### 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

**Per. №** 122041100015-5 **Per. №** 

**УТВЕРЖДАЮ** Директор ИЯИ РАН, чл.-корр. РАН М.В. Либанов «30» декабря 2022 г.

### ОТЧЕТ О НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКОЙ РАБОТЕ

122041100015-5

### ФИЗИКА АТОМНОГО ЯДРА, РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

(промежуточный за 2022 год)

ΦЦП

Руководитель НИР, Академик РАН, д.ф-м.н.

И.И. Ткачев «30» декабря 2022 г.

Москва 2022 г.

### СПИСОК ОСНОВНЫХ ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

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

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

Вед. науч. сотр., д-р физ.-мат. наук

Гл. науч. сотр. д-р физ.-мат. наук

Вед. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук

Ст. науч. сотр. канд. физ.-мат. наук

Науч. сотр. канд. физ.-мат. наук

Ст. науч. сотр. канд.физ.-мат. наук

Вед. науч. сотр. д-р.физ.-мат. наук

Ст. науч. сотр. канд.физ.-мат. наук

Вед. науч. сотр. д-р.физ.-мат. наук

Ст. науч. сотр. канд.физ.-мат. наук

подпись, дата

30.12.2022

И.И. Ткачев (введение, заключение)

Т.Л. Каравичева

Konalos 30.12.2022 подпись, дата

30.12.2022 подпись, дата

И.А. Пшеничнов (введение, раздел 2, заключение)

(введение, раздел 1, заключение)

30.12.2022 подпись, дата

А.Б. Курепин (введение, разделы, 3,4, заключение)

30.12.2022 подпись, дата

Ф.Ф. Губер (введение, разделы 5-8, заключение)

baue 30.12.2022 полнись, дата

А.П. Ивашкин (введение, разделы 9,17, заключение)

30.12.2022 подпись, дата

А.А. Каспаров (введение, разделы 10,11, заключение)

30.12.2022 подпись, дата

30.12.2022

А.Л. Полонский (введение, разделы 12-14, заключение)

Р.М. Джилкибаев

(введение, раздел 15, заключение)

30.12.2022 подпись, дата

подпись, дата

А.И. Решетин (введение, раздел 16, заключение)

30.12.2022 подпись, дата

Э.Я. Парьев (введение, раздел 18,19, заключение)

30.12.2022

Е.С. Голубева (введение, раздел 20, заключение)

подпись, дата

30.12.2022 О.Н. Либанова

Нормоконтроль

подпись, дата

#### РЕФЕРАТ

Отчет 199 с., 1 кн., 117 рис., 7 табл., 102 источника, 1 прил.

ЯДРО-ЯДЕРНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ, ЭКСПЕРИМЕНТЫ ALICE, NA61, HADES, CBM, MPD, BM@N, КОЛЛАЙДЕРЫ LHC И NICA, ФОТОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, NN-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ, ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЧАСТИЦ С ЯДРАМИ

В эксперименте ALICE на LHC веден в эксплуатацию детектор FIT, проведены измерения в сеансах pp и <sup>208</sup>Pb-<sup>208</sup>Pb столкновений, включая выходы спектаторных нейтронов. Рассмотрены возможности измерений с фиксированными мишенями. Выполнены работы по модернизации передних адронных калориметров эксперимента NA61/SHINE, проведены сеансы с ионами свинца. В эксперименте HADES получены зарядовые распределения в переднем сцинтилляционном годоскопе. Для будущего эксперимента выполнена модернизация системы сбора данных переднего калориметра. Для эксперимента BM@N разработаны, изготовлены и протестированы передние детекторы спектаторов. Продолжились работы по созданию переднего адронного калориметра FHCal и по его интеграции в экспериментальную установку MPD/NICA. На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен эксперимент по исследованию реакции *пд*-развала при низких энергиях первичных нейтронов. Проведен тестовый эксперимент по определению возможностей изучения кластерной структуры высоко возбужденных состояний ядра <sup>6</sup>Li. В рамках коллабораций А2 и BGOOD исследовано фоторождение мезонов и странных частиц на протонах и ядрах. Проведена оптимизация параметров установок по регистрации активности и запаздывающих нейтронов на ускорителях ЛУЭ-8-5 и ЛУЭ-10. Модельно исследованы основные свойства изоскалярных гигантских резонансов в ряде ядер: <sup>208</sup>Pb, <sup>132</sup>Sn, <sup>90</sup>Zr и <sup>48</sup>Ca. Фотоядерные реакции на ядрах Be, D, U, Рb, W исследовались на фемтосекундных лазерах на лазерно-плазменном источнике МЛЦ МГУ. Разработан черенковский монитор протонного пучка для измерения дозы на медицинском канале линейного ускорителя ИЯИ РАН. Проведено моделирование черенковского ARICH-детектора для проекта ALICE 3 с аэрогельным радиатором. Создана установка по измерению комптоновского рассеяния запутанных аннигиляционных фотонов, получены первые экспериментальные данные. Выполнены теоретические работы, позволяющие планировать будущие эксперименты взаимодействию частиц с ядрами, моделировать аннигиляцию антинейтронов на ядрах углерода и кислорода.

### СОДЕРЖАНИЕ

РЕФЕРАТ
СОДЕРЖАНИЕ4
ВВЕДЕНИЕ
1. Получение и анализ новых экспериментальных данных с использованием новых детекторных подсистем ALICE: FT0, FV0 и FDD25
1.1. Детекторная система FIT26
1.2. FIT электроника
1.3. Разработка приложения для проверки данных с модулей РМ и ТСМ, а также калибровки параметров каналов РМ
1.3.1. Гистограммы в регистрирующей электронике FIT
1.3.2. Графический интерфейс и возможности приложения HistogramsReader29
1.3.3. Полуавтоматическая настройка параметров каналов РМ
1.4. Контроль качества данных детектора FIT31
1.5. Определение времени столкновений пучков
1.6. Измерение и мониторинг светимости с использованием детекторов системы FIT
1.7. Идентификация частиц в протон-протонных столкновениях в 2022 году
1.8. Первые измерения при столкновениях ионов свинца на LHC в 2022 году
<ol> <li>Участие в работах 2022 года по запуску системы детекторов FIT эксперимента ALICE</li></ol>
1.10. Участие в сменных дежурствах на установке ALICE во время набора физических данных
2. Определение выходов вторичных ядер, вылетающих вперёд нейтронов и протонов в столкновениях ядер на БАК
2.1. Изучение ЭМД в эксперименте ALICE на БАК
2.1.1. Используемые для анализа наборы данных
2.1.2. Эффективность отбора событий ЭМД посредством калориметров ZEM48
2.1.3. Распределение множественности нейтронов от ЭМД
2.1.4. Эмиссия нейтронов в УПС ядер свинца <sup>208</sup> Рb на БАК
2.1.5. Эмиссия нейтронов в отсутствии протонов и её связь с образованием изотопов свинца <sup>207,206,205,204,203</sup> Pb
2.2. Моделирование удаления поверхностного слоя ядер в их ультрацентральных столкновениях на БАК
2.2.1. Поиск новых методов определения толщины поверхностного нейтронного слоя в ядрах

2	2.2.2. столкно	Моделирование выходов спектаторных нуклонов в ядро-ядерных овениях с помощью модели AAMCC-MST	55
3. I	Исследо	ование возможностей экспериментов с протонными и ионными пучками LH	łC
в реж	киме фі	иксированной мишени	64
3.1	. Экс	сперименты с фиксированной мишенью на БАК	65
3.2 ми	2. Раз шени	работка конструкций отклонения гало пучка и размещения фиксированной	66
3	3.2.1.	Фиксированная мишень на установке ALICE (ALICE-FT)	66
3.3 ант	3. Исс гипрото	следование рождения заряженных частиц, кваркониев, $\Lambda$ и D <sup>0</sup> -мезонов, а так онов на фиксированной мишени ALICE-FT	сже 67
4. I фикс	Исследо ирован	ование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на ной мишени коллайдера LHC	70
5. І экспе	Исследо еримен	ование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействия те NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН	іх в 72
5.1	. Mo	дернизация экспериментальной установки NA61/SHINE	72
5.2	2. Эта	пы модернизации существующего PSD в 2019-2022 гг	73
5.3 тес	3. Кал стовых	ибровка калориметров MPSD и FPSD на пучках протонов ускорителя SPS сеансах 2021-2022 г.	в 77
6. I взаим	Исследо модейс	ование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных гвиях на установке HADES (GSI, Германия)	82
6.1	. Экс	спериментальная установка HADES	82
6.2 энс	2. Уча ергии 3	астие в сеансе по набору экспериментальных данных столкновений p+p при ,46 ГэВ	r 84
6.3 мо	3. Сра делиро	авнение зарядовых распределений фрагментов в экспериментальных данны вании	хи 84
6.4 сто	I. Изм олкнове	иерение выходов нейтральных пионов в эксперименте HADES в ениях Ag+Ag при энергии 1,23 ГэВ/нуклон	90
7. I	Исследо	ование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI	94
7.1	. Уст	гановка CBM и передний адронный калориметр PSD	94
7.2	2. Сис	стема сбора данных переднего адронного калориметра PSD	95
7.3	8. Раз	работка логической структуры ПЛИС для платы ADC64	97
8. 3	Экспері	имент ВМ@N	99
8.1	. Пер	редние детекторы фрагментов установки BM@N	.100
8	8.1.1.	Передний адронный калориметр	.100
8	8.1.2.	Передний пучковый кварцевый годоскоп	.102
8	8.1.3.	Передняя сцинтилляционная стенка	.104
82	2. Teo	тирование перелних летекторов установки ВМ@N в эксперименте SRC	106
2.2	8.2.1	Измерение отклика ячеек спинтиллянионной стенки	106
8	8.2.2.	Измерение отклика переднего адронного калориметра	.108

0.2.5. Пізмеренне отклика кварцевого пу кового годоскона	109
9. Эксперимент MPD/NICA	112
9.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA	112
9.2. Стенд для разработки систем управления переднего калориметра	113
9.3. Монте Карло моделирование триггера FHCal	114
9.4. Интеграция переднего калориметра в экспериментальную установку	116
9.5. Выбор оптимальной модели ядро-ядерных взаимодействий	116
10. Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами ядрами на пучках Московской мезонной фабрики	и легкими 120
10.1. Нейтрон-протонная длина рассеяния	120
10.2. Определение синглетной <i>пр</i> -длины рассеяния в реакции <i>nd</i> -развала.	121
11. Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных	к ядер с
ядрами при средних энергиях	
11.1. Изучение кластерной структуры <sup>6</sup> Li	
11.2. Прототип экспериментальной установки	
12. Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и пирокой области энергий на ускорителях электронов	нуклонов в 133
12.1 Прецизионное измерение электрицеской и магнитной поляризуемос	тей протона
12.2. Измерение спиновой зависимости фоторождения π <sup>0</sup> -мезонов на дей широком диапазоне энергий	троне в
	133
12.3. Фоторождение $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1405) \rightarrow K^+ \pi^0 \Sigma^0$ (BGOOD, Бонн)	133 134
12.3.Фоторождение γр→K+Λ(1405) → K+π <sup>0</sup> Σ <sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)12.4.Когерентное фоторождение γd→ $\pi^0\pi^0$ d (BGOOD, Бонн)	133 134 135
12.3.       Фоторождение $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1405) \rightarrow K^+ \pi^0 \Sigma^0$ (BGOOD, Бонн)         12.4.       Когерентное фоторождение $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ (BGOOD, Бонн)         12.5.       Обработка экспериментальных данных, полученных в совместных экспериментах в коллаборации GRAAL (Гренобль, Франция)	133 134 135 136
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 137
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 137 137
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 137 137 137
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 136 137 137 137 137 137 137
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 136 137 137 137 137 137 137 138 139
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 136 137 137 137 137 137 138 138 139 стеме 139
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 136 137 137 137 137 137 137 137 139 стеме 139 ние выхода 140
<ul> <li>12.3. Фоторождение γр→К<sup>+</sup>Λ(1405) → K<sup>+</sup>π<sup>0</sup>Σ<sup>0</sup> (BGOOD, Бонн)</li></ul>	133 134 135 136 136 137 137 137 137 137 137 137 139 стеме 139 ние выхода 140 141

15.2.	Калибровка черенковского монитора протонного пучка142
16. Раз чувствите	работка и исследование характеристик новых микроструктурных позиционно- ельных газовых детекторов (MPGD)146
17. Ис	следование запутанных аннигиляционных фотонов147
17.1.	Существующие проблемы в описании системы аннигиляционных фотонов147
17.2.	Экспериментальная установка149
17.3.	Амплитудные и временные параметры детекторов гамма-квантов150
17.4.	Азимутальные угловые корреляции запутанных и декогерентных фотонов 153
18. Ис	следование модификации свойств каскадных гиперонов в ядерной среде155
19. Исо резонансо распадов	следование внутренней структуры чармониум-подобных экзотических ов, а также возможности наблюдения пентакварковых резонансов по каналам их с открытым флейвором в фотоядерных реакциях157
19.1. Pc(444(	О возможности наблюдения LHCb пентакварков Pc(4312)+, Pc(4337) <sup>+</sup> , )) <sup>+</sup> и Pc(4457) <sup>+</sup> в околопороговом фоторождении J/ψ мезонов на протонах и ядрах 
19.2. и стран вблизи	О возможности наблюдения LHCb пентакварка Pcs(4459) <sup>0</sup> со скрытым чармом ностью S=-1 в реакциях рождения J/ψ мезонов антикаонами на протонах и ядрах порога
20. Соз антинейт	здание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного рона, для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций160
ЗАКЛЮЧ	ЕНИЕ167
СПИСОК	ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ179
ПРИЛОЖ	СЕНИЕ А Список публикаций исполнителей отчета за 2022 г
1.1. С Web of опубли	Статьи в журналах, главы в книгах, материалы конференций, индексируемые Science Core Collection, Scopus и Russian Science Citation Index (RSCI), кованные в составе коллаборации ALICE
1.2. С Web of опубли ИЯИ).	Статьи в журналах, главы в книгах, материалы конференций, индексируемые Science Core Collection, Scopus и Russian Science Citation Index (RSCI), кованные в составе коллаборации ALICE (без указания фамилий сотрудников 
1.3. C Web of	Статьи в журналах, главы в книгах, материалы конференций, индексируемые Science Core Collection, Scopus и Russian Science Citation Index (RSCI)196
1.4. J	Іругие публикации по темам отчета199

#### введение

В настоящем отчете представлены новые научные результаты по физике атомного ядра, ядерным реакциям, нуклон-нуклонным взаимодействиям, по столкновениям релятивистских ядер, разработке и созданию новых детекторов частиц. Выполненные исследования являются комплексными, поскольку в них изучаются ядра, являющиеся сложными квантовыми ферми-системами, всесторонне рассматриваются разнообразные характеристики таких систем. Изучаются свойства ядер как в основном состоянии и при небольших энергиях возбуждения, так и свойства горячей и плотной ядерной материи, переходящей в малоизученное состояние — кварк-глюонную плазму (КГП) в результате характеризующиеся столкновений релятивистских ядер. Исследуются явления, различными значениями плотности ядерной материи и её температуры, что позволяет полностью охватить фазовую диаграмму такой материи.

Столкновения релятивистских ядер с ядрами демонстрируют такие интересные физические явления при высоких температурах и плотностях как восстановление киральной симметрии и фазовый переход адронной материи посредством деконфайнмента в КГП. Построение уравнения состояния ядерной материи в широких диапазонах её плотности и температуры является сложнейшей задачей современной физики атомного ядра, физики частиц и релятивистской ядерной физики. Её решение требует усилий теоретиков в разработке комплекса современных моделей, описывающих взаимодействия частиц с ядрами и ядер с ядрами как при низких, так и при высоких энергиях, в частности, моделей, учитывающих модификацию свойств адронов в ядерной материи в сравнении со свободными адронами. Важным результатом работы теоретиков являются предсказания характеристик образующихся в различных реакциях частиц, что позволяет планировать будущие эксперименты. Экспериментаторам необходимо работать на различных ускорителях, предоставляющих пучки протонов, фотонов, ядер низких и высоких энергий. Необходимы эксперименты с фиксированными мишенями и на встречных пучках коллайдеров. Для таких экспериментов в рамках международного сотрудничества создаются универсальные и, как правило, единственные в мире мега-установки, с уникальными возможностями и характеристиками. Каждая из таких установок включает в себя обширные совокупности детекторных систем, опирающихся на различные принципы детектирования частиц, и поэтому взаимно дополняющих друг друга. Для того, чтобы такие экспериментальные установки оставались на переднем крае мировой науки и продолжали давать первоклассные научные результаты, необходимо постоянное совершенствование и своевременная модернизация и развитие этих установок, также выполняемые в рамках международной научной кооперации и разделения труда.

В 2022 году сотрудники ИЯИ РАН продолжили продуктивно работать в эксперименте ALICE на Большом адронном коллайдере (БАК/LHC) в ЦЕРН, Женева, Швейцария. Для решения Задачи №1 в рамках программы модернизации детекторных систем установки ALICE разработан и введен в эксплуатацию новый гибридный фронтальный триггерный детектор FIT (Fast Interaction Trigger), проводились физические измерения в сеансах протон-протонных и <sup>208</sup>Pb-<sup>208</sup>Pb столкновений при рекордно высоких энергиях в системе центра масс  $\sqrt{s}=13,6$  ТэВ и  $\sqrt{s}_{NN}=5,36$  ТэВ, соответственно. Сотрудниками ИЯИ РАН была обеспечена стабильная работа системы детекторов FIT и участие в дежурствах по центральным системам ALICE. В ходе выполнения Задачи №2 с помощью передних нейтронных калориметров ZDC эксперимента ALICE были измерены сечения эмиссии определённого числа вылетающих вперед нейтронов в результате электромагнитной диссоциации ядер <sup>208</sup>Рb в ультрапериферических столкновениях при √s<sub>NN</sub>= 5,02 ТэВ. Расчеты по разработанной в ИЯИ РАН модели ААМСС-МST показали, что выходы спектаторных нейтронов и протонов в ультрацентральных (0-5% <sup>208</sup>Рb-<sup>208</sup>Рb при центральности) столкновениях √s<sub>NN</sub>=5,02 ТэВ чувствительны к параметрам поверхностного нейтронного слоя в <sup>208</sup>Pb. Такие сечения могут быть измерены с помощью калориметров ZDC эксперимента ALICE. В результате выполнения Задачи №3 рассмотрены различные возможности программы измерений на LHC с фиксированными мишенями. Для таких измерений оценены возможности регистрации в детекторах установки ALICE треков от рождения заряженных частиц, кваркониев,  $\Lambda$  и D<sup>0</sup>мезонов, в том числе антипротонов, включая исследования рождения антипротонов в кинематически запрещенной области, и сверхтяжелых частиц на пучке ядер свинца, Задача №4. Результатом выполнения Задачи №5 стало завершение работы по модернизации системы передних адронных калориметров MPSD и FPSD для установки эксперимента NA61/SHINE. Обеспечено экспертное участие в тестовых сеансах и в основном сеансе на ионах свинца в 2022 г. в этом эксперименте. В эксперименте HADES в GSI, Дармштадт, Германия, Задача №6, группой ИЯИ РАН были проанализированы зарядовые распределения в переднем сцинтилляционном годоскопе, и эти данные были сопоставлены с результатами моделирования с помощью моделей DCM-QGSM-SMM и РНОМD, что подтвердило корректность разработанной ранее группой ИЯИ РАН параметризации указанных распределений. Все три работающих эксперимента – ALICE, NA61/SHINE и HADES – показывают примеры успешных больших международных коллабораций с определяющими вкладами российских ученых. Продолжалась также подготовка к эксперименту CBM в GSI, Задача №7, в ходе которой группой ИЯИ РАН

была выполнена модернизация системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD (Projectle Spectator Detector), который ранее был разработан и изготовлен в ИЯИ.

Успешно выполнялись работы и на российских установках. В рамках модернизации эксперимента ВМ@N, Задача №8, в ИЯИ РАН были разработаны и изготовлены ряд передних детекторов для фрагментов-спектаторов от ядро-ядерных столкновений: передний адронный калориметр FHCal для измерения энергии фрагментов-спектаторов, пучковый кварцевый годоскоп FQH и сцинтилляционная стенка ScWall для измерения заряженных фрагментов. В 2022 г. проведено тестирование этих детекторных систем во время эксперимента SRC по изучению короткодействующих корреляций в реакции взаимодействия ионов углерода с импульсом 3,5 АГэВ/с с жидководородной мишенью. Продолжалась работа по созданию переднего адронного калориметра экспериментальной установки MPD/NICA, Задача №9. Был создан лабораторный стенд калориметра, состоящий из 18 индивидуальных модулей. Идет работа по интеграции FHCal в экспериментальную установку с учетом необходимости установки ионопровода и внутренних детекторных элементов MPD внутрь сверхпроводящего соленоида.

Работа велась и на собственных уникальных установках ИЯИ РАН. На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции *nd*-развала при низких энергиях первичных нейтронов, для анализа влияния трехнуклонных сил на величины извлекаемых параметров *NN*-взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами, Задача №10. На той же установке в рамках Задачи №11 проведен тестовый эксперимент по определению возможностей изучения кластерной структуры высоко возбужденных состояний ядра <sup>6</sup>Li в реакции <sup>6</sup>Li(*n*, <sup>3</sup>He *n*)<sup>3</sup>H.

Задача №12 является ещё одним примером успешного международного сотрудничества – участия в совместных экспериментах коллабораций А2 (Майнц, Германия) и BGOOD (Бонн, Германия) по прецизионному исследованию фоторождения мезонов на протонах и ядрах, включая эксперименты с поляризованными мишенями. Получены важные результаты по фоторождению странных частиц, которые будут использованы для анализа механизмов реакций, а также для проверки моделей молекулярных структур адронов.

Исследования механизмов фотоядерных реакций в области низких энергий выполнялись и на собственных установках ИЯИ РАН, Задача №13. Проведены модельные и экспериментальные исследования по оптимизации параметров установок по регистрации как (<sup>12</sup>B, <sup>12</sup>N)-активности на PM-55, так и запаздывающих нейтронов для короткоживущих компонент запаздывающих нейтронов на линейных ускорителях электронов ЛУЭ-8-5 и ЛУЭ-10. Модельно исследованы основные свойства изоскалярных

гигантских резонансов (до L=3) в ряде ядер с заполненными оболочками: <sup>208</sup>Pb, <sup>132</sup>Sn, <sup>90</sup>Zr и <sup>48</sup>Ca. Фотоядерные реакции исследовались и на фемтосекундных лазерах на лазерноплазменном источнике МЛЦ МГУ, Задача №14. Посредством облучения лавсановой пленки двумя импульсами: наносекундным для создания плазмы и фемтосекундным для создания в плазме ускоряющих электроны структур, получен пучок ускоренных электронов для инициирования фотоядерных реакций на ядрах Ве, D, U, Pb, W.

Для решения Задачи №15 по поиску редких мюонных процессов в эксперименте Mu2e подготовлена версия пакета программ для моделирования схемы получения триггера в процессе µ→3e. Был разработан новый черенковский монитор протонного пучка, который нашел практическое применение при измерении дозы облучения на медицинском канале линейного ускорителя. В ходе выполнения Задачи №16 с целью разработки новых микроструктурных позиционно-чувствительных газовых детекторов проведено моделирование рабочих характеристик прототипа черенковского ARICH-детектора для проекта ALICE 3 с аэрогельным радиатором, разработана концепция построения считывающей электроники.

Интереснейшие экспериментальные результаты по фундаментальным свойствам квантовых систем были получены в ходе выполнения Задачи №17. Была создана установка по измерению комптоновского рассеяния запутанных аннигиляционных фотонов, проведен её физический пуск и выполнена настройка всех детекторов. Получены первые экспериментальные данные по комптоновскому рассеянию аннигиляционных фотонов, которые находятся в согласии с теоретической работой, показывающей идентичность сечений комптоновского рассеяния запутанных фотонов и фотонов в сепарабельном состоянии. В то же время, полученые результаты противоречат общепринятым положениям о принципиальной разнице в рассеивании запутанных и декогерентных фотонов, что требует дальнейших исследований.

Теоретические результаты, полученные в результате выполнения Задач №18 и №19, позволят планировать эксперименты по взаимодействию частиц с ядрами, в которых можно будет исследовать изменения свойств Ξ<sup>-</sup> гиперонов в ядерной среде, внутреннюю структуру чармониум-подобных экзотических резонансов и искать пентакварковые резонансы по каналам их распадов в околопороговых реакциях. Результатом выполнения Задачи № 20 стало создание эксклюзивного генератора событий для моделирования процесса аннигиляции антинейтронов на ядрах углерода и кислорода, описывающего поглощение ядром медленного антинейтрона, в экспериментах по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций: NNBAR на ESS и на водяных черенковских детекторах Super-Kamiokande и Hyper-Kamiokande.

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

Запуск тестовых пучков частиц на Большом адронном коллайдере (БАК) начался в апреле 2022 года. Более двух месяцев ушло на проверку всех обновленных и полностью новых систем БАК и подготовку к выводу коллайдера на рекордно высокую энергию столкновений протонов при энергии в системе центра масс √s=13,6 ТэВ. На полную мощность БАК запустили 5 июля 2022 года после трехлетнего перерыва на модернизацию коллайдера и экспериментальных установок. В рамках программы модернизации детекторных систем установки ALICE в начале 2022 года завершена работа по установке детекторной системы FIT (Fast InteractionTrigger), состоящей из трех подсистем: FT0, FV0, FDD. Сотрудниками ИЯИ РАН проведены техническое обслуживание, ремонтные и профилактические работы для обеспечения необходимой надёжности детекторной системы FIT в сеансах измерений 2022 года на пучках БАК. Было разработано, отлажено и обеспечение использовано программное для контроля качества обработки экспериментальных данных, получаемых в эксперименте ALICE на пучках протонов и ядер, ускоренных на БАК.

2. Задача «Определение выходов вторичных ядер, вылетающих вперёд нейтронов и протонов в столкновениях ядер на БАК»

Детектирование вылетающих вперёд нейтронов и протонов в результате ядроядерных <sup>208</sup>Pb-<sup>208</sup>Pb столкновений в эксперименте ALICE на БАК с помощью передних адронных нейтронных и протонных калориметров ZDC (англ. Zero Degree Calorimeters) позволяет решать ряд важных научных и практических задач. К ним относится, в  $^{208}$ Pb частности, изучение ультрапериферических столкновений (УПС) ядер И образующихся в них вторичных ядер. Кроме этого, измерения выходов вылетающих вперед спектаторных нейтронов И протонов В адронных ультрацентральных столкновениях могут быть использованы для определения степени преобладания нейтронов над протонами вблизи диффузной поверхности <sup>208</sup>Pb, которая, в силу доминирования в нем нейтронов, получила название поверхностного нейтронного слоя (англ. Neutron Skin (NS)).

## 3. Задача «Исследование возможностей экспериментов с протонными и ионными пучками LHC в режиме фиксированной мишени»

Режим с фиксированной мишенью на установке ALICE дает несколько уникальных преимуществ по сравнению с режимом коллайдера. Благодаря большой плотности твердой мишени обеспечивается высокая светимость, что позволяет исследовать редкие процессы. Может быть использовано большое число различных мишеней (например, С,

Ті, W), что позволит исследовать зависимость от атомного номера ядра различных наблюдаемых. Возможное использование в качестве мишени дейтрона позволит проводить уникальные нейтронные исследования. Появляется возможность измерений с задними углами в системе центра масс со стандартными детекторами благодаря различию системы центра масс сталкивающихся нуклонов и лабораторной системы, то есть область, которая остается совершенно недоступной для жестких реакций в режиме коллайдера. Наконец, имеется возможность размещения поляризованной фиксированной мишени, что предполагает возможность изучения спиновых эффектов, измерения спиновой асимметрии при больших значениях доли импульса, в то время как пучки LHC не В разрабатываемом проекте твердую поляризованы. планируется установить фиксированную мишень во время остановки LHC в 2026-2028гг.

Предполагается детальное изучение процессов рождения заряженных частиц, кваркониев,  $\Lambda$  и D<sup>0</sup>-мезонов, а также антипротонов. Планируется изучение горячей материи, созданной в столкновениях ультрарелятивистских тяжелых ионов, а также коллективности в малых сталкивающихся системах в условиях высокой светимости.

4. Задача «Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC»

Среди процессов рождения частиц в ядерных столкновениях при высоких энергиях пучка можно выделить те, где рождение происходит при кинематических условиях, запрещенных при нуклон – нуклонном взаимодействии. Такие процессы возможны благодаря нуклон-нуклонным корреляциям в ядрах. В настоящее время проблема приобретает важное значение для изучения возможности рождения частиц на пучках ядер свинца с массой, превышающей массу 14 ТэВ, достижимой при нуклон – нуклонном соударении. Существование таких сверхтяжелых частиц с массой значительно меньшей массы Планка запрещено в модели Великого объединения. Однако при попытках решения проблемы иерархии взаимодействий в моделях суперструн, суперсимметрии и при введении дополнительных измерений допускается рождение таких частип. Подтверждение этих предположений в эксперименте представляет особый интерес и может быть включено в программу экспериментов с фиксированной мишенью на LHC.

### 5. Задача «Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядроядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН»

В 2018 г. программным комитетом ЦЕРН была одобрена новая физическая программа эксперимента NA61/SHINE после 2021 г., которая включает в себя исследование образования D-мезонов в столкновениях ядер свинца при энергии 150 ГэВ на нуклон. Исследование выходов этих частиц, которые образуются на начальном этапе

столкновениях ядер свинца, является хорошим инструментом изучения свойств новой взаимодействующей ядерной образующейся в формы сильно материи, этих столкновениях. Новая физическая программа включает также продолжение экспериментов по измерению выходов заряженных адронов в адрон-ядерных реакциях для нейтринной физики и выходов фрагментов в ядерных реакциях для физики космических лучей.

## 6. Задача «Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)»

Исследование фазовой диаграммы сильно взаимодействующей материи является одним из приоритетных направлений физики сильных взаимодействий. При увеличении температуры адронная материя переходит в состояние кварк-глюонной плазмы, а с увеличением плотности переходит в состояние, ожидаемое во внутренних оболочках нейтронных звезд, и превращается в цветной сверхпроводник. Ожидается, что исследование фазовой диаграммы позволит продвинуться В решении таких фундаментальных проблем, как структура вакуума КХД и происхождение массы Вселенной. В земных условиях основным методом получения информации о свойствах сильно взаимодействующей материи является изучение реакций столкновений тяжелых ионов в широком диапазоне энергий. В то время, как при высоких энергиях порядка ТэВ/нуклон, см. Задачи №1, 3 и 4, изучается область фазовой диаграммы, соответствующая высокой температуре (Т~200 МэВ) и барионному химическому потенциалу µ~0, эксперименты при низких энергиях порядка нескольких ГэВ/нуклон направлены на исследование области низких температур (Т~20 МэВ) и величин µ, соответствующих барионной плотности, в несколько раз превышающей нормальную ядерную плотность. На столь малых межнуклонных расстояниях применимость методов традиционной ядерной физики, основанной на мезон-нуклонной картине ядра, становится, по меньшей мере, не очевидной. Выполненные в последние годы эксперименты и развитые новые теоретические подходы свидетельствуют о необходимости введения кварк-глюонных степеней свободы для описания динамики процессов при больших барионных плотностях. В настоящее время наблюдается исключительно высокий интерес к исследованию свойств плотной барионной ядерной материи при энергиях налетающих ядер в несколько ГэВ. Эксперимент HADES (HighAcceptanceDi-ElectronSpectrometer), расположенный в настоящее время на пучке ускорителя SIS-18 (GSI), обладает уникальной возможностью внести существенный вклад в исследование свойств практически не изученной области фазовой диаграммы, соответствующей низкой температуре и большой барионной плотности. Доступные сегодня энергии ядер

достаточны для образования странных мезонов и гиперонов. После запуска ускорителя SIS-100 на ускорительном комплексе FAIR, HADES войдет в состав установки CBM (CompressedBaryonicMatter), что позволит распространить эти исследования на сектор очарованных частиц.

### 7. Задача «Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI»

ИЯИ РАН является ответственным в коллаборации CBM за разработку, изготовление и подготовку переднего адронного калориметра (PSD – Projectle Spectator Detector) к экспериментам на CBM. Этот калориметр предназначен для определения таких глобальных характеристик, как центральность и угол плоскости реакции в ядро-ядерных столкновениях с кинетическими энергиями пучка в диапазоне 3,3 – 12 ГэВ/нуклон в экспериментах на установке CBM на сильноточном ускорителе SIS100 комплекса ФАИР.

В 2022 г. группа ИЯИ РАН продолжала выполнять работу по сборке и тестированию модулей калориметра. Часть изготовленных в ИЯИ РАН модулей используется в рамках программы ФАИР-фаза-0 в калориметре mPSD в эксперименте mCBM на ускорителе SIS18 в GSI, в калориметре FHCal на установке BM@N ускорителя Нуклотрон в ОИЯИ, Дубна, а также в модернизированном адронном калориметре PSD на установке NA61 в ЦЕРН.

В 2022 г. была выполнена модернизация системы сбора данных калориметра. Была полностью переработана логическая структура ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема), отвечающая за оцифровку сигналов с фотодетекторов калориметра, регистрацию и обработку сигналов фотодетекторов и сортировку данных калориметра. Модификация схемы синхронизации и передачи данных с АЦП (аналогово-цифровой преобразователь) позволила увеличить частоту дискретизации данных с 80 до 120 МГц. Увеличение частоты дискретизации позволит значительно улучшить как временное, так и зарядовое разрешения сигналов с фотодетекторов, что приведет к повышению разрешающей способности колориметра PSD.

### 8. Задача «Эксперимент ВМ@N»

Исследовательская программа эксперимента BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) направлена на изучение ядерной материи при больших барионных плотностях, в частности, на изучение образования (мульти) странных гиперонов и на поиск гиперядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях ионов пучка до 4,5 АГэВ, азимутальной асимметрии выходов заряженных частиц в столкновениях тяжелых ядер. BM@N является первым экспериментом с фиксированной мишенью на выведенном пучке Нуклотрона ускорительного комплекса NICA и в нем уже получены первые экспериментальные

результаты в столкновениях легких и средних ядер. После завершившейся существенной модернизации установки, первый эксперимент на пучке средне-тяжелых ядер ксенона начался в конце 2022 г.

### 9. Задача «Эксперимент MPD/NICA»

Физическая программа мегапроекта NICA (Дубна, Россия) направлена на исследования свойств сильно взаимодействующей ядерной материи с большой плотностью, в частности, фазовой диаграммы ядерной материи при умеренных температурах и максимальной барионной плотности — в промежуточной области фазовой диаграммы. С этой целью создается комплекс сверхпроводящих ускорительных колец, на котором будут производиться столкновения встречных пучков тяжелых ионов при энергиях в системе центра масс 4—11 ГэВ на нуклон-нуклонную пару. Для изучения ядро-ядерных столкновений на NICA создается Многоцелевой Детектор MPD (Multi Purpose Detector). Детектор MPD обладает близким к  $4\pi$  аксептансом и разработан для регистрации заряженных адронов, электронов, фотонов, в столкновениях тяжёлых ионов при высокой светимости коллайдера NICA.

Одним из важнейших детекторов установки MPD является передний адронный калориметр FHCal, предназначенный для измерения геометрии событий столкновений тяжелых ионов: центральности и ориентации плоскости реакции. Также, согласно расчетам, передний адронный калориметр обладает максимальной эффективностью к регистрации периферийных ядро-ядерных столкновений. Поэтому было принято решение включить FHCal в триггерную схему установки MPD.

ИЯИ РАН отвечает за создание переднего адронного калориметра FHCal в сотрудничестве с Лабораторией физики высоких энергий (ЛФВЭ) ОИЯИ. В 2022 г. ИЯИ РАН продолжал работу по созданию переднего адронного калориметра и подготовке к будущим экспериментам на установке MPD.

### 10. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики»

Цель работы – экспериментальное исследование нуклон-нуклонного и трехнуклонного взаимодействия и эффектов нарушения зарядовой симметрии. Для проверки предлагаемой гипотезы о зависимости извлекаемых параметров *NN*-взаимодействия от относительной скорости разлета *NN*-пары (синглета) и третьей частицы (влияние 3*N*-сил) запланированы исследования реакций *nd*- и *dp*-развала для различных энергий. В частности, в эксперименте определяется синглетная *np*-длина рассеяния в реакции *nd*-развала при низких значениях энергии первичных нейтроновс целью обнаружения отличия этой величины от значения, полученного в прямом *np*-рассеянии.

На нейтронном канале РАДЭКС линейного ускорителя ИЯИ РАН исследована реакция  $n + {}^{2}H \rightarrow (np) + n \rightarrow n + p + n$  при низких энергиях нейтронов. В кинематически полном эксперименте два нейтрона детектировались по разные стороны от направления первичного пучка, а из сравнения экспериментальной зависимости выхода реакции *nd*развала от относительной энергии пр-пары с результатами моделирования получено  $^{1}S_{0}$  $E_n = 9$ МэВ  $a_{np} = -25,9 \pm 1,1 \ \Phi_{\rm M}$ значение пр-длины рассеяния при И  $a_{np} = -25, 1 \pm 1,3 \, \Phi_{M}$  при  $E_n = 11 \, \text{МэВ}$ . Полученные значения существенно отличается от значения пр-длины рассеяния, полученного в эксперименте по свободному пр-рассеянию, что свидетельствует об эффективном усилении *пр*-взаимодействия в присутствии третьего нуклона.

## 11. Задача «Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях»

Одним из наиболее актуальных направлений ядерной физики является исследование кластерной структуры ядер. Экзотические молекулярно-подобные кластерные структуры в легких ядрах <sup>6</sup>He и <sup>6</sup>Li, описываемые как двухфермионные системы ( ${}^{3}\text{H} - {}^{3}\text{H}$ ,  ${}^{3}\text{H} - {}^{3}\text{He}$ ), являются аналогом двухнуклонной системы. Они рассматриваются теоретически и наблюдаются экспериментально. Тем не менее, физика таких трехнуклонных кластерных состояний остается неясной.

Представлены результаты тестовых измерений по определению возможностей изучения кластерной структуры высоко возбужденных состояний ядра <sup>6</sup>Li в реакции <sup>6</sup>Li(n, <sup>3</sup>He n)<sup>3</sup>H на нейтронном канале РАДЭКС линейного ускорителя ИЯИ РАН. В эксперименте наряду с рассеянными нейтронами регистрировались в совпадении и продукты распада высоко возбужденных состояний (гелий-3). Получены первые экспериментальные данные об энергии возбуждения ядра <sup>6</sup>Li.

12. Задача «Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов»

В последние годы в различных мировых центрах активно ведутся исследования сечений фоторождения нейтральных мезонов на нуклонах и ядрах. Лаборатория фотоядерных реакций принимает активное участие в работе коллабораций A2 на ускорителе MAMU (Майнц, Германия) и BGOOD на ускорителе ELSA (Бонн, Германия).

Продолжаются обработки данных совместного эксперимента GRAAL (Гренобль, Франция). Проведение измерений с использованием поляризованных пучков и мишеней позволяет получать уникальную информацию о спиновых характеристиках нуклонов. Эти исследования важны для понимания спектра и других характеристик барионных

резонансов. Проведение совпадательных экспериментов на пучке гамма-квантов, полученных методом обратного комптоновского рассеяния, позволило получить новые данные о динамике ядерных возбуждений при фоторождении легких мезонов и вероятности испускания каскадных нуклонов из ядра <sup>12</sup>С при фоторождении  $\pi^0$  и η-мезонов. Продолжается обработка данных по фоторождению, полученных на пучке меченых тормозных фотонов коллаборации BGOOD ускорителя ELSA (Бонн, Германия). Выделены и исследованы реакции  $\gamma p \rightarrow K^+\Lambda$ ,  $\gamma p \rightarrow K^+\Sigma^0$  и когерентная реакция  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$  при передних углах вылета дейтрона.

## 13. Задача «Изучение механизмов фотоядерных реакций в области низких энергий»

Для изучения механизмов фотоядерных реакций в области энергий вблизи порога необходим ряд методических работ по аппаратурному и программному обеспечению на линейном ускорителе электронов ЛУЭ-8-5 ИЯИ РАН.

К настоящему времени создан ряд моделей ядерных реакций под действием различных налетающих частиц на различных ядрах-мишенях, и достигнуты значительные успехи в описании основных парциальных каналов реакций. Эти модели стали широко применяться для предсказаний сечений и выходов таких реакций для разных конкретных центров, фоне резкого сокращения числа ядерных способных задач на к экспериментальным исследованиям нужных парциальных реакций. Однако к моделям остаются вопросы, связанные с адекватным описанием как возбуждения ядер (то есть входных каналов реакций), так и диссипации полученной энергии возбуждения и девозбуждения ядер в выходных каналах реакций в разнообразных случаях, представляющих практический интерес. В выходных каналах реакций имеются большие расхождения модельных и измеренных сечений тех реакций, которые приводят к редким парциальным каналам реакций с образованием экзотических короткоживущих дочерних ядер вблизи границ стабильности к испусканию нуклонов. Представляется, что исследования сечений (и выходов) образования и свойств таких ядер важны для углубления понимания особенностей сил, удерживающих нуклоны в ядре, и должны способствовать совершенствованию моделей строения ядра и моделей ядерных реакций. Поэтому была сформулирована программа исследований образования и характеристик экзотических короткоживущих нейтроноизбыточных ядер от реакций фотоделения актинидов с испусканием запаздывающих нейтронов (в нашем случае для <sup>238</sup>U), и от фотопротонных реакций на лёгких ядрах (в нашем случае реакций <sup>13</sup>С(у, р)<sup>12</sup>В и  $^{14}N(\gamma, 2p)^{12}B)$ , а также протоноизбыточных ядер от фотонейтронных реакций на лёгких

ядрах (реакции <sup>14</sup>N(γ, 2n)<sup>12</sup>N). Указанные фотоядерные представляют также большой практический интерес.

В рамках работ по теоретическим исследованиям фотовозбуждения и характеристик гигантских резонансов в ядрах на основе полумикроскопической модели изучены возможности описания силовых функций исследуемых резонансов с учетом изотопической симметрии и трансляционной инвариантности модельного гамильтониана; реализована уникальная возможность модели для описания прямого однонуклонного распада таких резонансов. Получено хорошее согласие с известными экспериментальными данными для <sup>208</sup>Pb. Было решено продолжить такие исследования для других ядер.

## 14. Задача «Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах»

Изучение механизмов прямого ускорения электронов в докритической плазме с инжекцией электронов за счет гибридной параметрической неустойчивости является важной задачей в рамках междисциплинарного направления под названием «Ядерная фотоника». Проведено численное моделирование и выполнен цикл экспериментов, позволивших установить, что инжекция электронов происходит за счет разрушения плазменных волн и имеет эффективность ~50%. Захваченные электроны набирают энергию до 20 МэВ за счет прямого лазерного ускорения в плазменном канале. Проведено измерение заряда электронного пучка с использованием реакции фоторасщепления. Выполнено моделирование эксперимента по генерации позитронов на фемтосекундной лазерной системе тераваттной мощности.

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

Международный экспериментМu2е проводимый в FNAL (Чикаго, США) посвящен решению фундаментальной проблемы сохранения лептонных квантовых чисел. Обнаружение связи между семействами лептонов будет свидетельством существования новых физических явлений вне рамок Стандартной модели. Цель эксперимента – поиск процесса конверсии мюона на ядре, идущего с нарушением закона сохранения лептонных чисел с уровнем чувствительности (Вг  $\approx 10^{-17}$ ), превышающем на пять порядков современное экспериментальное ограничение. Основная задача группы ИЯИ РАН заключается в развитии новой концепции эксперимента «три в одном», позволяющей поиск трех редких распадов  $\mu$ —е конверсии,  $\mu$ —еее на одной установкеМu2e, разработка методов калибровки и проведение методических измерений с детекторами установки Mu2e на базе центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. В качестве детекторов рассматриваются: кристаллы LYSO, NaI, CsI, лавинные фотодиоды (APD),

фотоэлектронные умножители (ФЭУ), нейтронные газовые He-3 счетчики и мониторы протонного пучка.

## 16. Задача «Разработка и исследование характеристик новых микроструктурных позиционно-чувствительных газовых детекторов (MPGD)»

Объектами исследования в проекте RD51 являются Микроструктурные позиционно-чувствительные газовые детекторы (MPGD) и детекторы Черенкова с аэрогельными радиаторами (ARICH) для систем идентификации заряженных частиц. Цель и научная направленность НИР в рамках проекта RD51 состоят в: (1) исследовании и оптимизации рабочих характеристик MPGD- и ARICH-детекторов для новейших применений в физике атомного ядра и элементарных частиц; (2) разработке R@Dпроектов, направленных на развитие новых экспериментальных методов, передовых технологий в конструировании детектирующей аппаратуры для фундаментальных ядернофизических и прикладных исследований. Актуальность решения обозначенной проблемы связана с проектом создания на LHC до 2032 г. инновационной установки ALICE 3 на основе: (1) полупроводниковых кремниевых ФЭУ, изготовленных на базе SiPM-dSiPMтехнологии для главных детекторов вокруг точки взаимодействия; (2) новой MPGDтехнологии для передних детекторов.

#### 17. Задача «Исследование запутанных аннигиляционных фотонов»

Запутанность квантовых систем является естественным следствием принципа суперпозиции. Она четко указывает на до сих пор непонятую границу между классическим и квантовым мирами. В современной терминологии запутанность системы означает невозможность ее представления в виде независимых подсистем. Иначе говоря, запутанное состояние не представимо в виде произведения состояний подсистем. Двухфотонная аннигиляция электрон-позитронной пары представляет типичный пример такой запутанной системы и является первой реакцией, где запутанность квантовых состояний была экспериментально исследована.

Текущая ситуация с обсуждаемой системой имеет двойственный характер. С одной стороны, есть целый ряд относительно старых работ, где запутанность двухфотонного состояния исследована на существующем в тот момент теоретическом и экспериментальном уровне. С другой стороны, поскольку работы были выполнены около полувека назад, они явно не соответствуют современному уровню понимания квантовых измерений, являются концептуально незавершенными и требуют новых подходов в исследованиях.

Современные теоретические описания данных процессов являются противоречивыми. Так, согласно стандартному подходу с использованием матрицы

плотности, у пар рассеянных аннигиляционных фотонов в декогерентом состоянии не должно наблюдаться угловых азимутальных корреляций. Однако, согласно недавнему теоретическому описанию открытых квантовых систем, угловые корреляции рассеянных фотонов одинаковы для обоих квантовых состояний. С целью разрешения противоречий в современном описании двухфотонной электрон-позитронной аннигиляции в ИЯИ РАН создана экспериментальная установка по исследованию процесса комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях. Получены первые экспериментальные данные по комптоновскому рассеянию аннигиляционных фотонов и опубликованы первые физические результаты анализа этих данных.

## 18. Задача «Исследование модификации свойств каскадных гиперонов в ядерной среде»

Интерес к изучению Ξ-гиперон-нуклонных и Ξ-гиперон-ядерных взаимодействий значительно вырос в последние годы. Знание деталей этих взаимодействий является важным для понимания свойств таких астрофизических объектов, как нейтронные звезды, свойств таких экзотических систем как  $\Xi^{-}$  гиперядра, а также для "построения" уравнения состояния плотной ядерной материи. Изучение главным образом  $\Xi^-$  гиперядер дает ценную информацию об этих взаимодействиях при низких энергиях. В настоящее время также появилась возможность извлечь информацию о **Ξ**<sup>-</sup> -N взаимодействии из изучения импульсных корреляций протонов и  $\Xi^{-}$  гиперонов, образованных в высокоэнергетических ядро-ядерных столкновениях, а также из КХД расчетов на решетке. Информация, извлеченная из старых и новых эмульсионных данных, из анализа  $(K, K^{+})$  реакций на ядерных мишенях при начальных импульсах 1,6-1,8 ГэВ/с, а также из различных теоретических исследований, указывает, что низкоэнергетический Е гиперон "чувствует" в центральной области ядра потенциал порядка –(10-20) МэВ. Существенно улучшить наше знание о низкоэнергетическом Ξ<sup>-</sup> -N взаимодйствии помогут высокоточные экспериментальные данные о спектрах каонов в (К<sup>-</sup>, К<sup>+</sup>) реакциях на ядре углерода, которые планируется получить в рамках экперимента Е70 на ускорительном комплексе Ј-PARC. Следует отметить, что имеющаяся в литературе информация об импульсной зависимости Ξ<sup>-</sup>-N взаимодействия является скудной и крайне противоречивой. В дополнение к вышеупомянутым ( $K^-, K^+$ ) реакциям на ядерных мишенях при начальных импульсах 1,6-1,8 ГэВ/с, модификация  $\Xi^-$  гиперонов в ядерной среде при различных импульсах может быть непосредственно изучена в более "простых" (по сравнению с адронными) реакциях их фоторождения на ядрах вблизи порога, так как, в частности, здесь имеются достаточно надежные экспериментальные данные о сечениях соответствующих прямых элементарных процессов, полученных коллаборациями CLASg11 и CLASg12 на ускорительном комплексе CEBAF. Поэтому, главной целью данного исследования является изучение модификации свойств каскадых  $\Xi^-$  гиперонов в ядерной среде в фотоядерных реакциях в рамках разработанной нами новой модели.

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

Изучение экзотических адронных состоянй – пентакварковых резонансов со скрытым чармом является в настоящее время одной из самых актуальных и интересных тем в адронной и ядерной физике, особенно после обнаружения коллаборацией LHCb резонансов  $Pc(4380)^+$  и  $Pc(4450)^+$  в распадах  $\Lambda_b^{\circ} \rightarrow K^-(J/\psi p)$  и далее вместо них, используя улучшенный анализ, пентакварковых состояний Pc(4312)<sup>+</sup>, Pc(4440)<sup>+</sup> и Pc(4457)<sup>+</sup>. Совсем недавно эта коллаборация открыла новый узкий пентакварк Pc(4337)<sup>+</sup> в распадах  $B_s^{\circ} \rightarrow J/\psi \bar{p}$ -р. Эти резонансы имеют минимальное кварковое содержание uud $\bar{c}$ -с, отличающееся от обычного трехкваркового (для барионов), предсказываемого "наивной" кварковой моделью. Их структура в настоящее время пока неизвестна: то ли это плотносвязанные истинные пятикварковые состояния, то ЛИ слабосвязанные молекулярные  $\Sigma_c^+ \overline{D^0}$  или  $\Sigma_c^+ \overline{D^{*0}}$ - образования. Совсем недавно коллаборацией LHCb был открыт другой теперь уже "странный" пентакварк  $Pcs(4459)^0$  в распадах  $\Xi_b \rightarrow K^-(J/\psi \Lambda)$  с минимальным кварковым содержанием  $uds\bar{c}$ -с. Его внутренняя структура (и квантовые числа) также неизвестны. Истинное ли это пентакварковое состояние или молекулярное состояние типа  $\Xi_{c}$ - $\overline{D^{*}}$ ?

Для них в литературе предсказываются различные вероятности распадов по каналам J/ $\psi$ p и J/ $\psi$ A. Поэтому, наблюдая образование и распад данных пентакварковых резонансов по этим каналам можно получить ценную информацию об их структуре. С другой стороны, сейчас наиважнейшей задачей является подтверждение самого существования таких экзотических адронных состояний, используя другие реакции их образования, в частности, реакции их фоторождения на протонах и ядрах, а также в антикаон-ядерных реакциях. Несколько лет назад отрицательный результат дала попытка коллаборации GlueX (CEBAF) обнаружить резонансы Pc(4312)<sup>+</sup>, Pc(4440)<sup>+</sup> и Pc(4457)<sup>+</sup> в реакции  $\gamma p \rightarrow J/\psi p$  (с весьма низкой статистикой, порядка 470 J/ $\psi$  событий) путем измерения энергетической зависимости ее полного сечения (функции возбуждения) при энергиях гамма-квантов в диапазоне 8,2-11,8 ГэВ. Это позволило установить величины верхних пределов в несколько процентов для вероятностей распадов указанных резонансов по каналу J/ $\psi$ p. Предварительный анализ данных о фоторождении J/ $\psi$  на

водородной мишени, полученных совсем недавно в эксперименте J/ψ-007 (CEBAF) с существенно большей статистикой (порядка 4000 Ј/у событий) также не показывает сигналов Pc<sup>+</sup>. Для получения надежной информации за или против существования Pc<sup>+</sup> состояний, крайне важным является исследование возможности их наблюдения путем измерения не только функций возбуждения Ј/ мезонов в фотоядерных реакциях на протонах и ядрах, но также и их энергетических распределений в этих реакциях. Предсказание таких распределений при реалистических вероятностях распадов Pc<sup>+</sup> состояний по каналу Ј/үр (0,25, 0,5 и 1%) является главной целью первой части нашего исследования в рамках разработанной нами новой модели. Эти предсказания могут быть использованы при планировании будущих экспериментов по Ј/џ фоторождению на ядерных мишенях на ускорительном комплексе CEBAF (США). Например, при планировании здесь высокостатистического (порядка 800 kJ/ψ событий в фоторождении) эксперимента E12-12-006 в зале A с использованием детектора SoLID. Во второй части нашего изучения возможности наблюдения "странного" пентакварка Pcs(4459)<sup>0</sup> R антикаон-протонных и антикаон-ядерных взаимодействиях мы впервые представили предсказания для энергетических распределений Ј/ф мезонов, образованных в этих взаимодействиях "прямо" и в результате распада проежуточного пентакварка Pcs(4459)<sup>0</sup> по каналу J/ $\psi\Lambda$  при различных вероятностях его распада по этому каналу. Эти предсказания также могут быть полезны при планировании соответствующего эксперимента по поиску пентакварка Pcs(4459)<sup>0</sup> на 10 ГэВном каонном пучке ускорительного комплекса J-PARC (Япония).

20. Задача «Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтронантинейтронных осцилляций»

В моделях Великого Объединения и некоторых расширениях Стандартной модели могут существовать процессы с изменением барионного числа на 2 единицы ( $\Delta B=\pm 2$ ). Это делает возможным переход нейтрона в антинейтрон и обратно, т.е. нейтрон-антинейтронные осцилляции. Поиск нейтрон-антинейтронных осцилляций является одним из важнейших направлений современной физики, ведущих к пониманию явлений, лежащих за рамками Стандартной модели.

Эксперименты по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций ведутся в двух направлениях. Это, во-первых, поиск n-nbar переходов на интенсивных пучках медленных нейтронов, когда нейтрон из высокоинтенсивного потока переходит в антинейтрон, а тот аннигилирует на ядре детектора. Регистрация продуктов аннигиляции является свидетельством нейтон-антинейтронных осцилляций. Лучший результат, полученный на

пучке реакторных нейтронов в ILL (Гренобль, Франция) составляет  $\tau_{n\to\bar{n}} \ge 0,86 * 10^8 s$ . В настоящее время международной коллаборацией NNBAR готовится эксперимент по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций на интенсивном пучке холодный нейтронов на ESS (European Spallation Source, LUND, Швеция), где планируется улучшить существующий результат на 2-3 порядка.

Ключевым моментом в создании экспериментальных установок по поиску осцилляций является численное моделирование с целью повышения эффективности регистрации основных событий и подавления фонов. Из оценки величины периода осцилляции  $\tau_{\bar{n}n} \gtrsim 10^8 c$  следует очень малая величина ожидаемого эффекта ( $\lesssim 10^{-18}$ ). Поэтому эксперимент должен обладать максимальной возможной эффективностью регистрации очень редких антинейтронов. В основе проектирования углеродного детектора антинейтронов для готовящегося эксперимента NNBAR должно лежать моделирование процесса аннигиляции медленных антинейтронов на ядре  ${}^{12}_{6}C$ , основанное на теоретической модели, достоверно описывающей сложный процесс поглощения антинейтрона ядром-мишенью.

Другое направление экспериментов по поиску осцилляций – это поиск n-nbar переходов внутри ядра. Внутриядерные переходы сильно подавлены по сравнению с вакуумом, но, поскольку такие эксперименты выполняются на крупных низкофоновых подземных детекторах, это подавление компенсируется огромным количеством наблюдаемых ядер. В такого типа экспериментах ядро ( $^{40}_{18}Ar$  в DUNE или  $^{16}_{8}O$  в Super-Kamiokande) одновременно играет роль и мишени, и детектора. Данное направление интенсивно развивается в последнее время и существует необходимость в моделировании сложного многостадийного процесса внутриядерного n-nbar перехода и последующей аннигиляции антинейтрона в этом же ядре.

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

Установка ALICE (A Large Ion Collider Experiment), схематично изображенная на рисунке 1.1, представляет собой детектор, оптимизированный для изучения столкновений ядер при ультрарелятивистских энергиях, обеспечиваемых БАК [1]. При этом детектор работает и с протон-протонными и протон-ядерными соударениями. Целью является изучение физики сильновзаимодействующей материи при самых высоких плотностях энергии, достигнутых до сих пор в лаборатории. В декабре 2018 года БАК завершил четырехлетний период работы, известный как Run 2, и вступил в трехлетний период модернизации, называемый длительной остановкой 2 (LS2). Усовершенствования, проводимые в ускорительном комплексе во время LS2, позволили повысить параметры столкновений тяжелых ионов в рамках следующих периодов Run 3 и Run 4 до уровня, значительно превышающего характеристики ALICE в Run 2. Например, мгновенная светимость в Pb-Pb столкновениях во время Run 3 увеличится в 5 — 6 раз, а частота регистрации Pb-Pb взаимодействий достигнет ~50 кГц, что в ~50 раз больше, чем частота, с которой работала ALICE в столкновениях тяжелых ионов во время Run 2.



Рисунок 1.1 – Упрощенная схема установки ALICE

Чтобы справиться со столь значительным ростом нагрузки на детекторные системы и для решения поставленных физических задач, во время LS2 коллаборацией ALICE были реализованы несколько усовершенствований [2] и установлены три новых детектора: внутренняя трековая система (ITS), новый передний мюонный трекер (MFT) и новая триггерная система детекторов FIT. Физические задачи ALICE для Run 3 требуют организации сбора данных в двух режимах передачи данных: непрерывный и триггерный.

В триггерном режиме передаются только события, соответствующие триггеру, в непрерывном же режиме передаются все события. Это является серьезным вызовом для электроники считывания детекторов и новой системы обработки данных.

### 1.1. Детекторная система FIT

Гибридный триггерный детектор FIT (рисунок 1.2) состоит из трех подсистем FT0, FV0 и FDD с различной технологией регистрации частиц. Самый быстрый элемент FIT – это детектор FT0. Ожидаемое разрешение по времени для событий с большой множественностью при столкновении тяжелых ионов составляет около 7 пс, что соответствует одному из самых быстрых детекторов в экспериментах по физике высоких энергий. FT0 был разработан и построен в ИЯИ РАН при участии МИФИ, коллег из Финляндии, Дании, США и Польши. Самый большой из компонентов FIT – это детектор FV0 – сегментированный сцинтилляционный детектор диаметром 1,5 м с новой схемой сбора света. Детектор FIT является одним из ключевых систем экспериментальной установки ALICE и предназначен для идентификации частиц, определения центральности ядро-ядерных столкновений, плоскости реакции, и является основным триггерным детектором эксперимента ALICE.



Рисунок 1.2 – Схема системы триггерных детекторов FIT

Подсистема FT0 детектора FIT создана на основе двух сборок из 24 и 28 черенковских модулей с обеих сторон от точки взаимодействия (сборки FT0-A и FT0-C, соответственно). Каждый черенковский модуль основан на четырёх черенковских радиаторах из плавленого кварца толщиной 2 см, введённых в оптический контакт с адаптированной версией МКП-ФЭУ Planacon XP85012/A1-Q, получившей заводской

номер XP85002/FIT-Q. Каждый черенковский модуль оснащён четырьмя кварцевыми радиаторами, боковые стенки которых зеркальны изнутри (для лучшего светосбора) и непрозрачны (снаружи покрыты чёрной краской). Кроме того, используемые 64 индивидуальных анода МКП-ФЭУ объединены в 4 индивидуальных канала считывания – квадранта, что позволяет использовать один ФЭУ как четыре независимых фотосенсора, а совместно с четырьмя радиаторами – как набор условно-независимых черенковских счётчиков в герметичной сборке (с близкой к нулю шириной мёртвой зоны между счётчиками). Таким образом, массивы FT0-A и FT0-C фактически образуют два массива из 208 счётчиков с независимыми каналами считывания.

Подсистема FV0 создана на основе пластин пластмассового сцинтиллятора EJ-204 толщиной 4 см со съёмом световых сигналов на фотоумножители с сетчатыми динодами Hamamatsu H6614-70-Y001. Для достижения наилучшего временного разрешения передача света со сцинтиллятора на фотокатоды ФЭУ организована не с помощью спектросмещающих волокон, а с помощью прозрачных световодов ( $\emptyset$ 1 мм,  $NA=0,7^1$ ), собирающие торцы которых внедрены в сцинтиллятор на некоторую глубину с шагом 5 мм. Сцинтилляторы имеют форму концентричных колец, сегментированных на восемь секторов каждое, с внутренним диаметром наименьшего кольца 8 см и внешним диаметром наибольшего – 148 см. На рисунке 1.3 показана фотография детектора FIT после окончательной сборки детекторов.



Рисунок 1.3 – Фотография FV0 и FT0-А после установки в шахте ALICE

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Числовая апертура световода:  $NA = \sqrt{n_{core}^2 - n_{clad}^2}$ , где  $n_{core} - коэффициент$  преломления сердцевины световода,  $n_{clad}$ -коэффициент преломления оболочки.

Подсистема FDD (Forward Diffractive Detector) состоит из двух двусторонних сцинтилляторных решеток по 4 элемента в каждом слое (всего 16 пикселей). Для передачи света со сцинтиллятора на фотокатоды ФЭУ используются быстрые современные спектросмещающие волокна NOL-38. FDD расположен относительно далеко от точки взаимодействия. Он необходим для регистрации дифракционных событий и мониторинга фоновых событий.

#### 1.2. FIT электроника

Система детекторов FIT использует специализированную фронтальную электронику (FEE), которая является общей для всех систем FIT [3,4]. Эта электроника разработана, произведена и установлена в шахту эксперимента ALICE сотрудниками ИЯИ РАН. Электроника позволяет собирать данные в непрерывном и/или в триггерном режиме с интервалом пересечения пучков до 25 нс и средней скоростью взаимодействия pp (Pb-Pb) до 4 МГц (50 кГц). FIT FEE состоит из двух типов плат: триггер модуль (TCM) и модуль обработки (PM). Каждый детектор использует один TCM и несколько PM в зависимости от количества детекторных каналов. Один PM может принимать и обрабатывать до 12 аналоговых сигналов непосредственно от фотосенсоров детекторов. Схема электроники представлена на рисунке 1.4.



Рисунок 1.4 – Схема фронтальной электроники и ее интерфейсов с системой управления детектором

1.3. Разработка приложения для проверки данных с модулей РМ и ТСМ, а также калибровки параметров каналов РМ

### 1.3.1. Гистограммы в регистрирующей электронике FIT

Для оперативной проверки данных, полученных в результате оцифровки сигналов с детектора, во встроенное программное обеспечение (firmware) ПЛИС модулей регистрирующей электроники FIT были добавлены процедуры гистограммирования. Во время работы такой процедуры происходит подсчёт зарегистрированных сигналов с помощью массива счётчиков, каждый из которых соответствует одному из возможных цифровых значений измеряемого параметра сигнала, например интегрального заряда. В результате, после набора достаточного количества отсчётов в таком массиве получается частотное распределение сигналов по заряду, которое после считывания удобно отображать в виде гистограмм.

В логику модулей обработки сигнала (ProcessingModule, PM) было добавлено гистограммирование сигналов в каждом из 12 каналов по времени их регистрации относительно середины интервала BC, а также по интегрированному в течение фиксированного промежутка времени заряду. В модули TCM добавлен набор гистограмм распределения триггеров и счётчиков фона по номерам BC на кольце (orbit) ускорителя.

С помощью фреймворка Qt [5] и библиотеки QCustomPlot [6] разработано приложение HistogramsReader, которое считывает массивы счётчиков из специальных диапазонов регистров модулей PM и TCM по протоколу IPbus [7,8], отображает их в виде гистограмм, а также позволяет пользователю управлять процессом их набора в электронике FIT.

Преимущество описанного подхода к контролю данных перед существующей в эксперименте системой QualityControl состоит в возможности наблюдать изменение параметров сигнала в реальном времени (без задержки, связанной с их обработкой на FLP), без необходимости задействовать центральные системы эксперимента ALICE (ECS, DCS, QC и др.). Более того, становится возможным проверять, отлаживать и настраивать отдельные платы PM в лаборатории, используя лишь один компьютер для визуальной проверки и простого анализа сигналов.

К недостаткам выбранного подхода можно отнести невозможность сложного отбора отдельных событий и гибкого изменения логики построения распределений.

### 1.3.2. Графический интерфейс и возможности приложения HistogramsReader

Принцип работы приложения заключается в периодическом (1 раз в секунду) считывании массива значений счётчиков из специальных диапазонов регистров в ПЛИС

электроники FIT: каждый счётчик (32-битный для TCM и 16-битный для PM) соответствует одному столбцу (бину) гистограммы.

При запуске приложение по IP-адресу из настроек проверяет доступность TCM, а также какие PM подключены к нему, и помещает их в выпадающий список, позволяя пользователю выбирать один из модулей для отображения. Пример выпадающего списка доступных модулей приведён на рисунке 1.5.



Рисунок 1.5 – Распределение сигналов в 12 каналах РМ по заряду

В окне приложения возможно отображение только одного типа гистограмм: зарядовые, временные – для 12 каналов РМ одновременно, или триггерные.

При выборе одного из PM считываются настройки гистограммирования в самих модулях (включение/выключение процесса, включение/выключение фильтра сигналов по выбранному номеру BC) и состояние двух битов синхронизации между TCM и PM, а также предоставляется возможность пользователю менять настройки и обнулять набранные распределения.

При выборе TCM доступен выбор распределения, отображаемого на верхней гистограмме, из 15 вариантов: триггеры Central, SemiCenteral, Vertex, OrA, OrC и дополнительные счётчики NoiseA, NoiseC, Totalnoise, TrueOrA, TrueOrC, Interaction, TrueInteraction, TrueVertex, BackgroundA, BackgroundC.

Для зарядовых распределений приложение позволяет выбрать отображение сигналов с "чётных" АЦП (ADC0, срабатывают в чётных тактах), "нечётных" АЦП

(ADC1, срабатывают в нечётных тактах), либо с двух АЦП одновременно. Также возможно переключение между тремя единицами измерения по оси абсцисс: цифровые деления АЦП (ADCunit), mV (соответствующие условной амплитуде сигналов в мВ), МІР (соответствующей энергии от минимально ионизирующей частицы); с возможностью задать соответствия между mV/ADCunit и MIP/ADCunit.

Для временных распределений ось абсцисс может быть отображена в цифровых делениях ВЦП (TDCunit ≈ 13 пс), либо в нс.

Для всех гистограмм доступно изменение типа шкалы на оси ординат (линейная либо логарифмическая), а также отображаемый диапазон по оси абсцисс: полный, регулируемый пользователем (с помощью мыши), либо автоматически подбираемый по крайним столбцам, превышающим задаваемый в настройках порог.

При изменении диапазона отображения и при каждом обновлении гистограмм автоматически подбирается масштаб по оси ординат (так, чтобы вместить столбец максимальной высоты), а также происходит подсчёт некоторых статистических показателей распределения на видимой области: сумма столбцов  $\Sigma$ , среднее значение  $\mu$  и стандартное отклонение от среднего  $\sigma$ .

#### 1.3.3. Полуавтоматическая настройка параметров каналов РМ

Начиная с версии 3.3, в HistogramsReader был добавлен программный модуль, позволяющий подбирать оптимальные значения для трёх параметров каналов PM: «ADC delay» (аналоговая задержка гейта интегратора), «Timealignment» (цифровая компенсация разницы пути прохождения сигнала в разных каналах) и «CFDzero» (нулевая точка ФСП). Подбор первых двух параметров возможен по сигналам как от лазера, так и от столкновений пучков в эксперименте при условии корректного указания средней скорости счёта в каналах. Подбор параметра «CFDzero» происходит в два этапа и возможен только по сигналам от лазера.

#### 1.4. Контроль качества данных детектора FIT

Онлайновый мониторинг качества данных (DQM) и автономный контроль качества (QA) являются критическими аспектами программных цепочек сбора и реконструкции данных. Первый предназначен для обеспечения операторов точной и полной информацией для быстрого выявления и преодоления проблем, а второй – для отбора данных хорошего качества для физического анализа. Как DQM, так и QA обычно включают в себя сбор данных, их распределенный анализ по заданным пользователем алгоритмам, объединение полученных объектов и их визуализацию.

Для определения качества работы триггерных сигналов была разработана специальная концепция, основанная на определении доли событий, срабатывающих вне

номинального банча (out-of-collision events), – рисунок 1.6. При помощи сервиса QC (QualityControl) заметное увеличение доли таких событий сразу отслеживалось центральным оператором QC (рисунок 1.7). Сервис QC позволяет выявлять непосредственно во время сбора данных повышение доли таких событий для раннего предупреждения и исправления ошибки.



Рисунок 1.6 – Распределение банчей при срабатывании Vertex тригтера детектора FT0. Красным цветом помечены события, произошедшие вне номинальной схемы банчей



Рисунок 1.7 – Распределение событий по классам триггеров детектора FT0 при срабатывании вне номинального банча(out-of-bunchcollision)

Проверяется в основном Vertex триггер, и если доля таких событий превышает 0,09 %, то на центральный QC оператор получает сообщение о предупреждении, а если превышение составляет более 0,15 % – то сообщение об ошибке.

### 1.5. Определение времени столкновений пучков

В эксперименте ALICE идентификация частиц в промежуточном интервале поперечного импульса (от 0,5 ГэВ/с до 3–4 ГэВ/с) выполняется с использованием времяпролетной системы (T0F+FT0). Времяпролетный детектор (TOF), который состоит из сборки многозазорных резистивных плоско-параллельных камер (MRPC), занимает большую площадь (150 м<sup>2</sup>) и перекрывает все азимутальные углы и область псевдобыстрот  $|\eta| < 0,9$ . Важной компонентой идентификации частиц является точное определение момента столкновения пучков, которое может определяться детектором FT0 ( $t^{T0}_{ev}$ ) или самим детектором TOF ( $t^{T0F}_{ev}$ ). Данные детектора FT0 особенно важны для событий с низкой множественностью, где число частиц со скоростями, близкими к скорости света, достигающих детектора TOF, слишком мало, чтобы надежно рассчитать время столкновения.

Калибровка детектора FIT на уровне обработки данных включает в себя два этапа.

1. Этап сбора калибровочных данных – сбор всех необходимых параметров на подмножестве данных, собранных во время сеанса при определенных настройках детектора и условиях.

2. Этап применения калибровки – применение калибровочных параметров для коррекции данных или работы определенных сервисов/подсистем.

3. На данный момент реализовано и запланировано несколько калибровочных процедур детектора FT0 в рамках системы управления экспериментом (ECS) в режиме онлайн/оффлайн, представленных в таблице 1.1.

1 91	1 71 1		
Наименование	Этап проведения процедуры	Этап применения	Статус
процедуры калибровки	сбора калибровочных	калибровки	
и его английский	параметров		
перевод			
Реконструкция	Во время сеанса в режиме	Реконструкция	Тестируется
событий в режиме	онлайн. Сбор калибровочных	событий в	
оффлайн.	параметров раз в 5 минут.	режиме оффлайн.	
(Time offset channel	Также есть возможность		
calibration)	проводить данную процедуру		
	в режиме оффлайн, над уже		
	собранными данными.		
Калибровка	Рассматривается проведение	Реконструкция	В разработке
амплитудных спектров	процедуры также как и для	событий в	
(Amplitude channel	калибровки временных	режиме оффлайн.	
calibration)	спектров.	Контроль качества	
		данных (QC).	
Схема неработающих	Лазерный сеанс, на уровне	Исключение	Тестируется
каналов	системы контроля детектора	неработающих	

Таблица 1.1– Процедуры калибровки детектора FT0

(Dead channel map	(DCS). Без применения	каналов из	
calibration)	системы сбора данных (DAQ)	реконструкции	
		событий и	
		системы контроля	
		качества данных	
		(QC)	

Также предполагается интеграция вышеприведенных процедур калибровки и для двух других детекторов системы – FV0 и FDD. После первого этапа, все калибровочные параметры передаются на хранение в базу данных калибровочных и конфигурационных параметров (CCDB). На втором этапе калибровки, параметры извлекаются из CCDB.

Важным фактором, влияющим на разрешение определения момента столкновения пучков, является нестабильность синхронизирующего временного сигнала ускорителя (ВС — bunch Crossing). Оптический сигнал ВС проходит несколько километров по оптическому волокну, проложенному вдоль тоннеля ускорителя. В зависимости от температуры среды, смещение времени прихода сигнала ВС может достигать сотни пикосекунд. Была разработана и включена в систему автоматической калибровки программа, учитывающая зависимость временных сигналов детектора FT0 от смещения синхронизирующего временного сигнала ускорителя. Распределение временного спектра каждого канала детектора FIT имеет форму функции Гаусса, что позволяет определить положение пика для каждого канала после фитирования этой функцией. Типичные изменения положения пика временного спектра канала детектора FT0 с разницей в 1 час, а также их фитирование функцией Гаусса показаны на рисунке 1.8.

Time channel #5



Рисунок 1.8 – Распределениявременного спектра в разные промежутки времени, красный график – через час после начала сбора

На рисунке 1.8 видно, что фитирование функцией Гаусса показывает смещение около 40 пикосекунд.

Второй этап калибровки временных спектров заключается в сдвиге времени каждого канала на позицию нуля в соответствии с положением пика в заданном временном слоте. Время столкновения пучков высчитывается во время реконструкции событий и как полусумма среднего времени FTO-Cu FTO-A. До калибровки эти значения в основном варьируются в границах ±200 пс, после калибровки – ±20 пс. Рисунок 1.9 показывает график тренда пика распределения среднего времени в сеансах 2022 года.





В первых сеансах набора данных 2022 года наблюдается резкое падение пика за пределы временного окна в ± 200 пс. Такие сеансы помечены как плохие и не используются в дальнейшей обработке данных. В данный момент калибровка временных спектров проходит стадию тестирования.

### 1.6. Измерение и мониторинг светимости с использованием детекторов системы FIT

Для экспериментального определения светимости и сечений взаимодействий физических процессов используют опорные сечения, измеренные ранее. Однако для энергий, при которых проводится эксперимент ALICE, измеренных сечений нет, поэтому

возникает необходимость использования триггерных сечений. Для измерения и мониторинга светимостина ALICE в протон-протонных столкновениях предполагается использование детекторов FIT. В качестве основного сигнала для оценки светимости использовался триггерный сигнал детектора FTO Vertex (в сеансах 2022 года сигнал генерируется, если вершина столкновения находится в пределах  $\pm 20$  см). Знание видимого (триггерного) сечения ( $\sigma_{trig}$ ) позволяет в режиме реального времени определять светимость. Видимое сечение  $\sigma_{vis}$ , наблюдаемое данным детектором (или набором детекторов) с заданным триггерным условием, является частью полного сечения неупругого взаимодействия  $\sigma_{vis} = \varepsilon \sigma_{inel}$ , где  $\varepsilon$  – доля неупругих событий, которые удовлетворяют условию триггера.

Тригтерные сечения вычисляются при помощи метода Ван дер Меера, где интенсивность счета тригтерных сигналов измеряется как функция относительного смещения пучков друг относительно друга. Во время сканирования методом Ван дер Мера проводятся две пары измерений, в каждой из которых один из пучков фиксируется, а другой смещается в одной из плоскостей (X или Y). На рисунке 1.10 показаны частоты срабатывания триггерных сигналов OrA и Vertex детекторов FV0, FT0, FV0 в зависимости от времени в единицах TFID. Первая часть спектра показывает смещение пучков по оси X, вторая – по оси У.



Рисунок 1.10 – Тренды частоты срабатывания триггеров VertexFT0, VertexFDD и OrAFV0, во время проведения первой половины VdM сканирования – по осям X/Y в обе стороны
В настоящее время проводится анализ данных и вычисление видимых детектором FT0 сечений.

В режиме мониторинга светимости используется специально разработанный инструмент, позволяющий в режиме реального времени визуализировать основные параметры работы БАК (рисунок 1.11).

09:32 02 Aug '22	PROTON PHYS	ICS : STABLE BEAMS	Fill 8081 Energy= 6800 (Get		
BEAM	INFO	LHC LUMINOSITY	BEAM Instr. BACKGROUND		
25ns_1551b_1538_1406_1472_192bpl_12inj_3INDIVs Particles Type PROTON - PROTON Int. Bunches (IP2) 1406 Beam Intensity Displaced Coll. 12 Beam Intensity		BRAN L2 8.20e+00 Hz/ubam BRAN R2 8.21e+00 Hz/ubam ALICE VISTAR STATUS	BCM-A RS2 DUMP TH % 1.01 BCM-A RS32 DUMP TH % 1.50		
B1 Non-Int. 133	B1 1.47e+14 B2 1 52e+14	DHYSTCS	ALICE CLOCK STATUS		
B2 Non-Int. 133		FITISICS	AUTO / BEAM1 (0) Ph.Sh11.616		
ALICE TRIGO			ALICE BACKGROUND		
FTOORA	569,993 KHz	Target Instant. 8.50e+00 Hz/ubarn	FT0 BKGD A SIDE (Hz) 1165.00		
FT0ORC	526.479 KHz	Instantaneous 8.18e+00 Hz/ubarn	FT0 BKGD C SIDE (Hz) 1982.00		
FT0VX FV0ORA	480.397 кнг 659.338 кнг	Target Pileup     0     %       Delivered Stable     2.52e+00     pbarn <sup>-1</sup> Recorded/Delivered     97.3 %       Leveling Enabled     Beta* Leveling			
BEAM INTS TI	RIGGER RATES	LUMINOSITY			
BEAM 1 FT0	BEAM2 VX	Istantaneous (FT0VX)	FT0 - C FT0 - A		
07/40 06500 08520 085	40 09:00 09:20	8- 9- 9- 8- 0- 07/40 08:00 08:70 08:40 09:00 09:70			

Рисунок 1.11 – Измерение и мониторинг светимости на установке ALICE

На рисунке 1.11 показана копия экрана LHC интерфейса. На экране зеленым цветом отмечен основной люминометр эксперимента ALICE, таблицы и мониторинг измерений светимости. Видно, что единственным детектором, который позволяет одновременно мониторировать светимость и оценивать фоновые события, является детекторная система FIT. Стабильность триггерного сигнала Vertex также контролируется по реконструированным данным. Стабильность работы детектора FT0 и отбор событий по триггерному сигналу Vertex показан на рисунке 1.12.

## 9.4 pb<sup>-1</sup> delivered luminosity to ALICE 2×10<sup>12</sup> FT0VX counts under asynchronous processing



### Рисунок 1.12 – Стабильность определения вершины соударений и отбор событий по триггерному сигналу Vertex (после реконструкции событий)

### 1.7. Идентификация частиц в протон-протонных столкновениях в 2022 году

Существенным преимуществом эксперимента ALICE в сравнении с другими экспериментами является возможность идентифицировать рождающиеся в столкновениях протонов и ядер частицы с использованием различных технологий. Идентификация заряженных частиц осуществляется комбинированным способом с помощью совокупности детекторов, которая включает в себя: систему внутреннего трекинга ITS, времяпроекционную камеру ТРС, детектор переходного излучения TRD, времяпролетный детектор TOF совместно с детектором FT0. Идентификация частиц в промежуточном интервале поперечного импульса (от 0,5 до 4 ГэВ/с) выполняется с использованием времяпролетной системы. Важной компонентой этого анализа является точное определение момента столкновения пучков с помощью детектора FT0. В 2022 году на установке ALICE возобновлен набор физических данных для рр столкновений при рекордной энергии  $\sqrt{s}$  =13,6 ТэВ. Времяпролетная система с использованием стартового сигнала FT0 детектора позволяет идентифицировать пионы, каоны при значениях поперечного импульса от 0,5 до 3 ГэВ/с, а протоны — до 4 ГэВ/с (рисунок 1.13). Временное разрешение детектора FT0 составляет ~20 пс (рисунок 1.14). В настоящее время продолжатся анализ экспериментальных данных 2022 года.



Рисунок 1.13 – Идентификация частиц с использованием детекторов ТОF и ТРС



Рисунок 1.14 – Временное разрешение определения момента столкновения пучков по данным детектора FT0

### 1.8. Первые измерения при столкновениях ионов свинца на LHC в 2022 году

18 ноября 2022 года, после четырехлетнего перерыва, на LHC снова возобновились столкновения ядер свинца, но в этом году сеанс  $^{208}$ Pb— $^{208}$ Pb столкновений при рекордной энергии  $\sqrt{s_{NN}}=5,36$  ТэВ был запланирован кратковременным тестовым. На рисунке 1.15 показана визуализация отдельного события столкновения ядер свинца, зарегистрированного экспериментом ALICE во время запуска такого тестового сеанса в ходе Run 3.



Рисунок 1.15 – Визуализация одного из первых столкновений ядер свинца

Для определения центральности в ALICE могут быть использованы данные с различных систем: переднего адронного калориметра ZDC или детекторной системы FIT. В настоящий момент наиболее достоверные данные о центральности дает детектор FTO, поэтому по данным именно этого детектора будут определяться классы центральности взаимодействий при анализе данных 2022 года. Распределения суммы амплитуд сигналов с детектора FTO-C, по которым будут рассчитаны классы центральности взаимодействия, показаны на рисунке 1.16. Также на рисунке 1.16 показано, что измерения вершины взаимодействия детекторами FTO и ITS хорошо согласуются между собой.



Рисунок 1.16 – Профиль пучка, вершина взаимодействия и распределение сумм амплитуд, полученные с помощью детектора FT0

Ожидаемое разрешение по времени детектора FT0 для событий с большой множественностью при столкновении тяжелых ионов составляет около 7 пс. На рисунке 1.17 показано, что уже в первых наборах данных достигнуто разрешение 9 пс без отбора событий по множественности, что соответствует одному из самых быстрых детекторов в экспериментах по физике высоких энергий. На рисунке 1.18 представлены первые оценки эффективности триггерных сигналов в зависимости от множественности, измеренной по количеству треков в детекторе ITS.



Рисунок 1.18 – Эффективность триггерных сигналов FT0 в зависимости от множественности, измеренной по количеству треков в детекторе ITS

Времяпролетная система с использованием стартового сигнала детектора FT0 позволяет идентифицировать пионы, каоны при значениях поперечного импульса от 0,5 до 3 ГэВ/с, а протоны – до 4 ГэВ/с (рисунок 1.19).



ALICE Run-3, Pb-Pb Vs<sub>NN</sub> = 5.33 TeV

Рисунок 1.19 – Идентификация частиц с использованием детекторов TOF и TPC

Таким образом, суммируя вышеизложенное, следует отметить, что установка ALICE была существенно модернизирована во время недавней остановки БАК, во время LS2, и теперь она оснащена несколькими совершенно новыми или в значительной степени обновлёнными детекторами, а также новой аппаратной и программной инфраструктурой для обработки данных. Новые детекторные системы обеспечивают более высокое пространственное разрешение при реконструкции траекторий и свойств частиц, образующихся в протон-протонных, протон-ядерных и ядро-ядерных столкновениях. Кроме того, модернизированная аппаратура и система обработки данных могут регистрировать более полную информацию о столкновениях с увеличенной на два порядка скоростью. Эти два аспекта играют важную роль в более детальном изучении кварк-глюонной плазмы с помощью новых методов, включая регистрацию тех частиц, статистика зарегистрированных событий по которым была весьма ограниченной в Run 2. В запланированных на 2023 и последующие годы физических сеансах Run 3 и Run 4, БАК обеспечит в десять раз большее число столкновений свинец-свинец по сравнению с вместе взятыми прошлыми сеансами Run 1 и Run 2.

### 1.9. Участие в работах 2022 года по запуску системы детекторов FIT эксперимента ALICE

В октябре 2021 года в Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН) возобновились работы по завершающей фазе модификации экспериментальных установок на Большом адронном коллайдере. Были проведены тестовые испытания при столкновениях протонных пучков с энергией 450 ГэВ, что позволило изучить отклик детекторов эксперимента ALICE, провести их первичную настройку и калибровку, проверить работу программ сбора и анализа данных и подготовиться к тестовым испытаниям 2022, когда энергия и интенсивность будут выше. Также это позволило выявить имеющиеся недостатки и определить перечень необходимых работ по детекторам до запуска БАК на полную энергию столкновений. В 2022 году, как и в предыдущие годы, в работах по разработке, созданию и запуску системы детекторов FIT эксперимента ALICE непосредственное участие принимали сотрудники ИЯИ РАН и МИФИ.

Работы по новой системе детекторов FIT эксперимента ALICE в 2022 года велись в ЦЕРН по нескольким основным направлениям:

1) Техническая подготовка детектора после повторной сборки южного плеча детекторов (FT0-A, FV0) и возвращение его в рабочее положение внутри установки ALICE.

2) Участие в работах по монтажу, тестированию и калибровке разработанных в ИЯИ новых мезонинных плат для работы с детекторами FV0 и FDD.

3) Участие в регулярных сменах по тестированию FIT в технических сеансах для контроля стабильности работы систем считывания данных и управления, контроля детекторных систем FIT.

4) Участие в регулярных сменах на дежурствах в центральных системах ALICE и детекторной системе FIT

5) Круглосуточное экспертное сопровождение системы детекторов FIT.

В 2022 году проводились сеансы физических измерений на пучках сталкивающихся протонов при рекордно высокой энергии в системе центра масс  $\sqrt{s}=13,6$  ТэВ и в столкновениях <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb при  $\sqrt{s_{NN}}=5,36$  ТэВ. Система детекторов FIT использовалась во всех измерительных сеансах, проводимых ALICE. Эффективность работы системы детекторов FIT в 2022 году может быть проиллюстрирована временем набора физических данных различными детекторами эксперимента ALICE (рисунок 1.20).



Рисунок 1.20 – Пример распределения продолжительности приема данных по детекторам при столкновениях протонов с частотой от 1 МГц до 4МГц

Эффективность использования детектора FT0 в наборе физических данныхдля pp и <sup>208</sup>Pb –<sup>208</sup>Pb столкновений составила ~ 92% и 100%, соответственно.

1.10. Участие в сменных дежурствах на установке ALICE во время набора физических данных

Сотрудники ИЯИ РАН в рамках коллаборации ALICE-FIT приняли участие в круглосуточных дежурствах в сменах и обеспечивали непрерывное круглосуточное экспертное сопровождение системы детекторов FIT. На рисунке 1.21 приведено распределение количества дежурств, выполненных сотрудниками ИЯИ РАН в 2022 году с указанием количества смен.



Рисунок 1.21 – Статус выполнения дежурств сотрудниками ИЯИ РАН в коллаборации ALICE

В эксперименте ALICE определена квота ИЯИ по дежурствам в сменах в 2022 году, которая равна 72,35 смен для ИЯИ. В настоящий момент сотрудники отработали в зачет ИЯИ 52,5 смены, что составило 73% для ИЯИ.

Обязанностью дежурного эксперта по системе детекторов FIT (on-call) является контроль качества данных детекторов в процессе их набора (on-line). На основе программного обеспечения O2 осуществляется мониторинг качества данных QualityControl (QC). Это позволяет дежурным в сменах и экспертам по детекторам идентифицировать возможные проблемы и устранять их. В 2022 году сотрудниками ИЯИ РАН были обеспечены стабильная работа системы детекторов FIT (FT0+FV0+FDD) и участие в дежурствах центральных систем установки ALICE.

# 2. Определение выходов вторичных ядер, вылетающих вперёд нейтронов и протонов в столкновениях ядер на БАК

В УПС ядер геометрическое перекрытие их плотностей отсутствует, но при этом на ядра взаимно действуют лоренц-сжатые кулоновские поля ядер-партнеров по столкновению. Такое воздействие приводит к электромагнитным возбуждениям ядер в УПС, которые в случае тяжелых сталкивающихся ядер характеризуются относительно возбуждения в низкими энергиями пересчете на нуклон. Это приводит К электромагнитной диссоциации (ЭМД) [9] первичных ядер посредством эмиссии небольшого числа нуклонов, которые могут быть зарегистрированы в передних ZDC калориметрах [10]. В силу дальнодействующего характера электромагнитных сил и квадратичной зависимости от зарядов ядер, сечения ЭМД в столкновениях тяжелых ядер с тяжелыми ядрами-мишенями оказываются значительными. Вычисления и измерения, выполненные в предыдущие годы на CERN SPS, см., в частности, работу [11], показали, что полные сечения изменения заряда ядра-снаряда в УПС Pb-Au или Pb-Pb достигают 70% от соответствующего сечения адронного взаимодействия.

Методы исследования фрагментации ядер высоких энергий существенно отличаются от методов, используемых при низких энергиях ядер. На сегодняшний день образование заряженных спектаторных фрагментов не изучено ни на RHIC, ни на LHC, однако эксперимент ALICE уже имеет уникальную возможность регистрировать нейтроны и протоны, испущенные по направлению вперед, с помощью передних протонных ZDC Zero адронных нейтронных и калориметров (англ. Degree Calorimeters) [10]. Нейтронные ZDC ранее уже использовались для измерения сечений эмиссии одного, двух и трех нейтронов в УПС ядер Pb при энергии  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TэB [12], а в данной работе (см. статью [1] Приложения А 1.4) впервые в эксперименте ALICE были измерены сечения эмиссии 1, 2, ..., 5 нейтронов, дополненные измерениями с помощью протонных ZDC, в результате ЭМД ядер <sup>208</sup>Рb в УПС при энергии √s<sub>NN</sub>=5,36 ТэВ. Измеренные сечения сравниваются с сечениями, предсказываемыми моделями RELDIS [13]и n<sup>0</sup>on [14]. Показано, что в результате ЭМД после эмиссии нескольких нуклонов обычно образуется единственное остаточное ядро. Вероятность ядерного деления в ЭМД оценивается ниже 1%. Следовательно, сечения эмиссии 1,2,...,5 нейтронов в отсутствии протонов связаны с сечениями образования изотопов свинца <sup>207,206,205,204,203</sup>Pb. Такие вторичные ядра могут циркулировать вместе с ядрами пучка <sup>208</sup>Pb по траекториям. незначительно отличающимся от траектории <sup>208</sup>Pb, а при сходе с неё вдали от точки их образования могут попадать в конструкционные элементы LHC и приводить к их

локальному нагреву [15]. Непосредственно измерить выходы тяжелых вторичных ядер на LHC невозможно, но в данной работе показывается, что их выходы в ЭМД можно с хорошей точностью аппроксимировать сечениями эмиссии соответствующего числа нейтронов и протонов, измеренными в настоящей работе с помощью ZDC. В 2022 году были уточнены поправки на эффективность регистрации нейтронов и протонов, полностью пересмотрены вычисления систематических ошибок измерений, и таким образом, был завершен сложный многоступенчатый анализ экспериментальных данных, подготовлен и отправлен в журнал текст статьи (см. статью [1] Приложения А 1.4). Регистрация нейтронов от электромагнитной диссоциации ядер на БАК позволяет проводить мониторинг светимости коллайдера [16].

В тяжелых ядрах отношение локальных плотностей нейтронов и протонов увеличивается к периферии ядра. Такой избыток нейтронов на поверхности ядра известен как Neutron Skin (NS). Он связан с небольшой разницей ( $\Delta r_{np} < 0.5 \, \Phi_M$ ) между среднеквадратичными радиусами распределений нейтронов и протонов [17]. Изучение свойств обогащённой нейтронами ядерной периферии и толщины NS как одной из фундаментальных характеристик ядер позволяет оценить вклад энергии симметрии ядерной материи в уравнении состояния ядерного вещества при различных плотностях и температурах. Это позволяет построить универсальное уравнение состояния ядерного вещества, которое может быть экстраполировано от свойств ядер атомов к характеристикам материи нейтронных звезд. В частности, в работе [18], исследуется связь между радиусами нейтронных звезд и толщиной NS в ядре <sup>208</sup>Pb [18]. В настоящей работе с помощью разработанной ранее в ИЯИ РАН и МФТИ модели Abrasion-ablation Monte Carlo for Colliders (AAMCC-MST) показано, что присутствие NS в <sup>208</sup>Pb приводит к дополнительным нейтронам-спектаторам в ультрацентральных <sup>208</sup>Pb-<sup>208</sup>Pb столкновениях на SPS и LHC в ЦЕРН. Выходы нейтронов и протонов-спектаторов вычислены с учетом NS и предравновесной кластеризации вещества-спектатора. В то время как средние числа спектаторных нейтронов и протонов в ультрацентральных столкновениях, вычисленные с различной  $\Delta r_{np}$ , отличаются незначительно, сечения эмиссии некоторых спектаторных нейтронов в событиях с 0,1,...5 спектаторными протонами изменяются на 50-250% в зависимости от толщины NS. Эти сечения менее чувствительны к другим параметрам расчета, а их измерение в эксперименте ALICE на LHC позволит выбрать наиболее реалистичную из существующих параметризацию плотности нейтронов в <sup>208</sup>Pb. Описанные выше результаты опубликованы в статье [1] Приложения А 1.3 и кратко изложены в научно-популярном издании, см. [2] Приложения А 1.4.

### 2.1. Изучение ЭМД в эксперименте ALICE на БАК

### 2.1.1. Используемые для анализа наборы данных

В настоящей работе был завершен анализ экспериментальных данных, полученных в эксперименте ALICE в 2018 году в специальных сеансах столкновений ядер <sup>208</sup>Pb по изучению электромагнитной диссоциации (ЭМД). В этих сеансах измерения выполнялись в условиях пониженной светимости, примерно в 10 раз ниже стандартного значения, и как следствие, с более низким значением «пайлапа» (англ. pileup – эффект наложения различных столкновений). Были получены и представлены в работе [1] Приложения А 1.4 окончательные результаты по эмиссии нейтронов от ЭМД в столкновениях ядер свинца на БАК.

Для анализа данных были отобраны события в соответствии с триггером C1ZED-B-NOPF-UFAST, далее называемым ZED-триггером. Данный триггер срабатывает при наличии сигнала в одном из адронных нейтронных калориметров, ZNC или ZNA, то есть при наличии сигнала хотя бы на одной стороне от точки взаимодействия, C или A, соответственно. ZED-триггер чувствителен к событиям одиночной ЭМД с эмиссией нейтронов на сторонах C или A, а также к событиям взаимной ЭМД и адронным взаимодействиям ядер, с регистрацией нейтронов с обеих сторон от точки столкновения. Видимое сечение триггера ZED-триггера было измерено в соответствующих сеансах столкновений с помощью Ван дер Мер скана [16] (англ. vdM scan) и составило  $\sigma$ (ZED) = 420,5 ± 9,3 барн.

Спектры энерговыделения в ZNC, ZNA, ZPC и ZPA были откалиброваны и был выполнен отбор событий, соответствующих именно данному ядро-ядерному столкновению в данном пересечении двух сгустков пучка. Затем события были классифицированы как электромагнитные или адронные по критерию отсутствия или наличия сигнала в передних электромагнитных калориметрах ZEM1 и ZEM2. Ожидается, что подавляющее большинство событий ЭМД не дает сигналов в ZEM1 и ZEM2, в то время как большинство адронных событий обеспечивает такие сигналы. Поэтому события с сигналом хотя бы в одном из ZEM калориметров отмечались как адронные и не использовались для дальнейшего анализа. Таким образом, была получена выборка 2,009·10<sup>6</sup> событий ЭМД.

### 2.1.2. Эффективность отбора событий ЭМД посредством калориметров ZEM

Следуя модели RELDIS [13], в УПС <sup>208</sup>Pb на БАК в небольшой доле событий ЭМД испускаются протоны и пионы в диапазоне  $|\eta| < 6$ , которые могут попадать в калориметры ZEM и давать сигналы в этих детекторах. Это приводит к нежелательной отбраковке событий ЭМД путем наложения ZEM-вето. Исходя из этого необходимо достоверно

оценить эффективность ZEM-вето для отбора электромагнитных событий.

Пусть количество событий одиночной и взаимной ЭМД и адронных событий обозначается как *s*, *m* и *h*, соответственно. Число зарегистрированных событий с нейтронами, скажем, только на стороне С определяется как *s* - *m* + *h*· $\zeta_{hnm} = N_1$ . В этом уравнении учитывается небольшая доля  $\zeta_{hnm}$  адронных невзаимных событий с испусканием нейтронов только на одной стороне. Число событий с нейтронами только на стороне С, но полученных без сигнала в ZEM, вычисляется как *s*· $\varepsilon$  - *m*· $\varepsilon_m$  + *h*· $\zeta_{hnm}$ · $\varepsilon_h = N_2$ . Здесь доли одиночных EMD, взаимных EMD и адронных событий, которые остаются после наложения ZEM-вето, обозначаются как  $\varepsilon, \varepsilon_m$  и  $\varepsilon_h$ , соответственно. Наконец, условие, что нейтроны обнаруживаются только на стороне С, может быть опущено, приводя к уравнениям: *s* + *h* =  $N_3$  и *s*· $\varepsilon$  + *h*· $\varepsilon_h = N_4$ , полученным без и с ZEM-вето, соответственно.

В работе [12] величина  $\varepsilon_h = 0,076$  была получена на основе моделирования HIJING. Согласно модели ААМСС 19, доля адронных событий с 1-5 вылетающими вперёд нейтронами на данной стороне, но без нейтронов на другой стороне, составляет  $\zeta_{hnm} = 0,003$ . По оценкам моделей RELDIS и AAMCC, для каждого из каналов 1n - 5nсправедливо соотношение s >> h, и, следовательно,  $s >> h \cdot \varepsilon_h$ . Доминирование событий одиночной ЭМД над взаимной ЭМД приводит к соотношениям s -  $m >> h \cdot \zeta_{hnm}$  и s  $\cdot \varepsilon$   $m \cdot \varepsilon_m >> h \cdot \zeta_{hnm}$ . Таким образом, адронным вкладом можно пренебречь во всех четырех уравнениях для каждой множественности нейтронов, что обеспечивает решение системы уравнений с результатом  $\varepsilon = N_4/N_3$  для эффективности ZEM-вето при отборе событий Результирующие є для одиночной ЭМД. каждой ИЗ использованных ниже множественностей нейтронов приведены в таблице 2.1. Хотя с ростом множественности нейтронов немного больше событий теряется благодаря ZEM-вето, вычисленные значения *є* оказываются систематически выше 99% для 1n − 5n.

Таблица 2.1 – Полученные на основе различных методов регистрации событий эффективности ZEM-вето при отборе электромагнитных событий. Приведены значения для сторон С и А и их статистические погрешности

Множественность нуклонов ів	٤ (%)			
	Сторона С	Сторона А		
1n	$99,875 \pm 0,005$	$99,902 \pm 0,005$		
2n	$99,766 \pm 0,014$	$99,819 \pm 0,013$		
3n	$99,\!457 \pm 0,\!039$	$99,349 \pm 0,042$		
4n	$99,479 \pm 0,043$	$99,321 \pm 0,049$		
5n	$99,368 \pm 0,050$	$99,025 \pm 0,064$		
1n–5n	$99,802 \pm 0,005$	$99,806 \pm 0,005$		

#### 2.1.3. Распределение множественности нейтронов от ЭМД

Xn

Распределения суммарной энергии вылетающих вперед нейтронов в ZNC и ZNA представлены на рисунке 2.1. Эти распределения получены для электромагнитных событий при условии наличия хотя бы одного нейтрона в ZDC на стороне A или C.



Рисунок 2.1 – Распределения энергии в протонных калориметрах ZN и ZNA от электромагнитных событий (гистограммы) и результат их фитирования (кривые), представленный суммой гауссианов

Сечения отдельных каналов ЭМД  $\sigma(in)$  с заданным числом нейтронов *i* были получены путем нормирования на видимое сечение ZED-триггера,  $\sigma(ZED)$ , зарегистрированного в ZDC количества событий в каждом канале, полученного из гауссианов, с учетом эффективности регистрации нуклонов в ZDC. Поправочные коэффициенты на эффективность регистрации в ZDC были вычислены ранее с помощью Монте-Карло моделирования в ALIROOT на основе модели RELDIS в качестве генератора событий. Полное число событий ZED-триггера в используемом наборе данных составило 2,05·10<sup>6</sup>.

Полная систематическая погрешность измеренных сечений складывается из различных вкладов: (1) погрешности, связанной с корреляциями между параметрами фитирирования (погрешности фитирования); (2) погрешности поправочных коэффициентов на эффективность ZDC  $f_{in}$ ,  $f_{0p}$  и ZEM-вето  $\varepsilon_i$ , (3) ошибки определения видимого сечения ZED-триггера на уровне 2,4% [16]. Эти вклады в полную систематическую погрешность для каждого канала ЭМД представлены в таблице 2.2. Следует отметить, что для канала (0p, Xn) нет погрешности фитирования, поскольку регистрируются все события в спектрах нейтронных калориметраов ZDC при отсутствии сигнала в протонных калориметрах ZDC.

Таблица 2.2 – Относительные систематические ошибки сечений эмиссии определенного числа нейтронов *i*n с произвольным числом протонов (Yp, включая 0p), и без протонов (0p) в УПС ядер свинца <sup>208</sup>Pb при  $\sqrt{s_{NN}}=5,36$  ТэВ. Каждое значение вычислено для среднего значения из двух сечений, измеренных на сторонах С и А

	Систематическая ошибка (%)						
Источник	1n	2n	3n	4n	5n		
	Yp   0p	Yp   0p	Yp   0p	Yp   0p	Yp   0p		
фитирование	0,55   0,55	0,32   0,29	0,83   0,72	0,73   0,67	1,14   1,01		
${f \epsilon}_i$ , ${f}_{i{ m n}}$ , ${f}_{0{ m p}}$	$f_{in}, f_{0p}$ 2,03   2,45 4,68 4,88		1,78   2,25	5,35   5,52	9,26   9,36		
σ(ZED)	2,4						
Сумма вкладов	3,04   3,34	5,18   5,36	2,95   3,23	5,83   5,98	9,59   9,67		

### 2.1.4. Эмиссия нейтронов в УПС ядер свинца <sup>208</sup>Рb на БАК

В данной работе (см. статью [1] Приложения А 1.4)были измерены сечения ЭМД с эмиссией одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов (каналы 1n, 2n, 3n, 4n и 5n), сопровождаемой произвольным числом испущенных вперед протонов(включая нольпротонов). В таблице 2.3 представлены сечения, которые были измерены отдельно на сторонах С и А, вместе с их средними значениями. Как видно, сечения, измеренные на стороне С, немного больше, чем на стороне А. Однако, сечения на сторонах С и А в большинстве случаев согласуются, так как эта разница находится в пределах некоррелированной ошибки измерения сечения на стороне А.

Таблица 2.3 – Сечения эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов вместе с произвольным числом протонов в ЭМД ядер свинца <sup>208</sup>Pb в их УПС при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэB, измеренные на сторонах С и А с учетом поправок на эффективность ZDC и ZEM, и их средние значения, а также статистические и систематические ошибки. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью моделей RELDIS [13] и n<sup>O</sup>on[14]. Сумма 1n– 5n сечений представлена в последней строке. Ошибки измерений представлены в порядке  $\pm$  (стат.)  $\pm$  (сист.)

in	σ( <i>i</i> n) (барн)		-(in) (500x)	DELDIC	Q
	Сторона С	Сторона А	о( <i>п</i> ) (оарн)	KELDIS	11 011
1n	$109,7 \pm 0,1 \pm 4,0$	$107,2 \pm 0,1 \pm 4,0$	$108,\!4\pm0,\!1\pm3,\!7$	$108,0\pm5,\!4$	$103,7\pm2,1$
2n	$25,8 \pm 0,1 \pm 0,8$	$24,1 \pm 0,1 \pm 2,3$	$25,0 \pm 0,1 \pm 1,3$	$25,9 \pm 1,3$	$23{,}6\pm0{,}5$
3n	$7,\!97 \pm 0,\!07 \pm 0,\!32$	$7,\!94 \pm 0,\!04 \pm 0,\!24$	$7,95 \pm 0,04 \pm 0,23$	$11,4 \pm 0,6$	$6,3 \pm 0,1$
4n	$5{,}73 \pm 0{,}04 \pm 0{,}30$	$5,56 \pm 0,04 \pm 0,56$	$5,\!65\pm0,\!03\pm0,\!33$	$7,8\pm0,4$	$4,8 \pm 0,1$
5n	$4,\!61\pm0,\!04\pm0,\!68$	$4,\!47\pm0,\!04\pm0,\!52$	$4{,}54 \pm 0{,}03 \pm 0{,}44$	$6{,}3\pm0{,}3$	$4,7 \pm 0,1$
1n–5n			$151,5 \pm 0,2 \pm 4,6$	$159,8 \pm 5,6$	143,1 ± 2,2

Средние значения сечений  $\sigma(in)$  эмиссии 1–5 нейтронов между сторонами С и А представлены с их статистическими и систематическими ошибками. Ошибки, полученные

из ошибок вычисления сечений на каждой стороне, считаются некоррелированными, за исключением вклада от ошибки  $\sigma(ZED)$ , которая полностью коррелирована между сторонами С и А. Различия между сечениями, полученными на сторонах С и А, зависят от выбранного метода вычисления эффективности ZDC, за исключением 1n-канала. Поэтому ошибки определения эффективности объясняют разницу между сечениями на сторонах С и А. Исходя из этого, разница между сторонами С и А, деленная на  $\sqrt{2}$ , рассматривалась как дополнительная ошибка только для среднего сечения эмиссии одного нейтрона. В таблице 2.3 измеренные сечения сравниваются с предсказаниями моделей RELDIS [13] и n<sup>0</sup>on [14]. Обе модели основаны на методе Вайцзеккера-Вильямса и хорошо описывают сечения каналов 1n и 2n. При этом измеренные 3n, 4n и 5n сечения находятся между теоретическими результатами указанных моделей. Измеренные сечения также представлены на рисунке 2.2 вместе с предсказаниями RELDIS и n<sup>0</sup>on.



Рисунок 2.2 – Измеренные сечения эмиссии определенного числа нейтронов в УПС ядер свинца <sup>208</sup>Pb с энергией  $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 ТэВ (точки) и сечения, вычисленные с помощью RELDIS (сплошная гистограмма) и  $n^{O}_{O}$ п (пунктирная гистограмма)

## 2.1.5. Эмиссия нейтронов в отсутствии протонов и её связь с образованием изотопов свинца <sup>207,206,205,204,203</sup>Pb

Измеренные сечения эмиссии нейтронов в отсутствии протонов, вылетающих вперед в результате ЭМД ядер свинца <sup>208</sup>Pb с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ представлены в таблице 2.4 в сравнении с результатами вычислений с помощью модели RELDIS. Измеренные сечения беспротонной эмиссии нейтронов показаны на рисунке 2.3 и сравниваются с результатами RELDIS для тех же сечений, а также с предсказанными сечениями образования соответствующих вторичных ядер: <sup>207,206,205,204,203</sup>Pb. Согласно

RELDIS, сечение образования <sup>207</sup>Pb практически совпадает с сечением (1n, 0p), а сечения образования <sup>206</sup>Pb и <sup>205</sup>Pb меньше сечений (2n, 0p) и (3n, 0p) только на 3% и 10%, соответственно. Согласно этой модели, рассчитанные сечения беспротонной эмиссии четырех, пяти, шести и семи нейтронов можно рассматривать как верхние пределы для сечений образования <sup>204,203,202,201</sup>Pb, соответственно. Разница объясняется эмиссией дополнительных частиц, например, протонов и/или заряженных мезонов, которые оставляют остаточные ядра, отличные от Pb.

Таблица 2.4 — Сечения беспротонной эмиссии одного, двух, трех, четырех и пяти нейтронов в ЭМД ядер свинца <sup>208</sup>Pb в их УПС при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ, измеренные на сторонах С и A с учетом поправок на эффективность ZDC и ZEM, и их средние значения, а также статистические и систематические ошибки. Для сравнения приведены сечения, вычисленные с помощью модели RELDIS [13]. Сумма 1n–5n сечений представлена в последней строке. Ошибки измерений представлены в порядке ± (стат.) ± (сист.)

in, ip	$\sigma(in)$	(барн)	$\sigma(in)$ (from $u$ )	RELDIS	
	Сторона С	Сторона А	о( <i>і</i> п) (барн)		
1n, 0p	$92,6\pm0,1\pm3$	$107,2\pm0,1\pm4$	$91,8\pm0,1\pm3$	$104, 1 \pm 5, 2$	
2n, 0p	$21,4\pm0,1\pm0,8$	$20,0\pm0,1\pm2$	$20,7 \pm 0,1 \pm 1,1$	$104, 1 \pm 5, 2$	
3n, 0p	$6{,}14 \pm 0{,}07 \pm 0{,}27$	$6{,}21\pm 0{,}04\pm 0{,}23$	$6,\!17\pm0,\!04\pm0,\!20$	$7{,}59 \pm 0{,}38$	
4n, 0p	$4{,}21\pm 0{,}04\pm 0{,}23$	$4,\!08\pm0,\!04\pm0,\!42$	$4,\!15\pm0,\!03\pm0,\!25$	$4{,}29\pm0{,}22$	
5n, 0p	$3,\!16\pm0,\!04\pm0,\!47$	$3,\!08\pm0,\!03\pm0,\!36$	$3,\!12\pm0,\!03\pm0,\!30$	$2,95\pm0,15$	
1n–5n, 0p			$126,0\pm0,2\pm4$	$140,8 \pm 5,3$	



Рисунок 2.3 – Измеренные сечения эмиссии определенного числа нейтронов УПС ядер свинца <sup>208</sup>Pb с энергией √<sub>SNN</sub>= 5,02 ТэВ (точки) и сечения, вычисленные с помощью RELDIS (сплошная гистограмма). Вычисленные сечения образования вторичных ядер <sup>207,206,205,204,203,202,201</sup>Pb представлены пунктирной гистограммой и обозначены символами соответствующих нуклидов

Для того, чтобы изучить данный эффект с помощью RELDIS было сгенерировано  $2 \cdot 10^6$  событий ЭМД в столкновениях ядер свинца <sup>208</sup>Pb-<sup>208</sup>Pb при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. В каждом смоделированном событии массовое число Ares и заряд Zres самого тяжелого остаточного ядра записывались в файл событий вместе с числами нейтронов N<sub>n</sub> и протонов N<sub>p</sub>, испущенных в данном событии. На рисунке 2.4 представлены значения  $\Delta A = A_{res} + N_n + N_p - 208$  и  $\Delta Z = Z_{res} + N_p - 82$  в зависимости от  $N_n$ . Как видно из этого рисунка, только полпроцента событий характеризуются условиями  $\Delta A < 0$  или  $|\Delta Z| > 0$ . В таких редких случаях, например, энергичный фотон возбуждает внутриядерный нейтрон в реакции  $\gamma n \rightarrow \Delta^{\circ} \rightarrow p + \pi^{-}$ и, таким образом, превращает его в протон. При условии, что вылетающий из ядра заряженный пион  $\pi^-$  остается незарегистрированным, полный заряд системы, включая испущенные нуклоны, становится отличным от 82. В других случаях остаточное ядро подвергается дальнейшей фрагментации, например, испуская α-частицу в дополнение к испарению внутриядерных нуклонов. Эти два случая дают примеры событий, когда остаточное ядро не может быть однозначно идентифицировано по количеству испущенных нуклонов. Однако, как видно из рисунка 2.4, в большинстве событий ЭМД  $\Delta A = 0$  и  $\Delta Z = 0$ .



Рисунок 2.4 – Разность ΔА между суммой массового числа самого тяжелого остаточного ядра и числами испущенных нуклонов и А исходного <sup>208</sup>Pb (слева). Разность ΔZ между суммой заряда самого тяжелого остаточного ядра и числа испущенных протонов и Z исходного ядра <sup>208</sup>Pb в зависимости от числа испущенных нейтронов N<sub>n</sub>B каждом событии (справа)

2.2. Моделирование удаления поверхностного слоя ядер в их ультрацентральных столкновениях на БАК

2.2.1. Поиск новых методов определения толщины поверхностного нейтронного слоя в ядрах

Толщина поверхностного нейтронного слоя  $\Delta r_{np}$  является одним из наиболее

фундаментальных свойств ядер, связанных с энергией симметрии и поэтому требующих ее надежного определения. Связь между обогащённой нейтронами диффузной поверхностью ядра <sup>208</sup>Pb и внешней оболочкой нейтронных звёзд с приписываемой ей плотностью ниже нормальной ядерной плотности была показана в работе [18]. Корреляции между толщиной NS в тяжелых ядрах, производной энергии симметрии при уменьшенной ядерной плотности и радиусами нейтронных звезд средней массы исследованы в работе [20]. Ввиду существующих неопределённостей свойств NS эти и другие исследования показывают необходимость поиска новых методов определения Δr<sub>пр</sub> в тяжелых ядрах, в частности, в <sup>208</sup>Pb.

В нашей работе [1] Приложения А 1.3 с помощью разработанной ранее в ИЯИ РАН модели ААМСС-МST были вычислены сечения  $\sigma(N_n,N_p)$  эмиссии определённого количества нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$  в ультрацентральных <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb столкновениях. Пример ультрацентрального <sup>208</sup>Pb—<sup>208</sup>P столкновения показан на рисунке 2.5. В таких столкновениях с большим перекрытием ядер спектаторная материя небольшого в сравнении с полным объемом ядра суммарного объема представлена преимущественно нуклонами, находящимися на поверхности сталкивающихся ядер. Поэтому можно ожидать, что благодаря регистрации нейтронов и протонов отдельно в нейтронных и протонных калориметрах можно измерить сечения вылета определённого количества нейтронов и сравнить их с теоретическими значениями сечения, полученного в вычислениях с различными значениями  $\Delta r_{np}$  в сталкивающихся ядрах.



Рисунок 2.5 – Поперечная проекция ультрацентрального столкновения (слева) с обозначенными разными цветами нуклонами-партисипантами и нуклонамиспектаторами. Спектаторные нуклоны от каждого из сталкивающихся ядер (А и В) показаны отдельно справа

### 2.2.2. Моделирование выходов спектаторных нуклонов в ядро-ядерных столкновениях с помощью модели AAMCC-MST

В настоящей работе для расчета свойств спектатора в релятивистских столкновениях тяжелых ядер на пособытийной основе используется новая версия модели

Аbrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС). Предыдущая версия ААМСС 19 была дополнена моделью предравновесного распада на основе MST-кластеризации для построения новой версии модели под названием ААМСС-МST. Каждое событие столкновения ядер моделируется с помощью ААМСС-МST в несколько этапов. Вопервых, размеры и формы префрагментов-спектаторов от обоих сталкивающихся ядер определяются на стадии abrasion с использованием модели Глаубера Монте-Карло (Glauber MC) [21]. Во-вторых, энергия возбуждения префрагментов рассчитывается с помощью гибридного подхода, объединяющего формулу Эриксона [22] и параметризацию ALADIN [23]. В-третьих, на этапе abrasion алгоритм кластеризации минимального остовного дерева (MST) применяется к префрагментам для определения вторичных кластеров и их энергий возбуждения. Наконец, распад кластеров моделируется с помощью модели испарения, модели распадов возбуждённых легких ядер Fermi-breakup и модели статистической мультифрагментации (SMM) из библиотеки Geant4 [24].

Моделирование ультрацентральных (0-5 %) <sup>208</sup>Pb-<sup>208</sup>Pb столкновений с помощью модели AAMCC-MST выполнялось с шестью различными параметризациями двухпараметрических радиальных распределений плотностей нейтронов и протонов в виде функций Ферми. Радиусы половинной плотности R<sub>n</sub>, R<sub>p</sub>, параметры диффузности a<sub>n</sub>,  $a_{\rm p}$  и соответствующая им толщина поверхностного нейтронного слоя  $\Delta r_{\rm np}$  представлены в таблице 2.5 в виде трех пар для попарного сравнения. Расчеты были выполнены при двух начальных энергиях √s<sub>NN</sub>= 17,21 ГэВ и 5,02 ТэВ, соответствующих эксперименту с фиксированной мишенью на CERN SPS и эксперименту со встречными пучками на БАК. Параметризации NFB-8 и NL1 были взяты из теоретической работы [25], в которой они соответствовали ядру <sup>208</sup>Pb с наиболее тонким и наиболее толстым поверхностным нейтронным слоем, полученным в результате выполненных в этой работе вычислений. Параметризации Pbpnrw и PREX во второй паре основываются на результатах измерений коллаборациями Crystal Ball at MAMI & A2 [26] и PREX [27], соответственно. Эти коллаборации выполнили измерения с мишенями из <sup>208</sup>Pb двумя принципиально разными И использовали разные теоретические модели для фитирования методами экспериментальных результатов. Наконец, параметризации из третьей пары, PREX1 и PREX2, были построены нами таким образом, чтобы обеспечить одинаковую толщину нейтронного слоя  $\Delta r_{np}$ , при фиксированных  $R_p$  и  $a_p$ , но различных значениях  $R_n$  и  $a_n$ .

Таблица 2.5 – Радиусы половинной плотности  $R_n$ ,  $R_p$ , параметры диффузности  $a_n$ ,  $a_p$  и соответствующая им толщина поверхностного нейтронного слоя  $\Delta r_{np}$  для шести различных параметризаций плотностей нейтронов и протонов в <sup>208</sup>Pb, используемых в данной работе в расчетах с помощью модели AAMCC-MST. Значения  $b_{max}$  для интервала прицельного параметра [0, $b_{max}$ ], соответствующего центральности 0–5 % при  $\sqrt{s_{NN}}$ =17,21 ГэВ и 5,02 ТэВ, соответственно

	Параметры распределений плотности					$b_{ m max}, \Phi_{ m M}$	
	<i>R</i> <sub>n</sub> , Фм	<i>a</i> <sub>n</sub> , Фм	<i>R</i> <sub>р</sub> , Фм	<i>а</i> <sub>р</sub> , Фм	$\Delta_{np}, \Phi_{M}$	17,21 ГэВ	5,02 ТэВ
NFB-8	6,679	0,546	6,683	0,451	0,115	3,32	3,45
NL1	6,940	0,587	6,718	0,463	0,321	3,45	3,57
Pbpnrw	6,69	0,56	6,68	0,447	0,15	3,37	3,49
PREX	6,81	0,60	6,68	0,447	0,283	3,42	3,54
PREX1	6,68	0,66	6,68	0,447	0,283	3,46	3,59
PREX2	6,94	0,53	6,68	0,447	0,283	3,38	3,50

С помощью модели ААМСС-МST были вычислены средние числа спектаторных нейтронов,  $\langle N_n \rangle$  и протонов  $\langle N_p \rangle$  в ультрацентральных <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb столкновениях при энергиях  $\sqrt{s_{NN}}$ = 17,21 ГэВ и 5,02 ТэВ. Вычисления были выполнены с различными параметризациями, приведёнными в таблице 2.5, однако различия в средних числах оказались на уровне 12 % или менее. Это показывает, что измерения  $\langle N_n \rangle$  и  $\langle N_p \rangle$ , которые обычно выполняются со сравнимой относительной ошибкой (~5–10%), оказываются малоперспективным с точки зрения возможности найти соответствие между измеренными и теоретическими значениями для выбора одной из рассмотренных параметризаций распределений нейтронов и протонов в ядрах.

Дальнейшие сечения  $\sigma(N_n, N_p)$ образования вычисления показали, что определённого спектаторных нейтронов  $N_n$ количества И протонов  $N_p$ В ультрацентральных <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb значительно более чувствительны к выбору конкретных параметризаций распределений плотности нейтронов и протонов в <sup>208</sup>Pb. На рисунке 2.6 представлены сечения эмиссии  $\sigma(N_n, N_p)$  определённого количества спектаторных нейтронов N<sub>n</sub> и протонов N<sub>p</sub> в ультрацентральных (0–5%) <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb столкновениях при √s<sub>NN</sub>=5,02 ТэВ, вычисленные с использованием параметризации NFB-8, а также разность между сечениями, полученными с параметризациями NL1 и NFB-8. Как видно из представленной на рисунке 2.6 разницы сечений, дополнительные поверхностные

нейтроны в NL1 приводят к заметному увеличению  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_n = 4-18$  и  $N_p = 0-7$ .



Рисунок 2.6 – Сечения эмиссии  $\sigma(N_n, N_p)$  определённого количества спектаторных нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$  в ультрацентральных (0–5%) <sup>208</sup>Pb—<sup>208</sup>Pb столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ, вычисленные с использованием параметризации NFB-8 (слева). Разность сечений, полученных с использованием NL1 и NFB-8 (справа)

Ориентируясь на результаты, представленные на рисунке 2.6, можно выбрать значения N<sub>p</sub>, при которых сечения  $\sigma(N_n, N_p)$ , полученные с разными параметризациями NL1 и NFB1 ядерной плотности в <sup>208</sup>Pb, отличаются в наибольшей степени. Чтобы выбрать значения N<sub>n</sub>, N<sub>p</sub>, при которых сечения демонстрируют максимальную чувствительность к выбору параметризации, удобно рассмотреть представленные на рисунке 2.7 относительные изменения  $\sigma(N_n, N_p)$ , происходящие при замене одной параметризации на другую. Как видно из рисунка 2.7, при небольшом количестве протонов, N<sub>p</sub>= 0-3, и малом N<sub>n</sub>= 0-4 или же большом N<sub>n</sub>= 10-20 количестве нейтронов относительные изменения достигают 150 % или 50%, соответственно. Это показывает преимущества  $\sigma(N_n, N_p)$ как величины, наиболее чувствительной К толщине поверхностного нейтронного слоя  $\Delta r_{\rm np}$ .



Рисунок 2.7 – Относительная разность сечений  $\sigma(N_n, N_p)$  эмиссии заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  в сопровождении определенного числа спектаторных протонов  $N_b$ , вычисленная для  $\sigma(N_n, N_p)$  полученных с профилями плотности NL1 и NFB-8 в <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb столкновениях для 0–5 % центральности при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ для  $N_p=0,1,2,3$ . Заштрихованные полосы представляют статистические погрешности вычислений

Аналогичная разность сечений  $\sigma(N_n,N_p)$  была получена между вычислениями, выполненными с профилями плотности Pbpnrw и PREX в <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb столкновениях для 0–5 % центральности при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ для  $N_p=0,1,2,3$ . Результаты представлены на рисунке 2.8. В случае сопоставления Pbpnrw и PREX различия также оказались значительными при небольшом количестве протонов,  $N_p=0-3$ , и малом  $N_n=0-4$  или же большом  $N_n=10-20$  количестве нейтронов. Путем измерения таких сечений и сравнения их с результатами вычислений можно сделать выбор между параметрами нейтронного слоя, полученными коллаборациями CrystalBallatMAMI &A2 [26] и PREX [27], соответствующими Pbpnrw и PREX.



Рисунок 2.8 – То же, что и на рисунке 2.7, но для профилей плотности Pbpnrw и PREX

На измерения  $\sigma(N_n,N_p)$  могут также опираться исследования более тонких эффектов ядерной структуры. Это показано посредством использования в другой серии расчетов параметризаций PREX1 и PREX2, соответствующих одинаковому значению толщины  $\Delta r_{np}$  и имеющих одинаковые параметры распределений протонов в <sup>208</sup>Pb, но с различиями в параметрах распределений нейтронной плотности. В сравнении с PREX1, параметризация PREX2 характеризуется большим радиусом половинной плотности  $R_n$ , но одновременно и пониженной диффузностью  $a_n$ . Интересно, что различия между PREX1 и PREX2 также видны при сопоставлении сечений  $\sigma(N_n,N_p)$ , полученных в вычислениях с этими двумя параметризациями, как показано на рисунке 2.9. Относительные изменения сечений  $\sigma(N_n,N_p)$ , при замене PREX2 на PREX1 оказываются меньше, чем на рисунках 2.7 и 2.8, построенных для других параметризаций. Тем не менее, сечения  $\sigma(N_n,N_p)$  для  $N_n = 0-2$  и Np=0 можно рекомендовать к измерению для последующего их сравнения с расчетами, как наиболее чувствительные к деталям распределения нейтронов на поверхности <sup>208</sup>Pb величины.



Рисунок 2.9 – То же, что и на рисунке 2.7, но для профилей плотности PREX1 и PREX2

Поскольку в настоящей работе предлагается сравнить измеренные  $\sigma(N_n, N_p)$  с вычисленными с помощью модели AAMCC-MST, и на основе полученного согласия выбрать наиболее реалистичные параметризации распределений нейтронов и протонов в ядре <sup>208</sup>Pb, то необходимо оценить неопределённости  $\sigma(N_n, N_p)$ , связанные с другими параметрами расчета. Для оценки чувствительности результатов расчетов  $\sigma(N_n, N_p)$  к параметрам, не связанным с величиной  $\Delta r_{np}$ , для профилей Pbpnrw и PREX в вычислениях дополнительно варьировались два важнейших параметра.

Во-первых, менялся метод вычислений вероятности NN-столкновений  $P(b_{NN})=\Gamma(1/w,b^2_{NN}/D^2w)/\Gamma(1/w)$  в модели GlauberMC, которая входит в AAMCC-MST. В стандартном методе нуклоны принимались имеющими резкую границу (w=0,  $P(b_{NN})=\Theta(D-b_{NN})$ ), а в методе с флуктуациями формы нуклона принималось, что w=0,4. Здесь D обозначает диаметр нуклона  $D=\sqrt{(\sigma^{NN}_{inel}/\pi)}$ . В предельном случае w $\rightarrow$ 1 зависимость  $P(b_{NN})$  задается распределением Гаусса.

Во-вторых, варьировалось значение параметра MST-кластеризации, который для нормальной ядерной плотности был выбран следующим: d<sub>0</sub>=2,7 Фм. Дополнительно были проведены вычисления с уменьшенным значением этого параметра, d<sub>0</sub>=2,4 Фм.

Влияние вариаций указанных параметров на результаты расчетов можно оценить, рассматривая рисунки 2.10 и 2.11. Как показано на рисунке 2.10, несмотря на различия в моделировании нуклон-нуклонных столкновений, вызванные заменой w=0

на w=0,4, абсолютные значения σ(N<sub>n</sub>,N<sub>p</sub>), вычисленные для N<sub>p</sub>=0,1,2,3 и 7<N<sub>n</sub><15 с профилями PREX и Pbpnrw в ультрацентральных столкновениях все еще остаются различимыми.



Рисунок 2.10 – Сечения σ(N<sub>n</sub>,N<sub>p</sub>) эмиссии определённого числа спектаторных нейтронов N<sub>n</sub> в событиях с заданным числом протонов N<sub>p</sub>=0,1,2,3 в ультрацентральных (0–5 %) <sup>208</sup>Pb<sup>208</sup>Pb столкновениях при √s<sub>NN</sub>=5,02 ТэВ, вычисленные с использованием параметризаций плотности Pbpnrw и PREX для <sup>208</sup>Pb. Для каждой из них использовались два способа вычислений вероятности NN-столкновений – стандартный для нуклонов с резкой границей (w=0) и с флуктуациями формы нуклона (w=0,4)



Рисунок 2.11 – То же, что и на рисунке 2.10, но с использованием для параметризаций плотности Pbpnrw и PREX номинального значения параметра MST-кластеризации d<sub>0</sub>= 2,7 Фм и уменьшенного d<sub>0</sub>=2,4 Фм

Чтобы показать, что неопределенности результатов ААМСС-МST, возникающие по причине неопределенности в выборе  $d_0$ , не мешают различать разные параметризации поверхностного нейтронного слоя, были выполнены расчеты с профилями Pbpnrw и PREX с  $d_0=2,7 \ \Phi_M$  и  $d_0=2,4 \ \Phi_M$  для каждого профиля. Результаты, представленные на рисунке 2.11, показывают, что сечения  $\sigma(N_n, N_p)$ , вычисленные для Pbpnrw и PREX при  $N_p=0$  и 1 для всех представленных на рисунке  $N_n$ , различны, несмотря на вариации  $d_0$ . При таких вариациях и сечения с  $N_p=2$  и 3 остаются различимыми при  $N_n<5$ . Поэтому сечения, измеренные для указанных значений  $N_n$  и  $N_p$ , можно использовать для определения параметров поверхностного нейтронного слоя посредством сравнения вычислений с расчетами по модели ААМСС-МST и, вероятно, по другим моделям ядро-ядерных столкновений, учитывающим существование поверхностного нейтронного слоя (NS) в сталкивающихся ядрах.

## 3. Исследование возможностей экспериментов с протонными и ионными пучками LHC в режиме фиксированной мишени

Объектом исследования является проект экспериментов с фиксированными мишенями на установке ALICE (ALICE-FT) [28,29]. Целью работы является подготовка экспериментов с фиксированной мишенью на установке ALICE и создание Letter of Intent (LoI) для принятия решения о проведении таких экспериментов. Можно выделить три основных направления работ по физике ядра и частиц при высоких энергиях. Изучение глюонной, кварковой и антикварковой составляющей в нуклонах и ядрах при больших значениях доли импульса (x) в нуклонах и ядрах, что важно для астрофизики частиц. Необходимость точных измерений партонной структуры нуклонов и ядер при малых долях импульса (x) дает сильную мотивацию для создания новых крупномасштабных экспериментальных установок, таких как Электрон-Ионный коллайдер или Большой адрон-электронный коллайдер. Однако структура нуклонов и ядер при высоких (x) в настоящее время известны с недостаточной точностью. Программа экспериментов с фиксированной мишенью дает широкий охват малоисследованной области, соответствующей высоким (х) в мишени, и является, вероятно, лучшей программой для такой физики с адронными пучками.

Эта программа включает в себя исследование проблемы спина нуклона с акцентом на азимутальные асимметрии, определяемые спином партонов, а также корреляциями между спином нуклона и импульсом партонов. Отметим также предположение о возможном наличии с- или b- кварков в протоне, которые могут нести значительную часть импульса.

Важно также исследование горячей материи, созданной в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов с рождением кваркония и тяжелых кварков в новой области энергий с идентификацией легких адронов вплоть до области быстроты мишени. Учитывая новый диапазон значений энергии в системе центра масс, измерения с тяжелыми ионами в экспериментах с фиксированной мишенью могут предоставить нам важную информацию о свойствах кварк-глюонной плазмы (QGP) и природе фазового перехода в состояние адронного газа. Для этого имеются три экспериментальные степенис вободы: сканирование продольной протяженности этой горячей среды, сталкивающиеся системы разных размеров и анализ зависимости этих столкновений от центральности. Вместе они должны дать нам уникальную возможность для исследования горячей среды при различных температурах и плотностях энергии. Они позволят исследовать температурную зависимость отношения вязкости к плотности энтропии созданного

вещества путем измерения зависимость анизотропного потока от быстроты. Исследование горячей среды, созданной в ультрарелятивистском столкновения тяжелых ионов с энергией 72А ГэВ в с.ц.м., даст набор точных измерений в кинематической области, которые до сих пор можно было изучить только с низкой точностью и с чрезвычайно ограниченным набором пробных параметров. Они дадут нам новую информацию о свойствах QGP в продольном измерении и помогут решитьтакие давно возникшие проблемы, как образование тяжелых кварков в диапазоне энергий от SPS до RHIC.

#### 3.1. Эксперименты с фиксированной мишенью на БАК

На установке ALICE возможно реконструировать высоко множественные ядрочастиц и восстановлением ядерные столкновения c идентификацией треков. Множественность самых центральных событий с фиксированной мишенью в ядроядерных столкновениях сопоставима с полуцентральными Pb-Pbстолкновениямив коллайдерной моде и, следовательно, может быть зарегистрирована существующими детекторами, что является ограничением сейчас в эксперименте LHCb. Даже для фиксированной мишени, расположенной на расстоянии от точки столкновения пучков IP2 на установке ALICE, центральные детекторы позволяют регистрировать частицы при больших значениях отрицательных быстрот, что невозможно на LHCb. Имеется возможность измерений при малых значениях величины магнитного поля в L3 магните, что является уникальной возможностью по сравнению с LHCb. Для экспериментов с фиксированной мишенью будет соблюдаться равенство энергии на нуклон-нуклонное столкновение для различных мишеней. Для пучка протонов с энергией 7 ТэВ энергия в NN центре масс равна 115 ГэВ для pp-, pd-, pA-столкновений, а для пучка свинца с энергией 2,76 ТэВ равна 72 ГэВ для Pbp-, Pbd-, PbA-столкновений. Это позволит провести измерения со значительно меньшими систематическими погрешностями в области энергий между экспериментами SPS и RHIC в неисследованной области быстроты [30,31]. Предполагается детальное изучение процессов рождения заряженных частиц а также антипротонов. Эксперименты с фиксированной мишенью на установке ALICE имеют дополнительные уникальные возможности. Измерение рождения антипротонов очень низких энергий при взаимодействии пучка протонов высокой энергии с покоящимися ядрами (например, С или О) эквивалентно детектированию высоко энергичных антипротонов, рожденных во взаимодействии пучков высоко энергичных ядер на протонах в покое. Это очень важно при изучении физики космических лучей в межзвездном пространстве. Возможно измерение рождения D-мезонов с высокой долей импульса (х) при очень высоких значениях обратных быстрот в рА-взаимодействиях, что очень важно для исследования ЕМС эффекта. В специальных сеансах с низким значением

магнитного поля измерение диэлектрических резонансов низкой массы и очень малых значениях переданного импульса (p<sub>T</sub>) в ядро-ядерных столкновениях можно изучать изменения спектральных функций и восстановление киральной симметрии.

### 3.2. Разработка конструкций отклонения гало пучка и размещения фиксированной мишени

При разработке конструкций отклонения гало пучка были рассмотрены преимущества, характеристики, а также проблемы каждого решения, проведено сравнение их характеристик и ограничений. Модернизированная система газовой мишени для измерения светимости (SMOG2) используется для экспериментов с фиксированной мишенью в коллаборации LHCb в текущем сеансе измерений Run 3 на LHC. Мишень из проволоки или фольги может быть помещена в гало пучка LHC [30,31]. Этот метод особенно уместен для мишени из тяжелого материала.

### 3.2.1. Фиксированная мишень на установке ALICE (ALICE-FT)

Возможным методом для установки ALICE является использование изогнутого отклоняющего кристалла, помещенного в гало пучка. Изучалась коллимация протонного пучка при наличии фиксированной мишени. Рассчитана карта энергетических потерь, размещение системы кристалла и абсорбера. Возможность такого решения в настоящее время исследуется совместно с коллаборацией UA9. Лучшее расположение кристалла выбрано в точке z=3259 м (0 находится в точке IP1). Это вариант с возможностью использования одного кристалла. Другое размещение выше по пучку требует уже двух изогнутых кристаллов. Отклонение гало пучка на угол около 150 мкрад с помощью изогнутого кристалладлиной 1,2 см, расположенного на расстоянии порядка 100 м вверх по пучку В1 от установки дает возможность получить коллимированный пучок на твердую фиксированную мишень и детектировать рожденные частицы существующими детекторами установки ALICE. Частицы, которые не взаимодействовали с мишенью, должны быть поглощены абсорбером. Проводится оптимизация положения кристалла для попадания максимального числа частиц на мишень. Исследования возможности установки кристаллов проводились для протонного пучка и будут продолжены для пучка свинца. Установку для размещения мишени планируется расположить на расстоянии порядка 5 м вверх по пучку от IP2 ALICE с мишенями из различных материалов (C, Ti, W) и 5 мм – 1 см длиной. Четыре абсорбера, сходные по конструкции с коллиматорами, уже используемыми на LHC, предложено установить на расстоянии около 150 м от IP2 ниже по пучку. Главная цель выбора положения фиксированной мишени – получить максимальное число протонов, попадающих на мишень (РоТ). Ожидаемое число РоТ в Run 4 составляет 10<sup>6</sup> р/сек – это минимальное число при работе в параллельной со

встречными пучками моде для мишеней длиной 1 см. Светимость для р-С столкновений составит L=1,1/пбн/год, а для p-Ti и p-W столкновений L=0,6/пбн/год. Продолжается работа по возможности увеличения PoT. Установка нового FoCal детектора во время LS3 вверх от мишени создает дополнительные сложности для проекта. Установка фиксированной мишени должна давать малый вклад в аксептанс детектора FoCal. Проведены разработки системы монтажа и перемещения кристалла и фиксированной мишени для пучка протонов. Изготовлен прототип устройства для установки и перемещения мишени. Началась разработка условий установки фиксированной мишени на пучках свинца. Разработан вариант интеграции фиксированной мишени в установку ALICE. Возможное размещение ALICE-FT установки должно совпадать с главной модификацией LHC как ускорителя высокой светимости (HL-LHC) во время остановки коллайдера LS3, планируемой на 2026-2028 гг., и быть готовым к Run 4. Возможность одновременных измерений в режиме коллайдера и с фиксированной мишенью будет зависеть от возможности выработки триггера для событий с фиксированной мишенью при реконструкции. Иначе придется проводить специальные сеансы измерений с фиксированной мишенью. Изучается вопрос о совместимости установки фиксированной мишени и FoCal для измерений в Run 4. Обсуждались расчеты влияния установки фиксированной мишени различной конструкции и материалов на вероятность регистрации фотонов на установке FoCal в зависимости от энергии протонов. Продолжается работа над написанием LoI.

### **3.3.** Исследование рождения заряженныхчастиц, кваркониев, **Л** и **D**<sup>0</sup>мезонов, а также антипротонов на фиксированной мишени ALICE-FT

Предполагается детальное изучение процессов рождения заряженных частиц, кваркониев,  $\Lambda$  и D<sup>0</sup> -мезонов, а также антипротонов. Проведены расчеты возможности регистрации в детекторах установки ALICE треков  $\Lambda$  и D<sup>0</sup>-мезонов (рисунок 3.1) и антипротонов (рисунок 3.2) от фиксированной мишени.



Рисунок 3.1 – Эффективность детектирования Л мезонов на установке ALICE при использовании фиксированной мишени



Рисунок 3.2 – Эффективность детектирования D<sup>0</sup>мезонов на установке ALICE при использовании фиксированной мишени

Показано, что эффективность регистрации частиц от фиксированной мишени меньше, чем в коллайдерной моде, но достаточна для измерения рождения  $\Lambda$  и D<sup>0</sup> - мезонов детекторами ALICE. Измерение рождения D-мезонов с высокой долей импульса (x) при очень высоких значениях обратных быстрот в pA взаимодействиях очень важно для исследования EMC эффекта.



Рисунок. 3.3 – Рождение антипротонов в pC-столкновениях на фиксированной мишени в различных диапазонах быстрот и регистрация их детекторами установки ALICE.

Эксперименты с фиксированной мишенью на установке ALICE имеют дополнительные уникальные возможности. Измерение рождения антипротонов очень низких энергий при взаимодействии пучка протонов высокой энергии с покоящимися ядрами (С,О...) эквивалентно детектированию высоко энергичных антипротонов, рожденных во взаимодействии пучков высоко энергичных ядер на протонах в покое. Это очень важно при изучении физики космических лучей в межзвездном пространстве. Измерение рождения антипротонов на фиксированной мишени даст важный вклад в теоретические расчеты спектров вторичных космических антипротонов. Это важно, например, для поиска темной материи при помощи изучения избытка космических антипротонов по сравнению со вторичными антипротонами. В специальных сеансах с низким значением магнитного поля измерение диэлектрических резонансов низкой массы и очень малых значениях переданного импульса (p<sub>T</sub>) в ядро-ядерных столкновениях изучать изменения спектральных функций и восстановление киральной можно симметрии. Проводились расчеты реконструкции событий со сдвинутой вершиной в точке размещения фиксированной мишени и восстановление треков заряженных частиц в ТРС детекторе установки ALICE. Использовались расчеты времени события, получаемые детектором FIT.

## 4. Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC

Наряду с другими процессами, вследствие нуклон-нуклонных корреляций в ядрах рождение частиц в ядерных столкновениях при высоких энергиях может происходить и кинематических условиях, запрещенных в элементарном нуклон-нуклонном при взаимодействии. В настоящее время проблема приобретает важное значение для изучения возможности рождения частиц на пучках ядер свинца с массой, превышающей массу 14 ТэВ, достижимой при нуклон-нуклонном соударении. Существование таких сверхтяжелых частиц с массой значительно меньшей массы Планка запрещено в модели Великого объединения. Однако при попытках решения проблемы иерархии взаимодействий в моделях суперструн, суперсимметрии и при введении дополнительных измерений допускается рождение таких частиц.

Например, в модели дополнительных измерений при радиусе компактификации один ферми возможно рождение частиц с массой несколько десятков ТэВ [32]. Энергия в центре масс при столкновении ядер свинца на LHC при энергии пучков 2,76 ТэВ на нуклон составляет 1150 ТэВ. Очевидно, что для рождения сверхтяжелых частиц сечение «подпорогового» процесса должно быть весьма малым. Теоретические оценки этого сечения, по-видимому, невозможны в настоящее время. Однако можно провести аналогию с подпороговым рождением антипротонов при промежуточных энергиях, поскольку подпороговый процесс очевидно связан с корреляцией нуклонов или кварков в сталкивающихся ядрах и слабо зависит от энергии. Тем не менее, необходимо провести исследование при более высоких энергиях. Такое исследование можно провести при изучении процесса рождения при кинематических условиях, запрещенных при нуклон – нуклонном взаимодействии. Такое исследование начато на ускорителе У-70 в Протвино [33] при энергии 19 ГэВ ( $\sqrt{s}=6,05$  ГэВ) на нуклон на ядрах углерода. Одной из главных задач исследований по данному направлению является анализ возможности проведения на LHC измерения рождения антипротонов на пучке протонов с энергией 7 ТэВ на фиксированной мишени из тяжелых ядер ( $\sqrt{s}=114,7$  ГэВ) в кинематических условиях, запрещенных при нуклон-нуклонном взаимодействии.

Несмотря на создание пучков протонов и ядер сверхвысоких энергий на коллайдере LHC, имеющаяся детектирующая аппаратура не позволяет проводить ряд важных экспериментов по физике ядра и элементарных частиц. Достигнутый прогресс в создании новейших детекторов обеспечивает возможность разработки проектов новых

установок. В частности, в проект ALICE 3 включено предложенное впервые в ИЯИ РАН использование фиксированной мишени, размещенной в гало пучка коллайдера. В проведенном моделировании рождения антипротонов на фиксированной мишени показано, что возможно исследование коллективных эффектов и поиск эффекта скейлинга при параметрах Бьеркена больше единицы при регистрации антипротонов детекторами установки ALICE при энергии в с.ц.м. 70-120 ГэВ. Подобный эксперимент невозможен при сверхвысоких энергиях коллайдера вследствие недостаточного импульсного разрешения детекторов. Полученные результаты могут быть использованы для оценки выхода сверхтяжелых частиц с массой в несколько десятков ТэВ в подпороговом процессе при столкновении ядер свинца на LHC, см. [34] и статью [2] из Приложения А 1.3.

## 5. Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН

В 2018 г. программным комитетом ЦЕРН была одобрена новая физическая программа эксперимента NA61/SHINE [35] после 2021 г., которая включает в себя исследование образования D-мезонов в столкновениях ядер свинца при энергии 150 ГэВ на нуклон [36]. Группа ИЯИ РАН отвечает в коллаборации NA61 за модернизацию и обслуживание переднего адронного калориметра PSD [37]. В 2022 г. на установке NA61/SHINE в ЦЕРН были завершены работы по модернизации практически всех детекторных систем этой установки, включая обновленные передние адронные калориметры MPSD и FPSD, которые необходимы для проведения экспериментов после 2021 г. при увеличении более чем в десять раз интенсивности пучка ионов свинца и скорости срабатывания триггера.

### 5.1. Модернизация экспериментальной установки NA61/SHINE

Для новой физической программы эксперимента NA61/SHINE после 2021 г интенсивность пучка и скорость срабатывания триггера будут увеличены более чем в 10 раз, поэтому понадобилась модернизация практически всех детекторных систем этой установки (показаны на рисунке 5.1), в том числе и переднего адронного калориметра, чтобы они смогли работать в условиях высоких загрузок. В 2019 г. на установке NA61/SHINE начата модернизация практически всех детекторных систем и системы считывания информации с этих детекторов. Проект модернизации переднего адронного калориметра PSD был разработан в 2018 –2019 гг. и к 2022 г. был полностью реализован силами группы ИЯИ РАН.


Рисунок 5.1 – Схема модернизированной установки NA61/SHINE. Стрелками показаны детекторные системы, которые были модернизированы в ходе подготовки к эксперименту по рождению D-мезонов в столкновениях ядер свинца при энергии 150 ГэВ/нуклон

#### 5.2. Этапы модернизации существующего PSD в 2019-2022 гг.

Необходимость модернизации существующего PSD была обусловлена несколькими факторами. Во-первых, увеличение интенсивности пучка ионов свинца более чем на один порядок (до 5×10<sup>4</sup> ионов в секунду) ведет к существенным проблемам с радиационной стойкостью сцинтилляционных пластин, фотодетекторов, передней аналоговой электроники и электроники считывания в центральных модулях PSD. Накопленная доза радиации за один месяц сеанса значительно превысит 10<sup>3</sup> Гр для центральной части PSD, что приведет к потере прозрачности и световыхода сцинтилляционных пластин. Во-вторых, плотность потока нейтронов составляет порядка 10<sup>12</sup> н/см<sup>2</sup> вблизи оси пучка в задней части калориметра, где расположены фотодетекторы. Это приведет к ухудшению параметров фотодиодов МРРС (увеличение темнового тока, падение коэффициента усиления и т.д.), а также коммерческих программных интегральных микросхем (FPGA и микроконтроллеров), используемых в современной считывающей электронике и размещенных в задней части каждого модуля. Таким образом, радиационной повреждения фотодиодов и электроники приведут к ухудшению параметров и надежности работы калориметра. В-третьих, увеличение интенсивности пучка более чем на один порядок приведет к неприемлемой радиационной обстановке в экспериментальной зоне эксперимента NA61/SHINE, поскольку калориметр фактически является активным поглотителем пучка. Он должен быть защищен дополнительной бетонной защитой. Это практически невозможно было сделать для текущей конфигурации PSD из-за его большого поперечного размера и подвижной платформы, используемой для изменения положения PSD вдоль оси пучка во время физических сеансов. Для решения упомянутых выше проблем было решено использовать вместо существующего одного PSD систему из двух калориметров – основной MPSD (Main – MPSD) и передний FPSD (Forward – FPSD), см. рисунок 5.2.



Рисунок 5.2 – Схематический вид новой системы калориметров MPSD и FPSD и их расположение по пучку

В MPSD существующие 16 маленьких центральных модулей были заменены на 4 новых центральных модуля с поперечным размером 20 x 20 см<sup>2</sup> и с одним усеченным боковым торцом. Эта геометрия позволяет иметь отверстие для пучка диаметром 60 мм. Кроме того, блок из борированного полиэтилена толщиной 8 см установлен в задней части этих модулей (перед MPPC) для уменьшения плотности потока нейтронов. Такой тип модулей был ранее изготовлен для переднего адронного калориметра эксперимента CBM на строящемся ускорительном комплексе ФАИР в Дармштадте. Всего для создания MPSD используются 13 модулей калориметра CBM. Калориметр FPSD – это небольшой передний калориметр, состоящий из 9 модулей с поперечными размерами 20 x 20 см<sup>2</sup>, которые ранее использовались в NA61/SHINEPSD. Калориметр FPSD расположен позади MPSD.

В 2019 г. силами группы ИЯИ РАН была проведена сборка и установка калориметров MPSD и FPSD в экспериментальной зоне установки NA61/SHINE. Для FPSD был специально разработан в ИЯИ РАН центральный модуль, позволяющий работать в условиях высоких радиационных доз. Было показано, что при наличии отверстия в пластинах сцинтиллятора небольшого радиуса (2 см) отклик модуля на ливень, развивающийся в материале-поглотителе (свинец), меняется незначительно, зато отсутствие сцинтиллятора в зоне максимальной радиационной дозы не будет давать ухудшения отклика со временем. Таким образом, радиационное старение не будет влиять на суммарный сигнал, получаемый с калориметра FPSD. Вес одного модуля составляет 500 кг, вес переднего калориметра MPSD 16 тонн, а калориметра FPSD – 4,5 тонны. Фотография полностью собранных калориметров MPSD и FPSD показана на рисунке 5.3.



Рисунок 5.3 – На переднем плане показано фото модернизированного калориметра установки NA61/SHINE с отверстием в центре калориметра для прохождения пучковых ионов свинца – MPSD. На заднем плане виден дополнительный калориметр FPSD, собранный из девяти модулей (без пучкового отверстия)

На втором этапе модернизации, который группа ИЯИ завершила в 2019 г., в модулях калориметров MPSD и FPSD были установлены около 450 быстрых микропиксельных лавинных фотодетекторов МРРС S12572, а также переработана аналоговая часть считывающей электроники для MPSD и новая аналоговая считывающая электроника для FPSD. На третьем этапе в 2020 г. группой ИЯИ РАН был полностью разработан и опубликован проект модернизации переднего адронного калориметра, все индивидуальные модули калориметра установлены на рабочее место. Продолжались работы по модернизации и тестированию аналоговой электроники и новой считывающей DRS4 электроники калориметров FPSD и MPSD. В 2021 г. была завершена работа по модернизации и интеграции калориметра в систему сбора данных эксперимента NA61/SHINE. Была собрана ИЗ 14 блоков система амплитудно-цифровых преобразователей DRS4, из которых 11 используются для чтения и оцифровки сигналов калориметра MPSD, и 3 блока используются для чтения и оцифровки FPSD. Для сбора и передачи оцифрованной информации была собрана система из 4-х серверов под управлением операционной системы Linux с установленными драйверами и картами чтения быстрых последовательных портов USB3.0. Каждый сервер позволяет читать до четырех потоков данных с четырех карт DRS4. Для обеспечения триггера чтения данных с системы калориметров PSD была также собрана схема распределения триггерного сигнала и обеспечения синхронизации по номеру события. Для использования калориметров в качестве системы отбора событий по центральности столкновения собрана схема быстрой аналоговой суммы сигналов со всех модулей. Данные сигналы по коаксиальному кабелю заведены в модуль триггерной системы эксперимента NA61/SHINE и также использовались для триггирования при наборе данных на космических мюонах и также в тестовых калибровочных ранах на вспышках светодиодов. Набраны первые данные с модулей калориметров с использованием пучков протонов и мюонов с импульсами от 20 до 150 ГэВ/с. Получены спектры выделенных мюонов и проведена калибровка откликов всех секций всех модулей калориметров МPSD и FPSD. Все модули калориметров просканированы пучками протонов с импульсом 80 ГэВ/с.

В 2022 г. перед сеансом на пучке ионов были также проведены калибровки всех модулей калориметра на пучке протонов импульса 150 ГэВ/с, а также просканированы все модули калориметра с напряжением на фотодиодах, подобранных таким образом, чтобы обеспечить работу центральных, наиболее засвечиваемых модулей на сеансе ионов свинца энергии 150 ГэВ/нуклон. Также в 2022 г. на первых тестовых пучках ионов были определены рабочие положения детекторов MPSD и FPSD, соответствующие рабочему значению магнитного поля на установке NA61/SHINE. Напряжение на центральном модуле калориметра FPSD было подобрано так, чтобы исключить переполнение в модуле считывающей электроники при попадании в модуль пучка ионов свинца энергии 150 ГэВ/нуклон. При этом уменьшение напряжения на фотодиодах центрального модуля составило значение 4,5 В.

В процессе модернизации аналоговой электроники был изменен подход к температурной стабилизации усиления фотодиодов, теперь она обеспечивается подстройкой напряжения питания в зависимости от температуры пластины, на которой закреплены фотодиоды. Этот вариант позволил избежать использования довольно громоздкой системы температурной стабилизации фотодиодов на основе элементов Пельтье и связанных с этой системой наведенных шумов электроники. В 2022 г. для ускорения работы системы контроля и упрощения передачи данных медленного контроля в общую систему сбора параметров была разработана и написана новая модульная система контроля с использованием языка Python. С помощью конфигурационных файлов можно настроить систему контроля детектора DCS для отдельно взятого устройства. На рисунке 5.4 показан пример работы системы DCS на пучке ионов свинца в ноябрьском сеансе 2022 г для калориметра FPSD.

NA61 FPSD										- 0	
<u>File H</u> elp											
					Temperature C	orrection					
					✓ Poll every		600 sec 🌲	✓ Correction			
etector Map					last at: 2022-	11-20 13-17-2	7			<	
Select All Modules					Edst dt. 2022		. *			11	
lodules					Next in: 0:08:	59				-	
Online	HV ON	State			Module 1 [hv=	1]					
Aodule 1 🔵		HV ON			✓ Online		V HV ON		LED Auto		
1odule 2 🥚		HV ON			Analy Da	Annh: Deference LIV		Eat HV On		Set HV Off	
1odule 3 😑	•	HV ON			Арріу ке	Apply Reference HV		Set HV On		Set HV Off	
1odule 4 😑	•	HV ON			Adjust HV						
1odule 5 😑	•	HV ON			High Voltage						
4odule 6 😑	•	HV ON				Poforonco	Paguastad	Corrected	Mancurad	State	
1odule 7 😑	•	HV ON			Section 1	72.39	71 39	71.15	71.15	OK	
1odule 8 😑	•	HV ON			Section 2	72.39	71.39	71.15	71.15	OK	
1odule 9 😑	•	HV ON			Section 3	72.39	71.39	71.15	71.15	OK	
					Section 4	72.39	71.39	71.15	71.15	OK	
					Section 5	72.39	71.39	71.15	71.15	ОК	
					Section 6	72.39	71.39	71.15	71.15	ОК	
					Section 7	72.39	71.39	71.15	71.15	ОК	
					Section 8	72.39	71.39	71.15	71.15	ОК	
3	2			1	Section 9	72.39	71.39	71.15	71.15	OK	
6	5	_		4	Section 10	72.39	71.39	71.15	71.15	OK	
-	-				Pedestal	72.39	71.39		71.15	OK	
9	8			7	Temperature		25.00 °C	-0.24 V	20.92 °C	Sensor: 1	
ystem buses				Slope		-60 mV/°C			OK		
Address Queue Link Latency											
lefault 192.168.69.77:4001 0				24							

Рисунок 5.4 – Пример рабочей панели системы контроля детектора (DCS) для калориметра FPSD на сеансе ионов свинца 150 ГэВ/нуклон в ноябре 2022 г.

5.3. Калибровка калориметров MPSD и FPSD на пучках протонов ускорителя SPS в тестовых сеансах 2021-2022 г.

В 2021-2022 гг. были проведены работы по калибровке калориметров MPSD и FPSD на пучках протонов с импульсами от 20 до 150 ГэВ/с. Основной задачей тестовых измерений являлось облучение пучком протонов (с примесью мюонов) каждого модуля калориметра и выставление напряжения смещения на MPPC с таким расчетом, чтобы, с одной стороны, сигнал от MIP-частицы (в данном случае использовались мюоны пучка) был выше шума для обеспечения калибровки секций калориметра, а с другой стороны сигнал от протонного ливня не вызывал переполнение в каналах оцифровки модулей DRS4. Полное сканирование всех модулей дает возможность скорректировать энергию в каждом модуле дополнительно для выравнивания отклика калориметров по всей поверхности. Пример спектров мюонов, полученных при калибровке на пучке протонов в ноябре 2022 г, показан на рисунке 5.5. Калибровка проводилась на протонах с импульсом 150 ГэВ/с.



Рисунок 5.5 – Спектры амплитуд (в мВ) сигналов от мюонов в секциях калориметра, полученные на пучке 150 ГэВ/с. Красным цветом показано фитирование функцией свертки распределений Ландау и Гаусса. Определенное при этом значение MPV является калибровочным коэффициентом для данной секции. Средние значения определенных MPV показаны внизу справа точками на графике

Для того, чтобы отклик калориметра на попадание частицы на его поверхность не зависел от места этого попадания, была проведена процедура выравнивания откликов модулей калориметра. Она заключалась в итерационном подборе дополнительных калибровочных коэффициентов для каждого модуля калориметра с таким расчетом, чтобы отклик калориметра соответствовал энергии пучка налетающих протонов вне зависимости от того, в какой модуль попадает данный пучок. Результат применения такого метода выравнивания показан на рисунках 5.6 и 5.7.



Рисунок 5.6 – Отклик калориметра MPSD при попадании пучка протонов 150 ГэВ/с для первоначальных значений мюонной калибровки



MPSD kinetic energy reconstruction. Protons@150GeV/c

Рисунок 5.7 – Отклик калориметра MPSD при попадании пучка протонов 150 ГэВ/с после применения итерационной процедуры выравнивания калибровки отдельных модулей

Все калибровки, полученные перед сеансами на ионах в ноябре 2022 г., были применены в программном пакете Shine для мониторинга и предварительного анализа работы калориметров на сеансе ионов свинца. Пример распределения энергии по модулям калориметров на тестовых ранах сеанса ноября 2022 г. показан на рисунке 5.8.



Рисунок 5.8 – Отклик модулей калориметров MPSD (слева) и FPSD (справа) при попадании пучка ионов свинца 150 ГэВ/нуклон. Ион пучка проходит через пучковое отверстие MPSD

На рисунке 5.9 представлены двумерные распределения суммы энергии в калориметрах MPSD и FPSD на тестовом запуске на пучке ионов свинца.



T1 MPSD : FPSD energy correlation

Рисунок 5.9 – Корреляция откликов калориметров MPSD и FPSD

Небольшое количество событий с энерговыделением в калориметре MPSD обусловлено тем, что на пути пучка ионов свинца стоит 1% свинцовая мишень, взаимодействия в которой и видны как события с откликом калориметра MPSD.

В заключение можно отметить, что данные работы в 2022 г. были проведены силами группы ИЯИ РАН, для чего были организованы две командировки в ЦЕРН группы экспертов и дежурных на сменах. Первый тестовый сеанс: апрель-май 2022 г., второй тестовый сеанс на протонах, а также следующий непосредственно за ним пучковый сеанс на ионах свинца: ноябрь 2022 г.

# 6. Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)

#### 6.1. Экспериментальная установка HADES

Установка HADES (High Acceptance DiElectron Spectrometer) [38] представляет собой широкоапертурный магнитный спектрометр для идентификации и измерения электронов/позитронов, образующихся энергии адронов И В ядро-ядерных взаимодействиях при энергиях налетающих ядер 1 – 2 ГэВ на нуклон и в адрон-ядерных взаимодействиях при энергиях до 4 ГэВ. Геометрически спектрометр разделен азимутально на шесть идентичных секторов, которые определяются расположением обмоток сверхпроводящего тороидального магнита. Спектрометр перекрывает область полярных углов в диапазоне от 18° до 88° и практически полный азимутальный угол. Поперечное сечение двух противоположных секторов показано на рисунке 6.1, слева. При такой геометрии аксептанс установки в области промежуточных быстрот для дилептонных пар достаточно большой и составляет ~40%.

Для идентификации и измерения импульсов заряженных частиц спектрометр имеет несколько детекторных подсистем. Электроны и заряженные адроны – пионы, каоны, протоны и более тяжелые заряженные фрагменты идентифицируются по времени пролета частиц между стартовым детектором START, расположенным перед мишенью и двумя системами RPC и TOF, расположенными после магнита. RPC – резистивные плоскостные камеры – имеют временное разрешение порядка 80 пс [39], а сцинтилляционный годоскоп TOF [40] – порядка 180 пс. Это позволяет с высокой эффективностью идентифицировать заряженные частицы в столкновениях тяжелых ядер.

Для идентификации электронов, помимо описанной выше времяпролетной системы, используется кольцевой черенковский пороговый детектор (RICH), расположенный в области вокруг мишени, где отсутствует магнитное поле. Измерение импульсов заряженных частиц и их углов вылета из мишени обеспечивается трековой системой детекторов, состоящей из сверхпроводящего тороидального магнита и набора из четырех плоскостей мини дрейфовых камер (MDC). Камеры измеряют положение и направление движения заряженных частиц до и после области магнитного поля. Из отклонения траекторий в магните определяется импульс каждой частицы. Данная система обеспечивает импульсное разрешение для заряженной частицы с точностью порядка 1 %.

Важной детекторной системой установки HADES является созданный группой ИЯИ РАН передний многоканальный сцинтилляционный годоскоп FWall (Forward Wall) [41], рисунок 6.1, справа. Передний годоскоп установки HADES – многоканальная

система сцинтилляционных детекторов для регистрации заряженных частиц. Годоскоп состоит из 288 ячеек: 140 сцинтилляционных детекторов в центральной области, 64 – в средней части и 84 больших детекторов во внешней области. В центре размер ячеек наименьший, 4 см × 4 см, в центральной части размер ячеек – 8 см × 8 см, во внешней области ячейки имеют размер 16 см × 16 см. Для материала ячеек годоскопа выбран пластмассовый сцинтиллятор на основе полистирола ВС408. Толщина сцинтилляторов детекторных ячеек составляет 1" (2,54 см). Свет с каждой детекторной ячейки через воздушный световод детектируется отдельным ФЭУ. По оси пучка годоскопа расположено квадратное отверстие размером  $8 \times 8$  см<sup>2</sup> для пропускания пучка и наиболее тяжелых фрагментов пучка. Полный поперечный размер переднего сцинтилляционного годоскопа установки HADES составляет 180 × 180 см<sup>2</sup>.

В физическом сеансе по исследованию реакции Ag + Ag при энергиях 1,23 и 1,58 ГэВ/нуклон впервые использовался электромагнитный калориметр ECAL, рисунок 6.1, в центре. Группа ИЯИ РАН, в сотрудничестве с группами из Чехии и Германии, внесла определяющий вклад в разработку и создание этого 978-канального электромагнитного калориметра ECAL с радиатором из свинцового стекла [42,43]. ECAL перекрывает область азимутальных углов  $16^{\circ} < \theta < 45^{\circ}$ . ECAL улучшает разделение электронов (позитронов) и пионов с импульсами, большими 400 MэB/с в измерениях спектров инвариантных масс дилептонных пар в эксперименте HADES в энергетической области SIS18 и SIS100, планируемой к изучению на FAIR. Первые собранные 4 сектора ECAL впервые использовались в физическом сеансе 2019 г. для измерения инклюзивных сечений рождения  $\pi^0$ -, η-мезонов на два гамма кванта. Энергетическое разрешение ECAL составляет (5 – 6)%/ $\sqrt{E}$ (ГэВ).



Рисунок 6.1 – Общая схема установки HADES, слева. В центре представлена схема конструкции ECAL. Справа – схема FWall

#### 6.2. Участие в сеансе по набору экспериментальных данных столкновений p+p при энергии 3,46 ГэВ

В феврале 2022 г. группа ИЯИ РАН участвовала в подготовке и проведении сеанса по набору экспериментальных данных для столкновений р+р при энергии 3,46 ГэВ. В рамках подготовки к сеансу группой ИЯИ РАН было проведено тестирование всех детекторных ячеек электромагнитного калориметра на соответствие отклика срабатывающих ячеек и их отображения на визуальной схеме. Члены группы ИЯИ РАН выступали в качестве как руководителей смен, так и дежурных операторов, которые занимались мониторингом работы всех систем установки HADES во время сеанса.

## 6.3. Сравнение зарядовых распределений фрагментов в экспериментальных данных и моделировании

Проведено сравнение полученных на установке HADES экспериментальных данных по распределениям зарядов фрагментов для различных областей FWall в столкновениях Au+Au и Ag+Ag с модельными расчетами распределений фрагментов, полученными в моделях DCM-QGSM-SMM, PHQMD-SACA и PHQMD-MST. Эти модели широко используются для описания множественности вторичных частиц, потоков и т.д. Поэтому полученные на FWall данные очень важны для настройки параметров этих моделей для правильного описания фрагментации.

Основными компонентами DCM-QGSM-SMM являются Дубненская каскадная модель (DCM), модель кварк-глюонных струн (QGSM) и статистическая модель мультифрагментации (SMM) [44]. В модели реализованы новые физические явления: расширенная коалесценция, мультифрагментация, образование гиперфрагментов, завихренность ядерной материи и лямбда-поляризация.

Партон-адронно-квантовая молекулярная динамика (PHQMD) [45] — это новый подход, заключающийся в динамическом описании образования легких и тяжелых кластеров И гиперядер В релятивистских столкновениях тяжелых ионов на основе микроскопического происхождения, то есть взаимодействия между нуклонами и гиперонами, которое приводит к связыванию кластеров. Поскольку кластеры являются слабо связанными объектами, они очень чувствительны к общей динамике системы и к взаимодействиям компонентов, то есть к распространению и столкновительному взаимодействию, уравнениями описываемому кинетическими движения. PHQMD основана на динамике QMD для распространения барионов, реализованной с использованием двухчастичных потенциалов, зависящих от плотности, пространстве которые позволяют учесть n-частичные корреляции В фазовом между барионами. Для описания столкновений и динамики кварк-глюонной плазмы

PHQMD использует интеграл столкновений модели динамики партон-адронных струн (PHSD).

PHQMD обеспечивает полностью микроскопическое описание временной эволюции системы и взаимодействий между частицами — на адронных и партонных уровнях. Благодаря этому кластеры в PHQMD формируются динамически. Эти кластеры можно идентифицировать двумя способами: либо с помощью процедуры минимального остовного дерева (MST) [46], либо с помощью алгоритма поиска кластеров, основанного на моделировании кластерного "отжига" (SACA) [47]. Алгоритм MST основан на пространственных корреляциях и эффективен для поиска кластеров в конце реакции. Для выявления образования кластеров уже на ранних стадиях реакции, когда столкновения между нуклонами еще продолжаются и плотность ядерной материи высока, используется алгоритм SACA. Он основан на том, что выявленная в ходе реакции наиболее связанная конфигурация нуклонов и кластеров имеет большое перекрытие с окончательным распределением кластеров и свободных нуклонов. Для получения наиболее связанной конфигурации для каждой возможной конфигурации кластеров и свободных нуклонов вычисляется полная энергия связи, сумма энергий связи всех кластеров.

В 2020-2021 годах группой ИЯИ РАН была разработана параметризация распределений заряда для результатов моделирования при двух энергиях и системах столкновения — Ag+Ag@1,58AГэВ и Au+Au@1,23AГэВ. Чтобы получить хорошее описание экспериментальных данных на основе указанной параметризации, необходимо убедиться в корректности еёприменения. Для этого была выполнена параметризация для различных генераторов событий с одной и той же функцией для различных ячеек. Сравнение проводилось с использованием моделей PHQMD+SACA и DCM-QGSM-SMM и его результаты показаны на рисунке 6.2.



Рисунок 6.2 – Распределение амплитуды заряда с FWall для маленьких ячеек в столкновениях ядер золота для двух генераторов

После применения одной функции параметризации для двух разных генераторов положения пиков в сцинтилляционной стенке совпадают. Исходя из этого, можно сделать вывод, что процедура параметризации выполняется корректно. Также было проведено сравнение функций параметризации для двух разных систем столкновений, результаты представлены на рисунках 6.3 и 6.4.



Рисунок 6.3 – Функция распределения амплитуды заряда FWall при параметризации данных моделирования для столкновений золото-золото и серебро-серебро при энергиях 1,23АГэВ и 1,58АГэВ, соответственно, для малых ячеек (слева) и для средних (справа)



Рисунок 6.4 – Функция распределения амплитуды заряда FWall при параметризации данных моделирования для столкновений золото-золото и серебро-серебро при энергиях 1,23АГэВ и 1,58АГэВ, соответственно, для больших ячеек

Функции параметризации на рисунках 6.3 и 6.4 ведут себя одинаково для обеих сталкивающихся систем для фрагментов с зарядом 1 и 2, но для более тяжелых частиц в

больших и малых ячейках параметризованный заряд в столкновениях серебро-серебро меньше, чем в столкновениях золото-золото.

В 2022 г. группой ИЯИ РАН впервые выполнено моделирование событий с использованием генератора PHQMD и двух разных модулей фрагментации – MST и SACA этого генератора. Отклик всех детекторов эксперимента HADES вычислялся с помощью GEANT3. Распределения зарядов в разных ячейках переднего годоскопа для экспериментальных спектров и моделирования показаны на рисунках 6.5 и 6.6 для столкновений серебро-серебро и на рисунках 6.7 и 6.8 для столкновений золото-золото. Для всех типов ячеек распределения заряда в PHQMD для обоих модулей фрагментации существенно отличаются от экспериментальных спектров. Требуется дальнейшее изучение причин этого различия.



Рисунок 6.5 – Распределения амплитуд заряда FWall в экспериментальных данных и PHQMD для столкновений серебро-серебро при энергии 1,58АГэВ для малых ячеек (слева) и средних ячеек (справа)



Рисунок 6.6 – Распределения амплитуды заряда FWall в экспериментальных данных и PHQMD для столкновений серебро-серебро при энергии 1,58АГэВ для больших ячеек



Рисунок 6.7 – Распределения амплитуды заряда FWall в экспериментальных данных и PHQMD для столкновений золото-золото при энергии 1,23АГэВ для малых ячеек (слева) и средних ячеек (справа)



Рисунок 6.8 – Распределения амплитуды заряда FWall в экспериментальных данных и РНQMD для столкновений золото-золото при энергии 1,23АГэВ для больших ячеек

Для лучшего понимания различий междурезультатами работы моделей фрагментации генератора PHQMD-SACA и MST была дополнительно построена корреляция между количеством протонов и нейтронов в образовавшихся фрагментах. На Рисунке 6.9 представлена корреляция между числом протонов и нейтронов, полученная с модулем SACA для столкновений ядер золота.



Рисунок 6.9 – Корреляция между числом протонов и нейтронов в Au+Au@1,23 АГэВ с моделью PHQMD-SACA для всех фрагментов модели (слева). Корреляция между числом протонов и нейтронов в Au+Au@1,23 АГэВ с моделью PHQMD-SACA после отбора физически существующих фрагментов (справа)

Было обнаружено, что в необработанных данных для фрагментов из модуля SACA много физически несуществующих фрагментов. Группой ИЯИ РАН был разработан метод отбора событий, который для анализа данных рассматривает только физически существующие фрагменты. Результаты применения этого метода показаны на рисунках 6.10 и 6.11.



Рисунок 6.10 – Распределения амплитуды заряда FWall в экспериментальных данных и PHQMD с разными отборами по фрагментам для столкновений золото-золото при энергии 1,23АГэВ для больших ячеек



Рисунок 6.11 – Распределения амплитуды заряда FWall в экспериментальных данных и PHQMD с разными отборами по фрагментам для столкновений золото-золото при энергии 1,23АГэВ для малых ячеек (слева) и средних ячеек (справа)

Для малых и средних ячеек наблюдается небольшая разница в спектрах, однако для крупных ячеек положения пиков после распада несуществующих фрагментов смещаются в их правильные положения после параметризации.

Таким образом, группой ИЯИ РАН в 2022 г. было проанализированы зарядовые распределения в сцинтилляционном годоскопе в моделировании для разных систем столкновения и ячеек и выполнено их сравнение с измеренными распределениями. Результаты сравнения демонстрируют правильность разработанной параметризации результатов моделирования. Полученные результаты сравнения генератора PHQMD и экспериментальных данных HADES позволяют сделать вывод о необходимости настройки параметров модели PHQMD для столкновений тяжелых ионов при энергиях 1-2 АГэВ.

### 6.4. Измерение выходов нейтральных пионов в эксперименте HADES в столкновениях Ag+Ag при энергии 1,23 ГэВ/нуклон

Главным итогом 2022 года в анализе выхода нейтральных пионов в эксперименте HADES стала разработка программного обеспечения для определения систематической ошибки данных измерений.

Для определения систематической ошибки эксперимента необходимо исследовать, как различные параметры, используемые для отбора событий и частиц, влияют на итоговое значение выхода нейтральных мезонов, полученное в ходе анализа данных. Поскольку варьирование этих параметров предполагает многократное повторение всего анализа от начала до конца, необходимо автоматизировать процедуру обработки данных, которая, в свою очередь, состоит из следующих этапов:

1) идентификация у-квантов и определение их энергии;

2) построение спектров инвариантных масс дифотонов для каждого интервала по поперечному импульсу *p*<sub>t</sub> и быстроте *y*;

3) определение числа  $\pi^0$ -мезонов в каждом интервале  $p_t - y$ ;

4) построение спектров поперечных импульсов  $\pi^0$ -мезонов;

5) коррекция полученных спектров на аксептанс и эффективность детектора ECAl;

6) экстраполяция спектров в область, не покрытую аксептансом детектора и определение числа  $\pi^0$ -мезонов, испущенных в полный телесный угол.

Для решения этой задачи программный код, осуществляющий различные этапы обработки, был полностью переписан так, чтобы: 1) формат выходных данных одного этапа обработки соответствовал формату входных данных на следующем этапе, и 2) все калибровочные параметры, параметры отбора событий и частиц на разных этапах обработки считывались из одного файла. Для запуска анализа написан специальный макрос на языке bash script, выполняющий следующие функции:

1) формирование списка файлов с данными для обработки;

2) создание специальной директории на удаленном сервере и копирование в нее всех необходимых для запуска файлов;

3) последовательный запуск различных этапов обработки данных на кластере;

4) занесение в сводную таблицу списка параметров, с которыми осуществлялась обработка.

Данное программное обеспечение позволит в дальнейшем оперативно получать результаты всех последующих экспериментов и определять их систематическую ошибку.

Одним из важных этапов обработки данных является вычитание комбинаторного фона из спектра масс дифотонов. В зависимости от количества интервалов по быстроте у и поперечному импульсу  $p_t$ , на которые разбит аксептанс детектора, данная процедура повторяется до ста раз за один проход программы. Поэтому особенно важно, чтобы на этом этапе все вычисления проводились достоверно и не требовали настройки вручную. Однако в ходе анализа было замечено, что в некоторых интервалах по  $p_t - y$ комбинаторный фон вычитается некорректно. Дальнейшее исследование показало, что причина ошибки может заключаться в перекрестном шуме между некоторыми модулями детектора ECAL. Из-за того, что шумовые срабатывания оказываются скоррелированы, в спектре масс дифотонов в области менее 200 МэВ/с<sup>2</sup> возникает превышение количества событий над фоном. Именно в этой области находится пик, соответствующий нейтральному пиону. Из-за сильного перекрытия между шумом и полезной частью спектра оказывается особенно сложно определить амплитуду пика нейтрального пиона, и во многих случаях это приводило к необходимости исключить тот или иной интервал  $p_t$ - у из дальнейшего анализа.

Решение данной проблемы было найдено в корректном учете шумовых срабатываний в спектре масс дифотонов. С приемлемой точностью можно считать, что шум описывается гауссовым распределением, обрезанным по левому краю в области менее 50 M  $_{3}B/c^{2}$ . Аппроксимируя экспериментальные данные суммой двух функций, можно провести декомпозицию полученного спектра. Пример такой декомпозиции можно показан на рисунке 6.12.



Рисунок 6.12 – Пример декомпозиции спектра масс дифотонов. Красная линия соответствует пику  $\pi^0$ -мезона, зеленая линия – шумовым срабатываниям, синяя линия – результат сложения двух функций

Благодаря корректировке алгоритма обработки его работа стала более надежной, что позволило исключить необходимость настраивать параметры аппроксимации вручную, и обеспечило полную автоматизацию данного этапа. Кроме того, получаемые в ходе анализа распределения по импульсам и по быстроте стали значительно лучше соответствовать теоретическим функциям. Пример полученного спектра можно увидеть на рисунке 6.13.



Рисунок 6.13 – Пример спектра поперечных импульсов π<sup>0</sup>-мезонов для 10% наиболее центральных столкновений в интервале быстрот 1,26 <y<1,54. Красной линией обозначена аппроксимация спектра распределением Больцмана

#### 7. Исследование свойств сжатой барионной материи на установке СВМ в GSI

#### 7.1. Установка СВМ и передний адронный калориметр PSD

Установка СВМ [48] представляет собой магнитный спектрометр, состоящий из сверхпроводящего магнита, ряда детекторных систем для идентификации типа частиц и определения их импульсов, электромагнитного калориметра, а также переднего адронного калориметра – PSD (Projectile Spectator Detector), рисунок 7.1. Передний адронный калориметр PSD [49] планируется использовать в экспериментах на установке СВМ для пособытийного определения центральности, а также ориентации плоскости реакции в ядро-ядерных столкновениях с хорошей точностью, что необходимо для проведения исследований анизотропии азимутальных потоков частиц, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях.



Рисунок 7.1 – Общий вид установки СВМ

PSD – это модульный адронный калориметр, состоящий из 44 отдельных модулей, с отверстием в центральной части калориметра для прохождения налетающего пучка ядер. Каждый модуль адронного калориметра (рисунок 7.2) имеет поперечный размер 20×20 см<sup>2</sup> и состоит из 60 слоев пластин свинца с толщиной 16 мм с расположенными между ними пластинами из пластикового сцинтиллятора толщиной 4 мм. Модули адронного калориметра имеют продольную сегментацию на 10 секций, свет с каждой секции считывается микропиксельными лавинными фотодиодами HAMAMATSU MPPC (MicroPixel Photon Counter) S14160-3010P. Фотодетекторы MPPC со светозащитой и калибровочным светодиодом размещаются на печатной плате, расположенной на торце

модуля. Конструкция калориметра и его характеристики подробно описаны в Техническом проекте [49] переднего адронного калориметра установки СВМ. Все модули калориметра изготовлены и протестированы в ИЯИ РАН.



Рисунок 7.2 – Схема отдельного модуля PSD

#### 7.2. Система сбора данных переднего адронного калориметра PSD

Система сбора данных калориметра PSD основана на плате ECAL@ADC64 (рисунок 7.3), первоначально разработанной для электромагнитного калориметра (ECAL) эксперимента PANDA (antiProton ANihilation at DArmstadt). В плате ECAL@ADC64 используется восемь 4х-канальных АЦП (аналогово-цифровой преобразователь) LTM9011 с частотой дискретизации до 125 МГц. Разрешение АЦП составляет 14 бит на диапазоне 2Vpp. На плате установлено две микросхемы ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема) Kintex 7, где выполняется обработка сигналов: обработка формы сигналов, сортировка данных и их отправка в систему сбора данных эксперимента CBM.



Рисунок 7.3 – Фотография платы ECAL@ADC64

Схема разработанной системы сбора данных для переднего адронного калориметра СВМ представлена на рисунке 7.4. В связи с высоким уровнем радиационного фона, на

торце калориметра находится только плата с фотодиодами без активной электроники. Сигналы передаются по коаксиальному кабелю длинной 50 м на плату ADC64 через подключенную к ней интерфейсную плату, разработанную в ИЯИ. Плата ADC передает данные в общую систему сбора данных эксперимента CBM по высокоскоростной оптической линии, которая также служит для управления как платой, так и периферийной электроникой через плату ADC по протоколу I2C (Inter-Integrated Circuit).



Рисунок 7.4 – Функциональная схема системы регистрации аналоговых сигналов от фотодетекторов для калориметра PSD

Ранее, в 2021 году разработанная система сбора данных была успешно интегрирована в эксперимент mCBM (mini-CBM). Во время тестовых пучков на установке mCBM при соударениях ядер кислорода с энергией 2 ГэВ/нуклон с мишенью из никеля были набраны данные с модуля mPSD синхронно со всеми детекторами mCBM. На рисунке 7.5 слева показана временная корреляция 50 нс между детекторами mPSD и mTOF, демонстрирующая синхронность набора данных. На рисунке 7.5 справа показан энергетический профиль модуля калориметра PSD в сравнении с данными симуляции. Соответствие полученных данных с симуляцией говорит о корректной работе разработанной системы сбора данных для mCBM, которая прошла тесты и была принята в работу в 2022 году, см. работу [15] Приложения А 1.3.



Рисунок 7.5 – Слева: временная корреляция между детекторами mPSD и mTOF (50 нс). Справа: энергетический профиль модуля mPSD; синяя гистограмма – данные, фиолетовая – моделирование

#### 7.3. Разработка логической структуры ПЛИС для платы АDC64

Интеграцию разработанной системы сбора данных калориметра PSD в эксперимент CBM обеспечил прототип логической структуры ПЛИС для платы ADC, разработанный в 2020 г. Этот прототип позволяет оцифровывать данные с частотой дискретизации 80 МГц и передавать данные с максимальной нагрузкой 1 МГц/канал. Не смотря на удовлетворение прототипом логической структуры ПЛИС платы ADC требованиям, предъявляемым к системе сбора данных калориметра PSD, в 2022 г. была начата разработка полнофункциональной логической структуры для платы ADC. Тактовая частота АЦП была повышена с 80 до 120 МГц, что значительно улучшит временное и зарядовое разрешение детектора и уменьшит долю наложенных сигналов при высокой интенсивности пучка за счет большего количества точек АЦП на сигнал от фотодетектора.

Для увеличения частоты дискретизации АЦП до 120 МГц была полностью переработана схема приема данных с АЦП в ПЛИС, представленная на рисунке 7.6.



Рисунок 7.6 – Схема синхронизации данных с АЦП в ПЛИС

Задержка тактового сигнала регулируется компонентом IDELAYE2 в ПЛИС. При инициализации выполняется сканирование задержки (фазы) тактового сигнала, полученного от АЦП. После сканирования выставляется величина задержки, при которой фронт сигналов данных от АЦП сдвинут на  $\pi$  относительно фронта тактового сигнала от АЦП, что обеспечивает передачу данных без искажений. Данная схема синхронизации была испытана при работе АЦП от тактового сигнала с частотой 120 МГц. На рисунке 7.7 показан сигнал длительностью 1 мкс от генератора сигналов оцифрованный платой ADC на частоте 120 МГц. Данные получены встроенным цифровым логическим анализатором ПЛИС Kintex 7. Маркеры указывают номера тактовых сигналов на фронте и спаде сигнала генератора, сигнал длиной 1 мкс оцифрован 119 точками АЦП, что подтверждает уверенную работу платы ADC на частоте 120 МГц.



Рисунок 7.7 – Сигнал длительностью 1 мкс, оцифрованный платой АЦП на частоте 120 МГц

#### 8. Эксперимент ВМ@N

ВМ@N (Baryonic Matter at Nuclotron) [50] является первым экспериментом с фиксированной мишенью на выведенном пучке Нуклотрона ускорительного комплекса NICA [51]. Исследовательская программа эксперимента BM@N направлена на изучение ядерной материи при больших барионных плотностях, в частности, на изучение образования (мульти) странных гиперонов и на поиск гиперядер в ядро-ядерных столкновениях при энергиях ионов пучка до 4,5 АГэВ, азимутальной асимметрии выходов заряженных частиц в столкновениях тяжелых ядер. На этой установке уже получены первые экспериментальные результаты в столкновениях легких и средних ядер [52]. Первый эксперимент на пучке более тяжелых ядер ксенона начался в конце 2022 г., после завершения значительной модернизации установки.

Экспериментальная установка ВМ@N состоит из широкоапертурного дипольного магнита и ряда детекторных систем, которые позволяют идентифицировать и измерять энергию заряженных и нейтральных частиц, образующихся в результате ядро-ядерного столкновения, а также ряда пучковых и триггерных детекторов (рисунок 8.1, слева). В конце установки расположен ряд передних детекторов для определения геометрии ядроядерных столкновений (центральности и ориентации плоскости реакции), а также для измерения распределений зарядов фрагментов-спектаторов, образующихся в ядроядерных взаимодействиях. Передние детекторы – передний адронный калориметр FHCal, пучковый кварцевый годоскоп FQH и сцинтилляционная стенка ScWall разработаны и изготовлены в ИЯИ РАН. В 2022 г. проведено тестирование этих детекторных систем во время эксперимента SRC по изучению короткодействующих корреляций в реакции взаимодействия ионов углерода с импульсом 3,5 АГэВ/с с жидководородной мишенью. Этот эксперимент состоялся в начале 2022 г. на выведенном пучке Нуклотрона в ОИЯИ с участием группы ИЯИ РАН. Пучок ионов углерода был впервые после запуска бустера инжектирован из него в Нуклотрон и выведен в экспериментальную зону эксперимента ВМ@N. Для проведения этого эксперимента установка ВМ@N была значительно изменена и дополнена рядом детекторных систем, необходимых для эксперимента SRC и расположенных перед анализирующим магнитом (рисунок 8.1, справа). До и после жидководородной мишени расположены ряд пучковых детекторов, а также два плеча (Arms) с позиционно-чувствительными детекторами (GEM и CSC), времяпролетными и калориметрическими детекторами (ТОF и TOF-Cal). Триггерное решение на запись события принималось исходя из срабатываний либо одного из плеч (ArmOR), либо обоих плеч одновременно (ArmAND). Для тестирования передних детекторов триггеры данного

типа использовались для отбора событий с взаимодействием в мишени. Также для тестирования передних детекторов использовался и пучковый триггер, который определялся по совпадению срабатываний сцинтилляционных пучковых счетчиков BC1, BC2 и T0.



Рисунок 8.1 – Схема установки BM@N (слева) и эксперимента SRC на установке BM@N (справа)

#### 8.1. Передние детекторы фрагментов установки BM@N

Передние детекторы для измерения энергии фрагментов-спектаторов (FHCal) и их зарядов (FQH и ScWall) расположены в самом конце установки BM@N на расстоянии 9 м от мишени (см. рисунок 8.1). Эти детекторы необходимы для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях.

#### 8.1.1. Передний адронный калориметр

Передний адронный калориметр FHCal [53] имеет модульную структуру в поперечной плоскости и состоит из 54-х отдельных модулей. Внутренняя часть FHCal состоит из 34 малых модулей с поперечными размерами  $15 \times 15$  см<sup>2</sup> и длиной, эквивалентной четырем длинам ядерного взаимодействия. Внешняя часть калориметра состоит из двадцати больших модулей с поперечными размерами  $20 \times 20$  см<sup>2</sup> и длиной, эквивалентной 5,6 длинам ядерного взаимодействия. Внутренние модули идентичны модулям передних адронных калориметров эксперимента MPD [54] на ускорительном комплексе NICA, а внешние модули были созданы для адронного калориметра эксперимента CBM [55] (FAIR, Дармштадт, Германия) и временно используются в адронном калориметре эксперимента BM@N. В центре калориметра имеется отверстие с поперечным размером  $15 \times 15$  см<sup>2</sup> для прохождения непровзаимодействовавших в мишени ионов пучка в ловушку, установленную позади калориметра. Это отверстие необходимо, чтобы избежать высокой дозы облучения и сильной активации внутренних модулей калориметра в экспериментах с пучками тяжелых ионов. Схема калориметра показана на

рисунке 8.2 слева. Калориметр полностью собран и установлен на BM@N (рисунок 8.2, справа).





Рисунок 8.2 – Схематичный фронтальный вид калориметра FHCal (слева) и фотография этого калориметра, установленного на установке BM@N (справа)

Все модули калориметра состоят из чередующихся слоев свинца и пластиковых сцинтилляторов. Модули адронного калориметра эксперимента CBM/FAIR [55] состоят из 60 таких слоев (свинец/сцинтиллятор), тогда как модули эксперимента MPD/NICA имеют 42 подобных слоя. Каждый слой состоит из 16-миллиметровой свинцовой пластины и 4миллиметровой сцинтилляционной пластины. Свет с каждой сцинтилляционной пластины собирается и транспортируется в конец модуля с помощью спектросмещающего оптоволокна, вклеенного в канавку на одной из поверхностей сцинтилляционной пластины. Волокна с каждых шести последовательных сцинтилляционных пластин, образующих одну продольную секцию, объединяются в один оптический разъем, и свет от этих шести волокон считывается с помощью одного фотодетектора (Hamamatsu MPPC S12572-010P) с чувствительной областью 3 × 3 мм<sup>2</sup>, установленного на печатной плате электроники модуля. Таким образом, большие модули имеют 10 таких продольных секций, малые модули – 7 секций. Продольная сегментация обеспечивает равномерность светосбора по модулю, что дает высокий динамический диапазон отклика калориметра, а также позволяет выполнять энергетическую калибровку FHCal на космических мюонах [56].

На заднем торце каждого модуля расположена сборка FEE (Front-End Electronics) из двух печатных плат. На первой плате находятся фотодетекторы MPPC с термодатчиком. На второй плате располагаются предусилители с дифференциальным выходом, аналоговый сумматор и цепи питания MPPC с регулируемым в широких пределах опорным напряжением и индивидуальной подстройкой напряжения на каждом MPPC. Там же размещены генератор световых вспышек со светодиодом и PIN-фотодиодом для контроля их амплитуды, два микроконтроллера, управляющих

вышеописанными устройствами, а также преобразователи напряжений для питания микроконтроллеров и предусилителей и приемопередатчики шины управления микроконтроллерами. Питание FEE и управление осуществляется от блока HVSys System Module (системный модуль), разработанного и изготовленного в ОИЯИ, г. Дубна [57].

Дифференциальные сигналы от предусилителей подаются на АЦП. Для оцифровки сигналов используются АЦП ADC64s2 [58], разработанные и изготовленные в ОИЯИ, г. Дубна. АЦП ADC64s2 имеет 64 входных канала, работает на частоте дискретизации 62,5 МГц и может записывать до 1024 отсчетов. Возможна работа АЦП как от внешнего запускающего сигнала, так и в режиме самозапуска по произвольно выбранным каналам с индивидуально устанавливаемыми порогами срабатывания. Также ADC64s2 имеет функцию подавления слабых сигналов с индивидуально настраиваемыми порогами для каждого канала.

Сигнал аналогового сумматора FEE может использоваться для выработки запускающего сигнала при калибровке FHCal на космических мюонах. Для синхронизации светодиодных вспышек при калибровке фотодетекторов FHCal были специально разработаны модули распределения синхронизирующего сигнала.

#### 8.1.2. Передний пучковый кварцевый годоскоп

Наличие отверстия в центральной части FHCal необходимо, как уже отмечалось, для прохождения пучка тяжелых ионов с интенсивностью до  $2 \cdot 10^6$  ионов/с в ловушку, установленную позади калориметра, для предотвращения радиационных повреждений сцинтилляционных пластин центральных модулей калориметра и минимизации активации калориметра. Однако наличие этого отверстия в калориметре приводит к значительной утечке тяжелых фрагментов, что обусловливает немонотонность зависимости выделенной энергии в калориметре от центральности в ядро-ядерных столкновениях [59].

Для решения данной проблемы был разработан и изготовлен пучковый черенковский годоскоп ядерных фрагментов FQH (Fragment Quartz Hodoscope), который устанавливается перед отверстием калориметра и полностью перекрывает данное отверстие. Годоскоп служит для измерения зарядов тяжелых фрагментов-спектаторов, которые пролетают через отверстие и не регистрируются калориметром FHCal. Результаты моделирования зависимости амплитуды сигнала в пучковом годоскопе от реконструированной энергии в калориметре показали возможность разделения наиболее центральных и периферических событий путем установки определенного порога на сигнал с кварцевого годоскопа [59].

С учетом достаточно высокой загрузки этого пучкового детектора (до 2 × 10<sup>6</sup> ионов/с) было предложено изготовить его в виде годоскопа, состоящего из 16

отдельных черенковских детекторов. Каждый черенковский детектор состоит из кварцевой пластины длиной 160 мм, толщиной 4 мм и шириной 10 мм, обернутой отражателем – тонкой пленкой алюминированного майлара. Черенковский свет в каждом из 16 детекторов считывается с противоположных торцов двумя парами фотодетекторов Нататаtsu MPPC S14160-3015PS, подключенных параллельно, с размером активной области  $3 \times 3$  мм<sup>2</sup> и квантовой эффективностью около 32%. МРРС установлены на печатных платах вместе с пассивными элементами фильтрации питания фотодетекторов и термодатчиком. Сборка кварцевых пластин и печатных плат с фотодетекторами заключена в светоизолированный корпус. Схемы отдельного черенковского детектора и пучкового годоскопа показаны на рисунке 8.3 слева и в центре соответственно, а фотография собранного годоскопа – на рисунке 8.3 справа. Активная площадь годоскопа составляет 160 × 160 мм<sup>2</sup>.



Рисунок 8.3 – Слева: схема одного из кварцевых черенковских детекторов пучкового годоскопа для детектирования заряженных фрагментов. В центре: схема пучкового годоскопа заряженных фрагментов. Справа: фотография собранного годоскопа (без верхней светоизолирующей крышки)

Сигнал с каждой пары фотодиодов МРРС читается цепочкой двух предусилителей с двумя различными коэффициентами усиления (×1 и ×4), призванными обеспечить требуемый динамический диапазон работы детектора. Оцифровка сигналов от предусилителей годоскопа осуществляется 16-канальными АЦП TQDC-16 [60], установленными в крейт VME. Платы TQDC-16 способны записывать амплитуду сигнала с частотой дискретизации 80 МГц и разрешением до 14 бит. АЦП интегрированы в систему запуска и сбора данных эксперимента ВМ@N.

Исследования световыхода и неоднородности светосбора кварцевых детекторов пучкового годоскопа, выполненные на пучке электронов на синхротроне "Пахра" в ФИАН, показали, что световыход при считывании сигналов четырьмя фотодиодами с обоих торцов кварцевой пластины составляет около 5 фотоэлектронов, а неоднородность

светосбора вдоль кварцевой пластины при считывании сигналов парами фотодиодов с обоих торцов кварцевой пластины находится в пределах ±3% [61].

#### 8.1.3. Передняя сцинтилляционная стенка

Для измерения выходов и идентификации заряженных фрагментов-спектаторов в столкновениях тяжелых ионов был разработан и изготовлен новый детектор – сцинтилляционная стенка ScWall (Scintillation Wall). ScWall состоит из 36 малых сцинтилляционных ячеек с поперечными размерами  $7.5 \times 7.5$  см<sup>2</sup>, установленных вокруг пучкового отверстия ( $15 \times 15$  см<sup>2</sup>), и 138 больших внешних сцинтилляционных ячеек с поперечными размерами  $7.5 \times 7.5$  см<sup>2</sup>, установленных вокруг пучкового отверстия ( $15 \times 15$  см<sup>2</sup>), и 138 больших внешних сцинтилляционных ячеек с поперечными размерами  $15 \times 15$  см<sup>2</sup>. Толщина сцинтиляционных ячеек составляет 1 см. Поперечные размеры ячеек оптимизированы таким образом, что вероятности двойных хитов не превышают нескольких процентов в одном событии ядро-ядерного взаимодействия в мишени. Схема сцинтилляционной стенки показана на рисунке 8.4 слева. Полный поперечный размер сцинтилляционной стенки —  $270 \times 120$  см<sup>2</sup>. Фото собранной стенки (без передней крышки), установленной перед адронным калориметром на установке ВМ@N, показано на рисунке 8.4 справа. В пучковое отверстие монтируется труба, закрепленная с двух сторон светозащитными фланцами. При необходимости труба может быть демонтирована, а отверстие может быть закрыто еще четырьмя маленькими детекторами, как это сделано в эксперименте SRC.



Рисунок 8.4 – Слева: схема передней сцинтилляционной стенки (разными цветами и буквами латинского алфавита помечены 12 групп считывания). Справа: фотография сцинтилляционной стенки (без верхней светоизолирующей крышки), установленной перед передним адронным калориметром на установке BM@N

В качестве материала ячеек использовался сцинтиллятор на полистирольной основе, полученный экструзионным способом компанией "Унипласт" (г. Владимир, Россия). На поверхности сцинтилляторов размером 15 × 15 × 1 см<sup>3</sup> выполнена канавка глубиной 1.5 мм в виде спирали, в которую вклеено спектросмещающее оптоволокно Y11(200) S-type диаметром 1 мм производства компании Kuraray. Для сцинтиллятора

размером 7.5 × 7.5 × 1 см<sup>3</sup> канавка имеет форму кольца. На рисунке 8.5, слева и в центре, показаны схемы большой и малой ячеек сцинтилляционной стенки, соответственно.



Рисунок 8.5 – Схема сцинтилляционных пластин с канавками для вклеивания оптоволокна для большой (слева) и малой (в центре) ячеек. Справа — схема малого детектора с установленной на нем платой с МРРС и электроникой

Все ячейки имеют по углам небольшие скосы, которые позволяют монтировать их на алюминиевую пластину толщиной 3 мм с помощью пластиковых втулок, надетых на винты.

Считывание оптического сигнала в каждой ячейке выполняется с помощью фотодетектора Hamamatsu MPPC S13360-1325CS. Данные фотодетекторы имеют площадь активной области  $1.3 \times 1.3$  мм<sup>2</sup>, квантовую эффективность 25% и коэффициент усиления  $7 \cdot 10^5$ . Каждый фотодетектор MPPC смонтирован на отдельной печатной плате, которая крепится в пазу сцинтилляционной ячейки (см. рисунок 8.5, справа). На этой же плате расположены пассивный фильтр питания фотодетекторов, разъем для подключения питания фотодетекторов и считывания показаний датчика температуры, а также разъем для считывания сигнала от MPPC и индивидуальной подстройки напряжения на нем.

Для считывания сигналов с ячеек сцинтилляционной стенки эти ячейки разделены на 12 групп, в каждой группе от 12 до 15 ячеек (помечены разными цветами и буквами латинского алфавита), см. рисунок 8.4, слева. В каждой группе на печатной плате одной из ячеек установлен термодатчик, используемый для коррекции напряжения на фотодетекторах в этой группе в зависимости от температуры.

Каждые четыре группы сцинтилляционных ячеек считываются отдельным комбинированным модулем электроники, который содержит АЦП ADC64s2[58], четыре 16-канальные платы FEE и управляющий модуль с блоком питания.

Результаты измерений на пучке электронов синхротрона "Пахра" в ФИАН показали, что световыход для больших сцинтилляционных ячеек составляет порядка 32 фотоэлектронов, а неоднородность светосбора – около 6%. Для малых ячеек

световыход составил около 55 фотоэлектронов, а неоднородность светосбора – порядка 2,4% [61].

### 8.2. Тестирование передних детекторов установки BM@N в эксперименте SRC

Положение передних детекторов во время набора физических данных в эксперименте SRC для реакции C + *p* при импульсе ионов пучка углерода 3,5 АГэВ/с схематично показано на рисунке 8.6.



Рисунок 8.6 – Положение передних детекторов во время физического эксперимента SRC. Черенковский годоскоп ядерных фрагментов FQH установлен перед отверстием в калориметре FHCal. Положение пучка на сцинтилляционной стенке показано стрелкой

Сцинтилляционная стенка в данном положении использовалась для идентификации фрагментов в реакции C + p. Исследование отклика кварцевого годоскопа и адронного калориметра проводилось только в процессе подготовки эксперимента SRC к набору физических данных.

#### 8.2.1. Измерение отклика ячеек сцинтилляционной стенки

Пучок ионов углерода, которые не провзаимодействовали в водородной мишени, отклоняется магнитным полем и попадает в основном в ячейки № 19 и № 20 сцинтилляционной стенки (см. рисунок 8.4) при токе 1650 А в анализирующем магните ВМ@N. На рисунке 8.7 представленыраспределения по амплитуде сигналов с этих ячеек, полученные для двух разных триггеров. Синяя кривая, обозначенная цифрой 1, соответствует набору данных, полученных при пучковом триггере (beam trigger – BT), а зеленая кривая, обозначенная цифрой 2, соответствует триггеру, при котором произошло взаимодействие в мишени (interaction trigger – IT). Спектры нормированы на соответствующие числа триггеров.



Рисунок 8.7 – Распределения по амплитуде сигналов с ячеек № 19 и № 20, в которые преимущественно попадает пучок ионов углерода. 1 – распределения для триггера ВТ; 2 – распределения для триггера IT

В спектрах с триггером взаимодействия наблюдаются пики от фрагментов, соответствующих зарядам от 1 до 6, а также небольшое переполнение в последнем канале, которое обусловлено несколько завышенным напряжением питания фотодетекторов.

На рисунке 8.8 представлены распределения по амплитуде сигналов для крайних ячеек № 95 и № 107, расположенных в том же ряду, что и ячейки № 19 и № 20. В этих распределениях наблюдается только один пик, соответствующий единичному заряду. Это может быть и протон (дейтрон, тритон), а также  $\pi$ -мезоны. Следует также отметить, что площади этих ячеек в 4 раза больше, чем площади ячеек № 19 и № 20.



Рисунок 8.8 – Распределения по амплитуде сигналов с ячеек № 95 и № 107. 1 – распределения для триггера ВТ; 2 – распределения для триггера IT

#### 8.2.2. Измерение отклика переднего адронного калориметра

Отклик адронного калориметра изучался только при подготовке и настройке основных пучковых детекторов эксперимента SRC в процессе их сканирования пучком при разных значениях тока в отклоняющем магните. Пространственное распределение выделенной энергии в модулях калориметра при попадании пучка ионов углерода в модуль № 16 показано на рисунке 8.9 (цифры на рисунке соответствуют номерам модулей калориметра). Данные набраны в ходе эксперимента SRC без мишени с пучковым триггером. Видно, что при этом практически вся энергия выделяется в этом модуле.



Рисунок 8.9 – Распределение выделенной энергии в модулях калориметра FHCal. Цифры на рисунке соответствуют номерам модулей калориметра

Наличие сцинтилляционной стенки перед калориметром позволило провести отбор событий по амплитуде сигнала только для ядер углерода, попавших в детектор № 24 сцинтилляционной стенки, расположенный непосредственно перед модулем № 16 калориметра. На рисунке 8.10 слева показан спектр амплитуд в детекторе № 24 сцинтилляционной стенки. Этот спектр набран без мишени с тригтером ВТ. Амплитуда сигнала в сцинтилляционном детекторе пропорциональна квадрату заряда попавшей в него частицы. Таким образом, положения пиков в распределении соответствуют фрагментам с Z от 1 до 6. Наличие пиков с зарядами от 1 до 5 в данном спектре обусловлено, вероятно, взаимодействием пучка углерода с материалом детекторов, расположенных на пути пучка. На рисунке 8.10 справа показан реконструированный спектр в калориметре FHCal, полученный при условии отбора событий в спектре энергий сцинтилляционной ячейки № 24 ScWall, соответствующих только ионам углерода. Предварительно все секции адронного калориметра были откалиброваны по энергии с использованием космических мюонов. Для этого использовалась специальная методика с
алгоритмом поиска треков в 3D-пространстве секций калориметра [56]. Полученное энергетическое разрешение адронного калориметра составило 11,5% для ионов углерода с импульсом 3,5 АГэВ/с.



Рисунок 8.10 – Слева: распределение амплитуд сигнала в ячейке № 24 ScWall, расположенной перед модулем № 16 адронного калориметра, куда был направлен пучок, крайний правый пик соответствует заряду Z = 6. Справа:реконструированный спектр энергий в калориметре FHCal для ядер углерода с импульсом 3.5 АГэВ/с, полученный при условии отбора событий в сцинтилляционной ячейке № 24 ScWall, соответствующих только ионам углерода

## 8.2.3. Измерение отклика кварцевого пучкового годоскопа

Кварцевый пучковый годоскоп был установлен на входе пучкового отверстия адронного калориметра, и его отклик исследовался на этапе сканирования пучком детекторов SRC при изменении магнитного поля в анализирующем магните. Это позволило набрать данные для разного положения пучка по отношению к центру пучкового годоскопа. Как показала обработка экспериментальных данных, точное попадание в центр годоскопа могло быть достигнуто при расчетном поле 1050 А. Однако данные набирались при токах в магните 900 и 1200 А, и пучок был смещен немного вправо или влево (по направлению пучка) от центра годоскопа. Двумерные зависимости распределений зарядов от номера детектора в годоскопе при этих двух значениях токов в магните показаны сверху на рисунке 8.11, ось пучка направлена на зрителя. Здесь же внизу приведены зарядовые распределения в детекторах № 1 и № 16 кварцевого годоскопа для набора данных при тех же значениях токов в магните. Эти измерения проводились с триггером ВТ без мишени. Видно, что кроме зарядов, соответствующих ионам углерода, в спектре наблюдаются пики, соответствующие зарядам 2 и 5, появление которых обусловлено, скорее всего, взаимодействием ионов углерода с материалом детекторов и воздухом при прохождении пучка до пучкового годоскопа.



Рисунок 8.11 – Вверху: двумерные зависимости распределений зарядов от номера детектора в годоскопе, полученные для набора данных без мишени, с ВТ-триггером и с магнитными полями в магните для токов 900 А (слева) и 1200 А (справа). Внизу: зарядовые распределения в первом (слева) и шестнадцатом (справа) детекторах кварцевого годоскопа

Отдельное измерение отклика кварцевого годоскопа было проведено для сдвинутого положения калориметра с годоскопом при токе в магните 1650 A с ITтриггером, который отбирал и события со взаимодействием пучка ионов углерода со свинцовой мишенью толщиной 9 мм. Двумерная зависимость распределения зарядов от номера детектора в годоскопе показана на рисунке 8.12 слева.

На рисунке 8.12 справа показано зарядовое распределение в детекторе № 16 кварцевого годоскопа для данного набора данных. Несмотря на малую доступную статистику, в распределении наблюдаются пики, соответствующие зарядам от 2 до 6, появление которых обусловлено взаимодействием ионов углерода как с мишенью, так и с материалом детекторов и воздухом при прохождении пучка до пучкового годоскопа.



Рисунок 8.12 – Зарядовый спектр: слева – в кварцевом годоскопе для сеанса с полем 1650 А; справа – в 16-м детекторе кварцевого годоскопа. Пучок попадает в свинцовую мишень толщиной 9 мм, триггер ArmOr

## 9. Эксперимент MPD/NICA

## 9.1. Передний адронный калориметр установки MPD/NICA

Передний адронный калориметр фрагментов (FHCal) для установки MPD/NICA (рисунок 9.1) создается в рамках сотрудничества ИЯИ РАН и ОИЯИ. Данный калориметр является одним из основных детекторов экспериментальной установки и предназначен для измерения геометрии столкновений тяжелых ионов встречных пучков ускорительного комплекса NICA, а также для исследования свойств образующихся в результате таких столкновений невзаимодействующих нуклонов налетающих ядер (спектаторов). Измерения энергетических и пространственных распределений нуклонов-спектаторов и ядерных фргаментов-спектаторов в калориметре дают уникальную возможность определения центральности ядро-ядерных столкновений, плоскости реакции, а также чувствительных к свойствам горячей области столкновений импульсов отдачи спектаторов. Передний адронный калориметр обладает максимальной эффективностью к регистрации периферических ядро-ядерных столкновений и будет использоваться в триггерной схеме установки MPD.

FHCal состоит из двух одинаковых плеч (44 модулей в каждом), расположенных симметрично с обеих сторон от области столкновений. Модульная структура одного плеча FHCal представлена на рисунке 9.1.





Рисунок 9.1 – Схема установки MPD/NICA и адронного калориметра. Слева: схема экспериментальной установки MPD/NICA. Справа: модульная структура одного плеча FHCal. Центральные модули выделены желтым цветом и будут использоваться для формирования триггера установки

Каждый модуль калориметра представляет собой многослойную структуру с перемежающимися слоями пассивного абсорбера адронного ливня (сурьмяно-свинцовый сплав) и пластин органического сцинтиллятора, измеряющими энергию частиц в ливне. Для съема и транспортировки света в пластинах используются переизлучающие оптоволокна фирмы Kuraray (Япония) типа Y11(200) S-type диаметром 1 мм.

В калориметре используются пластины размером 15×15×0.4 см<sup>3</sup> с оптоволокном, вклеенным в спиральную канавку. Для увеличения световыхода один конец оптоволокна покрыт слоем специальной светоотражающей краски на основе серебра.

В настоящее время все 90 FHCal модулей изготовлены и готовы для установки в MPD магнит. Также была изготовлена вся аналоговая электроника для переднего калориметра.

## 9.2. Стенд для разработки систем управления переднего калориметра

В рамках подготовки переднего адронного калориметра к эксперименту на пучках тяжелых ионов в ИЯИ РАН создан экспериментальный стенд для разработки и тестирования различных детекторных систем. Стенд был создан из имеющихся модулей калориметра и представляет собой сборку из 18 модулей, см. рисунок 9.2.





Рисунок 9.2 – Фото тестового стенда (слева) и модулей FHCal (справа)

Все модули стенда оборудованы аналоговой электроникой, состоящей из усилителей и формирователей аналоговых сигналов с фотодетекторов и индивидуальных источников питания. Аналоговая и считывающая цифровая электроника связаны плоскими многожильными кабелями. Кроме того, электронные платы оборудованы системой медленного контроля за параметрами калориметра, в частности, усилением фотодетекторов, температурой окружающей среды, температурной коррекцией коэффициентов усиления фотодетекторов.

Данный стенд используется для разработки триггерной схемы. С этой целью суммарные аналоговые сигналы с каждого модуля калориметра поступают на внешний сумматор, представляющий собой дополнительную электронную плату, размещенную на задней стороне калориметра. Суммарный сигнал пропорционален общему энерговыделению в модулях калориметра. Поэтому использование дискриминатора с подстраиваемым порогом позволяет выставить требуемый триггера с калориметра, соответствующий определенному минимальному энергетическому выделению В калориметре.

Дополнительной задачей стенда является разработка метода энергетической калибровки модулей калориметра с использованием космических мюонов. Продольная сегментация модулей позволяет с необходимой точностью восстановить трек мюона и определить его энерговыделение в каждой продольной секции модулей FHCal.

### 9.3. Монте Карло моделирование триггера FHCal

Как отмечалось выше, передний адронный калориметр планируется использовать в MPD/NICA с отбором событий общем триггере установки всех возможных центральностей. Особенно важно регистрировать периферические события с минимальным энерговыделением как в калориметре, так и в других детекторах установки. Чтобы определить эффективность работы триггера в зависимости от центральности столкновений, было проведено Монте-Карло моделирование работы триггера на основе переднего адронного калориметра дляэксперимента MPD/NICA. Была разработана программа для расчета оптимальной конфигурации триггера, принимающая порог регистрации (определяется уровнем электронных шумов) и конфигурацию используемых модулей в качестве свободных параметров. С использованием разработанной программы были проанализированы данные Монте-Карло моделирования работы детектора MPD в программной среде Mpdroot и определена наиболее эффективная конфигурация используемых модулей, получены дифференциальная и интегральная эффективности регистрации событий триггером.

Моделирование триггера осуществлялось в Mpdroot с использованием генератора событий DCM-SMM [44]. Моделировалась столкновения ядер золота с энергиями в системе центра масс на нуклон-нуклонную пару 5 и 11 АГэВ, что соответствует проектным значениям минимальной и максимальной энергии столкновений в ускорителе NICA.

114

Были рассмотрены три варианта конфигурации используемых модулей: 1. только внутренние модули (8 модулей, расположенных непосредственно вокругцентрального отверстия для прохождения пучка); 2. внутренние и средние модули (8 внутренних модулей + 16 модулей, расположенных вокруг внутренних модулей); 3. все модули калориметра (44 модуля). Были исследованы значения порога регистрации 2 МэВ/модуль и 5 МэВ/модуль. Результаты расчётов эффективности триггера приведены на рисунках 9.3 и 9.4 для энергий столкновения 5 и 11 АГэВ, соответственно.



Рисунок 9.3 – Зависимость эффективности триггера от центральности столкновений ядер золота при энергии 5 АГэВ



Рисунок 9.4 – Зависимость эффективности триггера от центральности столкновений ядер золота при энергии 11 АГэВ

Как видно из рисунков, практически 100% эффективность триггера сохраняется до значений прицельного параметра около 12 Фм. Для самых периферических столкновений эффективность падает до 80% и до 40% для максимальной и минимальной энергий столкновений, соответственно. Полученная эффективность триггера с калориметра FHCal является максимальной по сравнению с другими детекторами экспериментальной установки MPD/NICA.

### 9.4. Интеграция переднего калориметра в экспериментальную установку

В настоящее время продолжается разработка методов интеграции переднего адронного калориметра в установку MPD/NICA. Основная проблема связана с установкой ионопровода внутрь сверхпроводящего соленоида с фланцем, диаметр которого превышает габариты центрального пучкового отверстия в FHCal. Поэтому перед установкой ионопровода необходимо обеспечить разделение каждого плеча калориметра на две части. Предполагаемая процедура сборки калориметра показана на рисунке 9.5. Вначале две половины одного плеча FHCal закатываются на подвижной платформе внутрь полюсов магнита. Затем ионопровод вставляется внутрь соленоида между половинами калориметра. После этого обе половины калориметра сжимаются с противоположных сторон, образуя цельную сборку из индивидуальных модулей. Таким образом, внешние фланцы ионопровода выступают за габариты адронного калориметра, а внутри калориметра находится труба ионопровода с меньшим диаметром.



Рисунок 9.5 – Схема процедуры установки калориметра в сверхпроводящий соленоид. Слева: две половины калориметра вставляются в полюс магнита, а между ними проходит ионопровод. Справа: обе половины калориметра сжимаются с противоположных сторон

## 9.5. Выбор оптимальной модели ядро-ядерных взаимодействий

В Монте Карло расчётах переднего адронного калориметра на установке MPD/NICA используются несколько моделей фрагментации ядер, в частности, PHQMD [62] и DCM–SMM [44]. В свою очередь, модель PHQMD рассматривается с двумя различными вариантами алгоритмов кластеризации — MST (Minimum Spanning Tree) с названием PHQMD-MST и SACA (Simulated Annealing Cluster Algorithm) [47], называемая PHQMD-SACA. MST определяет кластеры только тогда,

когда свободные нуклоны и группы нуклонов хорошо разделены в координатном пространстве в конце реакции. SACA позволяет изучить картину кластеризации на ранней стадии вскоре после времени прохождения ядер друг сквозь друга, когда различные итоговые кластеры все еще перекрываются в координатном пространстве. Результаты работы генераторов значительно отличаются, что приводит к большой неопределенности при оценке точности определения центральности и ориентации плоскости реакции. Для получения достоверных данных моделирования необходимо проверить корректность Монте-Карло моделей. Для верификации результатов моделирования были использованы NA61 CERN, PSD данные с эксперимента где используется калориметр (Projectile Spectator Detector), который имеет схожий с FHCal дизайн. PSD состоит из 45  $(10 \times 10 \text{ cm}^2),$ центральных 28 больших  $(20 \times 20 \text{ cm}^2)$ модулей 16 маленьких периферических, а также одного дополнительного модуля из двух секций перед калориметром. Важным отличием PSD от FHCal является отсутствие в PSD отверстия для пучка В центре, см. рисунок 9.6. Для сравнения Монте-Карло моделей с экспериментальными данными был взят тестовый набор данных 2016 г. по столкновениям ядер свинца <sup>208</sup>Pb с импульсом пучка 30 АГэВ/с со свинцовой мишенью.



Рисунок 9.6 – Поперечная сегментация калориметров PSD (слева) и FHCal (справа)

Для приведения экспериментальных данных в соответствие с результатами Монте-Карло моделирования делается отбор, берутся события со всеми центральностями (триггер T4), чтобы отсечь события с непровзаимодействовавшими ядрами. В моделировании такие события также необходимо отсечь. Модель PHQMD-MST характеризуется большим количеством событий без взаимодействия, и для их устранения использовался отбор по псевдобыстроте  $|\eta| < 1$ . Количество событий, взятых для сравнения, одинаково как для Монте-Карло, так и для экспериментальных данных, и составляет 10 000 событий.

Сравнение сделано для двух различных конфигураций калориметра — с отверстием для пучка и без него. В первом случае отверстие вводится искусственно — энерговыделение в четырех центральных модулях и дополнительном 45-м полагается равным нулю. Сравнение экспериментальных данных делается по нескольким наблюдаемым, которые могут быть прямо или косвенно получены из данных. К прямым наблюдаемым относятся энерговыделение в калориметре и длина среднего радиусвектора, определяемая из координат х<sub>теап</sub> и у<sub>теаn</sub>:

$$x_{mean} = \frac{\sum_{i} E_{i} |x_{i}|}{\sum_{i} E_{i}} \quad y_{mean} = \frac{\sum_{i} E_{i} |y_{i}|}{\sum_{i} E_{i}}$$

Длина среднего радиус-вектора отражает пространственное распределение энергии по поверхности калориметра. К косвенным наблюдаемым относятся те, что получены из аппроксимации конусом энерговыделения в каждом событии (высота конуса и радиус). В качестве критерия оценки близости сравниваемых данных используется критерий  $\chi^2$ , получаемый как:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(MC_i - Exp_i)^2}{\sigma_{MC_i}^2 + \sigma_{Exp_i}^2}$$

На рисунке 9.7 представлены результаты сравнения энерговыделения и длины среднего радиус-вектора в конфигурации калориметра без отверстия, энергия 45-го модуля равномерно распределена по четырем центральным модулям.



Рисунок 9.7 – Результаты для калориметра без отверстия. Слева: энерговыделение для моделей DCM-SMM (красный), PHQMD-MST (синий), PHQMD-SACA (зеленый) и экспериментальных данных (черный). Справа: средняя длина радиус-вектора, цветовые обозначения идентичны

Отметим разницу между двумя версиями модели PHQMD и DCM-SMM. Для обоих вариантов кластеризации в PHQMD пик энерговыделения находится значительно ниже. При этом PHQMD точнее описывает события с более низкой энергией. В случае длины среднего радиус-вектора хорошо заметно сильное отличие PHQMD-SACA модели от остальных расчтеов и от экспериментальных данных.

Результаты, полученные для модифицированной конфигурации калориметра (с отверстием), резко отличаются и представлены на рисунке 9.8.



Рисунок 9.8 – Результаты для калориметра с центральным отверстием. Слева: энерговыделение для моделей DCM-SMM (красный), PHQMD-MST (синий), PHQMD-SACA (зеленый) и экспериментальных данных (черный). Справа: средняя длина радиусвектора, цвета идентичны

Хорошо видно, что обе версии модели PHQMD крайне неточно описывают энерговыделение в случае калориметра с отверстием. Значительно меньшее значение длины среднего радиус-вектора для PHQMD-SACA объясняется, как и в прошлом случае, значительно более равномерным распределением энергии по поверхности калориметра. Из рисунка 9.8 (слева) видно, что события SACA несут существенно большую энергию, в то время как в случае DCM-SMM большая часть тяжелых фрагментов вылетает в пучковое отверстие, осаждение такой большой энергии в калориметре резко уменьшает величину длины среднего радиус-вектора. Картина для PHQMD-MST противоположна.

Таким образом, наиболее точно экспериментальные данные описываются моделью DCM-SMM, которая и была использована в расчетах переднего адронного калориметра, в частности для моделирования эффективности триггера событий.

119

# 10. Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики

### 10.1. Нейтрон-протонная длина рассеяния

Нейтрон-протонная длина рассеяния с высокой точностью измерена в нескольких экспериментах по свободному *пр*-рассеянию, при этом её среднее значение  $a_{np} = -23,748 \pm 0,010$  Фм дано в работе [63]. Кроме того, *пр*-длина рассеяния определялась также в реакциях с образованием *пр*-пары в конечном состоянии (см. работы [64–67]). При этом использовалась как геометрия *пр*-взаимодействия в конечном состоянии (ВКС) с регистрацией нейтрона и протона под близкими углами (см. работы [64,67]), так и геометрия отдачи с регистрацией двух нейтронов по разные стороны от направления первичного пучка, при этом нерегистрируемый протон летит под близким углом с одним из нейтронов (см. работы [65,66]).

В работе [65] в реакции <sup>2</sup>H(*n*, *nnp*) при энергии нейтронов 13 МэВ получено значение <sup>1</sup>S<sub>0</sub> *np*-длины рассеяния  $a_{np} = -23,5 \pm 0,8$  Фм. В других работах, изучавших реакции <sup>2</sup>H(*n*, *np*)*n* при энергии 25,3 МэВ в геометрии ВКС (см. работу [66]) и энергии 25,2 МэВ в геометрии отдачи (см. работу [67]) получены близкие значения  $a_{np} = -$ 23,9 ± 1,0 Фм и  $a_{np} = -24,3 \pm 1,1$  Фм, соответственно. Полученые в этих работах значения *np*-длины рассеяния близки к рекомендованному (см. работу [62]). Однако, авторы работы [63] в кинематически полном эксперименте по исследованию реакции <sup>2</sup>H(*d*, *pnp*)*n* при энергии 15,7 МэВ, измерили энергию виртуального <sup>1</sup>S<sub>0</sub> уровня *np*-системы и получили значение  $E_{np} = 0,054 \pm 0,012$  МэВ. Такая величина энергии виртуального уровня в пересчете на *np*-длину рассеяния при значении эффективного радиуса  $r_{np} = 2,76$  Фм дает значение  $a_{np} \approx -26,4 \pm 2,0$  Фм.

Разброс значений  $a_{np}$ , полученный в реакциях с тремя и четырьмя частицами в конечном состоянии, может быть связан со значительным влиянием 3*N*-сил. Согласно дибарионной модели ядерных сил (см. работы [68,69]), в таких реакциях может возникнуть новый механизм — обмен скалярным мезоном между нуклоном и дибарионом (синглетом). Такое дополнительное взаимодействие может привести к изменению низкоэнергетических характеристик *NN*-взаимодействия, извлекаемых из реакции с двумя нуклонами в конечном состоянии, а степень этого изменения может зависеть от относительной скорости разлета фрагментов. Так, недавний анализ полученных в реакциях *nd*- и *dd*-развала значений длин нейтрон-нейтронного рассеяния (см. работу [70], и статью [20] Приложения А 1.3) в значительной мере подтвердил гипотезу о влиянии 3*N*-

120

сил на величины извлекаемых параметров *пп*-взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами.

### 10.2. Определение синглетной пр-длины рассеяния в реакции nd-развала

Целью работы является экспериментальное определение синглетной *пр*-длины рассеяния в реакции *nd*-развала при низких значениях энергии первичных нейтронов и поиск отличия этой величины от значения, полученного в прямом *пр*-рассеянии.

Для определения энергии виртуального  ${}^{1}S_{0}$  *пр*-состояния  $E_{np}$  и связанной с этой величиной длины рассеяния  $a_{np}$  проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции  $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow n + d^{*} \rightarrow n + n + p$  на нейтронном канале РАДЭКС Института ядерных исследований РАН. В эксперименте регистрировались нейтрон отдачи и нейтрон от развала *пр*-системы по разные стороны от оси пучка. В этой постановке эксперимента нейтрон-протонное ВКС проявляется в виде максимума в распределении выхода реакции от относительной энергии *пр*-системы, форма которого чувствительна к величине  $E_{np}$ 

$$\varepsilon = \frac{1}{2} (E_n + E_p - 2\sqrt{E_n E_p} \cos \Delta \Theta), \qquad (10.1)$$

где  $\varepsilon$  – относительная энергия *пр*-системы,  $E_n$  и  $E_p$  – кинетические энергии нейтрона и протона от развала *пр*-системы, а  $\Delta \Theta$  – угол разлета нейтрона и протона в лабораторной системе. Для описания этого распределения часто используется формула Мигдала– Ватсона (см. работы [83,84])

$$F_{\rm MB} = A \frac{\sqrt{\varepsilon}}{\varepsilon + E_{np}}, \qquad (10.2)$$

где  $E_{np}$  – абсолютное значение энергии виртуального  ${}^{1}S_{0}$  состояния *пр*-системы;  $\sqrt{\varepsilon}$  – множитель, связанный с фазовым объемом; A – нормировочный коэффициент. Связь между параметрами  $E_{np}$  и  $a_{np}$  выражается формулой

$$\frac{1}{a_{NN}} = -\left(\frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2}\right)^{1/2} - \frac{1}{2}r_{NN}\frac{m_N E_{NN}}{\hbar^2} + \dots,$$
(10.3)

где *a*<sub>NN</sub> – длина *NN*-рассеяния, *E*<sub>NN</sub> – энергия виртуального уровня, *r*<sub>NN</sub> – эффективный радиус *NN*-взаимодействия; *m*<sub>N</sub> – масса нуклона.

На рисунке 10.1 показана схема экспериментальной установки. Источником нейтронов служила ловушка пучка протонов с энергией 209 МэВ линейного ускорителя ИЯИ РАН. Нейтроны, образованные в вольфрамовой мишени толщиной 60 мм, коллимировались на длине 12 м и формировали пучок с диаметром ~ 50 мм на измерительной дейтериевой мишени.



Рисунок 10.1 – Схема экспериментальной установки: *1* – пучок нейтронов канала РАДЭКС ИЯИ РАН; 2 – коллиматор; *3* – активная C<sub>6</sub>D<sub>6</sub> мишень; *4* – годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов отдачи; *5* – годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов для регистрации нейтронов от развала синглетного дейтрона

В качестве дейтериевой мишени и одновременно детектора вторичных протонов использовался  $C_6D_6$  сцинтиллятор (EJ315). Нейтроны отдачи регистрировались тремя сцинтилляционными детекторами на основе жидкого сцинтиллятора (EJ301) под углами 40,4°, 43,2° и 45,5° и откалиброванными на регистрацию нейтронов до 3 МэВ. Нейтроны от развала синглетного дейтрона регистрировались тремя аналогичными детекторами, расположенными под углами 38,1°, 41,1° и 43,9° по другую сторону от направления первичного пучка. Эти детекторы откалиброваны на регистрацию нейтронов в диапазоне до 9 МэВ. Энергия каждого зарегистрированного нейтрона определялась времяпролетной методикой, при этом стартовым сигналом детектирующей системы служил временной сигнал от активной сцинтилляционной мишени.

Сигналы от вторичного протона и всех нейтронных детекторов подавались на входы цифрового сигнального процессора DT5742 (CAEN S.p.A.), малый шаг временной развертки которого позволил использовать его для временного анализа. Обработка информации велась в оффлайн режиме и состояла из определения амплитуд и площадей импульсов, получения времен возникновения сигналов в детекторах, цифрового анализа формы импульсов для дискриминации нейтронных событий от событий, вызванных γквантами. Составлялись девять групп тройных совпадений, соответствующие протонному сигналу в мишенном детекторе, сигналу от нейтрона отдачи и "развального" нейтрона.

Из законов сохранения энергии и импульса восстанавливалась энергия первичного нейтрона, а также энергия и угол вылета "развального" протона. Хотя энергетический спектр нейтронов канала РАДЭКС, падающих на мишень, широк и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов, одновременная регистрация в конечном состоянии всех трех частиц (протона и двух нейтронов) позволила восстановить энергию первичного нейтрона и вторичного протона в реакции  $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow n + n + p$  для каждого зарегистрированного события и отсортировать все зарегистрированные события по энергии первичного нейтрона. В настоящей работе представлены результаты эксперимента при энергии нейтронов  $E_n = 9 \pm 1$  МэВ и  $E_n = 11 \pm 1$  МэВ.

Для определения необходимых условий эксперимента и параметров экспериментальной установки было проведено моделирование исследуемой реакции. Для этой цели были использованы программы кинематического моделирования реакций с тремя частицами в конечном состоянии (см. работы [85,86]).

Трехчастичная кинематика реакции  $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow n + d^{*} \rightarrow n + n + p$  моделируется в два этапа. На первом этапе рассматривается образование синглетного дейтрона  $d^{*}$  с эффективной инвариантной массой  $M_{d^{*}} = m_{n} + m_{p} + \varepsilon$  в двухчастичной реакции  $n + {}^{2}\text{H} \rightarrow n + d^{*}$  и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии нейтрона отдачи и синглетного дейтрона в лабораторной системе координат. При этом зависимость выхода реакции от относительной энергии  $\varepsilon$  учитывается количеством разыгрываемых событий с разными  $\varepsilon$  (рисунок 10.2*a*) согласно кривым, рассчитанным по формуле (10.2) с определенным значением параметра  $E_{np}$  (и, соответственно,  $a_{np}$ ).



Рисунок 10.2 – Зависимости выхода реакции *nd*-развала от относительной энергии *np*пары по формуле Мигдала–Ватсона (*a*); сравнение экспериментальной зависимости выхода *nd*-развала от є при энергии первичных нейтронов  $E_0 = 9 \pm 1$  МэВ (точки)и результатов моделирования для различных значений энергии виртуального <sup>1</sup>S<sub>0</sub> уровня  $E_{np}$ : пунктирная кривая – 0,03 МэВ; сплошная кривая – 0,055 МэВ; штрих-пунктирная кривая – 0,1 МэВ ( $\delta$ )

На втором этапе рассматривается развал  $d^* \rightarrow n + p$  и рассчитываются углы вылета и кинетические энергии "развальных" нейтрона и протона. Затем учитываются условия эксперимента: расположение и количество детекторов, их энергетические и угловые разрешения. Из полного числа разыгрываемых событий отбираются события, соответствующие одновременному попаданию нейтрона отдачи и "развального" нейтрона в два соответствующих нейтронных детектора.

В результате такого моделирования получается соответствующая условиям эксперимента зависимость выхода реакции *nd*-развала от относительной энергии є для заданных значений энергии первичного нейтрона, углов регистрации нейтронов и энергии

виртуального  ${}^{1}S_{0}$  уровня  $E_{np}$  или  $a_{np}$  (см. рисунок 10.26). Таким образом, сравнение экспериментальной зависимости с полученными в моделировании позволит определить энергию  $E_{np}$ , и, соответственно, значение синглетной *пр*-длины рассеяния.

Для каждой из девяти пар тройных совпадений строилась двумерная диаграмма  $E_p - \Theta_p$  вторичного протона, угол и энергия которого восстанавливались решением уравнений для законов сохранения энергии и импульса, с учетом расположения и размеров пар нейтронных детекторов, их временных разрешениий и длин времяпролетных баз. Так, на рисунке 10.3 показаны экспериментальные точки (черные) двумерной диаграммы  $E_p - \Theta_p$ , отобранные для  $E_0 = 9 \pm 1$  МэВ и углов регистрации нейтрона отдачи и "развального" нейтрона  $\Theta_{n1} = 45,5^{\circ} \pm 0,8^{\circ}$  и  $\Theta_{n2} = -38,1^{\circ} \pm 0,8^{\circ}$ , соответственно. Отрицательным и положительным углам отвечают разные стороны вылета относительно направления первичного пучка. На рисунке 10.3 также представлены результаты моделирования реакции демократического развала  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$  (светло-серые точки) и реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$  (темно-серые точки), идущей через стадию образования и развала синглетного дейтрона.



Рисунок 10.3 – Двумерная диаграмма  $E_p - \Theta_p$  вторичного протона. Экспериментальные условия:  $E_0 = 9 \pm 1$  МэВ,  $\Theta_{n1} = 45,5^\circ \pm 0,8^\circ$ ;  $\Theta_{n2} = -38,1^\circ \pm 0,8^\circ$ . Точки: светло-серые – моделирование реакции демократического развала  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + n + p$ ; темно-серые – моделирование реакции  $n + {}^2\text{H} \rightarrow n + d^* \rightarrow n + n + p$ , идущей через стадию образования и развала синглетного дейтрона; черные – эксперимент

Для всех событий, попавших в темно-серую область, по формуле (10.1) формировалась зависимость выхода реакции от относительной энергии є. Такая процедура была проделана для всех девяти пар тройных совпадений. Для определения низкоэнергетических параметров *пр*-взаимодействия экспериментальная зависимость выхода реакции *nd*-развала  $dN^{9\kappa cn}/d\varepsilon$  сравнивалась с результатами моделирования  $dN^{Mod}/d\varepsilon$ . На рисунке 10.26 показано сравнение суммарных экспериментальных данных при энергии первичных нейтронов  $E_n = 9 \pm 1$  МэВ и результатов моделирования для трех значений энергии виртуального *np*-уровня 0,03, 0,055 и 0,1 МэВ при параметрах эксперимента. Видно, что формы распределений похожи, а экспериментальная кривая в области низкоэнергетичного пика лежит между кривыми, полученными моделированием для  $E_{np} = 0,03$  и 0,1 МэВ. Для экспериментальных точек приведена полная статистическая ошибка, включающая статистическую неопределенность процедуры вычитания фона.

Для определения длины рассеяния моделирование реакции *nd*-развала проводилось в широкой области значений  $a_{np}$  от -34 до -18 Фм, которые пересчитывались из энергии виртуального состояния  $E_{np}$  по формуле (10.3) при значении  $r_{np} = 2,7$  Фм. Далее минимизировалось значение  $\chi^2$  для экспериментальных и моделированных точек, определяемое выражением

$$\chi^{2}(a_{np}) = \sum_{\varepsilon} \frac{\left(\frac{dN^{3\text{KCII}}}{d\varepsilon} - A\frac{dN^{\text{MOA}}}{d\varepsilon}\right)^{2}}{\left(\Delta \frac{dN^{3\text{KCII}}}{d\varepsilon}\right)^{2}},$$
(10.4)

где A – нормировочный коэффициент, определяемый отношением интегралов экспериментального спектра и спектра от моделированния по широкому интервалу значений  $\varepsilon$  (0 – 0,4 МэВ),  $\Delta dN^{3\kappa cn}/d\varepsilon$  – статистическая ошибка экспериментальных точек. Для нахождения величины длины рассеяния и ее статистической неопределенности, значения  $\chi^2(a_{np})$  аппроксимировалась квадратичным полиномом (рисунок 10.4).



Рисунок 10.4 – Зависимость  $\chi^2$  от длины рассеяния  $a_{np}$  для  $E_n = 9 \pm 1$  МэВ, полученная с использованием формулы (10.4) суммированием по двадцати пяти точкам по  $\epsilon$  (0,01 – 0,13 МэВ). Кривая – аппроксимация квадратичным полиномом

Минимальное значение  $\chi^2_{min}$  определяет величину *пр*-длины рассеяния, а статистическая ошибка в определении  $a_{np}$  дается формулой

$$\Delta a_{np} = \left| a_{np} \left( \chi^2_{\min} \right) - a_{np} \left( \chi^2_{\min} + 1 \right) \right|. \tag{10.5}$$

Таким образом, для представленных данных при  $E_n = 9 \pm 1$  МэВ получено значение  ${}^{1}S_0$  *пр*-длины рассеяния  $a_{np} = -25,8 \pm 1,1$  Фм. Для эксперимента при  $E_n = 11 \pm 1$  МэВ процедура моделирования и определения длины рассеяния аналогичны, а полученное значение  $a_{np} = -25,1 \pm 1,3$  Фм. Бо́льшая ошибка в определении  $a_{np}$  связана с существенно меньшей статистикой, полученной в эксперименте, при энергии первичных нейтронов 11 МэВ.

Полученные нами результаты исследования реакции *nd*-развала при низких энергиях в совокупности с данными работ [64–67] о *np*-длине рассеяния, приведены на рисунке 10.5.



Рисунок 10.5 – Значения /*a<sub>np</sub>*/ длины рассеяния, извлеченные из экспериментов по *nd*- и *dd*-развалам в зависимости от энергии налетающих частиц. Точки – данные, полученные в работах: ♦ – [64]; ● – [65]; ▲ – [66]; ■ – [67]; ○ – результаты настоящей работы.

Горизонтальная линия соответствует значению  $a_{np} = -23,748 \pm 0,010 \, \Phi$ м, извлеченному из экспериментов по свободному *пp*-рассеянию

Полученные в настоящей работе значения  $a_{np}$  существенно отличаются от величины  $a_{np} = -23,748 \pm 0,010 \, \Phi$ м, выведенной из экспериментов по свободному *пр*-рассеянию. На наш взгляд это свидетельствует об эффективном усилении *пр*-взаимодействия в присутствии третьего нуклона.

# 11. Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях

## 11.1. Изучение кластерной структуры <sup>6</sup>Li

Для изучения кластерной структуры высоко возбужденных состояний ядра <sup>6</sup>Li на нейтронном канале РАДЭКС Института ядерных исследований РАН планируется исследовать реакцию  $n + {}^{6}\text{Li} \rightarrow n + {}^{6}\text{Li}^{*} \rightarrow n + {}^{3}\text{He} + t$  при энергии 30 - 50 МэВ. В эксперименте наряду с рассеянными частицами (нейтронами) будут регистрироваться в совпадении и продукты распада высоко возбужденных состояний (гелий-3). Хотя энергетический спектр пучка нейтронов, падающего на мишень, непрерывен и включает все энергии вплоть до предельной, равной энергии пучка протонов (~200 МэВ), однако регистрация в совпадении этих частиц позволит восстановить энергию первичного нейтрона, вызвавшего реакцию, а также энергию и угол вылета тритона. Все зарегистрированные события могут быть отнесены к различным интервалам энергии первичного пучка, и накопление событий для интересующих нас энергий падающих нейтронов будет проходить одновременно.

Для исследования реакции  $n + {}^{6}\text{Li} \rightarrow n + {}^{3}\text{He} + t$  необходимы регистрация в совпадении вылетающих нейтронов и заряженных частиц, их идентификация и определение энергии. Используя программу (см. работу [86]), было проведено кинематическое моделирование данной реакции, в результате которого определены возможные углы регистрации заряженных частиц, нейтронов, диапазоны их энергий.

## 11.2. Прототип экспериментальной установки

В статье [85] нами был описан прототип экспериментальной установки, на которой были проведены тестовые измерения реакции  $n + {}^{6}\text{Li} \rightarrow \alpha + d + n$  и показана возможность регистрации в совпадении заряженных частиц и нейтронов, а также возможность идентификации типа заряженной частицы на нейтронном пучке канала РАДЭКС. На основе этого прототипа была собрана экспериментальная установка, схема которой показана на рисунке 11.1.



Рисунок 11.1 – Схема экспериментальной установки для исследования реакции  $n + {}^{6}\text{Li} \rightarrow n + {}^{3}\text{He} + t$ . Обозначения: 1 - пучок нейтронов канала РАДЭКС, 2 - малая вакуумная камера рассеяния, 3 - мишень  ${}^{6}\text{Li}_{2}\text{CO}_{3}$ , 4 - телескоп кремниевых  $\Delta E - E$  детекторов, 5 - годоскоп нейтронных сцинтилляционных детекторов

Идентификация заряженных частиц и измерение их энергии проводилась  $\Delta E$ -E телескопом кремниевых полупроводниковых детекторов с толщинами 25 и 150 мкм, соответственно. Сигнал E-детектора служил стартовым для измерения времени пролета совпадающего нейтрона до одного из 3 сцинтилляционных детекторов (5x5 см<sup>2</sup>) на основе жидкого сцинтиллятора EJ301. Углы установки детекторов и расстояния до мишени определялись из результатов моделирования. Мишень <sup>6</sup>Li<sub>2</sub>CO<sub>3</sub> толщиной в 20 мкм установлена в малой вакуумной камере рассеяния. Для оцифровки сигналов использовался цифровой сигнальный процессор DT5742 (CAEN S.p.A.) с шагом оцифровки по времени 0,2 нс. Из оцифрованных сигналов по времени пролета высчитывались энергия зарегистрированного нейтрона с учетом выделенные в  $\Delta E$ - и E-детекторах (по амплитудам сигналов) и длительности фронта и спада сигналов.

На прототипе будущего спектрометра проведены измерения с целью оценки необходимого для получения достаточной статистики времени, влияния гамма и нейтронных потоков на стабильность работы кремниевых полупроводниковых детекторов, уровней фонов в интересующих нас энергетических диапазонах. Измерения проводились параллельно плановым экспериментам, на которые был настроен пучок нейтронов (частота 50 Гц, короткий импульс <0,5 мкс с большим пиковым током). Для наших

129

измерений он был не оптимален. Тем не менее, основная цель эксперимента была достигнута.

На рисунке 11.2*а* показана двумерная диаграмма потерь энергии в  $\Delta E$ -E телескопе, полученная в результате моделирования для различных заряженных частиц и экспериментальные данные, полученные при условии совпадения сигналов от телескопа и любого из нейтронных детекторов. Усиление на детекторах было подобрано таким образом, чтобы отчетливо наблюдать локусы двухзарядных частиц (<sup>3</sup>He и <sup>4</sup>He).



Рисунок 11.2 – Двумерная  $\Delta E$ -E диаграмма. Точки – экспериментальные данные, локусы – результаты моделирования для однозарядных (p, d, t) и двухзарядных ( $^{3,4,6}$ He) частиц (a).

Экспериментальные данные с разделением по методике, описанной в статье [22] Приложения А 1.3, на локусы поглощения (серые точки) и локусы обратного хода (черные точки) (б)

Появление локуса сквозного прохождения заряженных частиц, затрудняющего вычисление полной энергии частицы, связано с неоптимальной толщиной *E*-детектора. В данном эксперименте использовались тестовые детекторы, поскольку заранее были неизвестны влияющие на параметры детекторов интенсивности, спектры потоков фоновых частиц (нейтронов, гамма-квантов) в месте расположения детекторов.

Для разделения вкладов прямого и обратного локусов и построения энергетического спектра исследуемых частиц применялся способ разделения по длительностям переднего и заднего фронтов сигналов, описанный в статье [22] Приложения А 1.3. На рисунке 11.3 приведены спектры переднего и заднего фронтов сигналов, а на рисунке 11.26 после такого разделения экспериментальные точки обозначены как серые (для прямого хода локусов) и черные (для обратного хода локусов).



Рисунок 11.3 – Длительность фронта сигнала (*a*); длительность спада сигнала (б). Серые точки – события прямого хода локусов, черные точки – события обратного хода локусов

Был проведен отбор событий, соответствующих регистрации <sup>3</sup>Не в совпадении с нейтронным сигналом. По энергиям и углам вылета <sup>3</sup>Не и n было проведено восстановление энергии первичных нейтронов, вызвавших реакцию <sup>6</sup>Li(n, <sup>3</sup>He n)t, а также определены энергия и угол вылета недетектируемой частицы (t). При этом учитывались неопределенности, связанные с углами детектирования заряженных частиц и нейтронов, энергетическим разрешением детекторов заряженных частиц, временным разрешением сцинтилляционных детекторов и длиной времяпролетной базы.

В работе [87] было отмечено, что превышение энергии состояния ядра над порогом развала состояния на два кластера полностью определяется углом их разлета и кинетическими энергиями в лабораторной системе. Регистрируя в совпадении частицы  ${}^{3}$ He + *n* и восстанавливая из кинематики параметры частицы *t*, мы получаем возможность

напрямую изучать спектр возбуждений распадающегося состояния  ${}^{6}\text{Li}^{*}$ , фиксируя при этом его кластерные состояния через моду распада  ${}^{3}\text{He} + t$ .

Из экспериментальных событий были отобраны те, которые были вызваны первичными нейтронами с энергией 45±5 МэВ. По углам вылета и энергиям продуктов распада (<sup>3</sup>He и *t*) высоко возбужденных состояний <sup>6</sup>Li была рассчитана энергия возбуждения  $E_x$  ядра <sup>6</sup>Li, распадающегося по каналу <sup>3</sup>He + *t*. На рисунке 11.4 показана двумерная диаграмма  $E_x(^{6}\text{Li}^*) - \Theta(t)$ . Черными точками показаны области экспериментальных событий, серыми точками показан результат моделирования реакции  $n + ^{6}\text{Li} \rightarrow n + ^{3}\text{He} + t$  при следующих параметрах:  $E_0 = 45\pm5$  МэВ,  $\Theta(n) = -80^{\circ}\pm1,5^{\circ}$ ,  $\Theta(^{3}\text{He}) = 50^{\circ}\pm2^{\circ}$  (знак минус означает вылет частицы по другую сторону от оси пучка).



Рисунок 11.4 – Двумерная диаграмма  $E_x({}^6\text{Li}^*) - \Theta(t)$  реакции  $n + {}^6\text{Li} \rightarrow n + {}^6\text{Li}^* \rightarrow n + {}^3\text{He} + t$ . Параметры эксперимента:  $E_0 = 45 \pm 5 \text{ M}3B$ ,  $\Theta(n) = -80^\circ \pm 2^\circ$ ,  $\Theta({}^3\text{He}) = 50^\circ \pm 1,5^\circ$ . Черные точки – экспериментальные события, серая область –события из моделирования

На рисунке 11.4 видно, что большая часть экспериментальных событий лежит в области энергии возбуждения ядра  $E_x({}^6\text{Li}^*)>20$  МэВ. При достаточной статистике будет возможно получение спектра энергии возбуждения  ${}^6\text{Li}$ , а его анализ при одновременном определении продуктов распада, позволит однозначно определить как энергии, так и структуру высоко возбужденных состояний ядер  ${}^6\text{Li}$ .

# 12. Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов

## 12.1. Прецизионное измерение электрической и магнитной поляризуемостей протона

Международной коллаборацией A2 на пучке линейно поляризованных фотонов ускорителя МАМИ (Германия) с участием ученых из ИЯИ РАН выполнены прецизионные измерения дифференциального сечения и спиновой асимметрии комптоновского рассеяния на протоне ниже порога рождения  $\pi$ -мезонов. В экспериментах использовалась криогенная жидководородная мишень и детектирующая система, состоящая из калориметров Crystal Ball и TAPS. Эксперимент был выполнен с лучшей в мире статистикой, что позволило извлечь из экспериментальных данных значения электрической и магнитной поляризуемостей протона  $\alpha_{E1}$  и  $\beta_{M1}$  с беспрецедентной точностью (рисунок 12.1).



Рисунок 12.1 – Электрическая α<sub>E1</sub> и магнитная β<sub>M1</sub> поляризуемости протона, полученные из различных экспериментов. Результаты данного эксперимента – фиолетовая область

## 12.2. Измерение спиновой зависимости фоторождения π<sup>0</sup>-мезонов на дейтроне в широком диапазоне энергий

Спин-зависимое сечение фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на дейтроне и угловая зависимость дважды поляризационной наблюдаемой *E* для рождения  $\pi^0$ -мезонов на квазисвободных протоне и нейтроне впервые измерены при энергиях фотонов от порога

до 1,4 ГэВ (рисунок 12.2). Эксперимент выполнен коллаборацией A2 с участием ученых из ИЯИ РАН на пучке циркулярно поляризованных фотонов с использованием продольно поляризованной дейтронной мишени. Продукты реакции детектировались калориметром Crystal Ball/TAPS, перекрывающим 97% полного телесного угла. Сравнение сечения на дейтроне с суммой сечений на свободных протоне и дейтроне дает количественную оценку влияния ядерной среды на рождение пионов. Сравнение данных по спиновой асимметрии E для квазисвободных протонов из дейтерия с данными для свободных протонов показывает, что эффекты ядерной среды не оказывают заметного влияния на эту величину.



Рисунок 12.2 – Инклюзивное поляризационное сечение фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на дейтроне. Точки – данный эксперимент, кривые – результаты модельных расчетов

## 12.3. Фоторождение $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda(1405) \rightarrow K^+ \pi^0 \Sigma^0$ (BGOOD, Бонн)

Изучение  $\Lambda(1405)$  интересно тем, что этот барион плохо описывается в рамках модели конституентных кварков. Так, его нестранный партнер по SU(3) симметрии, N\*(1535), на 130 МэВ тяжелее, несмотря на то, что s-кварк более тяжелый чем u- и d-кварки. В настоящее время  $\Lambda(1405)$  рассматривается как молекулярное состояние в uds секторе.

Фоторождение пары K<sup>+</sup> $\Lambda$ (1405) было изучено в эксперименте BGOOD с помощью полностью нейтрального распада,  $\Lambda$ (1405)  $\rightarrow \pi^0 \Sigma^0$ . Уникальная экспериментальная установка BGOOD позволяет определять как сечение, так и распределение инвариантной массы  $\Lambda$ (1405) (форму линии) в широком диапазоне полярных углов K<sup>+</sup>, вплоть до крайне малых передних углов, недостижимых в предыдущих экспериментах. Канал реакции был выделен путем идентификации всех частиц в конечном состоянии с использованием кинематического фита. Последующая подгонка к двумерным распределениям инвариантных масс  $\Sigma^0 \pi^0$  и  $\gamma \Lambda$  позволила четко отделить сигнал от фона. На рисунке 12.3 показано сечение реакции, интегрированное по всем полярным углам  $\cos(\theta^{K}_{cm})$  вылета каонов, в зависимости от энергии  $E_y$  начального фотона. Полученные данные хорошо согласуются с данными коллаборации CLASS, но имеют значительно лучшее разрешение по  $E_y$ . Малиновая линия – это расчет Wang и др. с учетом треугольной сингулярности, обусловленной резонансом N\*(2030). Отличное согласие с экспериментом подтверждает, что N\*(2030) является молекулярной системой К<sup>\*</sup> $\Sigma$ .

Результаты исследования опубликованы в статье [26] Приложения А 1.3 и будут использованы для анализа механизма реакции, а также для проверки моделей молекулярных структур адронов.



Рисунок 12.3 –Интегрированное сечение реакции γр → K<sup>+</sup>Λ(1405) в зависимости от энергии первичного пучка. Фиолетовая и голубая линии – это модель Wang et al. с треугольной сингулярностью и без нее, серые треугольники – данные K<sup>\*0</sup>Σ<sup>+</sup> коллаборации CBELSA/TAPS, малиновые треугольники – сумма K<sup>\*0</sup>Σ<sup>+</sup> и BGOOD K<sup>+</sup>Λ(1405). Красные кружочки – данные коллаборации CLAS

## 12.4. Когерентное фоторождение $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$ (BGOOD, Бонн)

Во втором десятилетии текущего века, после публикаций коллаборации WASA, резко оживились поиски возможного дибарионного резонанса. Реакция  $\gamma d \rightarrow \pi^0 \pi^0 d$  является идеальным каналом для поиска дибарионов в изоскалярном (I=0) конечном состоянии. Коллаборацией BGOOD с участием ученых ИЯИ РАН исследована реакция когерентного фоторождения пары нейтральных пионов на дейтерии, произведена полная

кинематическая реконструкция этой реакции с регистрацией пары нейтральных пионов в центральном детекторе и дейтрона в переднем спектрометре.

Измеренные дифференциальные сечения превышают сечения, предсказанные моделями когерентного фоторождения, но близки к модели трех изоскалярных дибарионных состояний 2,38, 2,47 и 2,63 ГэВ, о которых сообщает коллаборация ELPH. Наблюдается также небольшое увеличение в инвариантной массе  $\pi^0\pi^0$  при d\*(2380), что согласуется с эффектом ABC. При более высоких энергиях в системе центра масс узкий пик в  $\pi^0$ d инвариантной массе при 2114 МэВ с шириной 20 МэВ поддерживает механизм последовательного двойного распада дибариона. Результаты исследования изложены в статье [27] Приложения A 1.3.

12.5. Обработка экспериментальных данных, полученных в совместных экспериментах в коллаборации GRAAL (Гренобль, Франция)

В 2022 году на основе данных коллаборации GRAAL (Гренобль, Франция) был проведён расчёт зависимости сечения взаимодействия η-мезонов, родившихся в результате фотоядерной реакции в ядре углерода, с нуклонами ядра от энергии η-мезонов в диапазоне 25-95 МэВ. Было продемонстрировано отсутствие нуклонных резонансов в измеренном сечении, в частности S<sub>11</sub>-резонанса, который связывают обычно с предположением о существовании η- мезонных ядер.

# **13.** Изучение механизмов фотоядерных реакций в области низких энергий

#### 13.1. Изучение механизмов фотоядерных реакций вблизи порога

В 2022 году было выполнено моделирование экспериментальной установки по измерению сечения полного фотопоглощения в области пигми-резонанса. Было проведено сравнение нескольких типов детекторов и показано, что для решения указанной задачи оптимальным является сцинтилляционный детектор на базе германата висмута (BGO).

## 13.2. Изучение образования и характеристик экзотических ядер у границ устойчивости к испусканию нуклонов

На базе импульсных линейных ускорителей электронов ЛУЭ-8-5 в ИЯИ РАН и ЛУЭ-10 в НИИЯФ МГУ, а также разрезного микротрона РМ-55 в НИИЯФ МГУ осуществляется программа исследований образования и характеристик экзотических ядер. Исследуются нейтроноизбыточные ядра от фотоделения ядер-актинидов, распадающиеся с испусканием запаздывающих нейтронов и короткоживущие нейтроноизбыточные и протоноизбыточные ядра<sup>12</sup>В и <sup>12</sup>N от реакций <sup>13</sup>C( $\gamma$ , p)<sup>12</sup>B, <sup>14</sup>N( $\gamma$ , 2p)<sup>12</sup>B и <sup>14</sup>N( $\gamma$ , 2n)<sup>12</sup>N. Был выполнен и ряд методических исследований. Во-первых, регистрировались распады ядер <sup>12</sup>В и <sup>12</sup>N, образующихся в указанных фотонуклонных реакциях при  $E_{\gamma max} \approx 55 \text{ МэB}$ , которые интересны для разработки методов наружного контроля объектов с целью обнаружения в них скрытых концентраций азота с регистрацией активности <sup>12</sup>В и <sup>12</sup>N. Вовторых, измерены выходы запаздывающих нейтронов от распадов нейтроноизбыточных ядер-осколков, образующихся в результате фотоделения  $^{238}$ U при  $E_{y max} \approx 10$  MэB, которые интересны для согласования с результатами экспериментов по измерению реактивности и периодов разгона критических систем. В обоих случаях измерения выполнялись в интервалах между импульсами облучения. Из-за наличия большого вызванного импульсами пучка фона в залах облучения на PM-55 с измерением без перемещения мишеней наведенной в них короткоживущей относительно слабой радиоактивности были рассмотрены варианты регистрации образуемой (<sup>12</sup>B, <sup>12</sup>N)- активности с использованием сцинтилляционных детекторов на основе и сравнительно больших монокристаллов NaI(Tl), и телескопов тонких пластиков. Для регистрации запаздывающих нейтронов от фотоделения <sup>238</sup>U был использован спектрометр быстрых нейтронов на основе кристаллов стильбена в пассивной Рb-защите.

Были проведены модельные и экспериментальные исследования по оптимизации параметров установок по регистрации как (<sup>12</sup>B, <sup>12</sup>N)-активности на PM-55, так и запаздывающих нейтронов для короткоживущих компонент запаздывающих нейтронов на

ЛУЭ-8-5 и ЛУЭ-10, давшие обнадёживающие результаты для обоих типов задач. Готовятся фоновые и начальные основные измерения.

## 13.3. Теоретическое изучение фотовозбуждения и характеристик изоскалярных гигантских резонансов в атомных ядрах

На основе полумикроскопической частично-дырочной дисперсионной оптической модели исследованы основные свойства изоскалярных гигантских резонансов (до L=3) в ряде ядер с заполненными оболочками: <sup>208</sup>Pb, <sup>132</sup>Sn, <sup>90</sup>Zr и <sup>48</sup>Ca. Основные свойства исследуемых резонансов характеризуются силовыми функциями, переходными плотностями, а также парциальными и полными вероятностями их прямого однонуклонного распада.

## 14. Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах

## 14.1. Эксперименты по созданию нейтронного источника на лазерной системе мощностью 1 ТВт

Для проведения экспериментов использовалась лазерная система Тi:Sa МГУ мощностью 1 ТВт ( $\lambda$ =800 нм, v=10 Гц,  $\varepsilon$ =50 мДж,  $\tau$ =50 фс). Упрощенная схема эксперимента представлена на рисунке 14.1. Лазерное излучение (1) было сфокусировано внеосевым параболическим зеркалом (3) в пятно диаметром 3 мкм, что соответствует вакуумной интенсивности ~5×10<sup>18</sup> Вт/см<sup>2</sup>. Для контролируемого создания преплазменного градиента использовали управляемый наносекундный предымпульс, источником которого был Nd:YAG лазер ( $\lambda$ =1064 нм, v=10 Гц,  $\varepsilon$ =200 мДж,  $\tau$ =10 нс), сфокусированный тем же зеркалом до интенсивности 5×10<sup>12</sup> Вт/см<sup>2</sup> (2). Задержка  $\Delta$ tfs-ns могла изменяться в широком диапазоне значений с точностью в 1 нс. В качестве мишени использовалась аудиокассетная пленка толщиной 16 мкм (4).

Угол падения импульсов был близок к нормальному (~3°). Все эксперименты проводили в вакуумной камере с остаточным давлением не более  $10^{-2}$  Topp. Регистрацию параметров пучка электронов осуществляли с применением сцинтиллятора LANEX и ССD камеры и цилиндра Фарадея. Они устанавливались в область (5), см.рисунок 14.1. Для проведения экспериментов с генерацией нейтронов в реакциях фоторасщепления вместо детектора в область (5) устанавливали одну из вторичных мишеней (Be, D, U, Pb, W). Нейтроны регистрировались массивом из десяти <sup>3</sup>Не-счетчиков CHM-19, (6) на рисунке 14.1.

В описанном выше эксперименте по изучению взаимодействия лазерного излучения мощностью 1 ТВт с твердотельной пленочной мишенью был получен пучок ускоренных электронов с расходимостью <0,1 рад и температурой спектра T~1,5 МэВ. Число фоновых нейтронов составляло <0,001 нейтрона/импульс, что подтверждает фотоядерную природу измеренных потоков нейтронов. Максимальный поток нейтронов составил ~10<sup>5</sup> нейтронов/(с×срад). Генерация в среднем ~10 нейтронов/импульс в случае использования бериллиевой вторичной мишени соответствует ~10<sup>6</sup> нейтронов/(Дж×с×срад) или ~10<sup>6</sup> нейтронов/Дж, что является очень высоким коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны для реакций (ү,n). Полный заряд электронного пучка, измеренный цилиндром Фарадея, составил ~0,14±0,02 нКл.

139



Рисунок 14.1 – Схема экспериментальной установки. (1) – Ті:Sa фемтосекундное лазерное излучение, (2) – Nd:YAG наносекундное лазерное излучение, (3) – внеосевое параболическое зеркало (F=10 см), (4) – мишень-пленка толщиной 16 мкм, (5) – положение детектора или вторичной мишени для генерации нейтронов, (6) – детектор нейтронов, представляющий собой массив из десяти <sup>3</sup>Не-счетчиков CHM-19-1 в свинцовом кожухе и пластиковый замедлитель

## 14.2. Методика измерения параметров электронного пучка и моделирование выхода нейтронов в Geant4

Для пересчета полученного значения зарегистрированных нейтронов в заряд исходного электронного пучка в программном пакете Geant4 были рассчитаны коэффициенты конверсии K(T)=N<sub>n</sub>/N<sub>e</sub> для набора вторичных мишеней (Be, D, U, Pb, W) и различных средних энергий электронного пучка (1-3 МэВ). Для четырех из пяти вторичных мишеней значение заряда хорошо (в пределах погрешности) сходится для температуры T=1,5 МэВ и составляет Q~100 пКл. Данное значение температуры соответствует измеренному с помощью магнитного спектрометра, а заряда – напрямую измеренному с применением цилиндра Фарадея, что подтверждает возможность использования предложенной нами фотоядерной методики оценки параметров пучка электронов. Подчеркнем, что расчет коэффициентов конверсии K для набора температур T и заданной геометрии установки достаточно провести однократно.

## 15. 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 (Br ≈ 10<sup>-17</sup>), превышающем на пять порядков современное экспериментальное ограничение, был одобрен Department of Energy (DOE) в 2009 г. Основная идея эксперимента предложена в 1989 г. и разработана сотрудниками Института ядерных исследований [88]. Повышение уровня чувствительности в эксперименте Mu2e на пять порядков [89] может привести к обнаружению нового взаимодействия, порождаемого новыми тяжелыми частицами с массами ≈1000 ТэВ, которые невозможно получить в ближайшем будущем на ускорителях. Общая схема эксперимента представлена на рисунке 15.1.



Рисунок 15.1 – Эксперимент Mu2e [89] по поиску процесса конверсии мюона на ядре на ускорителе FNAL, Batavia, США, http://mu2e.fnal.gov

## 15.1. Развитие новой концепции эксперимента Mu2e, позволяющей поиск трех редких процессов с мюонами μ->e, μ->3e и μ-> e + γ

Проводились работы созданию пакета программ для моделированияпроцессов  $\mu^-$ >3е и  $\mu$ -> e +  $\gamma$  на установке Mu2e. Детальное моделирование процессов  $\mu^+ \rightarrow e^+e^-e^+u$  $\mu^+ \rightarrow e^+\gamma$  на установке Mu2e с последующей реконструкцией событий демонстрируют возможность повысить уровень чувствительности эксперимента в 300 и 20 раз соответственно, по сравнению с существующим экспериментальным уровнем. Максимальный прогресс с минимальными изменениями в установке может быть достигнут в поиске процесса  $\mu$ ->3e. Но для этого процесса есть трудности в создании триггера. В этом процессе нельзя использовать относительно простую схему получения триггерного сигнала, как для процессов  $\mu$ A->eA конверсии и  $\mu$ -> e +  $\gamma$ , с отбором событий по энергии близкой к максимально возможной. В процессе  $\mu$ ->3e трехчастичный распад в отличие от процессов  $\mu$ A->eA конверсии и  $\mu$ -> e +  $\gamma$ , в которых кинематика процесса двухчастичная. Для получения триггерного сигнала в процессе µ->3е была выбрана схема с винтовым коллиматором, который частично пропускает электроны и значительно задерживает позитроны. На рисунке 15.2 показан винтовой коллиматор и пример траектории электрона в магнитном поле, которая успешно проходит коллиматор.



Рисунок 15.2 – Винтовой коллиматор и траектория электрона, которую пропускает коллиматор

Электроны в магнитном поле движутся по винтовой траектории, имеющей для примера левый винт, тогда как траектории позитронов имеют правый винт. Винтовой коллиматор может быть двух типов: левый и правый. Для детального моделирования эффективности винтового коллиматора подготовлена версия пакета программ.

### 15.2. Калибровка черенковского монитора протонного пучка

Монитор протонного пучка в эксперименте Mu2e необходим для постоянного контроля вероятности выхода мюонов из мишени. Цель данной работы – разработка монитора, работающего в широком диапазоне интенсивностей и длительностей импульса протонного пучка, в условиях сильного низкоэнергичного электромагнитного фона. 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<sup>5</sup>) 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 низкоэнергичного 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.

Схема расположения детекторов на пучке протонов с энергией 169 МэВ показана на рисунке 15.3. Протонный пучок полностью поглощался в водном фантоме MP3-P T41029 размером 448×480×350 мм<sup>3</sup>, в котором находилась ионизационная камера IC, в области максимального энерговыделения протонного пучка – пика Брэгга. Мониторы Ch1, Ch2 и RF устанавливались по центру протонного пучка перед фантомом, в воздушном зазоре.



Рисунок 15.3 – Схема расположения детекторов (Ch1, Ch2, RF, IC) на пучке протонов с энергией 169 МэВ

Измерения проводились на пучке протонов с энергией 169 МэВ и длительности импульса протонов равной 35 мкс для трех режимах работы ускорителя: цикл D1 – 140 импульсов, D2 – 943 импульсов и D3 – 1561 импульсов. Детекторы IC и RF измеряют суммарную дозу в цикле от всех импульсов протонов. Детекторы Ch1 и Ch2 измеряют импульс тока во времени для каждого импульса протонов. Интегрирование импульса тока по времени дает заряд, пропорциональный числу протонов, для каждого импульса.

Результаты измерений поглощенной дозы детекторами Ch1, IC и RF в трех режимах работы ускорителя, представлены в таблице 15.1. Ионизационная камера и пластиковый монитор откалиброваны в единицах Грэй. Суммарные значения заряда детектора Ch1, для всего цикла измерения в таблице 15.1, представлены в условных единицах (у.е.).

		A perkinder publis yer		
Цикл	ЧИСЛО ИМПУЛЬСОВ	Заряд Ch1, усл. ед.	Доза IC, Гр	Доза RF, Гр
	mmymbeed			
D1	140	1,92	1,32	1,0
D2	943	8,37	8,26	8,0
D3	1561	18,9	18,1	17,8

Таблица 15.1 – Результаты измерений поглощенной дозы ионизирующего излучения детекторами (Ch1, IC и RF) в трех режимах работы ускорителя

На рисунке 15.4. слева показан график зависимости измерений суммарной дозы ионизационной камеры IC от пластикового монитора RF, в трех режимах работы ускорителя. Эта зависимость получается в результате фитирования измерений линейной зависимостью, которая хорошо описывает данные.



Рисунок 15.4 – Слева: график зависимости измерений суммарной дозы ионизационной камеры IC от пластикового монитора RF (точки) получается в результате фитирования измерений линейной зависимостью. Справа: калибровочный график зависимости измерений суммарной дозы черенковским монитором Ch1 от ионизационной камеры IC (точки) получается в результате фитирования измерений линейной зависимостью

График зависимости измерений суммарной дозы ионизационной камеры IC от пластикового монитора RF демонстрирует хорошую калибровку детекторов IC и RF. Линейная зависимость, полученная в результате фитирования измерений суммарной дозы черенковским монитором Ch1 от ионизационной камеры IC, говорит о том, что детекторы хорошо согласуются между собой, рисунок 15.4, справа. Можно сделать вывод, что черенковским детектором можно измерять дозу в водном фантоме, в области максимального энерговыделения протонного пучка – пика Брэгта.


Рисунок 15.5 – Слева: график зависимости измерений суммарной дозы черенковским монитором Ch1 от монитора Ch2 и результат фитирования измерений линейной зависимостью. Справа: двумерная гистограмма измерений Ch1 и Ch2, которая демонстрирует степень корреляции и разброс независимых измерений дозы черенковским мониторами

Измерения черенковскими мониторами Ch1 и Ch2 хорошо согласуются между собой (см. рисунок 15.5). Относительную точность измерений (s/D) дозы D монитора Ch можно оценить, по разбросу точек (см. рисунок 15.5, слева) в области 20 – 25 Гр, величиной равной ~ 3%.

# 16. Разработка и исследование характеристик новых микроструктурных позиционно-чувствительных газовых детекторов (MPGD)

В проекте ALICE 3 [90] показано, что для решения физических задач нового класса, например, таких как исследование модификации массы векторных мезонов с эффективной регистрацией диэлектронов (с режекцией пионов на фактор  $10^3$  при значениях импульса 1-5 ГэВ/с); измерение выхода мульти-чармированных барионов, адронов с с и b кварками в струях; измерение выхода экзотических адронов (с режекцией протонов на фактор  $10^3$  при значениях импульса до 5 ГэВ/с) необходимо в дополнение к ALICE 3 PID TOF время-пролётной системе создание ARICH-детектора в расширенной области значений поперечного импульса.

В рамках Проекта RD51 актуальность предлагаемого решения научной проблемы и научная новизна исследований определяется выбором оригинальных схем построения системы фокусировки RICH-детектора с аэрогельным радиатором для HMPID-систем идентификации частиц в расширенной области значений поперечного импульса, а также инновационными предложениями по структурной модернизации Digital SiPM с целью их применения в новых экспериментах: ALICE 3 на LHC [90] и SPD на NICA [51].

Исследования, намеченные на двух испытательных стендах с современным оборудованием, на тестовых каналах с пучками релятивистских (mip) частиц в CERN, проведение исследований в сотрудничестве с лабораторией PHILIPS DIGITAL PHOTON COUNTING (Германия) по определению структуры построения Digital SiPM-матрицы, удовлетворяющей требованиям построения физического эксперимента, имеют высокую степень выполнения научной программы и получения ожидаемых результатов, см. работы [91-93].

### 17. Исследование запутанных аннигиляционных фотонов

### 17.1. Существующие проблемы в описании системы аннигиляционных фотонов

Двухфотонная аннигиляция электрон-позитронной пары являлась первой реакцией, где запутанность квантовых состояний была экспериментально исследована [94]. Кинематика процесса – разлет под углом 180 градусов двух гамма-квантов с энергией 511 кэВ, является простейшим примером закона сохранения энергии-импульса в квантовом мире. Сам процесс двухфотонной аннигиляции широко используется в прикладных областях, в частности, в позитрон-эмиссионных томографах (ПЭТ). Вместе с тем, несмотря на простоту и кажущуюся изученность обсуждаемой реакции, в настоящее время существует целый ряд открытых вопросов, требующих пристального как теоретического, так и экспериментального рассмотрения. Например, комптоновское рассеяние аннигиляционного гамма-кванта зависит от его поляризационного состояния и представляет не до конца изученный процесс. Причиной сложной кинематики рассеяния является квантовая запутанность двух аннигиляционных гамма-квантов, приводящая к взаимной корреляции их спинов и, более того, к отсутствию определенного поляризационного состояния у каждого фотона в отдельности. Описание комптоновского рассеяния таких фотонов, не имеющих определенной поляризации, является нетривиальной теоретической задачей.

Интересным фактом отсутствие является надежных экспериментальных доказательств запутанности квантового состояния двух аннигиляционных фотонов, хотя запутанности следует ИЗ очевидных такое состояние квантово-механических рассмотрений. Несмотря на целый ряд работ, выполненных во второй половине XX века, экспериментальные выводы о запутанности двухфотонного квантового состояния подвергаются обоснованной критике. Основной причиной сложившейся ситуации является отсутствие эффективных методов измерения поляризации высокоэнергетических фотонов. В отличие от случая с видимыми фотонами, для гамма-квантов не существует обычных оптических поляриметров. Поляризационные измерения могут быть выполнены только с помощью комптоновских поляриметров, обладающих низкой анализирующей способностью. В то же время, эффективность поляриметра является определяющим фактором при доказательстве запутанности фотонов.

Квантовая запутанность пары аннигиляционных фотонов подразумевает возможность ее разрушения или, иначе, декогеренции начального квантового состояния при взаимодействии фотонов с окружающей средой. Очевидно, что декогеренция

запутанного состояния происходит при комптоновском рассеянии одного из начальных аннигиляционных гамма-квантов. Поскольку исследования запутанности состояния аннигиляционных фотонов проводились еще до появления теоретических основ декогеренции, к настоящему времени практически не существует экспериментальных данных по декогеренции этого состояния, в частности, по сравнению кинематики комптоновского рассеяния запутанных и декогерентных фотонов.

Таким образом, текущая ситуация с обсуждаемой системой имеет двойственный характер. С одной стороны, есть целый ряд относительно старых работ, где запутанность двухфотонного состояния исследована на существующем в тот момент теоретическом и экспериментальном уровне. С другой стороны, поскольку работы были выполнены около полувека назад, они явно не соответствуют современному уровню понимания квантовых измерений, являются концептуально незавершенными и требуют новых подходов в исследованиях. Демонстрацией такого неудовлетворительного состояния дел стало появление двух недавних теоретических работ. В одной из работ [95] утверждается, что запутанность двухфотонного состояния вовсе не была доказана экспериментально. В другой работе [96], наоборот, утверждается, что экспериментальные доказательства не требуют пересмотра.

Вышеупомянутые работы [95,96] указывают на наличие ряда нерешенных проблем в исследованиях двухфотонной электрон-позитронной аннигиляции, имеющих фундаментальный характер. Вместе с тем, решение этих задач может иметь и прикладное значение. Так, на данный момент есть ряд статей, где обсуждаются возможности создания ПЭТ нового поколения, использующего разницу в кинематике рассеяния запутанных и декогерентных пар аннигиляционных фотонов, которая, в реальности, не подтверждена экспериментально до сих пор. Новые экспериментальные данные могут предоставить фундаментальный базис таким обсуждениям.

С целью разрешения противоречий в современном описании двухфотонной электрон-позитронной аннигиляции в ИЯИ РАН создана экспериментальная установка по исследованию процесса комптоновского рассеяния аннигиляционных фотонов в различных квантовых состояниях. Энергия 551 кэВ таких фотонов на пять порядков превышает энергию оптических фотонов. Это позволяет контролировать процесс декогеренции и изучать свойства фотонов, находящихся как в запутанном, так и в смешанном (сепарабельном) квантовых состояниях. Современные теоретические описания данных процессов являются противоречивыми. Так, согласно стандартному подходу с использованием матрицы плотности [94,96], y пар рассеянных аннигиляционных фотонов в декогерентом состоянии не должно наблюдаться угловых

азимутальных корреляций. Однако, согласно недавнему теоретическому описанию открытых квантовых систем [95], угловые корреляции рассеянных фотонов одинаковы для обоих квантовых состояний.

#### 17.2. Экспериментальная установка

Для исследования комптоновского рассеяния запутанных аннигиляционных фотонов в ИЯИ РАН создана экспериментальная установка. Схема установки представлена на рисунке 17.1.



Рисунок 17.1 – Принцип измерения поляризации двух аннигиляционных фотонов (слева) и схема установки (справа)

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 гаммаквантов из свинцового коллиматора и рассеивающих под большими углами; дополнительных (одного или двух) комптоновских рассеивателей, расположенных перед основными рассеивателями и рассеивающего фотоны под близким к нулю углом относительно оси установки; системы сцинтилляционных счетчиков, размещенных под почти прямыми углами к оси установки и регистрирующих рассеянные гамма-кванты от комптоновских рассеивателей. Азимутальные углы основных сцинтилляционных счетчиков выбраны так, чтобы обеспечить максимальную чувствительность К корреляционной функции в неравенстве Белла. Задача дополнительного комптоновского рассеивателя заключается в создании механизма контролируемой декогеренции между изначально запутанными аннигиляционными фотонами. Две системы сцинтилляционных счетчиков вокруг основных рассеивателей образуют 16 двухканальных комптоновских поляриметров. Данные поляриметры позволяют построить корреляционные коэффициенты и корреляционную функцию. Эти же сцинтилляционные счетчики используются для измерений азимутальных угловых корреляций рассеянных фотонов.



Рисунок 17.2 – Фото двухплечевой экспериментальной установки по измерению аннигиляционных фотонов (слева) и фото одного плеча установки (справа)

Фото экспериментальной установки приведены на рисунке 17.2. В настоящее время экспериментальная установка функционирует в полном объеме, набраны первые экспериментальные данные. Выполнены амплитудные и временные калибровки гаммадетекторов. Получены первые физические результаты.

#### 17.3. Амплитудные и временные параметры детекторов гамма-квантов

Основными элементами экспериментальной установки являются комптоновские рассеиватели из пластмассовых сцинтилляторов, NaI(Tl) детекторы рассеянных фотонов и промежуточный комптоновский рассеиватель из сцинтиллятора GAGG, обеспечивающий декогеренцию запутанного квантового состояния аннигиляционных фотонов. Все элементы установки считываются многоканальным амплитудно-цифровым преобразователем, оцифровывающим форму сигнала с каждого детектора. Оцифрованные формы сигналов приведены слева на рисунке 17.3. Как видно, минимальную длину имеет сигнал с пластмассовых рассеивателей, а максимальную – NaI(Tl) детекторы, что обусловлено большим временем высвечивания данного неорганического сцинтиллятора.



Рисунок 17.3 – Типичные формы сигналов с детекторов. Формы сигнала в пластмассовом рассеивателе (черная линия), в промежуточном рассеивателе GAGG (красная линия) и в счетчике NaI(Tl) (зеленая линия). Справа — нормированные энергетические спектры в пластмассовом рассеивателе для всех событий (черная линия) и зарегистрированных счетчиками NaI(Tl) (красная линия)

На этом же рисунке справа показаны нормированные энергетические спектры в пластмассовом рассеивателе для всех событий безотносительно регистрации рассеянных фотонов в NaI(Tl) детекторах и для событий, в которых рассеянные фотоны зарегистрированы счетчиками NaI(Tl). Данные энергетические спектры отражают угловые распределения рассеянных фотонов. В первом случае фотоны рассеиваются под всеми возможными углами и полученный спектр имеет широкое распределение. Во втором случае регистрируются только события, где фотоны рассеиваются под углом, близким к 90<sup>0</sup>. Соответственно, энергия, переданная электрону отдачи равна энергии рассеянного фотона и составляет около 255 кэВ.

Данная кинематика рассеивания под углом 90<sup>0</sup> подтверждается рисунком 17.4, где показан энергетический спектр рассеянных фотонов в детекторе NaI(Tl).



Рисунок 17.4 – Слева: энергетический спектр в детекторе NaI(Tl). Справа: корреляция между энергиями в пластмассовом рассеивателе и в счетчике NaI(Tl)

Как видно, пик фотопоглощения соответствует также 255 кэВ. Отметим, что ширина фотопика обусловлена, главным образом, угловым разбросом рассеянных

фотонов вокруг 90<sup>0</sup>. Поскольку диапазон углов рассеяния фотонов, регистрируемых детекторами NaI(Tl), составляет от 80<sup>0</sup>до 100<sup>0</sup>, должна наблюдаться корреляция между энерговыделениями в пластмассовом рассеивателе и NaI(Tl) счетчике, которая и представлена справа на рисунке 17.4.

Промежуточный рассеиватель GAGG является ключевым элементом установки, разделяющим события на контролируемые декогерентные или запутанные квантовые состояния. Он расположен рядом с одним из пластмассовых рассеивателей и является ближайшим детектором к источнику позитронов <sup>22</sup>Na. Взаимодействие в сцинтилляторе GAGG означает, что пара первоначально запутанных аннигиляционных фотонов подверглась процессу декогеренции. Следовательно, надежность идентификации взаимодействия в промежуточном рассеивателе — важнейшее требование к установке. Время и амплитуда сигнала используются для идентификации взаимодействия в сцинтилляторе GAGG.

На рисунке 17.5 представлены спектры временных совпадений сигналов промежуточного и пластмассового рассеивателей для двух случаев. Красная линия показывает временной спектр для самого низкого, менее 50 кэВ, энерговыделения в GAGG. В этом случае углы рассеяния малы, и влияние на импульс начального аннигиляционного фотона минимально. Достаточно широкий и асимметричный пик во временном спектре отражает значительное влияние электронных шумов на временное разрешение, а также зависимость времени от амплитуды сигнала. Событие считается декогерентным, если время совпадения отличается от нулевого не более, чем на 40 нс. Черная линия на рисунке 17.5, слева, представляет спектр временных совпадений для событий с энерговыделение в промежуточном рассеивателе в диапазоне 50 – 140 кэВ. Как видно, для более высоких энергий временной пик симметричен с шириной около  $\sigma_t = 6,4$  нс.

Справа на рисунке 17.5 показаны энергетические спектры в рассеивателе GAGG для событий вне окна совпадения истинного времени (красная линия) и внутри истинного времени пика совпадения (черная линия). Эти события соответствуют случаю регистрации рассеянных фотонов в счетчиках NaI(Tl). Вставка показывает расширенный энергетический спектр GAGG для всех событий, независимо от попаданий фотонов в счетчики NaI(Tl). Виден пик фотонов, соответствующих обратному рассеянию начального аннигиляционного фотона в пластмассовом рассеивателе. Данный пик используется для энергетической калибровки.



Рисунок 17.5 – Временные (слева) и энергетические спектры (справа) в рассеивателе GAGG

## 17.4. Азимутальные угловые корреляции запутанных и декогерентных фотонов

два месяца работы установки было набрано около 2×10<sup>5</sup> событий с Зa аннигиляционными фотонами в запутанном состоянии. Зависимость числа зарегистрированных рассеянных фотонов в счетчиках NaI(Tl) от азимутального угла между этими фотонами показана слева на рисунке 17.6. Данную экспериментальную зависимость можно аппроксимировать теоретической функцией  $f(\Delta \phi) = p0 + p1 \times \cos(2 \Delta \phi)$ . Результаты аппроксимации, а также значение  $\chi^2$  также указаны на рисунке. Как видно, в случае запутанных фотонов экспериментальная зависимость полностью соответствует теоретическим предсказаниям.



Рисунок 17.6 – Зависимость числа фотонов, зарегистрированных в счетчиках NaI(Tl), от азимутального угла между этими фотонами для запутанных фотонов (слева) и декогерентных фотонов (справа)

Ситуация является совершенно неожиданной в случае декогерентных фотонов. На рисунке 17.6 справа представлена угловая зависимость для декогерентного квантового состояния. Как видно, эта зависимость практически идентична случаю запутанных фотонов. Наши результаты находятся в согласии с теоретической работой [95], утверждающей об идентичности сечений комптоновского рассеяния запутанных фотонов и фотонов, находящихся в смешанном (сепарабельном) состоянии. В то же время, эти результаты противоречат общепринятым положениям работ [94] и [96] о принципиальной разнице в рассеивании запутанных и декогерентных фотонов. Необходимы дальнейшие исследования данной квантовой системы, чтобы разрешить наблюдаемые противоречия.

# **18.** Исследование модификации свойств каскадных гиперонов в ядерной среде

На основе разработанной нами новой модели для описания рождения на ядрах Ξ гиперонов в фотоядерных реакциях впервые были получены предсказания для импульсных зависимостей дифференциальных сечений рождения Е гиперонов на ядрах углерода и вольфрама в этих реакциях, а также для зависимостей их полных сечений рождения от их сдвига массы в ядерной среде (или от Ξ-ядерного потенциала) вблизи порога, см. рисунок 18.1. Впервые показана заметная чувствительнось инклюзивных дифференциальных и полных сечений (абсолютных и относительных) рождения каскадных Ξ гиперонов на ядрах в фотоядерных реакциях вблизи порога к возможным вариациям Ξ<sup>-</sup>-ядерного потенциала при конечных импульсах < 1 ГэВ/с (см. рисунок 18.1). На основе этого впервые сделан важный вывод о возможности экспериментального измерения этих вариаций на ускорительном комплексе CEBAF (США). Полученная информация будет способствовать существенному улучшению наших знаний о плохо известных в настоящее время свойствах Ξ-гиперонов в ядерной среде как при нормальной плотности и малых импульсах (существование гиперядер со странностью S = -2), так и в плотной ядерной материи и при конечных импульсах (строение ядра нейтронных звезд, так называемый гиперонный "пазл"), а также и в целом о взаимодействии гиперонов в S = -2 секторе. Полученная информация о сечениях фоторождения Е-гиперонов на ядрах может быть использована при планировании проведения соответствующего эксперимента на ускорительном комплексе CEBAF, а также при анализе полученных в нем экспериментальных данных. По результатам данной работы подготовлена публикация [37], Приложение А 1.3.



Рисунок 18.1 – Дифференциальные сечения образования Ξ<sup>-</sup>-гиперонов на ядрах вольфрама в интервале углов 0°-45° в лабораторной системе фотонами с энергией 3 ГэВ в зависимости от их импульса при различных величинах их зависящего от импульса сдвига массы в ядерной среде, указанных на рисунке, при нулевом импульсе и при нормальной ядерной плотности, при нулевом сдвиге массы Ξ<sup>-</sup>-гиперонов для всех их импульсов, рассчитанные при указанных на рисунке ограничениях на их угол эмиссии в с.ц.м. γN

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

19.1. О возможности наблюдения LHCb пентакварков Pc(4312)+, Pc(4337)<sup>+</sup>, Pc(4440)<sup>+</sup> и Pc(4457)<sup>+</sup> в околопороговом фоторождении J/ψ мезонов на протонах и ядрах

На основе разработанной нами новой модели для описания фоторождения на протонах и ядрах J/ $\psi$  мезонов как в прямых фотон-нуклонных, так и в двухступенчатых (через промежуточные резонансы  $Pc(4312)^+$ ,  $Pc(4337)^+$ ,  $Pc(4440)^+$ ,  $Pc(4457)^+$  и  $Pc(4312)^0$ ,  $Pc(4337)^0$ ,  $Pc(4440)^0$ ,  $Pc(4457)^0$ ) при энергиях фотонов < 12 ГэВ были получены важные предсказания для функций возбуждения Ј/ $\psi$  мезонов, их импульсных и энергетических распределений на протонах, а также на ядрах углерода и вольфрама в трех реалистических сценариях для вероятностей распадов  $Pc^+$  и  $Pc^0$  состояний по каналам J/ $\psi$ p и J/ $\psi$ n (0,25, 0,5 и 1%), извлекаемых из анализа предварительных данных эксперимента Ј/ $\psi$ -007. Было показано, например, (см. рисунок 19.1), что ввиду малости их сечений фоторождения на протоне в данных сценариях будет очень трудно их обнаружить в случае реализации одного из этих сценариев, измеряя на нем функцию возбуждения J/ $\psi$  мезонов. В то же время, их импульсные и энергетические распределения на протонах и ядрах, как было показано в работе, обладают при резонасных начальных энергиях у-квантов и "низких" имульсах и полных энергиях Ј/ $\psi$  мезонов заметной чувствительностью (см. рисунок 19.2) к рассматриваемым изменениям вероятностей распадов пентакварков на чармониум и нуклон. Это указывает на то, что измерение этих распределений, например, на 12 ГэВном ускорительном комплексе CEBAF (США) может дать дополнительную важную информацию о существовании этих пентакварковых резонансов и о их парциальных вероятностях распадов. По результатам данной работы подготовлена публикация [38], Приложение А 1.3.



Рисунок 19.1 – Нерезонансное полное сечение σ₁ реакции үр→ Ј/ψр (сплошная кривая) и некогерентная сумма (точки) этого сечения и полного резонансного сечения σ₂ (штриховая кривая) образования Ј/ψ мезонов в этой реакции, идущей через рождение и распад промежуточных петакварковых состояний Pc(4312)<sup>+</sup>, Pc(4337)<sup>+</sup>, Pc(4440)<sup>+</sup> и Pc(4457)<sup>+</sup>, рассчитанного в предположении, что эти состояния имеют спин-четность квантовые числа J<sup>P</sup>=(1/2)<sup>-</sup>, J<sup>P</sup>=(1/2)<sup>-</sup>, J<sup>P</sup>=(1/2)<sup>-</sup> и J<sup>P</sup>=(3/2)<sup>-</sup>, соответственно, и распадаются по J/ψр моде с нулевым орбитальным угловым моментом и с вероятностью 1%, как функции от энергии γ-квантов. Стрелки указывают, соответственно, порог реакции үр→ J/ψр (левая стрелка) и резонансные энергии 9,44 ГэВ, 9,554 ГэВ, 10,04 ГэВ и 10,12 ГэВ (правые четыре стрелки)



Рисунок 19.2 – Нерезонансное энергетическое распределение Ј/ψ мезонов в реакции ур→J/ψр, рассчитанное при резонансной энергии γ-квантов 9,44 ГэВ (сплошная черная кривая). Их резонансные распределения (σ<sub>1</sub>, σ<sub>2</sub>, σ<sub>3</sub> и σ<sub>4</sub>) при этой энергии от распадов, соответственно, Pc(4312)<sup>+</sup>, Pc(4337)<sup>+</sup>, Pc(4440)<sup>+</sup> и Pc(4457)<sup>+</sup> по каналу J/ψр с вероятностью 0,25 % (соответствующие кривые на этом рисунке). Некогерентная сумма нерезонансного и этих четырех резонансных распределений, а также некогерентная сумма нерезонансного и резонансного от распада только Pc(4312)<sup>+</sup> распределений J/ψ мезонов при вероятностях распадов Pc(4312)<sup>+</sup>, Pc(4337)<sup>+</sup>, Pc(4440)<sup>+</sup> и Pc(4457)<sup>+</sup> по каналу J/ψр 0,25, 0,5 и 1%, как функции от их полной энергии

# 19.2. О возможности наблюдения LHCb пентакварка Pcs(4459)<sup>0</sup> со скрытым чармом и странностью S=-1 в реакциях рождения J/ψ мезонов антикаонами на протонах и ядрах вблизи порога

Для подтверждения существования открытого недавно коллаборацией LHCb экзотического адронного состояния – пентакваркового резонанса  $Pcs(4459)^{\circ}$  со скрытым чармом и странностью S=-1 в распадах  $\Xi b^- \rightarrow K^-(J/\psi \Lambda)$  в других реакциях нами была изучена возможность его наблюдения в реакциях рождения J/ $\psi$  мезонов антикаонами на протонах и ядерных мишенях вблизи массового порога J/ $\psi \Lambda$ , а также возможность измерения его вероятности распада по каналу J/ $\psi \Lambda$ . Впервые показано, что такие возможности существуют как в реакциях на протонной мишени, так и в реакциях на ядерных мишенях (см. рисунок 19.3). Сделаны предсказания для наблюдаемых. На их основе сделан важный вывод о возможности проведения на ускорительном комплексе J-PARC (Япония, K10 beam line) соответствующего эксперимента. Полученная информация будет способствовать существенному улучшению наших знаний о структуре адронов и низкоэнергетической КХД. По результатам данной работы подготовлена публикация [39], Приложение A 1.3.



Рисунок 19.3 – Нерезонансное полное сечение реакции К<sup>-</sup>р→J/ψΛ (сплошная черная кривая); некогерентная сумма этого сечения и полного сечения резонансного образования J/ψ мезонов в процессе К<sup>-</sup>р→ Pcs(4459)°→J/ψΛ, предполагая что резонанс Pcs(4459)° имеет спин-четность квантовые числа J<sup>P</sup>=(3/2)<sup>-</sup> и распадается по каналам К<sup>-</sup>р и J/ψΛ, соответственно, с вероятностями 0.01% и 1, 3, 5, 10, 15, 50% (показанные кривые на рисунке) в зависимости от энергии столкновения в системе центра масс. Левая и правая стрелки указывают, соответственно, порог реакции К<sup>-</sup>р→J/ψΛ и резонансную энергию

### 20. Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтронантинейтронных осцилляций

Подход, объединяющий оптическую и каскадную модели, был предложен в ИЯИ РАН и последовательно развивался на протяжении многих лет. В рамках предложенного подхода процесс аннигиляции антинуклона на ядре рассматривается как состоящий из нескольких последовательных и независимых стадий [97]. Начальная стадия процесса антинейтрона, образовавшегося в нейтронном аннигиляции медленного пучке, рассматривается в рамках оптической модели. На второй стадии происходит аннигиляция антинуклона на одном из внутриядерных нуклонов ядра в точке, определенной на стадии 1. На третьей стадии развивается каскад, инициированный образовавшимися в процессе аннигиляции мезонами. На последней стадии происходит де-возбуждение термализованного ядра-остатка. Первоначальная модель, описанная в [97,98] была существенно доработана [99], а именно: 1) впервые в модель включены динамические эффекты, связанные с внутриядерным антинуклонным потенциалом и сходом с массовой поверхности антинейтрона и 2) данные в таблицах аннигиляции приведены в соответствие с последними экспериментальными данными. Созданный в ИЯИ РАН генератор событий для ядра углерода (материал детектора для эксперимента NNBAR), используется при моделировании и проектировании детектора антинейтронов для эксперимента NNBAR на ESS [100,101]. Крайняя важность предварительного моделирования ожидаемых событий аннигиляции на ядре углерода следует из рисунка 20.1, который начальное и конечное распределения по инвариантной показывает массе И полному импульсу продуктов аннигиляции. Начальное состояние определяется здесь как включающее мезонную систему, образовавшуюся после антинейтрон-нуклонной аннигиляции. Конечное состояние – это система пионов и фотонов, образующихся после учета ядерных эффектов и распада резонансов. Показано, что из-за взаимодействий в конечном состоянии (FSI) и поглощения мезонов инвариантная масса антинейтроннуклонной системы значительно уменьшается, вплоть до значений ниже 1 ГэВ. Эти эффекты аналогичным образом влияют на другие кинематические величины. На рисунке 20.1 показано распределение по полной векторной сумме импульсов мезонов (пионов), которое распространяется до высоких значений даже в начальном состоянии изза Фермиевского движения и наличия антинуклонного потенциала [99]. Также на рисунке 20.1 показана корреляция между полным импульсом и инвариантной массой для

начального и конечного состояний, которая показывает важность поглощения и вторичного рассеяния, особенно при прогнозировании инвариантной массы.



Рисунок 20.1 – Начальное и конечное распределения состояний по инвариантной массе (вверху слева), по абсолютному значению полного импульса (вверху справа), соотношение между полным импульсом и инвариантной массой для начального (внизу слева) и конечного (внизу справа) состояний

В последние годы интенсивно ведутся работы, связанные с исследованием возможного нейтрон-антинейтронного перехода внутри ядра. Так, в большом подземном водяном черенковском детекторе Super-Kamiokande ведутся поиски внутриядерных нейтрон-антинейтронных переходов в ядре <sup>16</sup><sub>8</sub>O. Результаты таких исследований сильно зависят от корректного моделирования этого сложного физического процесса. В такой модели должно присутствовать как можно больше базовой ядерной физики, чтобы правильно учитывать влияние ядерной среды процессов взаимодействия И аннигиляционных мезонов с ядром (FSI) на конечное состояние наблюдаемых частиц, что крайне важно для исследований эффективности детектора при модельной реконструкции. Генератор нейтрон-антинейтронных переходов, созданный в ИЯИ РАН специально для водяного Черенкоского детектора, включает в себя несколько новых важных функций: специально для ядра <sup>16</sup><sub>8</sub>0. Впервые получено распределение радиальной плотности вероятности аннигиляции и соответствующий этому распределению коэффициент  $^{16}_{8}O T_R = 0.65 * 10^{23} s^{-1}$ , который согласуется с внутриядерного подавления для существующими оценками, что говорит о самосогласованности представленной модели. Во-вторых, специально для этой задачи была доработана модель мультифрагментации, в

которой теперь учитывается фотонное де-возбуждение, что позволяет улучшить идентификацию сигнала с использованием больших подземных черенковских детекторов, таких как Super-Kamiokande и будущий Hyper-Kamiokande, потенциально повышая общую эффективность регистрации сигнала при поиске редких процессов n-nbar переходов. Все модификации модели, связанные с введением антинуклонного потенциала и сходом антинейтрона с массовой поверхности и впервые представленные ранее в работе [99], так же были включены в данную версию генератора [102]. Впервые было исследовано влияние величины антинуклонного потенциала, являющегося параметром модели, на радиальное распределение радиуса аннигиляции (рисунок 20.2) и, соответственно, на характеристики конечных состояний (рисунок 20.3). Это обусловлено зависимостью между начальным положением аннигиляции в ядре и полным импульсом мезонов и их инвариантной массой (рисунок 20.4). Показано, что периферический увеличивает потенциальную чувствительность характер аннигиляции при детектировании, так как FSI в ядре существенно меняют конфигурацию изучаемого процесса в параметрическом пространстве (рисунки 20.4 и 20.5). На рисунке 20.6 представлены спектры возможных пионов и нуклонов для внутриядерного n-nbar перехода в ядре  ${}^{16}_{8}O$ .



Рисунок 20.2 – Радиальное распределение вероятности аннигиляции для  ${}^{16}_{8}O$  для разных значений глубины потенциальной ямы  $V_{\overline{n}}(r=0) = -140 \ MeV$ (оранжевый),  $V_{\overline{n}}(r=0) = -210 \ MeV$ (серый) и распределение аннигиляции, полученное из ядерной плотности (фиолетовый). Синяя гистограмма – радиальное распределение ядерной плотности



Рисунок 20.3 – Вверху слева: показан начальный суммарный векторный импульс мезонов, образовавшихся в аннигиляции. Вверху справа: показан суммарный векторный импульс пионов и фотонов в конечном состоянии (после распада мезонных резонансов и внутриядерного каскада). Внизу слева: начальная общая инвариантная масса аннигиляционных мезонов, где величина пиков вокруг ≈1,9 ГэВ сильно зависит от величины антинуклонного потенциала. Внизу справа: Показана полная инвариантная масса пионов и фотонов в конечном состоянии. Результаты представлены для V<sub>n</sub>(r = 0) = −140 MeV(оранжевая гистограмма), V<sub>n</sub>(r = 0) = −210 MeV(серая гистограмма) и распределение аннигиляции, полученное из ядерной плотности



Рисунок 20.4 – Верху: Инвариантная масса мезонов и фотонов, генерируемых при аннигиляции, в зависимости от радиуса аннигиляциии. Внизу: то же самое для инвариантной массы пионов и фотонов в конечном состоянии после FSI, что показывает важность учета как антинуклонного потенциала, так и радиального распределения точки аннигиляции для правильного учета FSI. Рисунок показан для антинуклонного потенциала для  $V_{\overline{n}}(r = 0) = -140 MeV$ 



Рисунок 20.5 – Параметрическое пространство начального и конечного состояний показано для всех мезонов и фотонов, сгенерированных в результате аннигиляции. Вверху: Уменьшение инвариантной массы происходит из-за схода с массовой поверхности аннигилирующих (анти) нуклонов. Взаимодействия в конечном состоянии вызывают повторное рассеяние и потери мезонов, расширяя пространство параметров. Рисунок показан для антинуклонного потенциала для  $V_{\overline{n}}(r = 0) = -140 MeV$ 



Рисунок 20.6 – Вверху: импульсные спектры для всех видов пионов в конечном состоянии. Середина: спектр образующихся после аннигиляции внутри ядра мезонных резонансов, некоторые из которых могут распадаться на фотоны. Внизу: импульсные спектры конечного состояния для нейтронов (синияя гистограмма) и протонов (красная гистограмма), показаны с учетом (сплошные гистограммы) и без учета (пунктирные гистограммы) процессов фрагментации и испарения. Рисунок показан для антинуклонного потенциала -140 МэВ

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

План работ на 2022 год выполнен полностью. Получены новые научные результаты. Результаты НИР (задача №3) вошли в число важнейших достижений Института в 2022 г.

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

В рамках программы модернизации детекторных систем установки ALICE на Большом адронном коллайдере (БАК) разработан и введен в эксплуатацию новый гибридный фронтальный триггерный детектор FIT (Fast InteractionTrigger), состоящий из трех подсистем (FT0, FV0, FDD) с различной технологией регистрации частиц. Самый быстрый элемент FIT – это детектор FT0. Ожидаемое разрешение по времени для событий с большой множественностью при столкновении тяжелых ионов составляет около 9 пс, что соответствует одному из самых быстрых детекторов в экспериментах по физике высоких энергий. Он разработан и построен в ИЯИ РАН при участии МИФИ. В ИЯИ РАН также разработана, произведена и установлена в экспериментальную зону установки ALICE электроника, адаптированная для каждой технологии регистрации частиц детектора FIT.

В 2022 году проводились сеансы физических измерений на сеансах протонпротонных и  $^{208}$ Pb- $^{208}$ Pb столкновений при рекордно высоких энергиях в системе центра масс  $\sqrt{s}=13,6$  ТэВ и  $\sqrt{s_{NN}}=5,36$  ТэВ, соответственно. Важную роль в триггерной системе установки ALICE играет детектор FT0, предназначенный для формирования триггерных сигналов нулевого уровня (LM), которые используются для мониторирования и определения светимости, диагностики пучка. Высокая надежность, стабильность и отсутствие чувствительности к фоновым событиям сделали детектор FT0 опорным детектором для настройки многих детекторов установки ALICE и основным люминометром эксперимента ALICE для протон-протонных столкновений.

В 2022 году сотрудниками ИЯИ РАН была обеспечена стабильная работа системы детекторов FIT (FT0+FV0+FDD) и участие в дежурствах центральных систем установки ALICE. Сотрудники ИЯИ РАН принимали непосредственное участие в анализе экспериментальных данных и в подготовке материалов для публикаций [1-31], перечисленных в Приложении A 1.1, и публикаций [1-78], перечисленных в Приложении A 1.2.

# 2. Задача «Определение выходов вторичных ядер, вылетающих вперёд нейтронов и протонов в столкновениях ядер на БАК»

Сечения эмиссии заданного числа вылетающих вперед нейтронов в результате ЭМД ядер <sup>208</sup>Pb в ультрапериферических столкновениях при  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  ТэВ были измерены с помощью передних нейтронных калориметров эксперимента ALICE. Сечения эмиссии одного, двух, ... и пяти нейтронов были измерены при самой высокой энергии <sup>208</sup>Pb<sup>208</sup>Pb столкновений, доступной на данный момент в ускорительных экспериментах. Предсказания моделей RELDIS и n<sup>O</sup><sub>O</sub>n хорошо описывают измеренные сечения, в частности, для небольших множественностей нейтронов. Отдельно были измерены сечения обытий ЭМД с эмиссией 1, 2, 3, 4 и 5 нейтронов независимо от эмиссии протонов и без сопутствующих протонов. В последнем случае события ЭМД связаны с образованием <sup>207</sup>Pb, <sup>206</sup>Pb, <sup>205</sup>Pb, <sup>204</sup>Pb и <sup>203</sup>Pb, соответственно. Другими словами, измеренные сечения эмиссии нейтронов можно рассматривать как верхние пределы для соответствующих сечений образования данных изотопов свинца.

Поскольку отношения заряда к массе <sup>207</sup>Pb, <sup>206</sup>Pb и <sup>205</sup>Pb остаются близкими к <sup>208</sup>Pb, эти часто образующиеся вторичные ядра движутся в поле магнитов БАК по траекториям вблизи ядер пучка <sup>208</sup>Pb. Несмотря на то, что система коллиматоров БАК настроена на их перехват, часть ядер может попадать в проводящую пучок трубу коллайдера вблизи точек взаимодействия. Поэтому надежные теоретические и экспериментальные результаты по сечениям образования вторичных ядер в результате ЭМД и сечениям рождения электрон– позитронных пар с захватом электрона ионами <sup>208</sup>Pb<sup>82+</sup> необходимы для оценки уменьшения светимости и потерь пучка при проектировании будущего коллайдера FCChh. Они также повышают доверие к аналогичным расчетам взаимодействия ядер пучка с углеродом и другими материалами в коллимационных системах БАК и FCC-hh.

Как показали расчеты по модели AAMCC-MST, выходы спектаторных нейтронов и протонов в ультрацентральных (0–5% центральности) столкновениях <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb при  $\sqrt{s_{NN}}=17,21$  ГэВ и 5,02 ТэВ чувствительны к параметрам NS в <sup>208</sup>Pb. Спектаторная материя в ультрацентральных <sup>208</sup>Pb–<sup>208</sup>Pb столкновениях в основном представлена нуклонами, отделёнными от ядерной периферии, представляющей собой NS. В зависимости от толщины  $\Delta r_{np}$  NS и соотношений между радиусами половинной плотности распределений нейтронов и протонов ( $R_n=R_p$  или  $R_n>R_p$ ) вычисленные средние числа нейтронов-спектаторов показывают только небольшие изменения.

Напротив, сечения σ(N<sub>n</sub>,N<sub>p</sub>) эмиссии определённого числа спектаторных нейтронов N<sub>n</sub> в сопровождении определенного числа спектаторных протонов N<sub>p</sub> в ультрацентральных столкновениях, вычисленные с различными параметризациями NS, различаются по

величине до 250% для некоторых значений N<sub>n</sub> и N<sub>p</sub>. В частности, это относится к  $\sigma(N_n,N_p)$ , вычисленным для N<sub>n</sub>=1,2,...7 и N<sub>p</sub>=0,1,2,3 в ультрацентральных <sup>208</sup>Pb—<sup>208</sup>Pb столкновениях. Это показывает, что выходы спектаторных нуклонов в таких столкновениях особенно чувствительны к величине  $\Delta r_{np}$  в <sup>208</sup>Pb. Точные измерения  $\sigma(N_n,N_p)$  также помогут понять, согласуются ли теория и эксперимент с R<sub>n</sub>=R<sub>p</sub> или, скорее, с R<sub>n</sub>>R<sub>p</sub>. Поэтому сечения  $\sigma(N_n,N_p)$  эмиссии малых количеств спектаторных нейтронов и протонов (N<sub>n</sub>≤7 и N<sub>p</sub>≤3) могут быть предложены для измерений в эксперименте ALICE на БАК, при условии того, что в измерениях выходов нуклонов-спектаторов будут учтены аксептанс и эффективность ZDC калориметров установки ALICE.

Было показано, что с одной стороны, сечения эмиссии 1-3 нейтронов вперед в результате электромагнитной диссоциации <sup>208</sup>Рb на БАК были успешно измерены с учетом сигналов протонных ZDC калориметров сотрудниками ИЯИ РАН, членами коллаборации ALICE, см. работу [1] в Приложении А 1.4. С другой стороны, по результатам теоретических исследований чувствительности  $\sigma(N_n, N_p)$  к параметрам моделирования ультрацентральных <sup>208</sup>Pb-<sup>208</sup>Pb столкновений с помощью модели AAMCC-MST, см. статью [1] Приложения А 1.3, можно сделать вывод, что  $\sigma(N_n, N_p)$  при  $N_p=0, 1$  остается достаточно стабильным (±10%) при небольшой множественности нейтронов 2<N<sub>n</sub><10. Сечения σ(N<sub>n</sub>,N<sub>p</sub>) при N<sub>p</sub>=2, 3 также могут быть предложены для исследования эффектов NS, но при меньших значениях множественности нейтронов  $N_n < 5$ . Их вариации по причине неопределённостей в параметрах вычислений также достаточно малы (±10%) по сравнению с разницей в  $\sigma(N_n, N_p)$  (50–250%), полученной именно с различными параметрами NS. Таким образом, можно с уверенностью ожидать, что сравнение  $^{208}$ Pb $^{-208}$ Pb указанных сечений σ(N<sub>n</sub>,N<sub>p</sub>), вычисленных для ультрацентральных столкновений с экспериментальными данными, позволит ограничить существующее разнообразие параметров NS, предсказываемых различными моделями строения ядра для <sup>208</sup>Pb.

# 3. Задача «Исследование возможностей экспериментов с протонными и ионными пучками LHC в режиме фиксированной мишени»

Показано, что режим измерений с фиксированной мишенью на коллайдере LHC дает несколько уникальных преимуществ по сравнению с режимом коллайдера. Это высокая светимость благодаря высокой плотности мишени. Возможность измерений с различными элементами мишеней. Доступность измерений с кинематическими параметрами невозможными в режиме коллайдера. Исследования с фиксированной мишенью можно проводить одновременно с программой в режиме коллайдера LHC при выработке определенного триггера.

Рассмотрены различные возможности реализации программы измерений фиксированными мишенями. Это газовые поляризованные и неполяризованные мишени, конструктивные решения тверлые мишени. Предложены для размещения И функционирования изогнутых кристаллов для отклонения гало пучка и фиксированных мишеней. Проведена работа по подготовке эксперимента ALICE-FT на протонных пучках LHC. Для установки ALICE предложено отклонить гало пучка с помощью изогнутого кристалла на твердую фиксированную мишень и детектировать рожденные частицы существующими детекторами установки ALICE. Проводится оптимизация положения кристалла для попадания максимального числа частиц на мишень.

Проведены расчеты возможности регистрации в детекторах установки ALICE треков от рождения заряженных частиц, кваркониев, Л и D<sup>0</sup>-мезонов, в том числе антипротонов, от фиксированной мишени. Измерение рождения антипротонов на фиксированной мишени даст важный вклад в теоретические расчеты спектров вторичных космических антипротонов. Изучение рождения частиц в новой кинематической области полезно для проверки теоретических моделей. Важно также исследование горячей материи, созданной в ультрарелятивистских столкновениях тяжелых ионов с рождением кваркония и тяжелых кварков в новой области энергий, а также получение информации о свойствах кварк-глюонной плазмы (QGP) и природе фазового перехода в состояние адронного газа.

## 4. Задача «Исследование рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC»

Проект исследования рождения антипротонов в кинематически запрещенной области на фиксированной мишени коллайдера LHC включен в создаваемое предложение экспериментов в проектируемой установке ALICE 3 (LoI ALICE-FT ), где также отмечено, что полученные данные о зависимости сечения рождения от скейлингового параметра больше единицы, могут быть использованы для оценки выхода сверхтяжелых частиц на пучке ядер свинца LHC.

### 5. Задача «Исследование рождения адронов в адрон-ядерных и ядроядерных взаимодействиях в эксперименте NA61 на ускорителе SPS в ЦЕРН»

В 2022 г. группой ИЯИ РАН были завершены работы по модернизации системы передних адронных калориметров MPSD и FPSD для установки эксперимента NA61/SHINE. Была проведена модернизация аппаратного обеспечения системы считывания модулями DRS4 секций калориметров. Калибровка всех модулей калориметра в 2022 г. была проведена на пучках протонов с импульсами от 20 до 150 ГэВ/с. Получены мюонные калибровки, которые затем были использованы для проведения сеанса на пучке

ионов свинца с энергией 150 АГэВ в ноябре 2022 г. Была модернизирована, проверена и настроена для работы на пучке ионов свинца система контроля и мониторинга работы детектора DCS. Проверена и настроена система контроля температуры и коррекции напряжения на фотодиодах. Калибровка на пучках протонов была сделала на номинальном напряжении на фотодиодах, а также на пониженном напряжении, настроенном для работы калориметров на ионах свинца с энергией 150 АГэВ. Применена процедура итерационной подстройки калибровочных коэффициентов для модулей калориметров и выровнен отклик калориметра на положение падающей частицы на его поверхность. Калибровочные коэффициенты применены для мониторинга и дальнейшего анализа данных, полученных на сеансе ионов свинца 150 АГэВ в ноябре 2022 г. Группой ИЯИ РАН обеспечено экспертное участие в тестовых сеансах в 2022 г., а также в основном сеансе на ионах свинца в 2022 г. В рамках коллаборации NA61/SHINE сотрудники ИЯИ РАН опубликовали работы [3-9] Приложения А 1.3.

# 6. Задача «Исследование рождения векторных мезонов в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях на установке HADES (GSI, Германия)»

В 2022 г. группой ИЯИ РАН были проанализированы зарядовые распределения в переднем сцинтилляционном годоскопе эксперимента HADES в DCM-QGSM-SMM и PHQMD генераторах для разных систем столкновения и типов ячеек. Результаты сравнения с экспериментальными данными подтверждают корректность разработанной в 2021 г. группой ИЯИ РАН параметризации данных моделирования. Генератор PHQMD был впервые применен к описанию экспериментальных данных HADES при энергиях 1-2 АГэВ, произведена его настройка для генерации событий динамическим модулем фрагментации SACA, также была разработана процедура исключения несуществующих в природе фрагментов для двух модулей фрагментации генератора PHQMD — SACA и MST. Полученные результаты сравнения генератора PHQMD и экспериментальных данных HADES, позволяют сделать вывод о необходимости настройки параметров модели PHQMD для столкновений тяжелых ионов при энергиях 1-2 АГэВ.

В 2022 г. группа ИЯИ РАН участвовала в подготовке и проведении сеанса по набору экспериментальных данных столкновений p+p при энергии 3,46 ГэВ. При подготовке к сеансу была произведена проверка отклика всех детекторных ячеек электромагнитного калориметра на соответствие собранной электронной схеме сбора данных с отдельных детекторных ячеек калориметра. Электромагнитный калориметр работал корректно в течение набора экспериментальных данных.

Результаты, полученные по задаче №6 в рамках коллаборации НАDES представлены в работах [10-14] Приложения А 1.3.

### 7. Задача «Исследование свойств сжатой барионной материи на установке CBM в GSI»

В 2022 г. группой ИЯИ была выполнена модернизация системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD (Projectle Spectator Detector), который разработан и изготовлен в ИЯИ для экспериментов на установке СВМ на сильноточном ускорителе SIS100 комплекса ФАИР в Дармштадте, Германия.

Была полностью переработана логическая структура ПЛИС (программируемая логическая интегральная схема), отвечающая за оцифровку и обработку сигналов с фотодетекторов калориметра, их сортировку и передачу данных в общую систему сбора данных СВМ. Модификация схемы синхронизации и передачи данных с АЦП (аналоговоцифровой преобразователь) позволила увеличить частоту дискретизации данных с 80 до 120 МГц. Были проведены тесты по оцифровке сигнала от тестового генератора длительностью 1 мкс с оцифровкой 120 точками АЦП. Результаты тестов подтвердили работу платы ADC на частоте тактового сигнала 120 МГц. Увеличение частоты дискретизации значительно улучшит временное и зарядовое разрешения сигналов фотодетекторов, что приведет к повышению разрешающей способности колориметра PSD. По результатам выполненных работ по установке CBM была опубликована работа [15], Приложение A 1.3.

### 8. Задача «Эксперимент ВМ@N»

В рамках модернизации эксперимента ВМ@N в ИЯИ РАН были разработаны и изготовлены ряд передних детекторов для фрагментов-спектаторов: передний адронный калориметр FHCal для измерения энергии фрагментов-спектаторов, пучковый кварцевый годоскоп FQH и сцинтилляционная стенка ScWall для измерения заряженных фрагментов спектаторов. Эти детекторы предназначены для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующихся в ядро-ядерных взаимодействиях. В 2022 г. проведено тестирование этих детекторных систем во время эксперимента SRC по изучению короткодействующих корреляций в реакции взаимодействия ионов углерода с импульсом 3,5 АГэВ/с с жидководородной мишенью. Этот эксперимент состоялся в начале 2022 г. на выведенном пучке Нуклотрона в ОИЯИ с участием группы ИЯИ РАН. Выполнен анализ полученных экспериментальных данных и показано, что эти детекторные системы готовы к эксперименту на установке BM@N в конце 2022 – начале 2023 г. по исследованию реакции Xe+CsI при кинетической энергии ионов ксенона 3,9 АГэВ. Результаты,

полученные по теме эксперимента BM@N в 2022 году опубликованы в работах [16-18], Приложение А 1.3.

### 9. Задача «Эксперимент MPD/NICA»

В 2022 г. продолжалась работа по созданию переднего адронного калориметра экспериментальной установки MPD/NICA. Был создан лабораторный стенд калориметра, состоящий из 18 индивидуальных модулей. Данный стенд используется для разработки систем управления и контроля за параметрами калориметра. Ведутся работы по оптимизации метода энергетической калибровки модулей FHCal с помощью космических мюонов. Ведутся работы по Монте-Карло моделированию детектора, в частности, эффективность исследуется триггера калориметра В зависимости от порога энерговыделения И центральности столкновений. Проведено сравнение фрагментационных моделей ядро-ядерных столкновений с экспериментальными данными. Найдено, что модель DCM-SMM наилучшим образом описывает экспериментальные распределения энерговыделений в модулях калориметра. Продолжается работа по интеграции FHCal в экспериментальную установку с учетом необходимости установки ионопровода и внутренних детекторных элементов MPD внутрь сверхпроводящего соленоида. Полученные в 2022 году результаты опубликованы в работе [19], Приложение А 1.3.

10. Задача «Исследование взаимодействия нуклонов с малонуклонными системами и легкими ядрами на пучках Московской мезонной фабрики»

На нейтронном канале РАДЭКС ИЯИ РАН проведен кинематически полный эксперимент по исследованию реакции *nd*-развала при низких энергиях первичных нейтронов 9 и 11 МэВ. В эксперименте по разные стороны от оси первичного пучка регистрировались нейтрон отдачи, а также нейтрон и протон от развала синглетной *np*-пары. Из кинематики реакции восстанавливалась энергия нейтрона, вызвавшего реакцию, энергия и угол вылета "развального" протона. Строилась зависимость выхода реакции *nd*-развала от относительной энергии *np*-пары. Из сравнения формы этой зависимости с результатами моделирования были определены низкоэнергетические параметры *np*-взаимодействия:  $a_{np} = -25,8\pm1,1 \, \Phi_M$  и  $a_{np} = -25,1\pm1,3 \, \Phi_M$  при энергии первичных нейтронов 9 и 11 МэВ, соответственно.

Полученные в настоящей работе данные отличаются от результатов работ других авторов по исследованию реакции *nd*-развала, которые близки к значению  ${}^{1}S_{0}$  *np*-длины рассеяния  $a_{np} = -23,748 \pm 0,010$  Фм, выведенной из экспериментов по свободному *np*-рассеянию. В то же время полученные нами данные близки результатам исследования реакции *dd*-развала, и на наш взгляд свидетельствуют об эффективном усилении *np*-

взаимодействия в присутствии третьего нуклона, что в свою очередь может быть связано со значительным влиянием трехнуклонных сил. Результаты работы опубликованы, см. работы [20-22], Приложение А 1.3. В дальнейшем мы намереваемся продолжить исследование при других энергиях налетающих нейтронов, а также исследовать другие малонуклонные реакции с образованием различных синглетных *NN*-пар в конечном состоянии. Это должно позволить провести анализ влияния трехнуклонных сил на величины извлекаемых параметров *NN*-взаимодействия в реакциях с малонуклонными системами.

11. Задача «Исследование структуры и механизмов взаимодействия слабосвязанных ядер с ядрами при средних энергиях»

На нейтронном канале РАДЭКС Института ядерных исследований РАН проведен тестовый эксперимент по определению возможностей изучения кластерной структуры высоко возбужденных состояний ядра <sup>6</sup>Li в реакции <sup>6</sup>Li(n, <sup>3</sup>He n)<sup>3</sup>H. В эксперименте регистрировались рассеянные нейтроны в совпадении с продуктами распада высоко возбужденных состояний (<sup>3</sup>He). По энергиям и углам вылета <sup>3</sup>He и n было проведено восстановление энергии первичных нейтронов, вызвавших реакцию, а также определены энергия и угол вылета недетектируемой частицы (t). Отобраны события при энергии первичных нейтронов 45±5 МэВ, для которых рассчитана энергия возбуждения  $E_x$  ядра <sup>6</sup>Li, распадающегося по каналу <sup>3</sup>He + t. Данные получены с плохой статистикой, что не позволяет на данном этапе использовать их для определения энергии и структуры высоко возбужденных состояний ядер <sup>6</sup>Li. В дальнейшем мы планируем продолжить это исследование для набора статистически обеспеченных данных. Выполнено также моделирование распадов <sup>12</sup>Be на кластеры, работа [23], Приложение А 1.3. Это позволяет планировать будущие эксперименты по изучению кластерной структуры этого ядра.

12. Задача «Прецизионное исследование электромагнитных взаимодействий ядер и нуклонов в широкой области энергий на ускорителях электронов».

В эксперименте A2 выполнены прецизионные измерения дифференциального сечения и спиновой асимметрии комптоновского рассеяния на протоне ниже порога рождения  $\pi$ -мезонов. Из экспериментальных данных извлечены значения электрической и магнитной поляризуемостей протона с беспрецедентной точностью. Спин-зависимое сечение фоторождения  $\pi^0$ -мезонов на дейтроне и угловая зависимость дважды поляризационной наблюдаемой *E* для рождения  $\pi^0$ -мезонов на квазисвободных протоне и нейтроне впервые измерены при энергиях фотонов от порога до 1,4 ГэВ. Сделана количественная оценка влияния ядерной среды на рождение пионов. В эксперименте

ВGOOD на ускорителе ELSA в Бонне получены данные по фоторождению странных мезонов на протоне и на дейтроне. Часть экспериментальных данных проанализирована. Получены важные результаты по фоторождению странных частиц, которые будут использованы для анализа механизмов реакций, а также для проверки моделей молекулярных структур адронов. Результаты представлены в публикациях сотрудников ИЯИ РАН [24,25] и [26,27] (Приложение A 1.3), в составе коллабораций A2 и ВGOOD, соответственно.

# 13. Задача «Изучение механизмов фотоядерных реакций в области низких энергий»

Проведены модельные и экспериментальные исследования по оптимизации параметров установок по регистрации как ( ${}^{12}$ B,  ${}^{12}$ N)-активности на PM-55, так и запаздывающих нейтронов для короткоживущих компонент запаздывающих нейтронов на ЛУЭ-8-5 и ЛУЭ-10, давшие обнадёживающие результаты для обоих типов задач. Готовятся фоновые и начальные основные измерения. Модельно исследованы основные свойства изоскалярных гигантских резонансов (до *L*=3) в ряде ядер с заполненными оболочками:  ${}^{208}$ Pb,  ${}^{132}$ Sn,  ${}^{90}$ Zr и  ${}^{48}$ Ca. Наблюдается удовлетворительное согласие с известными экспериментальными данными. Результаты опубликованы в работах [28,29], Приложение А 1.3.

# 14. Задача «Исследование фотоядерных реакций на фемтосекундных лазерах»

Для исследования фотоядерных реакций был собран лазерно-плазменный источник ускоренных электронов на основе облучения лавсановой пленки двумя импульсами: наносекундным для создания плазмы и фемтосекундным для создания в плазме ускоряющих электроны структур. Был получен пучок ускоренных электронов с расходимостью 0,1 рад и наклоном экспоненциального спектра 1,5 МэВ. Пучок использовался для инициирования фотоядерных реакций в Ве, D, U, Pb, W. Максимальный поток нейтронов составил 10<sup>5</sup> нейтронов/(с×срад). Полученный выход в 10<sup>6</sup> нейтронов/Дж является очень высоким коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны для реакций (у,n). На основе моделирования в пакете Geant4 был создан фотоядерный метод измерения заряда созданного лазером электронного пучка на основе измерения выхода нейтронов из вторичных мишеней с различными порогами реакции. Измерения хорошо согласуются с результатами, полученными на магнитном спектрометре и цилиндре Фарадея. Преимуществом метода является высокая устойчивость к создаваемым лазерной плазмой электромагнитным наводкам и пороговость по энергиям. Результаты опубликованы в работах [30,31], Приложение А 1.3.

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

Подготовлена версия пакета программ для моделирования схемы получения тригтера в процессе µ->3е. Для поиска процесса µ->3е была выбрана схема с винтовым коллиматором, который частично пропускает электроны и значительно задерживает позитроны. В результате выполнения работы разработан новый черенковский монитор протонного пучка, который нашел практическое применение при измерении дозы облучения на медицинском канале. Этот монитор позволяет проводить измерения широком диапазоне (10<sup>5</sup>) интенсивностей пучка протонов от малых импульсных токов 0,1 мкА до 10 мА. Проведены калибровочные измерения с новым монитором протонного пучка на медицинском канале центра коллективного пользования (ЦКП) ИЯИ РАН. Показано, что черенковским монитором можно измерять радиационную дозу в водном фантоме в области максимального удельного энерговыделения протонного пучка вблизи пика Брэгга.

# 16. Задача «Разработка и исследование характеристик новых микроструктурных позиционно-чувствительных газовых детекторов (MPGD)»

Основные результаты НИР, полученные в отчётный период 2022 г. в рамках Проекта RD51 (ИЯИ-ЦЕРН): на основе стендовых исследований природы искровых пробоев в газовых детекторах (в период 2013-2019 гг.) оптимизированы задачи моделирования электрических полей в MPGD-детекторах с использованием программных пакетов в ЦЕРН; проведён начальный этап моделирования рабочих характеристик прототипа черенковского ARICH-детектора (проект ALICE 3) с аэрогельным радиатором по компьютерной программе ZEMAX (совместно с HMPID-группой из INFN, Bari, Italy); разработана концепция построения считывающей электроники для MPGD-детекторов, а также детектора ARICH (проект ALICE 3) с цифровыми кремниевыми ФЭУ. Полученные результаты рекомендуется использовать при создании систем считывающей электроники в мультиканальных MPGD- и ARICH-детекторах с высокими временным разрешением и скоростью передачи данных как на действующих и планируемых ядерно-физических установках (например, ALICE, ALICE 3) в CERN (Швейцария) и ОИЯИ (Россия), так и в прикладных областях: калориметрии, ПЭТ, в криогенных, UV-, X-ray, нейтронных и нейтринных детекторах. Результаты, полученные в 2022 году, опубликованы в работах [32,33], Приложение А 1.3.

### 17. Задача «Исследование запутанных аннигиляционных фотонов»

В 2022 году была создана экспериментальная установка по измерению комптоновского рассеяния запутанных аннигиляционных фотонов, проведен физический

запуск экспериментальной установки и выполнена настройка всех детекторов установки, см. публикации [34,35], Приложение А 1.3. Получены первые экспериментальные данные комптоновскому рассеянию аннигиляционных фотонов. В по работе [36], Приложение А 1.3 опубликованы первые физические результаты анализа экспериментальных данных. Наши результаты находятся в согласии с теоретической работой [95], утверждающей об идентичности сечений комптоновского рассеяния запутанных фотонов и фотонов, находящихся в смешанном (сепарабельном) состоянии. В то же время, полученные результаты противоречат общепринятым положениям о принципиальной разнице в рассеивании запутанных и декогерентных фотонов [94,96]. Необходимы дальнейшие исследования данной квантовой системы, чтобы разрешить наблюдаемые противоречия.

# 18. Задача «Исследование модификации свойств каскадных гиперонов в ядерной среде»

Впервые показана заметная чувствительнось инклюзивных дифференциальных и полных сечений (абсолютных и относительных) рождения каскадных  $\Xi^-$ -гиперонов на ядрах в фотоядерных реакциях вблизи порога к возможным вариациям  $\Xi^-$ -ядерного потенциала при конечных импульсах < 1 ГэВ/с. На основе этого, впервые сделан важный вывод о возможности экспериментального измерения этих вариаций на ускорительном комплексе CEBAF (США). Полученные результаты опубликованы в работе [37], Приложение А 1.3. Полученная информация будет способствовать существенному улучшению наших знаний о плохо известных в настоящее время свойствах  $\Xi^-$ -гиперонов в ядерной среде как принормальной плотности и малых импульсах (существование гиперядер со странностью S=-2), так и в плотной ядерной материи и при конечных импульсах (строение ядра нейтронных звезд, так называемый гиперонный "пазл"), а также и в целом о взаимодействии гиперонов и нуклонов в S=-2 секторе.

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

Впервые исследована возможность наблюдения недавно открытых коллаборцией LHCb в ЦЕРН "нестранных" Pc(4312)<sup>+</sup>, Pc(4337)<sup>+</sup>, Pc(4440)<sup>+</sup>, Pc(4457)<sup>+</sup> и "странного" Pcs(4459)<sup>o</sup> пентакварковых резонансов со скрытым чармом, соответственно, в околопороговых фотоядерных и антикаон-ядерных реакциях. В результате исследования впервые сделаны важные выводы о возможности их экспериментального наблюдения в этих реакциях при реалистических вероятностях их распадов по каналам J/ψри J/ψΛ путем

измерения, в частности, импульсных и энергетических распределений образованных в них  $J/\psi$  мезонов, например, на ускорительном комплексе CEBAF (США) в рамках планируемого здесь фотоядерного эксперимента E12-12-006 в зале A с использованием детектора SoLID, а также на высокоэнергетическом каонном пучке комплекса J-PARC (Япония). Полученные результаты опубликованы в работах [38,39], Приложение A 1.3.

20. Задача «Создание оптико-каскадной модели, описывающей поглощение ядром медленного антинейтрона, для экспериментов по поиску нейтронантинейтронных осцилляций»

На базе разработанной в ИЯИ РАН оптико-каскадной модели создан эксклюзивный генератор событий для моделирования процесса аннигиляции антинейтронов, образованных в результате возможных нейтрон-антинейтронных осцилляций в высокоинтенсивном пучке холодных нейтронов, на ядре углерода (материала детектора). Сгенерированные события используются для моделирования и проектирования детектора и подавления фонов для готовящегося эксперимента NNBAR на ESS.

Специально для эксперимента по поиску внутриядерных нейтрон-антинейтронных осцилляций была создана физическая модель  $n \to \overline{n}$ перехода внутри ядра <sup>16</sup><sub>2</sub>0 и последующей аннигиляции. Было исследовано влияние величины антинейтрон-ядерного потенциала, величина которого не известна в настоящее время и является параметром модели, на наблюдаемые В эксперименте физические величины. Наглядно продемонстрировано влияние FSI на искажение измеряемых значений инвариантной массы и полного импульса продуктов аннигиляции. Планируется, что эта модель будет использоваться при обработке и анализе экспериментальных данных на водяном черенковском детекторе Super-Kamiokande и Hyper-Kamiokande в будущем. Результаты, полученные в 2022 году, опубликованы в работах [40,41], Приложение А 1.3.

### СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

The ALICE experiment at the CERN LHC /K. Aamodt [et al.]//JINST — 2008.
 — Vol.3. — P. S08002.

2. Upgrade of the ALICE experiment: Letter of Intent /B. Abelev [et al.] (ALICE Collaboration) //J. Phys.—2014.—Vol. G41 —P. 087001.

 Readout system of the ALICE Fast Interaction Trigger /D. Finogeev et al// JINST — 2020.— Vol.09. — P.C09005.

4. Fully integrated digital readout for the new Fast Interaction Trigger for the ALICE upgrade /D.A. Finogeev[et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A — 2020.— Vol. 952. — P.161920.

Страница фреймворка Qt на сайте разработчика. Электронный ресурс.—
 2022. — URL: <u>https://www.qt.io/product/framework</u> (дата обращения 21.11.2022).

6. Страница библиотеки QCustomPlot на сайте разработчика. Электронный ресурс. – 2022. – URL: <u>https://www.qcustomplot.com</u> (дата обращения 21.11.2022).

7. IPbus: a flexible Ethernet-based control system for xTCA hardware
/ C. Ghabrous Larrea [et all.] //JINST — 2015.—Vol. 10. — P. C02019.

8. Раздел, посвящённый протоколу IPbus, на сайте CERN. Электронный ресурс. — 2022. — URL: <u>https://ipbus.web.cern.ch</u> (дата обращения 21.11.2022).

9. Bertulani C. A., Baur G. Electromagnetic processes in relativistic heavy ion collisions // Phys. Rep. — 1988. —Vol. 163. — P. 299.

The zero degree calorimeters for the ALICE experiment / G. Puddu[et al.] // Nucl.
 Instrum. Meth. Phys. Res. Sect. A. — 2007. — Vol. 581. — P. 397.

Charge-changing interactions of ultrarelativistic Pb nuclei / C. Scheidenberger [et al.] // Phys. Rev. C. — 2004. — Vol. 70. — P. 14902.

12. Measurement of the Cross Section for Electromagnetic Dissociation with Neutron Emission in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}=2,76 \text{ TeV} / B}$ . Abelev[et al.](ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. — 2012. — Vol. 109. — P. 252302.

13. Pshenichnov I. A. Electromagnetic excitation and fragmentation of ultrarelativistic nuclei // Phys. Part. Nucl. — 2011. — Vol. 42. — P. 215.

14. Broz M., Contreras J. G., Tapia Takaki J. D. A generator of forward neutrons for ultra-peripheral collisions: nOOn // Comput. Phys. Commun. — 2020. — Vol. 253. — P. 107181.

15. Beam losses from ultraperipheral nuclear collisions between  ${}^{208}Pb^{82+}$  ions in the Large Hadron Collider and their alleviation / R. Bruce [et al.]// Phys. Rev. ST Accel. Beams. — 2009. — Vol. 12. — P. 71002.

16. ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // arXiv:2204.10148 nucl-ex (2022).

Brown B. Alex. Neutron radii in nuclei and the neutron equation of state // Phys.
Rev. Lett. — 2000. — Vol. 85. — P. 5296–5299.

Horowitz C. J., Piekarewicz J. Neutron star structure and the neutron radius of <sup>208</sup>Pb // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 86. — P. 5647.

 Svetlichnyi A. O., Pshenichnov I. A. Formation of Free and Bound Spectator Nucleons in Hadronic Interactions between Relativistic Nuclei // Bull. RAS: Physics — 2020. — Vol. 84. — P. 911.

20. Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars / A. W. Steiner [et al.] // Phys. Rep.
2005. — Vol. 411. — P. 325–375.

21. Loizides C. Glauber modeling of high-energy nuclear collisions at the subnucleon level // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94. — P. 024914.

22. Ericson Torleif. The statistical model and nuclear level densities // Adv. Phys. —
1960. — Vol. 9. — P. 425–511.

23. Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions /
A. S. Botvina[et al.] // Nucl. Phys. A. — 1995. — Vol. 584. — P. 737–756.

24. Recent developments in Geant4 / J Allison [et al.] // Nucl. Instrum. Methods A. — 2016. — Vol. 835. — P. 186–225.

25. Origin of the neutron skin thickness of <sup>208</sup>Pb in nuclear mean-field models /
M. Centelles [et al.] // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 82. — P. 054314.

26. Neutron Skin of <sup>208</sup>Pb from Coherent Pion Photoproduction / C. M. Tarbert [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112. — P. 242502.

27. Accurate Determination of the Neutron Skin Thickness of <sup>208</sup>Pb through Parity-Violation in Electron Scattering / D. Adhikari [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 2021. — Vol. 126. — P. 172502.

28. A fixed-target programme at the LHC: Physics case and projected performances for heavy-ion, hadron, spin and astroparticle studies / Hadjidakis C. [et al.] // Physics Reports. — 2021. —Vol. 911. —P1.

29. LHC fixed target experiments: Report from the LHC Fixed Target working group of the CERN / Barschel C. [et al.] // Physics Beyond Collider Forum CERN Yellow Reports: Monographs. —2020.— CERN-2020-004, Published by CERN, CH-1211 Geneva 23, Switzerland.
30. Kurepin A.B., Topilskaya N.S. Quarkonium Production and Proposal of the New Experiment on Fixed Target at the LHC. //Advances in High Energy Physics. — 2015.— Vol. 2015.— P.760840.

31. Kurepin A.B., Topilskaya N.S. Some proposed fixed target experiments with the LHC beams, //EPJ Web of Conferences. —2019. — Vol.204. — P. 03002.

Rubakov, V.A. Multidimensional particle physics models // Physics-Uspekhi, –
 2003. – Vol. 46. – P. 211.

33. Измерение сечений инклюзивного образования заряженных адронов в переднем направлении в углерод-углеродных столкновениях при энергии пучка 19.6 ГэВ на нуклон / Афонин А.Г. [и др.] // Ядерная физика. – 2020. – Т. 83, № 2. – Р. 14.

34. Kurepin A.B. Superheavy Particle Production in High Energy Heavy Ion Collisions // Journal of Modern Physics. – 2021 – Vol. 12. – P. 433.

35. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system / N.Abgrall. [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Journal of Instrumentation. – 2014. – Vol. 9. – P. C06005.

36. Addendum to the NA61/SHINE Proposal SPSC-P-330 Study of Hadron-Nucleus and Nucleus-Nucleus Collisions at the CERN SPS Early Post-LS2 Measurements and Future Plans / A.Aduszkiewicz. [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Preprint CERN-SPSC-2018-008 / SPSC-P-330-ADD-10

37. Hadron calorimeter with MAPD readout in the NA61/SHINE experiment /A.Ivashkin. [et al.] // arXiv:1205.4864.

38. The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES / G.Agakishiev. [et al.] //
 Eur. Phys. J. A – 2009. – Vol. 41. – P. 243-277.

39. The HADES RPC inner TOF wall / D. Belver. [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A – 2009. – Vol. 602. – P. 687-690.

40. The HADES time-of-flight wall / C. Agodi [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A – 2002. – Vol. 492. – P. 14-25.

41. Передний сцинтилляционный годоскоп для регистрации ядерных фрагментов на установке ХАДЕС / О.В. Андреева [и др.] // Приборы и техника эксперимента. – 2014. – Т. 2. – С. 13-30.

42. Electromagnetic calorimeter for the HADES@FAIR experiment / O. Svoboda [et al.] // Journal of Instrumentation. – 2014. – Vol. 9. – P. C05002.

43. Centrality determination of Au+Au collisions at 1,23A GeV with HADES / J. Adamczewski-Musch [et.al.] [HADES collaboration] // Eur. Phys. J. A – 2018. – Vol. 54. – P. 85.

44. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [et al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2020. – Vol. 17.– P.303.

45. Aichelin J. "Quantum" molecular dynamics—a dynamical microscopic *n*-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions. // Phys. Rept. -1991. - Vol. 202. - P. 233.

46. Early fragment formation in heavy-ion collisions / Puri R.K., Hartnack C., Aichelin J. // Phys. Rev. C – 1996. – Vol. 54. – P. R28.

47. C. Dorso, J. Randrup.Early recognition of clusters in molecular dynamic // Phys.
 Lett. B – 1993. – Vol. 301. – P. 398.

48. Challenges in QCD matter physics --The scientific programme of the Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR / T. Ablyazimov [et al.] // Eur. Phys. J. A - 2017. – Vol. 53. - 3. - 60.

49. Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator / Guber F.[et al.] // GSI-2015-02020, URL: <u>https://repository.gsi.de/record/109059</u>

50. M. Kapishin. Studies of baryonic matter in the BM@N and MPD experiments at Nucltron/NICA. // PoS(CORFU2018). –2010.– P.188.

51. A. Sissakian. Status of the NICA project at JINR / A. Sissakian, A. Sorin // EPJ Web Conferences. – 2010. – Vol. 7. – P.02006.

52. M. Kapishin. BM@N First Results. // The XVIII International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2019). Springer Proceedings in Physics. –2020. – Vol. 250. – P. 21-27.

53. New forward hadron calorimeter for centrality and reaction plane determination at BM@N heavy ion experiments / F. Guber. [et al.] // EPJ Web of Conferences. – 2019. – Vol. 204. – P. 07007.

54. Compact segmented hadron calorimeter for detection of low energy spectators at MPD/NICA facility / A. Ivashkin. [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A – 2020. – Vol. 958. – P. 162240.

55. Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator / Guber F. [et al.] // GSI-2015-02020, URL: <u>https://repository.gsi.de/record/109059</u>.

56. Calibration of FHCal with cosmic muons at the BM@N experiment / A. Izvestnyy. [et al.]. // J. Phys.: Conf. Ser. – 2020. – Vol. 169. –. P. 012060.

57. Multichannel high voltage system for photomultiplier tube arrays [Электронный ресурс] URL: <u>http://hvsys.ru</u> High voltage systems (дата обращения 15.02.2019) URL https://afi.jinr.ru/ADC64s2.

58. ADC64s2 [Электронный ресурс] URL: <u>https://afi.jinr.ru/ADC64s2</u> (дата обращения 15.02.2019) TQDCAFI electronics. URL: <u>https://afi.jinr.ru/TQDC-16</u>.

59. The Amplitude Parameters of Prototypes of the Forward Hodoscopes for the BM@N Experiment / Baranov A.G. [et al.] // Instrum. Exp. Tech. – 2021. – Vol. 64, No.3. – P. 352-356.

60. Study of the spectator matter in heavy ion collisions at the BM@N experiment /F. Guber. [et al.] // Phys. Part. Nucl. – 2022. – Vol. 53, No. 2. – P. 626.

61. Measurement of the Parameters of the Forward Scintillator Wall of the BM@N Experiment / Baranov A.G. [et al.] // Instrum. Exp. Tech. – 2022. – Vol. 65, No. 1. – P. 42-46.

62. Parton-hadron-quantum-molecular dynamics: A novel microscopic n-body transport approach for heavy-ion collisions, dynamical cluster formation, and hypernuclei production / J. Aichelin [et al.] // Phys. Rev. C. – 2020. – Vol. 101. – P. 044905.

63. Compilation of coupling constants and low-energy parameters / O. Dumbrajs [et al.] // Nucl. Phys. B. – 1983. – Vol. 216, No. 2. – P. 277-335.

64. Breakup energy spectrum of singlet deuterons measured using  $d + d \rightarrow d^* + d^*$ four-body reaction at 15.7 MeV/ Zhang Ying-Ji [et al.] // Phys. Rev. C. – 1993. – Vol. 47, No. 2. – P. 468-472.

65. New Measurement of the  ${}^{1}S_{0}$  Neutron-Neutron Scattering Length Using the Neutron-Proton Scattering Length as a Standard / D. E. Gonzalez Trotter [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1999. – Vol. 83, No. 19. – P. 3788-3791.

66. New investigation of the neutron-neutron and neutron-proton final-state interaction in the *n*-*d* breakup reaction / V. Huhn [et al.] // Phys. Rev. C. -2000. – Vol. 63, No. 1. – P. 014003.

67. New measurement of the neutron-proton scattering length *a<sub>np</sub>*via the *n-d* breakup reaction at 25 MeV / J. Deng, A. Siepe, W. von Witsch // Phys. Rev. C. – 2002. – Vol. 66, No. 4. – P. 047001.

68. New mechanism for intermediate- and short-range nucleon-nucleon interaction /
V.I. Kukulin[et al.] // J. Phys. G. – 2001. – Vol. 27, No. 9. – P. 1851-1868.

69. Experimental and theoretical indications for an intermediate  $\sigma$ -dressed dibaryon in the *NN* interaction / V.I. Kukulin[et al.] // Ann. Phys. – 2010. – Vol. 325, No. 6. – P. 1173-1189.

70. Low-Energy Parameters of Neutron-Neutron Interaction: Analysis of Data Obtained in *nd* and *dd* Breakup Reactions / E.S. Konobeevski [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2018. – Vol. 81, №. 5. – P. 595-603.

71. H.J. Rose, G.A. Jones A new kind of natural radioactivity // Nature. – 1984. – Vol. 307, No. 5948. – P. 245-247.

72. Exotic Molecular States in <sup>12</sup>Be / M. Freer [et al.] // Phys. Rev. Lett. – 1999. –
 Vol. 82, №. 7. – P. 1383-1386.

73. Bound state properties of Borromean halo nuclei: <sup>6</sup>He and <sup>11</sup>Li / M.V. Zhukov [et al.] // Phys. Rep. – 1993. – Vol. 231, No. 4. – P. 151-199.

74. Dynamics of two-neutron transfer reactions with the Borromean nucleus <sup>6</sup>He / Yu.Ts. Oganessian, V.I. Zagrebaev, J.S. Vaagen // Phys. Rev. C. -1999. – Vol. 60, No. 4. – P. 044605.

75. Study of Quasy-Free Scattering of Proton by Clusters of <sup>6</sup>He Halo Nucleus /
G. Belovitsky [et al.]// Int. J. Mod. Phys. E. – 2009. – Vol. 17, No. 10. – P. 2331-2335.

76. Excitation of  $\alpha$  Clusters in <sup>6</sup>Li and <sup>7</sup>Li / S. Nakayama [et al.]// Phys. Rev. Lett. – 2001. – Vol. 87, No. 12. – P. 122502(1-4).

77. Di-triton molecular structure in <sup>6</sup>He / H. Akimune [et al.]// Phys. Rev. C. – 2003.
– Vol. 67, №. 5. – P. 051302(1-4).

78. Di-trinucleon cluster resonances in A=6 isobar nuclei / T. Yamagata [et al.]// Phys. Rev. C. – 2005. – Vol. 71, No. 6. – P. 064316.

79. Experimental Investigation of Highly Excited States of the <sup>5,6</sup>He and <sup>5,6</sup>Li Nuclei in the (<sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Be) and (<sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li) One-Nucleon Pickup Reactions / S.B. Sakuta [et al.] // Phys. Atom. Nucl. – 2002. – Vol. 65, No. 10. – P. 1771-1777.

80. High-Lying <sup>6</sup>Li Levels at Excitation Energy of around 21 MeV /
O. Povoroznyk [et al.] //J. Phys. Soc. Jpn. – 2011. – Vol. 80, No. 9. – P. 094204.

81. Trinucleon cluster structures in <sup>6</sup>Li / S. Nakayama [et al.] // Phys. Rev. C. – 2004.
– Vol. 69, No. 4. – P. 041304.

82. Spectroscopy of <sup>6</sup>Li Using the <sup>3</sup>He(<sup>7</sup>Li;  $\alpha$ )<sup>6</sup>Li Reaction / R. Kuramoto [et al.] // Braz. J. Phys. – 2004. – Vol. 34, No. 3A. – P. 933-935.

83. A.B. Migdal. The Theory of Nuclear Reactions with Production of Slow Particles// JETP. – 1955. – Vol. 1, No.1. – P. 2-6.

K.M. Watson. The Effect of Final State Interactions on Reaction Cross Sections //
Phys. Rev. – 1952. – Vol. 88, No. 5. – P. 1163-1171.

85. A Program for Simulation Experiments to Study Reactions with Three Particles in the Final State / S.V. Zuyev, A.A. Kasparov, E.S. Konobeevski. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2014. – Vol. 78, No. 5. – P. 345-349.

86. Mathematical Simulation of Few-Nucleon Experiments with Three or More Particles in the Final State / S.V. Zuyev, A.A. Kasparov, E.S. Konobeevski // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. – 2017. – Vol. 81, No. 6. – P. 679-683.

87. D. Robson. Nuclear reaction with resonant particles production // Nucl. Phys. A. – 1973. – Vol. 204, No. 3. – P. 523-528.

88. Р.М.Джилкибаев, В.М. Лобашев Поиск редких мюонных процессов с нарушением лептонных чисел // Ядерная Физика. — 2010. — Т. 73. —№. 12. — С.1—5.

89. Expression of Interest for Evolution of the Mu2e Experiment / Abusalma F. [et al.] // 2018.[Электронныйресурс] URL: <u>https://arxiv.org/abs/1802.02599</u> (дата обращения 28.11.2022)

90. Letter of intent for ALICE 3: A next-generation heavy-ion experiment at the LHC / ALICE Collaboration // 2022. [Электронный ресурс]

URL:<u>https://arxiv.org/abs/2211.02491(д</u>ата обращения 28.11.2022)

91. Razin V.I. Towards the Breakdown Mechanisms in Micro-Pattern Gas Detectors. //Instrum. Exp. Tech. – 2021. – Vol. 64, No. 6. – P. 787.

92. Forward Hodoscopes of Charged Nuclei Fragments for the BM@N Experiment. / Baranov A.G. [et al.] // Instrum. Exp. Tech. – 2021 – Vol. 64, No. 5. – P. 676.

93. Lebedev D.A. Concept and development of the Focusing Aerogel Ring Imaging Cherenkov (FARICH) detector for HMPID-systems. / Lebedev, D.A., Makarov, A.A., Reshetin // Journal of Physics, conference series. – 2021 (article accepted for publication).

94. D. Bohm, Y. Aharonov Discussion of Experimental Proof for the Paradox of Einstein, Rosen, and Podolsky // Phys.Rev. – 1957. – Vol.108. – P. 1070.

95. B.C. Hiesmayr, P. Moskal Witnessing entanglement in Compton scattering processes via mutually unbiased bases // Sci. Rep. – 2019. – 98166.

96. Probing entanglement in Compton interactions // P. Caradonna [et al.] // J. Phys. Commun. – 2019. – Vol.3. – P.105005.

97. Е.С.Голубева. Модель аннигиляции антинейтронов для экспериментов по поиску нейтрон-антинейтронных осцилляций // Препринт ИЯИ РАН. – 2017.-№ 1436/2017 декабрь, Москва.

98. E. S. Golubeva. Model of antineutron annihilation in experimental searches for antineutron transformations /E. S. Golubeva, J. L. Barrow and C. G. Ladd. // Physical Review D. – 2019. –Vol.99. – P.035002.

99. Progress and Simulations for Intranuclear Neutron-Antineutron Transformations in Ar. / J.L. Barrow [et al.] // Physical Review D. – 2020 – Vol. 101.– P.036008.

100. Computing and Detector Simulation on Framework for the HIBEAM/NNBAR Experiment Program at the ESS. /J Barrow [et al.] // The Eur.Phys.Journal Web of Conferences. – 2021. – Vol.25. – P.02062.

101. Status of the Design of an Annihilation Detector to Observe Neuton-Antineutron Conversion at the European Spallation Sourse. / Sze-Chun Yiu [et al.] // Symmetry.- 2022 – Vol.1, No.1. – P.76.

102. New Model of Intranuclear Neutron- Antineutron Transformation in  ${}^{16}_{8}O$ . / J.Barrow [et al.] // Physical Review C. – 2022. – Vol. 105. – P. 065501.

## ПРИЛОЖЕНИЕ А

## Список публикаций исполнителей отчета за 2022 г.

1.1. Статьи в журналах, главы в книгах, материалы конференций, индексируемые Web of Science Core Collection, Scopus и Russian Science Citation Index (RSCI), опубликованные в составе коллаборации ALICE

1. Characterizing the initial conditions of heavy-ion collisions at the LHC with mean transverse momentum and anisotropic flow correlations / S.Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 834. — P. 137393.

 Charm-quark fragmentation fractions and production cross section at mid rapidity in pp collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev D. — 2022.
 — Vol. 105. — P. L011103.

3. Direct observation of the dead-cone effect in quantum chromodynamics / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Nature. — 2022. — Vol. 605. — P. 440.

4. First study of the two-body scattering involving charm hadrons/ S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. D — 2022 — Vol.106 — P. 052010.

5. Exploring the NA–NΣ coupled system with high precision correlation techniques at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 833. — P. 137272.

6. Forward rapidity J/psi production as a function of charged-particle multiplicity in pp collisions at  $\sqrt{s}=5,02$  and 13 TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. — 2022. — No. 6. — P. 015.

7. General balance functions of identified charged hadron pairs of (pi, K, p) in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}=2,76 \text{ TeV} / S}$ . Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 833. — P. 137338.

8. Hypertriton Production in p-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{S}$ . Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. — 2022. — Vol. 128. — P. 252003.

9. Inclusive, prompt and non-prompt J/psi production at midrapidity in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. -- 2022. -- No. 6. -- P. 011.

10. Investigating charm production and fragmentation via azimuthal correlations of prompt D mesons with charged particles in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. - 2022. - Vol. 82. - P. 335.

11. Investigating the role of strangeness in baryon-antibaryon annihilation at the LHC
/ S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 829. — P. 137060.

12.  $K_s K_s^0$  and  $K_s^0 K^{\pm}$  femtoscopy in pp collisions at  $\sqrt{s} = 5.02$  and 13 TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 833. — P. 137335.

13. Measurement of anti-3He nuclei absorption in matter and impact on their propagation in the Galaxy/ S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) //Nature Phys. — 2022. https://doi.org/10.1038/s41567-022-01804-8.

14.Measurement of  $K^*(892)^{\pm}$  production in inelastic pp collisions at the LHC /S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 828. — P. 137013.

15. Measurement of Prompt D-0, Lambda(+)(c), and Sigma(0,++)(c)(2455) Production in Proton-Proton Collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. — 2022. — Vol. 128. — P. 012001.

16. Measurement of inclusive charged-particle b-jet production in pp and p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. — 2022. — No. 1. — P. 178.

17. Measurement of prompt D-s(+)-meson production and azimuthal anisotropy in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. - 2022. - Vol. 827. - P. 136986.

18. Measurement of the Groomed Jet Radius and Momentum Splitting Fraction in pp and Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02 \text{ TeV} / \text{S}$ . Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. — 2022. — Vol. 128. — P. 102001.

19. Measurements of the groomed and ungroomed jet angularities in pp collisions at  $\sqrt{s}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. — 2022. — No. 5. — P. 061.

20. Multiplicity dependence of charged-particle jet production in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Vol. 82. — P. 514.

21. Neutral to charged kaon yield fluctuations in Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=2,76$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 832. — P. 137242.

22. Nuclear modification factor of light neutral-meson spectra up to high transverse momentum in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=8,16$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 827. — P. 136943.

23. Observation of a multiplicity dependence in the p(T)-differential charm baryonto-meson ratios in proton-proton collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 829. — P. 137065.

24. Polarization of Lambda and (Lambda)over-bar Hyperons along the Beam Direction in Pb – Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Rev. Lett. — 2022. — Vol. 128. — P. 172005.

25. Production of Lambda and  $K_s^0$  in jets in p-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV and pp collisions at  $\sqrt{s}=7$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Phys. Lett. B. — 2022. — Vol. 827. — P. 136984.

26. Production of light (anti)nuclei in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. — 2022. — No. 1. — P. 106.

27. Production of light (anti)nuclei in pp collisions at  $\sqrt{s}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // Eur. Phys. J. C. — 2022. — Vol. 82. — P. 289.

28. Prompt D-0, D+, and D\*(+) production in Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5,02$  TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. — 2022. — No. 1. — P. 174.

29. Study of very forward energy and its correlation with particle production at midrapidity in pp and p-Pb collisions at the LHC / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. — 2022. — No. 8. — P. 086.

30. Production of K\*(892)0 and $\varphi$ (1020) in pp and Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5.02$  TeV./ S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) //Phys. Rev. C — 2022 — Vol.106 — P. 034907

31. Prompt and non-prompt J/psi production cross sections at midrapidity in protonproton collisions at  $\sqrt{s}=5,02$  and 13 TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // J. High Energy Phys. — 2022. — No. 3. — P. 190.

1.2. Статьи в журналах, главы в книгах, материалы конференций, индексируемые Web of Science Core Collection, Scopus и Russian Science Citation Index (RSCI), опубликованные в составе коллаборации ALICE (без указания фамилий сотрудников ИЯИ)

1. Acharya Shreyasi. Heavy-flavour production in small systems and evolution with Acharya Shreyasi (for the ALICE collaboration) Heavy-flavour production in small systems and evolution with multiplicity with ALICE // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 12012.

2. Adolfsson Jonatan (for the ALICE collaboration) Studying strangeness and baryon production in small systems through  $\Xi$ —hadron correlations using the ALICE detector // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 13015.

3. Bailhache Raphaelle (for the ALICE collaboration) Low-mass dielectron measurements with ALICE at the LHC // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 13007.

4. Bailung Yoshini (for the ALICE collaboration) Measurements of heavy-flavor production as a function of multiplicity with ALICE at the LHC // SciPost Phys. Proc. — 2022.
— Vol. 10. — P. 033.

5. Balbino Alessandro (for the ALICE collaboration) Production of light nuclei in small collision systems measured with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 392.

6. Bartels Clara (for the ALICE collaboration) Measurement of  $\Lambda$ + c production in pp and p-Pb collisions with the ALICE experiment at the LHC // PoS. — 2022. — Vol. EPSHEP2021. — P. 285.

7. Bhat Mohammad Asif (for the ALICE collaboration) Inclusive Photon Production at Forward Rapidities Using PMD in p–Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 8,16$  TeV with ALICE // Springer Proc. Phys. — 2022. — Vol. 277. — P. 403.

8. Blau Dmitry (for the ALICE collaboration) Overview of Direct Photon and Neutral Meson Measurements with ALICE at the LHC // Moscow Univ. Phys. Bull. — 2022. — Vol. 77. — P. 173–175.

9. Blidaru Bogdan-Mihail (for the ALICE collaboration) Testbeam performance results of bent ALPIDE monolithic active pixel sensors in view of the ALICE Inner Tracking System 3 // JINST. — 2022. — Vol. 17, No. 09. — P. C09006.

10. Borissov A. (for the ALICE collaboration) Latest Results on (Anti-)Hypernuclei Production at the LHC with ALICE // Phys. Part. Nucl. — 2022. — Vol. 53, No. 2. — P. 177.

11. Buckland M. (for the ALICE collaboration) Development of the ITS3: A bentsilicon vertex detector for ALICE in the LHC Run 4 // Nucl. Instrum. Meth. A. -2022. – Vol. 1039. – P. 166875.

12. Cheng Tiantian (for the ALICE collaboration) Measurements of charm production in pp collisions with ALICE // SciPost Phys. Proc. — 2022. — Vol. 10. — P. 030.

13. Colella Domenico (for the ALICE collaboration) ALICE ITS 3: the first truly cylindrical inner tracker // JINST. — 2022. — Vol. 17, No. 09. — P. C09018.

14. Colella Domenico (for the ALICE collaboration) Upgrade of the ALICE experiment beyond LHC Run 3 // Int. J. Mod. Phys. E. — 2022. — Vol. 31, No. 08. — P. 2240002.

15. Cui Pengyao (for the ALICE collaboration) Production of strange hadrons in jets and underlying events in pp and p–Pb collisions with ALICE // Phys. Scripta. — 2022. — Vol. 97, No. 5. — P. 054009.

16. Cui Pengyao (for the ALICE collaboration) Production of strange particles in jets and underlying events in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with ALICE // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 10009.

17. Danu Andrea (for the ALICE collaboration) Searches for Chiral Magnetic Effect and Chiral Magnetic Wave in Xe-Xe and Pb-Pb collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 364.

18. Das Prottay (for the ALICE collaboration) Search for the Chiral Magnetic Wave Using the ALICE Detector in Pb-Pb Collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  TeV // Springer Proc. Phys. — 2022. — Vol. 277. — P. 445.

19. De Martin Chiara (for the ALICE collaboration) Multi-differential studies to explore strangeness enhancement in pp collisions with ALICE at the LHC // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 203.

20. Dello Stritto Luigi (for the ALICE collaboration) Charm cross section and fragmentation fractions in pp collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 380.

21. Dobrigkeit Chinellato David (for the ALICE collaboration) Charm and multicharm baryon measurements via strangeness tracking with the upgraded ALICE detector // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 09004.

22. Dubla Andrea (for the ALICE collaboration) Overview of open heavy-flavour and quarkonia measurements with ALICE // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 01003.

23. Dudi Sandeep (for the ALICE collaboration) Strangeness- and Rapidity-Dependent Studies in Small Systems with ALICE at the LHC // Springer Proc. Phys. — 2022. — Vol. 277. — P. 479–482.

Ercolessi Francesca (for the ALICE collaboration) Investigating the origin of strangeness enhancement in small systems through multi-differential analyses // EPJ Web Conf.
 — 2022. — Vol. 259. — P. 11006.

25. Ercolessi Francesca (for the ALICE collaboration) Multi-differential studies to explore strangeness enhancement in pp with ALICE at the LHC // SciPost Phys. Proc. — 2022.
— Vol. 10. — P. 028.

26. Ercolessi Francesca (for the ALICE collaboration) Study of strangeness production in pp collisions as a function of multiplicity and effective energy with ALICE // Nuovo Cim. C. -2022. - Vol. 45. - P. 65.

27. Eulisse Giulio (for the ALICE collaboration) Preparation for ALICE data processing and analysis in LHC Run 3 // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 824.

28. Ferretti A. (for the ALICE collaboration) Studies on tetrafluoropropene-CO2 based gas mixtures for the resistive plate chambers of the ALICE Muon IDentifier // JINST. — 2022. — Vol. 17. — P. C08024.

29. Feuillard Victor Jose Gaston (for the ALICE collaboration) Measurement of low mass dileptons in ALICE // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 233.

30. Groettvik O. (for the ALICE collaboration) Installation, integration and first operating experiences of the ALICE ITS upgraded readout system // JINST. — 2022. — Vol. 17. — P. C04003.

31. Haque Md. Rihan (for the ALICE collaboration) Constraining the Chiral Magnetic Effect with Charge-Dependent Azimuthal Correlations in ALICE // Springer Proc. Phys. — 2022. — Vol. 277. — P. 463.

32. Hauer Philip (for the ALICE collaboration) The upgraded ALICE TPC // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2022. — Vol. 1039. — P. 167023.

33. Havener Laura Brittany (for the ALICE collaboration) Measurement of the primary Lund jet plane density in pp collisions at  $\sqrt{s} = 13$  TeV with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 364.

34. Herman Tomas (for the ALICE collaboration) Latest ALICE results on  $J/\psi$  photoproduction in ultraperipheral collisions at the LHC // SciPost Phys. Proc. — 2022. — Vol. 8. — P. 106.

35. Hosokawa Ritsuya (for the ALICE collaboration) Recent results on ultraperipheral collisions at the LHC with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 254.

36. Humanic Thomas (for the ALICE collaboration) Studying the  $a_0(980)$  tetraquark candidate using K0s K± interactions in the LHC ALICE collaboration // Rev. Mex. Fis. Suppl. - 2022. - Vol. 3. - P. 0308039.

37. Hushnud H. (for the ALICE collaboration) Recent results on charmonium production in pp collisions // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 243.

38. Isakov Artem (for the ALICE collaboration) ALICE measurements of inclusive untagged and heavy flavor-tagged jets in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 228.

39. Jacazio Nicolo (for the ALICE collaboration) Studying light flavour hadrons produced in the collision of different nuclei at the LHC // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 11012.

40. Kluge A. (for the ALICE collaboration) ALICE – ITS3 — A bent, wafer-scale CMOS detector // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2022. — Vol. 1041. — P. 167315.

41. König Joshua (for the ALICE collaboration) Measuring the light meson nuclear modification factor in p-Pb collisions over an unprecedented pT range with ALICE // SciPost Phys. Proc. — 2022. — Vol. 8. — P. 048.

42. Kotliarov Artem (for the ALICE collaboration) Measurements of jet quenching via hadron+jet correlations in Pb-Pb and high-particle multiplicity pp collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 227.

43. Krizek Filip (for the ALICE collaboration) Future upgrades of ALICE for Run 4 // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 836.

44. Liu Jian (for the ALICE collaboration) First results of the newly installed, MAPS based, ALICE Inner Tracking System // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 790.

45. Liu J. (for the ALICE collaboration) Performance of the ALICE upgraded inner tracking system // JINST. — 2022. — Vol. 17. — P. C04032.

46. Mallick Dukhishyam (for the ALICE collaboration) Latest Results on Hadronic Resonance Production with ALICE at the LHC // Springer Proc. Phys. — 2022. — Vol. 277. — P. 365.

47. Mallick Dukhishyam (for the ALICE collaboration) Latest results of hadronic resonance production with ALICE at the LHC // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 226.

48. McKibben Lofnes Ingrid (for the ALICE collaboration) Quarkonia as probes of the QGP and of the initial stages of the heavy-ion collision with ALICE // EPJ Web Conf. - 2022. - Vol. 259. - P. 12004.

49. Mehmood Khan Ahsan (for the ALICE collaboration) Underlying Event studies and search for jet modifications in pp and p-Pb collisions with ALICE at the LHC // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 344.

50. Mulligan James (for the ALICE collaboration) Jet substructure measurements in heavy-ion collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 298.

51. Mulligan James (for the ALICE collaboration) Measurements of sub-jet fragmentation with ALICE // SciPost Phys. Proc. — 2022. — Vol. 10. — P. 020.

52. Nassirpour Adrian (for the ALICE collaboration) Event-shape studies of strangeness production in  $\sqrt{s} = 13$  TeV proton-proton collisions with ALICE // EPJ Web Conf. -- 2022. -- Vol. 259. -- P. 13005.

53. Park Jonghan (for the ALICE collaboration) Open charm and beauty measurements from small to large systems // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 12010.

54. Peresunko D. (for the ALICE collaboration) Overview of Hadron and Jet Production Results from ALICE // Phys. Part. Nucl. — 2022. — Vol. 53, No. 2. — P. 316.

55. Pinto Chiara (for the ALICE collaboration) Production of light nuclei in small collision systems with ALICE // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 10014.

56. Reidt Felix (for the ALICE collaboration) Upgrade of the ALICE ITS detector // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2022. — Vol. 1032. — P.166632.

57. First demonstration of in-beam performance of bent Monolithic Active Pixel Sensors / Rinella G. Aglieri [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2022. — Vol. 1028. — P.166280.

58. Ristea Catalin (for the ALICE collaboration) Azimuthal correlations in Pb-Pb and Xe-Xe collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 229.

59. Rohr David (for the ALICE collaboration) The ALICE Run 3 online/offline processing // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2022. — Vol. 1038. — P. 166954.

60. Rojas Torres Solangel (for the ALICE collaboration) Status of the Fast Interaction Trigger detector for the ALICE upgrade // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 795.

61. Sakai Shingo (for the ALICE collaboration) Measurement of electroweak-boson production in pp, pPb, and Pb-Pb collisions with ALICE at the LHC // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 315.

62. Sarkar Debojit (for the ALICE collaboration) Global and local polarization of  $\Lambda(\Lambda)$  hyperons in Pb–Pb collisions in ALICE at the LHC // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 06001.

63. Shaikh Wadut (for the ALICE collaboration) Recent Bottomonium Measurements in pp, p–Pb, and Pb–Pb Collisions at Forward Rapidity with ALICE at the LHC // Springer Proc. Phys. — 2022. — Vol. 277. — P. 517.

64. Sharma Himanshu (for the ALICE collaboration) Charmonium as a Probe of Hot
Quark Matter in Nuclear Collisions with ALICE at the LHC // Acta Phys. Polon. Supp. — 2022.
— Vol. 15, No. 3. — P. 37.

65. Sharma Himanshu (for the ALICE collaboration) Non-prompt J/ $\psi$  measurements at midrapidity in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 239.

66. Sharma Meenakshi (for the ALICE collaboration) Studying the mechanisms for strange particle production with ALICE at LHC // Rev. Mex. Fis. Suppl. — 2022. — Vol. 3. — P. 0308117.

67. Slupecki Maciej (for the ALICE collaboration) Fast Interaction Trigger for ALICE upgrade // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2022. — Vol. 1039. — P. 167021.

68. Sputowska Iwona Anna (for the ALICE collaboration) Event-by-Event correlations and fluctuations with strongly intensive quantities in heavy-ion and // PoS. — 2022.
— Vol. CPOD2021. — P. 027.

69. Sumberia Vikash (for the ALICE collaboration) System size and energy dependence of resonance production at ALICE // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 11004.

70. Tang Siyu (for the ALICE collaboration) Measurement of the jet-particle v2 in p– Pb and Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}$ = 5,02 TeV with ALICE at the LHC // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 313.

71. Tarasovi<sup>°</sup> cov'a Lucia Anna Exploring jet fragmentation using twoparticle correlations with Aand  $K^{0}_{s}$  as trigger particles in pp and Pb–Pb collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 301.

72. The charge sensitivity calibration of the upgraded ALICE Inner Tracking System / Shiming Yuan [et al.] (for the ALICE collaboration) // JINST. — 2022. — Vol. 17. — P. C04036.

73. Tripathy Sushanta (for the ALICE collaboration) Topological Studies of Charged Particle Production and Search for Jet Quenching Effects in Small Collision Systems with ALICE // Springer Proc. Phys. — 2022. — Vol. 277. — P. 505.

74. Using machine learning for particle identification in ALICE / Lukasz Kamil Graczykowski [et al.] (for the ALICE collaboration) // JINST. — 2022. — Vol. 17. — P. C07016.

75. Valle Nicol'o (for the ALICE collaboration) Electroweak-boson production in pp, p-Pb and Pb-Pb collisions with ALICE // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 223.

76. Volkel Benedikt (for the ALICE collaboration) Charm production and hadronisation in ALICE // Rev. Mex. Fis. Suppl. — 2022. — Vol. 3. — P. 0308088.

77. Zhu Jianhui (for the ALICE collaboration) Charm-baryon enhancement and charm fragmentation fractions in small systems measured with ALICE // EPJ Web Conf. - 2022. - Vol. 259. - P. 12003.

78. Serk snyt e Laura (for the ALICE collaboration) Antihelium-3 fluxes near Earth using data-driven estimates for annihilation cross section // PoS. — 2022. — Vol. ICRC2021. — P. 516.

1.3. Статьи в журналах, главы в книгах, материалы конференций, индексируемые Web of Science Core Collection, Scopus и Russian Science Citation Index (RSCI)

1. Peeling away neutron skin in ultracentral collisions of relativistic nuclei / Kozyrev N. [et al.] // Eur. Phys. Journal A. — 2022. — Vol. 58. —P. 184.

2. Antiproton production with a fixed target and search for superheavy particles at the LHC / Kurepin A.B., Kurepin N.A., Skazytkin K.A. // Journal of Modern Physics. – 2022. – Vol. 13. – P. 1093.

3. Measurements of  $K_s^0 K_s^0$ ,  $\Lambda\Lambda$  and  $\Lambda^-\Lambda^-$  production in 120 GeV/c p + C interactions / H. Adhikary. [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // arXiv:2211.00183[hep-ex] [Электронныйресурс] URL: https://doi.org/10.48550/arXiv.2211.00183(датаобращения 12.11.2022)

 Measurement of Hadron Production in π<sup>-</sup>-C Interactions at 158 and 350 GeV/c with NA61/SHINE at the CERN SPS / H. Adhikary [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // arXiv:2209.10561 [nucl-ex] [Электронныйресурс] URL:

https://doi.org/10.48550/arXiv.2209.10561 (дата обращения 12.11.2022)

5. New beam position detectors for NA61/SHINE experiment / Y. Balkova. [et al.] // Journal of Instrumentation. – 2022. – Vol. 17. – P. C08019.

 ML Approaches for Centrality Determination with Forward Hadron Calorimeters in Heavy Ion Reactions / N. Karpushkin [et al.] // Phys. Part. Nucl. – 2022. –Vol. 53, No. 2 – P. 524-530.

 Development of a new beam position detectors for NA61/SHINE experiment / Marta Urbaniak. [et al.] // PoS PANIC2021 – 2022. – Vol.380. – P.085.

8.  $K^*(892)^0$  meson production in inelastic p+p interactions at 40 and 80 GeV /c beam momenta measured by NA61/SHINE at the CERN SPS / A. Acharya. [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Eur.Phys.J. C – 2022. – Vol. 82. – P. 322.

9.  $K_S^0$  meson production in inelastic p+p interactions at 158 GeV/c beam momentum measured by NA61/SHINE at the CERN SPS / A. Acharya. [et al.] [NA61/SHINE Collaboration] // Eur.Phys.J. C – 2022. –Vol. 82. – P. 96.

10. New Approach to Measure Centrality in the HADES Heavy-Ion Experiments /
E. Zherebtsova. [et al.] // Physics of Particles and Nuclei. – 2022. – Vol. 53. – P. 513.

11. Measurement of global polarization of Λ hyperons in few-GeV heavy-ion collisions / J. Adamczewski-Musch. [et al.] // Phys. Lett. B – 2022. – Vol. 835. – P. 137506.

12. A. Shabanov  $\pi^0$  production in Ag+Ag collisions at 1,23 AGeV beam energy measured with HADES // Proc. Sci. – 2022. – Vol. 380. – P. 217.

13. HADES and the QCD phase diagram / J. Adamczewski-Musch. [et al.] // PoS CPOD2021 – 2022. – 003.

14. Impact of the Coulomb field on charged-pion spectra in few-GeV heavy-ion collisions / J. Adamczewski-Musch. [et al.] // Eur. Phys. J. A – 2022. – Vol. 58 – P. 166.

15. Commissioning of the readout chain of the CBM Projectile Spectator Detector at FAIR / D. Finogeev. [et al.] // JINST. – 2022. – Vol. 17. – P. T11006.

16. Measurement of the Parameters of the Forward Scintillator Wall of the BM@N Experiment / Baranov A.G. [et al.] / Instrum. Exp. Tech. – 2022. – Vol. 65. – P. 42.

17. Study of the spectator matter in heavy ion collisions at the BM@N experiment /F. Guber. [et al.] // Phys. Part. Nucl. – 2022. –Vol. 53. – P. 626.

 ML Approaches for Centrality Determination with Forward Hadron Calorimeters in Heavy Ion Reactions // N. Karpushkin. [et al.] / Physics of Particles and Nuclei. – 2022. – Vol. 5 – P. 524-530.

Status and initial physics performance studies of the MPD experiment at NICA /
 V.Abgaryan [et al.] // Eur. Phys. J. A .- 2022. - Vol. 58. - P.140.

20. Data on the Neutron–Neutron Scattering Length from the *nd*-Breakup Reaction at  $E_n$ = 8 MeV and  $E_n$ = 11 MeV / E.S. Konobeevski [et al.]// Phys. Atom. Nucl. – 2022. – Vol. 85, No. 3. – P. 289-295.

21. Test Setup for Detecting Coincident Signals from Reactions with Emissions of Charged Particles and Neutrons in the RADEX Channel / A.A. Kasparov [et al.]// Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2022. – Vol. 86, No. 8. – P. 889-892.

22. M.V. Mordovskoy, I.V. Surkova. Using pulse-shape analysis to interpret the behavior of curves on  $\Delta E - E$  diagrams obtained with Si-detector telescopes // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2022. – Vol. 86, No. 4. – P. 484-487.

23. Modelling Kinematics of the Cluster Decay of Excited States of <sup>12</sup>Be from RADEX Cascade Neutrons / A.A. Kasparov, M.V. Mordovskoy, V.M. Skorkin // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2022. – Vol. 86, No. 9. – P. 1099-1101.

24. Measurement of Compton Scattering at MAMI for the Extraction of the Electric and Magnetic Polarizabilities of the Proton / E.Mornacchi [et al.] // Phys. Rev. Lett. –2022. – Vol.128. – P. 132503.

25. Measurement of the helicity dependence for single  $\pi^0$  photoproduction from the deuteron / F.Cividini [et al.] // Eur. Phys. J. A. -2022. – Vol. 58. – P. 113.

26. Production of  $K^+\Lambda(1405) \rightarrow K^+\pi^0\Sigma^0$  extending to forward angles and low momentum transfer / G. Scheluchin [et.al.] // Physics Letters B. – 2022. – Vol. 833. – P. 137375.

27. Evidence of a dibarion spectrum in coherent  $\pi^0 \pi^0 d$  photoproduction at forward deuteron angles / T.C. Jude [et al. ] // Physics Letters B. – 2022. – Vol. 832. – P. 137277.

28. Measuring of the Yield of Reactions  ${}^{13}C(\gamma,p)$ ,  ${}^{14}N(\gamma,2p)$ , and  ${}^{14}N(\gamma,2n)$  on a Pulsed Electron Accelerator with Registration of Induced  ${}^{12}B$  and  ${}^{12}N$  Activity / S.S.Belyshev [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2022. – Vol. 86. – P. 479.

29. Separation a Component with  $T_{1/2}=1$  ms in Delayed Neutrons from <sup>238</sup>U Photofission when Registering them between the Beam Pulses of an ElektroLinac / L.Z. Dzhilavyan [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2022. – Vol. 86. – P. 455.

30. Distortions in the Registration of Delayed Neutrons from <sup>238</sup>U Photofission on a Pulsed Electron Linac Using a Scintillation Spectrometer in Pb Shielding / L.Z. Dzhilavyan [et al.] // Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. – 2022. – Vol. 86. – P. 488.

31. High-Charge Electron Beams Generation Due To Direct Laser Acceleration In Subcritical Plasma / I.N. Tsymbalov [et al.] // Optica High-brightness Sources and Light-driven Interactions Congress. Technical Digest Series (Optica Publishing Group, 2022). – 2022. – P. JW5A.6.

32. Усенко Е.А. Современные специализированные интегральные схемы для плоских резистивных счетчиков (обзор) // ПТЭ. – 2022. – № 6. – стр. 5.

33. Разин В.И. Особенности процессов возникновения и развития искр в микроструктурных газовых детекторах (обзор) // ПТЭ. – 2022. (Принята к печати).

34. Setup of Compton polarimeters for measuring entangled annihilation photons / D.
 Abdurashitov [et.al.] // JINST. – 2022. – Vol. 17. – P. P03010.

35. Monte Carlo simulation of the experimental setup for studying entangled annihilation photons / S. Musin [et.al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2022. – Vol. 19.

36. Study of the Compton Scattering of Entangled Annihilation Photons / A. Strizhak [et.al.] // Physics of Particles and Nuclei Letters. – 2022. – Vol. 19. – P. 509–512.

37. E.Ya. Paryev. Momentum dependence of near-threshold photoproduction of  $\Xi^-$  hyperons off nuclei and their properties in the nuclear medium // Nucl. Phys. A. – 2022. – Vol. 1017. – P. 122352.

38. E.Ya. Paryev. Towards clarifying the possibility of observation of the LHCb hidden-charm pentaquarks  $Pc(4312)^+$ ,  $Pc(4337)^+$ ,  $Pc(4440)^+$  and  $Pc(4457)^+$  in near-threshold charmonium photoproduction off protons and nuclei //Nucl. Phys. A. – 2023. – Vol. 1029. – P. 122562.

39. E.Ya. Paryev. Regarding the possibility to observe the LHCb hidden-charm strange pentaquark  $Pcs(4459)^{\circ}$  in antikaon-induced J/ $\psi$  meson production on protons and nuclei near the J/ $\psi$ A production threshold // Nucl. Phys. A. – 2022. – Vol. 1023. – P. 122452.

40. Status of the Design of an Annihilation Detector to Observe Neuton-Antineutron Conversion at the European Spallation Sourse. / Sze-Chun Yiu [et al.] // Symmetry. -2022 - Vol.14, No.1. -P.76.

41. New Model of Intranuclear Neutron- Antineutron Transformation in  ${}^{16}_{8}O$ . /J.Barrow [et al.] // Physical Review C. – 2022. –Vol.105. – P.065501.

## 1.4. Другие публикации по темам отчета

1. Neutron emission in ultraperipheral Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}}$  = 5,02 TeV / S. Acharya [et al.] (ALICE Collaboration) // arXiv:2209.04250 nucl-ex (2022). Submitted to Phys. Rev. C.

2. Пшеничнов И.А. Как стряхнуть нейтронный слой с атомного ядра // "КоммерсантЪ – Наука" URL: https://www.kommersant.ru/doc/5379248 (дата обращения: 30.11.2022).