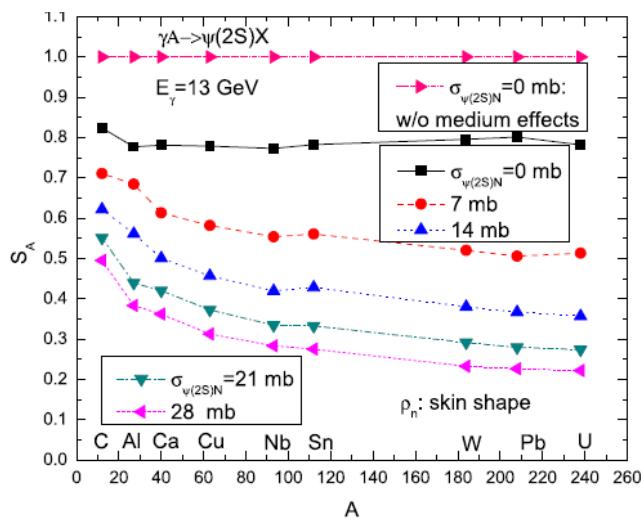


Рисунок 14.2 – Прозрачность ядер  $S_A$  для  $\psi(2S)$  мезонов, рожденных в прямых взаимодействиях первичных фотонов с внутриядерными нуклонами при энергии первичных фотонов 13 ГэВ, в зависимости от массового числа ядра-мишени в различных предположениях об их сечении поглощения нуклонами ядра (указано на рисунке)

#### 14.2. Фоторождение экзотического заряженного чармониум-подобного состояния $Zc(3900)$ на ядерных мишениях и его внутренняя структура

В последние годы в ряде высокoenергетических экспериментов (коллаборации Belle, BESIII, LHCb, CMS, ATLAS, CLEO, D0) было обнаружено существование в природе экзотических адронных состояний ( $XYZ$ ,  $P_c$ ,  $P_{cs}$  состояний), проявляющих свойства, выходящие за рамки традиционной кварковой модели (двухкварковые мезоны и трехкварковые барионы). Открытые состояния имеют в своей структуре 4 и 5 валентные

кварки, и поэтому получили название тетракварки и пентакварки. Так в 2013 году коллаборации BESIII, Belle, CLEO обнаружили новый чармониум-подобный тетракварк  $Z_c(3900)\{+,-\}$  в электрон-позитронной аннигиляции, содержащий чармированные кварк и антикварк и два легких кварка ( $u,d$ ). Этот тетракварк привлекал в последнее десятилетие особое внимание из-за своей крайне необычной и не совсем понятной даже в настоящее время (несмотря на многочисленные экспериментальные и теоретические исследования) внутренней структуры, предсказываемой в ряде теоретических подходов в виде чисто компактного плотносвязанного четырехкваркового состояния, молекулярного состояния, состоящего из двух слабосвязанных  $D, D^*$  мезонов, или их смеси с предполагаемыми вероятностями. В данной работе мы рассмотрели (впервые) возможность изучения внутренней структуры  $Z_c(3900)$  мезонов в реакциях их фоторождения на ядерных мишениях. В рамках разработанной нами новой модели было впервые показано, см. рисунки 14.3 и 14.4, что рассмотренные нами наблюдаемые (полные и дифференциальные сечения, прозрачности) обладают определенной чувствительностью к предполагаемой структуре  $Z_c(3900)$  мезона – важный для его будущих экспериментальных исследований, в частности, на фотонном пучке обновленного до энергии 22 ГэВ ускорительного комплекса CEBAF (США), вывод данной работы.

Полученная в результате этих исследований информация будет способствовать существенному улучшению наших знаний о структуре адронов и низкоэнергетической КХД.

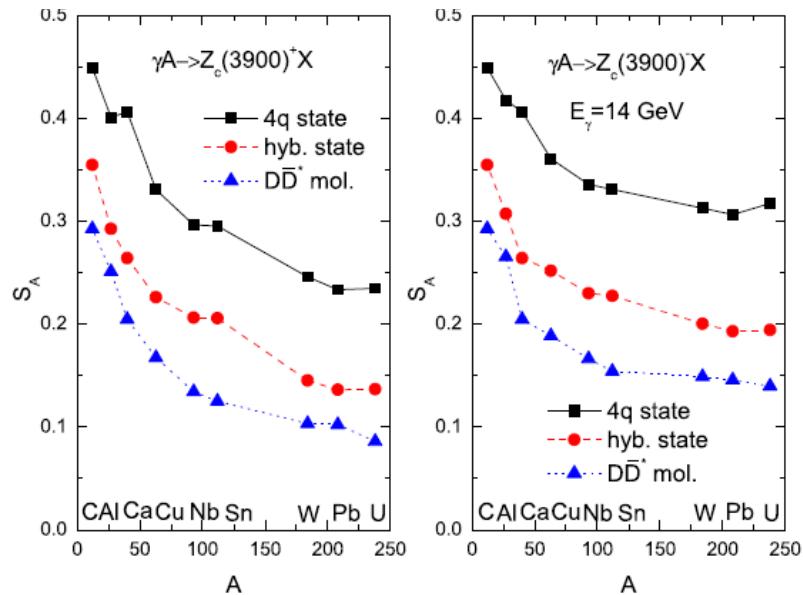


Рисунок 14.3 – Прозрачность ядер  $S_A$  для  $Z_c(3900)$  мезонов, рожденных в прямых взаимодействиях первичных фотонов с внутриядерными нуклонами при энергии первичных фотонов 14 ГэВ, в зависимости от массового числа ядра-мишени в различных предположениях о внутренней структуре этих мезонов (указано на рисунке)

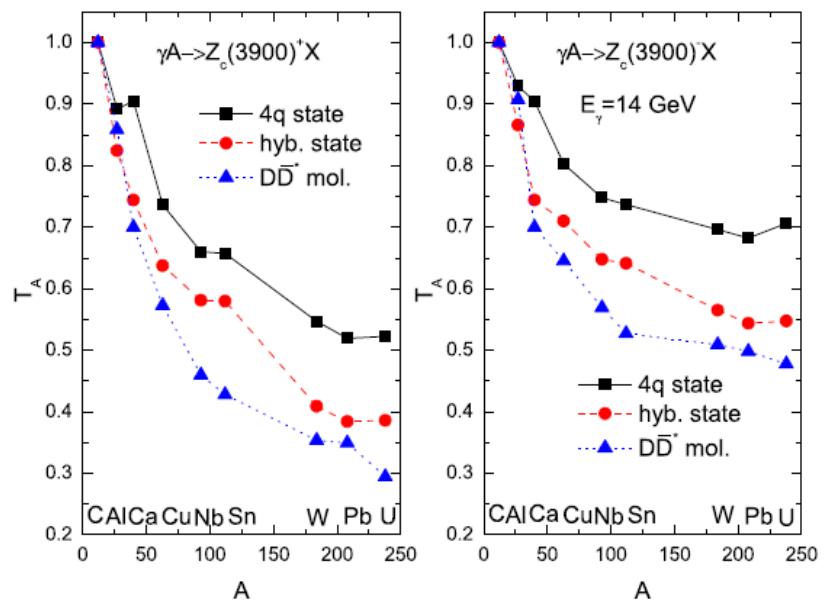


Рисунок 14.4 – Прозрачность ядер  $T_A$  для  $Z_c(3900)$  мезонов, рожденных в прямых взаимодействиях первичных фотонов с внутриядерными нуклонами при энергии первичных фотонов 14 ГэВ, в зависимости от массового числа ядра-мишени в различных предположениях о внутренней структуре этих мезонов (указано на рисунке)

## **15. Статистическая модель неупругого взаимодействия антидейtronов с ядрами**

Существование антивещества следует из фундаментальных симметрий в физике элементарных частиц. На Земле нет природных антинуклонов и антиядер, они могут рождаться только во взаимодействиях элементарных частиц на высокоэнергетических ускорителях. В то время, как взаимодействие антинуклонов детально изучалось как экспериментально, так и теоретически [110], экспериментальные данные о взаимодействии легких антиядер с веществом крайне ограничены. Есть несколько работ, посвященных изучению взаимодействия антидейtronов с ядрами вещества, выполненных на ускорителе ИФВЭ в Серпухове [111-113]. Недавно были получены первые результаты измерения неупругого сечения антидейtron-ядерного взаимодействия на усредненных ядрах детекторов ALICE (CERN LHC) в интервале импульса  $0,3 \leq p \leq 4$  ГэВ/с [114].

Усилившийся в последнее время интерес к изучению легчайших антиядер напрямую связан с их поиском в космосе. Еще к 1970-м годам было установлено существование темной материи и до сих пор одной из важнейших задач современной физики является экспериментальное обнаружение и идентификация частиц холодной темной материи (CDM). Текущие эксперименты сосредоточены на поиске совершенно новых частиц, которые будут составлять эту массу. Кандидатами на роль таких частиц являются слабо взаимодействующие массивные частицы, или WIMP. Если бы “недостающая материя” состояла из аннигилирующей пары WIMP, можно было бы надеяться косвенно обнаружить ее с помощью гамма-лучей, позитронов и антипротонов. Некоторые из моделей предсказывают возможность косвенного обнаружения CDM через регистрацию антидейtronов. Причем поиск с помощью антидейтеронов выигрывает от подавленного естественного фона. По кинематическим причинам рассматриваемые процессы аннигиляции WIMP приводят к рождению антидейtronов с кинетической энергией ниже 2-3 ГэВ/нуклон, тогда как для антидейtronов, возникающих в результате взаимодействий космических лучей, спектр достигает максимума при гораздо больших энергиях ( $\sim 10$  ГэВ/нуклон). Таким образом, область низких энергий практически свободна от фона для поиска CDM. Это обстоятельство вызвало всплеск интереса к поиску антиядер и, соответственно, к развитию новых экспериментов со спутниками и воздушными шарами, таким как AMS-02, GAPS, Alpha.

В поисках темной материи антиядра являются чувствительными зондами WIMP. В случае существования, WIMP должны накапливаться в центре нашей галактики, где они

потенциально аннигилируют с образованием антиядер. Чтобы рассчитать ожидаемый поток антиядер вблизи Земли, необходимо точно знать вероятности образования антиядер и изучить их взаимодействие с частицами вещества, чтобы определить прозрачность Галактики. Для понимания распространения и взаимодействия антивещества в межзвездной среде важнейшее значение имеет информация о сечениях неупругого взаимодействия легких антиядер с ядрами.

Одним из возможных способов расчета неупругих сечений может быть статистический подход, основанный на модели внутриядерных каскадов (МВК). Кроме того, данный подход позволяет получить сведения о самых разных каналах взаимодействия и дает полное эксклюзивное описание сложных ядерных реакций, таких, как неупругое взаимодействие антидейtronов с ядрами.

Неупругие ядерные реакции носят явно выраженный статистический характер, так как в них может реализоваться большое число возможных конечных состояний. Модель Внутриядерных Каскадов (МВК) представляет собой квазиклассическое приближение и реализует статистический подход к описанию неупругих ядерных реакций. МВК давно и успешно применяется для моделирования нуклон- и антинуклон- ядерных неупругих взаимодействий при промежуточных энергиях. В отличие от классической МВК, когда считается, что плотность ядерной среды не меняется в процессе развития каскада, в данной версии учитывается эффект локального уменьшения ядерной плотности. Это важно в случае множественного пионообразования при аннигиляции антинуклонов, особенно на легких ядрах-мишениях. Этот эффект тем более важен при возможной аннигиляции в ядре двух антинуклонов антидейтрона. Нуклон ядра, с которым произошло взаимодействие, в дальнейшем рассматривается как каскадная частица, а не как составная часть ядерной системы и, по мере развития внутриядерного каскада, в него вовлекается все больше и больше нуклонов ядра-мишени. Быстрые каскадные частицы выбивают внутриядерные нуклоны, а более медленные каскадные частицы встречают на своем пути область с меньшей плотностью ядерного вещества и в результате свободно, без перерассеяния, покидают ядро. Этот подход подробно описан в работах [115,116]. Такое приближение хорошо работает для центральных областей ядра с высокой ядерной плотностью, но плохо описывает периферию ядра-мишени, что крайне важно при определении сечения неупругого взаимодействия. В предлагаемой версии модели точка первого взаимодействия налетающей частицы определяется через длину свободного пробега для непрерывной плотности. Дальнейшие взаимодействия всех частиц, образовавшихся в первом взаимодействии, моделируются с учетом эффекта локального уменьшения ядерной

плотности. Такой подход более корректно описывает прохождение частиц через области с малой ядерной плотностью на периферии ядра при больших прицельных параметрах и позволяет корректнее описать сечения неупругого взаимодействия.

В рамках предложенной модели неупругое сечение адрон-ядерного взаимодействия определяется как

$$\sigma_{in} = \pi(r_{nucl} + \lambda/2)^2 * N_{in} / N_{tot},$$

где  $r_{nucl} = r_0 \times A^{1/3}$  – радиус ядра-мишени,  $\lambda$  – длина волны налетающей частицы, которая приближенно учитывает квантовую размазку траектории.  $N_{tot}$  – полное число взаимодействий,  $N_{in}$  – число неупругих взаимодействий.

При моделировании неупругого взаимодействия дейтрона, он рассматривается как слабо связанная система – «гантель» из протона и нейтрона с фиксированным расстоянием  $l = 2R_d = 4,32 \times 10^{-13}$  см. Направление оси такой гантели изотропно распределено в пространстве и не изменяется при движении. Такое представление налетающего дейтрона делает возможным моделирования реакции стриппинга, когда с ядром-мишенью взаимодействует один из нуклонов дейтрона, а второй продолжает движение без взаимодействия. Сечение неупругого взаимодействия дейтронов определяется как:

$$\sigma_{in} = \pi(r_{nucl} + R_d + \lambda/2)^2 * N_{in} / N_{tot},$$

где  $R_d = 2,16$  fm – средний “радиус” дейтрона,  $\lambda$  – длина волны налетающего дейтрона.

Неупругое взаимодействие дейтрона сводится к внутриядерным каскадам, вызванным его нуклонами в ядре-мишени. Каскады, вызванные нуклонами налетающего дейтрона оказываются эффективно связанными между собой за счет эффекта локального уменьшения ядерной плотности мишени. Реакция стриппинга рассматривается как частный случай неупругого взаимодействия.

Антидейtron рассматривается аналогично дейтрону. Различия состоят в разных сечениях элементарного взаимодействия для нуклонов и антинуклонов и разном значении внутриядерного потенциала. Такой подход позволяет зафиксировать некоторые параметры модели с учетом имеющихся экспериментальных данных по сечениям  $pA-$ ,  $\bar{p}A-$ ,  $dA$  – неупругих взаимодействий, и, используя эту модель, получить сечения  $\bar{d}A$  – неупругого взаимодействия в широком диапазоне энергий налетающего антидейтрона. В работах [117,118] проведено сравнение расчетов с экспериментальными данными для сечений  $pA-$ ,  $\bar{p}A-$ ,  $dA$  – неупругого взаимодействия. На рисунках 15.1 и 15.2 представлена  $A$ -зависимость сечения неупругого взаимодействия дейтронов с ядрами при

энергии 0,160 и 6,8 ГэВ. Модель неплохо описывает имеющиеся экспериментальные данные. Степень согласия результатов расчета с экспериментальными данными сильно зависит от того, насколько корректно в расчете воспроизводятся критерии отбора событий и выделение реакции стриппинга.

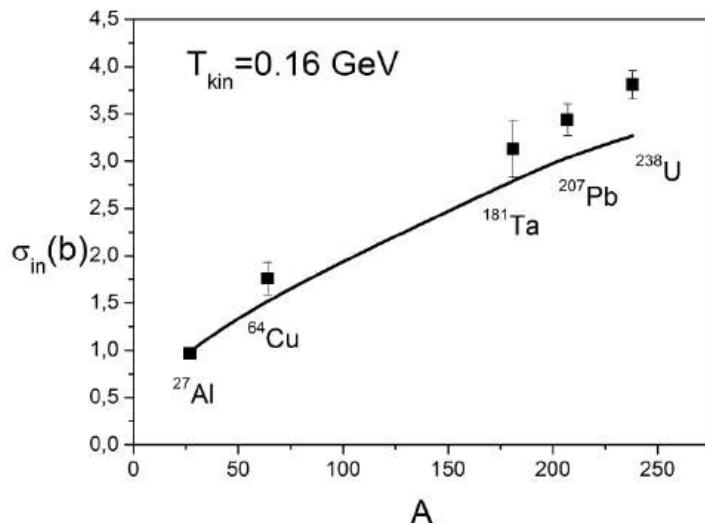


Рисунок 15.1 –  $A$ -зависимость сечения неупругого взаимодействия дейtronов с ядрами (барн) при энергии 0,16 ГэВ. Точки – экспериментальные данные. Линия – расчет

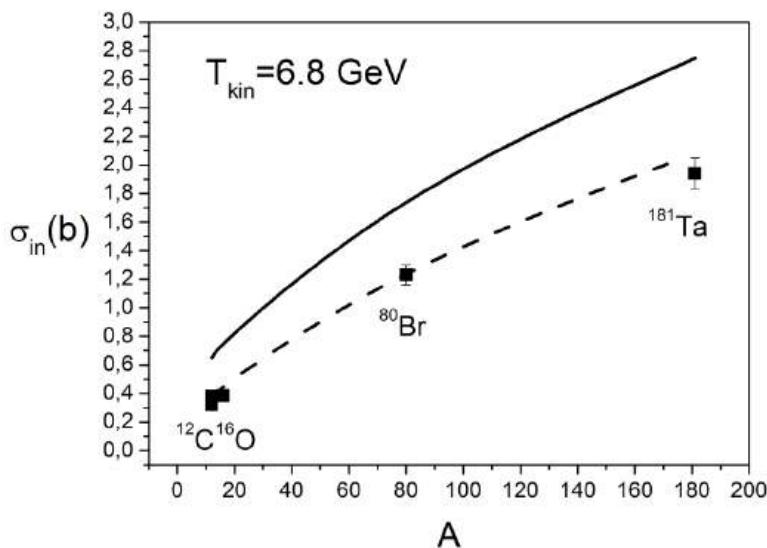


Рисунок 15.2 –  $A$ -зависимость сечения неупругого взаимодействия дейtronов с ядрами (барн) при энергии 6,8 ГэВ. Точки – экспериментальные данные. Сплошная кривая – расчет  $\sigma_{in}$ . Пунктирная кривая – расчет  $\sigma_{in} - \sigma_{st}$

Фактически сечения неупругого взаимодействия антиядер оставались малоизученными кроме данных при высоких импульсах, полученных в 1970- 90-х годах [111-113]. В рамках предложенной модели были проанализированы экспериментальные

данные для сечения неупругого взаимодействия антидейтронов с ядрами, полученные на ускорителе в ИФВЭ в Серпухове для импульсов антидейтрана 13,3 и 25 ГэВ/с [111,112]. На рисунках 15.3 и 15.4 точками показаны экспериментальные сечения  $\sigma_{in}$ , а также теоретические сечения  $\sigma_{in}$  (сплошная кривая) и  $\sigma_{in} - \sigma_{str}^{\bar{p}}$  (пунктирная кривая). В целом наблюдается неплохое согласие экспериментальных и теоретических значений, хотя вопрос, связанный с вкладом стриппинговых процессов, требует более подробного анализа.

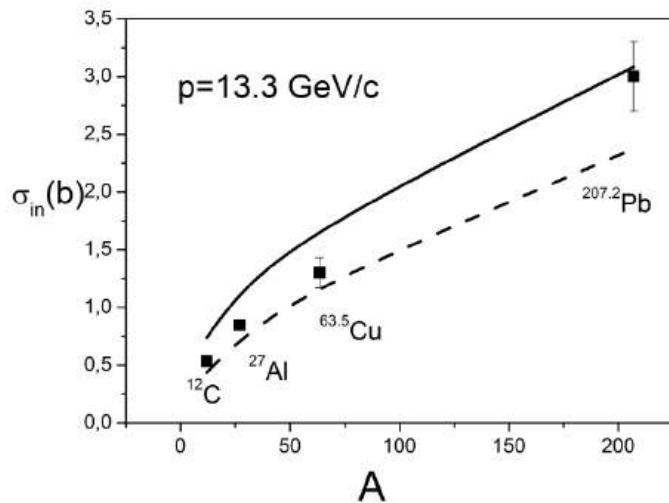


Рисунок 15.3 – А-зависимость сечения неупругого взаимодействия антидейтронов с ядрами (барн) при  $p=13.3$  ГэВ/с. Точки – экспериментальные данные  $\sigma_{in}$ . Сплошная линия – расчет  $\sigma_{in}$ . Пунктирная линия – расчет  $\sigma_{in} - \sigma_{str}^{\bar{p}}$

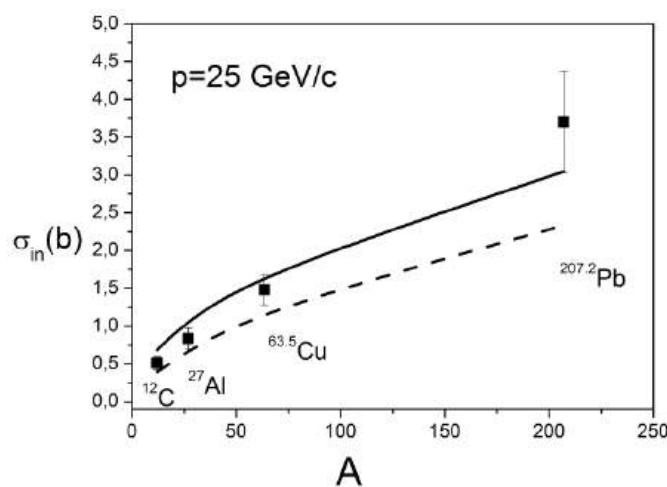


Рисунок 15.4 – А-зависимость сечения неупругого взаимодействия антидейтронов с ядрами (барн) при  $p=25$  ГэВ/с. Точки – экспериментальные данные  $\sigma_{in}$ . Сплошная линия – расчет  $\sigma_{in}$ . Пунктирная линия – расчет  $\sigma_{in} - \sigma_{str}^{\bar{p}}$

Недавние усилия коллаборации ALICE были направлены на изучение неупругих сечений взаимодействия легких антиядер с ядрами детектора в области импульсов  $0,3 \leq p \leq 4$  ГэВ/с. На рисунках 15.5 и 15.6 показаны сечения взаимодействия антидейтронов с усредненными ядрами детектора ALICE. Представленная модель вполне удовлетворительно описывает сечения такого сложного процесса, как неупругое взаимодействие антидейтрана с ядрами. Детали расчета представлены в работе [117].

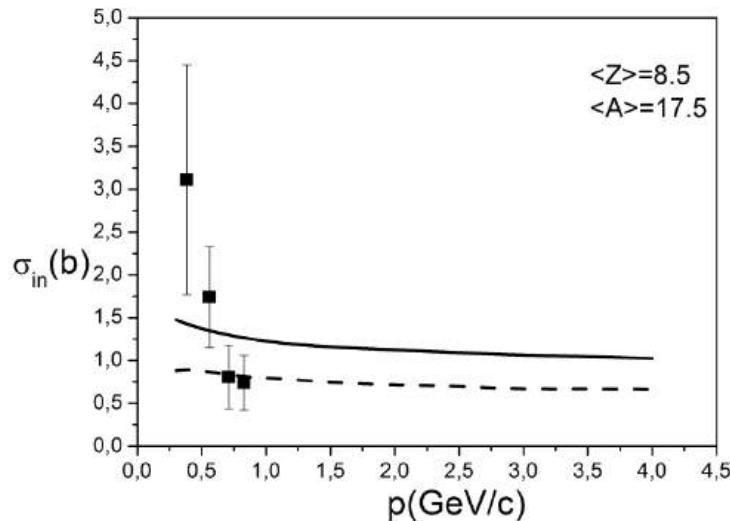


Рисунок 15.5 – Сечения (в барн) неупрого взаимодействия дейтронов и антидейтронов с усредненным легким ядром  $<Z>=8,5$ ,  $<A>=17,5$  детектора ALICE. Сплошная кривая расчет  $\sigma_{in}$ , пунктирная расчет  $\sigma_{in} - \sigma_{st}^{\bar{p}}$ . Точки – экспериментальные данные [119]

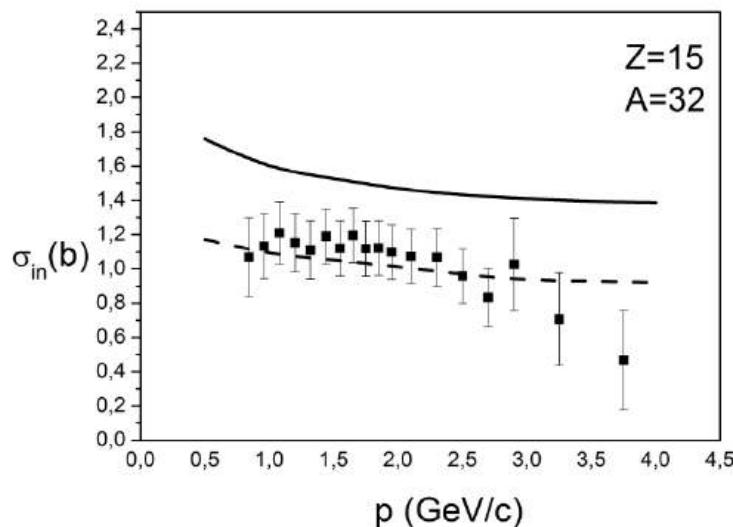


Рисунок 15.6 – Сечения (в барн) неупрого взаимодействия дейтронов и антидейтронов с усредненным легким ядром  $Z=15$ ,  $A=32$  детектора ALICE. Сплошная кривая расчет  $\sigma_{in}$ , пунктирная расчет  $\sigma_{in} - \sigma_{st}^{\bar{p}}$ . Точки-экспериментальные данные [119]

В отличие от Глауберовской модели, которая дает возможность рассчитать лишь интегральные сечения  $\sigma_{tot}$   $\sigma_{in}$ , предложенная модель позволяет получить сведения о самых разных каналах взаимодействия и дает полное эксклюзивное описание таких сложных ядерных реакций, как взаимодействие антидейtronов с ядрами. В работе [118] выполнен анализ экспериментальных данных для средних множественностей вторичных частиц при взаимодействии антидейtronов с ядрами  $Ta$  [113]. Несмотря на высокую неопределенность экспериментальных данных, связанную с примесью  $\pi^-$  и толщиной tantalовой пластины, можно сделать вывод, что модель в целом описывает этот сложный процесс вполне удовлетворительно (см. таблицу III из работы [118]), и может быть использован для некоторых предсказаний для других энергий антидейtronов и ядер-мишеней. Так, в качестве примера, рассмотрены основные свойства неупругого взаимодействия антидейtronов с легкими и тяжелыми ядрами детектора ALICE при импульсе 2 ГэВ/*c*. Например, было показано, что только примерно в 28% случаев для  $^{16}O$  и в 34,8% для  $^{31}P$  два антинуклона из антидейтрана взаимодействуют с ядром. В работе [118] показаны распределения по множественности вторичных пионов и протонов, а также их спектры. Подобная информация крайне важна при подготовке и анализе экспериментов по обнаружению легких антиядер в околоземном пространстве.

## **ЗАКЛЮЧЕНИЕ**

План работ на 2025 год выполнен полностью. Получены новые научные результаты и результаты мирового уровня, вошедшие в список важнейших достижений ИЯИ РАН. Результаты опубликованы в ведущих международных журналах, включая журналы Q1.

### **1. Задача «Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD»**

С помощью подсистем FT0, FV0 и FDD в эксперименте ALICE получены новые экспериментальные данные о множественности событий, светимости пучков, фундаментальных свойствах адронов и кварк-глюонной плазмы, образующейся в столкновениях релятивистских ядер. Программная среда адаптирована к новым условиям, обеспечивая реконструкцию событий во время процесса сбора данных. Выполнены технические и сервисные задачи по модернизации и поддержке работоспособности детекторов FT0, FV0 и FDD эксперимента ALICE во время набора данных во время 3-го сеанса (RUN3) работы LHC. В 2025 году сотрудниками ИЯИ РАН была обеспечена стабильная работа системы детекторов FIT (FT0+FV0+FDD) и участие в обработке экспериментальных данных. Результаты опубликованы в ведущих международных журналах уровня Q1, см. работы [1-38], приложение А.1.

### **2. Задача «Измерение плотности распределений заряженных частиц по псевдобыстроте в столкновениях Pb–Pb при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{NN}}=5,36 \text{ ТэВ}$ »**

Измерены распределения заряженных частиц по псевдобыстроте в зависимости от центральности – величины области перекрытия сталкивающихся ядер. Впервые заряженные частицы реконструируются с использованием модернизированной системы внутреннего трекинга ALICE (ITS) и время-проекционной камеры (TPC), в то время как центральность столкновений определяется путем измерения множественности заряженных частиц с помощью системы FT0C. Ни одна из рассмотренных теоретических моделей количественно не воспроизводит данные во всем диапазоне центральности, представленном в данном отчете. Эти измерения на установке ALICE являются не только первыми измерениями столкновений ядер свинца при самой высокой энергии на LHC, но также обеспечивают важную проверку обновленной системы детекторов и программного обеспечения.

### **3. Задача «Первые измерения эллиптического ( $v_2$ ) и треугольного потоков заряженных частиц в столкновениях $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ и $^{20}\text{Ne}$ – $^{20}\text{Ne}$ при энергии в системе центра масс $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$ ТэВ»**

Столкновения кислорода с кислородом ( $\text{O}–\text{O}$ ) и неона с неоном ( $\text{Ne}–\text{Ne}$ ) при энергии в системе центра масс  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=5,36$  ТэВ на нуклон-нуклонную пару, полученные на LHC в июле 2025 года, представляют большой интерес. Такие столкновения легких ядер устанавливают важную связь между малыми и большими системами, позволяя проводить точные контрольные измерения наблюдаемых величин, таких как эллиптические потоки. Они открывают новые возможности для визуализации ядерной структуры лёгких ядер, например, конфигураций  $\alpha$ -кластеров в  $^{16}\text{O}$  и  $^{20}\text{Ne}$ , которые имеют важное значение для понимания квантовых многочастичных явлений, давней проблемы ядерной физики. Полученные результаты подтверждают возникновение коллективного поведения и наличие гидродинамического потока, определяемого геометрией ядра, в столкновениях лёгких ионов на LHC.

### **4. Задача «Выходы вторичных ядер в результате ядро-ядерных столкновений на LHC»**

Сотрудники ИЯИ РАН, работавшие в составе коллаборации ALICE, выполнили обработку данных передних адронных калориметров этой установки. С учётом разнообразных поправок на регистрацию многонуклонных событий ими были измерены сечения эмиссии одного, двух и трёх протонов в сопровождении нейтронов, которые соответствуют событиям образования  $\text{Tl}$ ,  $\text{Hg}$ ,  $\text{Au}$  в качестве вторичных ядер. Измерения полностью подтвердили предсказания разработанной в ИЯИ РАН модели RELDIS и показали состав вторичных ядер для моделирования их траекторий в коллайдере и защиты его магнитов специальными коллиматорами. Эти данные также важны для проектирования будущего суперколлайдера FCC-hh. Результаты опубликованы в работе [15], приложение A.1.

### **5. Задача «Эксперимент BM@N»**

Разработан новый подход, основанный на методе прямой реконструкции и теоремы Байеса, для определения центральности в эксперименте BM@N по множественности заряженных частиц. Предложенный подход был протестирован на экспериментальных данных для столкновений  $\text{Xe}+\text{CsI}$  при энергии 3,8A ГэВ. Особенностью нового подхода является низкая требовательность к вычислительным ресурсам по сравнению с моделью Глаубера, а также возможность оценки эффективности регистрации событий в зависимости

от прицельного параметра. Полученная параметризация эффективности позволит лучше и точнее сравнивать модельные данные с экспериментальными данными.

Также предложена модификация метода для двумерного случая, где в качестве наблюдаемых используются сигнал из переднего адронного калориметра FHCAL и число хитов треков. Новый метод был успешно применен к экспериментальным данным, в результате чего были получены классы центральности, которые позволяют сравнивать данные с результатами из других экспериментов и модельными данными. Полученные результаты также важны для исследований, где есть необходимость учета эффекта автокорреляции с множественностью заряженных частиц. Достоверность полученных результатов была проверена посредством сравнения распределений по прицельному параметру с результатами из метода Монте-Карло Глаубера.

Были разработаны методы измерения выходов заряженных фрагментов при помощи сцинтилляционной стенки. Данные методы, в частности, включают в себя подходы для оценки и устранения вклада фоновых событий для зарядов  $Z=1$  и  $Z=2$ , результаты работы применимы для настройки моделей и их ограничений.

Результаты опубликованы в работах [39,40], приложение А.1.

## **6. Задача «Эксперимент MPD/NICA»**

В 2025 г. ИЯИ РАН продолжал работу по интеграции и подготовке переднего адронного калориметра FHCAL к эксплуатации на установке MPD. Была модернизирована схема светоизоляции модулей калориметра, протестирован уровень шума во всех электронных каналах детектора. Для съема сигналов с калориметра установлена и протестирована центральная система считывания сигналов эксперимента MPD/NICA. В настоящее время система считывания данных полностью функционирует для одного плеча. Модернизирована система медленного контроля параметров адронного калориметра на основе нового модуля, выполненного в стандарте крейта. Первые тесты показали, что новый модуль совместим с разработанными программами, что дает возможность выполнить его интеграцию в инфраструктуру адронного калориметра. В 2025 г. в ИЯИ РАН созданы CsI(Tl) детекторы контроля сведения пучков. Данные детекторы будут использованы на начальной стадии эксперимента при настройке параметров встречных пучков и предназначены для регистрации электронов и позитронов, рождаемых в ультрапериферических столкновениях ядер. На данный момент происходит интеграция CsI(Tl) детекторов в эксперимент MPD/NICA. Результаты вычисления эффективности использования FHCAL в качестве триггера регистрации событий ядро-ядерных столкновений опубликованы в работе [41], приложение А.1.

## **7. Задача «Исследование возможности размещения адронного калориметра спектаторов на коллайдере NICA»**

Предложено размещение модулей адронного и электромагнитного калориметров с использованием магнитных элементов коллайдера на основе расчетов отклонения основного пучка ядер висмута и протонов-спектаторов. Блоки адронного калориметра FHCAL с входным квадратным сечением  $15 \times 15 \text{ см}^2$  и длиной 106 см в количестве до 16 шт. устанавливаются навстречу пучку ниже вакуумной трубы на расстоянии около 10 м от точки встречи пучков между магнитами MB1 и MB2. Модули электромагнитного калориметра, от 2 до 4 шт., размещаются области квадрупольей FF3. Каждый модуль состоит из 16 ячеек-башен с входным сечением  $4 \times 4 \text{ см}^2$  и длиной около 60 см. При таком расположении модулей адронного калориметра обеспечивается плавное увеличение выделенной в калориметре энергии соответственно увеличению числа спектаторов-протонов и легких фрагментов вплоть до центральностей, эквивалентных параметру столкновения 12 Фм. Работа [42], приложение А.1, принята в печать.

## **8. Задача «Исследование запутанных аннигиляционных фотонов»**

В 2025 году продолжался сеанс по набору экспериментальных данных с целью исследования поляризационных корреляций, запутанных и декогерентных аннигиляционных фотонов. Продолжался анализ набранных статистических данных. Были исследованы поляризационные корреляции для нескольких типов событий в различных квантовых состояниях пар аннигиляционных фотонов. Экспериментальные данные хорошо описываются теоретическими функциями. Значения меры запутанности для начальных запутанных фотонов и классически коррелированных отличаются в два раза, что согласуется с выполненными теоретическими расчетами. В виде прикладных исследований экспериментальная установка была использована для изучения поляриметров и определения их эффективности измерения поляризации в области астрофизики. Результаты измерений опубликованы в ведущих международных журналах, работы [43,44], приложение А.1.

## **9. Задача «Исследование возможностей проведения в области Е1 гигантского резонанса ( $\gamma, n_{0;1;2}$ )-экспериментов и измерений полных спектров и множественности фотонейтронов с предложенным многоканальным спектрометром нейтронов на комптоновском $\gamma$ -источнике в НЦФМ»**

Из результатов работы, следует, что на проектируемом в НЦФМ пучке гамма-излучения возможно проведение экспериментов с разделением фотонейтронных реакций с

фиксацией нижних состояний дочерних ядер по множественности испускания фотонейтронов.

Проведены аналитические оценки для двух детекторов, из которых следует возможность начальных измерений с двумя детекторами. Такие измерения будут полезными для проверки оценок и последующих работ по изготовлению экспериментальной аппаратуры и планирования экспериментов. Показано, что увеличение числа детекторов и эффективности регистрации нейтронов детектором (например, за счет увеличения длины каждого) улучшает надежность разделения реакций по множественности испускания фотонейтронов. Результаты опубликованы в работах [45,46], приложение А.1.

#### **10. Задача «Исследование энергетического спектра нейтронов при фотоядерных реакциях вблизи порога на тераваттном лазерном комплексе»**

Моделирование в реальной геометрии позволило учесть рассеяние нейтронов на пути от мишени до детектора. В спектре нейтронов отчетливо виден пик тепловых нейтронов с энергией до 1 кэВ. Чувствительность детектора, рассчитанная в моделировании, составила 0,1%, что согласуется с экспериментальными данными, полученными с использованием источника  $^{252}\text{Cf}$ . В сравнении с экспериментом оказалась занижена эффективность генерации нейтронов в мишени-конвертере, что является предметом дальнейших исследований.

Экспериментально был получен квазимоноэнергетический пучок электронов со средним разбросом по энергии около 2,5 МэВ и перестраиваемый по энергии в диапазоне от 6 до 12 МэВ. В PIC-моделировании, повторяющем параметры эксперимента, получен аналогичный диапазон перестройки по энергии 6–12 МэВ с сохранением квазимоноэнергетичности.

Проведено аналитическое исследование генерации квазимоноэнергетических пучков. Найдено, что режим перестройки по энергии реализуется на этапе замедления электронов при переходе на пролетную фазовую траекторию, что происходит из-за затухания плазменной волны. Квазимоноэнергетичность пучка электронов и диапазон его перестройки по энергии определяется нелинейностью плазменной волны и степенью ее затухания.

Аналитическая теория дает корректные численные оценки диапазона перестройки по энергии (от 6 до 12 МэВ) и разброса по энергии пучка электронов ( $\sim 2,5$  МэВ), что позволяет использовать аналитический подход для оценок диапазона перестройки и

разброса по энергии для лазерно-плазменных ускорителей электронов с другими параметрами.

Экспериментально был обнаружен вклад в коллимацию электронного пучка плазменной линзы. В PIC-моделировании также было продемонстрировано уменьшение расходимости электронного пучка из-за плазменной линзы, образующейся между фронтами ударной волны. Перед ударной волной расходимость пучка составляла  $5^\circ$ , а после ударной волны –  $1,5^\circ$ .

В эксперименте с экспоненциальным спектром и максимальной энергией равной 15 МэВ получено уменьшение расходимости электронного пучка с  $3^\circ$  до  $1,5^\circ$  градусов. Проведены эксперименты, демонстрирующие возможность работы на непрерывном газовом потоке при использовании азота. Параметры электронного пучка при этом не отличаются от режима с использованием импульсного газового сопла. При энергии лазерного импульса 60 мДж может быть получен пучок зарядом 10 пКл с энергиями до 18 МэВ и расходимостью менее 50 мрад. Максимальное остаточное давление, при котором не наблюдаются ухудшение параметров электронного пучка, составляет около 4 Торр.

Установлено, что для сопел диаметром 200, 300 и 400 мкм давление газа, необходимое для достижения нужной электронной концентрации, должно быть 15, 5 и 3 атм. соответственно. При энергии лазерного импульса  $60 \pm 2$  мДж получен стабильный квазимоноэнергетический электронный пучок с энергией  $18 \pm 2$  МэВ, зарядом  $10 \pm 2$  пКл и расходимостью  $40 \pm 10$  мрад. Флуктуации углового отклонения составляют 20 мрад, а выхода нейtronов на свинцовом конверторе – 35%. Результаты опубликованы в работах [47,48], приложения А.1.

## **11. Задача «Исследование кластерной структуры легких ядер»**

В настоящей работе поиск высоко возбужденных состояний тяжелого изотопа гелия  ${}^6\text{He}$  был выполнен в реакции  $n + {}^7\text{Li} \rightarrow d + {}^6\text{He}^* \rightarrow d + t + t$  при энергии нейтронов 40–60 МэВ канала РАДЭКС ИЯИ РАН. Основные измерения проведены в области энергий возбуждения, лежащей выше порога распада  ${}^6\text{He}$  на два тритона ( $E_x \geq 12,3$  МэВ). Несколько уровней наблюдалось впервые:  $E_x = 24,7$  и 26 МэВ ( $\Gamma < 1$  МэВ)  $E_x = 28,5$  МэВ ( $\Gamma \approx 1,5$  МэВ). Проведенные расчеты в рамках М-схемы МОБИК хотя показывают высокую плотность решений непрерывного спектра, так называемых ложных резонансов (предположительно преимущественно системы  ${}^4\text{He} + n + n$ ), но отобранные уровни хорошо совпадают с результатами как известных экспериментальных работ, так и с данными настоящей работы, а также дают важную информацию о спине и четности предполагаемых резонансных состояний  ${}^6\text{He}$ . Для более точных утверждений о структуре высоко возбужденных

состояний ядер  ${}^6\text{He}$ , для определения свойств уровней необходимы продолжение теоретического анализа, увеличение статистической точности экспериментальных данных, возможно – модификация экспериментальной установки с целью получения угловых зависимостей при регистрации вторичных частиц. Результаты опубликованы в работе [51], приложение А.1.

## **12. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами»**

В результате проведенного кинематического моделирования реакции  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$  установлено, что анализ формы энергетического спектра “развальных” протонов при определенных условиях эксперимента может дать информацию о низкоэнергетических характеристиках  $pp$ -взаимодействия. Определены оптимальные параметры эксперимента и схема экспериментальной установки. В результате нескольких пучковых сеансов, проведенных на ускорителе У-120 НИИЯФ МГУ, исследована реакция  $d + {}^1\text{H} \rightarrow p + p + n$ . В кинематически полном эксперименте при энергии дейtronов 15,3 МэВ регистрировались в совпадении протон от развала синглетного  $pp$ -состояния и вторичный нейтрон. В результате исследования из анализа формы энергетического спектра “развальных” протонов определены низкоэнергетические характеристики  $pp$ -взаимодействия: величина энергии виртуального синглетного  $pp$ -состояния  $E_{pp} = 375 \pm 5$  кэВ и соответствующее ей значение синглетной длины  $pp$ -рассеяния  $a_{pp} = -9,2^{+0,8}_{-1,1}$  Фм. Высказано предположение, что на извлекаемые характеристики  $pp$ -взаимодействия в реакциях с двумя протонами в конечном состоянии может оказывать вклад 3N-сил. Результаты опубликованы в работах [49,50], приложение А.1. Предполагается проведение дальнейших исследований с большей статистикой и лучшими фоновыми условиями. Также предполагаются работы по измерениям тока пучка для получения оценок сечения данной реакции.

## **13. Задача «Поиск редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e»**

Подготовлена версия пакета программ для моделирования схемы получения триггера в процессе  $\mu \rightarrow 3e$  и  $\mu \rightarrow e\gamma$ . В результате НИР разработан новый позиционно-чувствительный черенковский монитор протонного пучка на базе новых фотодетекторов SiPM. Монитор нашел практическое применение при измерении дозы облучения на медицинском канале. Разработана электроника сигналов с фотодетекторов SiPM монитора. Этот монитор позволяет проводить измерения широком диапазоне ( $10^5$ ) интенсивностей пучка протонов от малых импульсных токов 0,1 мкА до 10 мА. Проведены испытания

монитора на пучках протонов со средним током 1 мА на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. Получено хорошее согласие измерений монитора на протонном пучке с показаниями индукционного датчика тока в режимах облучения с высокой для протонов мощностью дозы. Результаты работы подтвердили перспективность применения нового монитора в протонной флэш-терапии.

**14. Задача «Исследование внутренней структуры чармонаум-подобных экзотических резонансов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их распадов с открытым флейвором в фотоядерных реакциях»**

Впервые исследована возможность извлечения сечения поглощения  $\psi(2S)$  мезонов нуклонами при относительно низких энергиях, а также возможность изучения внутренней структуры открытого коллаборациями BESIII и Belle экзотического адронного состояния  $Z_c(3900)$  в околовороговых фотоядерных реакциях. Эта структура предсказывается в ряде теоретических подходов, соответственно, в виде чисто компактного четырехкваркового состояния, молекулярного состояния или их смеси с предполагаемыми вероятностями. В результате данного исследования впервые сделаны важные выводы (см. вышеупомянутые рисунки) как о возможности экспериментального извлечения сечения поглощения  $\psi(2S)$  мезонов нуклонами, так и о возможности изучения внутренней структуры чармонаум-подобного резонанса  $Z_c(3900)$  в рассматриваемых реакциях на “обновленном” до энергии 22 ГэВ ускорительном комплексе CEBAF (США). Результаты исследования опубликованы в работах [52,53], приложение А.1.

**15. Задача «Статистическая модель неупругого взаимодействия антидейtronов с ядрами»**

На основе МВК создана статистическая модель для определения сечения неупругого взаимодействия антидейtronов с ядрами. Показано, что в области применимости квазиклассического подхода, лежащего в основе предложенной модели, значения сечения для неупругого протон-, антипротон- и дейtron-ядерного взаимодействия находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями. Без использования дополнительных параметров, модель вполне удовлетворительно описывает сечения неупругих антидейtron-ядерных взаимодействий, хотя и требуется некоторое прояснение, касающееся выделения канала стриппинга из неупругого взаимодействия, что важно для понимания протекания реакции. Сечения неупругого взаимодействия, полученные в рамках предложенной модели, могут быть использованы для моделирования распространения антидейtronов в галактическом веществе от их источника до точки обнаружения вблизи Земли. Сечения неупругого взаимодействия легких антиядер важны для развития физики космических

лучей, но их измерение является сложной и длительной экспериментальной задачей. Предложенная модель может быть дополнительно протестирована и усовершенствована при условии наличия большего количества данных для взаимодействия легких ядер. Некоторые устройства, такие как AMS и GAPS, разработаны специально для обнаружения легких антиядер. Детальное моделирование взаимодействия легких антиядер с ядрами важно для экспериментов по их обнаружению. Для таких экспериментов необходима информация о множественности и спектрах вторичных частиц и MBK может использоваться для эксклюзивного моделирования антайдейtron-ядерного взаимодействия в области энергий антайдейтрана  $100 \div 200 \text{ МэВ} < T_{kin} < 25 \div 30 \text{ ГэВ}$ . В дальнейшем такой подход будет развит на ядра антигелия.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Upgrade of the ALICE Experiment: Letter of Intent / B. Abelev [et al.] (ALICE Collaboration) // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2014. – Vol. 41. – P. 087001.
2. Trzaska W. H. New ALICE detectors for Run 3 and 4 at the CERN LHC // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 2020. – Vol. 958. – P. 162116.
3. The ALICE experiment: a journey through QCD / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration). // Eur. Phys. J. C. – 2024. – Vol. 84. – P. 813.
4. Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus–nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration / K. Adcox [et al.] (PHENIX Collaboration) // Nucl. Phys. A. – 2005. – Vol. 757. – P. 184–283.
5. Ollitrault J.-Y. Anisotropy as a signature of transverse collective flow // Phys. Rev. D. – 1992. – Vol. 46. – P. 229–245.
6. Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76 \text{ TeV}$  / S. Acharya et al. (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2011. – Vol. 107. – P. 032301.
7. Elliptic flow of identified hadrons in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 2,76 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. – 2015. – Vol. 06. – P. 190.
8. Anisotropic flow of charged particles in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2016. – Vol. 116. – P. 132302.
9. Anisotropic flow in Xe-Xe collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,44 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. – 2018. – Vol. 784. – P. 82–95.
10. Investigations of Anisotropic Flow Using Multiparticle Azimuthal Correlations in pp, p-Pb, Xe-Xe, and Pb–Pb Collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2019. – Vol. 123. – P. 142301.
11. The physics of ultraperipheral collisions at the LHC./ A. J. Baltz [et al. ] // Phys. Rep. – 2008. – Vol. 458, № 1-3. – P. 1–171.
12. Mutual heavy ion dissociation in peripheral collisions at ultrarelativistic energies / I.A. Pshenichnov [et al.] // Phys. Rev. C. – 2001. – Vol. 64. – P. 024903.
13. Pshenichnov I. A. Electromagnetic excitation and fragmentation of ultrarelativistic nuclei // Phys. Part. Nucl. – 2011. – Vol. 42. – P. 215–250.
14. Neutron emission in ultraperipheral Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. C. – 2023. – Vol. 107. – P. 064902.

15. ALICE Collaboration. Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=2,76$  TeV with ALICE // Physical Review C. – 2013. – Vol. 88. – P. 044909.
16. Broniowski W., Florkowski W. Geometric relation between centrality and the impact parameter in relativistic heavy-ion collisions // Physical Review C. – 2002. – Vol. 65. – P. 024905.
17. Beam energy dependence of the viscous damping of anisotropic flow in relativistic heavy ion collisions / Lacey R. A. [et al.] // Physical Review Letters. – 2014. – Vol. 112. – P. 082302.
18. MPD physics performance studies in Bi+Bi collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}}=9,2$  GeV / R. Abdulin [et al.] (MPD collaboration) // Rev. Mex. Fís. – 2025. – Vol. 71. – P. 041201. <https://doi.org/10.31349/RevMexFis.71.041201>.
19. Amplitude parameters of modules for hadron calorimeter at MPD/NICA / Ivashkin A. [et al.] // JINST. – 2020. –Vol. 15. – P. C06044. – <https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/06/C06044>.
20. Measurements of Spectators with Forward Hadron Calorimeter in MPD/NICA Experiment / Ivashkin A. [et al.] // Phys.Part.Nucl. – 2021. –Vol. 52. – P. 578-583. – <https://doi.org/10.1134/S1063779621040298>.
21. Approaches in centrality measurements of heavy-ion collisions with forward calorimeters at MPD/NICA facility / Volkov V. [et al.] // J. Phys.: Conf. Ser. – 2020. – No. 1690. – P. 012103. – <https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012103>.
22. Application of FHCAL for Heavy-Ion Collision Centrality Determination in MPD/NICA Experiment / Volkov V. [et al.] // Particles. – 2021. –Vol. 4. –P. 236 - 240. – <https://doi.org/10.3390/particles4020022>.
23. Bohm D., Aharonov Y. Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky // Phys.Rev. – 1957. – 108. – P. 1070.
24. Probing entanglement in Compton interactions / P. Caradonna [et al.] // J. Phys. Commun. – 2019. – 3. – P. 105005.
25. Hiesmayr B.C., Moskal P. Witnessing entanglement in Compton scattering processes via mutually unbiased bases // Sci. Rep. – 2019. – P. 98166.
26. Testing entanglement of annihilation photons / A. Ivashkin [et al.] // Sci. Rep. – 2023. – P. 7559. – <https://doi.org/10.1038/s41598-023-34767-8>.
27. Проект научной программы ИНОК – комптоновского источника монохроматических гамма-квантов НЦФМ / Л.В. Григоренко [и др.] // ФИЗМАТ. – 2023. – Т. 1, № 3-4. – С. 123-264.

28. On the program of photonuclear research using the backward Compton quasi-monochromatic  $\gamma$  quanta with tunable energy  $E_\gamma \leq 40$  MeV / S.S. Belyshev [et al.] // Mosc. Univ. Phys. Bull. – 2023. – V. 78, No. 3. – P. 284-290.
29. The energy and angular distributions of neutrons from  $(\gamma, n)$  reactions on  $\gamma$ -beams produced by backward Compton scattering at  $E_\gamma \leq 40$  MeV / A.M. Lapik [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2024. – V. 88, No. 8. – P. 1191-1197.
30. Горн Л.С., Хазанов Б.И. Позиционно-чувствительные детекторы. – М: Энергоиздат Библиотека по автоматике, 1982, 65 с.
31. Каплин В.А. Короткопериодические вариации вторичного компонента космического излучения по наблюдениям на высотных аэростатах: дис. канд. физ.-мат. наук (01.04.01). – М., 1984. – 214 с.
32. Григорьев В.А., Колюбин А.А., Логинов В.А. Электронные методы ядерно-физического эксперимента. – М.: Энергоатомиздат, 1988, 336 с.
33. Structure of the neutron-halo nucleus  ${}^6\text{He}$  / Janecke J. [et al.] // Phys. Rev. C. – 1996. – V. 54, No. 3. – P. 1070-1083.
34.  ${}^6\text{Li}(n, d){}^5\text{He}$  and  ${}^7\text{Li}(n, d){}^6\text{He}$  with 56,3 Mev neutrons / Brady F.P. [et al.] // Phys. Rev. C. – 1977. – V. 16, No. 1. – P. 31-41.
35. Experimental investigation of highly excited states of the  ${}^{5,6}\text{He}$  and  ${}^{5,6}\text{Li}$  nuclei in the  $({}^6\text{Li}, {}^7\text{Be})$  and  $({}^6\text{Li}, {}^7\text{Li})$  one-nucleon pickup reactions / Sakuta S.B. [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2002. – V. 65, No. 10. – P. 1771-1777.
36. Experimental evidence of the  ${}^6\text{He}$  level at  $E^* = 18,3$  MeV via the  ${}^4\text{He} + {}^3\text{H}$  three-body reaction / Povoroznyk O.M. [et al.] // Phys. Rev. C. – 2012. – V. 85, No. 6. – P. 064330(1-8).
37. Energy levels of light nuclei  $A = 5, 6, 7$  / Tilley D.R. [et al.] // Nucl. Phys. A. – 2002. – V. 708, No. 1-2. – P. 3-163.
38. Frekers D. Facets of  $(d, {}^2\text{He})$  charge-exchange reactions at intermediate energies // Nucl. Phys. A. – 2004. – V. 731, No. 1. – P. 76-93.
39. Formation of highly excited states of  ${}^6\text{He}$  in the  ${}^9\text{Be}(\pi^-, tt)t$  reaction / Gurov Yu.B. [et al.] // JETP Let. – 2006. – V. 84, No. 1. – P. 1-4.
40. Highly excited states of  ${}^6\text{He}$  / Gurov Yu.B. [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2015. – V. 79, No. 4. – P. 470-473.
41. Di-trinucleon cluster resonances in  $A = 6$  isobar nuclei / Yamagata T. [et al.] // Phys. Rev. C. – 2005. – V. 71, No. 6. – P. 064316(1-7).

42. Search for highly excited states in light nuclei with three-body reactions / Franke R. [et al.] // Nucl. Phys. A. – 1985. – V. 433, No. 3. – P. 351-368.
43. Setup for studying the properties of highly excited states of light nuclei / Mordovskoy M.V. [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2024. – V. 88, Suppl. 1. – P. S135-S140.
44. Construction of highquality NN potential models / Stoks V.G.J. [et al.] // Phys. Rev. C. – 1994. – V. 49, No. 6. – P. 2950-2963.
45. Neutron-deuteron breakup reaction as a tool for studying neutron-neutron interactions / Konobeevski E.S. [et.al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2013. – V. 76, No. 11. – P. 1398-1402.
46. Measurement of the  ${}^2\text{H}(d, {}^2\text{He}){}^2n$  reaction at  $E_d = 171$  MeV and implications for the neutron-neutron scattering length / Baumer C. [et al.] // Phys. Rev. C. – 1994. – V. 71, No. 4. – P. 044003(1-12).
47. Low-Energy parameters of neutron-neutron interaction: analysis of data obtained in  $nd$  and  $dd$  breakup reactions / Konobeevski E.S. [et.al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2018. – V. 81, No. 5. – P. 595-603.
48. ALICE Physics performance report, volume I / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. Phys. G. – 2004. – Vol. 30. – P. 1517.
49. Karavicheva T. L. on behalf of the ALICE Collaboration 2017, The Fast Interaction Trigger detector for the ALICE Upgrade// IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series – 2017 – Vol. 798 – P. 012186. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012186>.
50. Slupecki M. on behalf of the ALICE Collaboration. Fast Interaction Trigger for ALICE upgrade // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 2022. – Vol. 1039. – P. 167021.
51. The upgrade of the ALICE TPC with GEMs and continuous readout / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. Instrum. – 2021. – Vol. 16. – P. P03022.
52. PicoQuant PDL-800-B (discontinued in June 2017), <https://www.picoquant.com/products/category/picosecond-pulsed-driver/pdl-800-b-picosecond-pulsed-diode-laser-driver#specification>. Accessed: 2025-11-18.
53. PicoQuant LDH-P-C-440M,  
<https://www.picoquant.com/products/category/picosecond-pulsed-sources/lhd-series-picosecond-pulsed-diode-laser-heads#custom1>. Accessed: 2025-11-18.
54. Time resolution of the ALICE Time-Of-Flight detector with the first Run 3 pp collisions at  $\sqrt{s} = 13,6$  TeV / I.J. Abualrob [et al.] (ALICE collaboration) // e-Print: arXiv:2511.10311.

55. IPbus: a flexible Ethernet-based control system for xTCA hardware / C. Ghabrous Larrea [et al.] // J. Instrum. – 2015. – Vol. 10. – P. C02019.
56. Раздел, посвящённый протоколу IPbus, на сайте CERN [Электронный ресурс]. – 2025. – URL: <https://ipbus.web.cern.ch> (дата обращения 26.11.2025).
57. Раздел, посвящённый протоколу DIM, на сайте CERN [Электронный ресурс]. – 2025. – URL: <https://dim.web.cern.ch> (дата обращения 26.11.2025).
58. Jahan S. A., Roch H., Shen C. Bayesian analysis of (3+1) D relativistic nuclear dynamics with the RHIC beam energy scan data // Phys. Rev. C. – 2024. – Vol. 110. – P. 054905.
59. Dmitrieva U. A., Pshenichnov I. A. Production of Various Elements in Ultraperipheral  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  Collisions at the LHC // Phys. Part. Nucl. Lett. – 2023. – Vol. 20. – P. 1228–1231.
60. Photonuclear Alchemy: Obtaining Medical Isotopes of Gold from Mercury Irradiated on Electron Accelerators / A.G. Kazakov [et al.] // Molecules. – 2022. – Vol. 27. – P. 5532.
61. Energy dependence of  $^{209}\text{Bi}$  fragmentation in relativistic nuclear collisions / K. Aleklett [et al.] // Phys. Rev. C. – 1981. – Vol. 23. – P. 1044–1046.
62. Producing gold at ISOLDE-CERN / A.E. Barzakh [et al.] // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B. – 2022. – Vol. 513. – P. 26–32.
63. Zerkin V.V., Pritychenko B. The experimental nuclear reaction data (EXFOR): Extended computer database and Web retrieval system // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. – 2018. – Vol. 888. – P. 31–43.
64. Glauber modeling in high energy nuclear collisions / Miller M. L. [et al.] // Annual Review of Nuclear and Particle Science. – 2007. – Vol. 57. – P. 205–243.
65. Relating centrality to impact parameter in nucleus-nucleus collisions / Das S. J. [et al.] // Physical Review C. – 2018. – Vol. 97. – P. 014905.
66. Rogly R., Giacalone G., Ollitrault J.Y. Reconstructing the impact parameter of proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions // Phys. Rev. C. – 2018. – Vol. 98. – P. 1-9.
67. HADES Collaboration. Centrality determination of Au+Au collisions at 1,23A GeV with HADES // The European Physical Journal A. – 2018. – Vol. 54. – P. 85.
68. Bradley P. S., Bennett K. P., Demiriz A. Constrained k-means clustering. Technical Report MSR-TR-2000-65. – Redmond: Microsoft Research, 2000. – P. 1–8. – URL: <https://www.microsoft.com/en-us/research/wp-content/uploads/2016/02/tr-2000-65.pdf> (дата обращения: 27.11.2025).

69. Research opportunities at the upgraded HI $\gamma$ S facility / R. Weller Henry [et al.] // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2009. – V. 62. – P. 257-303.
70. Compton scattering from  ${}^6\text{Li}$  at 86 MeV / L.S. Myers [et al.] // Phys. Rev. C. – 2014. – V. 90. – P. 027603.
71. Measurement of the  ${}^{115}\text{In}(\gamma, \gamma')$  ${}^{115m}\text{In}$  inelastic scattering cross section in the 1,8 to 3,7 MeV energy range with monoenergetic photon beams / W. Tornow [et al.] // Phys. Rev. C. – 2018. – V. 98. – P. 064305.
72. Testing shell-model interactions at high excitation energy and low spin: Nuclear resonance fluorescence in  ${}^{74}\text{Ge}$  / S.R. Johnson [et al.] // Phys. Rev. C. – 2023. – V. 108. – P. 024315.
73. Отчет о СЧ НИР «Разработка источника комптоновского излучения для исследований в области биологии медицины, материаловедения, быстропротекающих процессов, ядерной физики» / В.И. Шведунов [и др.] // Москва, НИИЯФ МГУ, 2022, 111 с.
74. Отчет о СЧ НИР «Проект ускорительного комплекса с максимальной энергией электронов 2 ГэВ» / Н.А. Винокуров [и др.] // ИЯФ СО РАН, Новосибирск, 2023, 53 с.
75. Possible photonuclear experiments at  $E_\gamma \approx (1-4)$  MeV on  $\gamma$ -sources of the backward Compton scattering of laser radiation on accelerated electron beams / S.S. Belyshev [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2025. – V. 89. – No. 11. – P. 2250.
76. Investigation of giant-dipole-resonance decay in the  $(\gamma, n)$  reactions on  ${}^{52}\text{Cr}$  and  ${}^{51}\text{V}$  nuclei / S.S. Verbitsky [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2009. – V. 72. – P. 387-395.
77. Кухтевич В.И., Трыков Л.А., Трыков О.А. Однокристальный сцинтилляционный спектрометр (с органическим фосфором). – М.: Атомиздат, 1971, 136 с.
78. Agostinelli S. et al. Geant4—a simulation toolkit //Nuclear instruments and methods in physics research section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. – 2003. – V. 506. – No. 3. – P. 250-303.
79. Measurement of the Energy Spectrum of Short-Pulse Neutron Sources Based on Photonuclear Reactions / Shulyapov S. A. [et al.] // JETP Letters. – 2025. – V. 121, No. 11. – P. 819-823.
80. Bayesian optimization of laser wakefield acceleration in the self-modulated regime (SM-LWFA) aiming to produce molybdenum-99 via photonuclear reactions / Nunes B. S. [et al.] // Physics of Plasmas. – 2025. – V. 32. – No. 3. – P. 033101.

81. All-Optical Blast-Wave Control of Laser Wakefield Acceleration in a Near-Critical Plasma / Tsymbalov I. [et al.] // Physical Review Letters. – 2025. – V. 134. – No. 2. – P. 025101.
82. Quasi-monoenergetic electron beam from LWFA: analytical approach / Starodubtseva E. M. [et al.] // Laser Physics Letters. – 2024. – V. 21. – No. 7. – P. 075401.
83. Demonstration of relativistic electron beam focusing by a laser-plasma lens / Thaury C. [et al.] // Nature communications. – 2015. – V. 6. – No. 1. – P. 6860.
84. Laser-plasma lens for laser-wakefield accelerators / Lehe R. [et al.] // Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams. – 2014. – V. 17. – No. 12. – P. 121301.
85. Zuyev S.V., Kasparov A.A., Konobeevski E.S. Mathematical simulation of few-nucleon experiments with three or more particles in the final state // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2017. – V. 81, No. 6. – P. 679-683.
86. Machleidt R., Entem D.R. Chiral effective field theory and nuclear forces // Phys. Rep. – 2011. – V. 503, No. 1. – P. 1-75.
87. Realistic nuclear Hamiltonian: Ab exitu approach / Shirokov A.M. [et al.] // Phys. Lett. B. – 2007. – V. 644. – P. 33-37.
88. Barrett B.R., Navratil P., Vary J.P. *Ab initio* no core shell model // Prog. Part. Nucl. Phys. – 2013. – V. 69. – P. 131-181.
89. Gamow-shell-model description of Li isotopes and their mirror partners / Mao X. [et al.] // Phys. Rev. C. – 2020. – V. 102, No. 2. – P. 024309(1-10).
90. Carlson J. Green's function Monte Carlo study of light nuclei // Phys. Rev. C. – 1987. – V. 36, No. 5. – P. 2026-2033.
91. Coupled-cluster computations of atomic nuclei / Hagen G. [et al.] // Rep. Prog. Phys. – 2014. – V. 7. – P. 096302(1-37).
92. Lahde T.A., Meissner U.-G. Nuclear Lattice Effective Field Theory // Lect. Notes Phys. – 2019. – V. 957. – P. 1-396.
93. BIGSTICK: A flexible configuration-interaction shell-model code [Электронный ресурс] / Johnson C.W. [et al.] // arXiv.org. – 2018. – URL: <https://arxiv.org/abs/1801.08432> (дата обращения: 17.11.2025).
94. N3LO NN interaction adjusted to light nuclei in *ab exitu* approach / Shirokov A.M. [et al.] // Phys. Lett. B. – 2016. – V. 761. – P. 87-91.
95. *Ab initio* no-core solutions for  ${}^6\text{Li}$  / Shin I.J. [et al.] // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. – 2017. – V. 44. – P. 075103(1-31).
96. Rodkin D.M., Tchuvil'sky Yu.M.. *Ab initio* computing of light nuclei structure and nuclear reaction experiment // Int. J. Mod. Phys. E. – 2024. – V. 33, No. 11. – P. 2441019(1-13).

97. Studying  $pp$ -correlations in the  $d+^1\text{H} \rightarrow p+p+n$  reaction / Konobeevski E.S. [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2020. – V. 84, No. 4. – P. 378-381.
98. Extracting the energy of the virtual  $pp$ -state produced in the  $d+^1\text{H} \rightarrow p+p+n$  reaction / Konobeevski E.S. [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2021. – V. 85, No. 5. – P. 530-533.
99. Simulation and analyzing preliminary data from an experiment to study proton–proton correlations in the  $d+^1\text{H} \rightarrow p+p+n$  reaction / Kasparov A.A. [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2024. – V. 88, No. 11. – P. 1789-1793.
100. Phase shift analysis of 0-30 MeV pp scattering data / Bergervoet J.R. [et al.] // Phys. Rev. C. – 1988. – V. 38, No. 1. – P. 15-50.
101. Proton-proton final-state interaction in the three-nucleon reaction  $p+d \rightarrow p+p+n$  / Bruckmann H. [et.al.] // Phys. Lett. – 1969. – V. 30B, No. 7. – P. 460-462.
102. Resonant diproton spectrum measured using the reaction  ${}^2\text{H}(d, {}^2\text{p})^2\text{n}$  at 15,7 MeV / Ying-ji Z. [et al.] // Phys. Rev. C. – 1992. – V. 45, No. 2. – P. 528-531.
103. Miller G.A., Nefkens B.M.K., Slaus I. Charge symmetry, quarks and mesons // Phys. Rept. – 1990. – V. 194, No. 1-2. – P. 1-116.
104. Data on the neutron-proton scattering length from the nd-breakup reaction at low energies / Kasparov A.A. [et.al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2023. – V. 86, No. 1. – P. 44-50.
105. To the Nature of Nuclear Force / Kukulin V.I. [et.al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2019. – V. 82, No. 6. – P. 934-951.
106. Djilkibaev R.M., Lobashev V.M. On the search for the  $\mu \rightarrow e$  conversion process in a nucleus // Sov. Journal of Nuclear Physics. – 1989. – V. 49. – P.384-385.
107. Djilkibaev R.M., Lobashev V.M. Search for lepton-flavor-violation muon processes // Physics of Atomic Nuclei. – 2010. – V. 73, No 12. – P.2012-2016. - <https://doi.org/10.1134/S1063778810120057>.
108. Expression of Interest for Evolution of the Mu2e Experiment / Abusalma F. [et al.] // <https://arxiv.org/abs/1802.02599> 2018.
109. Джилкибаев Р.М. Черенковский монитор протонного пучка. // Приборы и техника эксперимента. – 2021. – №4. – С.10–17. – <https://doi.org/10.1134/S002044122104014X>.
110. J.-M. Richard. Nucleon-antinucleon interaction // arXiv:2205.02529v2[nucl-th] – 2022.
111. Measurements of anti-deuteron absorption and stripping cross sections at the momentum 13,3 GeV/c / S. P. Denisov [et al.] // Nucl. Phys. B. – 1971. – Vol. 31 – P. 253.

112. Absorption cross sections of 25 GeV/c antideuterons in Li, C, Al, Cu and Pb / F. G. Binon [et al.] // Phys Lett. B. – 1970. – Vol. 31. – P. 230.
113. Multiplicities and Correlations of Secondary Charged Particles in the Interactions of Antineutrons and Antideuterons with a Momentum of 6,1 GeV/c per Nucleon with Tantalum Nuclei / V.F. Andreev [et al.] // Nuov.Cim. – 1990. – Vol. A 103. – P. 8.
114. Measurement of the Low-Energy Antideuteron Inelastic Cross Section / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. – 2020. – Vol. 125. – P. 162001.
115. Голубева Е.С. Модель аннигиляции антинейтронов для экспериментов по поиску нейtron-antineutronных осцилляций // Препринт ИЯИ РАН. – 2017 – №1436.
116. Golubeva E.S., Barrow J.L. and Ladd C.G. Model of antineutron annihilation in experimental searches for antineutron transformations // Phys. Rev.D. – 2019. – Vol. 99. – P. 035002.
117. Голубева Е.С. Неупругое сечение взаимодействие антидейтронов с ядрами // Препринт ИЯИ РАН. – 2024. – № 1454.
118. Golubeva E.S. Inelastic Antideuteron Interaction with Nuclei // arXiv.org/abs/2504.20920 – 2025.
119. <https://www.hepdata.net/record/ins1797442>.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

### Список публикаций исполнителей отчета за 2025 г.

#### **A.1 Статьи в журналах из «Белого списка» на 2025 (протокол заседания Межведомственной рабочей группы по формированию и актуализации «Белого списка» научных журналов № ДС/17-пр от 15.05.2023 г.)**

1. Investigating  $\Lambda$  baryon production in p-Pb collisions in jets and the underlying event using angular correlations / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review C. – 2025. – Vol. 111. – P. 015201. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.111.015201>.
2. Probing strangeness hadronization with event-by-event production of multistrange hadrons / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review Letters. – 2025. – Vol. 134. – P. 022303. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.022303>.
3. Particle production as a function of charged-particle flattening in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review D. – 2025. – Vol. 111. – P. 012010. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.012010>.
4. Measurement of the production cross section of prompt  $\Xi_c^0$  baryons in p–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // The European Physical Journal C. – 2025. – Vol. 85. – P. 86. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-13531-w>.
5. Measurement of the inclusive isolated-photon production cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // The European Physical Journal C. – 2025. – Vol. 85. – P. 98. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-024-13506-x>.
6. Common femtoscopic hadron-emission source in  $pp$  collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // The European Physical Journal C. – 2025. – Vol. 85. – P. 198. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-025-13793-y>.
7. Furs A.A. on behalf of the ALICE Collaboration. Luminosity Determination by ALICE during LHC Run 3 // Moscow University Physics Bulletin. – 2025. – Vol. 79. – P. 12 – 19. – <https://doi.org/10.3103/S0027134924700693>.
8. First observation of strange baryon enhancement with effective energy in  $pp$  collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 3. – P. 29. – [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2025\)029](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2025)029).
9. Multiplicity-dependent jet modification from di-hadron correlations in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol 03. – P. 194. – [https://doi.org/10.1007/JHEP03\(2025\)194](https://doi.org/10.1007/JHEP03(2025)194).

10. Multimuons in cosmic-ray events as seen in ALICE at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of Cosmology and Astroparticle Physics. – 2025. – Vol. 04. – P. 009. – <https://doi.org/10.1088/1475-7516/2025/04/009>.
11. Medium-induced modification of groomed and ungroomed jet mass and angularities in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physics Letters B. – 2025. – Vol. 864. – C. 139409. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2025.139409>.
12. Measurement of  $\omega$  meson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 04. – P. 067. – [https://doi.org/10.1007/JHEP04\(2025\)067](https://doi.org/10.1007/JHEP04(2025)067).
13. First polarisation measurement of coherently photoproduced  $J/\psi$  in ultra-peripheral Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physics Letters B. – 2025. – Vol. 865. – C. 139466. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2025.139466>.
14. First Measurement of  $A = 4$  Hypernuclei and Antihypernuclei at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review Letters. – 2025. – Vol. 134. – P. 162301. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.162301>.
15. Proton emission in ultraperipheral Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review C. – 2025. – Vol. 111. – P. 054906. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.111.054906>.
16. Measurement of  $f_1(1285)$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physics Letters B. – 2025. – Vol. 866. – P. 139562. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2025.139562>.
17. First measurement of  $D_{s1}(1^+)(2536)^+$  and  $D_{s2}^*(2^+)(2573)^+$  production in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review D. – 2025. – Vol. 111. – P. 112005. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevD.111.112005>.
18. Direct-photon production in inelastic and high-multiplicity proton–proton collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physics Letters B. – 2025. – Vol. 868. – P. 139645. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2025.139645>.
19. Studying charm hadronisation into baryons with azimuthal correlations of  $\Lambda_c^+$  with charged particles in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physics Letters B. – 2025. – Vol. 868. – P. 139681. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2025.139681>.

20. Higher-order symmetry plane correlations in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review C. – 2025. – Vol. 111. – P. 064913. – <https://doi.org/10.1103/zx6t-29hf>.
21. J/ $\psi$ -hadron correlations at midrapidity in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 07. – P. 23. – [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2025\)023](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2025)023).
22. System size and energy dependence of the mean transverse momentum fluctuations at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // European Physical Journal C. – 2025. – Vol. 85. – P. 776. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-025-14325-4>.
23. Search for Quasiparticle Scattering in the Quark-Gluon Plasma with Jet Splittings in pp and Pb–Pb Collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review Letters. – 2025. – Vol. 135. – P. 031901. – <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.135.031901>.
24. Multiplicity-dependent inclusive J/ $\psi$  production at forward rapidity in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 07. – P. 238. – [https://doi.org/10.1007/JHEP07\(2025\)238](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2025)238).
25. Light neutral-meson production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 08. – P. 035. – [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2025\)035](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2025)035).
26. Measurements of differential two-particle number and transverse momentum correlation functions in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // European Physical Journal C. – 2025. – Vol. 85. – P. 866. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-025-14531-0>.
27. First measurement of symmetric cumulants of hexagonal flow harmonics in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review C. – 2025. – Vol. 112. – P. 024905. – <https://doi.org/10.1103/4ltm-g1qg>.
28. Investigating the p –  $\pi^\pm$  and p – p –  $\pi^\pm$  dynamics with femtoscopy in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // European Physical Journal A. – 2025. – Vol. 61. – P. 194. – <https://doi.org/10.1140/epja/s10050-025-01615-4>.
29. Measurement of correlations among net-charge, net-proton, and net-kaon multiplicity distributions in Pb–Pb collisions  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 08. – P. 210. – [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2025\)210](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2025)210).

30. Charged-particle multiplicity distributions over a wide pseudorapidity range in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // European Physical Journal C. – 2025. – Vol. 85. – P. 919. – <https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-025-14577-0>.
31. Performance of the Fast Interaction Trigger (FIT) Detector System for Global Observables at ALICE in RUN 3 / A. Furs [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. – 2025. – Vol. 88. – P. 675 – 681. – <https://doi.org/10.1134/S1063778825600976>.
32. Status of the ALICE Fast Interaction Trigger in RUN 3 / M. Sukhanov [et al.] // Physics of Atomic Nuclei. – 2025. – Vol. 88. – P. 306 – 311. – <https://doi.org/10.1134/S1063778825700310>.
33. Exploring nuclear structure with multiparticle azimuthal correlations at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physics Letters B. – 2025. – Vol. 869. – P. 139855. – <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2025.139855>.
34. First measurement of  $D^{*+}$  in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 10. – P. 94. – [https://doi.org/10.1007/JHEP10\(2025\)094](https://doi.org/10.1007/JHEP10(2025)094).
35. Measurement of  $\omega$  meson production in  $pp$  and  $p$ -Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review C. – 2025. – Vol. 112. – P. 044904. – <https://doi.org/10.1103/ls6w-x1bb>.
36. Study of  $\langle p_T \rangle$  and its higher moments, and extraction of the speed of sound in Pb–Pb collisions with ALICE / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 11. – P. 76. – [https://doi.org/10.1007/JHEP11\(2025\)076](https://doi.org/10.1007/JHEP11(2025)076).
37. Dielectron production in central Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review C. – 2025. – Vol. 112. – P. 054906. – <https://doi.org/10.1103/xl6m-vbqk>.
38.  $D^0$ -meson-tagged jet axes difference in proton-proton collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Physical Review D. – 2025. – Vol. 112. – P. 092012. – <https://doi.org/10.1103/nt4q-7t77.h>
39. Production of protons, deuterons and tritons in argon-nucleus interactions at 3,2 A GeV / S. Afanasiev (The BM@N collaboration) [et al.] // Journal of High Energy Physics. – 2025. – Vol. 2025. – № 8. – P. 95. – [https://doi.org/10.1007/JHEP08\(2025\)095](https://doi.org/10.1007/JHEP08(2025)095).
40. Performance of the scintillation wall in the BM@N experiment / V. Volkov [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers,

Detectors and Associated Equipment. — 2025. — Vol. 1077. — P. 170529. — <https://doi.org/10.1016/j.nima.2025.170529>.

41. MPD physics performance studies in Bi+Bi collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 9.2$  GeV / R. Abdulin [et al.] (MPD collaboration) // Rev. Mex. Fís. — 2025. — Vol. 71. — P. 041201. <https://doi.org/10.31349/RevMexFis.71.041201>.

42. Адронный калориметр на коллайдере NICA. / Курепин А.Б. [и др.] // Письма в ЭЧАЯ. — 2025. в печати.

43. Measuring the evolution of entanglement in Compton scattering / Tkachev I. [et al.] // Sci. Rep. — 2025. — Vol. 15. — <https://doi.org/10.1038/s41598-025-87095-4>.

44. Calibration of segmented BGO scintillation detectors for space-based gamma-ray polarimeter / Mkrtchyan A. [et al.] // Exper. Astron. — 2025. — Vol. 59. — <https://doi.org/10.1007/s10686-025-09977-9>.

45. Issues of improving the efficiency and resolution of the neutron spectrometer for the National Center of Physics and Mathematics / A.A. Lapik [et al.] // Mosc. Univ. Phys. Bull. — 2025. — V. 80, No. 3. — P. 484. — <https://doi.org/10.3103/S0027134925700493>.

46. Possible photonuclear experiments at  $E_\gamma \sim 1—4$  MeV on  $\gamma$ -sources of the backward Compton scattering of laser radiation on accelerated electron beams / S.S. Belyshev [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. — 2025. — V. 89, No. 11. — P. 2250. — <https://doi.org/10.1134/S1062873825713509>.

47. Measurement of the Energy Spectrum of Short-Pulse Neutron Sources Based on Photonuclear Reactions / Shulyapov S. A. [et al.] // JETP Letters. — 2025. — V. 121, No. 11. — P. 819-823. — <https://doi.org/10.1134/S0021364025606578>.

48. All-Optical Blast-Wave Control of Laser Wakefield Acceleration in a Near-Critical Plasma / Tsymbalov I. [et al.] // Physical Review Letters. — 2025. — V. 134, No. 2. — P. 025101. — <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.134.025101>.

49. Determining low-energy characteristics of the pp interaction in the  $d + ^1H \rightarrow p + p + n$  reaction / Kasparov A.A. [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2025. — V. 88, No. 2. — P. 367. — <https://doi.org/10.1134/S1063778825700218>.

50. Neutron-proton scattering length data extracted from the  $n + ^2H \rightarrow n + n + p$  reaction at  $E_n = 5$  MeV / Kasparov A.A. [et al.] // Phys. Atom. Nucl. — 2025. — V. 88, No. 2. — P. 374. — <https://doi.org/10.1134/S106377882570022X>.

51. Определение спектра энергии возбуждения  ${}^6Li$  в реакции  $n + {}^6Li$  / Мордовской М.В. [и др.] // Ядерная физика. — 2025. — Т. 88, №. 1. — С. 116. — <https://elibrary.ru/item.asp?id=82305174>.

52. Paryev E. Ya. Absorption of  $\psi(2S)$  mesons in nuclei // Nucl. Phys. A. – 2025.–Vol. 1058. – P. 123069. – <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2025.123069>.

53. Paryev E. Ya. Photon-induced production of the exotic charged charmonium-like state Zc(3900) off nuclear targets and its internal structure // Nucl. Phys. A. – 2025. – Vol. 1064. – P. 123224. – <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2025.123224>.

е вошедшие в предыдущие пункты)

## **A.2 Статьи в журналах и сборниках, материалы конференций, главы в книгах, индексируемые РИНЦ**

1. Performance and operational experience of ALICE FIT in LHC Run3 / T. Karavicheva [et al.] // LXXV international conference «NUCLEUS-2025». Book of abstracts. – 2025. – P. 6. – <https://indico.spbu.ru/event/1/book-of-abstracts.pdf>.

2. ALICE Fast Interaction Trigger Detector Control System for the LHC RUN3 / M. Sukhanov [et al.] // LXXV international conference «NUCLEUS-2025». Book of abstracts. – 2025. – P. 132. – <https://indico.spbu.ru/event/1/book-of-abstracts.pdf>.

3. Modelling  $^{20}\text{Ne}$ - $^{20}\text{Ne}$  collisions at the LHC / E. Vasyagina [et al.] // LXXV international conference «NUCLEUS-2025». Book of abstracts. – 2025. – P. 194. – <https://indico.spbu.ru/event/1/book-of-abstracts.pdf>.

## **A.3 Иные публикации по теме**

1. Measurement of isolated prompt photon production in pp and p-Pb collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2502.18054>.

2. Evidence for  $J/\psi$  suppression in incoherent photonuclear production / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2503.18708>.

3. First observation of ultra-long-range azimuthal correlations in low multiplicity pp and p-Pb collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2504.02359>.

4. Revealing the microscopic mechanism of deuteron formation at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2504.02393>.

5. Centrality dependence of charged-particle pseudorapidity density at midrapidity in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2504.02505>.

6. Accessing the deuteron source with pion-deuteron femtoscopy in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2504.02333>.

7. Energy-energy correlators in charm-tagged jets in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2504.03431>.

8. Long-range transverse momentum correlations and radial flow in Pb–Pb collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2504.04796>.

9. Femtoscopic study of the proton-proton and proton-deuteron systems in heavy-ion collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2505.01061>.

10.  $\bar{\Sigma}^\pm$  production in pp and p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  with ALICE / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2507.13183>.

11. Medium-induced modification of azimuthal correlations of electrons from heavy-flavor hadron decays with charged particles in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,02 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2507.13197>.

12. Multiplicity dependence of  $f_0(980)$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2507.19347>.

13. Multiplicity dependence of  $K^*(892)^\pm$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <http://arxiv.org/abs/2507.19332>.

14. Multiplicity dependence of  $\Xi_c^+$  and  $\Xi_c^0$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2508.09955>.

15. First direct access to the  $\rho^0 p$  interaction via correlation studies at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2508.09867>.

16.  $\Sigma^+$  production in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2508.20808>.

17. Evidence of nuclear geometry-driven anisotropic flow in OO and Ne–Ne collisions at  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5,36 \text{ TeV}$  / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2509.06428>.

18. Study of the interaction between  $\Xi$  baryons and light mesons via femtoscopy at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2509.24519>.

19. Measurement of the  $p - \Sigma^+$  correlation function in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2510.14448>.
20. Strangeness production as a function of charged-particle multiplicity in proton-proton collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2511.10306>.
21. Centrality dependence of strange particle production in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2511.10360>.
22. Time resolution of the ALICE Time-Of-Flight detector with the first Run 3 pp collisions at  $\sqrt{s} = 13,6$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2511.10311>.
23. Strangeness enhancement at its extremes: multiple (multi-)strange hadron production in pp collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2511.10413>.
24. Multiplicity dependence of two-particle angular correlations of identified particles in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Preprint. – <https://arxiv.org/abs/2511.10399>.
25. Two-dimensional Bayesian Approach for Centrality Determination in Nucleus-Nucleus Collisions / D. Idrisov [et al.] // arXiv:2510.26276 [hep-ex]. – arXiv, 2025. – URL: <http://arxiv.org/abs/2510.26276> (date accessed: 22.11.2025). – Text : electronic.
26. Golubeva E.S. Inelastic Antideuteron Interaction with Nuclei // arXiv.org/abs/2504.20920 – 2025.

#### **A.4 Доклады на конференциях**

1. T. Karavicheva, D.Finogeev, A. Furs, O. Karavichev, M. Sukhanov, N. Vozniuk «Performance and operational experience of ALICE FIT in LHC Run 3», plenary oral talk, LXXV International Conference «NUCLEUS – 2025» , 1-6 July, Saint Petersburg, 01.07.2025, <https://indico.spbu.ru/event/1/contributions/32/>.
2. M. Sukhanov, T. Karavicheva, D.Finogeev, A. Furs, N. Vozniuk « ALICE Fast Interaction Trigger Detector Control System for the LHC RUN3», oral talk , LXXV International Conference «NUCLEUS – 2025», 1-6 July, Saint Petersburg, 05.07.2025, <https://indico.spbu.ru/event/1/contributions/151/>.
3. A.Svetlichnyi, E.Vasyagina, S.Savenkov, I.Pshenichnov «Production of spectator neutrons, protons and light fragments on fixed targets at

NICA», oral talk, LXXV International Conference «NUCLEUS – 2025», 1-6 July, Saint Petersburg, 01.07.2025, <https://indico.spbu.ru/event/1/contributions/353/>.

4. D.Finogeev «Data acquisition system of the highly granular time-of-flight neutron detector of the BM@N experiment at the NICA accelerator complex» устный доклад, LXXV International Conference «NUCLEUS – 2025», 1-6 July, Saint Petersburg, 05.07.2025, <https://indico.spbu.ru/event/1/contributions/328/>.