

# Аннотация проекта: Изучение барионной материи на Нуклотроне (BM@N)

Продление на 2022-2026

Тема 02-0-1065-2007/2023

Руководитель: М.Н. Капишин  
Заместитель: А.И. Максимчук

Документ, направленный в Научно-технический совет ЛФВЭ

Список авторов из ОИЯИ и стран участниц

Объединенный институт ядерных исследований – ОИЯИ (Дубна), FTE = 82  
Х.У.Абраамян, С.В.Афанасьев, Г.Н.Агакишиев, И.Н.Александров, Е.И.Александров,  
К.А.Алишина, Т.А.Атовуллаев, В.А.Бабкин, В.П.Баландин, Н.А.Балашов, Д.А.Баранов,  
П.Н.Батюк, М.Базнат, С.Н.Базылев, М.Г.Буряков, Д.Н.Богословский, В.Е.Бурцев, С.Г.Бузин,  
В.А.Васендина, А.В.Вишневский, А.Воронин, Н.Н.Войтишин, Б.Р.Дабровска,  
Д.В.Дементьев, А.В.Дмитриев, Д.К.Дряблов, П.О.Дулов, Д.С.Егоров, В.В.Елша,  
Н.И.Замятин, М.В.Завертязев, Ал.И.Зинченко, В.Н.Жежер, Е.В.Зубарев, М.И.Зуев,  
И.Р.Габдрахманов, О.П.Гаврищук, К.В.Герценбергер, В.М.Головатюк, М.Н.Капишин,  
В.Ю.Каржавин, Р.Р.Каттабеков, В.Д.Кекелидзе, Ю.Т.Кириюшин, В.И.Колесников,  
А.А.Коложвари, Ю.А.Копылов, Ю.С.Ковалев, Е.М.Кулиш, С.Н.Куклин, А.Кузнецов,  
Е.А.Ладыгин, Н.А.Лашманов, В.В.Ленивенко, Е.И.Литвиненко, С.П.Лобастов,  
А.М.Маканькин, А.И.Максимчук, А.И.Малахов, Г.Я.Мусульманбеков, С.П.Мерц,  
А.Н.Морозов, Ю.А.Мурин, Р.В.Нагдашев, Д.Н.Никитин, Д.А.Олейник, В.В.Пальчик,  
М.А.Пацюк, Ю.П.Петухов, А.Петросян, С.М.Пиядин, В.А.Плотников, Д.Подгайный,  
Ю.К.Потребеников, О.В.Рогачевский, В.Ю.Рогов, П.А.Рукояткин, И.А.Руфанов,  
М.М.Румянцев, Д.Г.Сакулин, С.А.Седых, С.В.Сергеев, И.В.Слепнёв, В.М.Слепнёв,  
И.П.Слепов, А.С.Сорин, В.Н.Спасков, Е.А.Стрелецкая, О.И.Стрельцова, Н.В.Сухов,  
Д.А.Сувариева, Н.А.Тарасов, О.Г.Тарасов, А.В.Терлецкий, В.В.Тихомиров, А.А.Тимошенко,  
О.В.Теряев, Н.Д.Топилин, Б.Л.Топко, Ю.А.Топко, И.А.Тяпкин, А.А.Федюнин,  
И.А.Филиппов, И.А.Филозова, С.В.Хабаров, , А.Хворостухинт А.И.Чеботов,  
А.Д.Шереметьев, А.И.Шереметьева, М.О.Шитенков, А.В.Шутов, В.Б.Шутов, А.В.Щипунов,  
В.И.Юревич

Институт ядерных исследований РАН (Москва)

А.И.Баранов, Д.Финогеев, Д.Герасимов, М.Б.Голубева, Ф.Ф.Губер, Е.Жеребцова,  
А.П.Ивашкин, А.В.Известный, Н.М.Карпушкин, А.Макаров, А.И.Махнев, С.В.Морозов,  
О.А.Петухов, А.И.Решетин

Институт теоретической и экспериментальной физики – ИТЭФ (Москва)

П.Алексеев, Н.Жигарева, Д.Ю.Кирин, И.Ларин, В.Семячкин, А.В.Ставинский, В.Тарасов

Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского  
государственного университета имени М.В.Ломоносова – НИИЯФ МГУ (Москва)

А.Баранов, Н.Баранова, Г.Богданова, Е.Бус, Д.Карманов, П.Харламов, М.Королев,  
И.Ковалев, И.Кудряшов, А.Курганов, В.Кукулин, Д.Ланской, В.Леонтьев, М.М.Меркин,  
М.Платонова, А.Соломин, Т.Третьякова, В.Волков, А.Воронин

Московский физико-технический институт – МФТИ (Москва)  
Т.Аушев, П.Климай

Национальный исследовательский ядерный университет – МИФИ (Москва)  
Е.Аткин, Н.Барбашина, А.Болоздыня, А.Галаванов, П.Зенгер, В.Самсонов, И.Селюженков,  
В.Сосновцев, М.Стриханов, А.Тараненко, К.Филиппов, В.Шумихин

НИЦ «Курчатовский институт», Москва  
Д.Блау, Д.Пересунько

СПбГУ, Санкт-Петербург  
А.Дрюк, С.Немнюгин, В.Руднев, М.Степанова

Болгария  
Пловдивский университет им. Паисия Хилендарского (Пловдив)  
В.Кабаджов, Л.Ковачев, В.Д.Чолаков, М.Шопова

Китай  
Главная лаборатория ядерной физики и применения ионных пучков (МОЕ), Институт  
современной физики, Университет Фудань, Шанхай  
Ю.Ма, Дж.Чен, С.Чжан

Чехия  
Институт ядерной физики, АН ЧР, Ржеж  
А.Куглер, В.Кушпиль, С.Кушпиль, В.Михайлов, П.Худоба

Германия  
GSI, Дармштадт  
П.Зенгер, Р.Капелл, А.Лиманец, М.Теклишин, У.Франкенфельд, Дж.Хойзер, К.Шмидт,  
Х.Р.Шмидт

Тюбингенский университет, Тюбинген  
И.Панасенко, Х.Р.Шмидт, Е.Волкова

Польша  
Варшавский политехнический университет, Физический факультет (Варшава)  
Д.Велянек, П.Вечорек, Д.Домбровский, В.Заболотный, Г.Каспрович, А.Кишель, М.Лавринчк,  
М.Линчук, С.Пламовски, Я.Плута, К.Позняк, П.Рокита, Р.Романюк, К.Рослон, Т.Старецки,  
Т.Трачик

Вроцлавский университет, Вроцлав  
Д.Альвеар-Терреро, Д.Блашке, О.Вармуш, Р.Левандков, А.Седракян, А.Чишевский

## **Содержание:**

1. Введение
2. Физическая программа VM@N по физике тяжелых ионов.

- 3. Детектор для исследования барионной материи на Нуклотроне (BM@N).
  - 3.1 Основные характеристики экспериментальной установки
  - 3.2 Технические характеристики BM@N и технико-экономическое обоснование
    - 3.2.1 Характеристики BM@N в первых экспериментальных сеансах
    - 3.2.2 Моделирование центрального трекера для программы с тяжелыми ионами
  - 3.3 Центральная трековая система
    - 3.3.1 Трековая система GEM
    - 3.3.2 Передние кремниевые детекторы
    - 3.3.3 Трековая система STS
  - 3.4 Внешняя трековая система
    - 3.4.1 Катодные стриповые камеры CSC
  - 3.5 Система времени пролета ToF
    - 3.5.1 Стартовый детектор T0
    - 3.5.2 mRPC детектор ToF-400
    - 3.5.3 mRPC детектор ToF-700
  - 3.6 Калориметры
    - 3.6.1 Передний адронный калориметр FHCAL
    - 3.6.2 Кварцевый годоскоп фрагментов для FHCAL
    - 3.6.5 Модернизация системы переднего калориметра
    - 3.6.6 Электромагнитный калориметр ECAL
  - 3.7 Триггерная система и детекторы пучка
    - 3.7.1 Триггерные детекторы
    - 3.7.2 Триггерная электроника
    - 3.7.3 Кремниевые трековые детекторы пучка
    - 3.7.4 Кремниевые профилометры пучка
  - 3.8 Система сбора данных DAQ и компьютерная система BM@N
  - 3.9 Программное обеспечение для анализа BmnRoot
  - 3.10 Экспериментальная зона BM@N
    - 3.10.1 Вакуумный ионопровод внутри BM@N
    - 3.10.2 Спектрометрический магнит
    - 3.10.3 Канал транспортировки пучка до BM@N
- 4. Оценка неопределенностей и рисков в проекте
- 5. Предполагаемые расходы по проекту

## **1 Введение.**

Теоретическое и экспериментальное исследование свойств сильно взаимодействующей материи при высоких температурах и плотностях - одна из самых захватывающих исследовательских программ современной ядерной физики высоких энергий. Недавние астрономические наблюдения сверхмассивных нейтронных звезд и слияний нейтронных звезд ставят под сомнение наши знания о свойствах ядерной материи высокой плотности, таких как уравнение ее состояния (EOS) и микроскопические степени свободы при высоких плотностях барионов. Будущие измерения массы и радиуса нейтронных звезд и точная

спектроскопия гравитационных волн позволят улучшить наше понимание EOS при высокой плотности ядерной материи. Дополнительная информация может быть получена в результате лабораторных экспериментов в столкновениях тяжелых ионов высоких энергий, которые дадут возможность определить параметры уравнения состояния при высокой барионной плотности, исследовать степени свободы ядерной материи, осуществить поиск ее новых фаз и, возможно, характерных структур, таких как критические точки. Исследование фазовой диаграммы КХД, предпринимается на ускорителях тяжелых ионов, таких как LHC и SPS в ЦЕРНе, RHIC в BNL и SIS18 в GSI. Будущие проекты, такие как FAIR [1.1] в Дармштадте и коллайдер тяжелых ионов NICA [1.2], откроют уникальные возможности для исследования ядерной материи при плотностях, которые, по прогнозам, достигаются в нейтронных звездах. В частности, будущий эксперимент по исследованию сжатой барионной материей (CBM) с фиксированной мишенью на FAIR [1.3] и многоцелевой детектор (MPD) на коллайдере NICA [1.4] направлены на исследование наблюдаемых величин, чувствительных к уравнению состояния и степеням свободы ядерного вещества высокой плотности. Существующий эксперимент Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N) [1.5] будет модернизирован, чтобы исследовать столкновения тяжелых ионов при энергии пучка примерно до 4A ГэВ, где, по прогнозам, ядерная материя в области взаимодействия сжимается примерно до 4-кратной величины от плотности насыщения.

## 2 Физическая программа BM@N по физике тяжелых ионов

Будущие пучки, которые обеспечит ускоритель ионов Нуклотрон, хорошо подходят для образования плотной ядерной материи при столкновении тяжелых ядер. При центральном столкновении Au+Au при максимальных энергиях пучка Нуклотрона в центре соударения будут достигнуты плотности, в 4-5 раз превышающие плотности насыщения [2.1], что соответствует плотностям в центре нейтронных звезд. Как и материя в компактных звездных объектах, ядерное вещество в области взаимодействия будет сжато в соответствии с уравнением состояния (EOS). Таким образом, эксперименты на Нуклотроне, а также на NICA и FAIR могут пролить свет на свойства нейтронных звезд. Эти лабораторные эксперименты дополняют астрономические наблюдения массы и радиуса нейтронных звезд с целью определения параметров уравнения состояния ядерной материи высокой плотности. Лабораторные измерения также могут быть чувствительны к степеням свободы плотной ядерной среды, которые, как ожидается, изменятся с увеличением плотности, когда нуклоны перекрываются и начинают трансформироваться в свои элементарные составляющие. Более того, эксперименты с тяжелыми ионами могут также предоставить информацию о роли гиперонов в нейтронных звездах. Основные аспекты физической программы эксперимента BM@N и соответствующие наблюдаемые обсуждаются ниже.

### 2.1 Уравнение состояния ядерной материи

Уравнение состояния ядерной материи (EOS) связывает термодинамические свойства, такие как давление, объем, температура и т. д., и может быть выражено в виде зависимости энергии на нуклон как функции плотности:

$$E_A(\rho, \delta) = E_A(\rho, 0) + E_{\text{sym}}(\rho) \cdot \delta^2 + O(\delta^4),$$

где первый член представляет уравнение состояния для симметричной материи, а второй член представляет собой энергию симметрии с  $\delta = (\rho_n - \rho_p) / \rho$  - параметром асимметрии по изоспину. Уравнение состояния симметричного по изоспину вещества обычно параметризуется через энергию связи на нуклон при плотности насыщения  $\rho_0$  и коэффициент не-сжимаемости  $K_{\text{nm}}$ , который соответствует параметру кривизны зависимости  $E_A(\rho, 0)$  около  $\rho_0$ . Несколько версий EOS для симметричной материи представлены нижними кривыми на рисунке 2.1 [2.2]. Уравнение состояния для нейтронной материи представлено верхними

кривыми на рисунке 2.1, а разница между верхней и нижней кривыми для каждого EOS - это энергия симметрии  $E_{\text{sym}}$ .

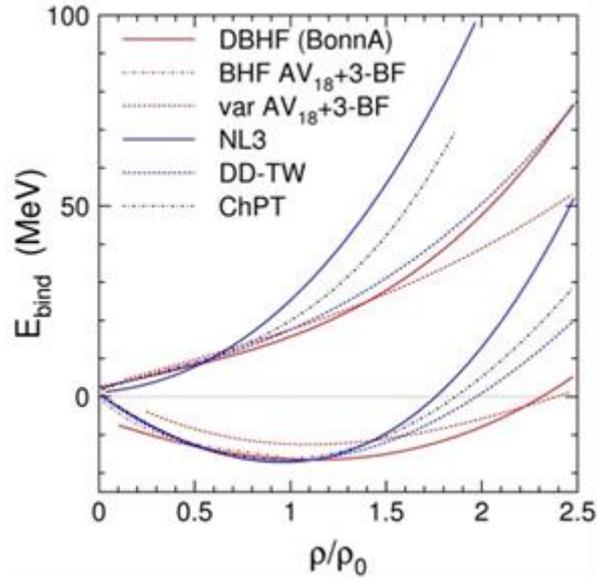


Рис. 2.1: Различные варианты уравнения состояния для изоспин-симметричной ядерной материи (нижние кривые) и нейтронной материи (верхние кривые). Для получения дополнительной информации см. [2.2].

В GSI коллаборацией FOPI были выполнены эксперименты, в которых были измерены эллиптические потоки протонов, дейтронов, тритонов и  $^3\text{He}$  в столкновениях Au+Au при кинетической энергии пучка от 0,4 до 1,5 А ГэВ [2.3]. Эллиптический поток частиц определяется градиентом давления в области взаимодействия и, следовательно, чувствителен к EOS. Данные FOPI были интерпретированы в рамках модели изоспин-зависимой квантовой молекулярной динамики (IQMD) [2.3]. Было получено, что данные могут быть объяснены в предположении коэффициента не-сжимаемости ядерной материи  $K_{\text{nm}} = 190 \pm 30$  МэВ, что соответствует мягкому EOS для симметричной ядерной материи вплоть до плотностей 2-3  $\rho_0$ . Чтобы внести вклад в наше понимание нейтронных звезд, необходимо получить и исследовать плотности 4-5  $\rho_0$ . Еще более высокие плотности были достигнуты в экспериментах на AGS в Брукхейвене, которые измеряли как направленный, так и эллиптический поток протонов в столкновениях Au+Au при энергиях от 2 до 11 А ГэВ [2.4]. Оказалось, что данные о направленном потоке согласуются с предположением о мягком уравнении состояния, тогда как данные об эллиптическом потоке указывают на жесткое уравнение состояния [2.5]. В заключение следует отметить, что эти результаты не сильно ограничили диапазон возможных EOS при высоких плотностях, и одна из важных целей исследовательской программы BM@N - улучшить измерения коллективных потоков частиц. Альтернативный подход к изучению EOS симметричной материи состоит в исследовании подпорогового образования странных частиц в столкновениях тяжелых ионов. Этот метод был впервые предложен в эксперименте коллаборации KaoS в GSI, в котором была измерена функция возбуждения образования  $K^+$ -мезонов в столкновениях Au+Au и C+C с энергиями пучка от 0,8 до 1,5 А ГэВ [2.6]. Минимальная энергия для образования  $K^+$ -мезона в нуклон-нуклонных столкновениях, например, посредством процесса  $p + p \rightarrow K^+ + \Lambda + p$ , составляет 1,58 ГэВ. Следовательно, при подпороговых энергиях странные частицы должны создаваться за счет множественных столкновений с участием пионов и дельта-резонансов. Эти последовательные столкновения происходят чаще, если барионная плотность высока, что означает, что EOS является мягким. Эффекты EOS проявляются в столкновениях тяжелых ядер Au+Au, но менее выражены в столкновениях легких ядер C+C. Отношение выхода каонов во взаимодействиях Au+Au по сравнению со столкновениями C+C имеет явную тенденцию к увеличению в сторону более низких энергий пучка, что вызвано мягким EOS с

коэффициентом не-сжимаемости ядерной материи  $K_{\text{nm}} \approx 200$  МэВ согласно транспортным расчетам в рамках моделей RQMD и IQMD [2.7,2.8]. Этот результат согласуется с измерениями эллиптического потока, выполненными FOPI в том же диапазоне энергий, соответствующих плотности барионов примерно до двойной плотности насыщения.

Еще одна очень многообещающая наблюдаемая, чувствительная к EOS при высокой плотности симметричной материи, - это функция возбуждения мульти-странных (анти) гиперонов. Согласно транспортным моделям,  $\Xi^-$  и  $\Omega^-$  гипероны рождаются в последовательных столкновениях с участием каонов и  $\Lambda$ -гиперонов, и, следовательно, чувствительны к ядерной плотности в области взаимодействия [2.9,2.10]. Ожидается, что эта чувствительность возрастет при энергиях пучка, близких или даже ниже порога образования гиперонов. Например, для образования  $\Xi^-$  гиперона в протон-протонном столкновении  $p + p \rightarrow \Xi^- + K^+ + K^+ + p$  требуется минимальная энергия протона  $E_{\text{thr}} = 3,7$  ГэВ. Тем не менее,  $\Xi^-$  гипероны могут образовываться в столкновениях тяжелых ядер посредством реакции обмена странностью при энергиях выше порога образования  $\Lambda$ -гиперона 1,6 ГэВ посредством Лямбда-Лямбда столкновений  $\Lambda + \Lambda \rightarrow \Xi^- + p$ . Могут образоваться даже  $\Omega^-$  гипероны, когда  $\Xi^-$  сталкивается с другой Лямбдой  $\Lambda + \Xi^- \rightarrow \Omega^- + n$  или с каоном  $K^- + \Xi^- \rightarrow \Omega^- + \pi^-$ . Таким образом, измерение выходов мульти-странных гиперонов будет центральной целью исследовательской программы BM@N на Нуклотроне.

## 2.2 Смешанные фазы КХД

В центральных столкновениях Au+Au при максимальных энергиях пучка Нуклотрона могут быть достигнуты плотности барионов более 4-5  $\rho_0$ . При этих плотностях нуклоны могут уже частично перекрываться и начать процесс трансформации в элементарные составляющие (кварки и глюоны). Важный вопрос заключается в том, какая наблюдаемая величина может быть чувствительна к началу такого процесса деконфайнмента? При очень высоких энергиях столкновений, как на LHC, есть экспериментальные и теоретические доказательства возникновения новой фазы ядерной материи, так называемой кварк-глюонной плазмы (QGP). Один из аргументов состоит в том, что выходы всех рождаемых адронов могут быть прекрасно объяснены статистическими моделями адронизации, предполагающими термодинамическое равновесие в области взаимодействия с температурой около 156 МэВ и нулевым химическим барионным потенциалом [2.11]. В частности, равновесие наблюдается также для мульти-странных (анти) гиперонов, хотя их сечение рассеяния на нуклонах мало. Данный результат был интерпретировано как указание на фазовый переход от партонной к адронной материи, который приводит гипероны в равновесие [2.12]. Такое же наблюдение было сделано для столкновений Pb+Pb при кинетической энергии пучка 30A ГэВ на SPS при температуре в области взаимодействия 138 МэВ и химическом барионном потенциале 380 МэВ [2.13]. При гораздо более низких энергиях пучка, а именно, в столкновениях Ar+KCl при энергии 1,76 A ГэВ, выходы большинства адронов также совместимы со статистической моделью для температуры 76 МэВ и химического барионного потенциала 800 МэВ. Однако выход  $\Xi^-$  гиперонов превышает предсказание модели в  $24 \pm 9$  раз [2.14]. Такой большой выход создается за счет множественных столкновений, включая реакции обмена странностью между адронами, как обсуждалось выше. Очевидно,  $\Xi^-$ -гипероны не находятся в состоянии равновесия, потому что энергия пучка слишком мала для фазового перехода. Энергия пучка на Нуклотроне может быть достаточно высокой, чтобы увидеть начало деконфайнмента кварков. Поэтому исследовательская программа BM@N включает измерение функции возбуждения мульти-странных гиперонов в Au+Au столкновениях, чтобы исследовать процесс уравнивания мульти-странных гиперонов при высоких барионных плотностях.

## 2.3. Гипероны в плотной ядерной материи

Роль гиперонов в нейтронных звездах все еще остается загадкой. Если химический потенциал гиперона в плотной ядерной материи упадет ниже химического потенциала нейтронов и протонов, эти частицы распадутся на гипероны. Ожидается, что этот процесс будет происходить в центре нейтронных звезд при плотностях выше  $4-5 \rho_0$ , что приведет к смягчению EOS ядерной материи и, следовательно, предотвратит существование нейтронных звезд с большой массой. С другой стороны, наблюдались нейтронные звезды, масса которых примерно вдвое превышает массу Солнца [2.15]. Химический потенциал гиперона зависит не только от отталкивающего двух-частичного гиперон-нуклонного  $\Lambda N$  взаимодействия, но и от трех-частичного отталкивающего  $\Lambda NN$ -взаимодействия, которое становится все более важным при высоких плотностях [2.16]. Таким образом, лабораторные эксперименты, посвященные изучению гиперон-нуклонных взаимодействий, прольют свет на роль гиперонов в нейтронных звездах. Одной из возможностей изучения этих взаимодействий является открытие новых гиперядер и измерение времени их жизни. Согласно статистической модели и транспортным моделям, легкие гиперядра и даже двойные Лямбда-гиперядра в большом количестве должны образовываться в столкновениях тяжелых ионов при энергиях Нуклотрона и NICA [2.17,2.18]. Это открывает возможность измерить легкие гиперядра в эксперименте BM@N в столкновениях Au+Au при максимальной энергии пучка Нуклотрона и внести свой вклад в решение давней «гиперонной загадки» в нейтронных звездах.

#### Ссылки

[1.1] <https://fair-center.de>

[1.2] <https://nica.jinr.ru>

[1.3] T. Ablyazimov et al., [CBM Collaboration] Eur. Phys. J. A 53 (2017) 60

[1.4] V. Golovatyuk et al., Nucl. Phys. A 982 (2019) 963

[1.5] M. Kapishin for the BM@N collaboration, Nucl. Phys. A 982 (2019) 967

[2.1] I.C. Arsene et al., Phys. Rev. C 75, 24902 (2007)

[2.2] C. Fuchs, arXiv:nucl-th/0610038

[2.3] A. Le Fevre et al., Nucl. Phys. A 945 (2016) 112–133.

[2.4] C. Pinkenburg et al., Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 1295.

[2.5] P. Danielewicz, R. Lacey, W.G. Lynch, Science 298 (2002) 1592.

[2.6] C. Sturm et al. [KaoS Collaboration] Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 39.

[2.7] Ch. Fuchs et al., Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 1974

[2.8] C. Hartnack and J. Aichelin, J. Phys. G 28 (2002) 1649.

[2.9] F. Li et al., Phys. Rev. C 85 (2012) 064902

[2.10] G. Graef et al., Phys. Rev. C 90 (2014) 064909

[2.11] A. Andronic et al., J. Phys. G38 (2011) 124081

[2.12] P. Braun-Munzinger, J. Stachel and C. Wetterich, Phys.Lett. B 596 (2004) 61

[2.13] A. Andronic, P. Braun-Munzinger and J. Stachel, Acta Phys. Polon. B 40 (2009) 1005

[2.14] G. Agakishiev et al. [HADES collaboration] Eur. Phys. J. A 47 (2011) 21

[2.15] H. T. Cromartie et al., Nat. Astron. 2019, doi:10.1038/s41550-019-0880-2.

[2.16] W. Weise, arXiv:1905.03955v1, to appear in JPS Conf. Proc

[2.17] A. Andronic et al., Phys. Lett. B 697 (2011) 203

### 3. Детектор для исследования барионной материи на нуклотроне (BM@N).

BM@N (Baryonic Matter at Nuclotron) - первый эксперимент на ускорительном комплексе NICA - Nuclotron. Физическая программа в пучках тяжелых ионов ускорительного комплекса NICA и планируемый на коллайдере NICA эксперимент MPD описаны в [3.1–3.4]. Целью эксперимента BM@N является изучение взаимодействия пучков релятивистских тяжелых ионов с неподвижными мишенями [3.5]. Нуклотрон будет обеспечивать эксперименты пучками от протонов до ионов золота с кинетической энергией ионов от 1 до 6 ГэВ на нуклон. Максимальная кинетическая энергия ионов с отношением заряда к атомному весу ( $Z/A$ )  $\sim 1/2$  составляет 6 ГэВ на нуклон. Максимальная кинетическая энергия тяжелых ионов с отношением  $Z/A \sim 0.4$  составляет 4.5 ГэВ на нуклон. Максимальная кинетическая энергия протонов составляет 13 ГэВ. Транспортный канал ионов между Нуклотроном и экспериментом BM@N составляет около 160 метров в длину. Он состоит из 26 элементов магнитной оптики: 8 дипольных магнитов и 18 квадрупольных линз. Предусматривается программа модернизации канала транспортировки пучка, чтобы свести к минимуму количество рассеивающего материала на пути тяжелых ионов к установке BM@N. Планируемая интенсивность пучка ионов золота в эксперименте BM@N составляет несколько  $10^6$  ионов/с. Ускорение пучка ионов золота планируется после модернизации Нуклотрона в 2022 году. На рис. 3.2 представлена частота детектирования взаимодействий тяжелых ионов в экспериментах при разных энергиях на нуклон-нуклонное столкновение в системе центра масс. Энергия пучка в эксперименте BM@N находится в промежуточном диапазоне между экспериментами на установках SIS-18 и NICA / FAIR и частично перекрывается с энергетическим диапазоном эксперимента HADES. Ожидается, что частота детектирования центральных и промежуточных взаимодействий будет составлять от 20 до 50 кГц на втором этапе эксперимента BM@N в 2022 году и позже. Частота детектирования взаимодействий ограничена пропускной способностью системы сбора данных и считывающей электроники.

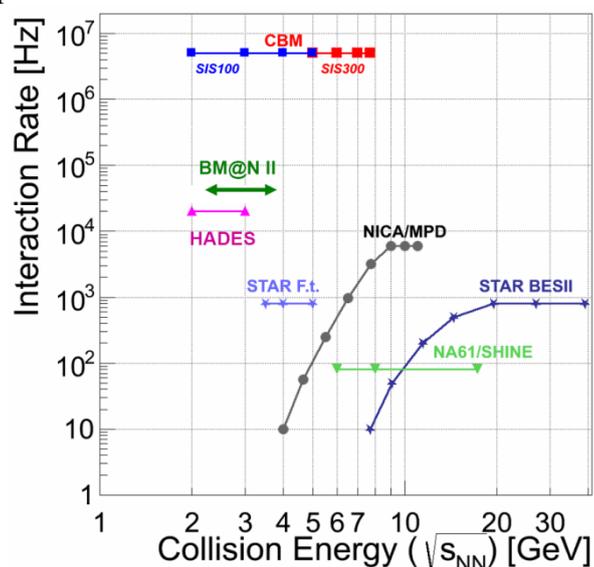


Рис. 3.2 Эксперименты с тяжелыми ионами: частота детектирования взаимодействий и энергия столкновения нуклонов с нуклонами в с.ц.м.

#### Ссылки

[3.1] G. Trubnikov, A. Kovalenko, V. Kekelidze, I. Meshkov, R. Lednicky, A. Sissakian, A. Sorin, PoS (ICHEP 2010) 523.

[3.2] G. Trubnikov, N. Agapov, V. Kekelidze, A. Kovalenko, V. Matveev, I. Meshkov, R. Lednicky, A. Sorin, PoS 36th International Conference of High Energy Physics (ICHEP2012), July 4-11, Melbourne, Australia.

[3.3] V. Kekelidze, A. Kovalenko, R. Lednicky, V. Matveev, I. Meshkov, A. Sorin, G. Trubnikov, 37th International Conference on High Energy Physics, ICHEP 2014, July 2-9, Valencia, Spain, Nuclear physics B Proceedings supplements (2014).

[3.4] V. Kekelidze, Multi-purpose detector (MPD) of the collider experiment, these proceedings.

[3.5] BM@N Conceptual Design Report.

[http://nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN\\_CDR.pdf](http://nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN_CDR.pdf)

[3.6] J. Heuser et al., Technical Design Report for the CBM Silicon Tracking System, CBM Collaboration, GSI Report 2013-4,

<http://repository.gsi.de/record/54798>

### 3.1 Основные характеристики экспериментальной установки

Схема предлагаемой конфигурации BM@N для программы тяжелых ионов показана на рис. 3.1.1. Эксперимент сочетает в себе высокоточное измерение параметров трека с информацией о времени пролета для идентификации частиц и предполагает измерение полной энергии адронным калориметром для анализа центральности столкновений. Импульс и траектория заряженного трека будут измеряться с помощью набора передних кремниевых детекторов (FwdSi), кремниевой трековой системы с большой апертурой (STS), 7 плоскостей двух-координатных детекторов GEM (газовых электронных умножителей), установленных после мишени внутри анализирующего магнита. Детекторы GEM способны работать при высокой плотности частиц и в сильных магнитных полях. Вертикальный зазор между полюсами анализирующего магнита для установки детекторов составляет около 1 м. Магнитное поле может достигать максимального значения 1 Т, что позволяет оптимизировать геометрическое разрешение BM@N и разрешение по импульсу для различных процессов и энергий пучка. Внешняя трековая система будет состоять из катодных стриповых камер, которые заменят существующие дрейфовые камеры для повышения эффективности измерения треков в столкновениях Au + Au. Времяпролетные детекторы (ToF) на основе технологии многозачерных резистивных камер (mRPC) со стриповым считыванием дают возможность разделять адроны ( $\pi$ , K, p) и легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ / с. Детектор Zero Degree Calorimeter (ZDC) предназначен для извлечения прицельного параметра столкновения (центральности) путем измерения энергии фрагментов сталкивающихся частиц. Сцинтилляционный Barrel детектор, расположенный вокруг мишени и частично перекрывающий заднюю полусферу, предназначен для генерации сигнала запуска для системы сбора данных. Набор пучковых триггерных детекторов также будут обеспечивать сигнал запуска (T0) для времяпролетных детекторов.

В 2022 году, после модернизации для программы тяжелых ионов, эксперимент BM@N начнется с сеанса в пучках ионов среднего размера (Kr, Xe). На данном этапе гибридный центральный трекер будет состоять из трех двух-координатных плоскостей детекторов FwdSi и 7 плоскостей детекторов GEM, как показано на рис. 3.1.2. Результаты моделирования для этой конфигурации центрального трекера приведены в разделе 3.2.2. В 2023 году планируется добавить две пилотные двух-координатные плоскости детекторов STS, чтобы расширить возможности центрального трекера для работы с пучками тяжелых ионов. Этапы эксперимента BM@N от начальных технических сеансов до финальных сеансов с высокоинтенсивными пучками тяжелых ионов приведены в таблице 3.1.

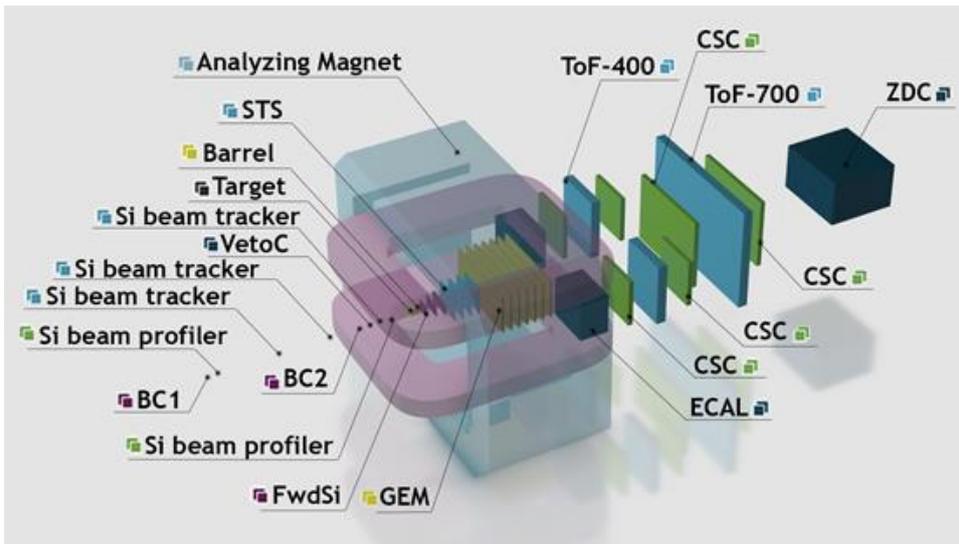


Рис. 3.1.1. Схематическое изображение установки BM@N для программы тяжелых ионов (без вакуумного ионопровода).

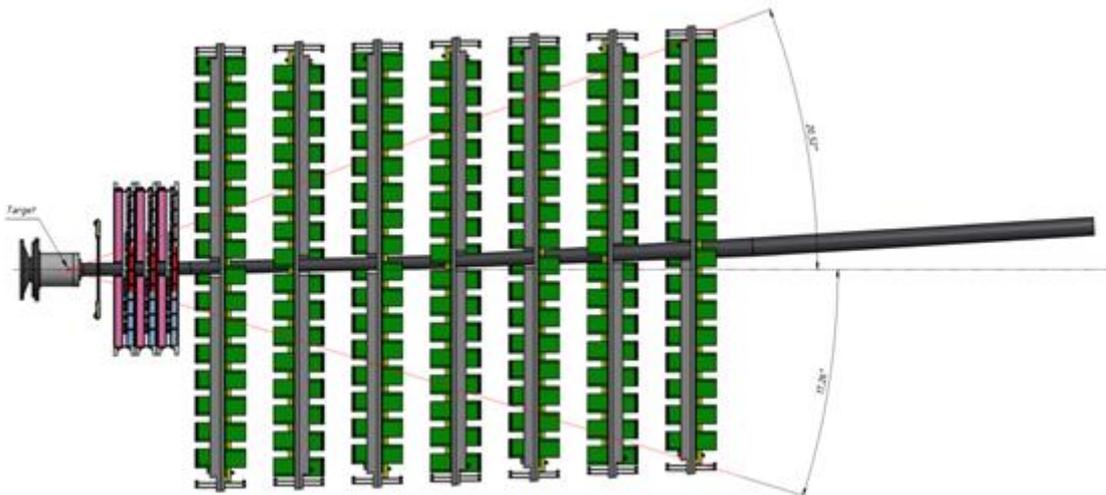


Рис. 3.1.2. Схематическое изображение исходного гибридного трекера на основе 3-х передних кремниевых плоскостей FwdSi и 7-ми плоскостей GEM. Вакуумный ионопровод из углепластика расположен по траектории пучка.

На втором этапе эксперимента BM@N после 2023 г. перед детекторами GEM будут установлены четыре двух-координатные плоскости детекторов STS для улучшения реконструкции треков в столкновениях тяжелых ионов (рис. 3.1.3). Детекторы этого типа в настоящее время разрабатываются совместно с коллаборацией CBM, поэтому фактическая реализация трекера STS зависит от программы создания кремниевого трекера CBM. Электроника STS FEE может регистрировать взаимодействия с частотой событий 50 кГц, что является основной целью эксперимента BM@N (см. Рис. 3.2). Для регистрации взаимодействий с частотой 50 кГц электроника FEE детекторов GEM должна быть обновлена до более быстрой версии, которая в настоящее время находится в стадии разработки.

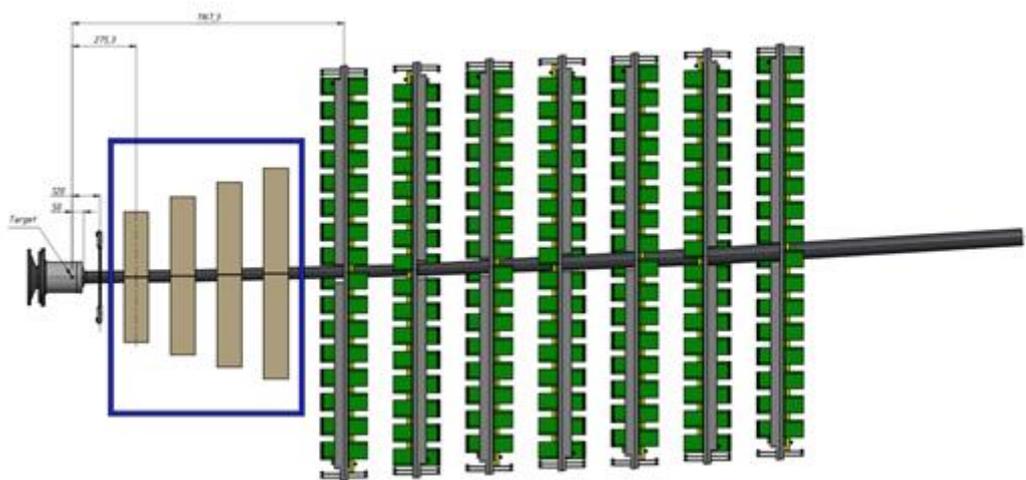


Рис. 3.1.3. Схематический вид финального гибридного трекера на основе 4 широко-апертурных плоскостей кремниевого трекера STS и 7 плоскостей GEM.

Таблица 3.1. Конфигурация центрального трекера VM@N, параметры пучков и скорости приема данных в экспериментальных сеансах VM@N.

Год	2016-2017 весна	2018 весна	2022 весна	2023	после 2023
Пучок	d, C	Ar, Kr, C(SRC)	Kr, Xe	до Au	до Au
Интенсивность пучка, Гц	0.5 М	0.5 М	0.5 М	0.5 М	2 М
Частота приема данных, Гц	5 k	10 k	10 k	20 k	50 k
Конфигурация центрального трекера	6 полу-плоскостей GEM	6 полу-плоскостей GEM + 3 плоскости FwdSi	6 плоскостей GEM + 3 плоскости FwdSi	7 плоскостей GEM + 4 плоскости FwdSi + 2 плоскости STS	7 плоскостей GEM + 4 плоскости STS
Статус эксперимента	технический сеанс	технический сеанс	физический сеанс, первая стадия	физический сеанс	физический сеанс в пучке большой интенсивности, вторая стадия

## 3.2 Технические характеристики VM@N и техническое обоснование

### 3.2.1 Характеристики VM@N в первых экспериментальных запусках

Технические сеансы с детектором VM@N были выполнены в пучке дейтронов в декабре 2016 г. и в пучке углерода в марте 2017 г. Кинетическая энергия составляла 4 ГэВ / нуклон для пучка дейтронов и варьировалась от 3,5 до 4,5 ГэВ / нуклон для углеродного пучка. Конфигурация установки VM@N в этих сеансах показана на рис. 3.2.1.1. Центральная

трековая система состояла из передней кремниевой стриповой Si-плоскости, 5 двух координатных GEM-детекторов размером  $66 \times 41 \text{ см}^2$  и двух GEM-детекторов размером  $163 \times 45 \text{ см}^2$ . Детекторы GEM были объединены в 6 станций GEM. Все детекторы GEM представляют собой двух-координатные детекторы с шагом стрипов 800 мкм. Углы наклона координат X и X' детекторов GEM к вертикальной оси составляют 0 и 15 градусов, соответственно. Пучок пересекал детекторы GEM в середине чувствительных плоскостей. С помощью интегрированной системы сбора данных считывались экспериментальные данные с центрального трека, внешних дрейфовых камер, времяпролетных детекторов, калориметра малых углов и триггерных детекторов.

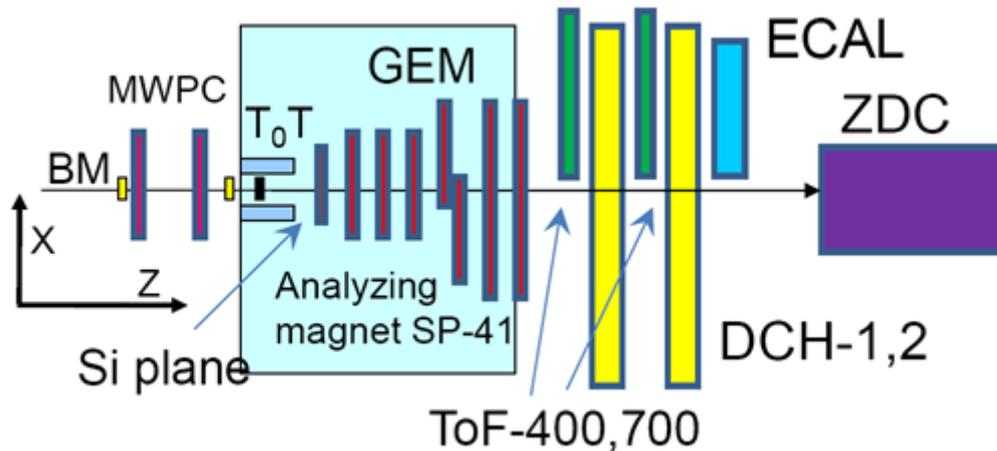


Рис. 3.2.1.1. Схематическое изображение установки BM@N в сеансе с пучком углерода.

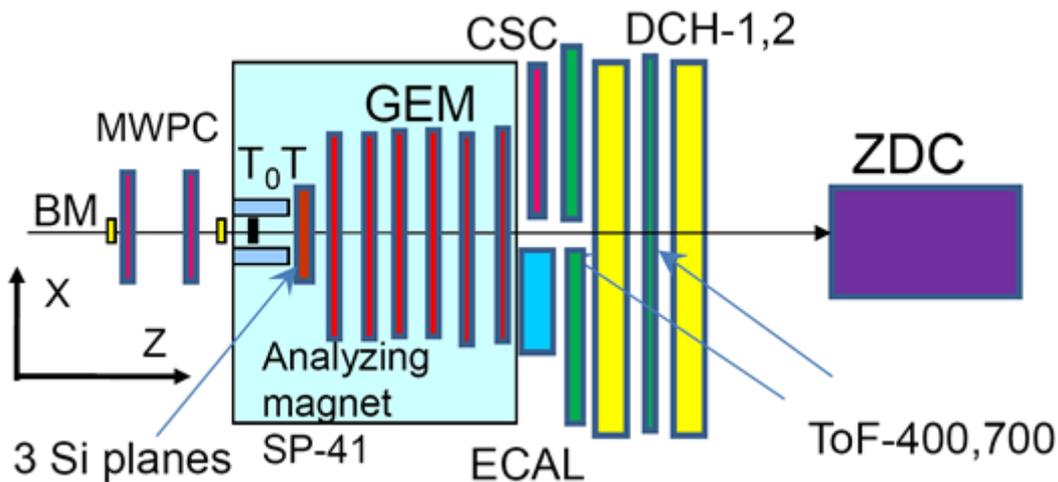


Рис. 3.2.1.2. Схематическое изображение установки BM@N в сеансе с пучками аргона и криптона.



Рис. 3.2.1.3 Вид установки BM@N (слева) и трека GEM (справа) в экспериментальном сеансе с пучками аргона и криптона в марте 2018 г.

Расширенная конфигурация установки BM@N была реализована в следующем сеансе с пучками аргона и криптона, выполненным в марте 2018 года. Схематический вид установки показан на рис. 3.2.1.2. Фотографии установки приведены на рис. 3.2.1.3. В состав установки входили шесть двух-координатных плоскостей детекторов GEM размером  $163 \times 45 \text{ см}^2$ , три передние кремниевые плоскости, внешний трекер на основе двух дрейфовых камер DCH и катодной стриповой камеры CSC, времяпролетная система, состоящая из ToF-400 и ToF-700, расширенная триггерная система T<sub>0</sub>T, адронный ZDC и электромагнитный ECAL калориметры. Детекторы GEM покрывали только верхнюю половину акцептанса в анализирующем магните. Зарегистрированные данные были использованы для проверки эффективности детекторов и разработки алгоритмов реконструкции и анализа событий. В частности, были проанализированы экспериментальные данные по взаимодействиям пучка с различными мишенями с целью восстановления треков, первичных и вторичных вершин с помощью центральных трековых детекторов [3.2.8–3.2.11]. Метод реконструкции треков был основан на так называемом методе «клеточного автомата» [3.2.13]. Поскольку конфигурация трекера GEM в углеродном сеансе была настроена для измерения частиц пучка с относительно высоким импульсом, геометрическая эффективность относительно мягких по импульсу продуктов распада странных частиц V<sub>0</sub> была довольно низкой. Моделирование методом Монте-Карло показало, что только ~4% Λ-гиперонов и ~0.8% K<sub>s</sub><sup>0</sup> могут быть восстановлены.

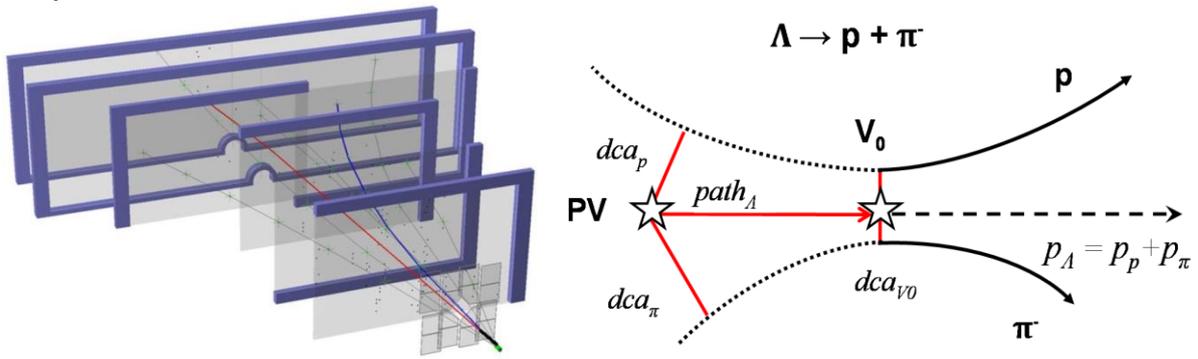


Рис. 3.2.1.4 Слева: событие рождения Λ-гиперона в углерод- ядерном взаимодействии, реконструированное в центральном трекере. Справа: топология  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  распада и переменные, используемые для выделения Λ-гиперонов.

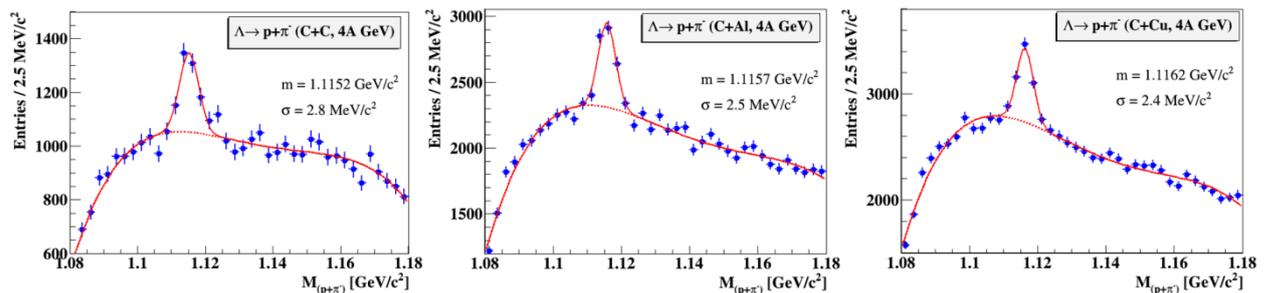


Рис. 3.2.1.5 Сигналы Λ-гиперонов в спектре инвариантных масс  $(p, \pi^-)$  пар, восстановленные во взаимодействиях углеродного пучка 4 AGeV с мишенями C, Al, Cu.

Λ-гипероны были реконструированы по моде распада на пары  $(p, \pi^-)$ , как показано на рис. 3.2.1.4. Поскольку идентификация частиц на этом этапе анализа не использовалась, все положительные треки считались протонами, а все отрицательные -  $\pi^-$ . Распределения инвариантных масс пар  $(p, \pi^-)$  показаны на рис. 3.2.1.5 для реконструированных взаимодействий углеродного пучка с мишенями C, Al, Cu. Фон под сигналом может быть уменьшен за счет введения дополнительных кремниевых трековых детекторов для

улучшения разрешения первичной вершины взаимодействия и вершины распада. Выходы  $\Lambda$ -гиперонов во взаимодействиях углеродного пучка 4 AGeV с мишенями C, Al, Cu были измерены в кинематическом диапазоне по поперечному импульсу  $\Lambda$   $0.1 < p_T < 1.05$  ГэВ/с и быстрой  $\Lambda$  в системе центра масс  $0.03 < y^* < 0.93$  [3.2.12]. Спектры  $y^*$  и  $p_T$  выходов  $\Lambda$  гиперонов с поправкой на акцептанс и эффективность детекторов представлены на рис. 3.2.1.6. Измеренные выходы  $\Lambda$ -гиперонов в C+C взаимодействиях были экстраполированы в полный кинематический диапазон с использованием усредненных предсказаний моделей DCM-QGSM [3.2.15] и UrQMD. Выход  $\Lambda$  гиперонов, измеренный в эксперименте BM@N, сравнивается на рис. 3.2.1.6 с результатами других экспериментов [3.2.16–3.2.18] и с моделями.

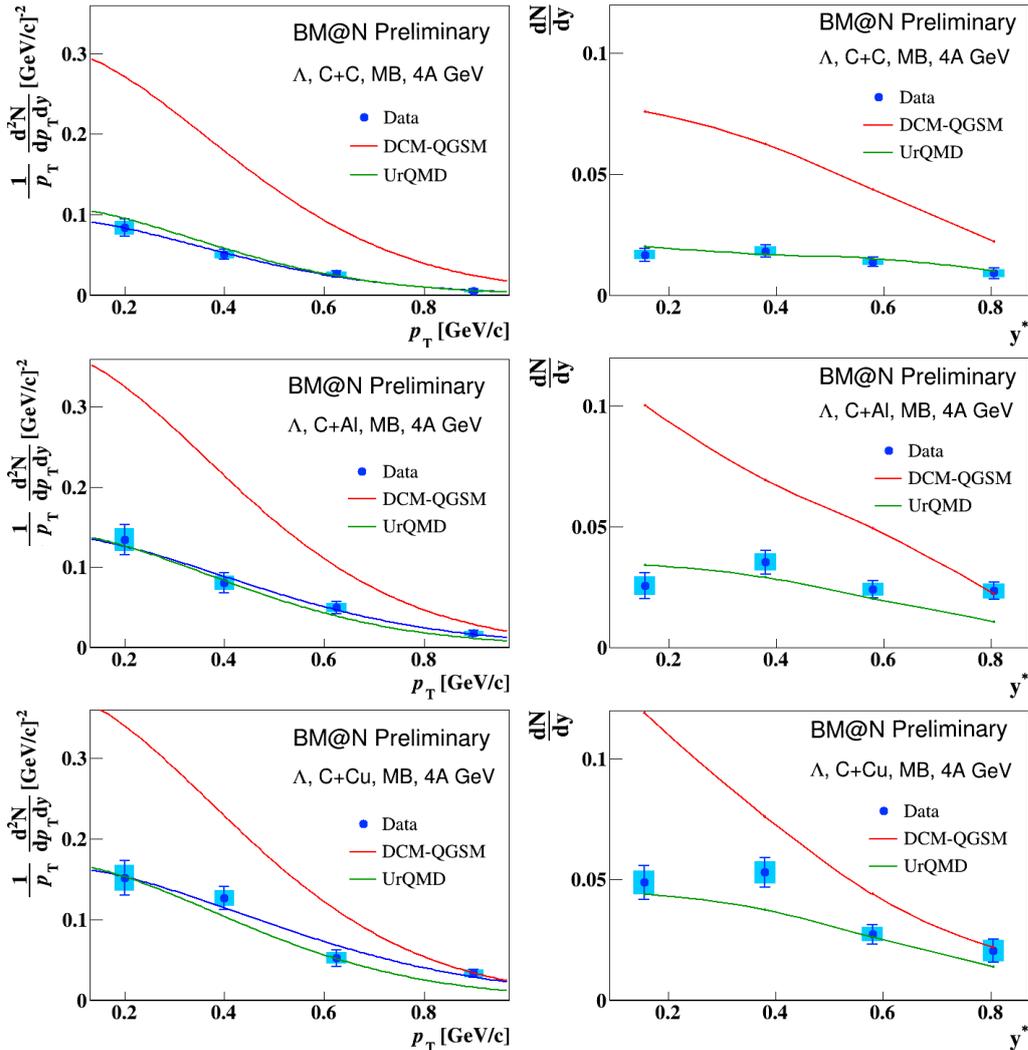


Рис. 3.2.1.6 Зависимость выхода  $\Lambda$ -гиперонов во взаимодействиях C+C, C+Al, C+Cu от быстрой  $y^*$  в с.ц.м. (справа) и поперечного импульса  $p_T$  (слева). Полосы ошибок представляют статистические неопределенности, синие прямоугольники показывают систематические ошибки. Предсказания моделей DCM-QGSM и UrQMD показаны цветными линиями.

Увеличение выхода  $\Lambda$  с энергией столкновения может быть понято в рамках модели адронного каскада как результат увеличения энергии, доступной для образования пар  $\Lambda$  и каонов в процессах многократного рассеяния во взаимодействиях ядер.

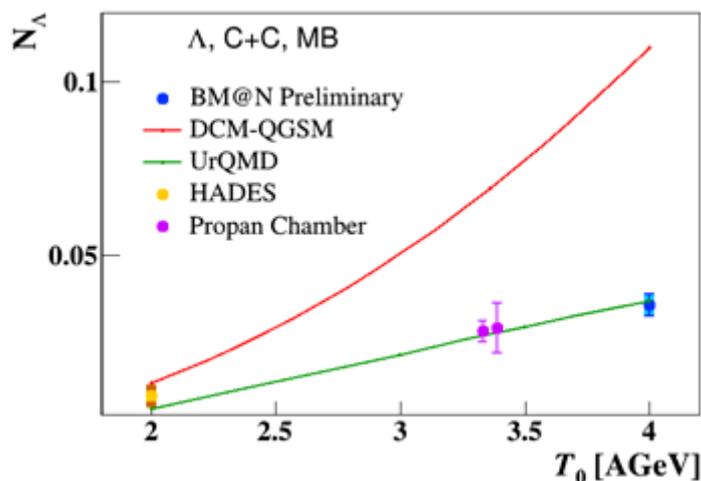


Рис. 3.2.1.6. Энергетическая зависимость выходов  $\Lambda$ -гиперонов во взаимодействиях  $C + C$ . Результат BM@N сравнивается с результатами других экспериментов [3.2.16–3.2.18]. Полоса ошибок BM@N представляет статистическую неопределенность, синий прямоугольник показывает систематическую ошибку. Предсказания моделей DCM-QGSM и UrQMD показаны цветными линиями.

По аналогии с анализом данных с углеродным пучком,  $\Lambda$  гипероны были реконструированы в аргон-ядерных взаимодействиях по моде распада на  $(p, \pi^-)$  пары. Кандидаты в  $\Lambda$ -распады были реконструированы по нейтральной топологии  $V^0$  без идентификации продуктов распада, как показано на рис. 3.2.1.7 (слева). Все положительные треки считались протонами, а все отрицательные -  $\pi^-$ . Распределение инвариантной массы пар  $(p, \pi^-)$  показано на рис. 3.2.1.7 (справа) для реконструированных взаимодействий пучка аргона с мишенями. Сигнал  $\Lambda$ -гиперона имеет ширину  $\sigma \sim 3-3,5$  МэВ для различных мишеней, что сопоставимо с шириной сигнала  $\Lambda$  во взаимодействиях пучка углерода с ядрами. Принимая во внимание импульсные спектры восстановленных продуктов распада  $p, \pi^-$ , массовое разрешение 3–3.5 МэВ для  $\Lambda$  соответствует разрешению по импульсу 2.5–3.5% для  $p, \pi^-$ .

Заряженные каоны и пионы, а также протоны и легкие фрагменты ядер были идентифицированы в экспериментальных данных, полученных во взаимодействиях пучка ионов аргона 3.2 АГэВ с неподвижными мишенями (C, Al, Cu, Sn, Pb) с использованием центральной трековой системы (для измерения импульса и траектории частиц в координатных кремниевых детекторах и детекторах GEM) и времяпролетных систем ToF-400 и ToF-700 на основе детекторов (камер) mRPC для измерения времени пролета заряженных частиц от стартового детектора T0 до камер mRPC. Скорость частицы определяется по длине траектории частицы от мишени до камер mRPC и времени пролета. Знание импульса и скорости частиц позволяет определить массу и идентифицировать частицу. Для улучшения восстановления импульса частицы была проведена юстировка детекторов, при этом точные положения и повороты кремниевых координатных детекторов и детекторов GEM определялись программными методами.

Чтобы улучшить времяпролетные измерения, отклик времяпролетных детекторов, T0 и mRPC был откалиброван: время пролета было скорректировано по каналам для учета времени распространения сигнала в стрипе MRPC, а также для учета корреляции измеренного времени с амплитудой сигнала. Окончательная настройка времени пролета для отдельных камер mRPC была выполнена с использованием большой статистической выборки идентифицированных протонов: среднее время пролета, измеренное в камере, было скорректировано так, чтобы получить среднее значение массы частиц, идентифицированных в камере как протоны, на табличном значении массы протона. Достигнутое временное разрешение систем ToF-400 и ToF-700 составило 85 пс и 120 пс, соответственно.

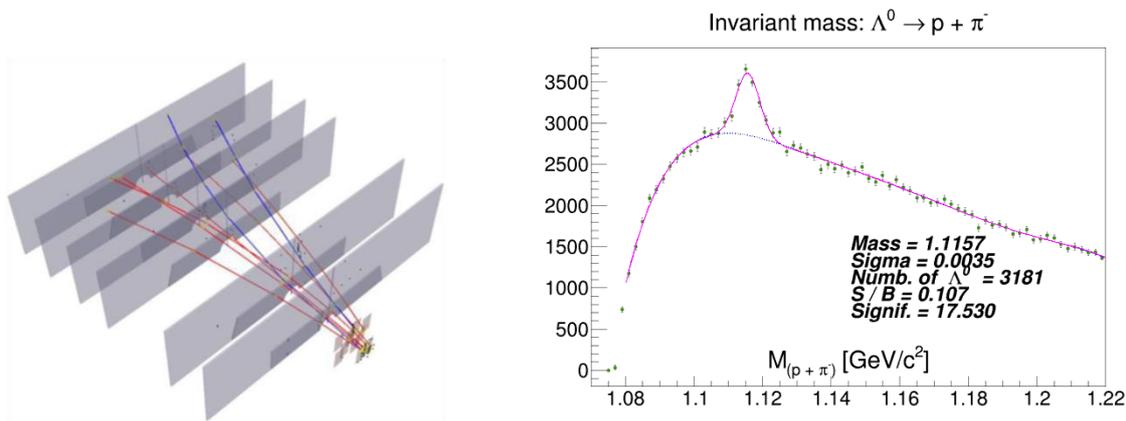


Рис. 3.2.1.7 Слева: событие образования  $\Lambda$ -гиперона в аргон-ядерном взаимодействии, реконструированное в центральном трекаре. Справа: Сигнал  $\Lambda$ -гиперона в спектре инвариантных масс пар  $(p, \pi^-)$ , восстановленный во взаимодействии пучка аргона 3.2 АГЭВ с мишенями.

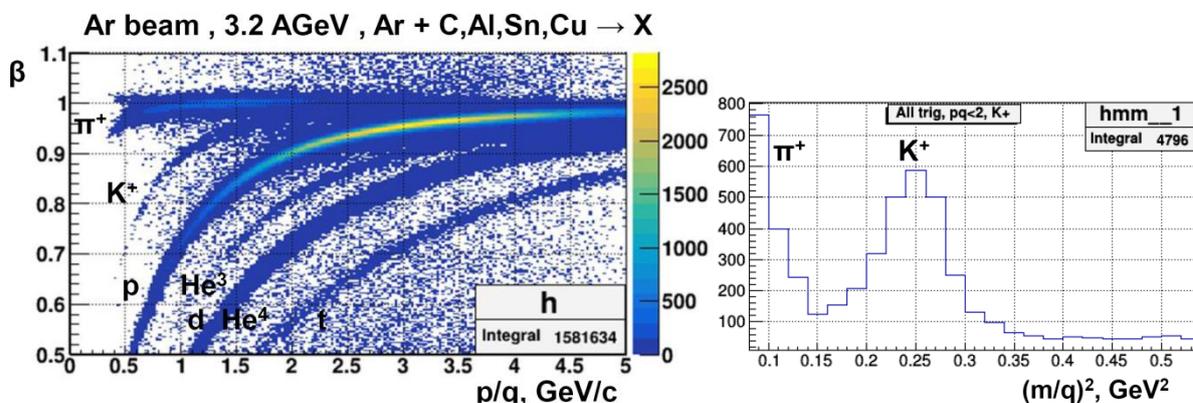


Рис. 3.2.1.8 Скорость  $\beta = v/c$  как функция отношения импульса к заряду  $p/q$  положительно заряженных частиц, измеренная в системе ТоF-400. Идентифицированные  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $He^3$ ,  $d/He^4$ ,  $t$  видны как полосы частиц (слева). Распределение по квадрату отношения массы к заряду идентифицированных частиц, показывающее пики  $\pi^+$  и  $K^+$  (справа).

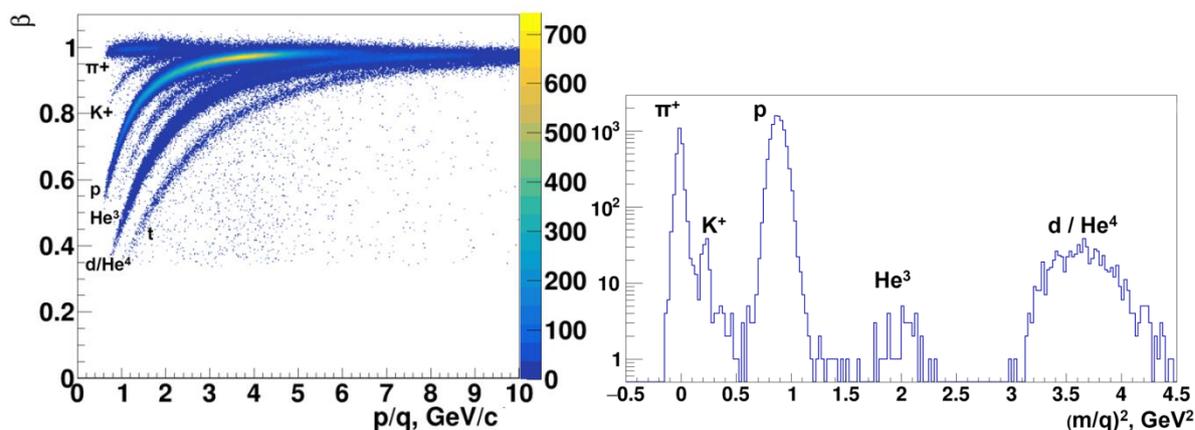


Рис. 3.2.1.9 Скорость  $\beta = v/c$  как функция отношения импульса к заряду  $p/q$  положительно заряженных частиц, измеренная в системе ТоF-700. Идентифицированные  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $He^3$ ,  $d/He^4$ ,  $t$  видны как полосы частиц (слева). Распределение по квадрату отношения массы к заряду идентифицированных частиц, показывающее пики  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$  и легких фрагментов (справа).

Координатное разрешение детекторов mRPC вдоль считывающих стрипов составляет 0,75 см. В рамках проекта был смоделирован отклик времяпролетных детекторов и разработан алгоритм идентификации частиц в много-частичных событиях. Результаты идентификации частиц в детекторах ToF-400 и ToF-700 показаны на Рис. 3.2.1.8 и Рис. 3.2.1.9, соответственно. Полосы частиц (слева) и пики массовых распределений (справа) соответствуют идентифицированным  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  $He^3$ ,  $d / He^4$ ,  $t$ . В частности, распределения по квадрату отношения массы к заряду идентифицированных частиц показывают пик  $\pi^+$  при низких значениях  $(M/q)^2$  и пик  $K^+$  при  $\sim 0,25 \text{ ГэВ}^2$  (справа). Анализ продолжается с целью корректировки идентифицированных данных для определения эффективности детекторов и извлечения выходов  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$  мезонов,  $\Lambda$ -гиперонов и легких ядерных фрагментов в аргон-ядерных взаимодействиях.

### 3.2.2 Моделирование центрального трекера для программы с тяжелыми ионами

Схема модернизированной конфигурации BM@N для программы тяжелых ионов показана на рис. 3.1.1. На первом этапе эксперимента, который начнется в 2022 году, три плоскости передних кремниевых детекторов FwdSi будут использоваться в сочетании с семью станциями детекторов GEM для реконструкции взаимодействий ионов среднего размера (Kr, Xe) с неподвижными мишенями (см. Рис. 3.1.2). После 2023 г. на заключительном этапе эксперимента перед детекторами GEM будут установлены четыре плоскости широкоапертурной двух-координатной кремниевой трековой системы STS для улучшения реконструкции треков в столкновениях тяжелых ионов (см. Рис. 3.1.3).

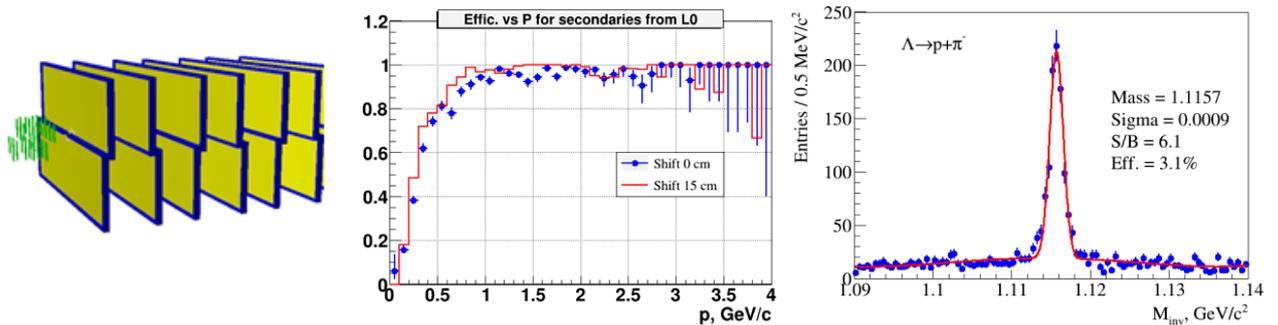


Рис. 3.2.2.1 Левый рисунок: смоделированная конфигурация первой стадии гибридного трекера на основе 3 плоскостей FwdSi и 7 плоскостей детекторов GEM. Центральный график: эффективность реконструкции продуктов  $\Lambda$ -распада (протона или  $\pi^-$ ) в гибридном трекере FwdSi + GEM на основе моделирования взаимодействий Kr+Pb. Правый график: сигнал  $\Lambda$ -гиперона в спектре инвариантных масс смоделированного распада ( $p, \pi^-$ ), реконструированного в гибридном трекере FwdSi + GEM.

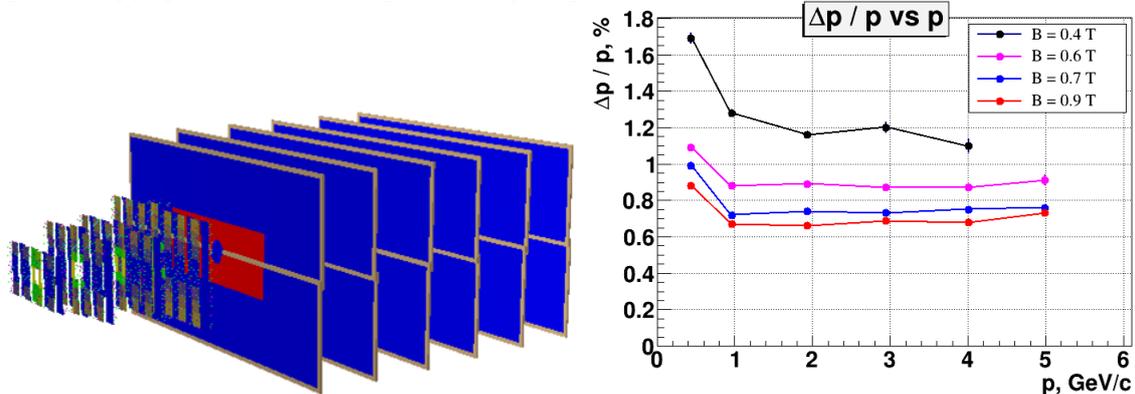


Рис. 3.2.2.2 Левый рисунок: смоделированная конечная конфигурация гибридного трекера на основе 4 станций STS и 7 плоскостей детекторов GEM. Правый график: импульсное

разрешение гибридного трекера STS+GEM как функция импульса частицы, рассчитанное для различных значений магнитного поля.

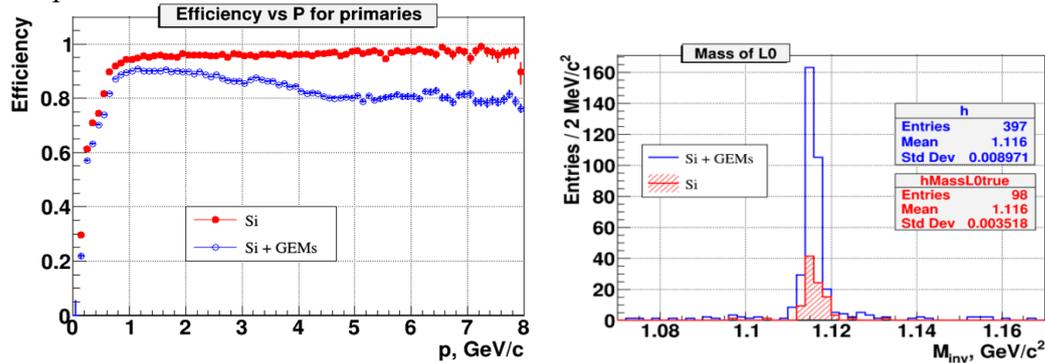


Рис. 3.2.2.3 Левый график: эффективность реконструкции первичных заряженных частиц в гибридном трекере STS+GEM (синяя гистограмма) и только в трекере STS (красная гистограмма). Правый график: Восстановленный сигнал  $\Lambda$ -гиперона для конфигураций трекеров STS и STS+GEM.

Смоделированная конфигурация 1-й стадии гибридного трекера на основе 3-х передних кремниевых станций FwdSi и 7 плоскостей детекторов GEM (рис. 3.1.2) показана на рис. 3.2.2.1 (слева). Эффективность восстановления продуктов распада  $\Lambda \rightarrow p + \pi^-$  в гибридном трекере FwdSi + GEM на основе моделировании взаимодействий пучка K<sub>r</sub> с мишенью Pb показана на рис. 3.2.2.1 (справа). Приведены результаты для двух положений детекторов FwSi: положение по умолчанию (смещение 0 см) и с дополнительным смещением на +15 см от точки взаимодействия.

Для модернизации BM@N [3.2.20] была смоделирована окончательная конфигурация центральной трековой системы на основе широко-апертурных детекторов STS и GEM детекторов (рис. 3.1.3) с целью исследования ее характеристик для реконструкции гиперонов и гиперядер во взаимодействиях тяжелых ядер вплоть до Au+Au (рис. 3.2.2.2 слева). Как уже упоминалось выше, исследования взаимодействий Au+Au планируются на финальной стадии эксперимента BM@N с пучками тяжелых ионов.

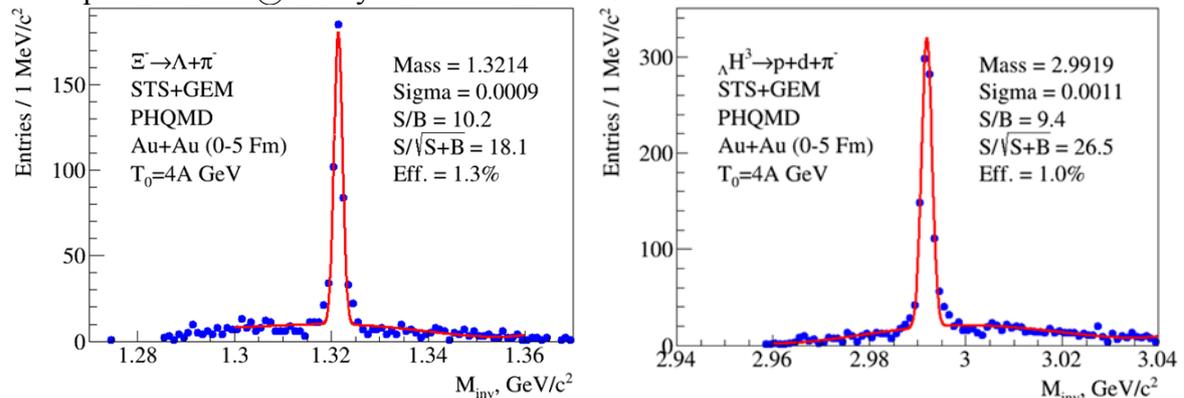


Рисунок 3.2.2.4 Слева: сигнал моделированных  $\Xi^-$  гиперонов в спектре инвариантных масс ( $\Lambda, \pi^-$ ) реконструированный в гибридном трекере STS+GEM. Справа: сигнал моделированных  $\Lambda H^3$  в спектре инвариантных масс ( $p, d, \pi^-$ ), реконструированный в гибридном трекере STS+GEM.

Эффективность реконструкции первичных заряженных частиц в моделированных центральных столкновениях Au+Au представлена на рис. 3.2.2.3 (слева) для гибридной трековой системы STS + GEM (синяя гистограмма) и только для кремниевых станций STS (красная гистограмма). Хотя детекторы GEM менее эффективны в событиях с высокой множественностью из-за более низкой гранулярности стрипов, чем детекторы STS, трековый алгоритм для гибридной системе STS+GEM способен реконструировать в четыре раза больше гиперонов, чем только в детекторе STS. Импульсное разрешение гибридного трекера

показано на рис. 3.2.2.2 (справа). Гибридная трековая система также способна восстанавливать каскадные распады  $\Xi^-$  гиперонов на  $\Lambda + \pi^-$  и ядер гипер-тритона  $\Lambda\text{H}^3$  в модах распада на  $\text{He}^3 + \pi^-$  и  $p + d + \pi^-$  с близкой эффективностью. Сигналы  $\Xi^-$  и  $\Lambda\text{H}^3$ , восстановленные в трековой системе STS+GEM, показаны на рис. 3.2.2.4. Для восстановления событий с топологией распада  $\Xi^-$  или  $\Lambda\text{H}^3$  использовался алгоритм, разработанный в СВМ [3.2.21], а критерии отбора применялись по расстоянию максимального приближения к первичной вершине продуктов распада, расстоянию между треками в вершине распада, по длине пробега восстановленной материнской частицы. Кроме того, чтобы уменьшить комбинаторный фон под сигналом  $\Lambda\text{H}^3$  в модах распада на  $\text{He}^3 + \pi^-$  и  $p + d + \pi^-$ , в системе ТоF потребовалась идентификация  $\text{He}^3$  и d. Более подробную информацию о моделировании модернизированной установки можно найти в [3.2.22].

Ожидаемая статистика гиперонов, которые будут регистрироваться за секунду и за 2200 часов (3 месяца) сбора данных, приведена в последних двух столбцах таблицы, показанной ниже. В проекте планируется 2000-3000 часов набора данных в год (см. таблицу в разделе 5 данного документа). В проекте предполагается параллельная эксплуатация Бустера-Нуклотрона и транспортировка пучка тяжелых ионов в BM@N во время набора данных в эксперименте MPD на коллайдере NICA. Запрашиваемое время работы ускорительного комплекса Бустер-Нуклотрон для эксперимента BM@N меньше, чем для эксперимента MPD на коллайдере NICA.

Частица	$E_{\text{thr}}\text{NN}$ ГэВ	M Центральные события	M m.bias	$\epsilon$ %	Yield/сек min. bias	Yield/ 2200 часов min. Bias
$\Xi^-$	3.7	$1 \cdot 10^{-1}$	$2.5 \cdot 10^{-2}$	1	2.5	$5 \cdot 10^6$
$\Omega^-$	6.9	$2 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^{-4}$	1	$5 \cdot 10^{-2}$	$1 \cdot 10^5$
Anti- $\Lambda$	7.1	$2 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-5}$	3	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^4$
$\Xi^+$	9.0	$6 \cdot 10^{-5}$	$1.5 \cdot 10^{-5}$	1	$1.5 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^3$
$\Omega^+$	12.7	$1 \cdot 10^{-5}$	$2.5 \cdot 10^{-6}$	1	$2.5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^2$

В таблице M (центральный) и M (m.bias) - выходы гиперонов на одно центральное / m/bias событие во взаимодействиях Au + Au при кинетической энергии пучка 4 АГэВ согласно предсказаниям статистической модели [2.17],  $\epsilon$  - оценка эффективности реконструкции гиперонов,  $E_{\text{thr}}\text{NN}$  - кинематический порог для образования гиперона. Предполагается, что частота приема событий DAQ составляет  $10^4$  Гц, а коэффициент скважности ускорителя - 0,25. Принимая во внимание предсказания статистической модели для выходов гиперядер на событие и 1% для эффективности реконструкции, ожидаемые выходы гиперядер  $\Lambda\text{H}^3$  и  $\Lambda\Lambda\text{H}^3$  за 2200 часов сбора данных составляют  $10^6$  и 100 гиперядер, соответственно.

#### References

[3.2.1] J. Steinheimer et al., Progress in Particle and Nuclear Physics 62, 313317 (2009).

- [3.2.2] J. Steinheimer, K. Gudima, A. Botvina, I. Mishustin, M. Bleicher, H. Stoecker, Phys. Lett. B 714, 85 (2012).
- [3.2.3] NICA White Paper.  
<http://theor0.jinr.ru/twiki-cgi/view/NICA/NICAWhitePaper>
- [3.2.4] BM@N Conceptual Design Report:  
[http://nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN\\_CDR.pdf](http://nica.jinr.ru/files/BM@N/BMN_CDR.pdf)
- [3.2.5] D. Suvarieva et al., J.Phys.Conf.Ser. 668 (2016) no.1, 012121.
- [3.2.6] V. Friese, Strangeness Prospects with the CBM Experiment, talk at the SQM-2015 Conference, Dubna, Russia, July 6-11, 2015.
- [3.2.7] D. Baranov et al., JINST 12 (2017) no.06, C06041.
- [3.2.8] M. Kapishin (for the BM@N Collaboration), Eur.Phys.J. A52 (2016) no.8, 213.
- [3.2.9] M. Kapishin (for the BM@N Collaboration), Phys.Atom.Nucl. 80 (2017) no.10, 1613-1619, Yad.Fiz. 7 (2016) no.6, 543-550.
- [3.2.10] M. Kapishin (for the BM@N Collaboration), Nucl.Phys. A982 (2019) 967-970.
- [3.2.11] M. Kapishin, Proceedings of the 13th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN 2018), JPS Conference Proceedings, v.32 (2020), 010093
- [3.2.12] M. Kapishin (for the BM@N Collaboration), The XVIII International Conference on Strangeness in Quark Matter (SQM 2019), Springer Proceedings in Physics, v.250 (2020), 21-27
- [3.2.13] V. Akishina and I. Kisel, J. Phys.: Conf. Ser. 599, 012024 (2015), I. Kisel, Nucl. Instrum. Meth. A 566, 85 (2006).
- [3.2.14] D. Baranov et al., Phys.Part.Nucl.Lett. 15 (2018) no.2, 148-156.
- [3.2.15] N. Amelin, K. Gudima, and V. Toneev, Sov.J.Nucl. Phys. 51, 1093 (1990).
- [3.2.16] S. Arakelian et al., P1-83-354, JINR, Dubna.
- [3.2.17] D. Armutlijsky et al., P1-85-220, JINR, Dubna.
- [3.2.18] K. Kanaki, Study of hyperon production in C+C collisions at 2A GeV beam energy with the HADES spectrometer, PhD 2007.
- [3.2.19] F. Guber et al., Measurement of centrality in nucleus-nucleus collisions at the BM@N experiment, these proceedings.
- [3.2.20] P. Senger, D. Dementev, J. Heuser, M. Kapishin, E. Lavrik, Yu. Murin, A. Maksymchuk, H.R. Schmidt, Ch. Schmidt, A. Senger and A. Zinchenko, Upgrading the Baryonic Matter at the Nuclotron Experiment at NICA for Studies of Dense Nuclear Matter, Particles, 2, 481 (2019).
- [3.2.21] S. Gorbunov and I. Kisel, Reconstruction of decayed particles based on the Kalman filter, CBM-SOFT-note-2007-003 (2007).
- [3.2.22] A. Zinchenko et al., Performance evaluation of the upgraded BM@N setup for the strangeness production studies, these Proceedings

### 3.3 Центральная трековая система

#### 3.3.1 Трековая система GEM

Центральная трековая система в эксперименте BM@N должна обеспечивать точное измерение импульса продуктов каскадных распадов мульти-странных гиперонов и гиперядер, образовавшихся в центральных столкновениях Au+Au. Все физические измерения будут проводиться при высокой интенсивности пучка в столкновениях с большой множественностью заряженных продуктов реакции. Это требует использования детекторов, способных детектировать множество треков с очень высокой скоростью. Основными требованиями к трековой системе являются: возможность стабильной работы в условиях высоких радиационных нагрузок до  $10^5$  Гц/см<sup>2</sup>, высокое пространственное и импульсное разрешение, геометрическая эффективность лучше 95%, максимально возможный геометрический акцептанс в рамках эксперимента BM@N, способность функционировать в магнитном поле 0,8 Т. Детекторы на основе технологии GEM обладают всеми

перечисленными характеристиками в сочетании с возможностью стабильной работы в сильном магнитном поле до 1,5Тл.

## GEM детекторы

Процессы производства и сборки крупногабаритных (до 2 м в длину) детекторов на основе GEM хорошо развиты в CERN PHDT и MPT Workshop. Поскольку используется технология «вытягивания фольги» без склеивания, одна камера может быть собрана за несколько часов и при необходимости легко открыта для технического обслуживания. По этой причине были выбраны двух-координатные трехслойные GEM-детекторы для центральной части трековой системы VM@N. Конфигурация Triple-GEM обеспечивает низкую вероятность распространения разряда и стабильную работу при усилении выше  $10^5$ . Детекторы VM@N GEM состоят из трех умножителей с дрейфовым зазором 3 мм, первым зазором 2,5 мм, вторым зазором 2 мм и индукционным зазором 1,5 мм. Считывание сигнала по двум координатам осуществляется набором параллельных металлических стрипов на анодной плате считывания. Углы наклона стрипов нижнего слоя (координата X) и стрипов верхнего слоя (координата X' (или Y)) к вертикали составляют 0 и 15 градусов, соответственно. Ширина стрипов по осям X и X' составляет 0,68 и 0,16 мкм. Шаг стрипов для обоих слоев составляет 800 мкм. Группы из 128 стрипов подключаются к входам ASIC через разъем на плоскости считывания. Поперечная конструкция Triple-GEM и конструкция плоскости считывания показаны на рисунке 3.3.1. Окончательная конфигурация трековой системы VM@N GEM будет состоять из камер GEM двух типов с размерами  $1632 \times 450$  мм<sup>2</sup> и  $1632 \times 390$  мм<sup>2</sup>. Чтобы не загружать детектор первичными частицами пучка тяжелых ионов и частицами гало вокруг пучка, в центральной области детектора имеется отверстие. Из-за большой множественности частиц вблизи оси пучка считывающая плоскость разделена на внешнюю и внутреннюю (горячие) зоны для обоих X и X' слоев детекторов.

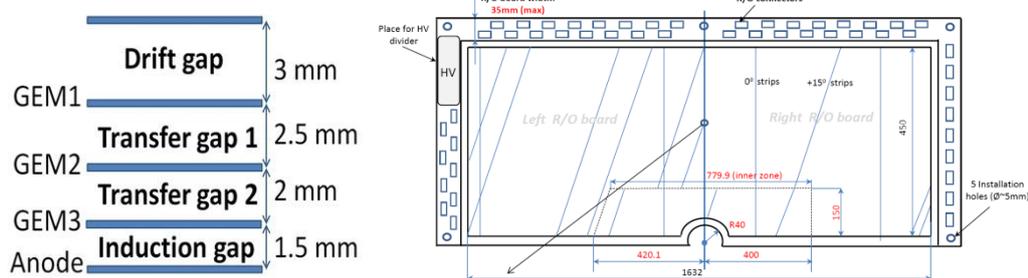


Рис. 3.3.1. Слева: схематическая поперечная структура тройного детектора GEM. Справа: двух-координатная считывающая плоскость детектора GEM размером  $1632 \times 450$  мм<sup>2</sup>.



Рис. 3.3.2. Слева: детекторы GEM, интегрированные в экспериментальную установку VM@N. Справа: испытательный стенд для тестов детекторов GEM на космических лучах.

В 2018 г. были проведены испытания семи камер GEM размером  $1632 \times 450 \text{ мм}^2$ , оснащенных для считывания ASIC VA163, в пучках аргона и криптона (рис. 3.3.2, левый рисунок). Детекторы GEM заполнялись газовой смесью Ar (80) / C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (20) для увеличения скорости образования лавин электронов. Были реконструированы треки заряженных частиц и рассчитана эффективность реконструкции треков камерами GEM (оценка средней эффективности детекторов ~95%). Параметризация по Гауссу распределения расстояний между координатами срабатываний детекторов и треками дает стандартное отклонение 230 мкм. В 2019 году собрано семь GEM детекторов размером  $1632 \times 390 \text{ мм}^2$ . Сейчас детекторы, оснащенные электроникой, проходят длительные испытания на космических лучах (рис. 3.3.2, правый рисунок). Характеристики детекторов GEM, полученные в техническом сеансе на пучке дейтронов, показаны на рис. 3.3.2.1 и 3.3.2.2.

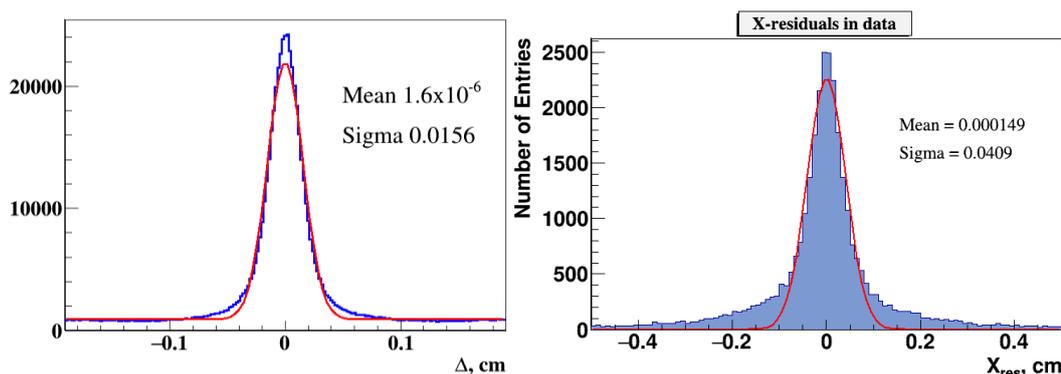


Рис.3.3.2.1 Невязки хитов в GEM к трекам, измеренные во взаимодействиях пучка дейтронов с мишенью без магнитного поля (слева) и с включенным магнитным полем (справа).

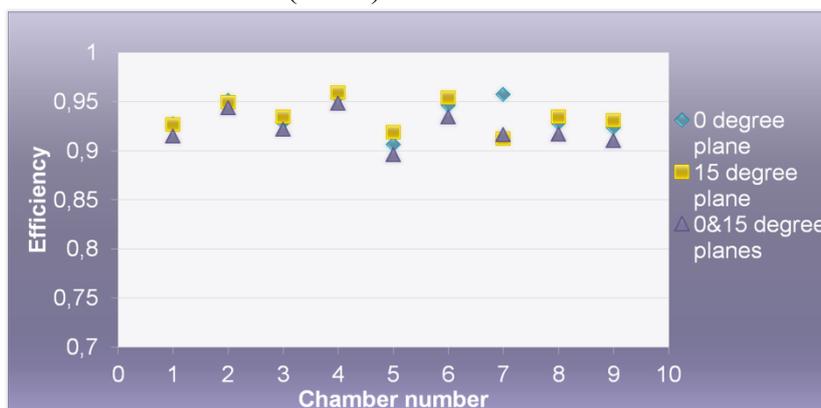


Рис. 3.3.2.2 Эффективность детектора GEM, измеренная в сеансе на пучке дейтронов.

### Front-end электроника и система сбора данных

Для сеансов в пучках тяжелых ионов с интенсивностью до нескольких  $10^5$  Гц фронтальная электроника GEM построена на микросхеме зарядово-чувствительного предусилителя ASIC VA163 (IDEAS, Норвегия). Чип имеет 32 канала. Каждый канал содержит зарядово-чувствительный предусилитель, формирователь с временем пика 0,5 мкс и схему удержания выборки. Аналоговый мультиплексор с 32 входами позволяет выполнять последовательное считывание по каналам. Чип может использоваться для усиления и считывания отрицательных и положительных зарядов в диапазоне от -1,5 до +1,5 пКл. Эквивалентный заряд шума составляет 1900e без нагрузки и 2000e при входной нагрузке 50 пФ. Интегральная линейность составляет 1% и 3% для положительного и отрицательного заряда, соответственно. Каждая считываемая карта включает в себя четыре микросхемы, которые установлены, склеены и залиты компаундом. Таким образом, мы имеем плату считывания на 128 входных аналоговых каналов. Мультиплексированные данные с каждой платы передаются через 15-метровый плоский кабель витой парой на 12-битный аналого-цифровой

преобразователь системы сбора данных VM@N. Для сеансов в пучках тяжелых ионов с интенсивностью до нескольких  $10^6$  Гц электроника GEM должна быть обновлена. В качестве возможных кандидатов рассматриваются ASIC VMM3a и TIGER. Первые тесты FEE на обоих чипах уже начались. Для испытаний VMM3a с детекторами VM@N GEM была разработана и изготовлена 128-канальная оценочная плата на базе Kintex7. До 2023 года должна быть разработана новая электроника для детекторов GEM.

### Система газораспределения

Камеры GEM могут работать со смесями газов Ar (70) / CO<sub>2</sub> (30), Ar (90) / C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (10) или Ar (80) / C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (20). Газовая система состоит из двух частей: 1) системы смешивания газов, которая определяет количество, соотношение смешивания и давления к элементам, расположенным ниже по потоку; 2) распределительной системы, которая подает газ в четко определенных количествах к отдельным детекторам. Газовая система произведена в ООО «Элточприбор» (Зеленоград, Россия). Для уменьшения примесей кислорода и влаги в газовой смеси GEM, смесь распределяется по детекторам по семи независимым газовым линиям, по одной на каждую плоскость GEM. Газовая панель, предназначенная для контроля примесей кислорода и влаги в газовой смеси, находится в стадии разработки и будет основана на анализаторах GE oхy.IQ.

### Интеграция в установку VM@N

Окончательная конфигурация центральной трековой системы состоит из 14 детекторов GEM:

- 7 детекторов GEM размером  $1632 \times 450$  мм<sup>2</sup>, расположенных над вакуумным ионопроводом;
- 7 детекторов GEM размером  $1632 \times 390$  мм<sup>2</sup>, расположенных под вакуумным ионопроводом.

Поскольку магнитное поле перпендикулярно направлению электрического поля внутри камеры GEM, электронная лавина в газовых зазорах дрейфует под некоторым углом (углом Лоренца) по отношению к нормали к плоскости считывания. Дрейф электронного облака приводит к смещению накопленного заряда, которое называется лоренцевым сдвигом. Величина сдвига зависит от напряженности поля и свойств газа. Чтобы исключить систематический сдвиг реконструированных треков в магнитном поле, детекторы GEM ориентированы в чередующемся порядке, так что электрическое поле для соседних плоскостей имеет противоположные направления. Полную конфигурацию с 14 детекторами GEM (~ 90000 каналов считывания) планируется интегрировать в экспериментальную установку VM@N в течение 2021 года с электроникой на базе микросхем VA-163. Разработка конструкции механики, обеспечивающей точную установку плоскостей GEM внутри магнита, была выполнена ООО «Пелком-Дубна» (Дубна, Россия) (см. Рис. 3.3.6). Производство механики продлится до осени 2021 года.

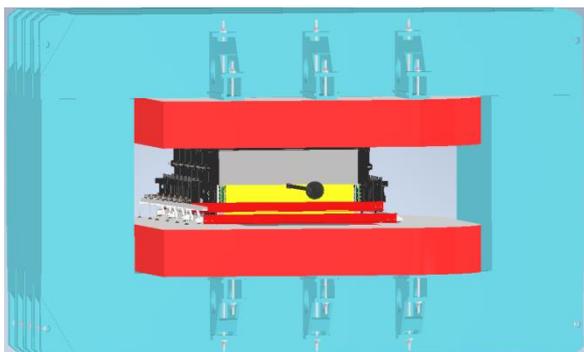


Рис. 3.3.6. Конструкция механики для точной установки плоскостей GEM внутри магнита СП-41.

Было выполнена оценка пространственного распределения вещества для полной конфигурации центральной трековой системы GEM вместе с электроникой и вспомогательной механикой (см. Рис. 3.3.7).

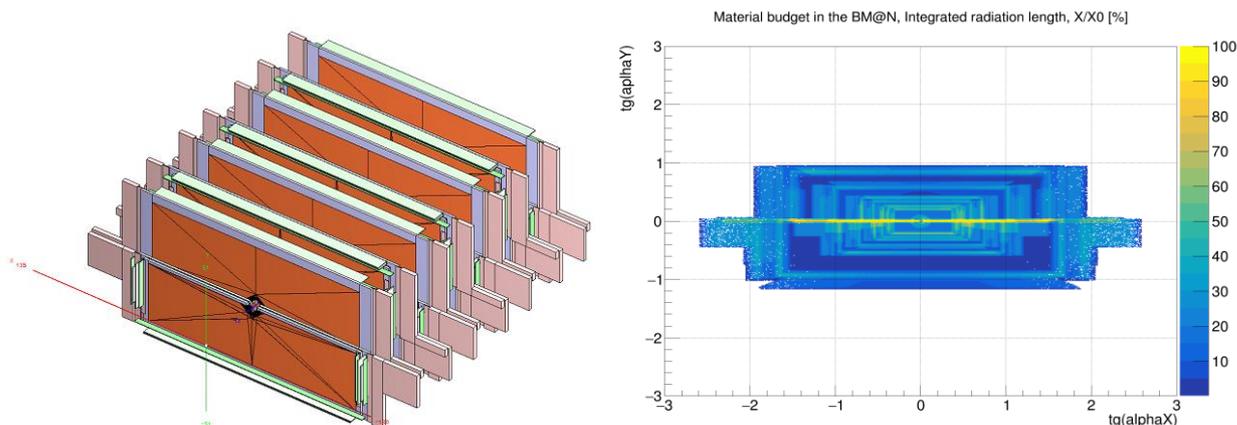


Рис. 3.3.7.. Левая панель: Детальная геометрия плоскостей GEM для использования в пучке тяжелых ионов. Правая панель: пространственное распределение вещества полной конфигурации центральной трековой системы GEM (угловое распределение).

Исполнение и характеристики GEM описаны в отчете TDR [3.3.11].

### 3.3.2 Передние кремниевые детекторы

Передние кремниевые детекторы (FwdSi) устанавливаются между мишенью и станциями GEM для повышения трековой эффективности и улучшения точности реконструкции первичной вершины. Результаты моделирования гибридной центральной трековой системы на базе детекторов FwdSi и GEM представлены в разделе 3.2.2. Схематические изображения модулей кремниевых детекторов и плоскостей кремниевых детекторов приведены на рисунке 3.3.8. Быстрые сигналы со считывающих чипов сегментированного триггерного детектора SiD, расположенного перед детекторами FwdSi, формируют триггерный сигнал для много-частичных событий (см. Раздел 3.7.2).

#### Конструкция передних кремниевых детекторов

Детекторы FwdSi состоят из трех плоскостей, составленных из двух полуплоскостей (рис. 3.3.8). Каждая полуплоскость имеет отверстие для ионопровода, вход и выход для системы охлаждения (холодный сухой воздух) и кросс-платы для подключения к системе DAQ и источнику питания. Детали существующих детекторов FwdSi описаны в документе [3.3.12].

Модуль кремниевого детектора FwdSi состоит из двух двусторонних кремниевых детекторов DSSD, которые соединены проволочкой от стрипа к стрипу. Чувствительный объем детектора  $63 \times 63 \times 0,3 \text{ мм}^3$ . Шаг для стороны p+ (n+) составляет 95 (103) мкм. Стерео-угол между полосами составляет 2,5 градуса, количество полосок на каждой стороне - 640. Поскольку детектор не имеет встроенных конденсаторов, используется питч-адаптер (РА) для электрической развязки постоянного тока с электронных входов. РА имеет две разные топологии для каждой стороны DSSD. Каждый РА имеет 640 каналов. После передачи сигнала от детектора на ASIC VATAGP7.1 производства IDEAS, Норвегия (5 микросхем на

каждую сторону модуля). Основные параметры ASIC: 128 входных каналов, мультиплексированный выход и динамический диапазон  $\pm 30$  фКл. Работа детекторов FwdSi при прохождении пучка аргона проиллюстрирована на рис. 3.3.9, на котором показаны невязки хитов в Si к трекам. Треки реконструируются в комбинированном наборе детекторов FwdSi и GEM.

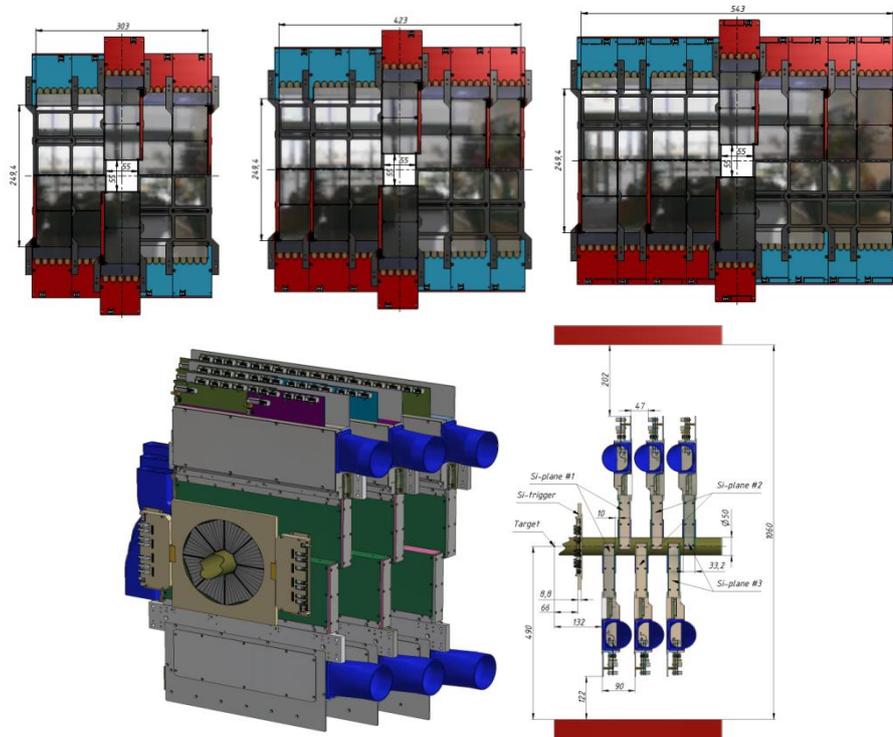


Рис. 3.3.8. Схематический вид модулей кремниевого детектора; комбинированный вид плоскости кремниевого детектора; прототип механического бокса для установки кремниевого детектора.

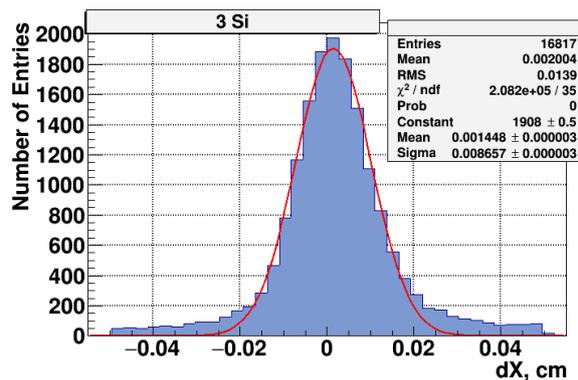


Рис.3.3.9 Невязки хитов в FwdSi к трекам, измеренные в сеансе с пучком аргона.

Дополнительная 4-я плоскость передних кремниевых детекторов будет спроектирована для повышения эффективности реконструкции треков и увеличении акцептанса существующих детекторов FwdSi. Новая плоскость будет состоять из двух полуплоскостей с 11 кремниевыми детекторными модулями большой площади (186x63 мм<sup>2</sup>) на основе двух DSSD с чувствительным объемом 93x63x0,3 мм<sup>3</sup> (рис. 3.3.10). Два DSSD соединены



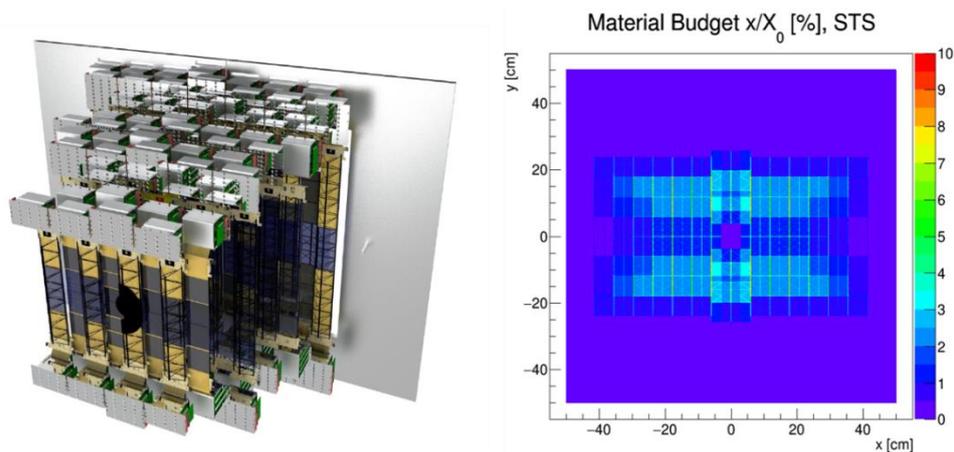


Рис. 3.3.3.1 Левая панель: Внешний вид детектора BM@N STS. Правая панель: пространственное распределение вещества для четырех станций STS.

Трековая кремниевая система (STS) BM@N состоит из четырех станций, оснащенных 292 двусторонними микро-стриповыми кремниевыми сенсорами, обеспечивающими информацию о положении, времени и энергии, выделяемой частицей, проходящей через сенсор STS. Конфигурация STS подробно описана в [3.3.14]. Используются сенсоры STS двух размеров: 42 мм x 62 мм и 62 мм x 62 мм. Сенсоры имеют толщину  $320 \pm 15$  мкм. Каждый сенсор имеет по 1024 стрипа с каждой стороны с шагом 58 мкм. Стрипы на N-стороне сенсора прямые, а стрипы на P-стороне имеют угол  $7,5^\circ$  по отношению к стрипам на противоположной стороне. Следовательно, минимальная чувствительная область сенсора для двух-координатного пространственного измерения, то есть «пиксель», имеет размер  $\Delta x = 58$  мкм, умноженный на  $\Delta y = 58 \text{ мкм} / \tan(7,5^\circ) = 440,6$  мкм. Короткие угловые стрипы, расположенные на обоих краях, соединены вторым слоем металлизации на P-стороне.

2048 стрипов каждого сенсора (стороны P и N) считываются одновременно 16 ASIC, установленными на 2 интерфейсных платах (FEB). Каждая ASIC подключается к сенсору через 2 микро-кабеля из легкого полиамида алюминия, каждый из которых считывает 64 стрипа. Эти кабели, длина которых варьируется от 15 до 35 см в зависимости от положения сенсора и размера станции, позволяют размещать считывающую электронику на периферии станции. Это требуется по двум причинам: во-первых, уменьшается количество материалов в активной области детектора и, следовательно, сильно уменьшается рассеяние частиц. Во-вторых, радиационно-чувствительные схемы считывающей электроники расположены в области с гораздо меньшей плотностью частиц. Блок, состоящий из сенсора, 32 кабеля и FEB, называется модулем. Несколько модулей смонтированы на сверхлегких каркасах, фермах, изготовленных из высокомодульного углеродного волокна. Такой супер-модуль, состоящий из до 10 модулей со считывающими микро-кабелями, передающими сигналы в обоих направлениях (вверх и вниз), представляет собой так называемую леддер. Станции 1, 2, 3 и 4 состоят из 24, 52, 64 и 104 модулей, соответственно, с датчиками размером 62x62 мм<sup>2</sup>. Во внутренней части каждой станции расположены 8 модулей с сенсорами размером 42x62 мм<sup>2</sup>. Четыре модуля с центральными сенсорами размером 42x62 мм<sup>2</sup> с обрезанными краями закрывают пространство вблизи пучковой трубы, чтобы регистрировать частицы, испускаемые при наименьших углах рассеяния.

Внешний вид STS показан на левой панели рис. 3.3.3.1. Первая станция расположена в 30 см за мишенью. Расстояние между соседними станциями STS - 20 см. Сенсоры на леддерах выложены плиткой с перекрытием 1,3 мм для покрытия существующей мертвой зоны шириной 1 мм по краям сенсоров. Леддеры в центре станций образуют полукруглое отверстие, которое, когда все станции будут установлены в основной раме, сформирует отверстие в STS для размещения вакуумной пучковой трубы из углеродного волокна, транспортирующей падающий пучок через STS к пучковой ловушке. Пространственное распределение вещества для всех станций STS показано на правой панели рис. 3.3.3.1. Общее

распределение вещества не превышает 10% от  $X_0$ , в то время как среднее значение составляет  $\sim 3\%$  от  $X_0$ .

### Радиационные расчеты

Радиационные расчеты были выполнены с помощью FLUKA, предполагая, что пучок Au имеет энергию 4,5 АГэВ, профиль с  $\sigma = 3,5$  мм, расходимость 1 мрад и интенсивность 2 МГц. При моделировании пучок проходит через установку в вакуумной тонкостенной пучковой трубе со стенками из углеродного волокна. Расчеты показали, что в области STS общая ионизирующая доза за все время эксперимента достигнет 100 Гр. Эквивалентный поток нейтронов за тот же период составит  $10^{11}$   $n_{eq}/cm^2$ . Оба значения находятся в пределах допустимого диапазона радиационной стойкости сенсоров.

### Модули STS

Ключевым компонентом STS является модуль. Каждый сенсор имеет по 1024 стрипов с обеих сторон. Они подключаются к микросхемам считывания с помощью микро-кабелей из легкого полиамида алюминия. Всего требуется 8 ASIC STS-XYTER для передачи сигналов с одной стороны сенсора. ASIC устанавливаются на Front-End Board (FEB), которые оснащены специально разработанными LDO с низкой плотностью шума. Главное ограничение модуля - очень плотная компоновка. Стрипы на сенсоре имеют шаг 58 мкм, а для считывания аналоговых сигналов были разработаны микро-кабели с шагом сигнальных линий 100 мкм. Сборка модуля включает процедуры TAV-, проволочной сварки, а также процедуры выравнивания и склейки, описанные в [3.3.14]. Процедуры сварки выполняются с помощью ультразвуковой машины F&K Delvotec G5. Фотография установки для сборки, а также установки для испытания соединения показаны на рис. 3.3.3.4.

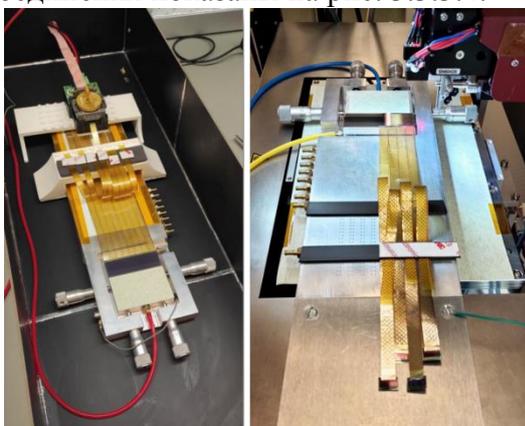


Рис. 3.3.3.4 Слева: Фотография установки для проверки сварки, которая выполняется после каждого этапа сборки. Справа: TAV-соединение микро-кабелей с датчиком.

### Сборка леддеров

Леддер - это «супермодуль» STS. Он состоит из нескольких модулей, прикрепленных к сверхлегкой ферме из углеродного волокна. Каждая ферма имеет подшипники специальной конструкции с обеих сторон. Подшипники обеспечивают точное позиционирование леддера на механической опорной раме с экспериментально проверенной точностью  $\sim 2$  мкм в направлениях, перпендикулярных к оси пучка. Точное позиционирование обеспечивается с помощью системы с пинами из рубиновых шариков на опорной раме леддера и настраиваемой ответной части позиционирования леддеров приклеенной к краям фермы из углеродного волокна, к которой приклеиваются сенсоры с помощью крошечной L- ножки из стеклопластика. Блоки FEB, по два на каждый модуль, помещаются в алюминиевые блоки FEB, расположенные по обеим сторонам леддера. Блок FEB обеспечивает термо-интерфейс

между считывающей электроникой и пластиной теплообменника. Компоновка леддера BM@N представлена на рис. 3.3.3.5.

В центральной части леддера размещены сенсоры, установленные на легкой CF раме. Внешняя электроника расположена по обеим сторонам рамы в алюминиевых коробках FEB. Сборка леддера - деликатная процедура, требующая точного позиционирования модулей. По этой причине было разработано специальное устройство для сборки леддеров (LAD). LAD с индивидуальным набором приспособлений изготовлен на предприятии ООО «ПЛАНАР» (г. Минск) и установлен в ОИЯИ в конце 2019 года. Он оснащен оптической системой контроля положения сенсора в горизонтальной плоскости с точностью  $\pm 2$  мкм. Для юстировки сенсоров он содержит различные наборы вакуумных зажимов для позиционирования сенсоров с микровинтами и подъемный блок для вертикального перемещения сенсора леддера, поддерживающего пространственную рамку из углеродного волокна. LAD устанавливается на тяжелый диабазовый стол, чтобы избежать вибраций во время работы. LAD обеспечивает точность позиционирования сенсора менее 15 мкм в направлении поперек леддера на базе 1200 мм.

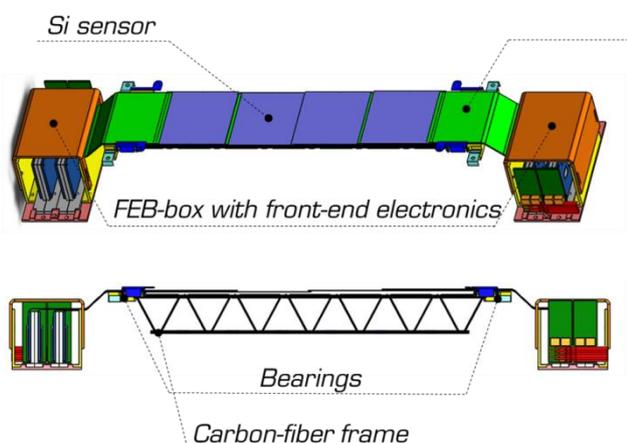


Рис.3.3.3.5. Схема леддера BM@N

### Считывающая электроника BM@N STS

Цепочка сбора данных BM@N STS концептуально использует схему считывания со свободным потоком, разрабатываемую для CBM. Front-end электроника STS является неотъемлемой частью модуля, которая основана на ASIC STS-XYTER, разработанном коллаборацией CBM. Каждая ASIC предоставляет 128 каналов, работающих в самозапускающемся режиме. ASIC предоставляет 5-битную информацию об амплитуде и 14-битную временную метку для каждого хита. ASIC связываются с системой через настраиваемый многоканальный протокол e-link. Максимальная частота хитов на один канал в установке BM@N STS составляет  $\sim 20$  кГц / канал. Для обеспечения двунаправленной оптической связи между front-end электроникой и блоками обработки данных используются платы GBTxEMU. Платы GBTxEMU оснащены Artix-7 FPGA производства XILINX. На каждой плате размещена прошивка, имитирующая функциональность CERN GBTx ASIC.

Обработка данных осуществляется на уровне плат интерфейса считывания GBTxEMU (GERI). Эти платы играют роль внутренних оптических интерфейсов для модулей GBTxEMU и оснащены FPGA Virtex-7 от Xilinx. Данные сортируются по временной базе и триггеру, а затем передаются в глобальную систему BM@N DAQ.

References:

[3.3.11] [http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=tdr\\_gem\\_may2017\\_v1.doc](http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=tdr_gem_may2017_v1.doc)

[3.3.12] [http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=forward\\_silicon\\_for\\_tdr.doc](http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=forward_silicon_for_tdr.doc)

[3.3.13] Senger P., Dementev D., Heuser J., Kapishin M., Lavrik E., Murin Y., Maksymchuk A., Schmidt H.R., Schmidt C., Senger A., Zinchenko A. Upgrading the Baryonic Matter at the Nuclotron Experiment at NICA for Studies of Dense Nuclear Matter // Particles 2019, 2. p.481-490

[3.3.14] A. Baranov et. al. (The BM@N STS group) The Silicon Tracking System as Part of the Hybrid Tracker of the BM@N Experiment: Technical Design Report // Dubna: JINR, 2020. 101 p.

### 3.4 Внешний трековая система

Назначение внешнего трекера - обеспечить связь между треками, измеренными в центральном трекере, и хитами в детекторах ToF-400 и ToF-700. Первоначально он состоял из двух больших апертурных дрейфовых камер. Каждая дрейфовая камера (DCH) состоит из 4-х двух-координатных плоскостей со следующими параметрами: углы наклона проволоки  $0, 90, \pm 45^\circ$ , шаг проволоки 10 мм, внешние размеры чувствительной области  $Y_{out} \pm 1,2$  м,  $X_{out} \pm 1,2$  м, радиус отверстия пучка  $R_{min} = 10$  см, 256 проволочек на координатную плоскость, 2048 проволочек на камеру. Гранулярность DCH достаточна для измерения взаимодействий с легкими ионами (вплоть до Ar). Загрузка проволочек DCH при взаимодействии средних и тяжелых ядер слишком высока для эффективного разделения треков. Таким образом, DCH будет заменена катодно-стриповыми камерами для измерения треков в столкновениях средних и тяжелых ядер.

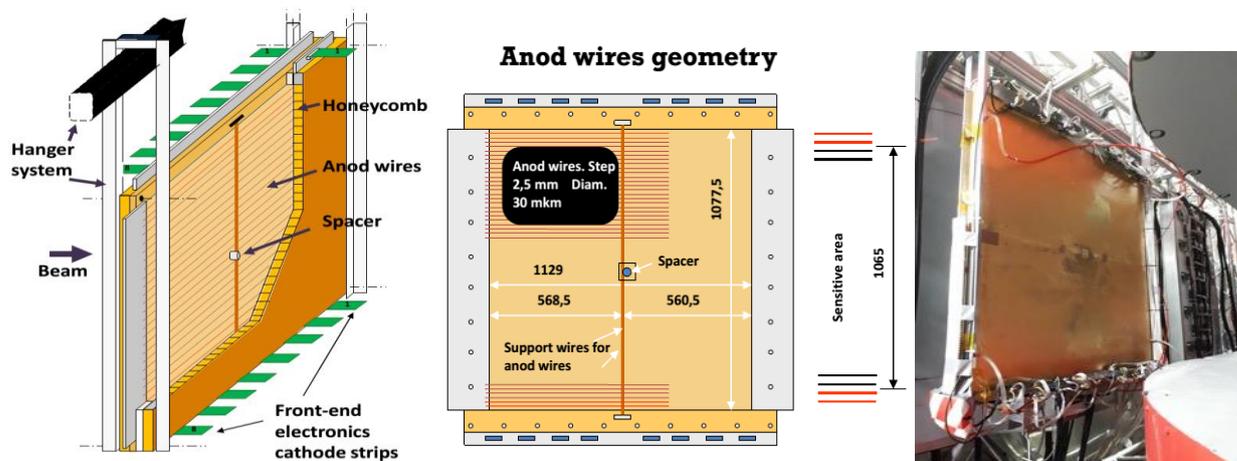
#### 3.4.1 Катодно-стриповые камеры CSC

Полная конфигурация внешней трековой системы для сеансов в пучках тяжелых ионов будет состоять из четырех плоскостей CSC  $1129 \times 1065$  мм<sup>2</sup> и двух плоскостей  $2190 \times 1453$  мм<sup>2</sup> CSC. Детекторы CSC расположены вне магнитного поля с целью обеспечения точной привязки к трекам, реконструированным в детекторах GEM внутри анализирующего магнита. Треки, уточненные в CSC, используются для улучшения реконструкции импульса частиц и для поиска соответствующих сигналов во времяпролетных системах ToF400 и ToF700.

Первый детектор CSC с размером активной области  $1129 \times 1065$  мм<sup>2</sup> был разработан и собран в ЛФВЭ ОИЯИ в 2018 году. Он состоит из анодной плоскости, расположенной между двумя катодными плоскостями (см. Рис. 3.4.1a). Анодная плоскость представляет собой набор позолоченных вольфрамовых проволок диаметром 30 мкм, закрепленных на плоскости с шагом 2,5 мм. Зазор между плоскостью анода и каждой плоскостью катода составляет 3,8 мм. Двух-координатное считывание сигнала осуществляется на двух катодных платах PCB с использованием параллельных металлических стрипов. Углы наклона катодных стрипов к вертикальной оси составляют 0 градусов (координата X) и 15 градусов (координата Y). Шаг полос X и Y составляет 2,5 мм. Печатные платы приклеены к опорным сотовым панелям. Из-за большого количества заряженных частиц в столкновениях Au-Au считывающий слой разделен на внешнюю (холодную) и внутреннюю (горячую) зоны.

Первые пучковые испытания CSC  $1129 \times 1065$  мм<sup>2</sup> были проведены в 2018 г. на пучке аргона с кинетической энергией 3,2 АГэВ и пучке криптона с кинетической энергией 2,3 АгэВ на Нуклотроне. CSC был установлен перед времяпролетными детекторами ToF-400, как показано на рис. 3.4.1b. Основная цель испытаний заключалась в изучении характеристик детектора CSC, электроники FEE и считывающей электроники в составе экспериментальной установки BM@N. Кластеры сигналов реконструировались как группы соседних стрипов с амплитудами сигналов выше порога. Для реконструированных кластеров

были рассчитаны центр тяжести, ширина и полный заряд. Средняя ширина кластера составляет 6 стрипов, что равно 15 мм. Размер зазора между анодом и катодом уменьшен до 3 мм вместо 3,8 мм, чтобы улучшить пространственное разрешение в многотрековых событиях.



а) б)  
Рис. 3.4.1. а) Схематическое сечение CSC  $1129 \times 1065 \text{ мм}^2$  б) CSC  $1129 \times 1065 \text{ мм}^2$ , интегрированной в экспериментальную установку BM@N.

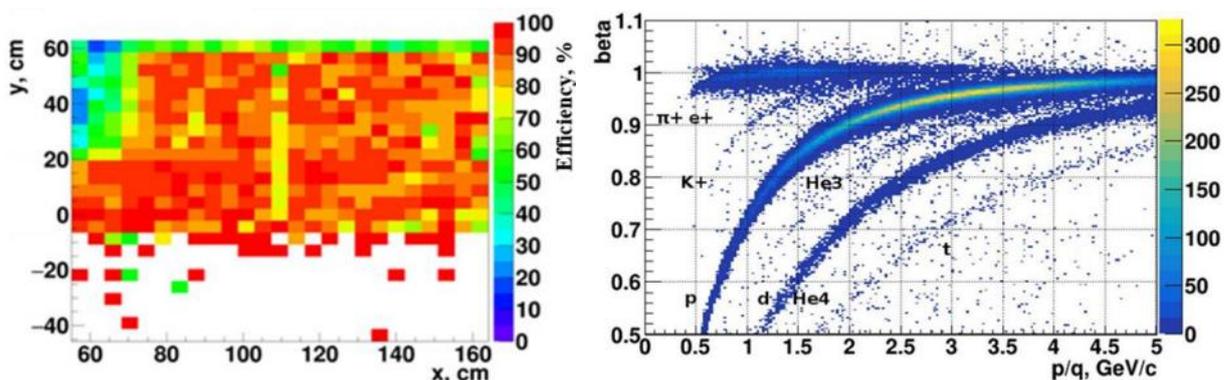


Рис. 3.4.2. Распределение эффективности для CSC (слева); предварительная идентификация частиц треков, реконструированных в GEM + CSC, экстраполированных на ToF-400 (справа).

Треки заряженных частиц были реконструированы в центральной трековой системе GEM и экстраполированы в CSC. Распределение эффективности по поверхности камеры представлено на рис. 3.4.2 (слева). Эффективность для области  $y < -5 \text{ см}$  не оценивалась из-за относительного расположения детекторов CSC и GEM: детекторы GEM покрывали пространство только над пучком. Желтая вертикальная полоса на  $x = 110 \text{ см}$  - эффект поддержки проволочек. Зеленая зона в левом верхнем углу связана с проблемной front-end платой. Комбинированные треки, восстановленные в GEM и CSC, были экстраполированы на TOF-400. Такая процедура улучшает импульсное разрешение и помогает разделять вторичные частицы ( $\pi$ , p, K, легкие ядра) в диапазоне импульсов 0,5–3,5 ГэВ / с (см. Рис. 3.4.2, справа).

В ОИЯИ поставлены все комплектующие для сборки трех CSC размером  $1129 \times 1065 \text{ мм}^2$ . Завершается сборка трех камер размером  $1129 \times 1065 \text{ мм}^2$ . После прохождения контроля качества и испытаний на космических частицах три CSC размером  $1129 \times 1065 \text{ мм}^2$  будут интегрированы в установку BM@N в середине 2021 года.

Две CSC размером  $2190 \times 1453 \text{ мм}^2$  были спроектированы для покрытия по площади системы ToF-700 с обеих сторон и замены существующих камер DCH. Конструкция этих

катодно-стриповых камер показана на рис. 3.4.3. Одна катодная плоскость состоит из 8 РСВ, каждая из которых разделена на горячую и холодную зоны. Отверстие в центре камеры предназначено для вакуумной пучковой трубы. Размер зазора между анодом и катодами планируется 3 мм. Двух-координатное считывание сигнала осуществляется с помощью наборов параллельных металлических стрипов с углом наклона 0 градусов по координате X и 15 градусов по координате Y. Шаг X и Y стрипов составляет 2,5 мм.

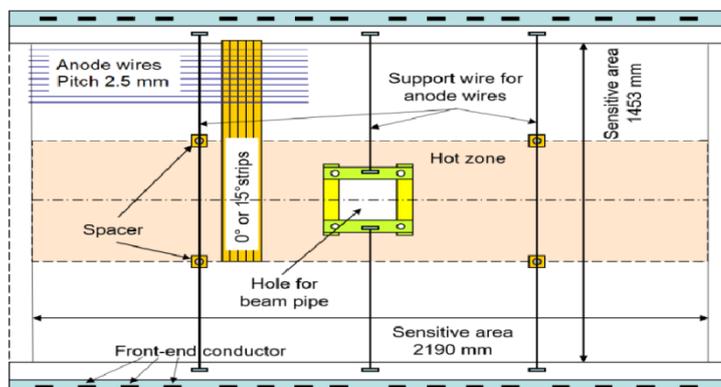


Рис. 3.4.3 Технический чертеж катодно-стриповой камеры размером  $2190 \times 1453 \text{ мм}^2$  (стрипы под углом 15 градусов на этом рисунке не показаны).

Конструкция катодных плоскостей CSC размером  $2190 \times 1453 \text{ мм}^2$  была разработана в ЛФВЭ ОИЯИ. Производство осуществила фирма «Меттатрон групп». Технологическое оборудование для сборки находится в стадии разработки. Процесс сборки первой CSC  $2190 \times 1453 \text{ мм}^2$  планируется завершить к концу 2021 года, второй - в середине 2022 года.

### Front-end электроника

Front-end электроника основана на той же микросхеме зарядово-чувствительного предусилителя VA163, что и в детекторах GEM (раздел 3.3.1). Мультиплексированные данные с каждой платы передаются через плоский кабель витой пары на 12-битный аналого-цифровой преобразователь (АЦП), считываемый системой сбора данных VM@N. Чтобы повысить производительность FEE, рассматриваются две новые ASIC (VMM3a и TIGER) с возможностью измерения информации как о времени, так и об амплитуде. Первые тесты FEE на обоих чипах уже начались. В 2023 году планируется интегрировать новую электронику FEE в экспериментальную установку VM@N.

### Система газораспределения.

Камеры CSC могут работать со смесями газов Ar (50) / CO<sub>2</sub> (50) / C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>O (пар), Ar (75) / C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> (25) / C<sub>3</sub>H<sub>8</sub>O (пар). Газовая система состоит из двух частей: 1) смесительной системы, которая подает смесь газов в необходимом соотношении и давлении к элементам, расположенным ниже по потоку; 2) распределительной системы, которая подает газ в четко определенных количествах к отдельным детекторам. Газовая система производства ООО «Элточприбор» (Зеленоград, Россия).

### Интеграция в установку VM@N

Полную конфигурацию с 6 детекторами CSC, оснащенными электроникой на базе микросхем VA-163 (~ 35000 каналов считывания), планируется интегрировать в

экспериментальную установку BM@N в конце 2022 года. Модернизация CSC FEE планируется в 2023.

### 3.5 Система времени пролета ToF

Времяпролетная система (ToF) основана на стартовом сигнале от детектора T0, установленном рядом с мишенью, и двух стенках mRPC-1,2 (multigap Resistive Plate Chamber), расположенных на расстояниях около 4 и 7 м от мишени, как показано на рисунке 3.1.1. Временное разрешение системы ToF 80–100 пс достаточно, чтобы различать адроны ( $\pi$ , K, p), а также легкие ядра с импульсом до нескольких ГэВ/с, образующиеся в многочастичных событиях. Рисунок 3.5.1 иллюстрирует разрешение детекторов ToF при  $\pi$  / K разделении и геометрический акцептанс mRPC-1,2 стенок ToF-400 и ToF-700.

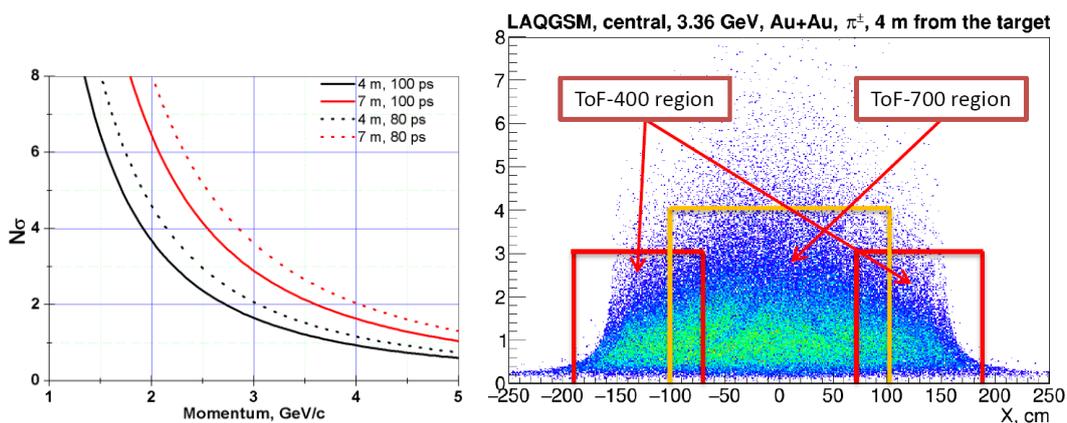


Рис. 3.5.1. Левый график: разрешение при разделении  $\pi$  / K, представленное как функция импульса частицы для двух значений временного разрешения системы ToF и для двух расстояний между детекторами T0 и mRPC. Правый график: геометрический акцептанс стенок mRPC ToF-400 и ToF-700 для регистрации заряженных пионов, образовавшихся в центральных столкновениях Au + Au.

#### 3.5.1 Стартовый детектор T0

Детали конструкции детектора T0 для измерения времени старта в пучках легких и тяжелых ядер и полученное временное разрешение описаны в разделе 3.7.1 и в документе [3.7.1].

#### 3.5.2 mRPC детектор ToF-400

Детали системы ToF-400 и технические параметры mRPC описаны в документе [3.5.1]. Схема расположения и позиция стенки ToF-400 показаны на рисунке 3.5.2. Временное разрешение интегрированной системы TOF400 + T0 85 пс получено во время сеансов BM@N Ag + Kt. Разделение пионов и каонов отчетливо видно в диапазоне импульсов до 2 ГэВ / с (см. Рис. 3.2.1.8). Все подсистемы работают хорошо, но планируется обновление отдельных элементов, чтобы добиться максимальной производительности TOF400.

#### Электроника для ToF-400

DAQ электроника TDC72VHL основана на микросхеме NPTDC. Планируется модифицировать эти модули для достижения скорости передачи данных срабатывания 50 кГц. Система синхронизации VXS по объединительной плате крейта VME должна уменьшить мертвое время до 1-2 мкс и уменьшить количество ошибок считывания. Все платы TDC (27 штук + 10 резервных) произведены в 2017 году и будут модифицированы в

течение 2021 года. Это будут те же самые TDC с дополнительным задним разъемом и новой программой FPGA.

### Системы обслуживания

mRPC работает с негорючей газовой смесью, обогащенной фреоном, содержащей 90% C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>F<sub>4</sub> + 5% i-C<sub>4</sub>H<sub>10</sub> + 5% SF<sub>6</sub>. Используется простая система с открытым газовым контуром на базе массовых расходомеров МКС. Потoki контролируются компьютером управления технологическим процессом, который непрерывно рассчитывает и регулирует процентное содержание смеси, подаваемой в TOF. Расход газовой смеси можно регулировать в диапазоне от 6 л / час до 90 л / час. Эта же система используется и для ToF-700. Мы планируем создать новый распределительный модуль для разделения потока газа между системами TOF400 и TOF700. Все основное оборудование для модернизации закуплено в 2020 году. Мы отслеживаем несколько параметров, таких как температура, напряжение, ток, расход газа и т. д. для контроля времяпролетной системой VM@N. Разработана система медленного контроля. Данные системы медленного контроля используются при анализе экспериментальных данных. Все компоненты оборудования для медленного контроля приобретены в 2017 году.

### Механическая конструкция

Стенка TOF-400 состоит из двух частей (левой и правой), расположенных симметрично относительно пучка. Каждая часть состоит из двух газовых боксов (модулей) по 5 mRPC в каждом боксе. Газовый бокс изготовлен из алюминиевого каркаса, покрытого алюминиевыми сотами для уменьшения радиационной длины, но края газового ящика все еще толстые. Будет разрабатываться новый дизайн газового бокса. Газовые боксы устанавливаются на алюминиевой ферме из круглого профиля. Эта ферма не подходит для камер CSC, которые планируется установить в 2021 году. Будет спроектирована новая ферма из профилей Bosch.

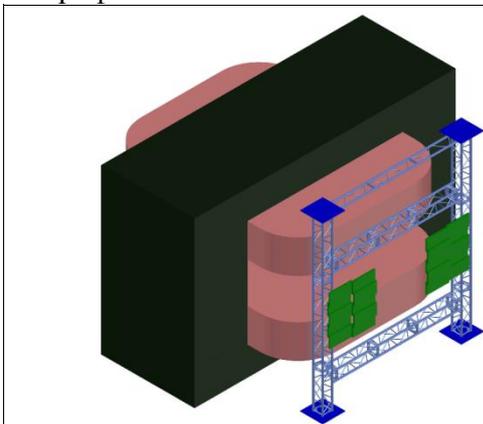


Рис. 3.5.2а Схематическое изображение стенки mRPC ТоF-400 и ее положение за анализирующим магнитом.



Рис.. 3.5.2b Реальный вид на левую часть системы TOF400.

### 3.5.3 mRPC детектор ТоF-700

Времяпролетный детектор ToF-700, расположенный на расстоянии около 7 м от мишени, обеспечивает  $BM@N$  разделение пионов / каонов до 3 ГэВ /с и протонов / каонов до 5 ГэВ /с. Система ToF-700 состоит из 58 mRPC (multigap Resistive Plate Chamber). Размер стенки 3,2x1,6 м<sup>2</sup> определен с учетом геометрического акцептанса трековых детекторов. Подробная информация о детекторах ToF-700 mRPC, а также измеренное временное разрешение и эффективность описаны в документе TDR [3.5.2].

### Конструкция ТоF-700

Обычная mRPC страдает серьезным недостатком - низкой эффективностью при большой частоте регистрации. Есть два способа уменьшить удельное сопротивление электродов - уменьшить его толщину или / и нагреть электрод. Наши исследования показали, что «теплый» mRPC может обеспечить хорошее временное разрешение даже при скорости  $\sim 20$  кГц / см<sup>2</sup>. Для построения плоскости стенки были выбраны два типа mRPC: «теплый» mRPC для центральной «горячей» области с высокой частотой треков и обычный «холодный» mRPC для «холодной» области с низкой частотой треков. Расположение 58 mRPC в плоскости стенки показано на рис. 3.5.4. Отверстие в центре стенки предназначено для пучковой трубы.

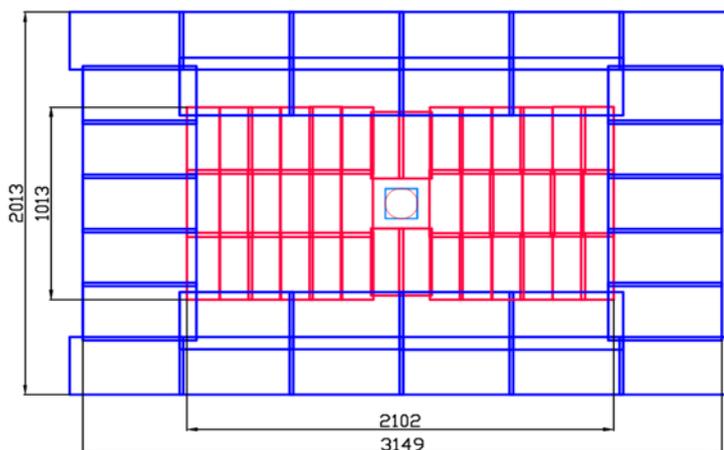


Рис. 3.5.4. Размещение 40 «теплых» и 18 «холодных» mRPC на плоскости стенки.

### Дизайн и сборка mRPC

Для оптимизации количества типов и размеров камер было предложено два типа mRPC: 18 «холодных» mRPC, каждая с активной площадью 17,6x56 см<sup>2</sup> (16 стрипов 1x56 см<sup>2</sup>), для области с низкой частотой треков и 40 «теплых» mRPC, каждая с активной площадью 16 x 35,1 см<sup>2</sup> (32 стрипа по 1x16 см<sup>2</sup>) для области с высокой частотой треков и заполнением. Общее количество камер - 58, количество стрипов - 1568. Каждая камера образована шестью стеклянными пластинами с объемным сопротивлением  $2 \times 10^{12}$  Ом / см. Сигналы снимаются с обоих концов анодных стрипов. Вся сборка mRPC помещена в газонепроницаемый бокс.

### Front-end электроника (FEE) mRPC

Количество каналов FEE для ToF-700 составляет 3136. В качестве FEE для считывания mRPC была выбрана плата AddOn, разработанная для эксперимента HADES. 32-канальный модуль FEE (плата 32RPC), разработанный для наших mRPC, основан на чипе NINO. Выходным сигналом усилителя-дискриминатора NINO является импульс превышения порогового значения, передний фронт которого обеспечивает время попадания, а ширина

импульса пропорциональна заряду входного сигнала. В настоящее время для оцифровки используется 64-канальный время-цифровой преобразователь VME TDC64VHLE на базе микросхемы HPTDC.

### **Поддержка стенки ТоF-700**

Чтобы обеспечить перекрытие между активными областями mRPC, камеры должны быть расположены на стенке в четыре слоя. Стенка состоит из двух частей-перегородок. Камеры расположены по обе стороны от перегородок. Обе перегородки могут перемещаться относительно друг друга, обеспечивая доступ для установки и обслуживания.

### **Анализ данных ТоF-700**

Программное обеспечение для анализа данных TOF-700 было разработано в рамках пакета BMNROOT. Анализ включает в себя несколько этапов и учитывает: поправки INL (нелинейность TDC), различия в отметках времени VME, временные поправки в зависимости от ширины импульса T0, временные поправки в зависимости от ширины импульса TOF, выравнивание временной характеристики каждого стрипа для основного временного пика. Наконец, мы используем треки, восстановленные в детекторах GEM + DCH, и временные данные ТоF-700, чтобы восстановить протонные треки и вычислить временную поправку для каждого стрипа (эта поправка сдвигает восстановленную массу к номинальной массе протона). На рис. 3.2.1.9 показано качество разделения фрагментов в зависимости от импульса трека.

#### References

[3.5.1] [http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=tdr\\_tof400\\_may2017\\_v1.docx](http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=tdr_tof400_may2017_v1.docx)

[3.5.2] [http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=tdr\\_tof700\\_may2017\\_v1.docx](http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=tdr_tof700_may2017_v1.docx)

## **3.6 Калориметры**

### **3.6.1 Передний адронный калориметр FHCAL**

Новый передний адронный калориметр (FHCAL) будет служить калориметром под нулевым углом (ZDC) на установке BM@N (рис. 3.1.1). Он будет использоваться для измерения центральности и ориентации плоскости реакции в запланированных экспериментах с тяжелыми ионами. В 2020 году этот калориметр был полностью смонтирован, включая установку плат FEE с фотоприемниками во все модули калориметра, а также считывающей электроники. Фотографии калориметра, установленного в экспериментальном зале BM@N на мобильной платформе, представлены на рис. 3.6.1.

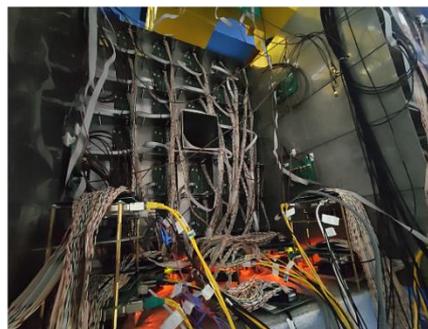


Рис. 3.6.1. Фотографии нового калориметра FHCAL. Слева - вид спереди. Справа - вид сзади на калориметр с электроникой.

Калориметр FHCAL располагается в конце установки BM@N на расстоянии 9 м от мишени (см. Рисунок 3.6.1). Калориметр имеет модульную структуру в поперечной плоскости и состоит из 54 отдельных модулей. Внутренняя часть FHCAL состоит из 34 модулей с поперечными размерами  $15 \times 15 \text{ см}^2$ . В центре имеется отверстие под пучок с поперечным размером  $15 \times 15 \text{ см}^2$ . Это отверстие требуется для уменьшения дозы облучения и активации калориметра, а также для уменьшения нейтронного фона в задней части, где расположены фотоприемники и электроника. Внутренние модули идентичны модулям передних адронных калориметров эксперимента MPD на ускорительном комплексе NICA и имеют длину, равную 4 длинам ядерного взаимодействия. Внешняя часть состоит из двадцати модулей с поперечными размерами  $20 \times 20 \text{ см}^2$  и длиной, эквивалентной примерно 5,6 длинам ядерного взаимодействия. Изначально модули были сконструированы для адронного калориметра CBM на ускорительном комплексе FAIR и будут временно использоваться в адронном калориметре эксперимента BM@N до ввода в эксплуатацию эксперимента CBM. Все модули FHCAL имеют структуру сегментации. Модули CBM имеют 60 слоев свинец / сцинтиллятор, а модули MPD / NICA имеют 42 аналогичных слоя. Каждый слой состоит из свинцовых пластин диаметром 16 мм и сцинтилляционных пластин 4 мм. Свет от каждой сцинтилляционной пластины переносится к концам модулей по WLS-волокну, встроенным в канавку на пластине. Волокна каждых шести последовательных сцинтилляционных плиток объединяются в один оптический коннектор, и свет от этих 6 волокон считывается с помощью одного фотодетектора (Hamamatsu MPPC с активной чувствительной областью  $3 \times 3 \text{ мм}^2$ ), установленного на плате входной электроники в конце модуля. Такая продольная сегментация обеспечивает равномерность свето-сбора по модулю и высокий динамический диапазон отклика калориметра. Сегментация модулей также позволяет нам выполнять калибровку энергии FHCAL с помощью космических мюонов. В 2020 году на BM@N установлен калориметр, оснащенный FEE и считывающей электроникой. Выполнена установка и настройка 54 плат считывающей электроники FEE. Для считывания данных была собрана система из 8 плат ADC64s2 ADC. Каждая плата может считывать до 64 каналов с дифференциальным входом, все платы интегрированы в общий DAQ эксперимента BM@N. Ввод в эксплуатацию и энергетическая калибровка FHCAL с космическими мюонами начата в 2021 году.

### 3.6.2 Кварцевый годоскоп фрагментов для FHCAL

Наличие отверстия для пучка в калориметре приводит к значительной утечке тяжелых фрагментов через это отверстие и, как следствие, к немонотонной зависимости зарегистрированной энергии в калориметре от центральности столкновений. Для решения этой проблемы предлагается использовать вместе с FHCAL годоскоп ядерных фрагментов (FQH), который будет измерять заряды тяжелых фрагментов в пучковом отверстии. FQH состоит из 16 кварцевых пластин длиной 160 мм, толщиной 4 мм и шириной 10 мм. Активная площадь годоскопа  $160 \times 160 \text{ мм}^2$ . Свет от каждой из 16 кварцевых пластин считывается с двух противоположных концов двумя парами фотодиодов Hamamatsu MPRS S12572-015P с размером активной области  $3 \times 3 \text{ мм}^2$  и квантовой эффективностью около 20%.

Средний световой выход с двух концов пластины соответствует примерно 5 фотоэлектронам, что позволяет надежно регистрировать даже частицы с зарядом  $Z = 1$ . Поскольку интенсивность черенковского излучения пропорциональна квадрату заряда, для осколков с  $Z = 2$ , сигнал уже должен составлять около 20 фотоэлектронов. Отметим, что сильная зависимость амплитуды сигнала от расстояния до фотодиода может быть использована для определения точки прохождения частицы через годоскоп, что позволяет определять

координаты прохождения частицы. Поскольку на начальном этапе работы Нуклотрона будут использоваться пучки легких ядер (типа углерода), был также построен дополнительный аналогичный годоскоп со сцинтилляционными пластинами. FQH будет установлен за калориметром FHCAL и полностью закрывает отверстие для пучка. Моделирование столкновений Au + Au при 4,5 AGeV с помощью модели DCM-QGSM показало четкую корреляцию между амплитудой сигнала FQH и выделенной энергии в FHCAL. Классы центральности событий могут быть выбраны уже на уровне триггера с использованием данных по амплитуде сигнала в годоскопе и выделенной энергии в FHCAL. FQH и FHCAL готовы к первым сеансам, которые планируются после завершения модернизации BM@N.

### 3.6.3 Модернизация системы переднего калориметра

Предлагается расширить систему переднего калориметра, которая теперь включает FHCAL и FQH, и добавить детектор ScWall (Scintillator Wall), чтобы иметь возможность измерять не только центральность и плоскость реакции в столкновениях тяжелых ионов, но и измерять фрагментацию ядра. Новые экспериментальные данные о фрагментации в столкновениях тяжелых ионов необходимы для проверки моделей фрагментации, используемых в генераторах событий для моделирования эксперимента BM@N, а также экспериментов MPD и CBM. BM@N является наиболее подходящим экспериментом для изучения фрагментации при столкновениях тяжелых ионов, поскольку BM@N имеет мощный анализирующий дипольный магнит, который отклоняет заряженные спектаторы и частично отделяет их от нейтронных спектаторов. Раздельные измерения заряженных и нейтронных спектаторов позволяют изучать механизмы фрагментации и параметры уравнения состояния ядерной материи. Предполагается, что измерения тяжелых заряженных фрагментов и протонных спектаторов будут проводиться с помощью FQH и ScWall соответственно, а модифицированный передний адронный калориметр будет использоваться для измерения нейтронных спектаторов. Новая передняя калориметрическая система, включающая FHCAL, FQH и ScWall, сможет измерять фрагментацию, центральность и плоскость реакции в реакциях с тяжелыми ионами. При моделировании было показано, что такая система детекторов значительно улучшит разрешение по центральности для полу-центральных событий. Планируется, что изготовление ScWall будет выполнено в течение 2021-2022 годов, а ввод в эксплуатацию новой системы переднего калориметра будет осуществлен в 2022 году. В результате, полная система переднего калориметра будет использоваться в экспериментах по физике тяжелых ионов BM@N.

### 3.6.4 Электромагнитный калориметр ECAL

Назначение электромагнитного калориметра - исследование процессов с помощью электромагнитных зондов ( $\gamma$ ,  $e^\pm$ ) в конечном состоянии. Физическая программа эксперимента BM@N с электромагнитным калориметром включает следующие исследования:

1. Изучение известных резонансов и поиск новых резонансов, распадающихся на два  $\gamma$  кванта.
2. Исследование избытка выхода  $\eta^0$ -мезонов в ядро-ядерных взаимодействиях.
3. Исследование гамма-фемтометрии – двух-фотонной интерференции.
4. Исследование спектров мягких фотонов при энергиях фотонов ниже 50 МэВ, где выход  $\gamma$  квантов в  $\sim 4$ -8 раз превышает теоретические ожидания.
5. Поиск корреляции между явлениями конденсации пионов и аномальных мягких фотонов.

Доступные модули калориметра MPD ECAL установлены за детекторами GEM, чтобы служить электромагнитным калориметром в эксперименте BM@N.

### 3.7 Триггерная система и пучковые детекторы

Система триггерных детекторов, представленная на рис. 3.7.1, состоит из следующих детекторов: сцинтилляционные и черенковские счетчики BC1, BC2 (T0) и VC, детекторы множественности в мишенной области BD и SiD; многоканальные пучковые детекторы - сцинтилляционный Barrel детектор BD и кремниевый детектор SiD; два передних детектора в конце установки BM@N - детектор заряженных ядерных фрагментов пучка ионов FD и передний адронный калориметр FHCAL. Активные элементы пучковых детекторов размещаются в вакуумной трубе для пучка перед мишенью. BC1 основан на сцинтилляторе BC400В  $100 \times 100 \times 0,25 \text{ мм}^3$ , просматриваемом двумя ФЭУ Hamamatsu R2490-07. Вето детектор VC основан на таком же ФЭУ и сцинтилляторе диаметром 100 мм с отверстием для пучка диаметром 27 мм.

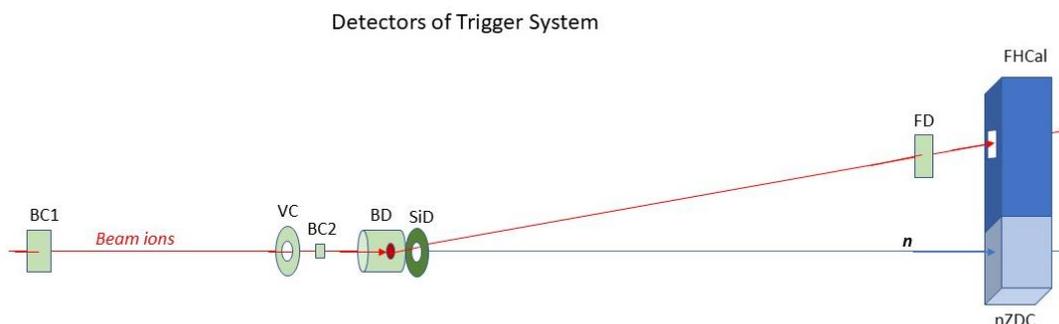


Рис. 3.7.1. Схема триггерных детекторов установки BM@N.

Список физических триггеров с соответствующей логикой приведен ниже.

Trigger type	Trigger logic
Beam Trigger (BT)	$BT = BC1 * VC_{veto} * BC2$
No Interaction Trigger (NIT)	$NIT = BT * FD * nZDC_{veto}$
Min. Bias Trigger (MBT)	$MBT = BT * FD_{veto} * nZDC$
Collision Centrality Trigger (CCT)	$CCT = MBT * BD * SiD$

BC2 играет роль детектора T0 с пикосекундным временным разрешением и используется в качестве стартового детектора для измерений TOF. Основные требования к этому детектору: (i) временное разрешение лучше 50 пс; (ii) способность работать в пучках с высокой интенсивностью до  $10^6$  ионов / с; (iii) минимальный материал по линии пучка; (iv) высокая радиационная стойкость. Два типа радиаторов используются для регистрации ионов пучка: тонкий сцинтиллятор BC400В  $30 \times 30 \times 0,15 \text{ мм}^3$  для легких ядер и тонкий черенковский радиатор из оптического кварца  $40 \times 40 \times 0,20 \text{ мм}^3$  для тяжелых ядер. Схема BC2 представлена на рис. 3.7.2 (слева). Сцинтилляционные (или черенковские) фотоны собираются на двух MCP-PMT XPM85112 / A1-Q400 (Photonis), которые обеспечивают отличную синхронизацию и могут работать в сильном магнитном поле. Это важно, так как детектор должен располагаться близко к мишени внутри анализирующего магнита BM@N.

Активная область детектора Barrel BD имеет цилиндрическую форму диам. 90 мм. Он состоит из 40 сцинтилляционных полосок  $150 \times 7 \times 7 \text{ мм}^3$  из пластика BC418. Каждая полоска обернута алюминиевым майларом и на одном конце подключена к фотосенсору SiPM Micro FC-60035-SMT,  $6 \times 6 \text{ мм}^2$  (SensL). Сигналы с FEE BD поступают на вход триггерного блока T0U. Вид детектора показан на рис. 3.7.2 (в центре). Мишень BM@N размещается внутри BD на расстоянии 40 мм перед концом полосок BD. Свинцовый поглотитель  $\delta$ -электронов, которые образуются в мишени, состоит из внутреннего цилиндра толщиной 3 мм и половины диска толщиной 5 мм с внутренним и внешним радиусами 40 и

300 мм соответственно, расположенных вне акцептанса трековой системы BM@N. Такая геометрия поглотителя получена в результате исследования фона с помощью моделирования MC, и такой экран обеспечивает работу детектора с довольно небольшим вкладом  $\delta$ -электронов в отклик BD.

Область переднего полярного угла покрыта **кремниевым детектором SiD**, который расположен за мишенью на расстоянии 120 мм. Сигналы от front-end электроники детектора отправляются в специальный модуль Si-Unit, который определяет, сколько каналов SiD сработали в событии.

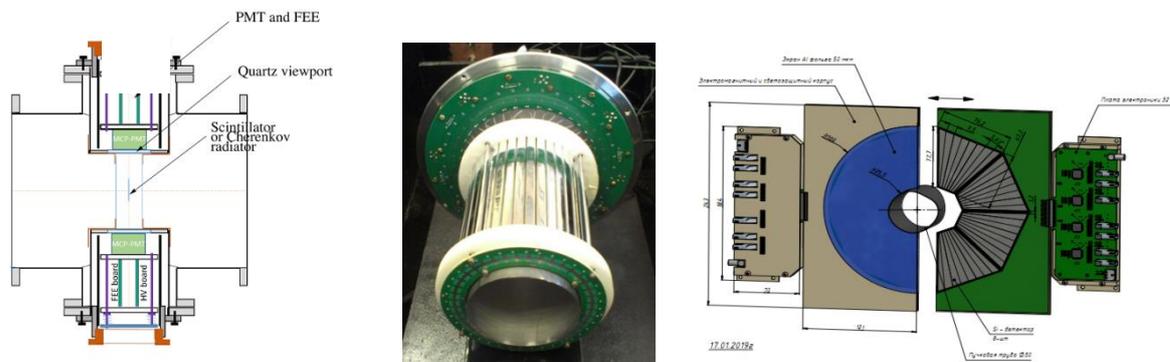


Рис. 3.7.2. Конструкция детектора TO (слева), вид детектора BD (в центре), общий вид триггерного детектора SiD (справа): 8 кремниевых стриповых трапециевидных детекторов (64 канала считывания) и 2 платы FEE.

Эта информация передается в блок триггера TOU, где количество сработавших каналов сравнивается с предварительно установленным порогом триггера. Координатная плоскость триггера множественности основана на 2-х симметричных полуплоскостях, что упрощает процесс сборки вокруг установленной пучковой трубы. Общий вид этих полуплоскостей с платами считывания показан на рис. 3.7.2 (справа). Каждая из координатных полуплоскостей состоит из 4-х детекторов толщиной 525 мкм (общее количество стрипов 32) с 8 стрипами, расположенными под углами с интервалом  $5,6^\circ$ , и имеет форму равнобедренной трапеции ( $45^\circ$ ). Внутренний диаметр детектора множественности составляет 51 мм, а внешний диаметр описанной окружности - 186 мм. Трапециевидные детекторы множественности для координатной плоскости триггера разработаны и изготовлены ООО «РИМСТ» (Зеленоград).

**Передний адронный калориметр FHCAL** подробно описан в соответствующей главе. Здесь мы рассматриваем FHCAL только ввиду потенциально полезной интеграции этого детектора в систему триггера. Специальный модуль электроники обеспечивает быстрый аналоговый импульс для модуля триггера TOU. Этот импульс представляет собой сумму амплитуд импульсов модулей FHCAL.

**Черенковский детектор ядерных фрагментов FD** имеет чувствительную площадь  $160 \times 160 \text{ мм}^2$  и основан на четырех кварцевых пластинах размером  $160 \times 40 \times 6 \text{ мм}^3$ , каждая из которых просматривается с обоих концов с помощью набора из четырех фотодатчиков SiPM MicroFJ-60035-TSV (SensL) с активной площадью  $6 \times 6 \text{ мм}^2$ . Детектор расположен за пучковым отверстием калориметра FHCAL. Отклик детектора пропорционален квадрату суммы зарядов фрагментов и импульс подается на триггерный блок TOU.

**Характеристики триггера** исследовались с помощью моделирования MC на основе кода QGSM - GEANT4. Полученные результаты для основных триггерных детекторов BD, SiD, FD и FHCAL показаны на рис. 3.7.3, 3.7.4 для столкновений ионов Au с энергией 4 АГэВ с мишенью из Au размером 300 мкм. Хорошо видно, что набор детекторов мишенной области BD + SiD обеспечивает эффективный запуск по центральным и промежуточным столкновениям, а выбор пороговых значений в детекторах множественности помогает подавить фон от  $\delta$ -электронов, создаваемых ионами пучка, проходящими через мишень. Система передних детекторов FD + FHCAL предоставляет дополнительную возможность для

формирования Min. Bias триггера для отбора событий взаимодействия в еще более широком диапазоне центральности. В эксперименте предполагается регистрация центральных и промежуточных взаимодействий ядер на основе сигналов с указанных выше детекторов BD, SiD, FD, FHCAL, а также запись небольшой доли событий Min. Bias для мониторинга эффективности триггера по центральности. Указанный набор триггерных детекторов позволяет также выделять взаимодействия пучков легких ядер, дейтронов и протонов с ядрами мишеней.

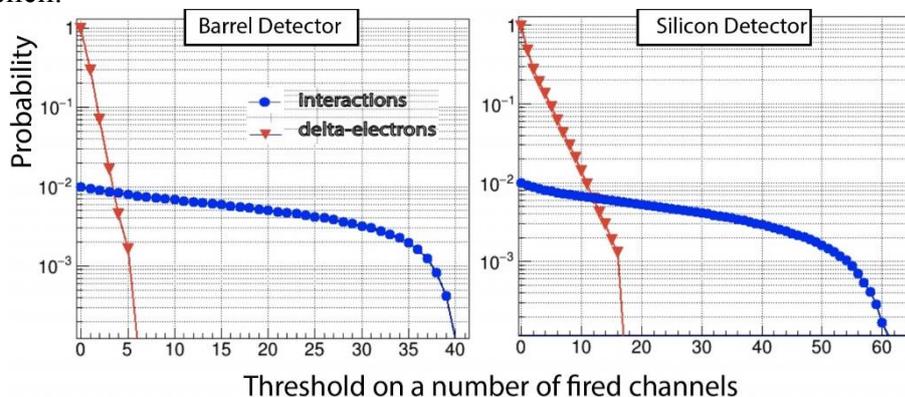


Рис. 3.7.3. Вероятность генерации триггера вторичными частицами взаимодействия Au + Au (синие точки) и дельта-электронами (красные точки) в зависимости от количества сработавших каналов в BD и SiD.

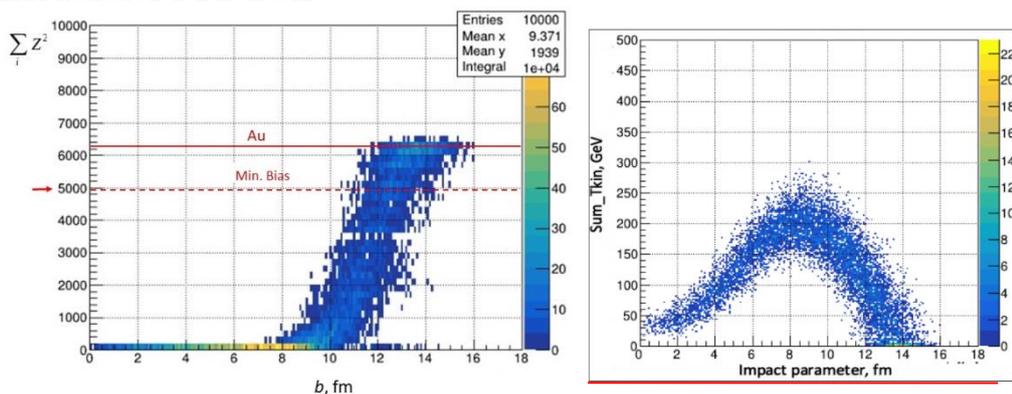


Рис. 3.7.4. Амплитудный отклик FD на ядерные фрагменты (слева) и реконструированная энергия в FHCAL (справа) как функция прицельного параметра в столкновениях Au + Au при энергии 4 АГэВ.

### 3.7.2 Триггерная электроника

Триггерная электроника разделена на две части: А и В. Часть А реализована в виде триггерного модуля T0U на базе FPGA. T0U обрабатывает входные импульсы от детекторов триггера и формирует физические триггеры в соответствии с запрограммированной логикой. Входные импульсы модуля T0U - это аналоговые импульсы от BC1, BC2, VC, FD и FHCAL плюс импульсы LVDS от 40 каналов BD и 64 каналов SiD. Модуль обеспечивает быстрое формирование совпадения импульсов и расчет множественности сработавших каналов BD и SiD. Определенный физический триггер генерируется, если отклик всех детекторов, участвующих в его логике, удовлетворяет критериям выбора, то есть все амплитуды импульсов и множественности срабатывания детекторов превышают пороговые значения, заданные для этого триггера. Импульсы физических триггеров подаются на входы электроники части В. В задачи этой части электроники входит формирование конечного физического триггера BM@N из смеси триггеров с соответствующими коэффициентами и генерация специальных триггеров в конце сброса ускорителя для калибровки детекторов. Кроме того, эта электроника обеспечивает защиту от наложения с взаимодействиями до и

после триггера, используя импульсы от первого пучкового счетчика BC1. Импульсы триггерных детекторов поступают на модули считывающей электроники TDC, TQDC и Scaler для онлайн-мониторинга и автономного анализа.

### 3.7.3 Кремниевый трековые детекторы пучка

Для определения координат падающих ионов пучка были разработаны три координатные плоскости пучкового трекера. Плоскости размещаются внутри пучковой трубы перед мишенью (рис. 3.7.5, слева). В основе каждой плоскости лежит двусторонний кремниевый стриповый детектор (DSSD) размером  $63 \times 63 \times 0,175 \text{ мм}^3$ , состоящий из стрипов  $128p + / 128n+$  со стерео углом  $90^\circ$  между стрипами (рис. 3.7.5, справа). Из-за радиационного повреждения детекторов легкими и тяжелыми ионами для изготовления DSSD были выбраны тонкие кремниевые пластины с толщиной чувствительной зоны  $175 \text{ мкм}$ , чтобы снизить радиационное повреждение и минимизировать количество материала, уменьшить многократное рассеяние и взаимодействие пучка с детекторами.

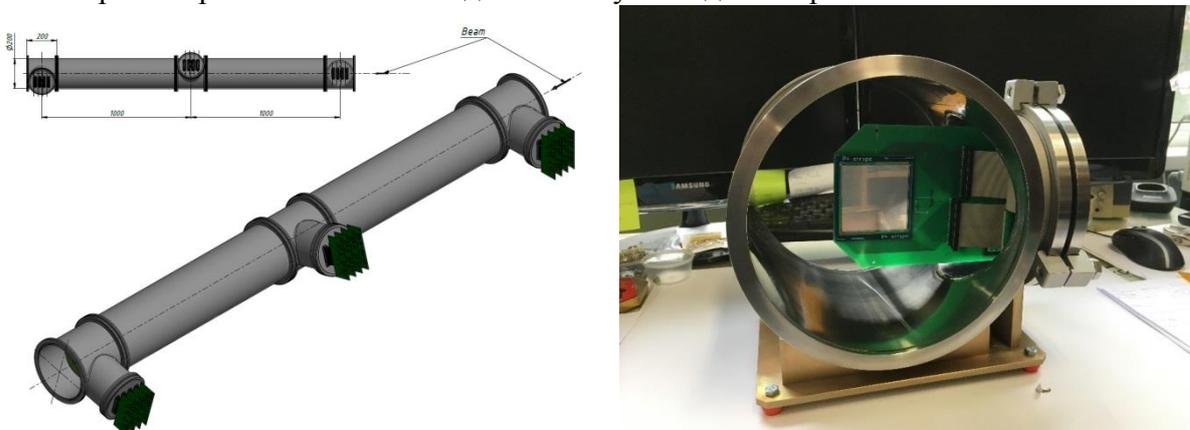


Рис 3.7.5. Слева: секция пучковой трубы с модулями пучкового трекера. Справа: модуль пучкового трекера внутри секции пучковой трубы.

Особые требования к FEE ASIC - это способность регистрировать большой сигнал от тяжелых ионов и регистрировать пучковые события высокой частоты, то есть широкий динамический диапазон (до 20 пКл), короткое время пика (менее 200 нс) для подавления наложений событий, не менее 64 каналов на чип, выборка и хранение от внешнего триггера и мультиплексированный выход (для совместимости с форматом данных Si, передаваемым в систему BM@N DAQ). ASIC VATA64-HDR16 компании IDEAS (Норвегия) был выбран как наиболее близкий по параметрам и требованиям. На основе этого ASIC была разработана FEE-плата пучкового трекера. Плата FEE устанавливается на фланец вакуумной станции, включенной в структуру пучковой трубы, и соединяется через вакуумные много-пиновые разъемы с 256 детекторными стрипами.

### 3.7.4 Кремневые профилометры пучка

Две пучковые плоскости профилометров были разработаны для настройки пучка во время сеансов BM@N. Профилометр пучка построен на основе DSSD и размещен внутри пучковой трубы (рис. 3.7.6). Расстояние между двумя плоскостями примерно 3 метра. Вторая плоскость размещается на расстоянии 40 см перед мишенью перед пучковым счетчиком (BC2). Кремниевый детектор имеет стрипы  $32p + / 32n +$  со стерео углом между стрипами  $90^\circ$  и размером  $60 \times 60 \text{ мм}^2$ , которого достаточно, чтобы регистрировать весь пучок на чувствительной области детектора. Механическая конструкция плоскостей профилометра предусматривает автоматический вывод из зоны пучка в специальный патрубок после настройки пучка (рис. 3.7.6, справа).

Из-за требований к широкому диапазону входных зарядов для легких и тяжелых ионов будут использоваться две версии входной электроники (FEE) для профилометра пучка. Внешняя электроника построена на микросхемах VA163 (динамический диапазон  $\pm 750fC$ ) для легких ионов и использовать микросхему VA32HDR11 ( $-35pC \div + 25pC$ ) для тяжелых ионов. Все ASIC производятся компанией IDEAS, Норвегия. Каждая микросхема имеет 32 входа для зарядово-чувствительных предусилителей (CSA). Каждый выход предусилителя VA163 подключен к формирователю (время формирования составляет 500 нс). Амплитуды импульса

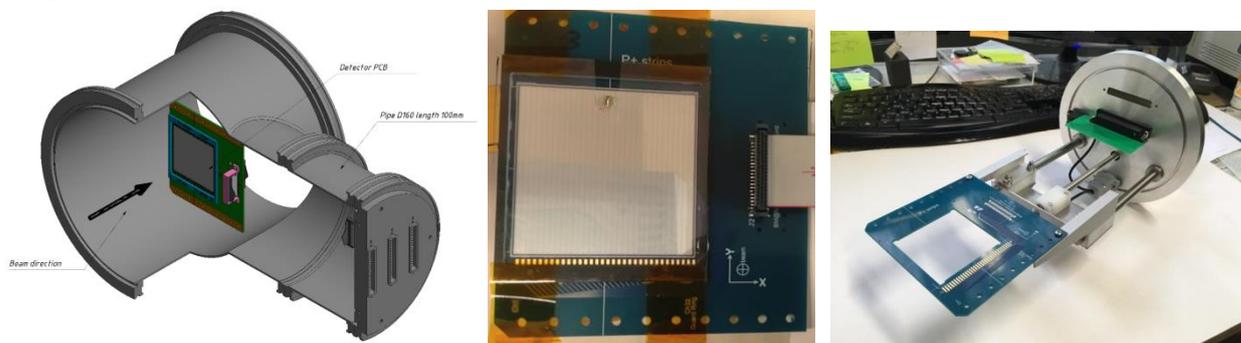


Рис. 3.7.6 Плоскость детектора профилометра внутри пучковой трубы (слева). Плоскость детектора профилометра пучка (в центре). Механическая опора профилометра (справа).

со всех выходов формирователя могут быть последовательно мультиплексированы в буфер аналогового вывода с помощью схемы считывания.

### 3.8. Система сбора данных DAQ и компьютерная система VM@N

Основная функция DAQ-системы - реализация передачи данных от детектора в систему хранения данных. Он включает формирование потока данных от считывающей электроники к матрице процессора первого уровня (FLP), формирование общего события (EB) и передачу событий в систему хранения. Основными компонентами системы сбора данных являются сети передачи данных, серверы обработки данных, онлайн-система хранения, интерфейс считывающей электроники, система синхронизации времени и распределение триггерных сигналов. Система сбора данных VM@N состоит из 3-х больших частей:

- Электронные модули, разработанные группой DAQ, которые включают электронику DAQ, модули оцифровки для всех детекторов VM@N, модули управления детекторами, входную электронику и специальные модули;
- Сетевая инфраструктура включает сеть White Rabbit, сеть передачи данных, сеть медленного управления и процессоры первого уровня (FLP).
- Программное обеспечение для обработки, управления, анализа, служебных и управляющих данных.

#### 3.8.2. Сетевая инфраструктура

Основная часть сетевой инфраструктуры размещена в модульном центре обработки данных (MDC). Экспериментальная площадка подключена к MDC через несколько оптоволоконных линий. Эти ссылки используются для управления оборудованием и передачи полученных данных в систему хранения VM@N. Система хранения VM@N состоит из двух этапов: временного хранилища данных (TDS) 285 ТБ и постоянного хранилища данных (PDS) 1,8 ПБ. В нем используется двухуровневая программная архитектура, и миграция данных из TDS и PDS прозрачна для пользователя. TDS выполняет временное хранение необработанных данных, созданных системой Event Builder. Данные записываются в TDS на этапе сбора данных VM@N и постоянно переносятся в постоянное хранилище. Сеть White

Rabbit обеспечивает суб-наносекундную точность и пикосекундную точность синхронизации для больших распределенных систем. Эталон времени обеспечивается приемником GPS / ГЛОНАСС и резервным прецизионным эталоном частоты (цезиевые или рубидиевые часы).

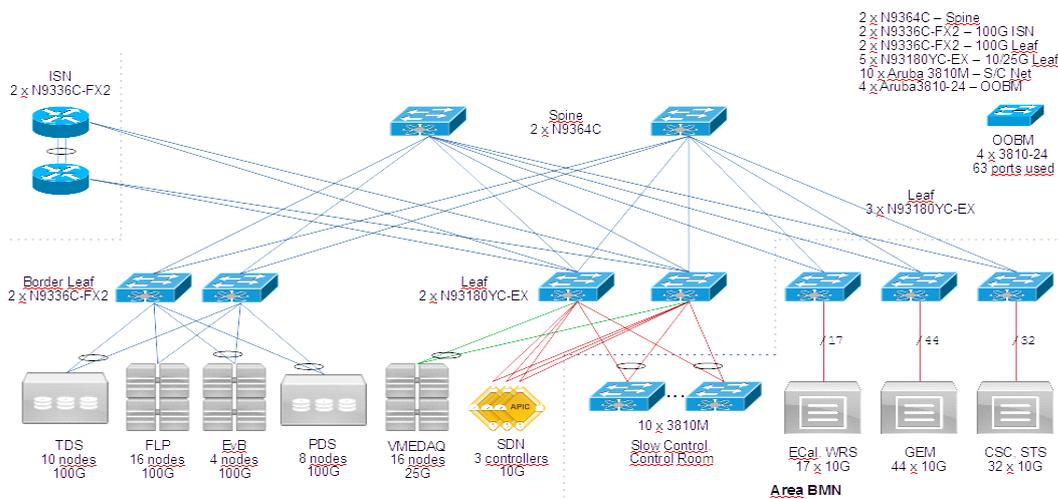


Рис. 3.8.2.2. DAQ сеть VM@N

### 3.8.3. Программное обеспечение DAQ

Программное обеспечение DAQ состоит из трех функциональных частей: управление оборудованием, создание событий и управление запуском. Все настройки программ и полная настройка Run хранятся в базе данных Mongo.

#### Readout board controls

Набор этих программ выполняет контроль конфигурации оборудования и передачу считываемых данных в Event builder.

#### Event builder

Задача этого набора программ - собрать данные из нескольких клиентских программ (программа mstream или другой формирователь событий), отдельных блоков событий в каждом потоке данных, объединить их вместе по событиям и в дальнейшем передавать или записывать в файл как единый блок данных.

#### Run management

Эти программы выполняют подготовку к запуску, запуск, остановку и правильность выполнения записи данных (синхронизацию событий, правильный сбор данных, мониторинг состояния оборудования и т. д.)

Модульная структура - общее свойство всего программного обеспечения DAQ. Это позволяет легко добавить новую подсистему или исключить существующую из Run. Такие исключенные подсистемы могут работать автономно параллельно с основной системой. Параметры медленного управления детекторами сохраняются через интерфейс TANGO в базе данных. Доступ к базе данных осуществляется с помощью программного интерфейса, разработанного в рамках программы BmnRoot.

### 3.9 Программное обеспечение для анализа BmnRoot

В настоящее время работы по построению детектора VM@N и транспортировке пучка дополняются интенсивным моделированием методом Монте-Карло для оптимизации конфигурации детектора. Моделирование методом Монте-Карло, направленное на

оптимизацию конфигурации  $BM@N$ , было выполнено на выборке генерированных событий  $Au + Au$  и взаимодействий более легких ионов. Для такого моделирования разработан специальный пакет программ **BmnRoot**, предназначенный для обработки как симулированных, так и полученных экспериментальных данных. Тот же программный пакет используется для определения конфигурации экспериментальной установки, обеспечивает исследования характеристик детектора, моделирование событий и разработку алгоритмов, которые будут использоваться для оцифровки, реконструкции и физического анализа событий взаимодействия частиц пучка с фиксированной мишенью. **BmnRoot** реализован на основе среды **CERN ROOT 6** и объектно-ориентированной структуры **FairRoot** сотрудничества **FAIR** в **GSI Institute**. **BmnRoot** доступен в репозитории **GitLab** ОИЯИ и предоставляет тесты непрерывной интеграции **GIT** для проверки корректности программного обеспечения.

Для получения реалистичных откликов детекторов было выполнено очень подробное геометрическое описание каждого из суб-детекторов. Для определения геометрии детектора в **BmnRoot** в основном используется формат **ROOT** в виде дерева, содержащего основные геометрические объемы. Используется дополнительный **XML**-файл, включающий подробные параметры структуры детектора, которые требуются для реалистичного моделирования, оцифровки и реконструкции хитов. Для изучения физических возможностей эксперимента **BmnRoot** поддерживает широкий список генераторов событий Монте-Карло с соответствующими физическими эффектами, такими как **DCM-QGSM** и **DCM-SMM**, для обеспечения реалистичного распределения частиц по энергии, исследования физических эффектов и моделирования различных версий установки. Распространение частиц через детекторы при моделировании выполняется с помощью **Geant 3** или **Geant 4**. Транспортный пакет **Fluka** используется для оценки доз облучения и потоков нейтронов в экспериментальной зоне **BM@N**.

Обработка данных событий в среде **BmnRoot** осуществляется с помощью макросов **ROOT**, которые выполняют моделирование, оцифровку, реконструкцию и различный физический анализ данных. В свою очередь, внутренние задачи, такие как функции отклика детектора, отслеживание, идентификация частиц и другие, реализованы в виде цепочки задач **FairRun Manager**. Шаги обработки данных о событиях в среде **BmnRoot** показаны на рисунке 3.9.1.

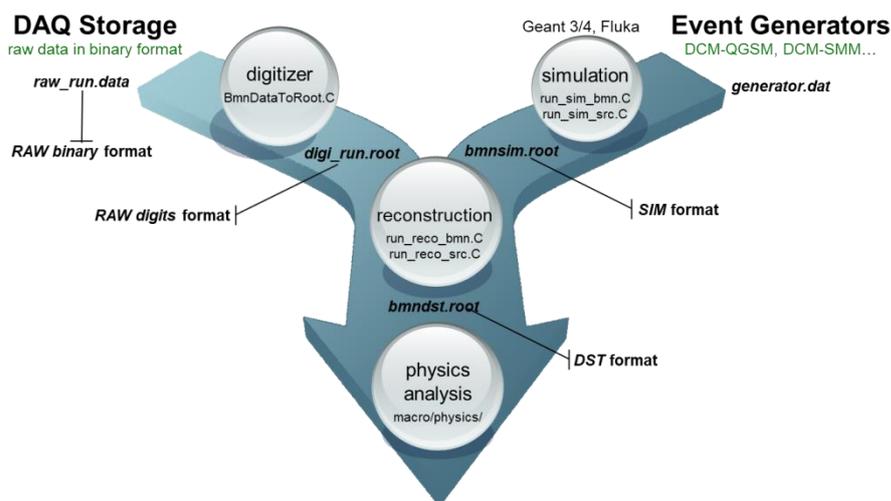


Рис. 3.9.1. Обработка данных о событиях в среде **BmnRoot**

Необработанные экспериментальные данные, полученные из **DAQ** в двоичном формате, оцифровываются и преобразуются в формат **ROOT** с помощью дигитайзера (макрос оцифровки **ROOT**). Полученный цифровой файл содержит заголовок рана и иерархическое **ROOT**-дерево с заголовками событий и цифровыми данными, сгруппированными по событиям для всех детекторов. Макросы реконструкции используют разработанные

алгоритмы реконструкции и восстанавливают зарегистрированную детекторами информацию о частицах, их импульсах, типах, треках и других кинематических параметрах. Восстановленная информация сохраняется в файле DST (data summary tape), содержащем подробные выходные данные реконструкции, такие как ROOT ветви с хитами, треки частиц, координаты первичной вершины и другие. Для данных  $BM@N$  планируется использовать два формата реконструированных данных: текущий DST и будущий miniDST, содержащий только информацию, достаточную для физического анализа. На последнем этапе различные варианты физического анализа реконструированных данных о событиях используются для исследования физических свойств ядерной материи, образующейся при столкновениях.

Условная база данных  $BM@N$  была разработана на PostgreSQL как комплексное хранилище данных для оффлайновой обработки данных. В нем хранится информация о сеансах  $BM@N$ , записанных экспериментальных данных, а также состав детекторов, произвольные параметры разного типа (конфигурация, калибровка, параметр, алгоритм) и файлы моделирования, полученные генераторами событий. Среда BmnRoot использует разработанный интерфейс базы данных для получения информации для моделирования детектора, обработки первичных экспериментальных данных, реконструкции событий и выполнения физических задач анализа. Веб-интерфейс условной базы данных обеспечивает удобный просмотр и изменение данных эксперимента через Интернет, а также визуализацию сводной статистической информации о проведенных сеансах  $BM@N$ .

Массовая реализация задач моделирования, оцифровки исходных данных, реконструкции событий и физического анализа выполняется в автономном режиме в распределенных системах эксперимента. Для распределенной обработки данных событий  $BM@N$  в настоящее время используются три вычислительные платформы. Центральный информационно-вычислительный комплекс (ЦИВК) в Лаборатории информационных технологий обеспечивает две очереди (Torque scheduler) в небольших частях центров Tier-1 и Tier-2 (в среднем около 300 ядер для  $BM@N$ ). Запоминающему устройству EOS комплекса ССС выделяется 1 PB пространства для эксперимента. Суперкомпьютер Govogun - это новая часть гетерогенной платформы HybriLIT, которая является вычислительным элементом ЦИВК ОИЯИ, направленной на ускорение теоретических и экспериментальных исследований в ОИЯИ. Задачи обработки данных  $BM@N$  также решаются с помощью планировщика SLURM в очереди Intel Xeon Govogun, содержащей около 400 логических ядер. NICA в Лаборатории физики высоких энергий предоставляет 1 PB распределенной файловой системы EOS для организации хранения данных для эксперимента  $BM@N$  и еженедельное хранилище GlusterFS. Система планирования кластера Sun Grid Engine распределяет пользовательские задания, ограничивая количество выполняемых задач до 400 на пользователя, а также для массовой обработки данных  $BM@N$ .

Все необходимые пакеты, такие как FairSoft, FairRoot, BmnRoot, были развернуты и настроены в центральном программном репозитории CVMFS комплекса ССС, который доступен на всех кластерных платформах (кроме кластера NICA) для распределенной обработки  $BM@N$  данных. Платформы распределенных вычислений использовались для выполнения полной цепочки реконструкции, которая требует восстановленных данных для всех файлов исходных необработанных данных, для проведенных сеансов  $BM@N$ . Но особенность нынешних вычислительных платформ состоит в том, что они предоставляют разные пакетные системы и отдельные хранилища данных. Для объединения всех ресурсов в одну вычислительную систему внедряются сервисы документооборота для распределенной обработки данных  $BM@N$ .

Предварительные результаты, полученные для текущей конфигурации эксперимента  $BM@N$ , показывают, что в течение одного месяца работы  $BM@N$  требуется размер хранилища

примерно 340 ТВ для необработанных данных и 85 ТВ для сохранения восстановленных цифровых данных и файлов DST (3 программы версии). Предполагая, что BM@N работает 4 месяца в год, распределенное хранилище должно позволять выделять до 1,7 ПВ в год для данных BM@N. Важно отметить, что размер события BM@N прямо пропорционален множественности частиц, которая является функцией центральности взаимодействия. Кроме того, количество данных, полученных в ходе экспериментальных сеансов, зависит от структуры детекторов, сталкивающихся ядер и триггерных условий.

### 3.10 Экспериментальная зона BM@N

Эталонная метрологическая сетка для экспериментальной зоны BM@N была создана специалистами Industrial Measurements на основе серии 3D-измерений. Выполнены следующие работы: определена полная система координат BM@N; произведены измерения координат реперных отметок и основных элементов; выполнены измерения взаимного расположения элементов BM@N. Для реализации физической программы с пучками тяжелых ионов с интенсивностями несколько  $10^6$  ион / с необходимо установить дополнительные железобетонные блоки для биологической защиты персонала. Моделирование радиационной защиты экспериментальной зоны было выполнено с помощью программы FLUKA для оптимизации бетонной защиты.

#### 3.10.1 Вакуумный ионопровод внутри BM@N

В экспериментальную установку будет интегрирован вакуумный ионопровод, чтобы свести к минимуму количество рассеивающего материала на пути пучка тяжелых ионов. Ионопровод состоит из трех частей: секции перед мишенью, внутри анализирующего магнита и после анализирующего магнита. Ионопровод перед мишенью изготовлен из нержавеющей стали и алюминия (внутри магнита) и состоит из стандартных вакуумных модулей и боксов для пучковых детекторов (рис. 3.10.1).

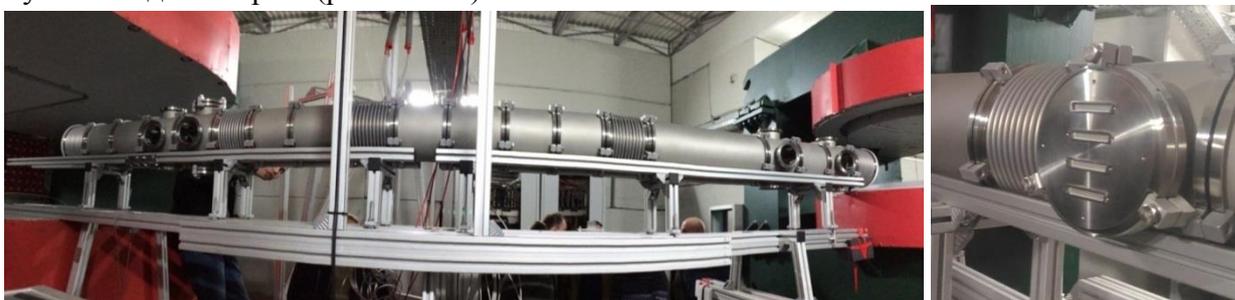


Рис. 3.10.1. Ионопровод перед мишенью и боксы для пучковых детекторов.

Данная конфигурация ионопровода была спроектирована, изготовлена и испытана ООО «Вакуумные системы и технологии» (Белгород, Россия).

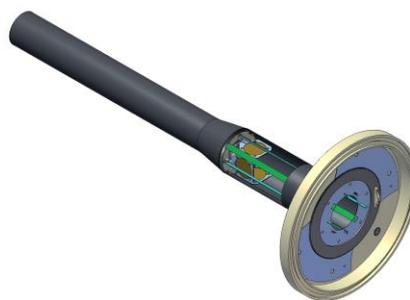


Рис. 3.10.2. Мишенная станция. Фото (слева, в центре) и 3D модель (справа).

После 1-й секции ионопровода расположена мишенная станция. Это позволит облучать 4 тонкие мишени и менять их местами без нарушения вакуума с помощью пневматических цилиндров производства FESTO. Модель и фотография мишенной станции представлены на рис. 3.10.2.

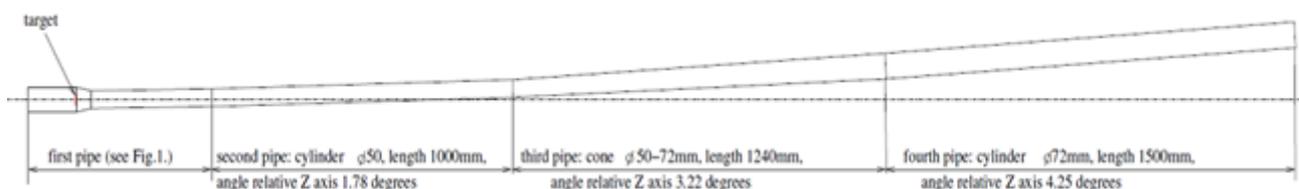


Рис. 3.10.3 Технический дизайн ионопровода из углепластика для размещения внутри анализирующего магнита.

Ионопровод из углепластика будет установлен внутри анализирующего магнита. Он будет состоять из четырех частей, показанных на рис. 3.10.3. Такая конфигурация позволяет реализовывать различные схемы трековых детекторов с использованием разъемных без-фланцевых соединителей (рис. 3.10.4). Общая длина ионопровода из углепластика 5 м. Толщина стенки - 1 мм. Он рассчитан на поддержание вакуума до  $10^{-3}$  Торр.

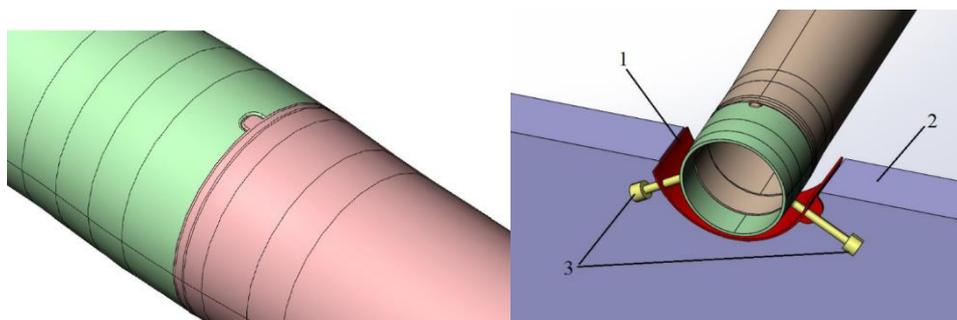


Рис. 3.10.4. 3D модели разборного без-фланцевого соединения (слева) и схемы опоры ионопровода в отверстии GEM (справа).

Ионопровод после анализирующего магнита будет изготовлен из алюминия диаметром 125 мм и толщиной стенки 1 мм.

### 3.10.2 Спектрометрический магнит

Измеренная карта магнитного поля анализирующего магнита СП-41 представлена на рис. 3.10.5.

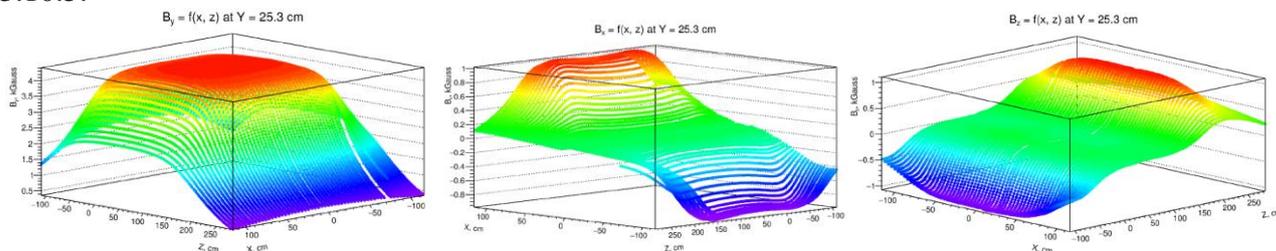


Рис. 3.10.5. Двумерные (X-Z) распределения компонент магнитного поля  $B_y$ ,  $B_x$ ,  $B_z$  (Gauss), измеренные в горизонтальной плоскости на  $Y = 25$  см от средней плоскости магнита.

### 3.10.3 Канал транспортировки пучка до BM@N

Горизонтальный и вертикальный размеры пучка ( $2\sigma$ ) на пути к зоне BM@N показаны на рис. 3.10.6, где также показаны горизонтальный и вертикальный профили пучка криптона на расстоянии 1 м перед мишенью. Размеры по X / Y (сигма) пучков углерода, аргона и криптона, измеренные на расстоянии 1 м перед мишенью в технических сеансах BM@N сведены в таблице ниже.

$C^{12}$ 2017	Ar 2018	Kr 2018
$\sigma_x = 6$ mm	5 mm	5.3 mm
$\sigma_y = 4.9$ mm	5 mm	3.2 mm

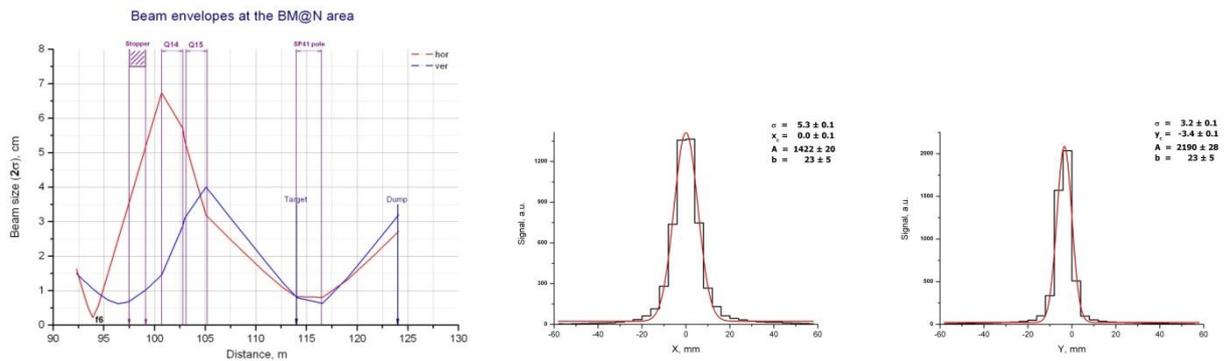


Рисунок 3.10.6. Левый график: Горизонтальный и вертикальный размеры пучка ( $2\sigma$ ) в транспортном канале к BM@N. Показаны положения мишени, края полюса спектрометрического магнита и место сброса пучка. Центральный и правый графики: горизонтальный и вертикальный профили пучка криптона на расстоянии 1 м перед мишенью.

[3.10.1] [http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=rukoyatkin\\_4bmnncouncil\\_01.ppt](http://bmnshift.jinr.ru/wiki/lib/exe/fetch.php?media=rukoyatkin_4bmnncouncil_01.ppt)

#### 4. Оценка неопределенностей и рисков в проекте

Мы учитываем следующие неопределенности и риски при реализации проекта:

- Из-за возможной задержки со строительством полного вакуумного транспортного канала от Нуклотрона до BM@N начало сеансов с пучками тяжелых ионов может быть отложено. Взаимодействие пучка тяжелых ионов в воздухе и на элементах канала пучка может вызвать неприемлемый фон вокруг пучка и более широкий разброс пучка, чем требуется для эффективной работы детектора. Установка коллиматора снизит уровень фона, возникающего в транспортном канале.
- Неопределенность по времени ввода в стабильную штатную работу ускорительного комплекса Бустер-Нуклотрон может привести к задержке запуска программы тяжелых ионов.
- Ввод в эксплуатацию коллайдера NICA может ограничить возможности ускорительного подразделения по проведению экспериментальных сеансов на комплексе Booster-Nuclotron. В результате, время, необходимое BM@N для достижения целей проекта, может быть реализовано позже.
- Вероятная задержка и длительный этап ввода в эксплуатацию кремниевой трековой системы большой апертуры STS. В результате, сеанс с пучком тяжелых ионов высокой интенсивности с окончательной конфигурацией BM@N может быть отложен.
- Быстрая электроника FEE для считывания GEM и CSC для сеансов на пучке тяжелых ионов высокой интенсивности может быть недоступна из-за ограничений на поставку. В результате BM@N будет работать с интенсивностью пучка порядка  $10^5$  Гц.

- Вероятная задержка в строительстве двух больших камер CSC внешней трековой системы. Существующие дрейфовые камеры DCH могут использоваться для сеансов в пучках ионов среднего атомного веса.
- Отклик кремниевых пучковых детекторов и триггерного детектора может ухудшиться из-за высоких потоков ионов. Предусмотрены запасные экземпляры детекторов для замены.

## 5. Предполагаемые расходы по проекту

Статьи затрат	Полная стоимость / ресурсы	1 год 2022	2 год 2023	3 год 2024	4 год 2025	5 год 2026
Прямые расходы на проект						
1. Ускоритель, час	14000	2000	3000	3000	3000	3000
2. Компьютеры (процессор*час) / млн	100	15	15	20	25	25
3. Опытное производство, нормо-час	2600	600	600	600	400	400
4. Конструкторское бюро, нормо-час	1500	500	300	300	200	200
5. Оборудование, материалы, тыс.долл.	2670	1250	430	350	330	310
6. Оплата НИР по договорам, тыс.долл.	250	50	50	50	50	50
7. Командировочные расходы (тыс.долл.) в т.ч.:	750	150	150	150	150	150
а) в страны нерублевой зоны	250	50	50	50	50	50
б) города рублевой зоны	250	50	50	50	50	50
в) по протоколам	250	50	50	50	50	50
Итого по прямым расходам, тыс.долл.	3670	1450	630	550	530	510