

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт ядерных исследований Российской академии наук (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Карпушкин Николай Михайлович

**Методы анализа данных
передних адронных калориметров
ядро-ядерных экспериментов
с фиксированной мишенью**

1.3.2 — «Приборы и методы экспериментальной физики»

Диссертация на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:
кандидат физико-математических наук
Губер Федор Фридрихович

Москва — 2023

Оглавление

Введение	4
0.1 Актуальность темы	11
0.2 Общая характеристика работы	13
Глава 1. Эксперименты по изучению фазовой диаграммы состояния сильновзаимодействующей ядерной материи при высокой барионной плотности	20
1.1 Действующие эксперименты STAR FXT, NA61/SHINE, BM@N и HADES	20
1.1.1 Эксперимент STAR FXT	20
1.1.2 Эксперимент NA61/SHINE	24
1.1.3 Эксперимент BM@N	29
1.1.4 Эксперимент HADES	31
1.2 Строящиеся эксперименты MPD и CBM и планируемый проект J-PARC-HI	32
1.2.1 Эксперимент MPD@NICA	33
1.2.2 Эксперимент CBM@FAIR	37
1.2.3 Проект J-PARC-HI	41
1.3 Передние адронные калориметры экспериментов NA61/SHINE, BM@N и CBM	43
1.3.1 Особенности калориметра эксперимента NA61/SHINE	46
1.3.2 Особенности калориметра FHCAL эксперимента BM@N	48
1.3.3 Особенности калориметра PSD эксперимента CBM	49
1.4 Выводы	52
Глава 2. Разработка методов цифровой обработки сигналов передних адронных калориметров	54
2.1 Метод цифровой обработки сигналов по МНК Прони	56
2.2 Проверка качества ЦОС по критерию R-квадрат	57
2.3 Метод цифровой обработки сигналов при помощи полосового фильтра	60
2.4 Выводы	62

Глава 3. Разработка программного обеспечения для онлайн и офлайн обработки данных передних адронных калориметров экспериментов VM@N и CBM@FAIR	63
3.1 Разработка программного обеспечения для адронного калориметра эксперимента VM@N	63
3.2 Разработка программного обеспечения для адронного калориметра эксперимента CBM@FAIR	67
3.3 Выводы	71
Глава 4. Выравнивание откликов секций адронного калориметра на космических мюонах	73
4.1 Реконструкция трека космического мюона в материале детектора	74
4.2 Выводы	78
Глава 5. Методы определения центральности ядро-ядерных столкновений	79
5.1 Модель Глаубера и ее применение для определения центральности в эксперименте CBM	79
5.2 Определение центральности по измерению энергии спектаторов передним адронным калориметром на примере эксперимента NA61/SHINE	81
5.3 Методы, разработанные для определения центральности в экспериментах VM@N и CBM	83
5.3.1 Метод определения центральности с использованием асимметрии выделенной энергии в калориметре	84
5.3.2 Методы машинного обучения	86
5.4 Выводы	90
Заключение	91
Список сокращений и условных обозначений	93
Список литературы	96
Список рисунков	109
Список таблиц	113

Введение

Современные эксперименты по столкновению тяжелых ионов проводятся с целью исследования в лаборатории новых и пока слабо изученных форм сильновзаимодействующей ядерной материи. В столкновениях тяжелых ионов ядерная материя может проходить путь превращений от адронной фазы до состояния деконфайнмента, в котором кварки и глюоны перестают быть связанными в бесцветные структуры и могут перемещаться на расстояния, значительно превышающие размер адрона. Такая форма материи, находящаяся в состоянии теплового равновесия, получила название кварк-глюонной плазмы (КГП), описываемой в рамках квантовой хромодинамики (КХД). В работах [1; 2] указывается на существование такого состояния материи в ранних фазах эволюции Вселенной. Считается также [3], что подобная кварк-глюонная материя в состоянии деконфайнмента может существовать в центре нейтронных звезд, возникая из-за уменьшения константы связи на малых расстояниях. Изучение новых форм материи в наиболее экстремальных условиях, которые можно создать в лаборатории, необходимо для понимания динамики взрывов сверхновых, а также процессов слияния нейтронных звезд и исследования их структуры [4]. Состояние ядерной материи обычно характеризуется температурой T (как мерой кинетической энергии частиц) и барионным химическим потенциалом μ (контролирующим среднюю плотность барионов) и представляется на фазовой диаграмме сильновзаимодействующей ядерной материи (рис. 1). В современном представлении по мере увеличения температуры и/или барионной плотности адронного газа в момент, когда расстояния между адронами становятся сравнимы с радиусом конфайнмента, кварки разных адронов начинают взаимодействовать друг с другом цветовыми силами. Таким образом, происходит фазовый переход от состояния адронного газа в состояние КГП, когда границы между адронами более не существуют.

Сталкиваясь, релятивистские тяжелые ядра на очень короткое время образуют в месте своего перекрытия сгусток горячего и сжатого вещества, называемого файерболом. В случае, когда созданные в момент столкновения условия достаточны для осуществления перехода в состояние деконфайнмента, кварки и глюоны, считаясь свободными частицами, претерпевают неупругие столкновения вплоть до наступления теплового равновесия системы, достигая в этот момент фа-

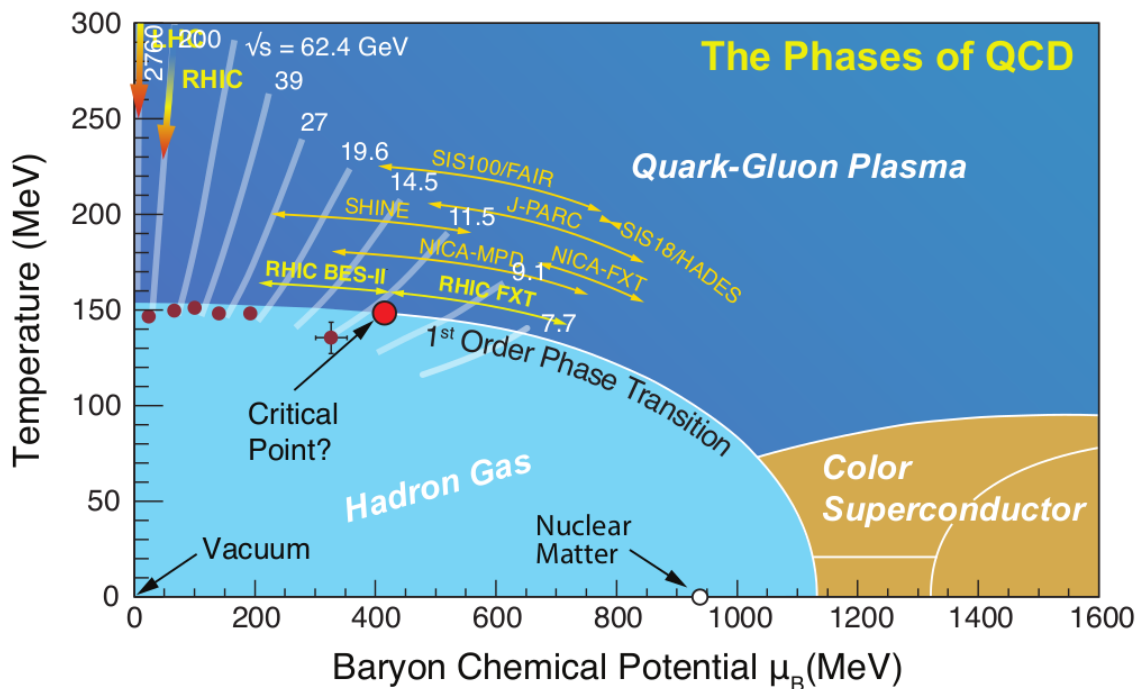


Рисунок 1 — Схема фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи [5].

зы КГП. Внутреннее давление системы приводит к расширению и охлаждению сформированного фибробола, что заставляет кварки и глюоны группироваться в адроны. Данный процесс носит название фазы адронизации. После формирования адронов неупругие процессы их столкновений продолжают до наступления химического вымораживания, когда перестает меняться соотношение числа адронов разных типов. При дальнейшем расширении в системе прекращаются упругие столкновения адронов, в этот момент в системе наступает тепловое вымораживание.

Первые эксперименты по столкновению релятивистских ядер начались на Синхрофазотроне в ОИЯИ, Дубна [6] и на ускорительном комплексе Bevalac в Национальной лаборатории имени Лоуренса в Беркли [7] в 1970х годах. Первые указания на формирование в столкновениях ядер нового состояния вещества были получены семью экспериментами (NA44, NA45/CERES, NA49, NA50, NA52/NEWMASS, WA97/NA57, и WA98) на ускорителе SPS (Super Proton Synchrotron) и освещены в работе 2000 года [8]. В настоящее время фазовая диаграмма сильновзаимодействующей ядерной материи изучается международными коллаборациями в рамках исследовательских программ на ускорителях LHC (Large Hadron Collider, ЦЕРН, Женева, Швейцария), RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, Брукхейвенская Национальная Лаборатория, США), SPS (Super Proton Synchrotron, ЦЕРН, Женева, Швейцария), Нуклотрон (ОИЯИ, Дубна), SIS-18

(Schwer-Ionen-Synchrotron, GSI, Дармштадт, Германия), AGS (Alternating Gradient Synchrotron, Брукхейвенская Национальная Лаборатория, США). Ведется строительство новых международных экспериментальных комплексов, таких как NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility, ОИЯИ, Дубна) и FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research, Дармштадт, Германия). Идет рассмотрение нового проекта J-PARC-HI (Japan Proton Accelerator Research Complex Heavy Ions, Токай, Япония).

Среди экспериментов по изучению свойств сильно взаимодействующей ядерной материи можно выделить два основных класса, отличающиеся между собой достигаемыми температурами и барионными плотностями создаваемой в столкновениях ядер материи.

К первому классу относят эксперименты с ультрарелятивистскими тяжелыми ионами, такие как эксперименты ATLAS [9], CMS [10] и ALICE [11], которые проводятся на коллайдере LHC, а также эксперименты PHENIX [12] и STAR [13], расположившиеся на коллайдере RHIC. При энергиях, достигаемых на LHC ($\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ А ТэВ) и при наибольших энергиях коллайдера RHIC ($\sqrt{s_{NN}} = 200$ А ТэВ) барионный химический потенциал внутри образующегося в столкновениях ядер файерболо мал, в то время как достигаемые значения температуры экстремально высоки, приводя по мере охлаждения материи к преодолению фазового перехода КГП / адронный газ. Состояние вещества внутри файерболо при таких условиях характерно для материи, из которой, как считается, состояла Вселенная на раннем этапе ее развития, когда кварки и глюоны еще не сформировали нуклоны. Для построения теоретического описания в пределе нулевого и малого барионного химического потенциала применяют расчеты КХД на решетке, в которых уравнения КХД решаются численно путем дискретизации лагранжиана КХД на четырехмерной пространственно-временной решетке. В этой области фазовой диаграммы КХД теория предсказывает фазовый переход типа кроссовер [14; 15] из состояния адронного газа в состояние КГП. При таких условиях киральная симметрия восстановлена, а КГП имеет свойства почти идеальной жидкости с исчезающе малой вязкостью. В работе [14] отмечается, что деконфайнмент в пределе нулевого барионного химического потенциала совпадает с восстановлением киральной симметрии, однако полного понимания связи деконфайнмента и восстановления киральной симметрии вне этого предела пока нет [16].

Параллельно с этими исследованиями сильно взаимодействующей ядерной материи при самых высоких энергиях предлагается и уже реализуется ряд экспериментальных программ при более низких энергиях столкновений, формируя

второй класс экспериментов. Среди них программа сканирования энергии пучка [17] и эксперименты с фиксированной мишенью [18] на коллайдере RHIC, эксперимент NA61/SHINE в CERN-SPS [19], эксперимент BM@N в ОИЯИ-Нуклотрон [20], эксперимент HADES на GSI-SIS18 [21], а также строящиеся в настоящий момент эксперименты MPD в ОИЯИ-NICA [22], CBM на GSI-FAIR-SIS100 [23] и рассматриваемый проект J-PARC-HI [24]. Из-за природы барионного торможения, столкновения при более низких энергиях создают среду с умеренной температурой, но высокой барионной плотностью. Так, в зоне пересечения ядер, сталкивающихся с кинетической энергией 5 АГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 3.6$ GeV), максимальная барионная плотность по различным моделям превышает номинальную ядерную плотность в 5-9 раз [25; 26], см. рис.2. В столкновениях ядер с кинетической энергией 10 АГэВ ($\sqrt{s_{NN}} = 4.7$ GeV) максимальная барионная плотность превышает номинальную ядерную плотность в 7 и более раз. Считается, что в природе подобные плотности ядерной материи могут встречаться в ядрах массивных нейтронных звезд [26], при взрывах сверхновых и в процессах слияния нейтронных звезд.

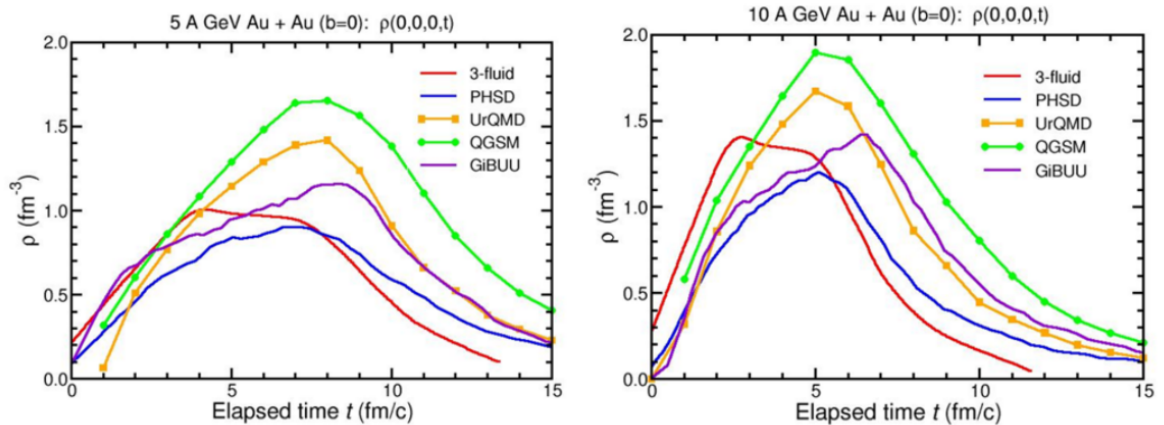


Рисунок 2 — Плотность барионов в зависимости от времени, достигнутая в центральном столкновении Au+Au при кинетической энергии пучка 5 АГэВ (слева) и 10 АГэВ (справа), согласно различным транспортным кодам и гидродинамическому расчету [25; 26].

Однако, теоретическое описание материи в этой области фазовой диаграммы затруднительно, поскольку расчет КХД на решетке становится неприменим из-за «проблемы числового знака» [27], которая отражает сложность интегрирования сильно осциллирующих функций, что приводит к расходимости плотности энергии в непрерывном пределе [28]. В связи с этим, для описания состояния применяются эффективные КХД-модели. Одним из вопросов, на которые еще

предстоит ответить, является вопрос характера фазового перехода из состояния адронного газа в состояние КГП. Различные статистические модели [29; 30] предсказывают фазовый переход первого рода; на это же обстоятельство указывают и более ранние работы [31—34].

Таким образом, поскольку в пределе малых барионных плотностей предсказывается непрерывный характер фазового перехода (кроссовер), а при больших барионных плотностях — фазовый переход первого рода, должна существовать критическая точка, разграничивающая их, в которой тип фазового перехода будет второго рода (см. рис. 1). Кроме того, возможное несовпадение кирального перехода и деконфайнмента в пределе больших барионных плотностей приводит к образованию области материи, получившей название кваркония [35]. Для экспериментального исследования свойств сверхплотной ядерной материи и поиска фазового перехода первого рода наибольший интерес представляют следующие наблюдаемые [36]:

- Выходы и спектры адронов, содержащих легкие кварки и образующихся с высокой множественностью (π^+ , π^- , ρ). Эти частицы несут информацию о таких термодинамических параметрах, как давление и температура в момент адронизации.
- Выходы и спектры странных и очарованных адронов. Эти наблюдаемые должны быть чувствительны к феномену деконфайнмента.
- Анизотропия выходов и спектров (эллиптических и направленных потоков) адронов, содержащих u , d , s кварки. Эти наблюдаемые несут информацию о гидродинамических параметрах среды, таких как вязкость и градиенты давления.
- Корреляции адронов, содержащих легкие и странные кварки, чувствительные к пространственно-временной структуре области образования идентичных частиц.
- Выходы прямых фотонов и дилептонные распады легких векторных мезонов (ρ , ω , φ) и частиц со скрытым очарованием (J/ψ , ψ'), позволяющие изучить состояние файербола на ранних стадиях столкновения.
- Выходы странных и очарованных частиц вблизи порога рождения. Эти наблюдаемые несут информацию о коллективных взаимодействиях партонов.
- Значительные, превышающие статистически ожидаемые флуктуации от события к событию выходов адронов, содержащих разные ароматы квар-

ков. Такие флуктуации являются индикатором достижения критической точки.

- Модификация масс адронов, рождающихся и распадающихся в плотной среде. Эта модификация может свидетельствовать о восстановлении киральной симметрии при высоких плотностях.
- Выходы гиперонов, содержащих более одного странного кварка и их античастиц, гиперядер, тяжелых мультистранных короткоживущих объектов. Эти частицы могут образовываться в процессах рассеяния странных частиц, возникающих при столкновении тяжелых ионов, и поэтому чувствительны к локальным флуктуациям плотности и диффузии странности в плотной среде.

Исследование поведения перечисленных наблюдаемых в зависимости от массы сталкивающихся ядер и их суммарной энергии в системе центра масс, а также от центральности соударений, может позволить обнаружить признаки фазовых переходов и детально изучить свойства сверхплотной ядерной материи.

На рис.3 показана частота ядро-ядерных взаимодействий в действующих и строящихся экспериментах как функция энергии столкновения в с.ц.м. Видно, что энергии действующего эксперимента BM@N и готовящегося к запуску эксперимента MPD на ускорительном комплексе NICA полностью перекрывают выделенную область максимальной барионной плотности. Строящийся эксперимент с фиксированной мишенью CBM на сильноточном ускорительном комплексе FAIR будет иметь интенсивность взаимодействий на 3 порядка больше, чем на действующих экспериментах, что позволит набрать значительную статистику даже для изучения редких процессов.

Определение центральности и плоскости реакции ядро-ядерных столкновений являются важными задачами как в современных экспериментах по изучению свойств сильновзаимодействующей ядерной материи, так и в готовящихся экспериментах. Связано это с тем, что свойства ядерной материи, образующейся в таких столкновениях, изучаются путем измерения выходов идентифицированных частиц, их энергетических спектров, распределений по множественности и поперечному импульсу, коллективных азимутальных потоков и т.д. в зависимости от центральности столкновения, которая определяет плотность энергии в зоне столкновения ядер. Для иллюстрации удобно воспользоваться формулой Бьоркена [38] для оценки начальной плотности энергии в центральной области быстрот после

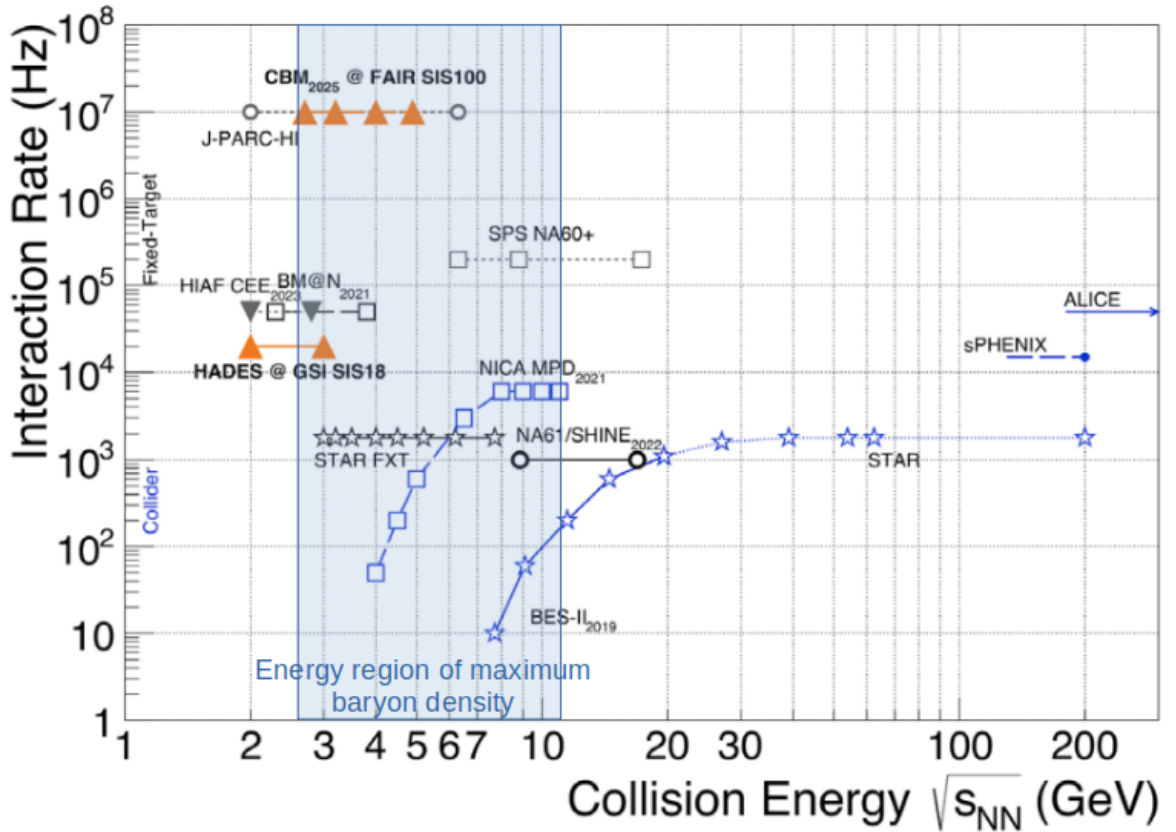


Рисунок 3 — Скорость набора данных и энергетические диапазоны экспериментов по исследованию свойств сильно взаимодействующей ядерной материи при максимальных барионных плотностях [37].

прохождения двух ядер друг друга:

$$\varepsilon_{Bj}(t) = \frac{1}{A_T t} \frac{dE_T}{dy}.$$

Здесь A_T представляет собой поперечную площадь зоны перекрытия ядер, dE_T/dy — быстрая плотность поперечной энергии, t — время. При этом, плоскость реакции, которая определяется направлением импульса налетающего ядра и вектором, соединяющим центры сталкивающихся ядер, используется в качестве системы отсчета для изучения, к примеру, азимутальных потоков, образующихся идентифицированных частиц, рис.4, справа.

Центральность ядро-ядерного столкновения — это степень перекрытия между ядрами в момент столкновения, обычно определяемая как доля геометрического сечения взаимодействия ядер по отношению к полному сечению ядерного взаимодействия для данной сталкивающейся системы.

$$c(b) = \frac{\int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'}{\int_0^\infty \frac{d\sigma}{db'} db'} = \frac{1}{\sigma_{A-A}} \int_0^b \frac{d\sigma}{db'} db'.$$

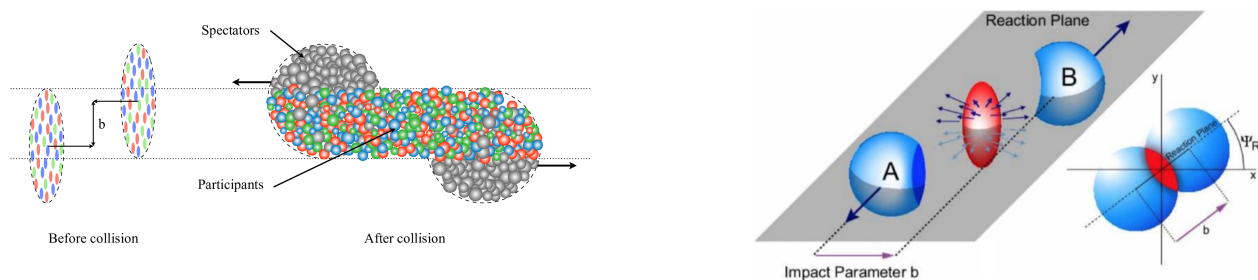


Рисунок 4 — Схема для иллюстрации понятия центральности, слева, и угла плоскости реакции, справа.

Степень центральности напрямую связана с модулем вектора b , который называют прицельным параметром. Этот вектор соединяет проекции центров сталкивающихся ядер на плоскость, перпендикулярную оси столкновения, рис.4, слева. Зная прицельный параметр b , можно оценить ключевые величины, описывающие геометрические свойства начальной стадии реакции. В физике тяжелых ионов принято характеризовать центральность столкновения числом нуклонов-участников N_{part} , т.е. числом нуклонов, испытавших хотя бы одно столкновение, и/или числом бинарных столкновений нуклонов обоих ядер N_{coll} . Кроме того, в таком рассмотрении можно выделить число нуклонов-спектаторов $N_{spec} = A_{proj} + A_{targ} - N_{part}$, т.е. нуклонов, которые не испытали ни одного столкновения. Здесь A_{proj} и A_{targ} — это количество нуклонов в налетающем ядре и ядре-мишени соответственно.

Однако, ни одна из перечисленных величин b , N_{part} , N_{spec} , N_{coll} не поддается непосредственному измерению. Это означает, что для определения центральности необходимы экспериментальные наблюдаемые, которые можно связать с этими геометрическими величинами. Такими двумя экспериментальными наблюдаемыми являются множественность заряженных частиц N_{ch} в центральной области быстрот и энергия, уносимая зрителями в наиболее переднюю область быстрот — E_{fwdSp} .

0.1 Актуальность темы

Одна из задач данной диссертационной работы заключалась в разработке методов определения центральности по данным передних адронных калоримет-

ров, регистрирующих в основном энергию спектаторов. Преимущество определения центральности по энергии спектаторов заключается в обеспечении более прямого измерения начальной геометрии перекрытия сталкивающихся ядер за счет рассмотрения частиц, непретерпевших дополнительных физических процессов, и потому отражающих лишь одну геометрию столкновения. Это делает центральность, определяемую по энергии спектаторов, более тесно связанной с начальными условиями столкновения и, следовательно, более надежной мерой центральности столкновения.

Такой подход применялся, к примеру, в эксперименте NA61/SHINE, где для определения центральности использовался передний адронный калориметр под нулевым углом, не имеющий пучкового отверстия в центре и который подробно описан в работе [39].

Однако, этот подход неприменим к детекторам спектаторов экспериментов $BM@N$ и CBM, поскольку, как будет показано в разделе 1.3, передние адронные калориметры данных экспериментов имеют пучковое отверстие, и поэтому не регистрируют E_{fwdSp} целиком. Это приводит к тому, что измеряемая такими калориметрами энергия не зависит монотонно от прицельного параметра b , поскольку часть нуклонов, связанных в ядерные фрагменты, проходит через пучковое отверстие в калориметре и не регистрируется. В качестве примера, на рис.5 показана зависимость полной выделенной энергии в адронном калориметре установки CBM от прицельного параметра для столкновения AuAu при импульсе налетающего ядра золота 12 АГэВ/с, рассчитанной в модели DCM-QGSM-SMM [40].

По этой причине для определения центральности в экспериментах $BM@N$ и CBM потребовалось разработать новые методы, чему посвящена глава 5 данной диссертации. Предваряя эту центральную задачу, в диссертационной работе рассматривается полная цепочка анализа данных: цифровая обработка сырых сигналов, разработка программных пакетов хранения данных и отслеживания в реальном времени качества данных в экспериментальных сеансах, калибровка отклика детектора. Каждый из перечисленных шагов требует разработки соответствующих методов анализа данных.

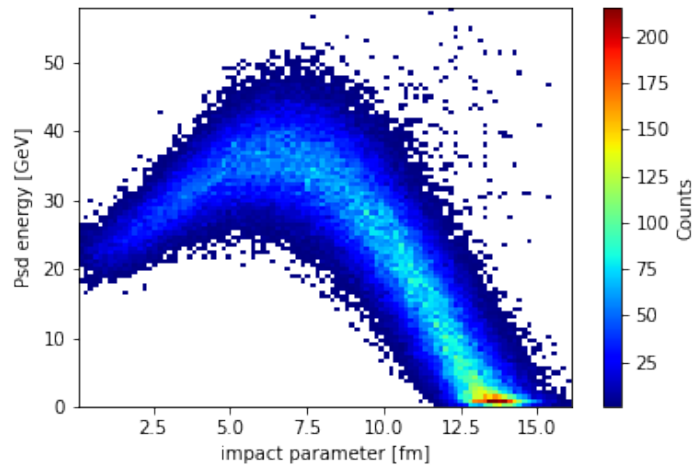


Рисунок 5 — Зависимость полной выделенной энергии в калориметре PSD@CBM от прицельного параметра для столкновения AuAu при импульсе налетающего ядра золота 12 АГэВ/с, рассчитанной в модели DCM-QGSM-SMM.

0.2 Общая характеристика работы

Целью представленной работы является разработка методов анализа данных передних адронных калориметров ядро-ядерных экспериментов с фиксированной мишенью BM@N, NA61/SHINE и CBM@FAIR. Разработанные методы призваны улучшить соотношение сигнал/шум в детекторе, обеспечить надежный механизм калибровки детекторов и подготовить программный инструмент для определения центральности столкновений.

Для достижения поставленных целей были решены следующие **задачи**:

1. Разработан метод цифровой обработки сигналов (ЦОС), основанный на методе наименьших квадратов Прони, позволяющий сопоставить набору эквидистантных зашумленных экспериментальных значений амплитуды сигнала модель, состоящую из композиции экспоненциальных функций. Разработан критерий оценки качества ЦОС, позволяющий надежно отсеивать электронные шумы и наводки электроники.
2. Создано программное обеспечение (ПО) для чтения-записи данных передних адронных калориметров экспериментов BM@N и CBM. Разработанное ПО обеспечивает чтение сырых бинарных файлов, их конвертацию и хранение в формате данных эксперимента, а также отвечает за организацию к ним доступа для последующего анализа.

3. Разработан метод выравнивания откликов секций передних адронных калориметров с использованием реконструкции треков космических мюонов в материале детектора. Метод использует наличие продольной и поперечной сегментации детекторов и особенно актуален для передних адронных калориметров экспериментов $BM@N$ и $CBM@FAIR$ ввиду отсутствия вторичных мюонных пучков на ускорительных комплексах, где эти установки расположены.
4. Для эксперимента CBM разработан метод ЦОС на основе полосового фильтра, необходимый для уменьшения доли событий с наложениями сигналов, возникающих при высоких частотах ядерных взаимодействий. Применение разработанного фильтра снижает долю событий с наложениями с 40% всех событий до 10% всех событий. Кроме того, он позволяет отфильтровать низкочастотные флуктуации, такие как дрейф нулевого уровня, и подавить высокочастотный шум. Ядро разработанного фильтра состоит всего из 11 компонентов, что позволит в дальнейшем реализовать его на уровне ПЛИС.
5. Разработаны методы определения центральности по данным передних адронных калориметров, использующие пространственное распределение выделенной энергии в детекторе. Один из методов основан на применении асимметрии выделенной энергии в передних адронных калориметрах. Другой метод использует технику машинного обучения по принципам, схожим с анализом изображений.

Научная новизна диссертационной работы состоит в том, что:

1. Метод ЦОС, основанный на методе наименьших квадратов Прони, был разработан и впервые применен для описания сигналов адронного калориметра суперпозицией экспоненциальных функций. Был разработан критерий оценки качества ЦОС, обеспечивающий надежную фильтрацию электронных шумов и помех электроники.
2. Разработано программное обеспечение для считывания и записи данных адронных калориметров экспериментов $BM@N$ и CBM . ПО было разработано для чтения двоичных файлов, их преобразования и сохранения в формате экспериментальных данных. Разработанное ПО также отвечает за организацию доступа к данным для дальнейшего физического анализа.

3. Разработан новый метод выравнивания откликов адронных калориметров с использованием реконструкции треков космических мюонов в материале детектора, что достигается благодаря наличию продольной и поперечной сегментации детекторов. Метод особенно актуален для экспериментов $VM@N$ и $CBM@FAIR$ из-за отсутствия вторичных мюонных пучков на их ускорительных комплексах.
4. Для эксперимента CBM был разработан метод ЦОС на основе полосового фильтра, направленный на снижение доли событий с наложенными сигналами, возникающих в большом количестве при высокой частоте ядерных взаимодействий.
5. Были разработаны методы определения центральности по данным передних адронных калориметров с использованием пространственного распределения выделенной энергии в детекторе. Впервые к задаче были применены методы машинного обучения по принципам, аналогичным анализу изображений. Разработан метод определения центральности с использованием пространственной асимметрии выделенной энергии в калориметре.

Практическая значимость.

Сбор, хранение, обработка и анализ экспериментальных и смоделированных данных являются неотъемлемой частью современных экспериментов физики высоких энергий. Работа предоставляет ряд практических решений для анализа данных существующих и строящихся детекторов — передних адронных калориметров. Разработана полная цепочка анализа данных: разработан метод цифровой обработки сырых сигналов, разработаны программные пакеты хранения данных и отслеживания качества данных в экспериментальных сеансах, разработан метод калибровки передних адронных калориметров для экспериментов $VM@N$ и $CBM@FAIR$ и методы определения центральности.

Практическая польза представляемой работы заключается непосредственно в применении разработанных методов для адронных калориметров, как то: разработанный метод ЦОС на основе метода наименьших квадратов (МНК) Прони позволяет надежно выделять срабатывания детектора в зашумленных данных, что особенно важно для проведения калибровки детектора, поскольку при этом требуется выделять слабые сигналы близко к уровню шума. Разработанный метод ЦОС на основе полосового фильтра позволяет значительно снизить долю срабатыва-

ний детектора, в которых присутствует наложение сигналов, что имеет решающее значение для экспериментов с особо высокой интенсивностью ядерных взаимодействий, таких как CBM. Программные пакеты чтения-записи данных детектора и отслеживания качества набираемых в процессе экспериментальных сеансов данных имеют самое непосредственное практическое применение, позволяя обнаруживать и устранять в реальном времени возможные ошибки, связанные с набором данных. Разработанные методы определения центральности представляют собой практический инструмент анализа данных, позволяющий использовать пространственное распределение выделенной энергии в детекторе в поставленной задаче.

Методология и методы исследования.

Разработанные методы предоставляют ряд практических решений для анализа данных существующих и строящихся детекторов – передних адронных калориметров. При их разработке были использованы аналитические и численные методы исследования. Программное изложение математической записи разработанных методов реализовано на языках C++ и Python. Для демонстрации результатов разработанных методов определения центральности в работе используются данные, полученные посредством компьютерного моделирования: расчета ядро-ядерных столкновений в модели DCM-QGSM-SMM [40] и транспортной модели GEANT4 [41].

Основные положения, выносимые на защиту:

1. Разработан и впервые применен к сигналам передних адронных калориметров экспериментов BM@N и CBM@FAIR метод цифровой обработки сигналов на основе метода наименьших квадратов Прони. Разработан критерий оценки качества обработки сигналов, обеспечивающий надежную фильтрацию электронных шумов и помех электроники.
2. Разработано программное обеспечение для чтения и записи данных передних адронных калориметров экспериментов BM@N и CBM@FAIR. Программное обеспечение предназначено для преобразования записанных данных в формат данных эксперимента и для организации к ним доступа с целью последующего анализа. Разработано программное обеспечение для отслеживания в реальном времени качества данных передних адронных калориметров экспериментов BM@N и CBM@FAIR в физических сеансах.

3. Разработан метод выравнивания откликов секций передних адронных калориметров путем восстановления треков космических мюонов в материале детектора. Метод особенно актуален для передних адронных калориметров экспериментов $BM@N$ и $CBM@FAIR$ из-за отсутствия вторичных мюонных пучков на их ускорительных комплексах.
4. Разработан метод цифровой обработки сигналов переднего адронного калориметра эксперимента CBM на основе полосового фильтра, позволяющий существенно сократить долю событий с наложениями сигналов.
5. Разработаны методы определения центральности передними адронными калориметрами с пучковым отверстием для экспериментов $BM@N$ и $CBM@FAIR$. В методах используется пространственное распределение выделенной энергии в детекторе: разработаны методы на основе средств машинного обучения и метод на основе расчета асимметрии выделенной энергии в калориметре.

Достоверность представленных в диссертации результатов подтверждается следующим:

- Разработанный метод ЦОС на основе МНК Прони вместе с программными пакетами чтения-записи данных уже используются в действующем эксперименте $BM@N$ и прототипе эксперимента $CBM@FAIR$ применительно к передним адронным калориметрам и демонстрируют свою работоспособность.
- Метод выравнивания откликов секций калориметров с восстановлением треков космических мюонов был опробован параллельно проведению работ по определению линейности отклика и энергетического разрешения сборки модулей адронного калориметра на тестовом канале транспортировки пучка T10 ускорителя PS (Proton Synchrotron) в ЦЕРНе. Расчетные калибровочные коэффициенты, полученные указанным методом и коэффициенты, полученные при прохождении модулей калориметра пучковыми мюонами, находятся в согласии.
- Разработанные методы определения центральности ядро-ядерных столкновений были применены к смоделированным данным отклика калориметра PSD эксперимента CBM . Используемая модель DCM-QGSM-SMM является основным модельным инструментом коллаборации CBM .

Апробация работы.

Результаты диссертации представлены на следующих международных конференциях:

1. Karpushkin N. — Commissioning of the forward detectors of the BM@N experiment — ICPPA2022: 6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics — (2022) — <https://indico.particle.mephi.ru/event/275/contributions/3139/>
2. Karpushkin N. — Study of the mPSD response in O+Ni collisions at 2 AGeV at the mCBM — Nucleus2022: Fundamental problems and applications — (2022) — <https://events.sinp.msu.ru/event/8/contributions/425/>
3. Karpushkin N. — Machine learning approach for centrality determination in heavy ion reactions with segmented forward hadron calorimeters — 20th Lomonosov Conference on Elementary Particle Physics — (2021) — https://lomcon.ru/?page_id=814#6
4. Karpushkin N. et al. — mPSD data monitoring at mCBM experiment — TIPP2021 International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics — (2021) — <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295600/>
5. Karpushkin N. et al. — Development of cosmic muon calibration methods for the segmented sampling lead/scintillator hadron calorimeters at the NA61/SHINE, CBM, BM@N and MPD experiments — TIPP2021 International Conference on Technology and Instrumentation in Particle Physics — (2021) — <https://indico.cern.ch/event/981823/contributions/4295387/>
6. Karpushkin N. — New approach for centrality determination with forward hadron calorimeters in heavy ion reactions — NUCLEUS – 2020. Nuclear physics and elementary particle physics. Nuclear physics technologies — (2020) — <https://indico.cern.ch/event/839985/contributions/3983692/>
7. Karpushkin N. — Application of Machine Learning methods for centrality determination in heavy ion reactions at the BM@N and MPD@NICA — ICPPA2020 5th International Conference on Particle Physics and Astrophysics — (2020) — <https://indico.particle.mephi.ru/event/35/contributions/2342/>

8. Karpushkin N. et al. — Energy calibration and signal waveform analysis of the CBM Projectile Spectator Detector — in Quark Matter 2019 the XXVIIIth International Conference on Ultrarelativistic Nucleus-Nucleus Collisions — (2019) — <https://indico.cern.ch/event/792436/contributions/3533787/>
9. Karpushkin N. et al. — The Projectile Spectator Detector for measuring of geometry of heavy ion collisions at the CBM experiment at FAIR — PM2018 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors, Piza, Italy — (2018) — <https://agenda.infn.it/event/17834/contributions/83621/>

Личный вклад.

В диссертации представлены положения и результаты, полученные при определяющем участии автора.

Публикации.

Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 печатных изданиях, 3 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК, 8 — в периодических научных журналах, индексируемых Web of Science и Scopus, 2 — в тезисах докладов.

Ссылки на данные публикации: [42—51].

Объем и структура работы.

Диссертация состоит из введения, 5 глав и заключения. Полный объем диссертации составляет 113 страниц, включая 50 рисунков и 2 таблицы. Список литературы содержит 143 наименования.

Глава 1. Эксперименты по изучению фазовой диаграммы состояния сильновзаимодействующей ядерной материи при высокой барионной плотности

1.1 Действующие эксперименты STAR FXT, NA61/SHINE, BM@N и HADES

В настоящее время изучение фазовой диаграммы состояния сильновзаимодействующей ядерной материи при высокой барионной плотности ведется на нескольких действующих установках: STAR FXT, NA61/SHINE, BM@N и HADES. При этом, кроме общности исследовательских программ, эти эксперименты объединяет еще ряд факторов. Конструктивно они представляют собой ускорительные эксперименты по столкновению ядер с фиксированной мишенью, а их детекторные системы включают в себя магнитные спектрометры, которые позволяют измерять импульсы заряженных частиц и времяпролетные системы детекторов для идентификация типа рожденных заряженных частиц, а также детекторы для определения геометрии столкновения налетающего ядра с ядром-мишенью. Сравнительные характеристики действующих в настоящее время экспериментов сведены в табл. 1.

Таблица 1 — Сравнительные характеристики действующих экспериментов.

Эксперимент	Тип установки	Энергетический диапазон в с.п.м.	Импульсное разрешение	Частота взаимодействий, кГц
STAR FXT	Фикс. мишень	$\sqrt{s_{UU}} = 3.0 - 7.7$ АГэВ	2%	2
NA61/SHINE	Фикс. мишень	$\sqrt{s_{PbPb}} = 5.1 - 17.3$ АГэВ	<2%	1
BM@N	Фикс. мишень	$\sqrt{s_{AuAu}} = 2.3 - 3.5$ АГэВ	<1%	50
HADES	Фикс. мишень	$\sqrt{s_{UU}} = 1.9 - 2.3$ АГэВ	<1%	20

Далее приводится краткое описание действующих экспериментальных установок STAR FXT, NA61/SHINE, BM@N и HADES.

1.1.1 Эксперимент STAR FXT

Эксперимент STAR [13] (Solenoidal Tracker at RHIC) является одним из двух действующих экспериментов ускорительного комплекса RHIC (The Relativistic

Heavy Ion Collider — Релятивистского коллайдера тяжёлых ионов), расположенного в Брукхейвенской национальной лаборатории (Brookhaven National Laboratory, BNL), штат Нью-Йорк, США. RHIC — универсальный ускорительный комплекс, способный производить широкий спектр пучков, от протонов до тяжелых ионов. RHIC был запущен в 2000 году и практически десятилетие (вплоть до запуска тяжелоионной программы LHC в ноябре 2010) удерживал звание самого мощного коллайдера тяжелых ионов в мире.

Коллайдер RHIC [52] состоит из двух независимых концентрических колец с окружностью 3.8 км — ускорительного и накопительного. Все магниты накопительного кольца являются сверхпроводящими. RHIC может накапливать и сталкивать пучки с массами от протонов до самых тяжелых стабильных ядер. Благодаря независимости колец RHIC обладает большой гибкостью для столкновения пучков ионов как с равными массами (вплоть до Au), так и столкновения пучков протонов или легких ионов с ионами Au. Максимальная энергия столкновения для пучков Au+Au составляет $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ на пару нуклонов (100 АГэВ + 100 АГэВ), а максимальная энергия для $p + p$ составляет $\sqrt{s} = 500$ ГэВ. Схема ускорительного комплекса RHIC показана на рис.1.1. Пучки тяжелых ионов возникают в импульсном источнике и последовательно ускоряются с помощью тандемного ускорителя Ван дер Граафа, бустерного синхротрона и синхротрона с переменным градиентом (AGS). В последнем они ускоряются до 10.8 АГэВ, полностью лишаясь при этом своих электронов, и затем вводятся в RHIC.

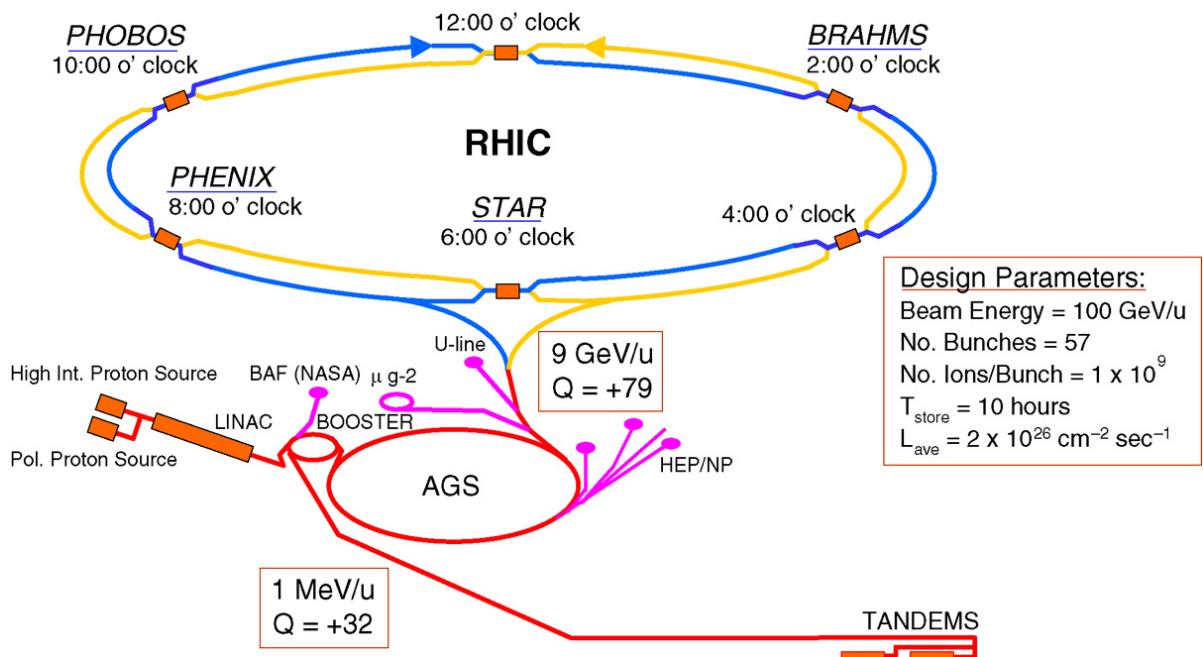


Рисунок 1.1 — Схема ускорительного комплекса RHIC [53].

В течение 2000 – 2010 на STAR исследовались столкновения тяжелых ионов при максимальной достижимой на RHIC энергии $\sqrt{s_{NN}} = 200$ АГэВ, что соответствует формированию горячей ядерной материи с низкой барионной плотностью. Впоследствии, с 2010 по 2017, на RHIC проводилась первая фаза скана вниз по энергиям пучка BES-I (Beam Energy Scan Phase I), целью которой было охватить более широкую область фазовой диаграммы с высокими барионными плотностями, достигаемыми в столкновениях ядер с энергиями $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 62.4$ АГэВ [54].

Программа BES-I преследовала четыре физические цели [55]: поиск условий прекращения формирования КГП, поиск возможного фазового перехода первого рода между фазами адронного газа и КГП, поиск возможной критической точки, а также изучение транспортных свойств сильно взаимодействующей материи. При этом, светимость коллайдера оказывалась недостаточной для набора в разумные сроки необходимой статистики в столкновениях при наиболее низких энергиях [56]. Продолжение скана по энергиям пучка – программа BES-II – осуществлялась в 2019 – 2021 годах после увеличения практически на порядок светимости коллайдера RHIC и модернизации детекторных подсистем эксперимента STAR. В рамках BES-II, основное внимание уделялось области энергий $\sqrt{s_{NN}} = 7.7 - 19.6$ АГэВ, значительно увеличив набранную в рамках BES-I статистику. Помимо этого, в программе BES-II выделяют «подпрограмму» FXT, в рамках которой изучались столкновения ядер с фиксированными мишенями, достигая тем самым диапазона энергий $\sqrt{s_{NN}} = 3.0 - 7.7$ АГэВ.

Компоновка детекторов установки STAR претерпевает постоянные изменения и модернизации. По этой причине далее будут рассмотрены только основные ее элементы. Установка эксперимента STAR с фиксированной мишенью показана на рис.1.2. Основным детектором установки является время-проекционная камера (TPC – Time Projection Chamber), которая используется в трекинге и для идентификации частиц. TPC покрывает диапазон по псевдобыстроте $|\eta| \leq 1.8$. Времяпролетный детектор Time-of-Flight (TOF) примыкает непосредственно к TPC. Он также используется для идентификации частиц и в сочетании с детектором положения вершины (VPD – Vertex Position Detector) может использоваться для выработки триггерного сигнала. За пределами TOF, следующим слоем располагается цилиндрический электромагнитный калориметр (BEMC – Barrel Electromagnetic Calorimeter), который используется [57] для изучения редких процессов с высоким p_T (струи, лидирующие адроны, прямые фотоны, тяжелые кварки) и обеспечивает регистрацию фотонов, электронов, π^0 и η мезонов в

диапазоне псевдобыстрот $|\eta| \leq 1.0$. Все вышеупомянутые детекторы помещаются внутри соленоидального магнита диаметром 7.32 м. Магнит имеет длину 7.25 м, обеспечивая однородное поле 0.5 Тл вдоль оси пучка. Два ВВС-счетчика (Beam-Beam Counter) расположены по обеим сторонам от ТРС. Каждый счетчик представляет из себя кольцевые слои сцинтилляционных трубок, окружающих ионопровод. Сигнал от двух счетчиков позволяет определить точку и время взаимодействия, кроме того, эти детекторы используются для измерения плоскости реакции при анализе азимутальных потоков. Во время реализации программы FXT, установка STAR оснащалась неподвижной золотой мишенью как показано на рис.1.2.

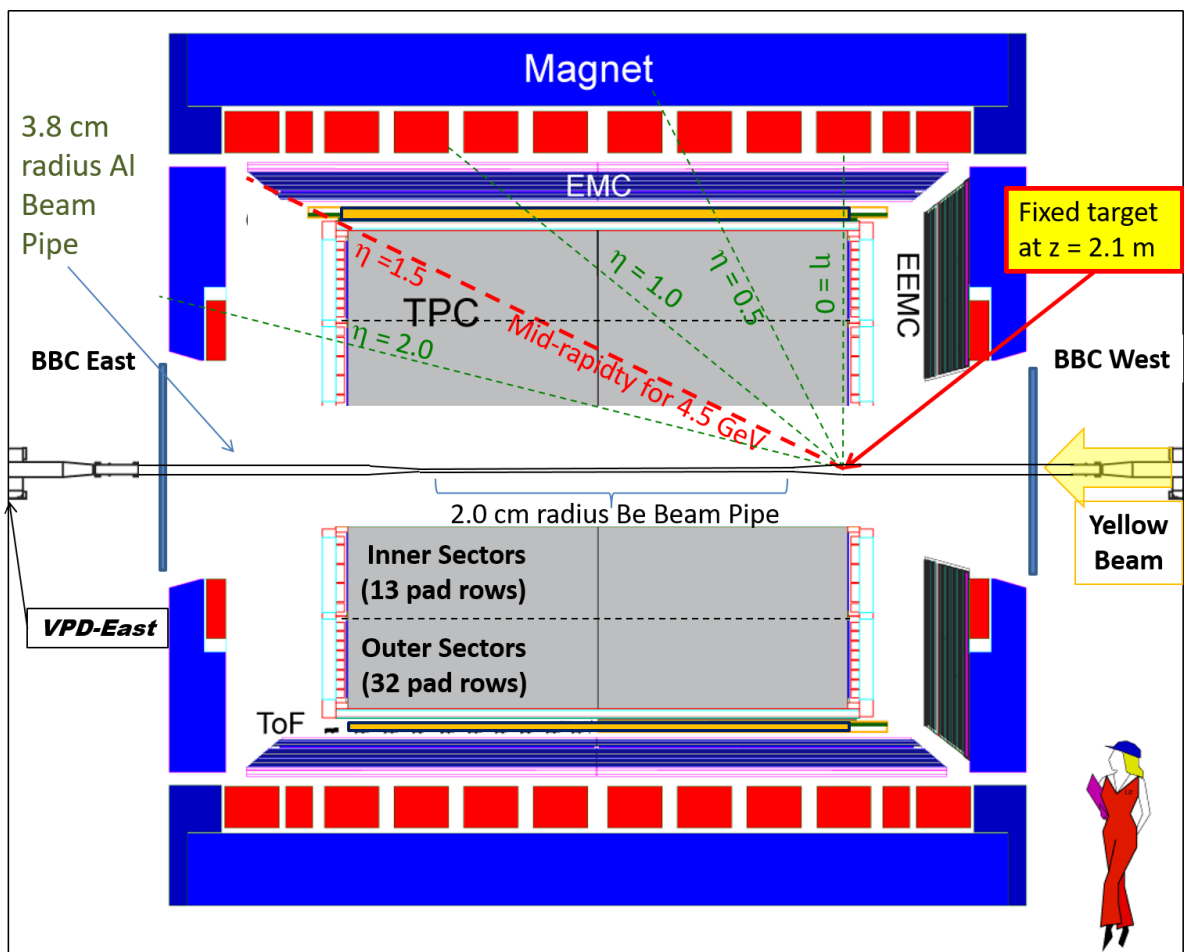


Рисунок 1.2 — Схема установки STAR@RHIC для программы FXT.

1.1.2 Эксперимент NA61/SHINE

Экспериментальная установка NA61/SHINE (SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment) располагается на канале транспортировки пучка H2 синхротрона SPS в ЦЕРНе (см. рис. 1.3). Данный канал может функционировать в двух режимах. В первом режиме протоны от SPS с импульсами 400 ГэВ/с сталкиваются с одной из трех возможных первичных мишеней T2 [58], рождая при этом вторичные частицы. Из рожденных заряженных вторичных частиц канал транспортировки пучка выделяет обладающие необходимым типом и импульсом частицы, формируя и подавая пучок на установку NA61/SHINE. Диапазон импульсов составляет от 9 ГэВ/с до 400 ГэВ/с [59]; возможные частицы — p , K^+ , π^+ и e^- , \bar{p} , K^- , π^- .

Во втором режиме канал транспортирует первичные пучки ядер, таких как Ar, Xe и Pb напрямую от SPS. Диапазон импульсов составляет от 13 АГэВ/с до 158 АГэВ/с. Кроме того, возможен вывод пучков более легких ядер, таких как Be, получаемых при фрагментации ядер Pb в мишени T2.

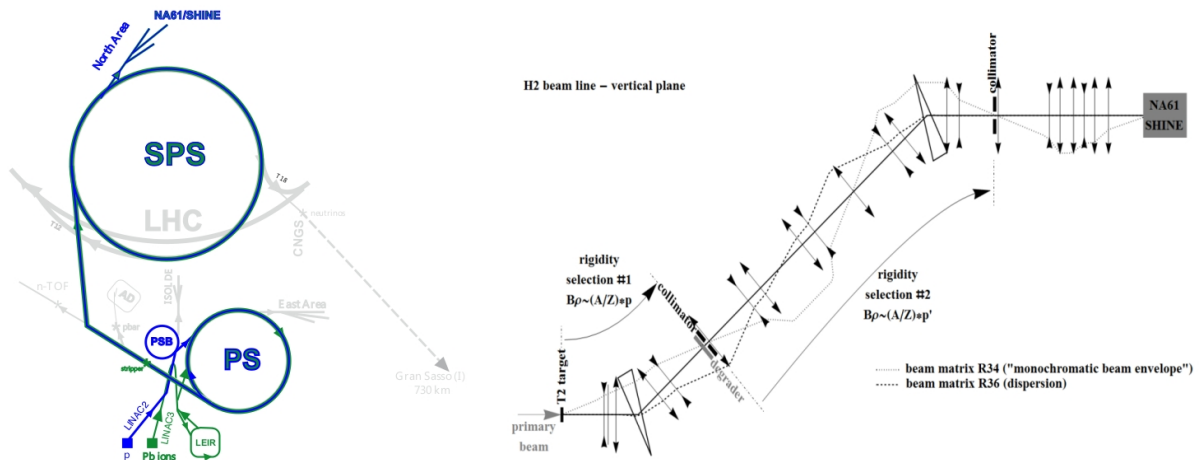


Рисунок 1.3 — Синхротрон SPS с инжекторными системами (слева); канал транспортировки пучка H2 (справа)

Эксперимент NA61/SHINE представляет собой универсальный адронный спектрометр с большим аксептансом [60]. Его основными физическими задачами являются поиск критической точки сильновзаимодействующей материи и изучение начала деконфайнмента в квантовой хромодинамике. Кроме того, в его задачи входит измерение спектров рождения частиц в столкновениях адронов с ядрами, которые послужат в качестве эталонных данных для нейтринных экспериментов на длинной базе и для обсерваторий по изучению космических лучей.

Поиск критической точки фазового перехода в сильно взаимодействующей ядерной материи в эксперименте NA61/SHINE проводился посредством сканирования фазовой диаграммы КХД — путем измерений выходов заряженных частиц в диапазоне импульсов 13 – 150 АГэВ/с для разных размеров сталкивающихся систем. Программа сканирования фазовой диаграммы КХД (см. рис.1.4) велась в эксперименте NA61/SHINE с 2009 года и продолжалась до 2018 года. Конфигурация эксперимента до 2018 года описана в [61]. Программа экспериментов включала в себя измерения выходов заряженных частиц в столкновениях $p+p$, $p+Pb$ и в центральных столкновениях ядер $7Be+9Be$, $Ar+Sc$, $Xe+La$ и $Pb+Pb$ при импульсах 13, 19, 30, 40, 75, 150 АГэВ/с. Изменения энергии столкновения приводят к различным значениям барионного химического потенциала и температуры, а различные размеры сталкивающихся систем позволяют регулировать максимально достижимый в столкновениях объем вещества. В NA61/SHINE помимо исследований стандартных распределений по множественности и поперечным импульсам вторичных адронов, включая странные барионы/антибарионы, исследуют также событийные флуктуации так называемых «сильно интенсивных» величин. Последние представляют собой комбинации первых и вторых моментов распределений таких физических величин, как множественность, поперечные импульсы вторичных частиц и энергии не взаимодействовавших нуклонов-спектаторов. Особенностью сильно интенсивных величин является то, что они не зависят ни от объема, ни от флуктуации объема взаимодействующих ядер. Таким образом, резкое изменение величины таких флуктуаций может являться отличительной чертой новых физических явлений, ожидаемых вблизи критической области.

После завершения этой физической программы, была начата масштабная модернизация экспериментальной установки, сопряженная со вторым плановым длительным отключением ЛНС. Цель этой модернизации связана с увеличением более чем на порядок интенсивности пучка ионов свинца и увеличением скорости набора экспериментальных данных (до 1кГц) для выполнения новой физической программы по измерению выходов чармированных частиц в столкновениях ионов свинца с импульсом 150 АГэВ/с. Схема модернизированной установки эксперимента NA61/SHINE показана на рис.1.5.

Два сверхпроводящих дипольных магнита VM-1 и VM-2 (Vertex Magnet) с суммарной максимальной напряженностью магнитного поля 9 Тл*м (индукция до 1.5 Тл в VM-1 и 1.1 Тл в VM-2) отвечают за отклонение частиц для определения их импульса [64]. Кремниевый вершинный детектор VD (Vertex

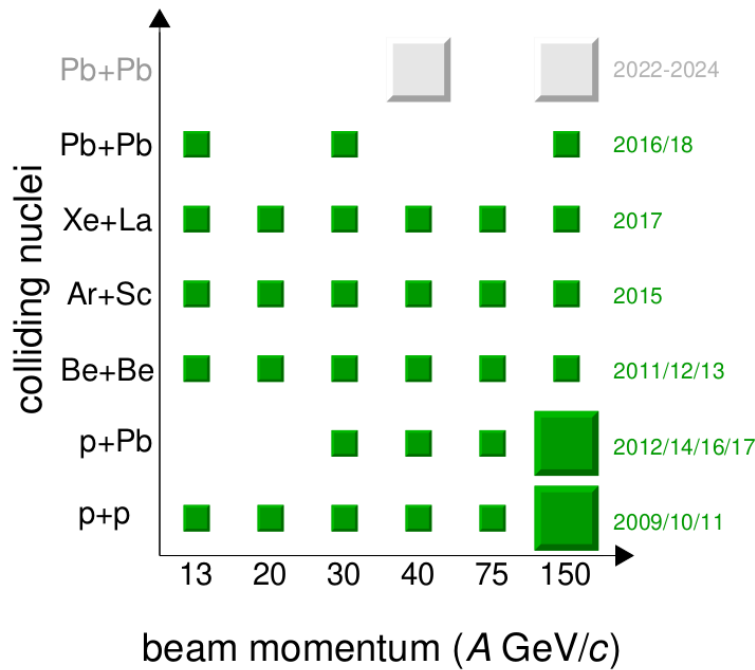


Рисунок 1.4 — Программа сканирования фазовой диаграммы КХД эксперимента NA61/SHINE в терминах размера сталкивающейся системы и импульса пучка [62].

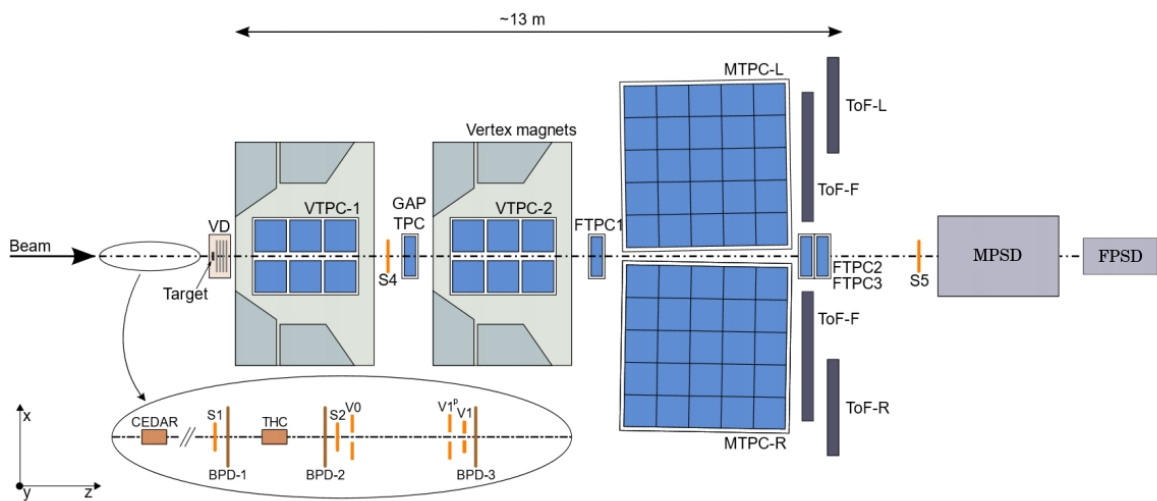


Рисунок 1.5 — Схема модернизированных детекторных систем эксперимента NA61/SHINE [63].

Detector) располагается перед VM-1 для точной реконструкции вершины взаимодействия [64]. Трекинг-детекторы для спектрометрии состоят из восьми время-проекционных камер TPC большого объема (общий объем $\sim 40 \text{ м}^3$; длина дрейфа $\sim 1 \text{ м}$), способных выполнять как функции трекинговой системы, так и идентификацию типа частиц путем измерения их ионизационных потерь в газе детекторов. Три времяпролетных детектора TOF-L, TOF-R, TOF-F полностью охватывают фазовое пространство для идентификации частиц, обеспечивая дву-

мерное разделение частиц разных типов. В конце установки расположена система из двух передних адронных калориметров — MPSD (Main Projectile Spectator Detector) и FPSD (Forward Projectile Spectator Detector), предназначенная для определения геометрии ядро-ядерных столкновений.

Канал транспортировки пучка H_2 может подавать в эксперимент NA61/SHINE положительно или отрицательно заряженные вторичные адроны $p, K^+, \pi^+, \bar{p}, K^-, \pi^-$. Однако, выбранные по импульсу адроны неизбежно смешиваются с мюонами, электронами и третичными адронами от взаимодействий пучка с коллиматорами. Для отбора нужных адронов эксперимент NA61/SHINE оборудован специальным дифференциальным черенковским счетчиком CEDAR (Cherenkov Differential Counter with Achromatic Ring Focus) [65]. Перед мишенью также расположен набор сцинтилляторов и черенковских детекторов, предназначенных для формирования триггерного сигнала о прохождении пучка (показаны на рисунке вынесенными в овал). Пропорциональные камеры BPD -1, -2 и -3 (Beam Position Detector) используются для контроля положения пучка на мишени. Между VTPC-1 и GapTPC на оси пучка расположен пластмассовый сцинтиллятор S4 диаметром 1 см, служащий триггером взаимодействия в большинстве типов столкновений. Вершинные детекторы VTPC-1 и VTPC-2 расположены внутри магнитов. Каждый из них обеспечивает 72 измерительных плоскости для определения импульса частиц. Вдоль оси пучка, ввиду высокой концентрации заряженных ионных фрагментов и дельта-электронов, VTPC-1 и VTPC-2 имеют отверстия, поскольку в противном случае высокие уровни ионизации представляли бы технологические трудности. Детекторы MTPC-L и MTPC-R (Main Time Projection Chamber) обеспечивают дополнительные 90 измерительных плоскостей для треков, обеспечивая точную идентификацию частиц по ионизационным потерям и повышая эффективность трекинга частиц высоких энергий. Съёмный детектор GapTPC был добавлен для улучшения импульсного и вершинного разрешения треков, проходящих только сквозь MTPC, а также для обеспечения возможности детектирования заряженных частиц в области оси пучка, перекрывая область, в которой время-проекционные камеры VTPC-1 и VTPC-2 нечувствительны к заряженным частицам из-за высокой плотности траекторий частиц. Детектор GapTPC содержит семь измерительных плоскостей и сам по себе не может с необходимой точностью выполнять измерения импульса и ионизационных потерь частиц, близких по импульсу к частицам пучка. Тем не менее, GapTPC обеспечивает дополнительные координаты для высокоэнергетических

треков заряженных частиц при экстраполяции их на вершину взаимодействия. Ограниченные возможности трекинга и идентификации частиц вблизи оси пучка стали проблемой для части физической программы NA61/SHINE, связанной с экспериментами с нейтрино на длинной базе. Чтобы заполнить соответствующий пробел в трекинге и идентификации частиц, были построены передние время-проекционные камеры FTPC-1, FTPC-2 и FTPC-3 (Forward Time Projection Chamber). FTPC-1 расположен позади VM-2, а FTPC 2 и 3 расположены следом за MTPC. Каждый детектор FTPC содержит 12 измерительных плоскостей, что дает в общей сложности 36 точек для трекинга и идентификации типа частиц путем измерения их ионизационных потерь в газе детекторов. Времяпролетные сцинтилляционные годоскопы TOF-L и TOF-R, по 891 сцинтилляционному детектору в каждом годоскопе, располагаются сразу за MTPC, симметрично по обе стороны от оси пучка. Эти годоскопы использовались для идентификации заряженных частиц по времени пролета и обеспечивали временное разрешение порядка 60 пикосекунд при исследованиях ядро-ядерных взаимодействий и порядка 120 пикосекунд – в протон-протонных взаимодействиях [66] в уже завершившейся программе измерений. В настоящее время завершаются работы по замене этих сцинтилляционных годоскопов на многозачорные резистивные камеры (MRPC – Multigap Resistive Plate Chambers) [67]. Передний времяпролетный сцинтилляционный годоскоп TOF-F перекрывает область между годоскопами TOF-L и TOF-R, что увеличивает аксептанс установки NA61. Он состоит из 80 вертикальных сцинтилляционных пластин, свет с которых считывается с торцов двумя фотумножителями. Этот годоскоп использовался в экспериментах по исследованию выходов пионов и каонов в реакции $p+C$ при энергии налетающих протонов 30 ГэВ для эксперимента T2K, обеспечивая временное разрешение порядка 110 пикосекунд в этом эксперименте [68]. Для отбора событий по центральности взаимодействия на триггерном уровне и для определения угла плоскости реакции в столкновениях ядер в эксперименте NA61/SHINE используется система из двух передних адронных калориметров фрагментов – MPSD и FPSD. Их конструкция и технические детали аналогичны калориметрам экспериментов BM@N и CBM, все эти детекторы описаны в разделе 1.3. Эти калориметры имеют модульную структуру и были разработаны и изготовлены в ИЯИ РАН.

1.1.3 Эксперимент BM@N

Эксперимент BM@N располагается на выведенном пучке сверхпроводящего синхротрона Нуклотрон в ОИЯИ, в Дубне, и является первым действующим экспериментом ускорительного комплекса NICA. Сверхпроводящий синхротрон Нуклотрон действует с 1993 года, его последняя масштабная модернизация была завершена в 2011 году. Нуклотрон обеспечивает доступ к пучкам различных частиц, от протонов до ионов золота. Диапазон кинетических энергий для ионов с отношением $Z/A=0.5$ составляет от 1 до 6 АГэВ [69]. Диапазон кинетических энергий для ионов золота ($Z/A=0.4$) составляет от 1 до 4.5 АГэВ.

Исследовательская программа эксперимента BM@N направлена на изучение фазовой диаграммы состояния ядерной материи при высокой барионной плотности в столкновениях налетающих ядер с кинетическими энергиями от 1 до 4.5 АГэВ с неподвижной мишенью ($\sqrt{s_{NN}} = 2.3-3.5$ АГэВ). Энергии ионов пучка Нуклотрона для эксперимента BM@N, (см. рис.3), находятся в промежуточном диапазоне между экспериментами установок SIS-18 и NICA/FAIR и частично перекрывают диапазон энергий эксперимента HADES. Частота регистрации непериферических столкновений, то есть центральных или промежуточных взаимодействий, составляет от 20 до 50 кГц и ограничена возможностями системы сбора данных и считывающей электроники. Схема конфигурации эксперимента BM@N для программы изучения столкновений тяжелых ионов показана на рис.1.6.

Эксперимент сочетает в себе высокоточное измерение траектории частиц с измерениями времени пролета для идентификации их типов и предполагает определение центральности столкновения и угла плоскости реакции передним адронным калориметром [70]. Множественность и импульсы заряженных частиц измеряются с использованием сборки передних кремниевых FwdSi (Forward Silicon) детекторов, высокоапертурной кремниевой трекинговой системы STS (Silicon Tracking System) и семи плоскостей двух-координатных GEM (Gaseous Electron Multiplier) детекторов, способных работать при высокой плотности частиц и в сильных магнитных полях. Перечисленные детекторные системы установлены внутри анализирующего магнита с вертикальным зазором между полюсами около 1 м. Магнитное поле может достигать максимального значения индукции в 1.2 Тл, что позволяет оптимизировать геометрический акцептанс

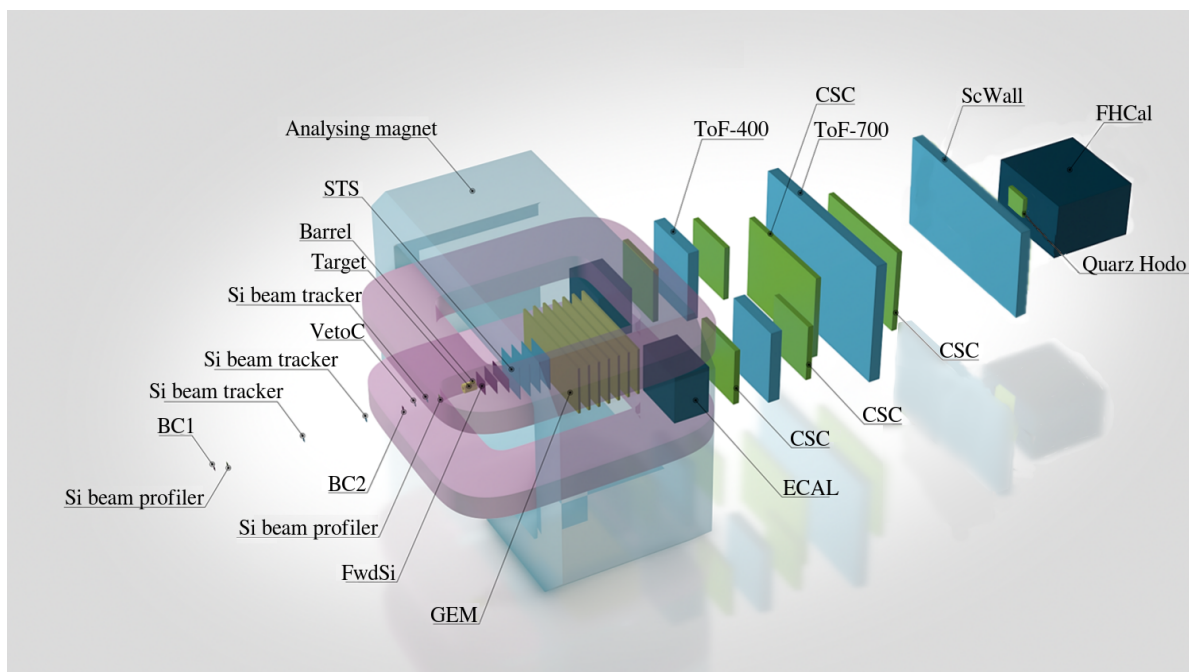


Рисунок 1.6 — Схема детекторных систем эксперимента BM@N.

эксперимента BM@N и разрешение по импульсу для различных процессов и энергий пучка. Сегментированный кварцевый черенковский детектор, расположенный вокруг мишени и частично перекрывающий заднюю полусферу, предназначен для формирования триггерного сигнала для сбора данных и стартового сигнала (T_0) для времяпролетных детекторов. Внешняя трекинговая система состоит из катодных камер, которые будут дополнены катодными стрип-камерами для повышения эффективности измерения треков при столкновениях Au+Au. Расчетное импульсное разрешение гибридной трекинговой системы BM@N в центральных столкновениях Au+Au с кинетической энергией 4 АГэВ составит $\delta p/p = 0.006$ для импульсов выше 0.6 ГэВ/с; при этом эффективность регистрации должна составить не хуже 90%. Времяпролетные TOF детекторы на основе технологий многозачерных резистивных пластинчатых камер MRPC с полосным считыванием позволяют разделять адроны (π , K , p) и легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с. Передние детекторы — передний адронный калориметр FHCAL (Forward Hadron Calorimeter) для измерения энергии фрагментов-спектаторов, а также пучковый кварцевый годоскоп FQH (Forward Quartz Hodoscope) и сцинтилляционная стенка ScWall (Scintillation Wall) для идентификации зарядов фрагментов-спектаторов, расположены в самом конце установки BM@N на расстоянии 9 м от мишени. Эти детекторы необходимы для определения центральности и ориентации плоскости реакции, а также для исследования зарядовых распределений фрагментов-спектаторов, образующих-

ся в ядро-ядерных взаимодействиях. Конструкция, особенности и технические детали калориметра FHCAL описаны в разделе 1.3.

1.1.4 Эксперимент HADES

Эксперимент HADES (High Acceptance Di-Electron Spectrometer) [21] располагается в Центре исследований тяжелых ионов им. Гельмгольца (GSI) в Германии на ускорителе SIS18. Ускоритель SIS18 способен ускорять частицы от протонов до ядер урана, достигая для ионов с отношением $Z/A=0.5$ максимальной кинетической энергии 2 АгэВ [71]. В его состав входят линейный ускоритель для предварительного ускорения ионов и синхротрон. Детекторы широкоапертурного спектрометра HADES предназначены для измерения электрон-позитронных пар (диэлектронов) и заряженных адронов, образующихся в столкновениях протонов, пионов и тяжелых ионов.

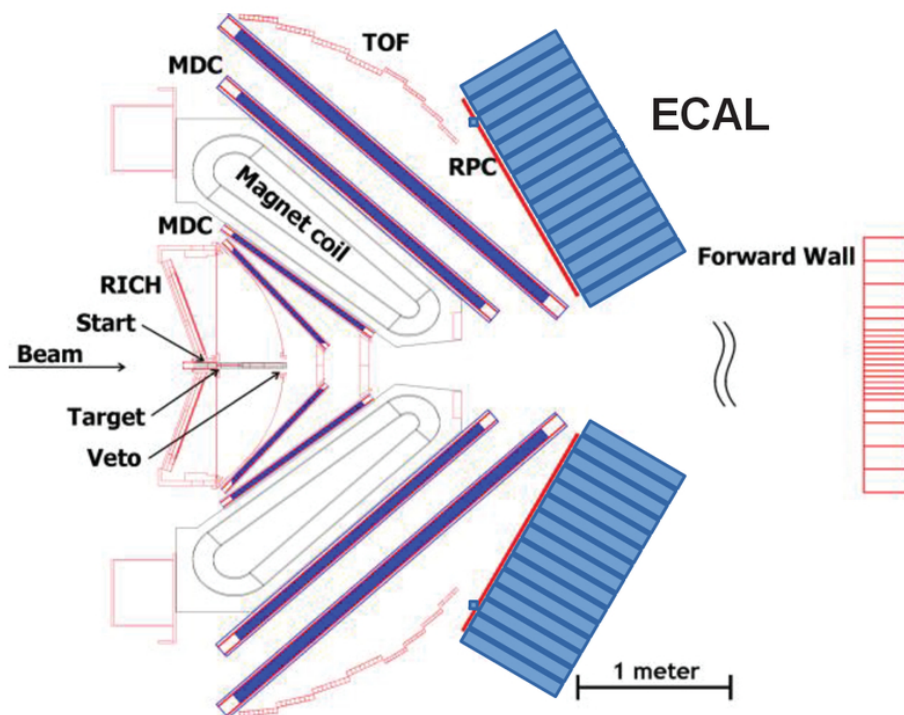


Рисунок 1.7 — Схема детекторных систем эксперимента HADES@GSI.

Эксперимент HADES оснащен рядом детекторных систем, см. рис.1.7. Алмазные датчики триггерной системы — START и VETO располагаются, соответственно, на 2 см выше по пучку и на 50 см ниже по пучку от сегментированной

мишени. Кольцевой черенковский детектор с позиционно-чувствительным фотонным детектором, охватывающим весь азимутальный диапазон, служит для идентификации электронов по их черенковскому излучению. Четыре комплекта многопроволочных дрейфовых камер MDC (Multi-wire Drift Chambers) до и после области магнитного поля двух сверхпроводящих тороидальных магнитов образуют трекингтовую систему, позволяющую реконструировать импульсы заряженных частиц с разрешением до 1%. Две времяпролетные стенки: времяпролетная стенка на основе сцинтиллятора – TOF – (для углов $> 45^\circ$) и стенка RPC, построенная из резистивных пластинчатых камер (для углов $< 45^\circ$), вместе с ECAL (Electromagnetic Calorimeter) образуют систему измерения множественности и идентификации электронов. Трекинговые детекторы установки HADES охватывают полярные углы $\theta = 18 - 85^\circ$. Передняя сцинтилляционная стенка FW (Forward Wall) перекрывает полярные углы $\theta = 0.33 - 7.2^\circ$ и позволяет реконструировать ориентацию плоскости реакции.

1.2 Строящиеся эксперименты MPD и CBM и планируемый проект J-PARC-HI

Эксперимент MPD на ускорительном комплексе NICA и эксперимент CBM на ускорительном комплексе FAIR — это два новых эксперимента по столкновению тяжелых ионов, предназначенные для изучения свойств ядерной материи в экстремальных условиях высокой плотности ядерной материи. Эти эксперименты строятся с использованием передовых детекторных технологий и высокопроизводительных вычислительных систем для сбора и анализа огромного количества данных, генерируемых во время столкновений тяжелых ионов. Установка MPD спроектирована как коллайдерный эксперимент, а установка CBM представляет собой эксперимент с фиксированной мишенью. Еще одним предстоящим проектом в области физики тяжелых ионов является JPARC-HI, находящийся сейчас на стадии рассмотрения. Сравнительные характеристики будущих экспериментов сведены в табл. 2.

Таблица 2 — Сравнительные характеристики будущих экспериментов.

Эксперимент	Тип установки	Энергетический диапазон в с.ц.м.	Частота взаимодействий, кГц
MPD	Коллайдерный	$\sqrt{s_{AuAu}} = 4 - 11$ АГэВ	7 (пиковая)
CBM	Фикс. мишень	$\sqrt{s_{PbPb}} = 2.7 - 4.9$ АГэВ	10^4
J-PARC-НІ	Фикс. мишень	$\sqrt{s_{UU}} = 1.9 - 4.9$ АГэВ	10^5

1.2.1 Эксперимент MPD@NICA

В настоящее время завершается строительство ускорительного комплекса NICA, рис. 1.8. Исследования на комплексе NICA охватят широкий круг явлений, связанных со структурой ядерной материи в сверхплотном состоянии и проявляющихся в реакциях с участием тяжелых ионов, а также исследования в области спиновой физики с поляризованными адронами и легкими ядрами. Столкновения тяжелых ионов будут изучаться с помощью Многоцелевого Детектора MPD (Multi Purpose Detector) — установки, разработанной специально для поиска возможных фазовых переходов, смешанной фазы и критической точки ядерной материи. Изучение спиновой физики малонуклонных систем будет вестись на установке SPD (Spin Physics Detector). Для ускорения тяжелых ионов на будущем сверхпроводящем коллайдере NICA ускоритель Нуклотрон будет использован в качестве элемента инжекционной цепочки, а сам коллайдер при этом будет работать в накопительном режиме. Благодаря коллайдерной моде станет возможно изучать столкновения тяжелых ионов с $\sqrt{s} = 4-11$ АГэВ. При этом ожидается, что светимость коллайдера составит до 10^{27} см⁻²с⁻¹ для ядер золота. В настоящее время ускоритель Нуклотрон используется для экспериментов на внутренней мишени и для медленного вывода для экспериментов на фиксированных мишенях, таких как BM@N.

Эксперимент MPD предназначен для изучения горячей и плотной барионной материи, образующейся в столкновениях ядер в диапазоне атомных масс $A = 1-197$ при энергии до $\sqrt{s_{NN}} = 11$ АГэВ (для ядер золота). Расчетная предельная частота событий для столкновений AuAu составляет около 7 кГц, а множественность заряженных частиц в самых центральных столкновениях Au+Au превышает 1000 при $\sqrt{s_{NN}} = 11$ ГэВ. Установка MPD представляет собой 4π-спектрометр, способный детектировать заряженные адроны, электроны и фотоны при высокой светимости. Для этих целей эксперимент будет включать в себя трехмерную трекингую систему (ITS – Inner Tracking System + TPC) и

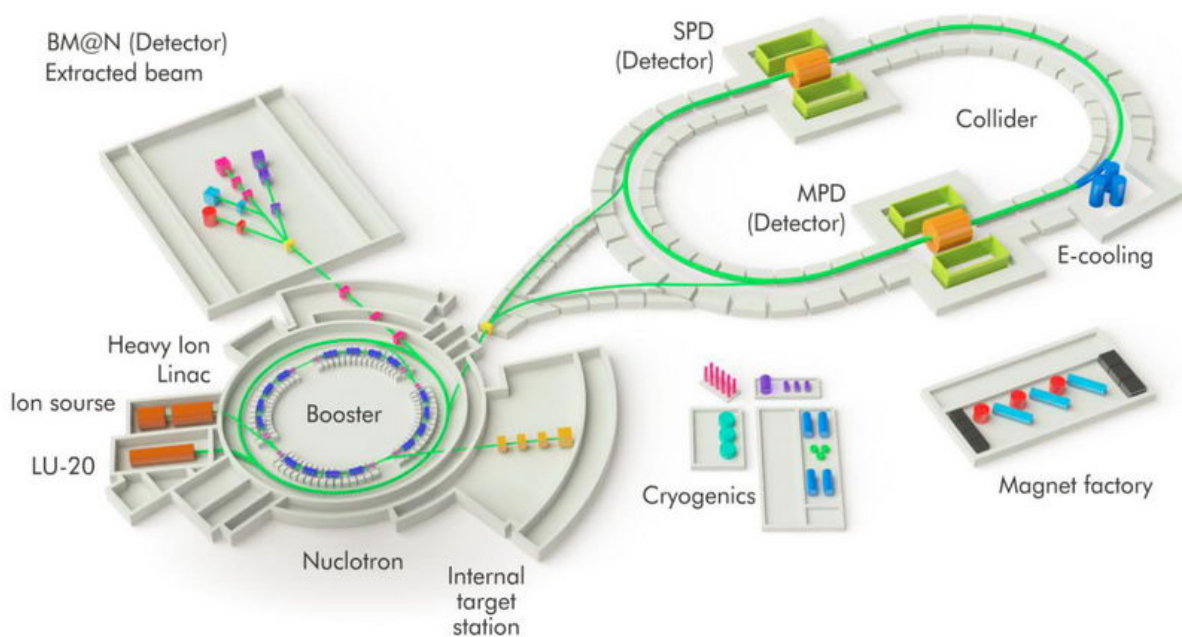


Рисунок 1.8 — Ускорительный комплекс NICA, ОИЯИ, Дубна [72].

высокоэффективную систему идентификации частиц, основанную на измерениях времени пролета и калориметрии. Общая схема установки MPD показана на рис.1.9.

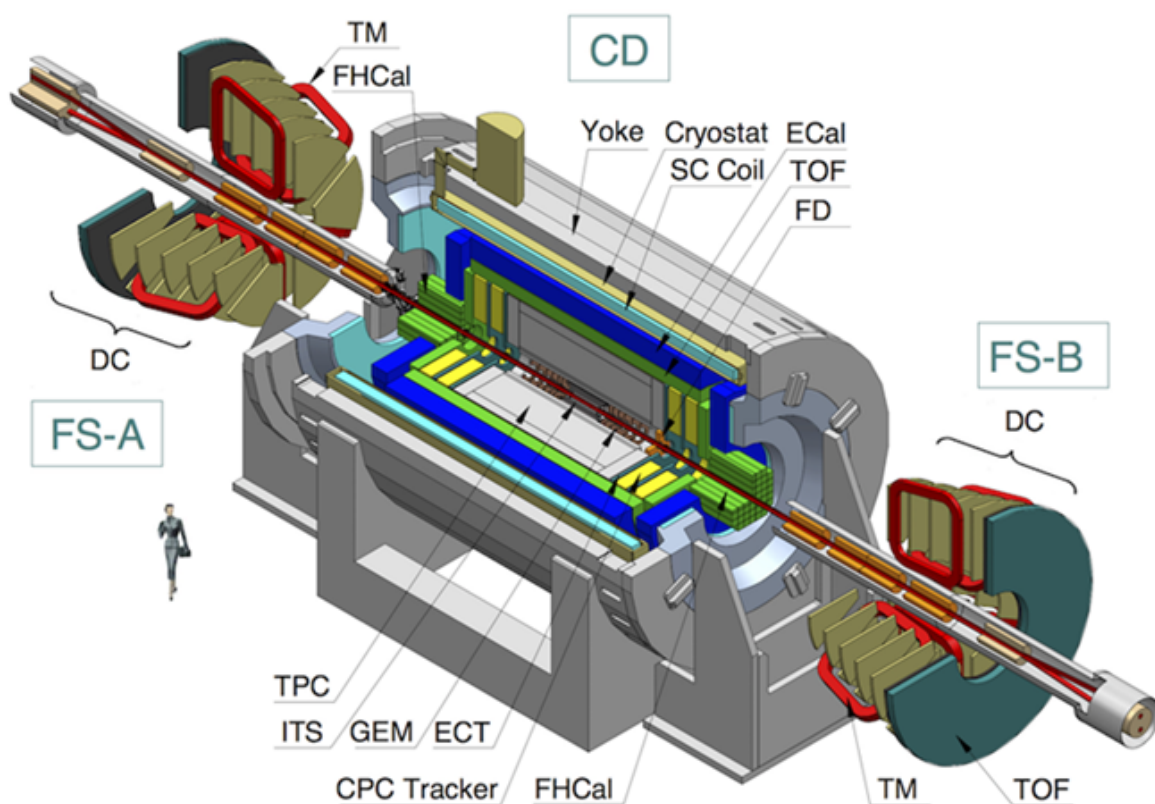


Рисунок 1.9 — Экспериментальная установка MPD@NICA [73].

Установка MPD сооружается в несколько этапов: на первом этапе создается центральная цилиндрическая часть установки, оснащенная сверхпроводящим соленоидом SC Coil (SuperConducting Coil), время-проекционной камерой TPC, цилиндрической времяпролетной системой TOF, электромагнитным калориметром ECal, передним адронным калориметром FHCaI и быстрым передним триггерным детектором FD, см. рис.1.10.

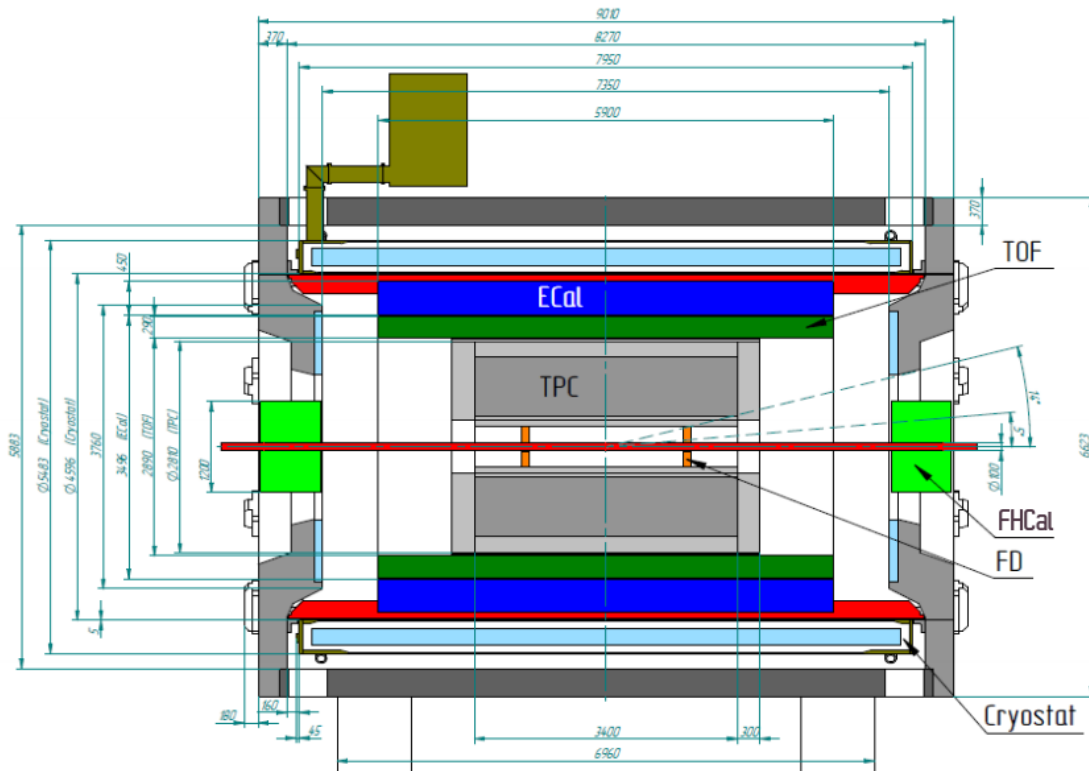


Рисунок 1.10 — Экспериментальная установка MPD@NICA на первом этапе запуска.

Центральные детекторы установки располагаются в поле сверхпроводящего соленоида с максимальной индукцией магнитного поля 0.5 Тл. Время-проекционная камера TPC является центральным трекинговым компонентом MPD. Она имеет цилиндрическую форму с диаметром 2.7 м и длиной 3.4 м. Детектор заполнен газовой смесью и содержит массив электродов и считывающую электронику для обнаружения и измерения ионизации, создаваемой частицами, проходящими через газ. Реконструкция трека основана на измерении времени дрейфа и координаты $R - \varphi$ кластеров первичной ионизации. Точность реконструкции координат кластеров составит около 600 мкм в поперечном направлении и около 1 мм – в продольном [74]. Система считывания TPC основана на многопроволочных пропорциональных камерах (Multi-Wire Proportional Chambers

(MWPC)). Заявленное разрешение по восстановлению ионизационных потерь составляет менее 8% для адронных и лептонных треков на псевдобыстроотах $|\eta| < 1.5$ и $p_T > 100$ МэВ/с [75].

Физические цели MPD требуют идентификации частиц в максимально возможном объеме фазового пространства. MPD имеет две основные подсистемы идентификации. Первая подсистема представляет собой высокопроизводительный времяпролетный (TOF) детектор. TOF обеспечит времяпролетные измерения с геометрической эффективностью более 95% и разрешением в диапазоне 60-80 пс. Базовым элементом системы TOF будет многоазорная резистивная пластинчатая камера (MRPC). Совместные данные TPC и TOF обеспечат эффективное разделение пионов и каонов вплоть до импульсов 1.5 ГэВ/с, разделение пионов и протонов до импульсов 3 ГэВ/с. Быстрые передние детекторы FD (Forward detectors) формируют триггерный сигнал для сбора данных и стартовый сигнал для времяпролетной системы с разрешением лучше 50 пс. Детектор FD состоит из двух модульных наборов черенковских детекторов, расположенных на расстоянии 1.3 м слева и справа от точки взаимодействия. Роль второй системы идентификации выполняет электромагнитный калориметр ECal, его основная цель — идентифицировать электроны и фотоны и измерять их энергию с высокой точностью. Два плеча переднего адронного калориметра FHCAL размещены на расстоянии 3.2 м от точки взаимодействия, перекрывая область псевдобыстрот $2.2 < |\eta| < 4.8$. Каждый детектор состоит из 45 модулей, обеспечивающих необходимую поперечную гранулярность. Основная задача FHCAL — это определение центральности столкновения и реконструкция плоскости реакции.

В дальнейшем, рассматривается также оснащение установки MPD внутренним вершинным детектором ITS с высоким пространственным разрешением и газоелектронными умножителями GEM. Кроме того, для регистрации частиц в передних областях, где эффективность трекинговой системы TPC оказывается недостаточной, рассматривается установка двух детекторов ECT (EndCap Tracker) в торцах центральной части установки, непосредственно прилегая к TPC. Помимо этого, возможно дополнительное оборудование установки MPD двумя передними спектрометрами FS-A и FS-B, охватывающими область псевдобыстрот $2.0 < |\eta| < 3.0$ [76].

1.2.2 Эксперимент CBM@FAIR

Ускорительный комплекс FAIR в настоящее время находится в стадии строительства в Дармштадте, Германия. Комплекс предназначен для изучения адронной, ядерной и атомной физики, ядерной астрофизики, материаловедения и радиационной биофизики, что включает в себя применение в космофизике и разработку новых методов лечения [77]. Схема создаваемого комплекса приведена на рис. 1.11. В начальной версии, комплекс оснащен ускорительным кольцом SIS100, обеспечивающим высокоинтенсивные пучки частиц: протонов до энергии 29 ГэВ; ядер с соотношением $Z/A=0.5$ до 15 АГэВ. Пучки тяжелых ядер, таких как золото и уран, также будут доступны, их кинетические энергии ограничены сверху значением 11 АГэВ. Вторичные пучки высокой интенсивности будут сформированы сверхпроводящим сепаратором фрагментов, эффективно отделяющим редкие изотопы, образующиеся в реакциях с первичными пучками. Свойства таких изотопов будут исследованы экспериментальными установками коллаборации NUSTAR (Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions), с целью изучения процесса нуклеосинтеза во Вселенной. В кольце HESR (High-Energy Storage Ring) интенсивные вторичные пучки антипротонов будут охлаждаться и ускоряться, чтобы затем использоваться в экспериментах по изучению физики адронов коллаборацией PANDA (AntiProton Annihilation at Darmstadt). В специальной зоне разместятся установки для экспериментов в области атомной физики, физики плазмы, биофизики и материаловедения. Детекторные системы эксперимента CBM (Compressed Baryonic Matter) предназначены для исследования столкновений релятивистских тяжелых ионов с целью исследования свойств сильно взаимодействующей ядерной материи при высоких барионных плотностях.

Установка CBM представляет собой эксперимент с фиксированной мишенью, техническая задача детекторных систем которого состоит в том, чтобы идентифицировать как адроны, так и лептоны, а также регистрировать редкие процессы [78]. Измерения будут проводиться для ядро-ядерных, протон-ядерных и протон-протонных столкновений при различных энергиях пучка при очень высоких интенсивностях ускоренных ионов — вплоть до 10^9 ионов в секунду. Для идентификации частиц, особенно мультистранных гиперонов, гиперядер, векторных мезонов, распадающихся на лептонные пары, и частиц с очарованными

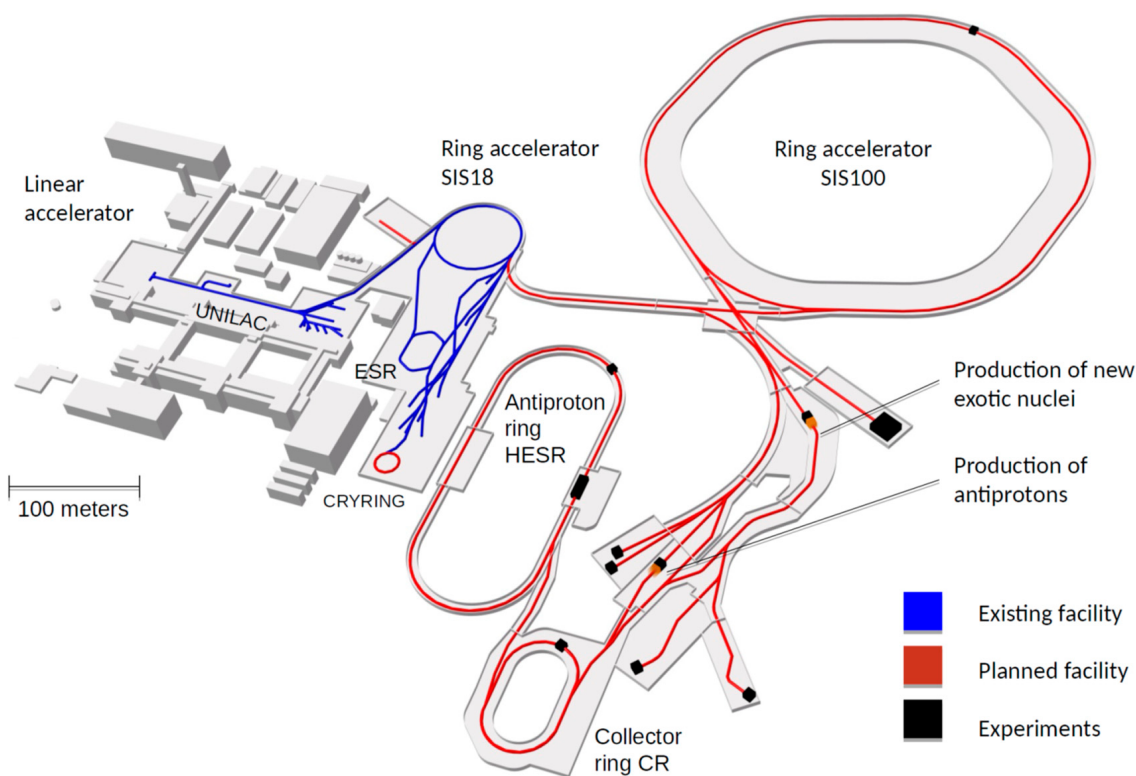


Рисунок 1.11 — Схема ускорительного комплекса FAIR.

кварками требуется подавление фона при самых высоких скоростях взаимодействия.

Поскольку частота событий в эксперименте CBM будет достигать значений до 10 МГц в столкновениях тяжелых ядер, таких как Au+Au, то для их считывания будет использоваться бестриггерная потоковая система сбора данных. Сигналы со всех детекторных систем будут снабжены временными метками и будут пересылаться в высокопроизводительный вычислительный центр, где реконструкция и отбор событий будут выполняться программно. Такие большие значения частот взаимодействия пока не достигнуты ни в одном другом эксперименте, см. рис.3.

Экспериментальная установка CBM с его детекторными системами показана на рис.1.12 вместе с установкой эксперимента HADES [79], который будет установлен на том же канале пучка, но с другим расположением мишени. Акцептанс трекинговых детекторных систем составляет от 2.5° до 25° по полярному углу. Эксперимент CBM будет способен работать в трех различных конфигурациях, а именно в адронно-электронной (HE), мюонной (M) и адронной (H) конфигурации. Общими компонентами для всех конфигураций являются кремниевая трекинговая система STS (Silicon Tracking System), размещенная в зазоре дипольного магнита, а также детектор переходного излучения

TRD (Transition Radiation Detector) и времяпролетная стенка TOF (Time-of-Flight Detector). В зависимости от конфигурации эти системы могут быть дополнены, для достижения оптимальных физических показателей, следующими детекторами: микровершинным детектором MVD (Micro Vertex Detector), черенковским детектором кольцевого изображения RICH (Ring Imaging Cherenkov Detector), мюонной камерой MUCH (MUon Chambers) и передним адронным калориметром PSD (Projectile Spectator Detector).

Для комбинированной идентификации электронов и адронов в конфигурации “HE” будут использоваться системы детекторов MVD, STS, RICH, TRD, TOF и PSD, а для измерения димюонов прибегнут к конфигурации “M”, которая использует системы STS, MUCH, TRD, TOF и PSD. Для адронных измерений с самой высокой светимостью применяется конфигурация “H”, использующая STS, RICH, TRD и TOF [37].

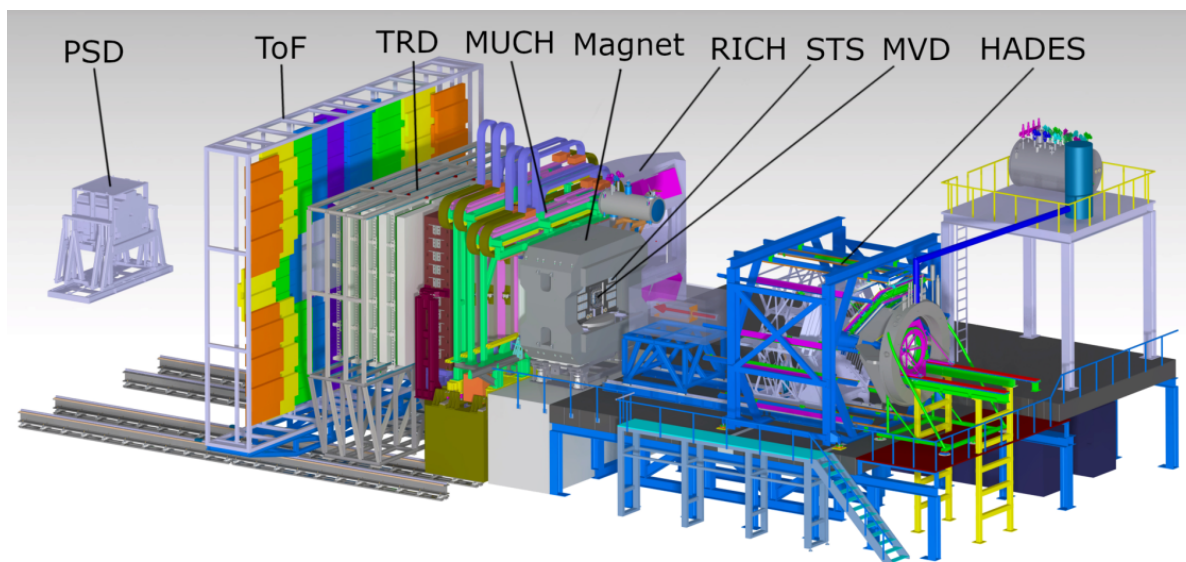


Рисунок 1.12 — Схема эксперимента CBM@FAIR.

Импульсы заряженных частиц будут измеряться с использованием кремниевой трекинговой системы STS, способной реконструировать треки в широком импульсном диапазоне – примерно от 100 МэВ/с до 10 ГэВ/с [80], с импульсным разрешением 1-2% [81]. Детектор STS состоит из 8 слоев кремниевых двусторонних микрополосковых датчиков, охватывающих полярные углы от 2.5° до 25° . В отношении восстановления первичной вершины и, следовательно, подавления ложных треков, систему STS дополняет микровершинный детектор MVD, состоящий из 4 станций активных пиксельных датчиков [82; 83] и располагающийся между мишенью и первым слоем STS. В задачи MVD входит также определение

вершины распада очень короткоживущих частиц, таких как очарованные мезоны, которые распадаются в пределах нескольких сотен микрон позади мишени. Перечисленные детекторные системы будут размещены внутри сверхпроводящего дипольного магнита с апертурой 144 см по вертикали и 300 см по горизонтали и максимальной индукцией магнитного поля 1 Тл [81].

Идентификация электронов и позитронов, а также подавление пионного фона будет производиться черенковским детектором RICH совместно с детектором переходного излучения TRD. Эти два детектора дополняют друг друга, обеспечивая первый – импульсный диапазон ниже 8-10 ГэВ/с, а второй – выше 1 ГэВ/с [84; 85]. Это вызвано тем, что электроны с импульсами выше 8-10 ГэВ/с не создают в RICH четких черенковских колец. RICH является газовым детектором и имеет в своем составе два больших фокусирующих зеркала и две фотонных камеры, а в качестве рабочего газа будет использован CO_2 . Конструкция TRD предусматривает одну детекторную станцию, состоящую из четырех активных детектирующих слоев, поочередно повернутых на 90 градусов [85]. В конфигурациях “HE” и “H” детектор TRD будет расположен между детектором RICH и детектором времени пролета TOF и, таким образом, позволит уменьшить фон в TOF, предоставляя дополнительную пространственную информацию о местоположении трека между STS и TOF.

В мюонной конфигурации эксперимента CBM детектор TRD также будет использоваться для трекинга мюонов и будет располагаться за последним поглотителем адронов детектора MUCH, который в этой конфигурации устанавливается на место детектора RICH. Концепция мюонной камеры MUCH состоит в том, чтобы отслеживать частицы по мере их прохождения через систему поглощения адронов и выполнять идентификацию мюонов. Детектор состоит из 6 слоев адронного поглотителя, чередующихся с триплетами газовых регистрирующих камер, и размещается позади детектора STS [86].

Для идентификации заряженных адронов будет использоваться детектор времени пролета TOF, представляющий собой стенку, составленную из многозачеренковских резистивных пластинчатых камер. Требуемое временное разрешение для всей детекторной системы составляет порядка 80 пс, что обеспечит разделение адронов с импульсами до нескольких ГэВ/с. TOF также может использоваться как дополнительный детектор при регистрации электронов и мюонов [87].

Передний адронный калориметр PSD будет использоваться для определения геометрии ядро-ядерных столкновений. Этот калориметр разработан и

изготовлен в ИЯИ РАН. Конструкция, особенности и технические детали калориметра описаны в разделе 1.3.

Для высокоскоростного эксперимента CBM решающую роль играет система считывания и сбора данных. Как упоминалось выше, сигналы с временными метками будут считываться независимо и передаваться в высокопроизводительную вычислительную ферму GSI GreenIT Cube [88], где онлайн-реконструкция и отбор событий будут выполняться с помощью высокоскоростных алгоритмов. На первом этапе треки заряженных частиц будут реконструированы из пространственной и временной информации различных сигналов детекторных систем CBM. На втором этапе частицы будут идентифицированы с учетом вторичных вершин распада и информации RICH или MUCH, TRD и TOF. Наконец, частицы будут сгруппированы по событиям, которые будут выбраны для хранения, если они содержат важные наблюдаемые. Параллельно каждое событие характеризуется информацией о геометрии произошедшего столкновения с использованием данных адронного калориметра PSD.

1.2.3 Проект J-PARC-HI

Проект J-PARC-HI — это рассматриваемое расширение программы исследований Японского исследовательского комплекса протонных ускорителей J-PARC (Japan Proton Accelerator Research Complex) в область столкновений тяжелых ионов. Вид ускорительного комплекса J-PARC с иллюстрацией текущей (протонной) конфигурации и предлагаемой модернизации для ускорения тяжелых ионов показан на рис. 1.13.

В настоящее время, протоны от источника ионов ускоряются до 400 МэВ в линейном ускорителе LINAC и вводятся в синхротрон быстрого цикла RCS (Rapid Cycle Synchrotron), где ускоряются до 3 ГэВ. Главное ускорительное кольцо MR (Main Ring) принимает протоны от RCS и ускоряет их до 50 ГэВ (в настоящее время эксплуатируется до 30 ГэВ) [89]. Для нужд материаловедения и биофизики (Material & Life science Facility – MLF) протоны поступают непосредственно из RCS. Для ускорения тяжелых ионов необходимо построить новый источник ионов, за которым последует новый линейный ускоритель и бустер для ввода тяжелых ионов в RCS, поскольку существующий LINAC может принимать только

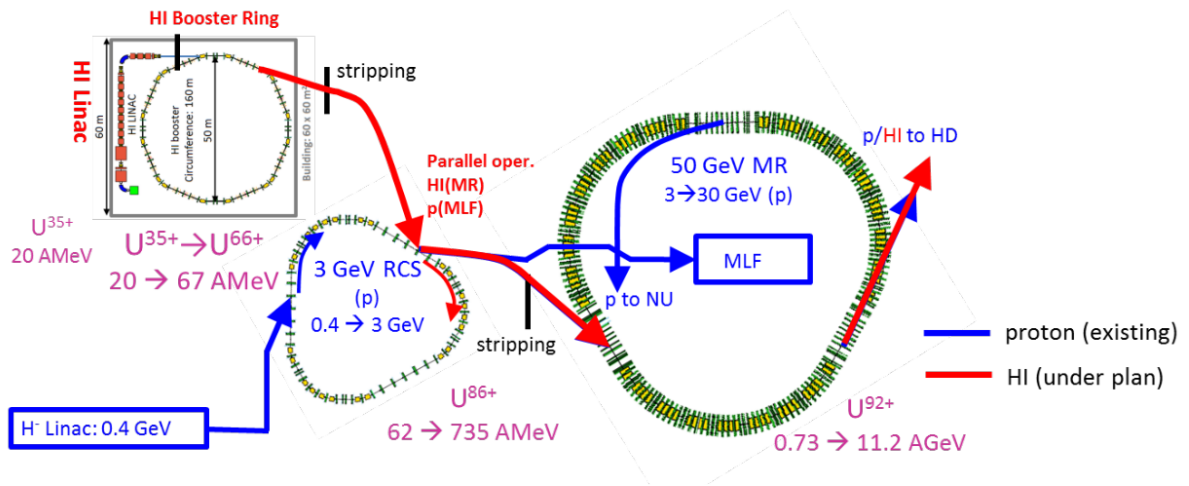


Рисунок 1.13 — Схема ускорительного комплекса J-PARC и предлагаемая схема модернизации J-PARC-HI [89].

протоны из-за ограничений по магнитной жесткости. Новая ускорительная схема сможет одновременно ускорять и поставлять как протоны, так и тяжелые ионы. Это позволит выделить значительное количество машинного времени для экспериментов с тяжелыми ионами, поскольку в настоящее время преобладает машинное время для экспериментов по MLF. Модернизированный J-PARC, J-PARC-HI, будет достаточно гибким, чтобы производить ионы от протонов до урана с энергией $E = 1 - 50$ АГэВ в лабораторной системе. Для ядер урана диапазон энергий составит $1 - 19$ АГэВ, что соответствует $\sqrt{s_{NN}} = 1.9 - 6.2$ ГэВ. Предполагаемая интенсивность пучка составляет 10^{11} Гц, что даст рекордную 100 МГц частоту взаимодействий в мишени толщиной $0.1\% \lambda_I$.

Предлагаемая детекторная установка (рис. 1.14) будет использовать высокоскоростную систему непрерывного сбора данных в сочетании с онлайн- и полу-онлайн- триггерной системой для уменьшения объема записываемых данных и сокращения тем самым времени последующего анализа. Для задач трекинга предлагается использовать сочетание кремниевых пиксельных детекторов, размещенных при наименьших полярных углах ($\theta < 40^\circ$), и время-проекционной камеры (при $\theta > 40^\circ$). Следом за трекинговыми детекторами будет размещен времяпролетный (TOF) детектор с мультirezистивной пропорциональной камерой (MRPC) и счетчиком нейтронов. Центральность будет определяться счетчиками множественности, расположенными перед кремниевыми пиксельными детекторами, и адронным калориметром под нулевым углом. Подробности о детекторном оснащении эксперимента и дальнейших стадиях его развития приведены в работе [89].

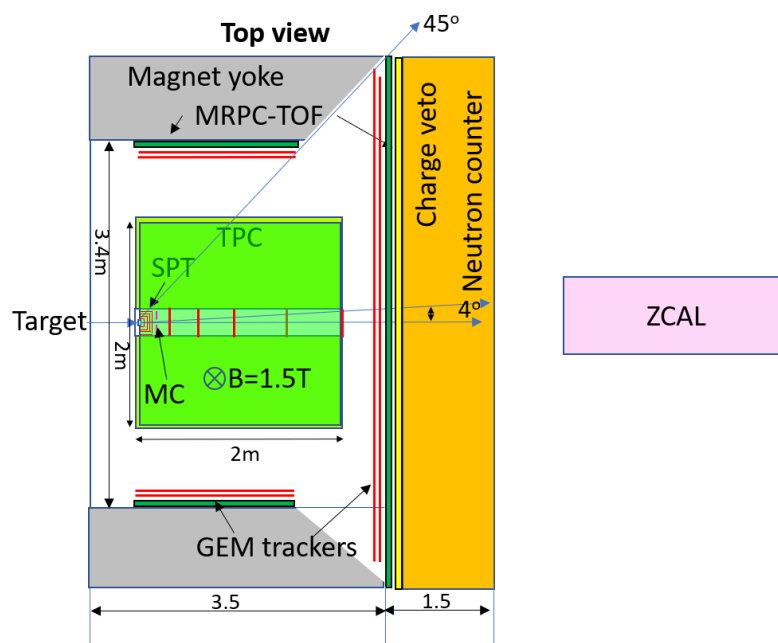


Рисунок 1.14 — Предлагаемая детекторная установка ускорительного комплекса J-PARC-HI [89].

1.3 Передние адронные калориметры экспериментов NA61/SHINE, BM@N и CBM

Передние адронные калориметры экспериментов NA61/SHINE, BM@N и CBM имеют ряд схожих черт. Каждый из детекторов представляет собой модульный адронный калориметр с отверстием в центре для прохождения пучка, см. рис.1.15.

Каждый модуль адронного калориметра состоит из слоев чередующихся свинцовых пластин толщиной 16 мм и пластин пластикового сцинтиллятора толщиной 4 мм. Такое соотношение толщин (4:1) позволяет, уравнивая, скомпенсировать электромагнитную и адронную компоненты ливня, что улучшает энергетическое разрешение калориметра. Свет от каждой сцинтилляционной пластины собирается с помощью спектросмещающего оптоволокна Kuraray Y11 [90], которое клеивается в канавку глубиной 1.2 мм, вырезанную на одной из поверхностей сцинтилляционной пластины. Калориметры спроектированы с продольной сегментацией модулей на секции, что обеспечивает однородность светосбора модуля, возможность индивидуальной калибровки продольных секций и контроль возможных изменений световых выходов секций калориметра из-за большой дозы радиации при работе на высокоинтенсивных ионных пучках, а так-

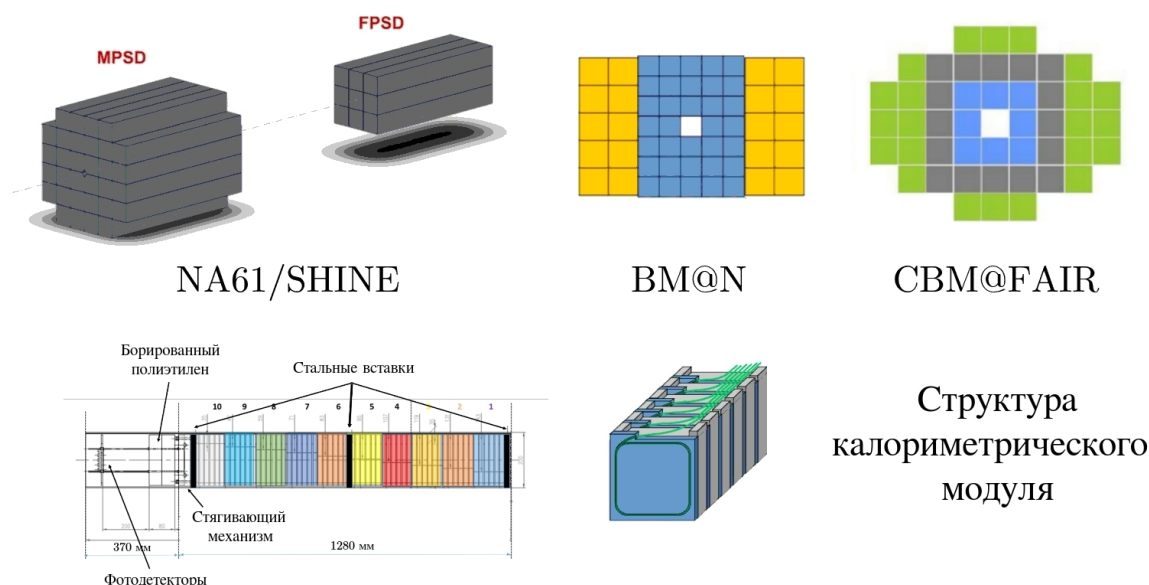


Рисунок 1.15 — Сверху: Схемы адронных калориметров экспериментов NA61/SHINE, BM@N и CBM@FAIR. Снизу: структура модуля адронного калориметра. На рисунке внизу, слева, цветом показана продольная сегментация калориметрического модуля на секции.

же обеспечивает больший динамический диапазон детектируемой энергии. Свет с каждой секции, сформированной шестью последовательно расположенными слоями свинцовых и сцинтилляционных пластин, считывается через отдельный оптический разъем собственным кремниевым фотоумножителем. Кремниевые фотоумножители SiPM (Silicon PhotoMultiplier) располагаются на печатной плате FEE (Front-End Electronics), закрепленной на заднем торце каждого модуля, тем самым обеспечивая оптический контакт фотодетекторов с вклеенными в оптические разъемы спектросмещающими оптоволоконками. Цепи питания SiPM снабжены регулируемым в широких пределах опорным напряжением и индивидуальной подстройкой напряжения на каждом SiPM. На этой же печатной плате установлен термодатчик для контроля температуры, по данным которого опорное напряжение SiPM корректируется, обеспечивая температурную стабильность их усиления. Для контроля работы SiPM используется светодиод, свет с которого передается на фотодетекторы по оптическим волокнам. Один конец волокна вклеен в разъем, удерживающий светодиод, а другой его конец вклеен в оптический разъем фотодетектора вместе со спектросмещающими волокнами, исходящими из сцинтилляционных пластин соответствующей секции калориметрического модуля. В качестве примера, на рис. 1.16, слева, приведена плата с фотодетекторами адронного калориметра MPD эксперимента NA61/SHINE. На том же рисунке,

справа, на примере устройства электроники адронного калориметра MPSD эксперимента NA61/SHINE показана печатная плата с предусилителями, аналоговым сумматором, цепями питания SiPM, микроконтроллерами и прочим. Для оцифровки сигналов SiPM используются аналого-цифровые преобразователи (АЦП).

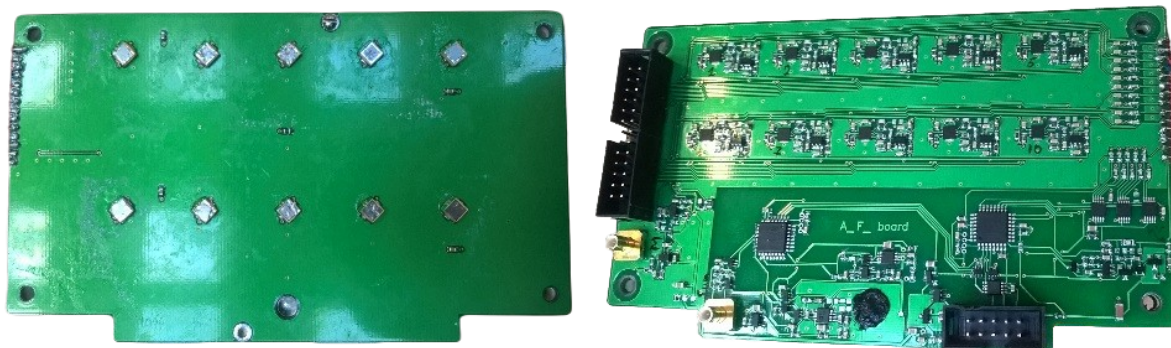


Рисунок 1.16 — Платы FEE переднего адронного калориметра MPSD эксперимента NA61/SHINE.

Готовый модуль калориметра в сборке стягивается при помощи специального натяжного механизма лентой из нержавеющей стали толщиной 0.5 мм. Лента прикрепляется к стальным вставкам, расположенным в начале, середине и конце модуля, методом точечной сварки. Собранный таким образом модуль помещается в короб, изготовленный из листа нержавеющей стали толщиной 0.5 мм, который приваривается точечной сваркой к стальным вставкам модуля и к натяжной ленте. Сверху модуль закрывается коробом из такого же листа нержавеющей стали, приваренного точечной сваркой к нижнему коробу, завершая сборку модуля. Фотография собранного модуля (без верхнего короба) представлена на рис. 1.17.

Наличие в центрах калориметров пучкового отверстия вызвано необходимостью оградить центральные модули от высоких доз ионизирующего излучения пучка ионов и высоких потоков нейтронов, которые приводят к радиационному повреждению сцинтилляционных пластин, снижая тем самым прозрачность сцинтилляторов и ухудшая калориметрические свойства детектора. Кроме того, быстрые нейтроны в адронных ливнях представляют значительную опасность для кремниевых структур из-за их способности вызывать необратимые повреждения р-n перехода. В контексте адронного калориметра, где кремниевые фотоумножители используются в качестве фотодетекторов, такие вызванные нейтронами повреждения приводят к увеличению уровня шума и снижению коэффициента усиления фотодетекторов, ухудшая тем самым отклик калориметра.

В ИЯИ РАН были спроектированы и изготовлены калориметрические модули двух типов, называемые в дальнейшем малые и большие. Поперечный размер



Рисунок 1.17 — Фотография собранного модуля адронного калориметра эксперимента CBM без верхней крышки.

малых модулей составляет $15 \times 15 \text{ см}^2$, а их длина соответствует примерно 4 длинам ядерных взаимодействий, насчитывая 42 слоя свинец-сцинтиллятор. Эти модули используются в передних адронных калориметрах экспериментов VM@N и MPD. Поперечный размер больших модулей $20 \times 20 \text{ см}^2$, а длина равна примерно 5.6 длинам ядерного взаимодействия, насчитывая 60 слоев свинец-сцинтиллятор. Большие модули используются в передних адронных калориметрах экспериментов NA61/SHINE, VM@N и CBM. Все модули имеют продольную сегментацию: малые модули — на 7 секций, большие — на 10 секций. Световыход, измеренный на минимально ионизирующих частицах, составляет примерно 40-50 фотоэлектронов/секцию для обоих типов модулей [91].

1.3.1 Особенности калориметра эксперимента NA61/SHINE

Эксперимент NA61/SHINE, после его модернизации, оснащен системой из двух передних адронных калориметров — MPSD и FPSD, см. рис. 1.18. MPSD состоит из 32 больших модулей и имеет отверстие в центре диаметром 6 см. FPSD состоит из 9 больших модулей, причем центральный из них имеет отверстия

диаметром 4 см в центрах всех своих сцинтилляторных пластин, что призвано уменьшить ухудшение отклика, вызванное радиационным старением сцинтиллятора.

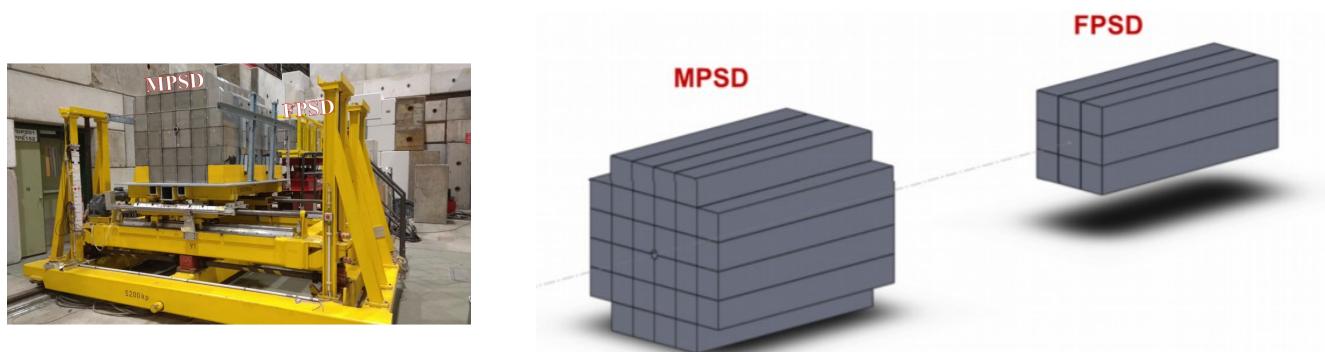


Рисунок 1.18 — Система из двух передних адронных калориметров – MPSD и FPSD – эксперимента NA61/SHINE.

На заднем торце каждого модуля расположена сборка FEE (Front-End Electronics) из двух печатных плат, рассмотренных в пункте 1.3. На первой плате находятся фотодетекторы с термодатчиком. В качестве фотодетекторов используются Hamamatsu MPPC S12572-010P [92] с чувствительной областью 3×3 мм² с размером пикселя 10×10 мкм². Количество пикселей 90000. Выбор этих фотодиодов для данного калориметра обусловлен, в первую очередь, большим динамическим диапазоном, необходимым для калориметрии, а также такими их свойствами, как высокое внутреннее усиление (1.35×10^5), достаточно высокая квантовая эффективность детектирования фотонов (10%), компактность и нечувствительность отклика к прохождению через них заряженных частиц. На второй плате располагаются предусилители с дифференциальным выходом, аналоговый сумматор и цепи питания МРРС с регулируемым в широких пределах опорным напряжением и индивидуальной подстройкой напряжения на каждом МРРС. 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 [93]. Дифференциальные сигналы от предусилителей оцифровываются при помощи 14 битной АЦП на базе чипа DRS4 [94] с частотой дискретизации до 5 ГГц.

1.3.2 Особенности калориметра FHCал эксперимента VM@N

Внутренняя часть калориметра FHCал эксперимента VM@N состоит из 34 малых модулей, собранных в массив 5×7 с пучковым отверстием $15 \times 15 \text{ см}^2$ в центре, а внешняя часть – из 20 больших модулей (см рис. 1.19), которые первоначально предполагалось использовать для адронного калориметра эксперимента CBM.

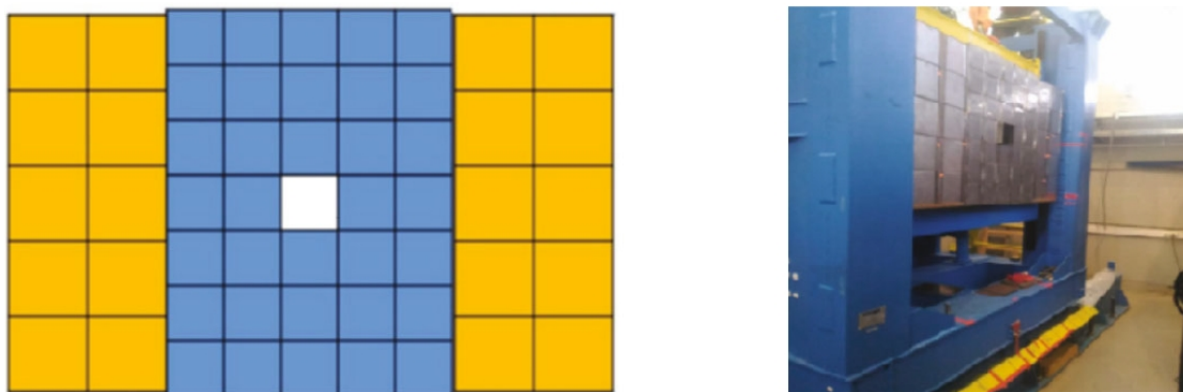


Рисунок 1.19 — Передний адронный калориметр FHCал эксперимента VM@N.

Сборка FEE и тип фотодетекторов этого калориметра идентичны использованным для калориметра эксперимента NA61/SHINE. Для оцифровки сигналов используются АЦП ADC64s2 [95], разработанные и изготовленные в ОИЯИ, г. Дубна. Плата ADC64s2 имеет 64 входных канала, работает на частоте дискретизации 62.5 МГц и может записывать до 1024 отсчетов с разрешением 12 бит, рис. 1.20.



Рисунок 1.20 — Фотография платы АЦП AFI Electronics ADC64s2 [95].

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 FHCa1 на космических мюонах.

1.3.3 Особенности калориметра PSD эксперимента CBM

Передний адронный калориметр PSD эксперимента CBM состоит из 46 больших модулей и имеет квадратное пучковое отверстие в центре размером $20 \times 20 \text{ см}^2$, см. рис. 1.21. В первоначальном техническом проекте этого калориметра [96] предполагалось, что диаметр пучкового отверстия в калориметре составит 60 мм. Дальнейшие уточненные расчеты показали, что диаметр отверстия необходимо увеличить до 200 мм, чтобы исключить радиационные повреждения центральной части калориметра.

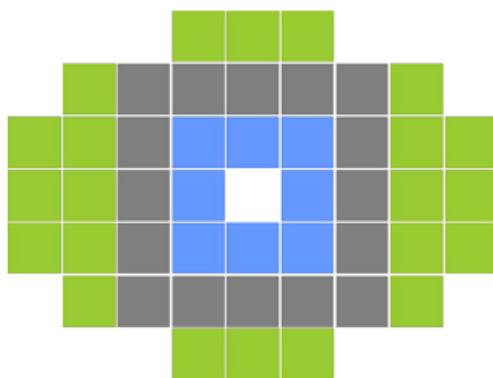


Рисунок 1.21 — Схема переднего адронного калориметра PSD эксперимента CBM.

Для регистрации сцинтилляционного света в калориметре PSD используются кремниевые фотоумножители Hamamatsu MPPC S14160-3010PS [97] с чувствительной областью $3 \times 3 \text{ мм}^2$ и количеством пикселей 90 000; усиление $- 1.8 \times 10^5$; стабильность усиления при вариации температуры $- 1\%$ на 1°C ; PDE $- 18\%$. Еще одним важным требованием к типу используемых фотодетекторов является их способность работать в условиях достаточно больших нагрузок, вплоть до скоростей счета порядка 10 МГц. Для этого, помимо большого числа пикселей фотодиода, необходимо, чтобы время восстановления пикселей фотодиодов было

достаточно быстрым, чтобы обеспечить стабильную амплитуду сигнала при этих нагрузках. Отличительной особенностью фотодиодов S14160-3010PS является быстрое время восстановления пикселей, которое составляет всего порядка 10 нс. Благодаря такому короткому времени восстановления обеспечивается требуемый динамический диапазон. Более детальные характеристики фотодетекторов приводятся в документации [97]. Принципиальная схема системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD состоит из двух частей. Платы FEE установлены непосредственно на модулях калориметра. Платы АЦП, снабженные интерфейсными блоками, и сервисный блок устанавливаются в радиационно-безопасном помещении и соединены с FEE платами коаксиальными кабелями длиной 60 м, см. рис.1.22.

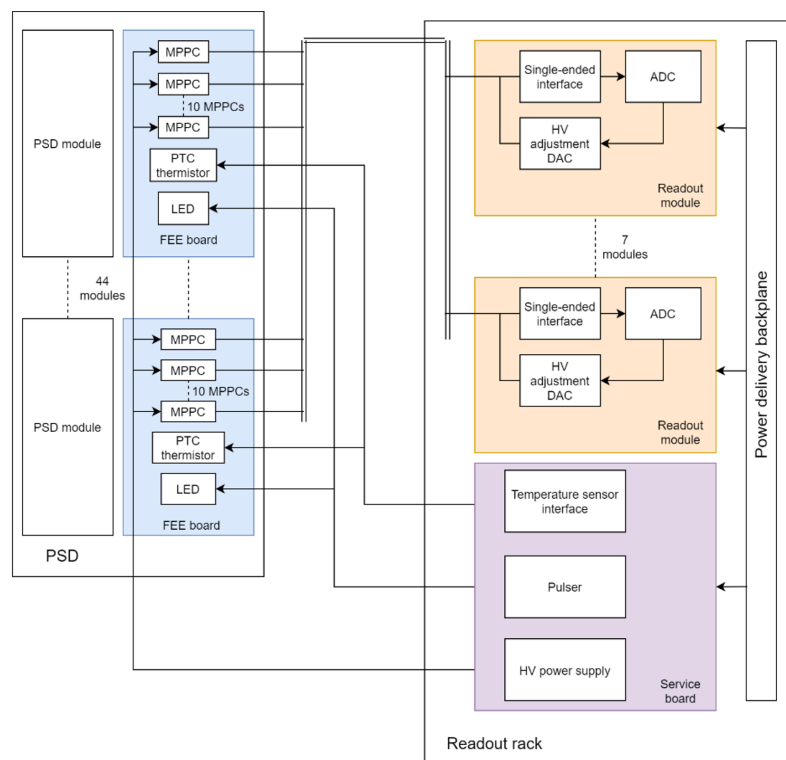


Рисунок 1.22 — Схема системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD.

На плате FEE установлено 10 MPPC, фильтры напряжения смещения, радиационно-стойкий термодатчик, необходимые разъемы. MPPC и светодиод защищены непрозрачными экранами. На рис.1.23 представлен эскиз платы.

Плата ADC64 (рис.1.24) [98] изначально разработана для электромагнитного калориметра эксперимента PANDA. Данная плата была адаптирована для адронного калориметра эксперимента CBM. Плата представляет собой 64-канальный модуль ADC на основе АЦП и программируемой логической

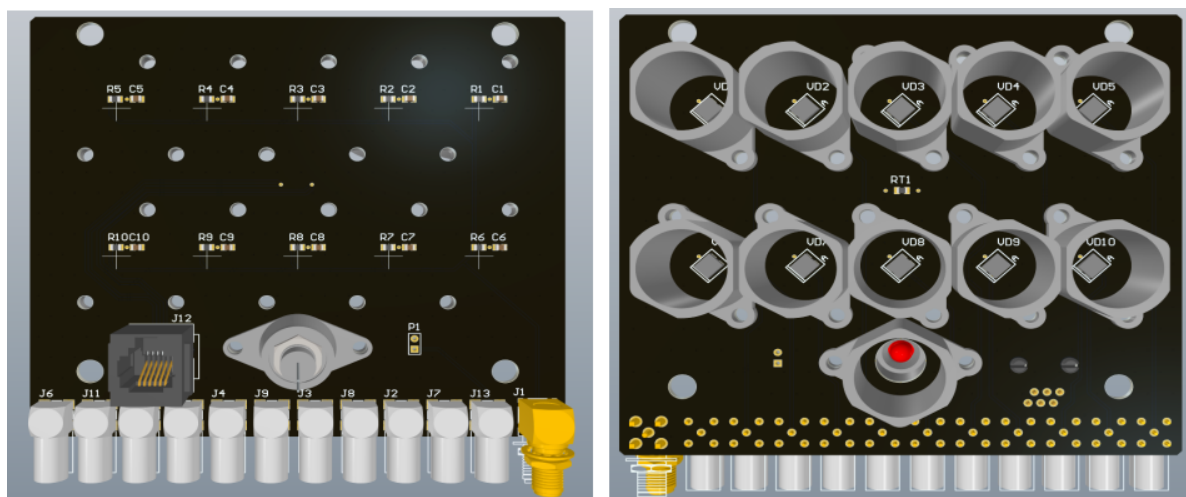


Рисунок 1.23 — Эскиз платы FEE переднего адронного калориметра PSD.

интегральной схемы (ПЛИС) с частотой дискретизации до 125 МГц и разрешением 14 бит, снабженная двумя микросхемами ПЛИС Kintex 7, где происходит обработка сигналов: обработка формы сигнала, формирование пакета данных и отправка в систему сбора данных.

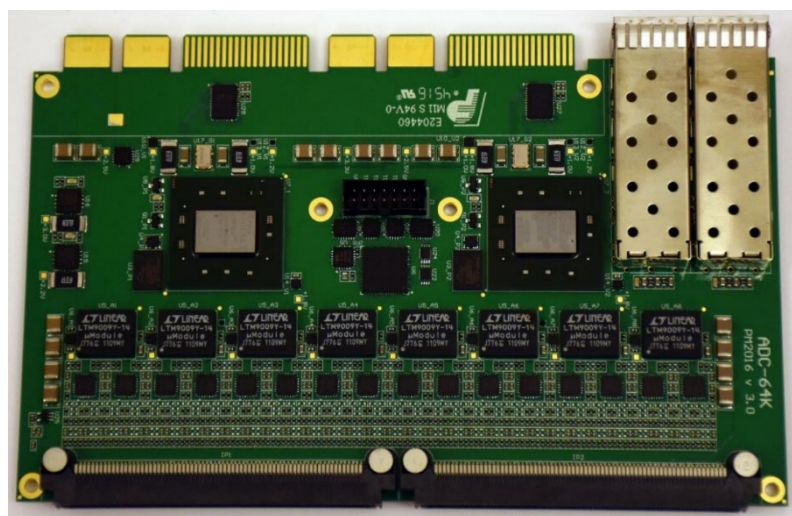


Рисунок 1.24 — Фотография платы ADC64, разработанной для электромагнитного калориметра эксперимента PANDA.

Для сопряжения платы FEE с платой ADC64 используется интерфейсный блок, который состоит из 64 преобразователей из однополярного сигнала в дифференциальный. Интерфейсный блок предусматривает 50-Ом согласованную нагрузку входной линии, настраиваемый уровень нуля на входе и выходе. Блок соединяется с ADC64 межплатными разъемами и устанавливается единым модулем — фотография сборки показана на рис. 1.25.

Сервисный блок включает в себя генератор напряжения смещения МРРС, систему мониторинга тока МРРС с автоматическим аварийным отключением при

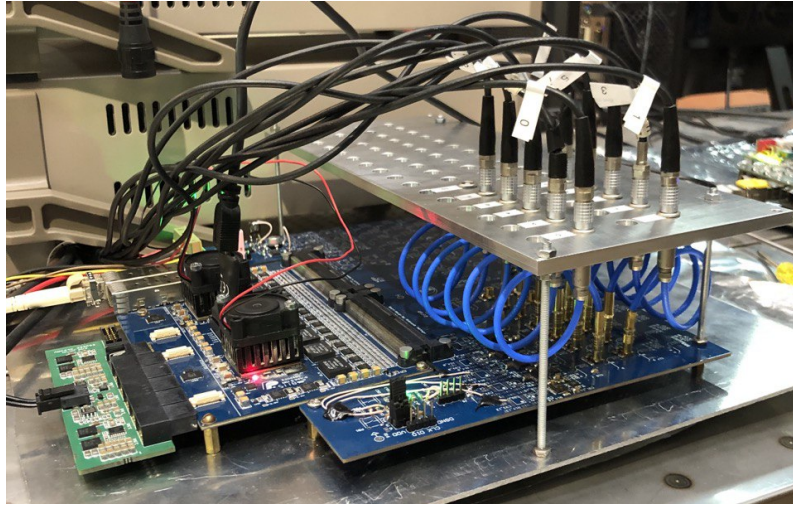


Рисунок 1.25 — Фотография платы ADC64 в сборе с интерфейсным блоком.

превышении порога, прецизионный генератор импульсов для светодиодов оптической калибровки, а также цифровой интерфейс термодатчиков. Блок имеет возможность как локального, так и удаленного управления. Схема блока представлена на рис. 1.26.

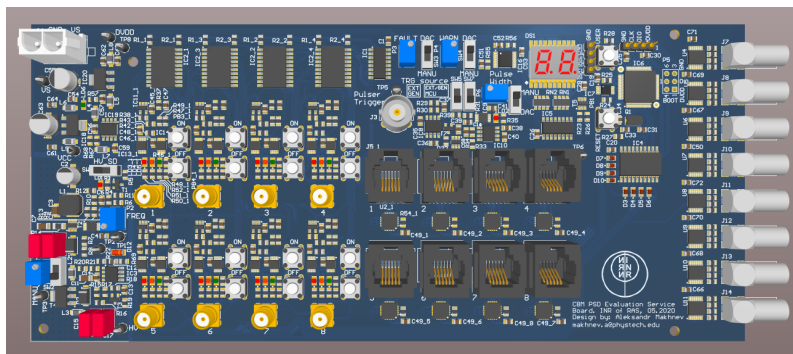


Рисунок 1.26 — Сервисный блок системы сбора данных детектора PSD.

1.4 ВЫВОДЫ

В этой главе представлен обзор установок современных действующих и будущих экспериментов по столкновению тяжелых ионов, целью которых является изучение свойств ядерной материи при высоких барионных плотностях. Эти эксперименты, уже на данном этапе, привели к значительному прогрессу в понимании поведения материи в экстремальных условиях и предоставили ценную информацию о природе сильных взаимодействий. Рассмотренные здесь эксперименты STAR@RHIC, BM@N, HADES@GSI, NA61/SHINE являются авангардом

этих исследований, обеспечивая доступ к широкому диапазону энергий столкновения и видов частиц. Экспериментальные программы будущих экспериментов CBM@FAIR, MPD@NICA и JPARC-NI также обещают внести значительный вклад в эту область в ближайшем будущем. Выводы, полученные в результате работы этих экспериментов, будут иметь большое значение как для фундаментальной физики, так и для астрофизики и будут продолжать формировать наше понимание Вселенной.

Важной особенностью экспериментальных установок с фиксированными мишенями BM@N, NA61/SHINE и CBM@FAIR является использование передних адронных калориметров для определения геометрии ядро-ядерных столкновений. Задачи данной диссертационной работы заключались в разработке методов обработки данных передних адронных калориметров, в частности, методов определения центральности в ядро-ядерных столкновениях. Описание предложенных методов и полученные результаты излагаются в последующих главах.

Глава 2. Разработка методов цифровой обработки сигналов передних адронных калориметров

Адронные калориметры экспериментов $BM@N$ и $CBM@FAIR$ спроектированы для работы в широком динамическом диапазоне регистрируемых энергий, начиная с минимально ионизирующих частиц. Диапазоны кинетических энергий для налетающих на мишень ядер золота составляют в экспериментах $BM@N$ и $CBM@FAIR$, соответственно, 1 – 4.5 АГэВ и 2 – 11 АГэВ. Адронные калориметры этих экспериментов обладают пучковым отверстием, а потому не регистрируют наиболее тяжелые фрагменты ядер. Кроме того, эти модульные калориметры спроектированы с продольной сегментацией. Исходя из данных моделирования, динамический диапазон продольной секции калориметрического модуля составляет в экспериментах $BM@N$ и $CBM@FAIR$ 1 – 250 МIP и 1 – 500 МIP, соответственно. Методы цифровой обработки сигналов (ЦОС) призваны обеспечить требуемое амплитудное и временное разрешение калориметров. В задачи ЦОС входит выделение слабых сигналов на уровне шума и подавление электронных наводок, что играет большую роль при проведении мюонной калибровки секций адронных калориметров. Ввиду невозможности получения мюонных пучков в обозначенных экспериментах, проведение калибровки детекторов возможно только на космических мюонах, что является непростой задачей именно из-за наличия большого количества электронных шумов и наводок в этой области амплитуд и требует для этого разработки специальных методов обработки слабых сигналов. Другой задачей ЦОС является выявление и разделение событий с наложением сигналов (пайлапов), которое возникает при работе в условиях высокой загрузки детекторов.

Форма сцинтилляционного сигнала типично характеризуется нарастающей и спадающей компонентами импульса с длительностями τ_r и τ_d соответственно [99]:

$$A(t) = A(1 - e^{-\frac{t}{\tau_r}})e^{-\frac{t}{\tau_d}}.$$

При этом, зачастую, время τ_r сцинтиллятора оказывается малым, а потому не рассматривается [100]. Фотоны сцинтилляционного сигнала считываются кремниевым фотоумножителем SiPM, состоящим из (в нашем случае) десятков тысяч однофотонных лавинных диодов (SPAD – Single-photon avalanche diode), рабо-

тающих в режиме Гейгера. Каждый SPAD включен последовательно с гасящим резистором, который позволяет гасить развившуюся в SPAD лавину [101].

Сцинтилляционные фотоны детектируются индивидуально каждым SPAD SiPM, а отклик всей системы представляет собой импульс тока, суммарная амплитуда которого пропорциональна общему количеству фотонов, попавших на SiPM. Таким образом, выходной сигнал является сверткой исходного сцинтилляционного сигнала и аппаратной функции SiPM, которая характеризуется RC-компонентой диодного тракта. Без ограничения общности можно утверждать, что итоговый сигнал описывается линейной комбинацией экспоненциальных функций.

На рис.2.1 показан пример сигнала с секции адронного калориметра, полученный на адронном пучке канала T10 ускорителя PS в ЦЕРНе [51]. В этом тесте использовалась плата ADC64s2 [102] с периодом дискретизации 16 нс. Та же самая осциллограмма в увеличенном масштабе показана справа.

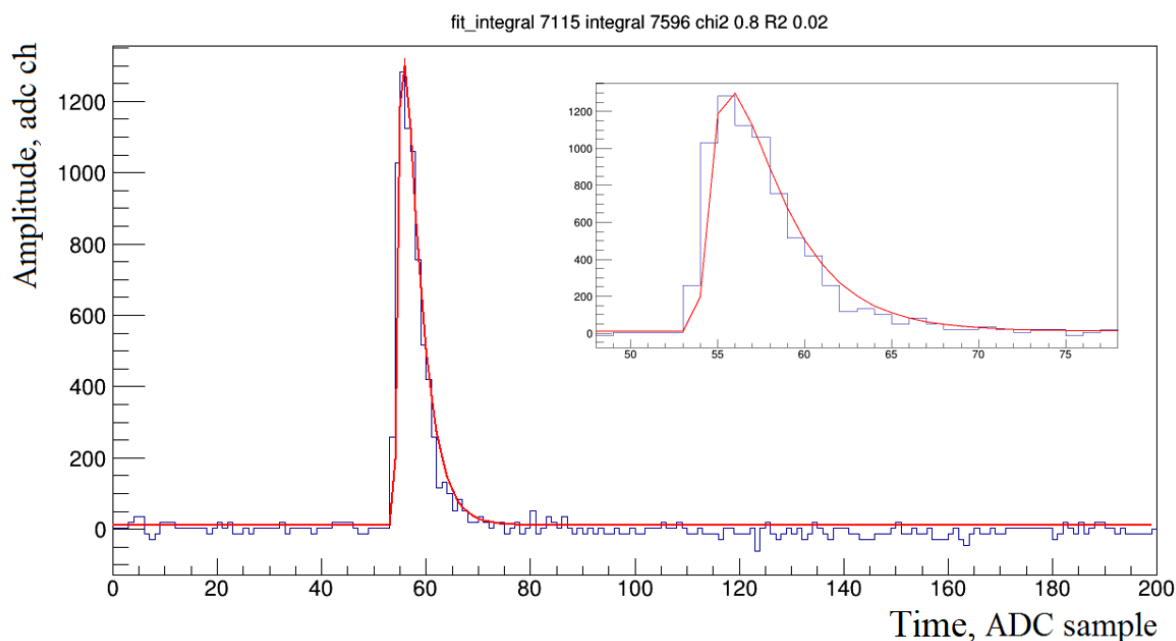


Рисунок 2.1 — Синяя линия: пример осциллограммы, полученной в тесте на адронном пучке с использованием платы ADC64s2. Красная линия: модельная функция, рассчитанная по МНК Прони. Эта же осциллограмма в увеличенном масштабе показана на вставке справа.

2.1 Метод цифровой обработки сигналов по МНК Прони

Метод Прони используется для построения по эквидистантным экспериментальным данным аппроксимационной модели, состоящей из линейной композиции экспоненциальных функций (2.1). Исходная процедура Прони [103] (предложенная бароном де Прони еще в 1795 г.) точно согласует p -членную экспоненциальную модель с $2p$ результатами измерений данных. Современный вариант метода Прони обобщен на модели, состоящие из затухающих синусоид, кроме этого, в нем используется процедура оценивания параметров модели по методу наименьших квадратов для приближенной подгонки модели в тех случаях, когда число точек данных $N > 2p$ — превышает минимально необходимое их число для определения параметров p экспонент. Эта процедура получила название обобщенного метода Прони или метода наименьших квадратов (МНК) Прони [104].

$$\hat{x}[n] = \sum_{k=1}^p A_k \exp[(\alpha_k + j2\pi f_k)(n-1)T + j\theta_k] = \sum_{k=1}^p h_k z_k^{n-1}, \quad (2.1)$$

где $j^2 = -1$, T — период дискретизации. Объекты оценивания: амплитуды экспонент A_k , коэффициенты затухания α_k , гармонические частоты f_k и начальные фазы θ_k . В правой части равенства приведена сокращенная запись через комплексную амплитуду $h_k = A_k e^{j\theta_k}$, которая является независимым от времени параметром, и комплексную экспоненту $z_k = e^{(\alpha_k + j2\pi f_k)T}$, которая, с учетом степени, отражает временную зависимость.

Алгоритм Прони разделен на три основных этапа: первый из них служит для определения параметров линейного предсказания, характеризующих имеющиеся равномерно наблюдаемые экспериментальные значения. Вторым этапом является формирование из полученных параметров линейного предсказания полинома и нахождение его корней. Корни такого характеристического полинома дают оценки коэффициентов затухания α_k и частот синусоидальных членов f_k экспоненциальной модели — показателей экспонент. Третий этап предназначен для нахождения амплитуд и начальных фаз соответствующих экспоненциальных членов модели.

Описанный в [104] МНК Прони метод удобен для анализа сигналов адронных калориметров, его реализация сводится к трем этапам. Суть первых

двух этапов спектрального анализа по МНК Прони заключается в нахождении характерных временных параметров свертки сцинтилляционного канала и аппаратной функции кремниевого фотоумножителя. Эти временные параметры фиксируются, поскольку являются характеристиками измерительного тракта и не меняются от события событию. Третий этап процедуры сводится к формированию в вычислительной памяти векторов коэффициентов, по одному на каждую экспоненциальную функцию. Скалярное произведение этих векторов и записанных дискретизированных сигналов дает на выходе значения амплитуд всех экспоненциальных компонентов модели. Таким образом, каждой осциллограмме дается в соответствие композиция экспоненциальных функций, наилучшим образом описывающая исходную осциллограмму.

Заключительный шаг состоит в определении качества процедуры: насколько хорошо модель из композиции экспоненциальных функций описывает исходный сигнал. В качестве меры используется коэффициент детерминации R^2 [105], показывающий, какую долю дисперсии случайной величины (в нашем случае амплитуды) описывает сопоставляемая ей модель.

2.2 Проверка качества ЦОС по критерию R-квадрат

Для оценки качества построенной модели описания сигнала используется коэффициент детерминации [105]. По определению коэффициент детерминации отражает долю дисперсии зависимой переменной, объясняемую рассматриваемой моделью. Коэффициент детерминации часто используется с регрессионными моделями и связан со статистикой Фишера. Коэффициент детерминации определяется следующим выражением:

$$R^2 = 1 - \frac{\sigma^2}{\sigma_x^2} \approx 1 - \frac{RSS}{TSS}, \quad (2.2)$$

где RSS (Residual Sum of Squares) — сумма квадратов регрессионных остатков и TSS (Total Sum of Squares) — общая дисперсия:

$$RSS = \sum_{n=1}^N (x[n] - \hat{x}[n])^2, \quad TSS = \sum_{n=1}^N (x[n] - \bar{x})^2. \quad (2.3)$$

Здесь $x[n]$ and $\hat{x}[n]$ — фактические и расчетные значения объясняемой переменной, соответственно; \bar{x} — выборочное среднее: $\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N x[n]$.

Поскольку в реальных практических случаях число параметров, используемых для построения моделей, может варьироваться в широких пределах, принято применять скорректированный коэффициент детерминации, в определении которого используются несмещённые оценки дисперсий:

$$R_{adj}^2 = 1 - \frac{RSS/(N - \lambda)}{TSS/(N - 1)} = 1 - (1 - R^2) \frac{N - 1}{N - \lambda}, \quad (2.4)$$

где N — число измерений, λ — количество параметров.

На практике, однако, удобнее оперировать величиной $\widehat{R}_{adj}^2 = \frac{RSS/(N-\lambda)}{TSS/(N-1)}$, которая, таким образом, определяет долю дисперсии зависимой переменной, необъяснимую рассматриваемой моделью. При таком построении события, хорошо аппроксимированные моделью, будут сгруппированы возле нуля \widehat{R}_{adj}^2 .

Шумы, сигналы с электрической наводкой и события с наложением сигналов плохо описываются моделью из двух экспонент, что позволяет надежно отделить их от истинных сигналов. На рис.2.2 представлена зависимость коэффициента детерминации от заряда сигнала. Под зарядом сигнала здесь понимается площадь под осциллограммой сигнала. События с электрическими наводками выделяются в отдельную группу и не участвуют в дальнейшем анализе.

На рис.2.3 показаны распределения зарядов сигнала, полученные в тестах модулей калориметра VM@N, оснащенных кремниевыми фотоумножителями Hamamatsu MPPC S12572-010P [92], с космическими мюонами. Синяя и красная линии соответствуют заряду сигнала, рассчитанному по исходным осциллограммам и по модельному описанию сигналов экспоненциальными функциями, соответственно. Зеленым цветом показано распределение зарядов, посчитанных по модельному описанию сигналов экспоненциальными функциями, для группы сигналов с коэффициентами детерминации, не превышающими 0.1. Те же распределения показаны в увеличенном масштабе во вставке справа. Сигналы от мюонов, отобранные с использованием критерия $\widehat{R}_{adj}^2 < 0.1$, образуют заметный пик в распределении, эффективно отсеивая шумовые срабатывания.

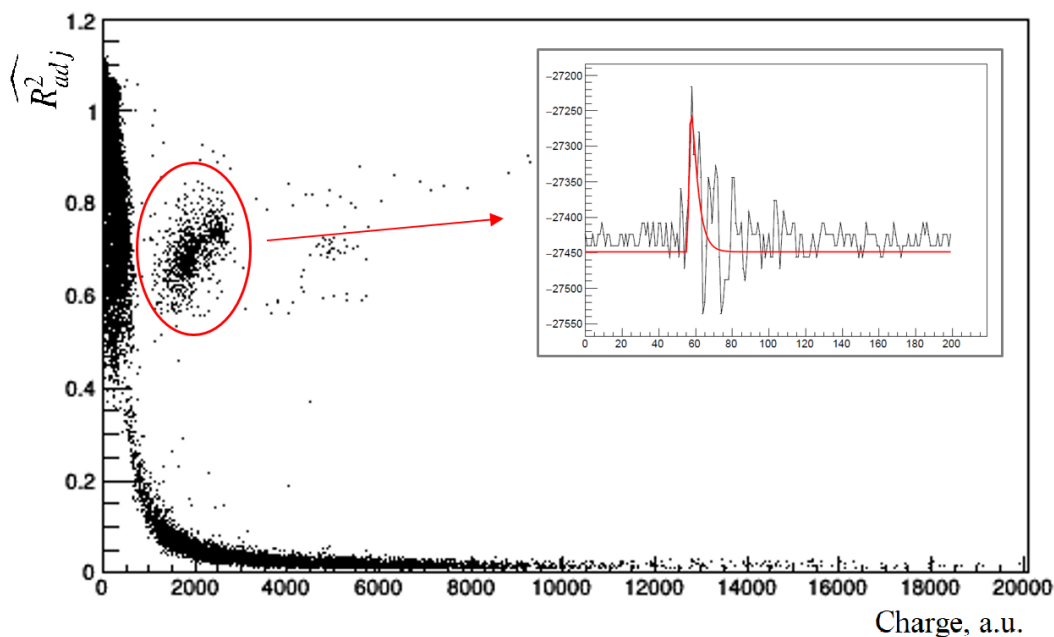


Рисунок 2.2 — Зависимость коэффициента детерминации от заряда сигнала. Истинные события расположены вблизи нуля коэффициента детерминации, группа событий с небольшим значением заряда и большим значением коэффициента детерминации соответствует шумовым срабатываниям, красным выделена группа событий с электрической наводкой. Пример осциллограммы с электрической наводкой приведен на вставке.

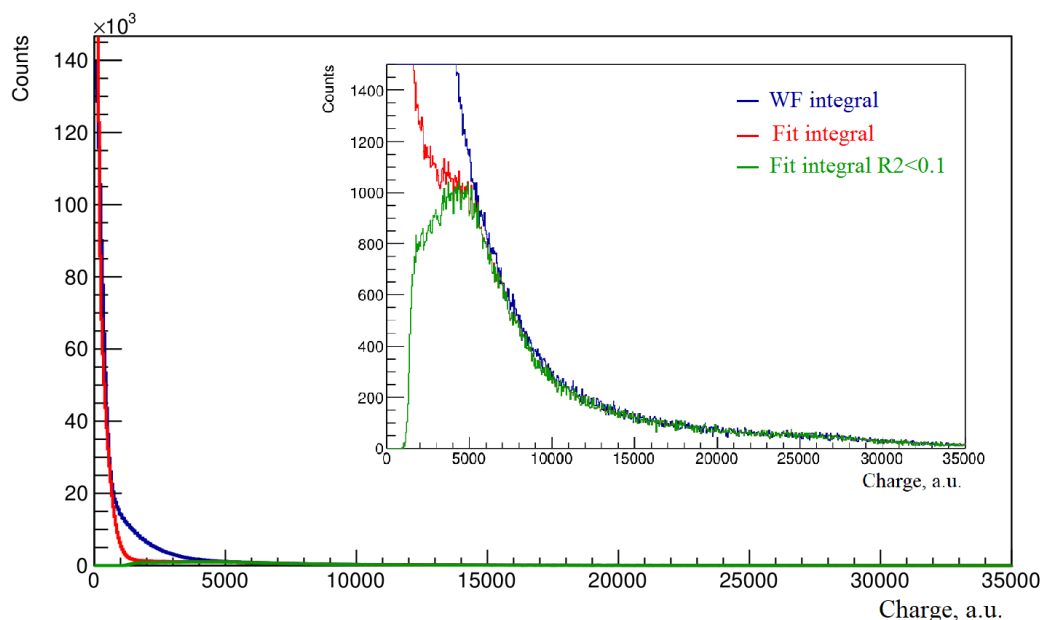


Рисунок 2.3 — Распределение заряда сигнала для разных методов подсчета величины заряда. Синим: заряд исходной осциллограммы, красным: заряд модельной функции, зеленым: заряд модельной функции с отбором $\widehat{R}_{adj}^2 < 0.1$. На вставке эти распределения показаны в увеличенном масштабе.

2.3 Метод цифровой обработки сигналов при помощи полосового фильтра

Максимальная плановая частота взаимодействий, при которой заявлено функционирование калориметра PSD в эксперименте CBM, составляет $\nu = 1$ МГц. Принимая во внимание длительность импульсов калориметра PSD, составляющих порядка $\tau = 200$ нс, простая оценка [106] дает при такой частоте взаимодействий долю событий с наложениями сигналов $P = 1 - e^{-2\nu\tau} = 33\%$ событий. Такая оценка была подтверждена в экспериментальных данных, набранных прототипом адронного калориметра — mPSD (miniPSD) в эксперименте mCBM (miniCBM) в июле 2021 в столкновениях ядер кислорода в никелевой мишени при энергии налетающих ядер 2 АГэВ. Эксперимент mCBM [107] является предшественником эксперимента CBM, его цель состоит в испытаниях прототипов детекторных систем CBM и их электроники, а также их интеграция в общую систему сбора данных. Эксперимент CBM нацелен на работу при высокой частоте ядерных взаимодействий, что рождает ряд трудностей для детекторных систем. При работе с прототипом калориметра PSD во время тестового сеанса mCBM по столкновениям $O+Ni@2AГэВ$ было показано [42], что, из-за ограничений полосы пропускания протокола передачи данных GBT (Gigabyt Transiever), передача целиком осциллограмм всех каналов полного детектора PSD будет невозможна. Таким образом, в будущем необходимо реализовать алгоритм обработки сигналов на уровне ПЛИС (Программируемая логическая интегральная схема). Также наблюдался дрейф нулевого уровня (базовой линии) при высоких нагрузках детектора. Кроме того, при частоте взаимодействий около 1 МГц наблюдалась большая доля событий с наложениями сигналов $\sim 36\%$ [42]. Далее для события с наложением сигналов используется термин пайлап (pileup).

Для уменьшения доли пайлапов было предложено использовать цифровой полосовой фильтр с конечной импульсной характеристикой. Полосовой фильтр предназначен для выделения рабочей полосы частот, которой очерчиваются границы спектра измеряемых сигналов. При разработке полосового фильтра экспериментально был выбран диапазон от 2 до 25 МГц. При таком выборе полосы пропускания удалось добиться сокращения характерной длительности сигнала (200 нс) до 60 нс за счет подавления наиболее низкочастотных составляющих. Срез частотного спектра ниже 2 МГц устраняет также низкочастотные колебания, включая дрейф базовой линии, а срез спектра выше 25 МГц устраняет

высокочастотные шумовые составляющие. На верхней части рис.2.4 показана осциллограмма сигнала mPSD, полученного на физическом сеансе с частотой дискретизации АЦП 80 МГц. На нижнем левом изображении показан частотный спектр сигналов, полученный быстрым преобразованием Фурье (БПФ), а выбранная полоса частот выделена пунктирной линией. Коэффициенты ядра фильтра получены для выбранной полосы пропускания по алгоритму Паркса-МакКлеллана [108]. Частотная характеристика разработанного фильтра показана в правой нижней части рис.2.4, там же на вставке приведен сам цифровой фильтр. Ядро разработанного фильтра состоит всего из 11 компонентов, что делает возможным реализовать его на уровне ПЛИС.

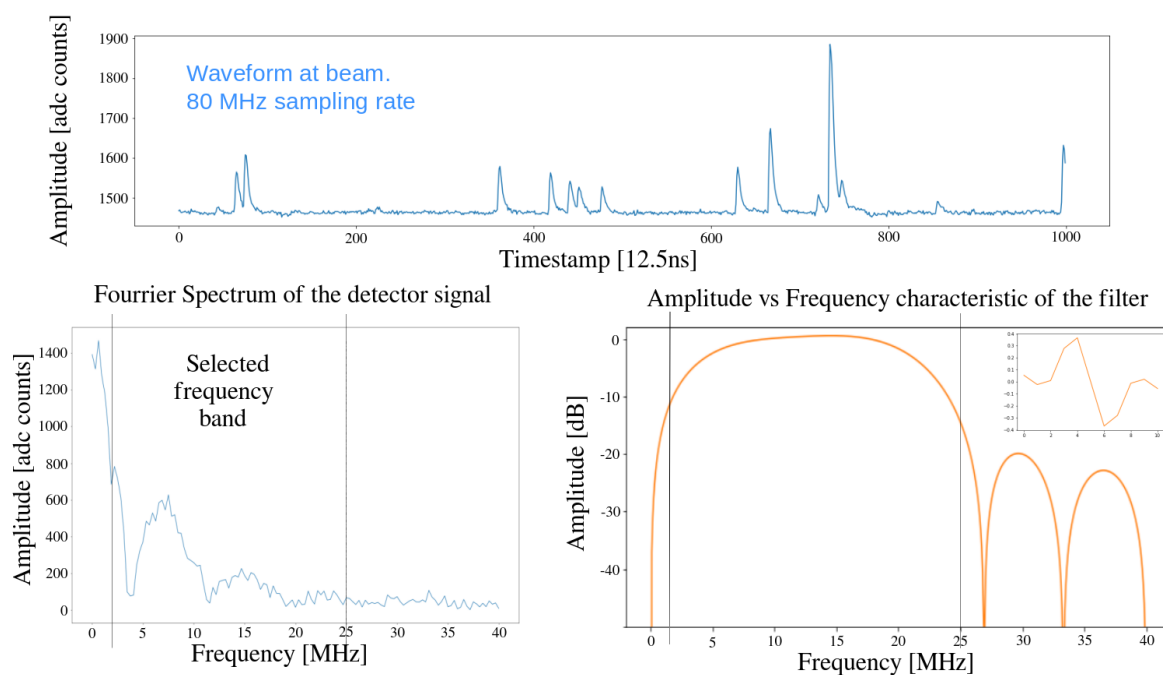


Рисунок 2.4 — Сверху: осциллограмма одного канала mPSD, данные физического сеанса. Внизу слева: Фурье-спектр сигнала детектора и выбранная полоса частот. Внизу справа: амплитудно-частотная характеристика разработанного фильтра.

Иллюстрация работы фильтра — чувствительности к сигналам малой амплитуды и разрешения фильтром пайлапов приведены в работе [42]. Показано, что чувствительность к слабым сигналам сохраняется, а для разрешения пайлапов необходимо, чтобы сигналы отстояли друг от друга более чем на 60 нс. Такое значение было получено, поскольку фильтр спроектирован так, чтобы быть максимально чувствительным к переднему фронту сигналов калориметра, который составляет примерно 60 нс. Тем самым, разработанный цифровой фильтр позволяет уменьшить долю событий с перекрывающимися сигналами. Применение разработанного фильтра к данным, полученным на mCBM, показало снижение

доли пайлапов с 36% до 10% событий при частоте взаимодействий 1 МГц. Кроме того, он позволяет отфильтровать низкочастотные флуктуации, такие как дрейф базовой линии, и подавить высокочастотный шум.

2.4 Выводы

В данной главе представлены разработанные автором диссертации методы цифровой обработки сигналов с передних адронных калориметров экспериментов $VM@N$ и $СВМ$. Разработанные методы ЦОС необходимы для обеспечения требуемого функционирования адронных калориметров, которое осложняется наличием электронных шумов и наводок при регистрации сигналов малой амплитуды, а также возникающими в условиях большой загрузки детектора наложениями сигналов. Метод на основе МНК Прони позволяет сопоставить сигналам калориметров модель из композиции экспоненциальных функций. С применением критерия оценки качества модели — коэффициента детерминации — этот метод позволяет эффективно отсекал шумы и наводки электроники, а также выявлять события с наложениями сигналов, не требуя при этом больших вычислительных мощностей. Метод уже используется в эксперименте $VM@N$. Также, предложено использовать цифровой полосовой фильтр с конечной импульсной характеристикой для адронного калориметра эксперимента $СВМ$ с целью снижения доли событий с наложениями в условиях большой загрузки этого детектора, которая наблюдается на высокоинтенсивных пучках тяжелых ядер. Спроектированный полосовой фильтр позволяет устранить низкочастотные компоненты спектра (включая дрейф базовой линии), что приводит к сокращению характерной длительности сигнала. Срез верхней части спектра устраняет высокочастотные шумовые составляющие. Малое ядро фильтра позволит в дальнейшем реализовать его на уровне ПЛИС, что важно в эксперименте $СВМ$, поскольку ожидаемые загрузки канала передачи данных не позволят передавать оцифрованные сигналы целиком для полного калориметра PSD. Применением разработанного фильтра удалось добиться снижения доли событий с наложением сигналов с 36% всех событий до 10% всех событий при частоте взаимодействий 1 МГц.

Глава 3. Разработка программного обеспечения для онлайн и офлайн обработки данных передних адронных калориметров экспериментов $BM@N$ и $CBM@FAIR$

Сбор, хранение, обработка и анализ экспериментальных и смоделированных данных являются неотъемлемой частью современных экспериментов физики высоких энергий. Для этой цели в экспериментах $BM@N$ и $CBM@FAIR$ используются, соответственно, программные пакеты `BmnRoot` [109] и `CbmRoot` [110]. Единым «фундаментом» для них является написанный на языке C++ программный комплекс (фреймворк) `CERN ROOT` [111], который дополняется необходимым функционалом фреймворка `FairRoot` [112] для моделирования и анализа физических процессов внутри детекторов.

3.1 Разработка программного обеспечения для адронного калориметра эксперимента $BM@N$

Чтобы наглядно описать функционал разработанного программного обеспечения (ПО), нужно обозначить его положение в архитектуре [113] онлайн- и офлайн-обработки данных эксперимента $BM@N$. Поток данных начинается с выбора (в соответствии с текущей экспериментальной программой) триггерной системой события столкновения частиц. По триггерному сигналу детекторы установки формируют «сырые» фрагменты данных, которые затем компонуется Сборщиком Событий системы сбора данных (`Data Acquisition System, DAQ`) в события и временно сохраняются в распределенной кластерной системе хранения. Эта система хранения позволяет операторам контролировать качество данных с помощью онлайн-системы гистограммирования и графического монитора событий. После передачи данных в постоянное хранилище необработанные данные преобразуются в офлайн режиме в формат `CERN ROOT`. Этот этап носит название оцифровка данных — производится конвертация «сырых» бинарных файлов в промежуточный формат, в котором пособытийно в виде массивов хранятся оцифрованные срабатывания элементарных компонент детекторов. Под элементарным компонентом детектора здесь понимается такой малый его элемент, который под-

ключен к одному каналу считывающей электроники. Для адронного калориметра это секция, для трекового детектора это элемент, в котором зарегистрирован хит, и т.д. Затем данные передаются на реконструкцию событий, после чего реконструированные данные используются в различных задачах физического анализа. Обработка экспериментальных и модельных данных ведется на распределенных вычислительных системах проекта NICA. Текущая схема обработки данных, на примере действующего эксперимента VM@N проекта NICA, показана на рис.3.1 [114]. Средняя скорость передачи данных составляет 100 Гб/с [115].

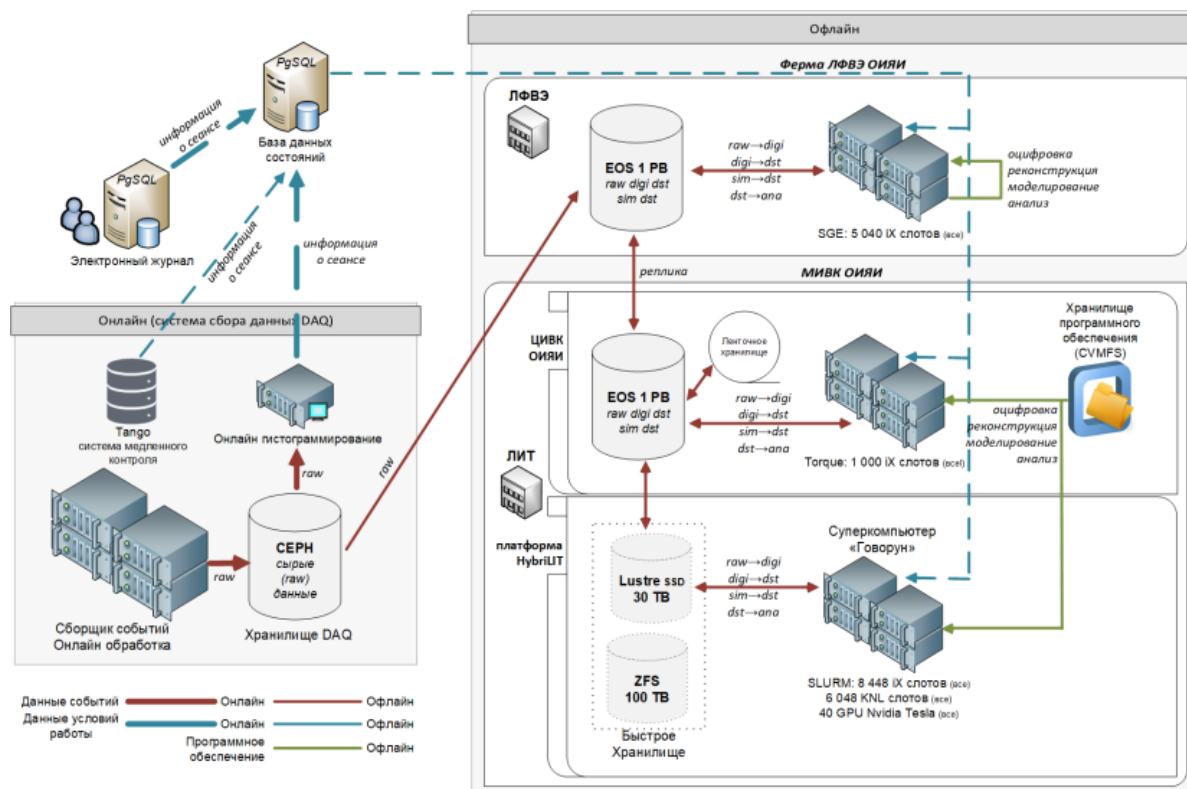


Рисунок 3.1 — Схема распределенной обработки экспериментальных данных эксперимента VM@N [114].

Разработанное ПО выполняет в описанном цикле обработки данных задачи оцифровки и реконструкции данных калориметра FNCal, следуя концепции объектно-ориентированного программирования. Для этого во фреймворке VmnRoot автором диссертации созданы:

1. Конфигурационный файл, необходимый для указания задействованных идентификаторов электронных плат считывания сигналов и организации связи каналов данных электронных плат с физическими элементами детектора. Такие конфигурационные файлы служат как карта каналов и направлены, в частности, на предоставление информации о геометрии детектора.

2. Калибровочный файл, содержащий в себе информацию, позволяющую выровнять отклики элементов детектора. В этих файлах приведены калибровочные параметры для каждого элементарного компонента детектора.
3. Абстрактный класс, служащий для описания срабатывания элементарного компонента детектора. Данный класс несет в себе информацию об адресе срабатывания и поля, характеризующие само срабатывание непосредственно (амплитуда, время и т.д.). Адрес срабатывания представляет собой 32 битное беззнаковое поле, в котором закодированы индекс детектора (в соответствии с идентификатором детектора в списке детекторов в VmnRoot) и информация о геометрическом положении элементарного компонента детектора. Такой уровень абстракции позволяет проектировать класс для хранения данных конкретного детектора путем наследования от абстрактного родительского класса. Это позволяет оставлять единым исходное «ядро», дополняя его специфической для каждого детектора индивидуальной функциональностью. В частности, для хранения оцифрованных данных детектора FNCal был разработан класс, наследующий от упомянутого абстрактного родительского класса.
4. Программный модуль преобразования сырых срабатываний электроники в объекты описанного выше класса. Этот программный модуль отвечает за чтение конфигурационных и калибровочных файлов, а также за этап оцифровки, предоставляя для каждого события как выходную информацию массив объектов класса оцифрованных данных детектора FNCal. На этапе оцифровки, из потока декодированных данных в соответствии с идентификаторами плат электроники, указанными в конфигурационном файле, выбираются данные конкретного детектора.
5. Единый для смоделированных и экспериментальных данных конфигурационный файл реконструкции, содержащий информацию для отсеивания шумовых срабатываний детектора на этапе реконструкции.
6. Класс для хранения данных детектора после этапа реконструкции. Данный класс содержит в себе срабатывания всех элементарных компонентов детектора, прошедших отбор на этапе реконструкции. Объект класса характеризует отклик детектора FNCal в отдельно взятом событии.

7. Программный модуль реконструкции данных в объекты описанного выше класса. Этот программный модуль отвечает за чтение конфигурационного файла реконструкции и компоновку срабатываний элементарных компонентов детектора в объект описанного выше класса с учетом параметров отбора. На этапе реконструкции экспериментальные и смоделированные данные сводятся к единому формату хранения данных.

Графическое представление созданного ПО показано на рис.3.2. Стоит отметить, что данная структура программного обеспечения одинакова для всех передних детекторов эксперимента VM@N, разработанных и изготовленных в ИЯИ РАН, что позволяет осуществлять его поддержку, модификацию, обновление и оптимизацию более эффективно.

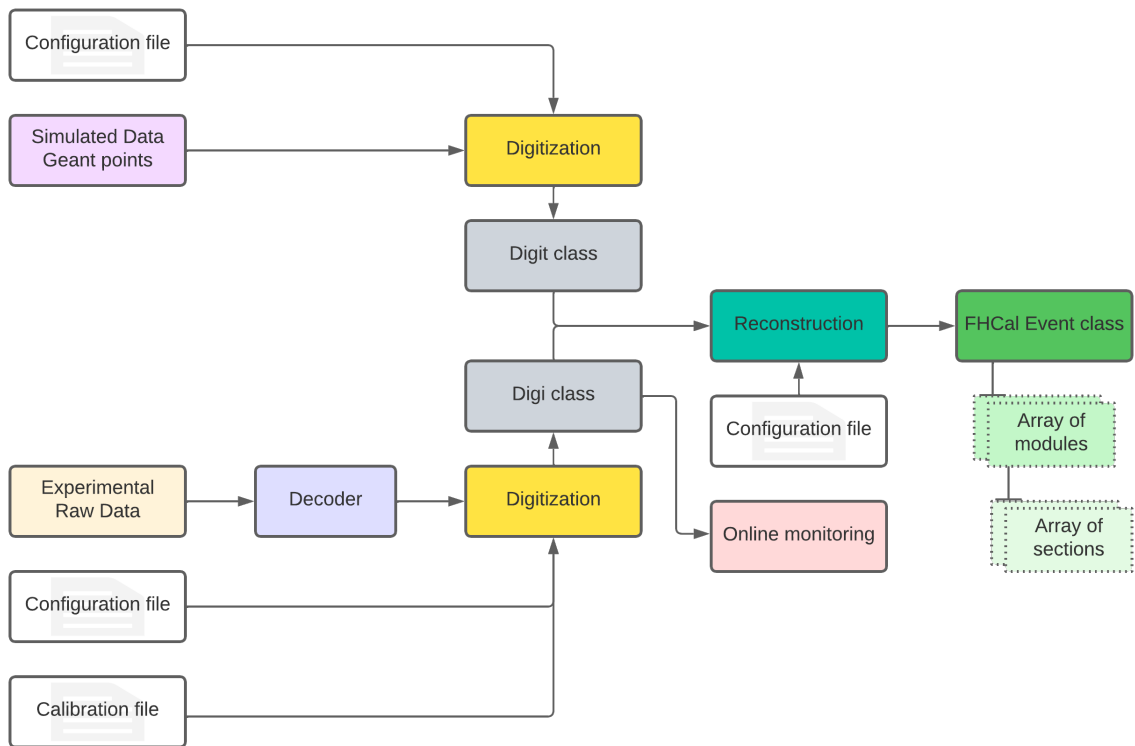


Рисунок 3.2 — Блок-схема созданного программного обеспечения детектора FHCAL.

3.2 Разработка программного обеспечения для адронного калориметра эксперимента CBM@FAIR

В схеме обработки данных эксперимента CBM можно выделить те же ключевые этапы. В ней предусмотрены онлайн-система гистограммирования, этапы оцифровки и реконструкции данных всех детекторных подсистем, при этом обработка экспериментальных и модельных данных также должна вестись на распределенных вычислительных системах. Однако, имеются и принципиальные различия, связанные в первую очередь с тем, что эксперимент CBM является бестриггерным экспериментом, что диктуется высокой частотой ядерных взаимодействий, достигающей 10 МГц. Остановимся на этом подробнее: схема системы сбора данных эксперимента CBM представлена на рис.3.3.

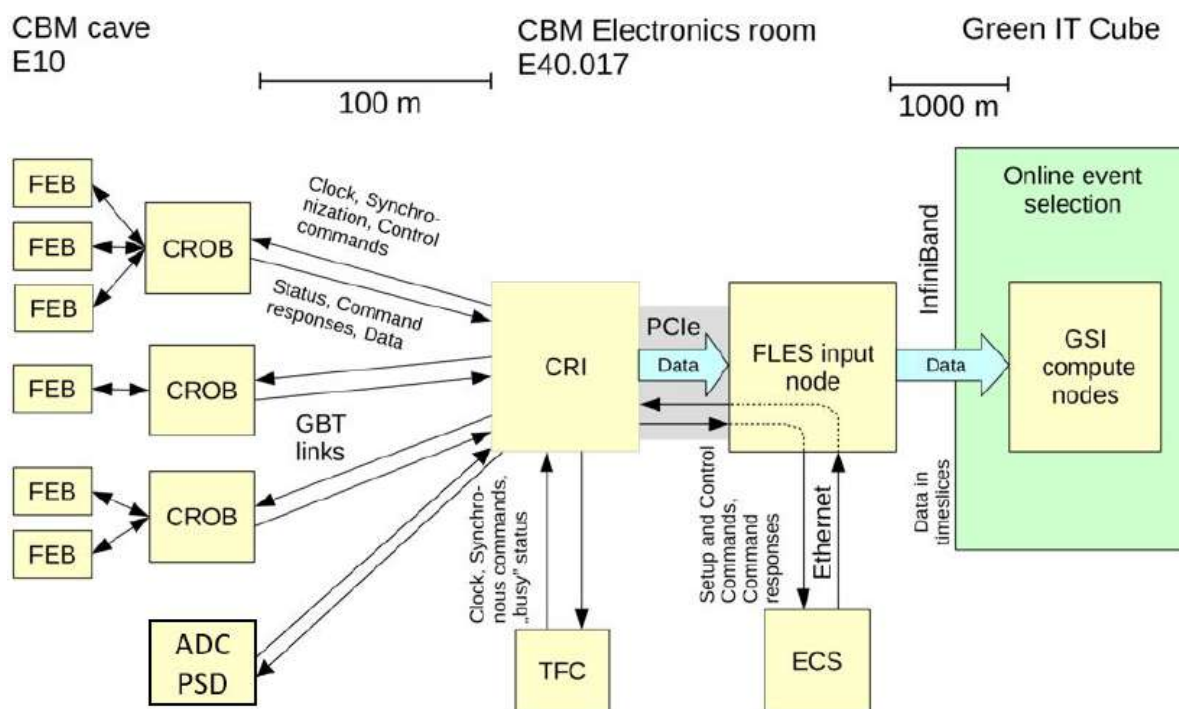


Рисунок 3.3 — Схема системы сбора данных эксперимента CBM [116].

Решение на запись будет приниматься системой FLES (First Level Event Selector) [117], которая представляет собой распределенный вычислительный кластер. Для передачи данных с детекторных систем CBM на узлы кластера используются платы CRI (Common Readout Interface) [116]. Большинство детекторных систем используют соединение GBT (Gigabit Transceiver), чтобы передавать данные с входной электроники (CROB — Common ReadOut Boards) [118] детекторных систем на плату CRI. Система TFC (Timing and Fast Control) [119]

обеспечивает синхронизацию тактовых сигналов для всех плат CRI эксперимента СВМ и обеспечивает каждую детекторную систему синхронными временными метками, относительно которых выполняется измерение времени события. Управление системой сбора данных и детекторной электроникой выполняет система ECS (Experiment Control System). Детекторная электроника управляется по протоколу GBT [120] платой CRI, которая, в свою очередь, управляется по шине PCIe [121].

Система FLES спроектирована как высокопроизводительный вычислительный кластер и предназначена для реконструкции и сортировки данных. Узлы кластера подключены к сети по высокоскоростному протоколу (InfiniBand network), они разделены на два типа: входные и вычислительные узлы. Входные узлы обеспечивают сбор детекторных данных и их предварительную обработку в ПЛИС, а вычислительные узлы обеспечивают только обработку данных. Входные узлы подключены непосредственно к детекторам и располагаются рядом с детекторной установкой на расстоянии не более 100 м от нее. Вычислительные узлы FLES являются частью общего вычислительного кластера комплекса FAIR, расположенного в дата-центре «Green IT Cube». Каждый входной узел FLES подключен к основному кластеру FLES по высокоскоростному сетевому каналу класса InfiniBand длиной около 1000 м. Такая топология вычислительной системы позволяет сократить общую длину линий передачи данных. Архитектура системы FLES предполагает пропускную способность потока входных данных до 1 ТБ/с.

Детекторные данные, переданные в систему FLES, собираются во временные контейнеры («timeslice»), каждый из которых содержит информацию со всех детекторных подсистем для определенного периода времени (типичное значение временного периода составляет порядка микросекунды). Временные контейнеры затем распределяются по всем узлам вычислительного кластера для одновременной обработки. При этом временные контейнеры формируются с небольшим перекрытием, чтобы избежать потери данных в том случае, если событие приходится на границу временного контейнера. Задача вычислительного узла — сформировать решение на запись временного контейнера. Для этого над данными проводятся операции оцифровки и реконструкции, при этом реконструкция производится в четырехмерном пространстве-времени. При обнаружении представляющего интерес признака либо необработанные данные (сам временной контейнер), либо частично реконструированные данные формируются для хранения и отправляются на запись для дальнейшего более подробного офлайн-

анализа. Преимущество такой концепции системы сбора данных состоит в том, что физический сигнал любой сложности может использоваться для отбора событий, что позволяет легко добавлять новые критерии выбора, не заложенные в первоначальном проекте. Другое преимущество этого подхода заключается в том, что в такой системе не существует «мертвого времени считывания», до тех пор пока транспортная сеть и глубина буфера на каждом уровне считывания имеют правильные размеры. Такая концепция позволяет достичь высокой частоты взаимодействий на уровне 10 МГц.

Обозначенная концепция системы сбора данных была опробована в эксперименте mCBM — предшественнике эксперимента CBM, который включает в себя прототипы всех его детекторных подсистем с их считывающей электроникой. В экспериментальных сеансах mCBM принимал участие прототип mPSD, представляющий собой один модуль адронного калориметра PSD, снабженный считывающей электроникой. В рамках подготовки к экспериментальным сеансам mCBM автором данной диссертационной работы были разработаны и внедрены в фреймворк CbmRoot программные модули, ответственные за считывание и хранение информации детектора mPSD. Были созданы:

1. Конфигурационный файл, необходимый для указания задействованных идентификаторов электронных плат считывания сигналов и организации связи каналов данных электронных плат с физическими элементами детектора. Такие конфигурационные файлы служат как карта каналов и направлены, в частности, на предоставление информации о геометрии детектора.
2. Калибровочный файл, содержащий в себе информацию, позволяющую выровнять отклики секций адронного калориметра. В этих файлах приведены калибровочные параметры для каждого элементарного компонента детектора.
3. Файл битовой структуры данных детектора и программный модуль его чтения. В этом файле содержатся битовые маски, по которым из буфера данных осуществляется чтение специальных меток начала и конца передаваемых данных, заголовочных данных и информации о срабатываниях каналов детектора. Метки служат для проверки целостности передаваемых данных.
4. Класс, служащий для описания срабатывания секции адронного калориметра. Данный класс несет в себе информацию об адресе срабатывания

и поля, характеризующие само срабатывание непосредственно (амплитуда, время и т.д.). Адрес срабатывания представляет собой 32 битное беззнаковое поле, в котором закодированы индекс детектора (в соответствии с идентификатором детектора в списке детекторов в CbmRoot) и информация о геометрическом положении срабатывания.

5. Программный модуль преобразования сырых срабатываний электроники в объекты описанного выше класса. Этот программный модуль использует модуль чтения битовой структуры данных детектора и отвечает также за чтение конфигурационных и калибровочных файлов. Модуль реализует этап оцифровки, предоставляя как выходную информацию массив объектов класса оцифрованных данных детектора PSD.
6. Программный модуль онлайн мониторинга качества полученных с детектора данных. Этот программный модуль использует модуль чтения битовой структуры данных детектора, конфигурационный и калибровочный файлы. Его задача — обеспечить в режиме реального времени средство проверки отправляемых детектором данных. Модуль реализован через THttpServer [122] интерфейс и управляется оператором в веб-браузере.

Созданное ПО было задействовано при проведении экспериментальных сеансов эксперимента mCBM, в которых оно показало свою работоспособность. Иллюстрация работы созданного программного модуля онлайн мониторинга данных во время экспериментального сеанса O+Ni@2AГэВ приведена на рис.3.4. Две верхние гистограммы отслеживают индексы сработавших каналов, позволяя проверить наличие дефектов каналов электроники, кабелей и т.д. Индексы соответствуют секциям mPSD; к последнему каналу был подключен внешний источник, служивший для проверки синхронизации между детекторными системами mCBM. На нижней левой гистограмме показано распределение энергии в секциях PSD. Основная часть энергии выделяется в двух первых секциях калориметрического модуля. На нижнем правом графике отслеживается изменение размера временного контейнера данных. Отклонение от константы свидетельствовало бы о нарушении целостности данных.

По итогам проведенного экспериментального сеанса была установлена синхронность данных mPSD и остальных подсистем mCBM [42], было получено хорошее согласие с моделированными данными откликов секций mPSD. На рис.3.5 показано отношение распределений выделенной энергии в первой секции

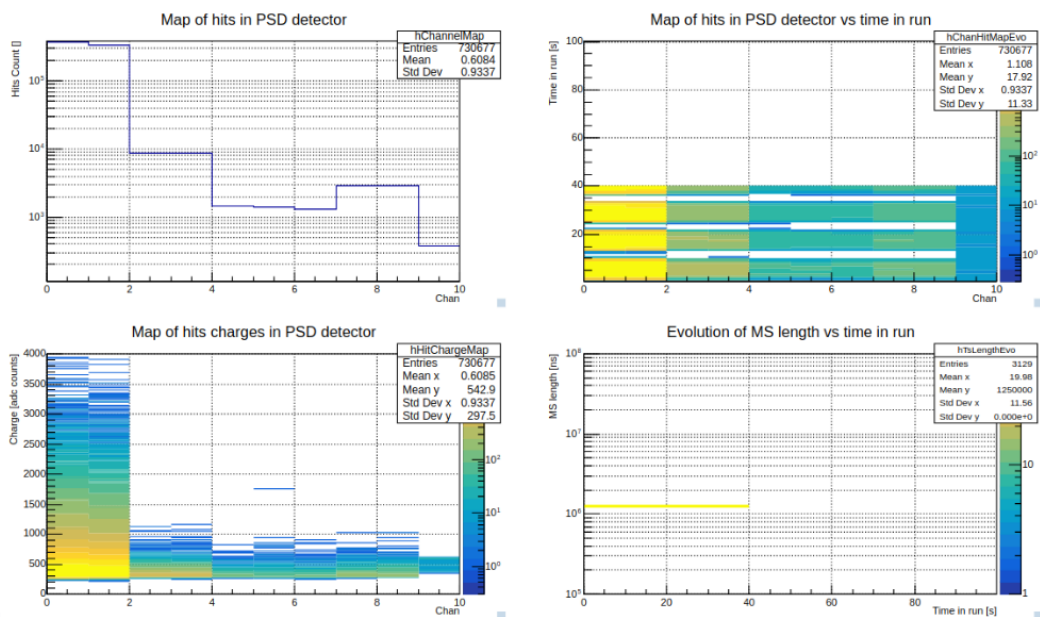


Рисунок 3.4 — Программный модуль мониторинга данных. Пояснения в тексте.

mPSD в моделированных (GEANT4) и экспериментальных данных для соударений $O+Ni@2AГэВ$, при этом из рассмотрения исключены события с наложением сигналов. Красной линией отмечена единица – идеальное совпадение спектров. Превышение единицы в области энергий меньших 5 МэВ вызвано тем, что в моделированных minimum bias данных отсутствует порог на выделенную энергию в секции. Эта область энергий, меньших 1 MIP (=5 МэВ), находится вне динамического диапазона калориметра PSD. Распределения выделенной энергии вне этой области находятся для моделированных и экспериментальных данных в хорошем согласии.

3.3 Выводы

Для адронных калориметров экспериментов VM@N и CBM было создано программное обеспечение, предназначенное для чтения-записи данных на этапах оцифровки и реконструкции. Для экспериментов VM@N и CBM был также создан программный модуль онлайн мониторинга данных этих калориметров, использующийся во время экспериментальных сеансов для контроля качества отправляемых детектором данных. Программное обеспечение реализовано на языке C++ следуя концепции объектно-ориентированного программирования и внедрено в использующиеся в экспериментах фреймворки VmnRoot и CbmRoot. Все

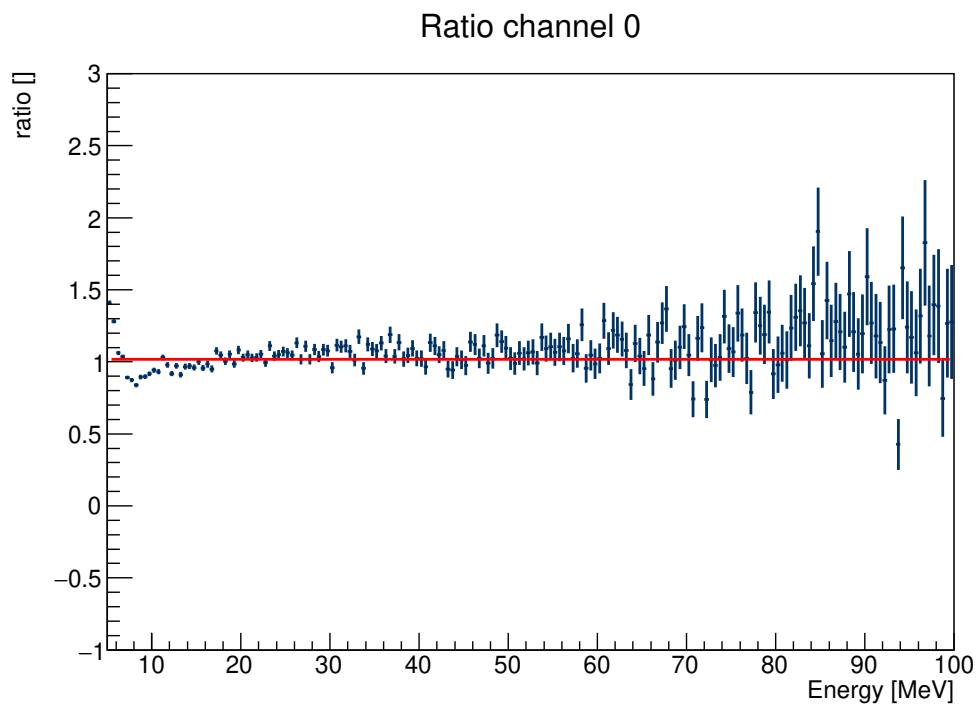


Рисунок 3.5 — Отношение спектров выделенной энергии в первой секции mPSD в моделированных (GEANT4) и экспериментальных данных для соударений $O+Ni@2AГэВ$.

созданное программное обеспечение прошло проверку в экспериментальных сеансах экспериментов $BM@N$ и $mCBM$. Программное обеспечение находится в открытом доступе в репозиториях `bmnroot` [123] и `cbmroot` [124].

Глава 4. Выравнивание откликов секций адронного калориметра на космических мюонах

Перед набором физических экспериментальных данных необходимо произвести выравнивание откликов секций адронного калориметра, различия между которыми могут быть вызваны разницей в длине использованного оптоволокна, оптическом контакте плат FEE с оптическими коннекторами модулей и возможным разбросом значений коэффициентов усиления кремниевых фотоумножителей. Для проведения процедуры выравнивания удобно использовать пучки мюонов, как минимально ионизирующие частицы (MIP — minimum ionising particles). Такая процедура используется в эксперименте NA61/SHINE, в котором доступны пучки вторичных протонов и заряженных пионов. Последние, распадаясь, образуют мюоны, проходящие материал адронного калориметра параллельно оси пучка. При этом детекторы MPSD и FPSD в эксперименте NA61/SHINE снабжены подвижными платформами, что позволяет провести серию наборов данных, последовательно подставляя под пучок все модули адронных калориметров. Однако, подобной возможности лишены эксперименты BM@N, MPD@NICA и CBM@FAIR, ввиду отсутствия вторичных мюонных пучков на их ускорительных комплексах. Это делает мюоны космического излучения единственным источником для проведения процедуры выравнивания откликов секций калориметров. Такая процедура сопряжена с рядом трудностей, поскольку сигналы от космических мюонов имеют сравнительно малую амплитуду, а значит необходимо иметь чувствительный триггер для таких наборов данных и надежно выделять мюонные срабатывания вблизи уровня шума. Кроме того, необходимо принимать во внимание, что космические мюоны могут проходить сквозь материал детектора под всеми возможными углами, выделяя в нем сигналы, пропорциональные толщине пройденного сцинтиллятора. Автором данной диссертации разработан метод калибровки секций модулей калориметра [46], в котором используется реконструкция треков мюонов и последующая коррекция выделенной в секции энергии с учетом толщины пройденного материала, см. рис.4.1.

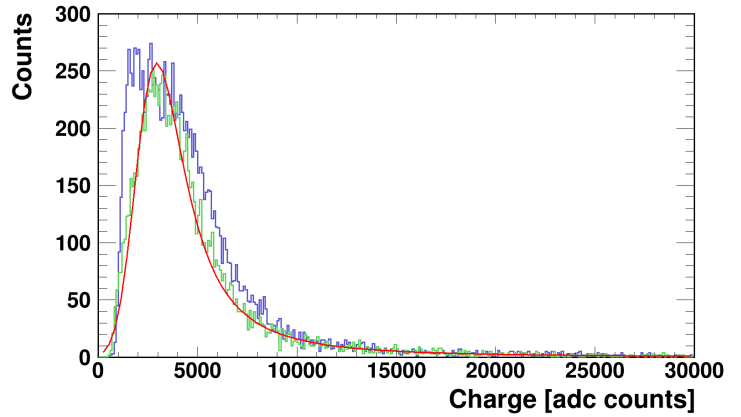
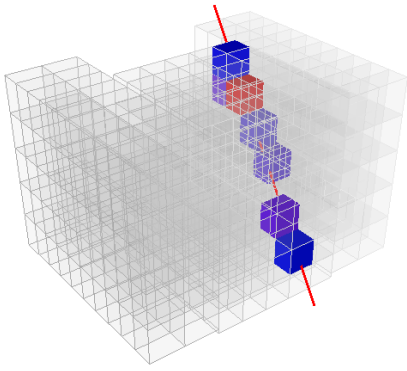


Рисунок 4.1 — Слева: пример реконструированного трека космического мюона, пересекающего материал калориметра FHCAL эксперимента BM@N. Справа: Распределение выделенной энергии в секции адронного калориметра до (показано синим цветом) и после (зеленым цветом) коррекции на положение и угол пересекающих секцию треков. Красная линия: результат фита полученного распределения композицией функций Ландау и Гаусса.

4.1 Реконструкция трека космического мюона в материале детектора

Для реконструкции трека космического мюона используется информация о положениях сработавших секций в пространстве $\vec{r}[n]$ и о выделенной в них энергии $E[n]$. При этом сделано допущение, что в одном событии не может быть зарегистрировано более одного трека. Для устранения из рассмотрения возможных шумовых срабатываний используется критерий оценки качества \widehat{R}_{adj}^2 , см. раздел 2.2 На первом этапе процедуры осуществляется переход в систему отсчета, связанную с положением центра тяжести системы, мерой тяжести в нашем случае служит энергия, выделенная в каждой секции. Координаты секций претерпевают сдвиг на вектор $R_{c.g.}^{\vec{}} = \frac{1}{E_{total}} \sum_{n=1}^N E[n] \vec{r}[n]$.

Трек мюона по построению обязан проходить через центр тяжести системы, поэтому в новой системе отсчета он характеризуется только направляющим вектором \vec{a} . Отыскание вектора \vec{a} построено по методу наименьших квадратов. Задача сводится к максимизации квадратичной формы $\varphi = \sum_{n=1}^N \hat{r}_i a_i \hat{r}_j a_j$ на единичном векторе \vec{a} . Здесь \hat{r}_i — координаты секций в новой с.о. Квадратичная форма максимальна на собственном векторе, отвечающем максимальному собственному значению.

Поиск собственного вектора реализован по методу вращений Якоби [125], который предназначен для вычисления собственных значений и векторов симметричных матриц. Положение центра тяжести системы и направляющий вектор полностью определяют трек мюона в пространстве. Это означает, что, перебирая шесть граней каждой сработавшей секции, можно определить, прошел ли через секцию реконструированный трек, и, если прошел, вычислить толщину пройденного вещества. Информация о толщине пройденного сцинтиллятора используется для подсчета скорректированного значения выделенной энергии, как если бы трек прошел всю секцию насквозь, т.е. через набор из 6 слоев сцинтилляционных пластин, каждая толщиной 4 мм.

На рис.4.1 справа, в качестве примера, показаны распределения выделенной энергии в одной из секций адронного калориметра до и после применения процедуры коррекции. Можно видеть, что распределение скорректированной выделенной энергии имеет ярко выраженный максимум, который соответствует «прямому» прохождению трека космического мюона через секцию. Красным цветом показан фит полученного распределения композицией функций Ландау и Гаусса. Наиболее вероятное значение соответствует 1 МР, что эквивалентно 5 МэВ выделенной энергии в сцинтилляторе толщиной 24 мм (суммарная толщина сцинтиллятора в одной секции).

Были проведены сравнения полученных положений мюонных пиков в секциях калориметра из данных космики и из данных, полученных на тестовом канале транспортировки пучка Т9 ускорителя PS в ЦЕРНе [126]. Измерения проводились на вторичных пучках протонов и пионов с импульсами в диапазоне 2 – 10 ГэВ/с. Заряженные пионы, распадаясь, образуют мюоны, проходящие сквозь модули калориметра параллельно оси пучка, что дает наиболее прямую оценку положения мюонного пика в каждой секции. Идентификация мюонов проводилась с использованием двумерной корреляции между энергией, выделенной в первой половине модуля (первые пять секций) и второй половине модуля (рис.4.2, слева). Энергии, выделенные в половинах модуля при прохождении через них мюона, близки друг к другу и образуют яркое пятно на двумерном распределении. Адроны же теряют основную долю энергии в первой половине модуля. Типичный измеренный спектр выделенной энергии в одной секции при прохождении сквозь нее мюона показан на рис.4.2, справа. Положение пика распределения соответствует, согласно симуляции, мюонным потерям энергии около 5 МэВ в 6 слоях сцинтиллятора общей толщиной 24 мм.

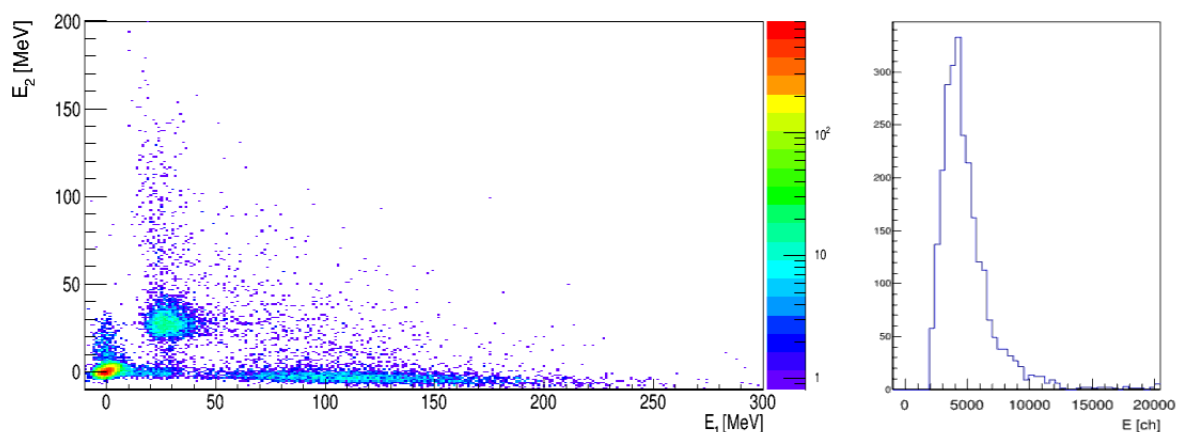


Рисунок 4.2 — Слева: двумерная корреляция между энергией, выделенной в первой половине модуля (первые пять секций) и во второй половине модуля. Справа: амплитудный спектр мюонов в одной секции модуля.

Средняя абсолютная процентная ошибка $MAPE = \frac{100\%}{N} \sum_{n=1}^N |(y_n - \hat{y}_n)/y_n|$ между калибровочными коэффициентами, полученными из данных космики и из пучковых данных, составила 7.4%. В то же время, средняя процентная ошибка $MPE = \frac{100\%}{N} \sum_{n=1}^N (y_n - \hat{y}_n)/y_n$ составила 1.9%. Чтобы оценить статистическую значимость такого отклонения использовался двухвыборочный t-критерий Стьюдента [127] для независимых выборок. В этой постановке задачи нулевая гипотеза заключается в том, что средние по доступной выборке значения калибровочных коэффициентов из пучковых данных и из данных космики равны между собой, в то время как альтернативная гипотеза гласит об обратном. Распределение значений калибровочных параметров в обоих случаях является нормальным. Критерий Стьюдента позволяет сделать вывод о том, отвергать ли нулевую гипотезу, задавшись определенным уровнем значимости p . Это означает, что при превышении значения полученного t-критерия над табличным значением, делается вывод о неверности нулевой гипотезы, при этом в $p\%$ случаев возможно ошибочно отринуть нулевую гипотезу. Значение t-критерия составило 0.8, в то время как критическое значение t-критерия Стьюдента даже при большом уровне значимости $p=0.1$ для такой статистики (90 каналов) составляет 1.662 [128], что свидетельствует о том, что различия между средними значениями двух выборок статистически незначимы.

Полученные значения положений мюонных пиков, в частности, использовались для создания «паспорта» каждого калориметрического модуля. В паспорт заносятся данные о световых выводе, выраженном в фотоэлектронах, и дают характере-

ристку качеству сборки модулей и отклику их секций в абсолютных значениях при прохождении через них минимально ионизирующей частицы. Для этого, дополнительно были измерены отклики фотодетекторов при их облучении короткими вспышками от лазерного источника с различными интенсивностями. Эти измерения позволили установить связь между величиной наблюдаемого сигнала, выраженной в милливольтгах, с величиной сигнала, выраженной в фотоэлектронах. Для этого была использована следующая процедура. Известно, что спектр отклика кремниевого фотоумножителя подчиняется статистике Пуассона, где наблюдается равенство между математическим ожиданием и дисперсией случайной величины, роль которой в данном случае выполняет число зарегистрированных фотоэлектронов. Таким образом, наклон линейной зависимости дисперсии измеренного сигнала от его среднего отражает связь между выходной амплитудой импульса и числом фотоэлектронов, см. рис.4.3 слева. Характерный вид зависимости световыхода, выраженном в фотоэлектронах от номера секции для одного модуля калориметра FHCAL эксперимента BM@N приведен на этом же рисунке справа. Нарастающий тренд зависимости обусловлен уменьшением длины оптоволоконна до фотодетектора с ростом номера секции.

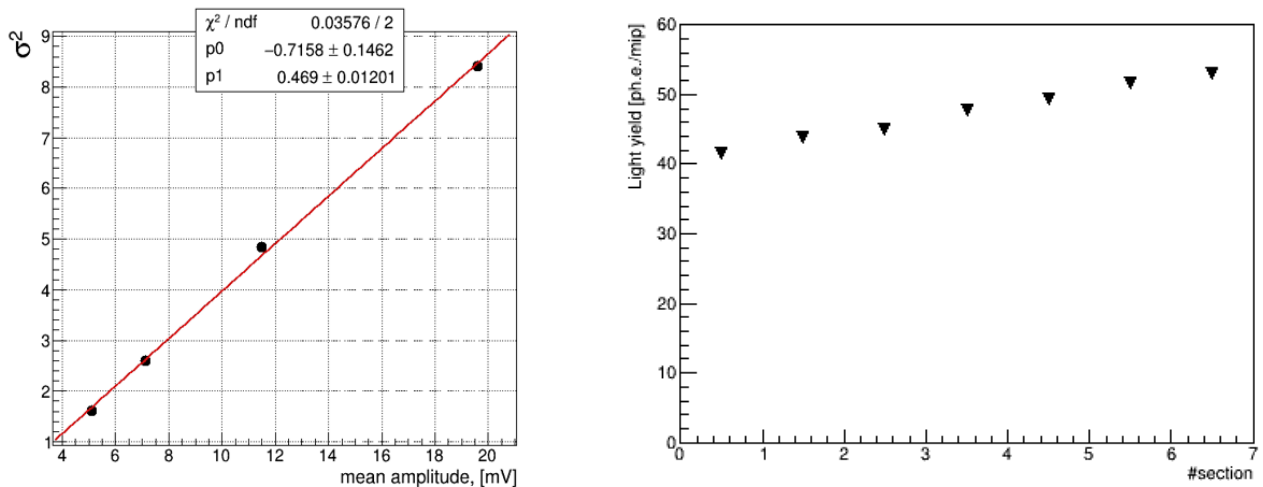


Рисунок 4.3 — Слева: зависимость дисперсии измеренного сигнала от его среднего значения. Справа: зависимость световыхода от номера секции в отдельном модуле калориметра FHCAL.

4.2 Выводы

В этой главе представлен разработанный автором диссертации метод выравнивания откликов секций передних адронных калориметров по мюонам космического излучения. Следует подчеркнуть, что метод выравнивания откликов секций передних адронных калориметров по трекам космических мюонов является единственным способом проведения этой процедуры в экспериментах $BM@N$, $MPD@NICA$ и $CBM@FAIR$ из-за отсутствия вторичных мюонных пучков на их ускорительных комплексах. Использование космических мюонов в качестве источника излучения для выравнивания откликов секций имеет несколько проблем из-за их малой амплитуды сигнала и необходимости учета положения мюонного трека в материале детектора. Предложенный автором метод реконструкции треков космических мюонов, использующий для этого продольную сегментацию модулей калориметра, обеспечивает надежный и эффективный подход к решению этой проблемы.

Глава 5. Методы определения центральности ядро-ядерных столкновений

Как было отмечено, центральность ядро-ядерного столкновения — это степень перекрытия между ядрами в момент столкновения, обычно определяемая как доля геометрического сечения взаимодействия ядер по отношению к полному сечению ядерного взаимодействия для данной сталкивающейся системы. В последующих подразделах этой главы приводится краткое описание применения модели Глаубера для определения центральности на примере эксперимента CBM, и определение центральности по измерению энергии спектаторов передним адронным калориметром в эксперименте NA61/SHINE, а также описываются разработанные автором диссертации методы определения центральности по данным передних адронных калориметров. Преимущество определения центральности по энергии спектаторов заключается в обеспечении более прямого измерения начальной геометрии перекрытия сталкивающихся ядер за счет рассмотрения частиц, непретерпевших дополнительных физических процессов при столкновении ядер и, поэтому, отражающих лишь одну геометрию столкновения. Это делает центральность, определяемую по энергии спектаторов, более тесно связанной с начальными условиями столкновения и, следовательно, более надежной мерой центральности столкновения.

5.1 Модель Глаубера и ее применение для определения центральности в эксперименте CBM

Широкое распространение в физике тяжелых ионов получил метод оценки центральности по множественности заряженных частиц в определенной области быстрот, с использованием модели Монте-Карло Глаубера. Геометрические величины в этой модели рассчитываются путем моделирования множества столкновений ядер, составленных из нуклонов. Первым шагом в методе Монте-Карло Глаубера является подготовка модели двух ядер путем разыгрывания положения нуклонов в каждом ядре. Положение нуклона в ядре разыгрывается в соответствии с функцией ядерной плотности, моделируемой модифицированным распределением Вудса-Саксона (другое название — двухпараметрическое рас-

пределение Ферми) [129]. Такой вид зависимости основан на данных экспериментов по рассеянию на ядрах низкоэнергетических электронов [130]. Вторым шагом заключается в моделировании ядерного столкновения. Прицельный параметр b выбирается случайным образом из геометрического распределения $dP/db \sim b$ до максимального значения $b_{max} > R_{A_{proj}} + R_{A_{targ}}$. Максимальное значение прицельного параметра b_{max} выбирается достаточно большим для моделирования столкновений до тех пор, пока вероятность взаимодействия не станет равной нулю. Ядро-ядерное столкновение рассматривается как последовательность независимых бинарных нуклон-нуклонных столкновений, где нуклоны движутся по прямолинейным траекториям, а неупругое нуклон-нуклонное сечение считается не зависящим от числа столкновений, которые нуклон претерпел ранее, т.е. одно и то же поперечное сечение используется для всех последовательных столкновений. Предполагается, что два нуклона из разных ядер сталкиваются, если относительное поперечное расстояние между их центрами меньше расстояния, соответствующего неупругому нуклон-нуклонному сечению. Количество столкновений N_{coll} и количество участников N_{part} определяются путем подсчета соответственно бинарных нуклонных столкновений и нуклонов, испытавших хотя бы одно столкновение.

Для моделирования множественности наблюдаемых частиц глауберовскую модель часто используют совместно с двухкомпонентной моделью «мягких» и «жестких» взаимодействий ядер [131]. В основе последней лежит предположение о том, что множественности жестких и мягких процессов в столкновениях ядер пропорциональны, соответственно, числу нуклон-нуклонных столкновений (N_{coll}) и числу нуклонов-участников (N_{part}). Используя простую параметризацию, N_{coll} и N_{part} используются для определения количества «предков», то есть независимо испускающих источников частиц. Затем каждый такой источник испускает частицы в соответствии с отрицательным биномиальным распределением (NBD — Negative Binomial Distribution), параметры которого подбираются под конкретное распределение наблюдаемой. Выбор этого вида распределения объясняется тем, что измеренная в эксперименте ALICE множественность заряженных частиц в столкновениях протон-протон и протон-антипротон хорошо описывается отрицательным биномиальным распределением [132].

Данный подход предлагает удобную параметризацию распределения множественности заряженных частиц. На рис.5.1 в качестве примера представлено распределение множественности заряженных пионов в эксперименте CBM в мо-

дели UrQMD (Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics). Красной линией показана аппроксимация распределения по методу NBD-Glauber.

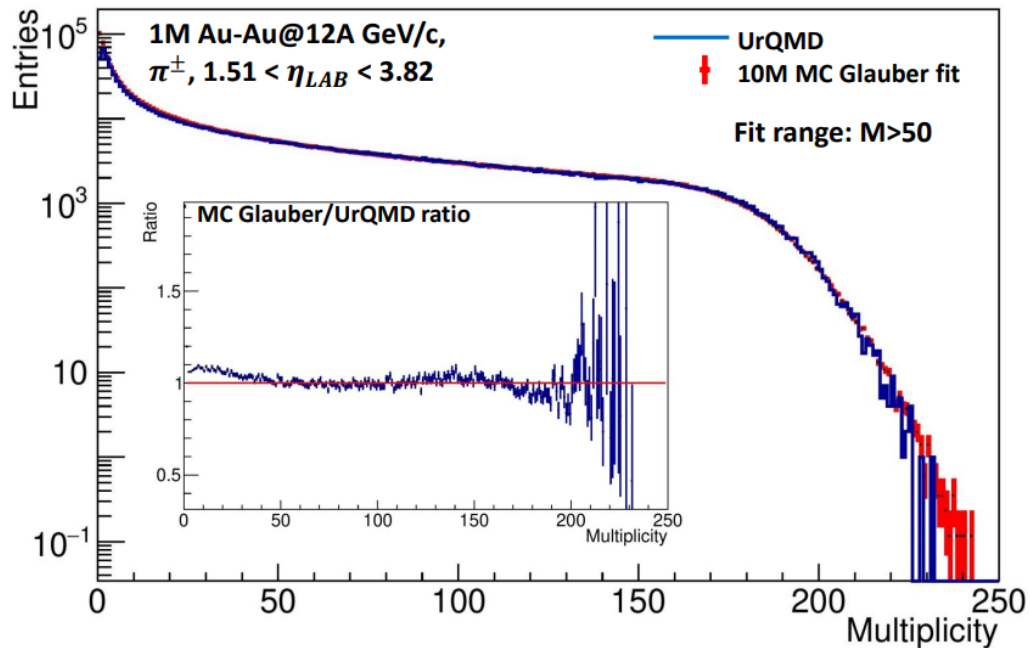


Рисунок 5.1 — Распределение множественности заряженных пионов в эксперименте CBM в модели UrQMD. Красной линией показана аппроксимация распределения по методу NBD-Glauber [133].

Однако данный подход может страдать от систематических неопределенностей и ограничений модели Глаубера [134]. Кроме того, экспериментальные наблюдаемые могут быть подвержены автокорреляционным эффектам в том случае, если частицы, используемые для построения этих наблюдаемых, взяты из той же области быстрот, что и частицы, использованные для определения центральности столкновения [135].

5.2 Определение центральности по измерению энергии спектаторов передним адронным калориметром на примере эксперимента NA61/SHINE

В эксперименте NA61/SHINE используется метод определения центральности по энергии спектаторов, он подробно описан в работах [39; 136]. В завершившейся серии экспериментов на установке NA61/SHINE для измерения энергии спектаторов использовался передний адронный калориметр под нулевым

углом (т.е. без пучкового отверстия), который служил одновременно и ловушкой пучка. Использование такого калориметра в NA61/SHINE было возможно из-за достаточно низкой интенсивности пучка ядер. В таком случае выделенная энергия в калориметре имеет монотонную зависимость от прицельного параметра и поэтому разделение на классы центральности в этом подходе ведется по величине E_{fwd} , которая определяется как полная энергия в лабораторной системе всех частиц, рожденных при столкновении в сильных и электромагнитных процессах и попадающих в выделенную область передних быстрот. Выбор такой области зависит от ширины пространственного распределения налетающих нуклонов-спектаторов, попадающих на переднюю поверхность детектора спектаторов в этом эксперименте – переднего адронного калориметра. Это делается для того, чтобы минимизировать вклад от рожденных частиц, вылетающих из зоны перекрытия ядер, поскольку их множественность (а значит и доля энергии, привносимая ими) антикоррелирована с энергией спектаторов.

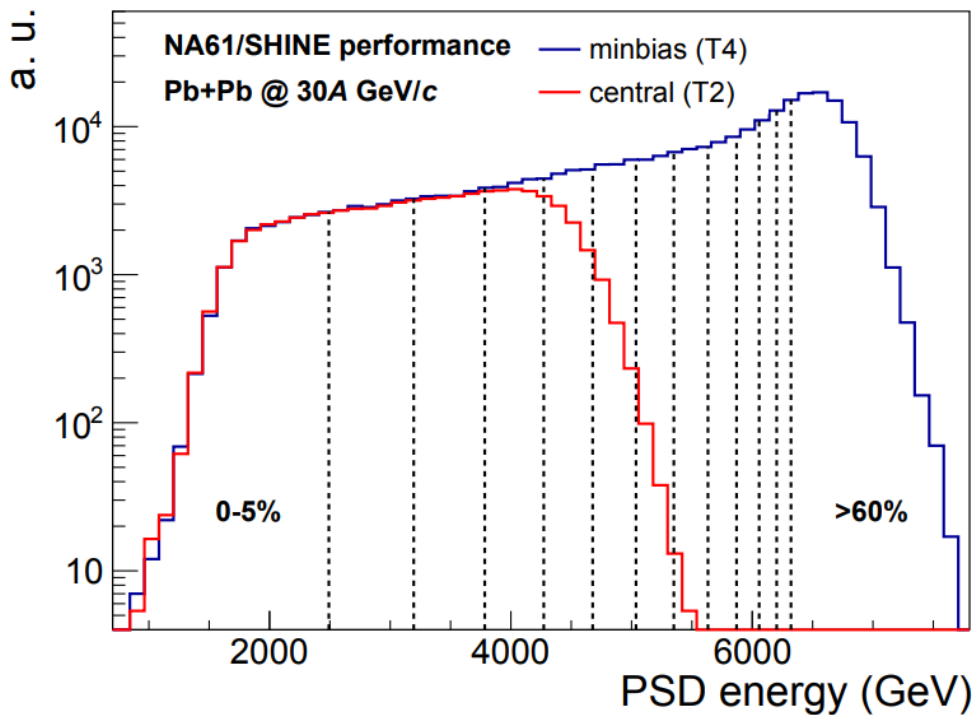


Рисунок 5.2 — Распределение энергии, выделенной в PSD, для центрального T2 триггера и T4 триггера с минимальным смещением. Штриховые вертикальные линии отмечают границы классов центральности [137].

При таком определении вклад в E_{fwd} от спектаторов (E_{fwdSp}) оказывается наиболее существенным. Распределение E_{fwd} с минимальным смещением (minimum bias) получается путем выбора данных со срабатыванием пучкового

триггера с дополнительным отбором событий, требующим наличия вершины в области, близкой к мишени, и исключения самих пучковых срабатываний наложением условий на энергию ионизации в времяпрекционной дрейфовой камере GarTPC, подробнее см.[39].

Полученное распределение затем нарезается на классы центральности, см. рис.5.2. Поскольку E_{fwd} при таком определении является напрямую измеряемой в эксперименте, полученные граничные значения E_{fwd} затем напрямую используются применительно к экспериментальным данным.

5.3 Методы, разработанные для определения центральности в экспериментах VM@N и CBM

В экспериментах VM@N и CBM для определения центральности используются передние адронные калориметры с пучковым отверстием, которые представляют собой модульные калориметры с продольной и поперечной сегментацией, см. раздел 1.3. Наличие в центре калориметров пучкового отверстия в центре приводит к потере значительной доли энергии ядерных фрагментов, пролетающих через это отверстие. Это проявляется в немонотонной зависимости энергии, выделяемой в калориметре, от прицельного параметра столкновения (см. рис.5.3 слева), что делает невозможным определение центральности только по измерению суммарной выделяемой в детекторе энергии. Однако суммарная энергия, выделенная в калориметре, не является единственной экспериментальной наблюдаемой в каждом событии. На рис.5.3, справа, на примере переднего адронного калориметра в эксперименте CBM, показаны примеры пространственных распределений выделенной энергии в модулях калориметра (энергетическая поверхность калориметра) для центрального и периферического столкновений. В следующих подразделах этой главы приводятся разработанные автором диссертации методы разделения событий на классы центральности с использованием информации о пространственном распределении энергии в калориметре.

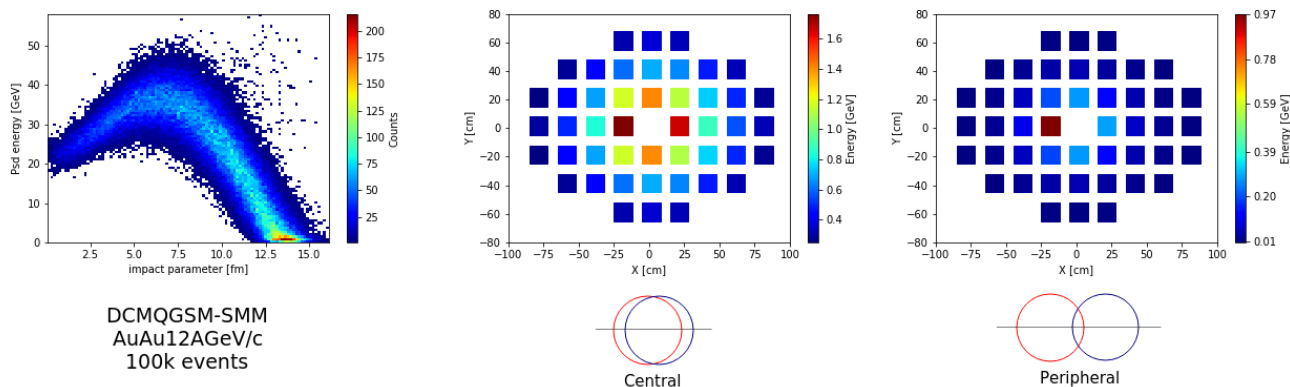


Рисунок 5.3 — Слева: зависимость полной выделенной энергии в калориметре PSD@CBM от прицельного параметра для столкновения AuAu 12 АГэВ/с в модели DCM-QGSM-SMM. Справа: примеры энергетических поверхностей калориметра для центрального и периферического столкновений.

5.3.1 Метод определения центральности с использованием асимметрии выделенной энергии в калориметре

Определение классов центральности с использованием передних адронных калориметров с пучковым отверстием становится возможным, если использовать дополнительную переменную — асимметрию выделенной энергии в калориметре [138] — $Assym = \frac{E_{in} - E_{out}}{E_{in} + E_{out}}$, здесь E_{in} и E_{out} — выделенная энергия во внутренней и внешней областях калориметра, соответственно. Построение такой наблюдаемой позволяет дополнительно учесть тот факт, что пространственное распределение выделенной энергии в модулях калориметра (энергетическая поверхность) сильно различается для центральных и периферических столкновений. Так, в последнем случае энергетическая поверхность имеет выраженный максимум вблизи центрального пучкового отверстия, в то время как в случае центрального столкновения засветка модулей оказывается более широко распределенной в пространстве (см. рис.5.3 справа). На рис.5.4, на примере калориметра PSD эксперимента CBM, показан выбор внутренних и внешних частей детектора для расчета асимметрии выделенной энергии. На этом же рисунке, справа, показана зависимость асимметрии от прицельного параметра для столкновения AuAu 12 АГэВ/с в модели DCM-QGSM-SMM. Видно, что асимметрия линейно зависит от прицельного параметра вплоть до самых периферических столкновений.

На рис.5.5 слева представлена измеряемая в эксперименте двумерная зависимость полной нормированной выделенной энергии в калориметре от ее

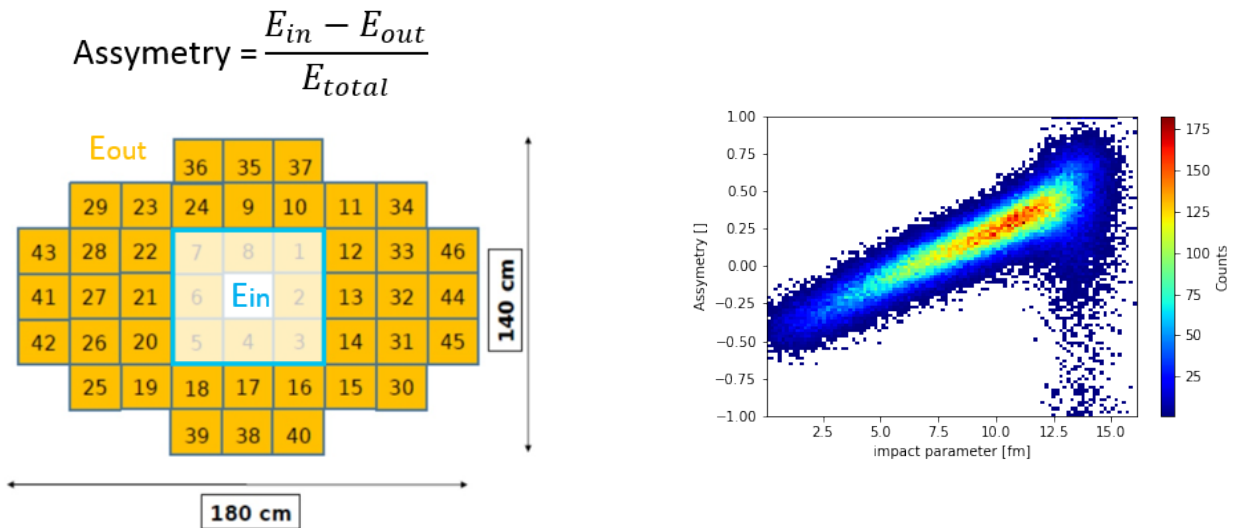


Рисунок 5.4 — Слева: схема геометрии калориметра PSD@CBM. Цветом обозначен выбор внутренних и внешних областей детектора для определения асимметрии. Справа: зависимость асимметрии от прицельного параметра для столкновения AuAu 12 АГэВ/с DCM-QGSM-SMM.

асимметрии. В данном подходе, по двумерному распределению строится профиль зависимости, который фитируется однозначной функцией. Двигаясь вдоль этого профиля и набирая необходимую долю от всех событий для заданного класса по центральности, можно определить границы классов центральности и определить полученное разрешение. Для анализа брались данные симуляции столкновения ядер золота AuAu из генератора событий DCMQGSM-SMM с импульсом 12 АГ-эВ/с.

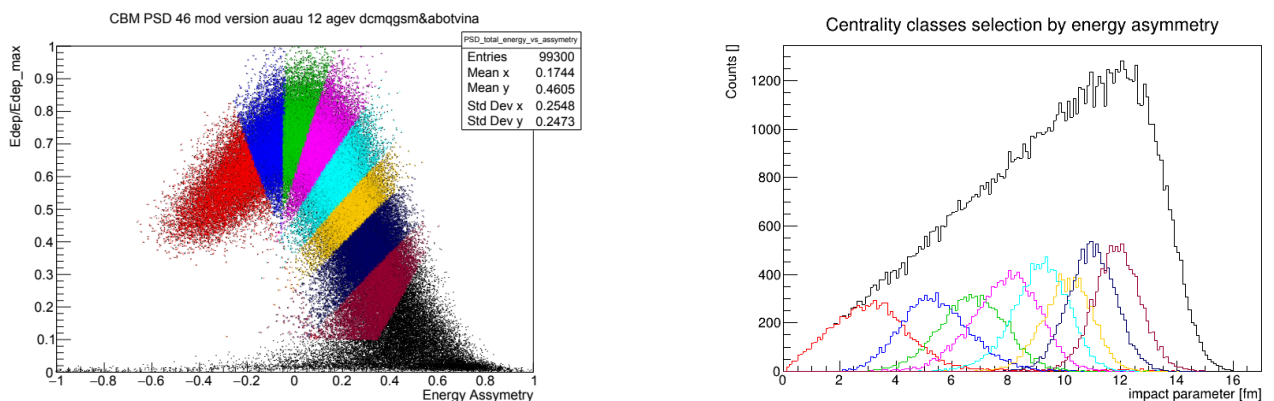


Рисунок 5.5 — Слева: двумерное распределение зависимости выделенной энергии в калориметре от асимметрии выделенной энергии с разбиением по классам центральности. Справа: распределения прицельного параметра в выбранных классах центральности.

Цветом на рис.5.5 слева показаны области с разбиением по классам центральности в диапазоне 0-80% с шагом по 10%. Распределения прицельного параметра в полученных таким образом классах центральности приведены на рис.5.5 справа. Этот подход во многом схож с методами, используемыми в экспериментах ALICE [139] и PHENIX [140].

5.3.2 Методы машинного обучения

Модульная структура калориметров позволяет измерять пространственное распределение выделяемой энергии в отдельных модулях калориметра. Значения выделенных энергий в модулях адронных калориметров могут быть организованы в набор значений, что позволяет применять методы машинного обучения (machine learning — ML) для определения центральности. Методы машинного обучения хорошо зарекомендовали себя в области распознавания образов и классификации изображений. Внедрение методов ML в классификацию центральности позволяет более широко использовать доступную информацию от адронных калориметров по сравнению с другими подходами, позволяя более всесторонне подойти к проблеме и определять классы центральности во всем диапазоне центральности. Два метода машинного обучения, с учителем и без учителя, были разработаны для определения центральности ядро-ядерных столкновений.

Машинное обучение с учителем

В машинном обучении с учителем алгоритмы обучаются с использованием размеченных данных, полученных посредством моделирования отклика модулей калориметра. Весь набор данных разделяется на обучающую выборку и тестовую выборку. Обучающая выборка используется для оптимизации параметров модели, которая состоит из плотных (полносвязных) слоев нейронов, образующих нейронную сеть. Цель обучения состоит в настройке параметров модели, с тем чтобы наилучшим образом определять целевую переменную, в качестве

которой выбран индекс класса центральности, определенный по прицельному параметру столкновения. После обучения параметры модели фиксируются и точность модели оценивается на тестовой выборке. Стоит отметить, что этот подход существенным образом зависит от выбора физической симуляционной модели, используемой для разметки данных. Таким образом, его с осторожностью стоит применять к непосредственно реальным экспериментальным данным. При этом, он может служить доказательством концепции, демонстрирующей возможность разделения событий на классы центральности с использованием энергетических поверхностей калориметра. Он также используется для сравнения с результатами, полученными методом машинного обучения без учителя.

Машинное обучение без учителя

Метод машинного обучения для определения центральности с помощью передних адронных калориметров основан на недавней работе по кластерному анализу [141]. Разработанный автором этой диссертационной работы метод использует автокодирование данных и метод глубокого встраивания, который позволяет разделить имеющиеся данные на группы на основе сходства наблюдаемых энергетических поверхностей калориметра. Таким образом, машинное обучение без учителя можно использовать для классификации экспериментальных данных по классам центральности.

Алгоритм кластеризации начинается с обучения автокодировщика. Основной целью автокодирования данных является уменьшение размерности задачи, поскольку это облегчает кластеризацию. Первоначально задача имеет размерность, равную количеству калориметрических модулей. Входной и выходной слои автокодировщика задаются имеющими одинаковые размеры. Подавая на вход автокодировщика энергетические поверхности калориметра, мы ожидаем получить на выходе автокодировщика идентичные энергетические поверхности. При этом в середине автокодировщика размещается слой меньшей размерности, который и позволяет добиться уменьшения размерности задачи: автокодировщик обучается таким образом, чтобы средняя квадратичная разница между его входом и выходом была минимальна, и когда это достигается, можно сказать, что кодирующая часть хороша для уменьшения размерности задачи до размер-

ности «узкого места». На следующем этапе алгоритмы tSNE [142] и Kmeans [143] используются для определения центроид будущих кластеров. Центроиды — это центры кластеров в уменьшенном пространстве, а именно после кодировщика. Алгоритм tSNE хорошо справляется с так называемой «проблемой скученности», которая актуальна при применении к проблеме определения центральности, так как периферийные события обычно наблюдаются в гораздо большей пропорции по сравнению с центральными. Метод tSNE проецирует закодированные энергетические поверхности калориметра в двумерное пространство, равномерно распределяя периферийные и центральные события. Алгоритм KMeans затем служит для разделения визуального представления событий на кластеры и определения их центроид. Завершающим этапом является реализация глубокой кластеризации, которая подробно описана в [141].

Преимущество такого подхода заключается в том, что процедура кластеризации может применяться напрямую к экспериментальным данным, без предварительной настройки ML-модели на смоделированных данных. Этот метод не полагается на целевую переменную, кластеризация выполняется на неразмеченных данных. Остается открытым только вопрос упорядочения полученных кластеров. Этот этап может быть выполнен вычислением средней асимметрии выделенной энергии в каждом полученном кластере, поскольку асимметрия растет линейно с прицельным параметром. Альтернативно, для упорядочения кластеров можно использовать средние значения множественности заряженных частиц, измеренные независимым трековым детектором.

Оба подхода – машинное обучение с учителем и без учителя – были применены к моделированным данным эксперимента CBM для столкновений ядер золота с импульсом 12A ГэВ/с в DCM-QGSM-SMM модели. Полученные распределения по прицельному параметру были проанализированы в классах центральности, предсказанных ML-моделью. На рис.5.6 представлены две матрицы ошибок, полученные с использованием ML методов с учителем и без учителя. В матрице ошибок предсказанные классы центральности отложены вдоль горизонтальной оси, а истинные классы центральности, построенные по величине прицельного параметра и определенные из моделирования, откладываются вдоль вертикальной оси. В каждом двумерном бине этой матрицы содержится число, указывающее на вероятность попадания в бин. Сумма значений в каждой строке составляет 100%. Диагональные элементы матрицы ошибок отражают чистоту определения классов центральности. Например, для ML-подхода с учителем веро-

ятность правильного определения самого центрального класса событий (0-10%) составляет 80%. При этом, вероятность попадания в этот класс центральности событий из соседнего класса центральности (10-20%) составляет 19%.

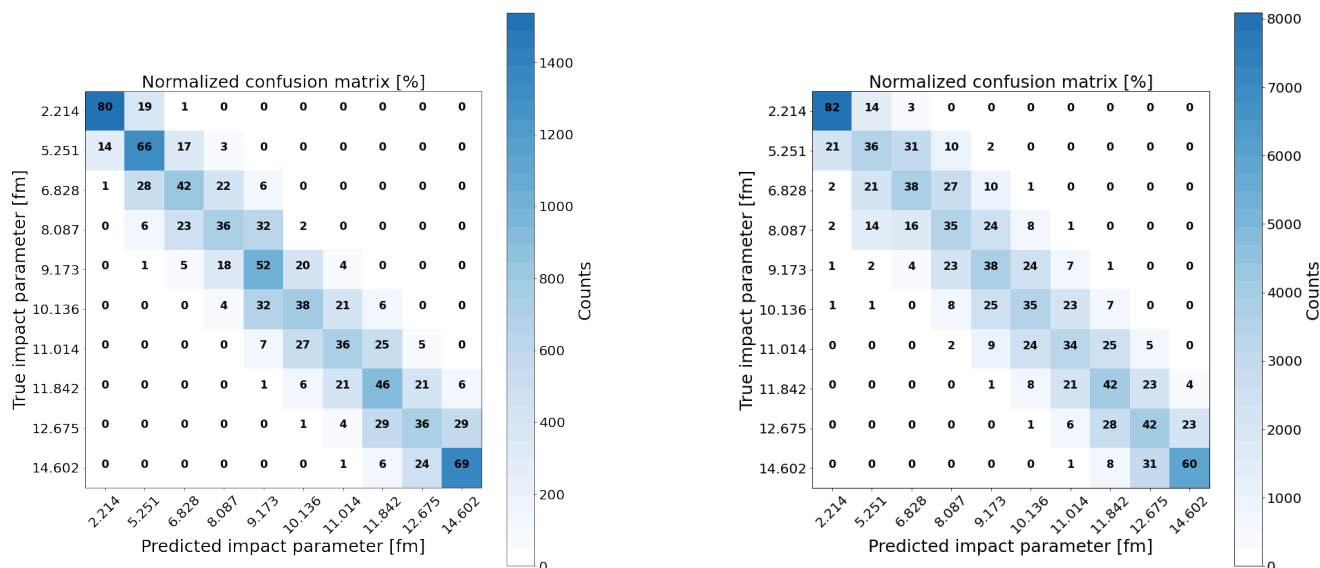


Рисунок 5.6 — Матрицы ошибок для ML-подходов определения центральности с учителем (слева) и без учителя (справа).

Средние значения прицельного параметра и разрешение по прицельному параметру как функция центральности приведены на рис.5.7. Согласие в результатах между различными подходами наблюдается во всех классах центральности с небольшим ухудшением результатов ML-подхода без учителя в полуженальной области. Здесь же приводится сравнение распределений среднего значения прицельного параметра и разрешения по прицельному параметру полученным по классам центральности, полученным методом асимметрии.

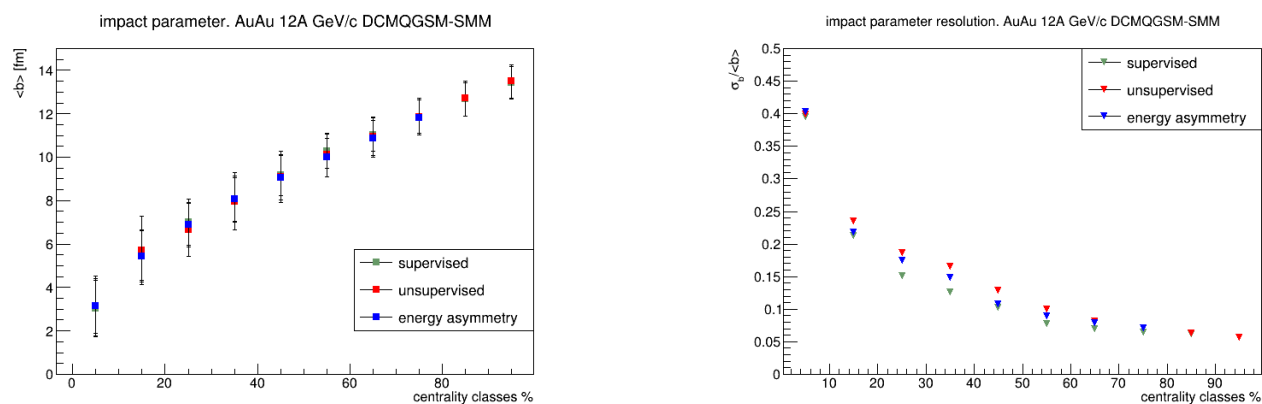


Рисунок 5.7 — Слева: средние значения прицельного параметра в зависимости от класса центральности. Справа: разрешение по прицельному параметру в классах центральности.

5.4 Выводы

В этой главе представлен краткий обзор различных методов определения центральности в экспериментах по столкновению тяжелых ионов. Описан широко используемый метод, основанный на модели Глаубера, и подчеркнуты его ограничения в определении начальной геометрии перекрытия сталкивающихся ядер. Обсуждались методы определения центральности, основанные на измерении энергии спектаторов в эксперименте NA61/SHINE, как более прямое и надежное измерение центральности. Кроме того, представлены разработанные автором диссертации методы определения центральности в экспериментах, где регистрация полной энергии спектаторов невозможна. Это метод, основанный на применении асимметрии выделенной энергии в передних адронных калориметрах, и метод, использующий техники машинного обучения по принципам, схожим с анализом изображений. Они имеют близкую друг-другу точность определения центральности и очень близкие средние значения прицельных параметров в каждом классе центральности. Эти методы представляют собой независимые способы оценки центральности ядро-ядерных столкновений, использующие данные о пространственном распределении спектаторов.

Заключение

Основные результаты работы заключаются в следующем:

1. Разработан метод цифровой обработки сигналов (ЦОС), основанный на методе наименьших квадратов Прони, позволяющий сопоставить набору эквидистантных зашумленных экспериментальных значений амплитуды сигнала модель, состоящую из композиции экспоненциальных функций. Разработан критерий оценки качества ЦОС, позволяющий надежно отсеивать электронные шумы и наводки электроники.
2. Создано программное обеспечение (ПО) для чтения-записи данных передних адронных калориметров экспериментов $BM@N$ и CBM . Разработанное ПО обеспечивает чтение сырых бинарных файлов, их конвертацию и хранение в формате данных эксперимента, а также отвечает за организацию к ним доступа для последующего анализа.
3. Разработан метод выравнивания откликов передних адронных калориметров с использованием реконструкции треков космических мюонов в материале детектора. Метод использует наличие продольной и поперечной сегментации детекторов и особенно актуален для передних адронных калориметров экспериментов $BM@N$ и $CBM@FAIR$ ввиду отсутствия вторичных мюонных пучков на их ускорительных комплексах.
4. Для эксперимента CBM разработан метод ЦОС на основе полосового фильтра, необходимый для уменьшения доли событий с наложениями сигналов, возникающих при высоких частотах ядерных взаимодействий. Применение разработанного фильтра снижает долю событий с наложениями с 40% всех событий до 10% всех событий. Также он позволяет отфильтровать низкочастотные флуктуации, такие как дрейф нулевого уровня, и подавить высокочастотный шум. Малое ядро разработанного фильтра позволит в дальнейшем реализовать его на уровне ПЛИС.
5. Разработаны методы определения центральности по данным передних адронных калориметров, использующие пространственное распределение выделенной энергии в детекторе. Это метод, основанный на применении асимметрии выделенной энергии в передних адронных калориметрах, и методы, использующие техники машинного обучения по принципам, схожим с анализом изображений.

Благодарности

Я выражаю глубокую благодарность и признательность моему научному руководителю Федору Фридриховичу Губеру за научное руководство, всестороннюю поддержку и помощь во время подготовки материала и написания диссертации.

Я искренне признателен всему коллективу группы ИЯИ РАН, с кем доводилось работать, и всем, благодаря кому эта работа воплотилась в жизнь.

Список сокращений и условных обозначений

AGS	Alternating Gradient Synchrotron (Протонный синхротрон в BNL)
ALICE	A Large Ion Collider Experiment (Большой ионный эксперимент на LHC)
ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS (Тороидальная установка на LHC)
BES	Beam Energy Scan (Экспериментальная программа скана по энергиям пучка в STAR)
BNL	Brookhaven National Laboratory (Брукхейвенская национальная лаборатория, Нью-Йорк, США)
CBM	Compressed Baryonic Matter (Эксперимент по изучению барионной материи на FAIR)
CERN	Conseil Europeen pour la Recherche Nucleaire (ЦЕРН — Европейский совет по ядерным исследованиям, Женева, Швейцария)
CMS	Compact Muon Solenoid (Компактный мюонный соленоид на LHC)
DCM-QGSM-SMM	Модель ядерных взаимодействий на базе Дубненской каскадной модели (DCM), модели кварк-глюонных струн (QGSM) и модели статистической мультифрагментации (SMM)
FAIR	Facility for Antiproton and Ion Research (Центр по исследованию ионов и антипротонов на базе GSI)
FEE	Front-End Electronics (Фронтенд электроника)
FHCal	Forward Hadron Calorimeter (Передний адронный калориметр)
GEANT4	GEometry ANd Tracking (Инструментарий для моделирования прохождения элементарных частиц через вещество с использованием методов Монте-Карло)
GSI	Helmholtz Centre for Heavy Ion Research (Центр по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца, Дармштадт, Германия)

HADES	High Acceptance Di-Electron Spectrometer (Широкоапертурный электрон-позитронный спектрометр в GSI)
J-PARC-HI	Japan Proton Accelerator Research Complex - Heavy Ions (Ионная программа в японском ускорительном комплексе, Токай, Япония)
LHC	Large Hadron Collider (Большой адронный коллайдер в CERN)
ML	Machine Learning (Машинное обучение)
MPD	Multi Purpose Detector (Многоцелевой детектор на NICA)
NA61/SHINE	The SPS Heavy Ion and Neutrino Experiment (Эксперимент по изучению тяжелых ионов и нейтрино на SPS)
NICA	Nuclotron-based Ion Collider fAcility (сверхпроводящий коллайдер протонов и тяжёлых ионов на базе Нуклотрона)
PHENIX	Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment (Эксперимент по ядерному взаимодействию в области высоких энергий на RHIC)
PSD	Projectile Spectator Detector (Передний адронный калориметр)
RHIC	The Relativistic Heavy Ion Collider (Релятивистский коллайдер тяжёлых ионов в BNL)
SiPM	Silicon PhotoMultiplier (Кремниевый фотоумножитель)
SIS-18	Schwer-Ionen-Synchrotron (Ионный синхротрон в GSI)
SPS	Super Proton Synchrotron (Протонный суперсинхротрон в CERN)
STAR	Solenoidal Tracker At RHIC (Соленоидальный трекер на RHIC)
STS	Silicon Trackin System (Кремниевая трекинговая система)
TOF	Time-of-Flight (Времяпролетный детектор)
TPC	Time Projection Chamber (Время-проекционная камера)
UrQMD	Ultra relativistic Quantum Molecular Dynamics (Модель ядерных взаимодействий. Ультра-релятивистская квантовая молекулярная динамика)
АЦП	Аналогово-цифровой преобразователь

КГП	Кварк-глюонная плазма
КХД	Квантовая хромодинамика
МНК	Метод наименьших квадратов
Нуклотрон	Ионный синхротрон в ОИЯИ
ОИЯИ	Объединенный Институт Ядерных Исследований Российской академии наук, Дубна, Россия
ПЛИС	Программируемая логическая интегральная схема
ЦОС	Цифровая обработка сигналов

Список литературы

1. *Collins, J. C.* Superdense Matter: Neutrons Or Asymptotically Free Quarks? / J. C. Collins, M. J. Perry // *Phys. Rev. Lett.* — 1975. — Vol. 34. — P. 1353. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.34.1353](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.34.1353).
2. *Chapline, G.* Asymptotic Freedom and the Baryon-Quark Phase Transition / G. Chapline, M. Nauenberg // *Phys. Rev. D.* — 1977. — Vol. 16. — P. 450. — DOI: [10.1103/PhysRevD.16.450](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.16.450).
3. *Baym, G.* Can a Neutron Star Be a Giant MIT Bag? / G. Baym, S. A. Chin // *Phys. Lett. B.* — 1976. — Vol. 62. — P. 241—244. — DOI: [10.1016/0370-2693\(76\)90517-7](https://doi.org/10.1016/0370-2693(76)90517-7).
4. *Senger, P.* Astrophysics in the Laboratory—The CBM Experiment at FAIR / P. Senger // *Particles.* — 2020. — Vol. 3, no. 2. — P. 320—335. — DOI: [10.3390/particles3020024](https://doi.org/10.3390/particles3020024). — arXiv: [2004.11214](https://arxiv.org/abs/2004.11214) [[nucl-ex](https://arxiv.org/abs/2004.11214)].
5. *De Falco, A.* Prospects for the NA60+ experiment at the CERN SPS / A. De Falco // *EPJ Web Conf.* — 2022. — Vol. 259. — P. 09003. — DOI: [10.1051/epjconf/202225909003](https://doi.org/10.1051/epjconf/202225909003). — arXiv: [2108.11300](https://arxiv.org/abs/2108.11300) [[nucl-ex](https://arxiv.org/abs/2108.11300)].
6. *Malakhov, A. I.* The Main Physical Results at the Dubna Synchrophasotron / A. I. Malakhov // *11th International Workshop on Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds of MeV to TeV.* — 2013. — P. 6.
7. *Alonso, J. R.* 30 years at the fore front - a perspective on the Bevatron/Bevalac / J. R. Alonso // *9th All-union conference on charged particle accelerators.* — 1985. — P. 8—14.
8. *Heinz, U. W.* Evidence for a new state of matter: An Assessment of the results from the CERN lead beam program / U. W. Heinz, M. Jacob. — 2000. — Jan. — arXiv: [nucl-th/0002042](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/0002042).
9. ATLAS. — URL: <https://atlas.cern>.
10. CMS. — URL: <https://cms.cern>.
11. ALICE. — URL: <https://home.cern/science/experiments/alice>.
12. PHENIX. — URL: <https://www.phenix.bnl.gov>.
13. STAR. — URL: <https://www.star.bnl.gov>.

14. The Order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics / Y. Aoki [et al.] // *Nature*. — 2006. — Vol. 443. — P. 675—678. — DOI: [10.1038/nature05120](https://doi.org/10.1038/nature05120). — arXiv: [hep-lat/0611014](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0611014).
15. Chiral crossover in QCD at zero and non-zero chemical potentials / A. Bazavov [et al.] // *Phys. Lett. B*. — 2019. — Vol. 795. — P. 15—21. — DOI: [10.1016/j.physletb.2019.05.013](https://doi.org/10.1016/j.physletb.2019.05.013). — arXiv: [1812.08235 \[hep-lat\]](https://arxiv.org/abs/1812.08235).
16. Decoding the phase structure of QCD via particle production at high energy / A. Andronic [et al.] // *Nature*. — 2018. — Vol. 561, no. 7723. — P. 321—330. — DOI: [10.1038/s41586-018-0491-6](https://doi.org/10.1038/s41586-018-0491-6). — arXiv: [1710.09425 \[nucl-th\]](https://arxiv.org/abs/1710.09425).
17. *Odyniec, G.* The RHIC Beam Energy Scan program in STAR and what's next ... / G. Odyniec // *J. Phys. Conf. Ser.* / ed. by J. Cleymans. — 2013. — Vol. 455. — P. 012037. — DOI: [10.1088/1742-6596/455/1/012037](https://doi.org/10.1088/1742-6596/455/1/012037).
18. Review of the Fixed Target Operation at RHIC in 2020 / C. Liu [et al.] // 12th International Particle Accelerator Conference. — 08/2021. — DOI: [10.18429/JACoW-IPAC2021-MOPAB009](https://doi.org/10.18429/JACoW-IPAC2021-MOPAB009).
19. NA61/SHINE. — URL: <https://shine.web.cern.ch>.
20. BM@N. — URL: <https://bmn.jinr.ru>.
21. HADES. — URL: <https://hades.gsi.de>.
22. MPD. — URL: <http://mpd.jinr.ru>.
23. CBM. — URL: <https://www.cbm.gsi.de>.
24. JPARC. — URL: <https://j-parc.jp/c/en/>.
25. Dynamical phase trajectories for relativistic nuclear collisions / I. C. Arsene [et al.] // *Phys. Rev. C*. — 2007. — Vol. 75. — P. 034902. — DOI: [10.1103/PhysRevC.75.034902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.034902). — arXiv: [nucl-th/0609042](https://arxiv.org/abs/nucl-th/0609042).
26. *Senger, P.* QCD Matter Physics at the Future FAIR Facility in Germany / P. Senger // *JPS Conf. Proc.* — 2020. — Vol. 32. — P. 010092. — DOI: [10.7566/JPSCP.32.010092](https://doi.org/10.7566/JPSCP.32.010092).
27. *Karsch, F.* Lattice QCD at high temperature and density / F. Karsch // *Lect. Notes Phys.* / ed. by W. Plessas, L. Mathelitsch. — 2002. — Vol. 583. — P. 209—249. — DOI: [10.1007/3-540-45792-5_6](https://doi.org/10.1007/3-540-45792-5_6). — arXiv: [hep-lat/0106019](https://arxiv.org/abs/hep-lat/0106019).

28. *Guenther, J. N.* Overview of the QCD phase diagram: Recent progress from the lattice / J. N. Guenther // Eur. Phys. J. A. — 2021. — Vol. 57, no. 4. — P. 136. — DOI: [10.1140/epja/s10050-021-00354-6](https://doi.org/10.1140/epja/s10050-021-00354-6). — arXiv: [2010.15503](https://arxiv.org/abs/2010.15503) [[hep-lat](#)].
29. *Ejiri, S.* Canonical partition function and finite density phase transition in lattice QCD / S. Ejiri // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — P. 074507. — DOI: [10.1103/PhysRevD.78.074507](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.78.074507). — arXiv: [0804.3227](https://arxiv.org/abs/0804.3227) [[hep-lat](#)].
30. *Bowman, E. S.* Critical Points in the Linear Sigma Model with Quarks / E. S. Bowman, J. I. Kapusta // Phys. Rev. C. — 2009. — Vol. 79. — P. 015202. — DOI: [10.1103/PhysRevC.79.015202](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.79.015202). — arXiv: [0810.0042](https://arxiv.org/abs/0810.0042) [[nucl-th](#)].
31. *Asakawa, M.* Chiral Restoration at Finite Density and Temperature / M. Asakawa, K. Yazaki // Nucl. Phys. A. — 1989. — Vol. 504. — P. 668—684. — DOI: [10.1016/0375-9474\(89\)90002-X](https://doi.org/10.1016/0375-9474(89)90002-X).
32. *Alford, M. G.* QCD at finite baryon density: Nucleon droplets and color superconductivity / M. G. Alford, K. Rajagopal, F. Wilczek // Phys. Lett. B. — 1998. — Vol. 422. — P. 247—256. — DOI: [10.1016/S0370-2693\(98\)00051-3](https://doi.org/10.1016/S0370-2693(98)00051-3). — arXiv: [hep-ph/9711395](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9711395).
33. Diquark Bose condensates in high density matter and instantons / R. Rapp [et al.] // Phys. Rev. Lett. — 1998. — Vol. 81. — P. 53—56. — DOI: [10.1103/PhysRevLett.81.53](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.53). — arXiv: [hep-ph/9711396](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9711396).
34. *Berges, J.* Color superconductivity and chiral symmetry restoration at nonzero baryon density and temperature / J. Berges, K. Rajagopal // Nucl. Phys. B. — 1999. — Vol. 538. — P. 215—232. — DOI: [10.1016/S0550-3213\(98\)00620-8](https://doi.org/10.1016/S0550-3213(98)00620-8). — arXiv: [hep-ph/9804233](https://arxiv.org/abs/hep-ph/9804233).
35. Hadron Production in Ultra-relativistic Nuclear Collisions: Quarkyonic Matter and a Triple Point in the Phase Diagram of QCD / A. Andronic [et al.] // Nucl. Phys. A. — 2010. — Vol. 837. — P. 65—86. — DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2010.02.005](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2010.02.005). — arXiv: [0911.4806](https://arxiv.org/abs/0911.4806) [[hep-ph](#)].
36. *Овчаренко, Е. В.* Разработка методов моделирования, сбора и анализа данных физических установок и их применение для детектора RICH эксперимента CBM / Овчаренко Е. В. — 2018. — P. 137.
37. *Herrmann, N.* Status and Perspectives of the CBM experiment at FAIR / N. Herrmann // EPJ Web Conf. — 2022. — Vol. 259. — P. 09001. — DOI: [10.1051/epjconf/202225909001](https://doi.org/10.1051/epjconf/202225909001).

38. *Bjorken, J. D.* Highly Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: The Central Rapidity Region / J. D. Bjorken // Phys. Rev. D. — 1983. — Vol. 27. — P. 140—151. — DOI: [10.1103/PhysRevD.27.140](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.27.140).
39. Measurements of π^- production in ${}^7\text{Be}+{}^9\text{Be}$ collisions at beam momenta from $19A$ to $150A\text{GeV}/c$ in the NA61/SHINE experiment at the CERN SPS / A. Acharya [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2020. — Vol. 80, no. 10. — P. 961. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-020-08514-6](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-020-08514-6). — arXiv: [2008.06277](https://arxiv.org/abs/2008.06277) [nucl-ex]. — [Erratum: Eur.Phys.J.C 81, 144 (2021)].
40. Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat [et al.] // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2020. — Vol. 17, no. 3. — P. 303—324. — DOI: [10.1134/S1547477120030024](https://doi.org/10.1134/S1547477120030024). — arXiv: [1912.09277](https://arxiv.org/abs/1912.09277) [nucl-th].
41. GEANT4—a simulation toolkit / S. Agostinelli [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 506. — P. 250—303. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8).
42. Commissioning of the readout chain of the CBM Projectile Spectator Detector at FAIR / D. Finogeev, ..., N. Karpushkin, [et al.] // JINST. — 2022. — Vol. 17, no. 11. — T11006. — DOI: [10.1088/1748-0221/17/11/T11006](https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/11/T11006).
43. 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. — DOI: [10.1134/S1063779622020381](https://doi.org/10.1134/S1063779622020381).
44. Study of the Spectator Matter in Heavy Ion Collisions at the BM@N Experiment / F. Guber, ..., N. Karpushkin, [et al.] // Phys. Part. Nucl. — 2022. — Vol. 53, no. 2. — P. 626—630. — DOI: [10.1134/S1063779622020332](https://doi.org/10.1134/S1063779622020332).
45. Measurements of Centrality in Nucleus–Nucleus Collisions at the BM@N Experiment / F. Guber, ..., N. Karpushkin, [et al.] // Phys. Part. Nucl. — 2021. — Vol. 52, no. 4. — P. 571—577. — DOI: [10.1134/S1063779621040262](https://doi.org/10.1134/S1063779621040262).
46. Calibration of FHCAL with cosmic muons at the BM@N experiment / A. Izvestnyy, ..., N. Karpushkin, [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by P. Teterin. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012060. — DOI: [10.1088/1742-6596/1690/1/012060](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012060).

47. Application of Machine Learning methods for centrality determination in heavy ion reactions at the BM@N and MPD@NICA / N. Karpushkin [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by P. Teterin. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012121. — DOI: [10.1088/1742-6596/1690/1/012121](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012121).
48. Methods for centrality determination in nucleus-nucleus collisions with forward hadron calorimeters at the BM@N experiment / S. Morozov, ..., N. Karpushkin, [et al.] // JINST. — 2020. — Vol. 15, no. 09. — P. C09028. — DOI: [10.1088/1748-0221/15/09/C09028](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/C09028).
49. The readout system of the CBM Projectile Spectator Detector at FAIR / D. Fino-geev, ..., N. Karpushkin, [et al.] // JINST. — 2020. — Vol. 15, no. 09. — P. C09015. — DOI: [10.1088/1748-0221/15/09/C09015](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/C09015).
50. Methods of signal processing and cosmic muon calibration for the BM@N sampling lead/scintillator hadron calorimeter / S. Morozov, ..., N. Karpushkin, [et al.] // JINST. — 2020. — Vol. 15, no. 05. — P. C05050. — DOI: [10.1088/1748-0221/15/05/C05050](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/05/C05050).
51. *Karpushkin, N.* Application of the Prony least squares method for fitting signal waveforms measured by sampling ADC / N. Karpushkin, F. Guber, A. Ivashkin // AIP Conf. Proc. / ed. by A. Aparin [et al.]. — 2019. — Vol. 2163, no. 1. — P. 030006. — DOI: [10.1063/1.5130092](https://doi.org/10.1063/1.5130092).
52. RHIC. — URL: <https://www.bnl.gov/rhic/>.
53. *Wang, X.-N.* Heavy Ion Theory: QCD and Matter in Extremis / X.-N. Wang // International Journal of Modern Physics A. — 2007. — Nov. — Vol. 22. — P. 64—. — DOI: [10.1142/9789812790873_0007](https://doi.org/10.1142/9789812790873_0007).
54. Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program / L. Adamczyk [et al.] // Phys. Rev. C. — 2017. — Vol. 96, no. 4. — P. 044904. — DOI: [10.1103/PhysRevC.96.044904](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.96.044904). — arXiv: [1701.07065](https://arxiv.org/abs/1701.07065) [nucl-ex].
55. *Taranenko, A.* Results from the RHIC Beam Energy Scan / Taranenko, A. // EPJ Web Conf. — 2017. — Vol. 164. — P. 06005. — DOI: [10.1051/epjconf/201716406005](https://doi.org/10.1051/epjconf/201716406005). — URL: <https://doi.org/10.1051/epjconf/201716406005>.
56. *Meehan, K. C.* Pion Production in 4.5 GeV Au + Au Collisions from the STAR Fixed-Target Pilot Run / Meehan K. C. — 2018. — P. 107.

57. The STAR barrel electromagnetic calorimeter / M. Beddo [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A. — 2003. — Vol. 499. — P. 725—739. — DOI: [10.1016/S0168-9002\(02\)01970-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(02)01970-8).
58. SPS. — URL: https://sba.web.cern.ch/sba/Documentations/Target/SPS_primary_targets.htm.
59. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system / N. Abgrall [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — Jan. — Vol. 9. — DOI: [10.1088/1748-0221/9/06/P06005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/P06005).
60. NA61/SHINE facility at the CERN SPS: beams and detector system / N. Abgrall [et al.] // JINST. — 2014. — Vol. 9. — P06005. — DOI: [10.1088/1748-0221/9/06/P06005](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/P06005). — arXiv: [1401.4699](https://arxiv.org/abs/1401.4699) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)].
61. *Turko, L.* NA61/SHINE Experiment—Program beyond 2020 / L. Turko // Particles. — 2018. — Vol. 1, no. 1. — P. 296—304. — DOI: [10.3390/particles1010024](https://doi.org/10.3390/particles1010024). — arXiv: [1811.05522](https://arxiv.org/abs/1811.05522) [[nucl-ex](https://arxiv.org/archive/nucl-ex)].
62. *Mackowiak-Pawlowska, M.* Study of the phase diagram of strongly interacting matter in the NA61/SHINE experiment / M. Mackowiak-Pawlowska // PoS. — 2022. — Vol. PANIC2021. — P. 238. — DOI: [10.22323/1.380.0238](https://doi.org/10.22323/1.380.0238). — arXiv: [2112.01877](https://arxiv.org/abs/2112.01877) [[nucl-ex](https://arxiv.org/archive/nucl-ex)].
63. *Turko, L.* Looking for the Phase Transition—Recent NA61/SHINE Results / L. Turko // Universe / ed. by D. Blaschke [et al.]. — 2018. — Vol. 4, no. 3. — P. 52. — DOI: [10.3390/universe4030052](https://doi.org/10.3390/universe4030052). — arXiv: [1801.06919](https://arxiv.org/abs/1801.06919) [[hep-ex](https://arxiv.org/archive/hep)].
64. The Forward TPC system of the NA61/SHINE experiment at CERN: a tandem TPC concept / B. Rumberger [et al.] // JINST. — 2020. — Vol. 15, no. 07. — P07013. — DOI: [10.1088/1748-0221/15/07/P07013](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/07/P07013). — arXiv: [2004.11358](https://arxiv.org/abs/2004.11358) [[physics.ins-det](https://arxiv.org/archive/physics)].
65. *Bovet, C.* The Cedar Project. Cherenkov Differential Counters with Achromatic Ring Focus / C. Bovet, S. Milner, A. Placci // IEEE Trans. Nucl. Sci. — 1978. — Vol. 25. — P. 572—576. — DOI: [10.1109/TNS.1978.4329375](https://doi.org/10.1109/TNS.1978.4329375).
66. Measurements of Cross Sections and Charged Pion Spectra in Proton-Carbon Interactions at 31 GeV/c / N. Abgrall [et al.] // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 034604. — DOI: [10.1103/PhysRevC.84.034604](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.034604). — arXiv: [1102.0983](https://arxiv.org/abs/1102.0983) [[hep-ex](https://arxiv.org/archive/hep)].

67. Beam test results of the MRPC prototype for the new NA61/SHINE ToF system / V. Babkin [et al.] // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. — 2022. — Apr. — Vol. 1034. — P. 166735. — DOI: [10.1016/j.nima.2022.166735](https://doi.org/10.1016/j.nima.2022.166735).
68. *Posiadała, M. Z.* Charged pion spectra in proton—carbon interactions at 31 GeV/c / M. Z. Posiadała, (behalf of the NA61/SHINE Collaboration) // Journal of Physics: Conference Series. — 2013. — Feb. — Vol. 408, no. 1. — P. 012048. — DOI: [10.1088/1742-6596/408/1/012048](https://doi.org/10.1088/1742-6596/408/1/012048). — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/408/1/012048>.
69. *Kapishin, M.* Studies of baryonic matter at the BM@N experiment (JINR) / M. Kapishin // Nucl. Phys. A / ed. by F. Antinori [et al.]. — 2019. — Vol. 982. — P. 967—970. — DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2018.07.014](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.07.014).
70. Upgrading the Baryonic Matter at the Nuclotron Experiment at NICA for Studies of Dense Nuclear Matter / P. Senger [et al.] // Particles. — 2019. — Vol. 2, no. 4. — P. 481—490. — DOI: [10.3390/particles2040029](https://doi.org/10.3390/particles2040029).
71. High Intensity Proton Beams at GSI (Heavy Ion) UNILAC / W. Barth [et al.] // JACoW. — 2022. — Vol. HIAT2022. — TH4C3. — DOI: [10.18429/JACoW-HIAT2022-TH4C3](https://doi.org/10.18429/JACoW-HIAT2022-TH4C3).
72. NICA Complex. — URL: <https://nica.jinr.ru/complex.php>.
73. MPD@NICA. — URL: <https://nica.jinr.ru/projects/mpd.php>.
74. Multipurpose Detector Inner Tracking System Technical Design Report / M. Collaboration [et al.]. — 02/2022. — DOI: [10.13140/RG.2.2.19857.51046](https://doi.org/10.13140/RG.2.2.19857.51046).
75. *Taranenko, A.* Status of the mega-science project NICA / A. Taranenko // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by A. Petrukhin, D. Moshkova, D. Lozovskij. — 2020. — Vol. 1685, no. 1. — P. 012021. — DOI: [10.1088/1742-6596/1685/1/012021](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1685/1/012021).
76. *Сисакян, А. Н.* Многоцелевой детектор-MPD для изучения столкновений тяжелых ионов на ускорителе NICA (Концептуальный дизайн-проект), версия 1.4. [электронный ресурс]. / А. Н. Сисакян, А. С. Сорин. — 2011. — URL: http://nica.jinr.ru/files/CDR_MPD/MPD_CDR_ru.pdf.
77. All the fun of the FAIR: fundamental physics at the facility for antiproton and ion research / M. Durante [et al.] // Phys. Scripta. — 2019. — Vol. 94, no. 3. — P. 033001. — DOI: [10.1088/1402-4896/aaf93f](https://doi.org/10.1088/1402-4896/aaf93f). — arXiv: [1903.05693](https://arxiv.org/abs/1903.05693) [nucl-th].

78. *Senger, P. Probing Compressed Baryonic Matter / P. Senger // Universe. — 2022. — Vol. 8, no. 2. — P. 61. — DOI: [10.3390/universe8020061](https://doi.org/10.3390/universe8020061).*
79. *The High-Acceptance Dielectron Spectrometer HADES / G. Agakishiev [et al.] // Eur. Phys. J. A. — 2009. — Vol. 41. — P. 243—277. — DOI: [10.1140/epja/i2009-10807-5](https://doi.org/10.1140/epja/i2009-10807-5). — arXiv: [0902.3478](https://arxiv.org/abs/0902.3478) [[nucl-ex](#)].*
80. *The CBM physics book: Compressed baryonic matter in laboratory experiments. Vol. 814 / ed. by B. Friman [et al.]. — 2011. — DOI: [10.1007/978-3-642-13293-3](https://doi.org/10.1007/978-3-642-13293-3).*
81. *[GSI Report 2013-4] Technical Design Report for the CBM Silicon Tracking System (STS) / ed. by J. Heuser [et al.]. — Darmstadt : GSI, 2013. — 167 p. — URL: <https://repository.gsi.de/record/54798>.*
82. *Observations on MIMOSIS-0, the first dedicated CPS prototype for the CBM MVD / M. Deveaux [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by M. Kramer [et al.]. — 2020. — Vol. 958. — P. 162653. — DOI: [10.1016/j.nima.2019.162653](https://doi.org/10.1016/j.nima.2019.162653). — arXiv: [1909.05614](https://arxiv.org/abs/1909.05614) [[physics.ins-det](#)].*
83. *Vacuum-compatible, ultra-low material budget Micro-Vertex Detector of the compressed baryonic matter experiment at FAIR / M. Koziel [et al.] // Nucl. Instrum. Meth. A / ed. by G. Badurek [et al.]. — 2017. — Vol. 845. — P. 110—113. — DOI: [10.1016/j.nima.2016.05.093](https://doi.org/10.1016/j.nima.2016.05.093).*
84. *The CBM-RICH detector / J. Adamczewski [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — June. — Vol. 9. — P. C06002—C06002. — DOI: [10.1088/1748-0221/9/06/C06002](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/C06002).*
85. *The Transition Radiation Detector of the CBM Experiment at FAIR : Technical Design Report for the CBM Transition Radiation Detector (TRD) : tech. rep. — Darmstadt, 2018. — 165 p. — FAIR Technical Design Report. — DOI: [10.15120/GSI-2018-01091](https://doi.org/10.15120/GSI-2018-01091). — URL: <https://repository.gsi.de/record/217478>.*
86. *GEM based RD for muon chambers of CBM experiment at FAIR / A. K. Dubey [et al.] // Journal of Instrumentation. — 2014. — June. — Vol. 9, no. 06. — P. C06004. — DOI: [10.1088/1748-0221/9/06/C06004](https://doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/C06004). — URL: <https://dx.doi.org/10.1088/1748-0221/9/06/C06004>.*
87. *Technical Design Report for the CBM Time-of-Flight System (TOF) / ed. by N. Herrmann. — Darmstadt : GSI, 2014. — 182 S. — URL: <https://repository.gsi.de/record/109024>.*

88. GSI Data Center. — URL: https://www.gsi.de/en/work/it/data_center.
89. *Sakaguchi, T.* High density matter physics at J-PARC-HI / T. Sakaguchi // PoS / ed. by K. Anagnostopoulos [et al.]. — 2019. — Vol. CORFU2018. — P. 189. — DOI: [10.22323/1.347.0189](https://doi.org/10.22323/1.347.0189). — arXiv: [1904.12821](https://arxiv.org/abs/1904.12821) [nucl-ex].
90. Kuraray. — URL: <http://kuraraypsf.jp/psf/ws.html>.
91. The Construction and Parameters of Forward Hadron Calorimeter (FHCAL) at MPD/NICA / D. Finogeev [et al.] // KnE Energ. Phys. — 2018. — Vol. 3. — P. 149—153. — DOI: [10.18502/ken.v3i1.1737](https://doi.org/10.18502/ken.v3i1.1737).
92. Hamamatsu MPPC S12572-010P. — URL: https://hamamatsu.su/files/uploads/pdf/3_mppc/s12572-010__15_c_p_kapd1045e.pdf.
93. Multichannel high voltage system. — URL: <http://hvsys.ru>.
94. DRS4 Evaluation Board. — URL: <https://www.psi.ch/en/drs/evaluation-board>.
95. ADC64s2. — URL: <https://afi.jinr.ru/ADC64s2>.
96. Technical Design Report for the CBM Projectile Spectator Detector (PSD) / ed. by F. Guber, I. Selyuzhenkov. — Darmstadt : GSI, 2015. — 75 S. — URL: <https://repository.gsi.de/record/109059>.
97. Hamamatsu MPPC S14160-3010PS. — URL: [https://hamamatsu.su/files/uploads/pdf/3_mppc/s14160-1310ps_etc_kapd1070e_\(1\).pdf](https://hamamatsu.su/files/uploads/pdf/3_mppc/s14160-1310ps_etc_kapd1070e_(1).pdf).
98. Technical Design Report for PANDA Electromagnetic Calorimeter (EMC) / W. Erni [et al.]. — 2008. — Oct. — arXiv: [0810.1216](https://arxiv.org/abs/0810.1216) [physics.ins-det].
99. *Leo, W. R.* Techniques for nuclear and particle physics experiments: A how-to approach / W. R. Leo. — Springer, 1994.
100. *McGregor, D. S.* Materials for Gamma-Ray Spectrometers: Inorganic Scintillators / D. S. McGregor // Annual Review of Materials Research. — 2018. — Vol. 48, no. 1. — P. 245—277. — DOI: [10.1146/annurev-matsci-070616-124247](https://doi.org/10.1146/annurev-matsci-070616-124247).
101. On the comparison of analog and digital SiPM readout in terms of expected timing performance / S. Gundacker [et al.]. — 10/2014. — DOI: [10.1016/j.nima.2014.10.020](https://doi.org/10.1016/j.nima.2014.10.020).
102. AFI ADC64s2. — URL: <https://afi.jinr.ru/ADC64s2>.

103. *De Prony, B. G. R.* Essai expérimental et analytique: sur les lois de la dilatabilité de fluides élastique et sur celles de la force expansive de la vapeur de l'alkool, a différentes températures. / B. G. R. De Prony // Journal de l'École Polytechnique. — 1795. — Vol. 1, no. 22. — P. 24—76.
104. *Marple, J. S. L.* Digital Spectral Analysis: Second edition / J. S. L. Marple. — Dover Publications, 2019.
105. *Chicco, D.* The coefficient of determination R-squared is more informative than SMAPE, MAE, MAPE, MSE and RMSE in regression analysis evaluation / D. Chicco, M. Warrens, G. Jurman // PeerJ Computer Science. — 2021. — July. — Vol. 7. — e623. — DOI: [10.7717/peerj-cs.623](https://doi.org/10.7717/peerj-cs.623).
106. *Pommé, S.* Dead Time, Pile-Up, and Counting Statistics / S. Pommé. — 11/2006. — DOI: [10.1021/bk-2007-0945.ch016](https://doi.org/10.1021/bk-2007-0945.ch016).
107. mCBM. — URL: <https://www.gsi.de/work/forschung/cbmnqm/cbm/activities/mcbm>.
108. *McClellan, J.* A personal history of the Parks-McClellan algorithm / J. McClellan, T. Parks // IEEE Signal Processing Magazine. — 2005. — Vol. 22, no. 2. — P. 82—86. — DOI: [10.1109/MSP.2005.1406492](https://doi.org/10.1109/MSP.2005.1406492).
109. The BmnRoot framework for experimental data processing in the BM@N experiment at NICA / P. Batyuk [et al.] // EPJ Web Conf. / ed. by A. Forti [et al.]. — 2019. — Vol. 214. — P. 05027. — DOI: [10.1051/epjconf/201921405027](https://doi.org/10.1051/epjconf/201921405027).
110. *Al-turany, M.* CbmRoot : Simulation and Analysis framework for CBM Experiment / M. Al-turany, D. Bertini //. — 2006.
111. CERN ROOT. — URL: <https://root.cern>.
112. FairRoot. — URL: <https://fairroot.gsi.de>.
113. MPD Data Acquisition System: Technical Design Report. / A. Baskakov [et al.] // JINR, Dubna. — 2018. — P. 74.
114. Проектирование базы данных состояний для онлайн и офлайн обработки данных экспериментальных установок комплекса NICA / К. Герценбергер [et al.] // Известия ЮФУ. Технические науки. — 2020. — Vol. 7, no. 217.
115. Технический проект объекта «Комплекс NICA». — URL: https://nica.jinr.ru/documents/TDR_spec_Fin0_for_site_short.pdf.

116. CRI board for CBM experiment: preliminary studies / W. M. Zabołotny [et al.] // Photonics Applications in Astronomy, Communications, Industry, and High-Energy Physics Experiments 2018. Vol. 10808 / ed. by R. S. Romaniuk, M. Linczuk. — International Society for Optics, Photonics. SPIE, 2018. — P. 108083X. — DOI: [10.1117/12.2501415](https://doi.org/10.1117/12.2501415). — URL: <https://doi.org/10.1117/12.2501415>.
117. *Kisel, I.* Event Topology Reconstruction in the CBM Experiment / I. Kisel // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by J. Aichelin [et al.]. — 2018. — Vol. 1070, no. 1. — P. 012015. — DOI: [10.1088/1742-6596/1070/1/012015](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1070/1/012015).
118. GBT based readout in the CBM experiment / J. Lehnert [et al.] // JINST. — 2017. — Vol. 12, no. 02. — P. C02061. — DOI: [10.1088/1748-0221/12/02/C02061](https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/02/C02061).
119. Prototype design of a timing and fast control system in the CBM experiment / V. Sidorenko [et al.] // JINST. — 2022. — Vol. 17, no. 05. — P. C05008. — DOI: [10.1088/1748-0221/17/05/C05008](https://doi.org/10.1088/1748-0221/17/05/C05008). — arXiv: [2110.12738](https://arxiv.org/abs/2110.12738) [physics.ins-det].
120. The GBT Project / P. Moreira [et al.] // Topical Workshop on Electronics for Particle Physics. — CERN, 2009. — DOI: [10.5170/CERN-2009-006.342](https://doi.org/10.5170/CERN-2009-006.342).
121. *Mayhew, D.* PCI express and advanced switching: evolutionary path to building next generation interconnects / D. Mayhew, V. Krishnan // 11th Symposium on High Performance Interconnects, 2003. Proceedings. — 2003. — P. 21—29. — DOI: [10.1109/CONNECT.2003.1231473](https://doi.org/10.1109/CONNECT.2003.1231473).
122. *Adamczewski-Musch, J.* THttpServer class in ROOT / J. Adamczewski-Musch, S. Linev // J. Phys. Conf. Ser. — 2015. — Vol. 664, no. 6. — P. 062032. — DOI: [10.1088/1742-6596/664/6/062032](https://doi.org/10.1088/1742-6596/664/6/062032).
123. The BmnRoot software for the BM@N experiment. — URL: <https://git.jinr.ru/nica/bmnroot>.
124. The CbmRoot software for the CBM experiment. — URL: <https://git.cbm.gsi.de/computing/cbmroot>.
125. *Jacobi, C.* Über ein leichtes Verfahren die in der Theorie der Säcularstörungen vorkommenden Gleichungen numerisch aufzulösen*). / C. Jacobi. — 1846. — DOI: [doi:10.1515/crll.1846.30.51](https://doi.org/10.1515/crll.1846.30.51).

126. The PSD CBM Supermodule Response Study for Hadrons in Momentum Range 2 – 6 GeV/c at CERN Test Beams / D. Finogeev, ..., N. Karpushkin, [et al.] // KnE Energ. Phys. — 2018. — Vol. 3. — P. 333–339. — DOI: [10.18502/ken.v3i1.1763](https://doi.org/10.18502/ken.v3i1.1763).
127. *Student*. The Probable Error of a Mean / Student // Biometrika. — 1908. — Vol. 6, no. 1. — P. 1–25. — URL: <http://www.jstor.org/stable/2331554> (visited on 04/15/2023).
128. STATISTICAL TABLES. — URL: <https://home.ubalt.edu/ntsbarsh/business-stat/StatisticalTables.pdf>.
129. *Woods, R. D.* Diffuse Surface Optical Model for Nucleon-Nuclei Scattering / R. D. Woods, D. S. Saxon // Phys. Rev. — 1954. — June. — Vol. 95, issue 2. — P. 577–578. — DOI: [10.1103/PhysRev.95.577](https://doi.org/10.1103/PhysRev.95.577).
130. *Rybczynski, M.* Wounded nucleon model with realistic nucleon-nucleon collision profile and observables in relativistic heavy-ion collisions / M. Rybczynski, W. Broniowski // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 064913. — DOI: [10.1103/PhysRevC.84.064913](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.064913). — arXiv: [1110.2609](https://arxiv.org/abs/1110.2609) [nucl-th].
131. *Kharzeev, D.* Hadron multiplicities at the LHC / D. Kharzeev, E. Levin, M. Nardi // J. Phys. G / ed. by N. Armesto [et al.]. — 2008. — Vol. 35, no. 5. — P. 054001.38. — arXiv: [0707.0811](https://arxiv.org/abs/0707.0811) [hep-ph].
132. Charged-particle multiplicity measurement in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 0.9$ and 2.36 TeV with ALICE at LHC / K. Aamodt [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2010. — Vol. 68. — P. 89–108. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-010-1339-x](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-010-1339-x). — arXiv: [1004.3034](https://arxiv.org/abs/1004.3034) [hep-ex].
133. Using multiplicity of produced particles for centrality determination in heavy-ion collisions with the CBM experiment / I. Segal [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by P. Teterin. — 2020. — Vol. 1690, no. 1. — P. 012107. — DOI: [10.1088/1742-6596/1690/1/012107](https://doi.org/10.1088/1742-6596/1690/1/012107).
134. Measurement of the centrality dependence of the charged-particle pseudorapidity distribution in proton–lead collisions at $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$ TeV with the ATLAS detector / G. Aad [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2016. — Vol. 76, no. 4. — P. 199. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-016-4002-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-016-4002-3). — arXiv: [1508.00848](https://arxiv.org/abs/1508.00848) [hep-ex].

135. *Kagamaster, S.* Centrality determination with a forward detector in the RHIC Beam Energy Scan / S. Kagamaster, R. Reed, M. Lisa // Phys. Rev. C. — 2021. — Vol. 103, no. 4. — P. 044902. — DOI: [10.1103/PhysRevC.103.044902](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.103.044902). — arXiv: [2009.01483](https://arxiv.org/abs/2009.01483) [nucl-ex].
136. Spectra and mean multiplicities of π^- in central⁴⁰Ar+⁴⁵Sc collisions at 13A, 19A, 30A, 40A, 75A and 150A Ge V/c beam momenta measured by the NA61/SHINE spectrometer at the CERN SPS / A. Acharya [et al.] // Eur. Phys. J. C. — 2021. — Vol. 81, no. 5. — P. 397. — DOI: [10.1140/epjc/s10052-021-09135-3](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-021-09135-3). — arXiv: [2101.08494](https://arxiv.org/abs/2101.08494) [hep-ex].
137. *Klochkov, V.* NA61/SHINE measurements of anisotropic flow relative to the spectator plane in Pb+Pb collisions at 30A GeV/c / V. Klochkov, I. Selyuzhenkov // Nucl. Phys. A / ed. by F. Antinori [et al.]. — 2019. — Vol. 982. — P. 439—442. — DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2018.10.058](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.10.058). — arXiv: [1810.07579](https://arxiv.org/abs/1810.07579) [nucl-ex].
138. Forward hadron calorimeter at MPD/NICA / M. Golubeva [et al.] // J. Phys. Conf. Ser. / ed. by A. Galper [et al.]. — 2017. — Vol. 798, no. 1. — P. 012074. — DOI: [10.1088/1742-6596/798/1/012074](https://doi.org/10.1088/1742-6596/798/1/012074).
139. Centrality determination of Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV with ALICE / B. Abelev [et al.] // Phys. Rev. C. — 2013. — Vol. 88, no. 4. — P. 044909. — DOI: [10.1103/PhysRevC.88.044909](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.88.044909). — arXiv: [1301.4361](https://arxiv.org/abs/1301.4361) [nucl-ex].
140. High p_T charged hadron suppression in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV / S. S. Adler [et al.] // Phys. Rev. C. — 2004. — Vol. 69. — P. 034910. — DOI: [10.1103/PhysRevC.69.034910](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.69.034910). — arXiv: [nucl-ex/0308006](https://arxiv.org/abs/nucl-ex/0308006).
141. *Xie, J.* Unsupervised Deep Embedding for Clustering Analysis / J. Xie, R. Girshick, A. Farhadi. — 2016. — arXiv: [1511.06335](https://arxiv.org/abs/1511.06335) [cs.LG].
142. *Maaten, L. van der.* Visualizing data using t-SNE / L. van der Maaten, G. Hinton // Journal of Machine Learning Research. — 2008. — Nov. — Vol. 9. — P. 2579—2605.
143. *Jin, X.* K-Means Clustering / X. Jin, J. Han // Encyclopedia of Machine Learning / ed. by C. Sammut, G. I. Webb. — Boston, MA : Springer US, 2010. — P. 563—564. — DOI: [10.1007/978-0-387-30164-8_425](https://doi.org/10.1007/978-0-387-30164-8_425). — URL: https://doi.org/10.1007/978-0-387-30164-8_425.

Список рисунков

1	Схема фазовой диаграммы сильновзаимодействующей материи [5].	5
2	Плотность барионов в зависимости от времени, достигнутая в центральном столкновении Au+Au при кинетической энергии пучка 5 АГэВ (слева) и 10 АГэВ (справа), согласно различным транспортным кодам и гидродинамическому расчету [25; 26].	7
3	Скорость набора данных и энергетические диапазоны экспериментов по исследованию свойств сильновзаимодействующей ядерной материи при максимальных барионных плотностях [37].	10
4	Схема для иллюстрации понятия центральности, слева, и угла плоскости реакции, справа.	11
5	Зависимость полной выделенной энергии в калориметре PSD@CBM от прицельного параметра для столкновения AuAu при импульсе налетающего ядра золота 12 АГэВ/с, рассчитанной в модели DCM-QGSM-SMM.	13
1.1	Схема ускорительного комплекса RHIC [53].	21
1.2	Схема установки STAR@RHIC для программы FXT.	23
1.3	Синхротрон SPS с инжекторными системами (слева); канал транспортировки пучка H ₂ (справа)	24
1.4	Программа сканирования фазовой диаграммы КХД эксперимента NA61/SHINE в терминах размера сталкивающейся системы и импульса пучка [62].	26
1.5	Схема модернизированных детекторных систем эксперимента NA61/SHINE [63].	26
1.6	Схема детекторных систем эксперимента BM@N.	30
1.7	Схема детекторных систем эксперимента HADES@GSI.	31
1.8	Ускорительный комплекс NICA, ОИЯИ, Дубна [72].	34
1.9	Экспериментальная установка MPD@NICA [73].	34
1.10	Экспериментальная установка MPD@NICA на первом этапе запуска.	35
1.11	Схема ускорительного комплекса FAIR.	38
1.12	Схема эксперимента CBM@FAIR.	39
1.13	Схема ускорительного комплекса J-PARC и предлагаемая схема модернизации J-PARC-HI [89].	42
1.14	Предлагаемая детекторная установка ускорительного комплекса J-PARC-HI [89].	43

1.15	Сверху: Схемы адронных калориметров экспериментов NA61/SHINE, BM@N и CBM@FAIR. Снизу: структура модуля адронного калориметра. На рисунке внизу, слева, цветом показана продольная сегментация калориметрического модуля на секции.	44
1.16	Платы FEE переднего адронного калориметра MPSD эксперимента NA61/SHINE.	45
1.17	Фотография собранного модуля адронного калориметра эксперимента CBM без верхней крышки.	46
1.18	Система из двух передних адронных калориметров – MPSD и FPSD – эксперимента NA61/SHINE.	47
1.19	Передний адронный калориметр FHCAL эксперимента BM@N.	48
1.20	Фотография платы АЦП AFI Electronics ADC64s2 [95].	48
1.21	Схема переднего адронного калориметра PSD эксперимента CBM.	49
1.22	Схема системы сбора данных переднего адронного калориметра PSD.	50
1.23	Эскиз платы FEE переднего адронного калориметра PSD.	51
1.24	Фотография платы ADC64, разработанной для электромагнитного калориметра эксперимента PANDA.	51
1.25	Фотография платы ADC64 в сборе с интерфейсным блоком.	52
1.26	Сервисный блок системы сбора данных детектора PSD.	52
2.1	Синяя линия: пример осциллограммы, полученной в тесте на адронном пучке с использованием платы ADC64s2. Красная линия: модельная функция, рассчитанная по МНК Прони. Эта же осциллограмма в увеличенном масштабе показана на вставке справа.	55
2.2	Зависимость коэффициента детерминации от заряда сигнала. Истинные события расположены вблизи нуля коэффициента детерминации, группа событий с небольшим значением заряда и большим значением коэффициента детерминации соответствует шумовым срабатываниям, красным выделена группа событий с электрической наводкой. Пример осциллограммы с электрической наводкой приведен на вставке.	59
2.3	Распределение заряда сигнала для разных методов подсчета величины заряда. Синим: заряд исходной осциллограммы, красным: заряд модельной функции, зеленым: заряд модельной функции с отбором $\widehat{R}_{adj}^2 < 0.1$. На вставке эти распределения показаны в увеличенном масштабе.	59

2.4	Сверху: осциллограмма одного канала mPSD, данные физического сеанса. Внизу слева: Фурье-спектр сигнала детектора и выбранная полоса частот. Внизу справа: амплитудно-частотная характеристика разработанного фильтра.	61
3.1	Схема распределенной обработки экспериментальных данных эксперимента VM@N [114].	64
3.2	Блок-схема созданного программного обеспечения детектора FHCAL.	66
3.3	Схема системы сбора данных эксперимента CBM [116].	67
3.4	Программный модуль мониторинга данных. Пояснения в тексте.	71
3.5	Отношение спектров выделенной энергии в первой секции mPSD в моделированных (GEANT4) и экспериментальных данных для соударений O+Ni@2AГэВ.	72
4.1	Слева: пример реконструированного трека космического мюона, пересекающего материал калориметра FHCAL эксперимента VM@N. Справа: Распределение выделенной энергии в секции адронного калориметра до (показано синим цветом) и после (зеленым цветом) коррекции на положение и угол пересекающих секцию треков. Красная линия: результат фита полученного распределения композицией функций Ландау и Гаусса.	74
4.2	Слева: двумерная корреляция между энергией, выделенной в первой половине модуля (первые пять секций) и во второй половине модуля. Справа: амплитудный спектр мюонов в одной секции модуля.	76
4.3	Слева: зависимость дисперсии измеренного сигнала от его среднего значения. Справа: зависимость световыхода от номера секции в отдельном модуле калориметра FHCAL.	77
5.1	Распределение множественности заряженных пионов в эксперименте CBM в модели UrQMD. Красной линией показана аппроксимация распределения по методу NBD-Glauber [133].	81
5.2	Распределение энергии, выделенной в PSD, для центрального T2 триггера и T4 триггера с минимальным смещением. Штриховые вертикальные линии отмечают границы классов центральности [137].	82

- 5.3 Слева: зависимость полной выделенной энергии в калориметре PSD@CBM от прицельного параметра для столкновения AuAu 12 АГэВ/с в модели DCM-QGSM-SMM. Справа: примеры энергетических поверхностей калориметра для центрального и периферического столкновений. 84
- 5.4 Слева: схема геометрии калориметра PSD@CBM. Цветом обозначен выбор внутренних и внешних областей детектора для определения асимметрии. Справа: зависимость асимметрии от прицельного параметра для столкновения AuAu 12 АГэВ/с DCM-QGSM-SMM. . . . 85
- 5.5 Слева: двумерное распределение зависимости выделенной энергии в калориметре от асимметрии выделенной энергии с разбиением по классам центральности. Справа: распределения прицельного параметра в выбранных классах центральности. 85
- 5.6 Матрицы ошибок для ML-подходов определения центральности с учителем (слева) и без учителя (справа). 89
- 5.7 Слева: средние значения прицельного параметра в зависимости от класса центральности. Справа: разрешение по прицельному параметру в классах центральности. 89

Список таблиц

1	Сравнительные характеристики действующих экспериментов.	20
2	Сравнительные характеристики будущих экспериментов.	33