

СТОЛКНОВЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ: ПРЕДЕЛЬНЫЕ БАРИОННЫЕ ПЛОТНОСТИ

В. Д. Кекелидзе *

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Обсуждаются актуальные вопросы исследования фазовой КХД-диаграммы в ведущих и планируемых экспериментах. Подчеркивается необходимость систематического изучения состояний адронной материи в области большой барионной плотности. Рассмотрены возможности экспериментов на комплексе NICA.

Actual problems on the phase QCD diagram studying in current and planned experiments are discussed. The need for a systematic study of the hadronic matter states in the region of a large baryon density is emphasized. The possibilities of experiments at the NICA complex are considered.

PACS: 07.05.Fb; 12.38.Mh; 24.85.+p; 29.00.00

ВВЕДЕНИЕ

Поиск и исследование разных форм адронной материи имеет важное значение для развития теории сильных взаимодействий и более глубокого понимания природы конфайнмента. Квантовая хромодинамика (КХД) является ярким примером триумфа квантовой теории поля. Асимптотическая свобода позволяет КХД быть согласованной теорией вплоть до произвольной шкалы коротких расстояний, полностью формулируемой в терминах фундаментальных степеней свободы — кварков и глюонов. Эффективная константа связи КХД зависит от переданного импульса Q между взаимодействующими адронами. Известно, что адроны сильнее взаимодействуют при малых Q (или относительно больших расстояниях) и это взаимодействие ослабевает с ростом Q (или уменьшением расстояния). Следствием такого поведения константы связи является возможность существования адронной материи в режиме низкой связи, известная как асимптотическая свобода. Этот режим может наступить при глубоконеупругих столкновениях адронов с передачей больших Q или при достижении высоких температур и плотностей ядерной

*E-mail: kekelidze@jinr.ru

материи (выше, чем в нормальной ядерной материи или нуклоне), когда волновые функции нуклонов перекрываются и расстояния между кварками становятся достаточно малыми. Предсказывается, что такая адронная материя больше не находится в связанном состоянии и конstituентные кварки могут свободно перемещаться в объеме, большем, чем объем адрона, к которому они принадлежали. Происходит процесс деконфайнмента. Это новое состояние материи называют кварк-глюонной плазмой (КГП). Диаграмма эволюции пространства-времени в столкновениях тяжелых ионов, приведенная на рис. 1, слева, указывает на различные фазы и пределы их расширения. Скорее всего, КГП создается за время $\tau_0 = 1$ фм/с в случае достаточной плотности энергии. Режим деконфайнмента может наступить при плотности энергии, превышающей 1 ГэВ/фм^3 . Бьеркен предложил простую оценку плотности энергии [1]:

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0} \frac{d\langle E_T \rangle}{d\eta},$$

где R — эффективный радиус области взаимодействия при столкновении частиц (ионов); E_T — поперечная энергия, а η — псевдобыстрота. На рис. 1, справа приведены экспериментальные данные по плотности распределения E_T на единицу псевдобыстроты при $\eta = 0$ в зависимости от энергии столкновения [2, 3]. Используя эти данные, легко рассчитать плотность энергии, которая, как следует из этих данных, достигает величины деконфайнмента уже при энергии столкновения 4–5 ГэВ/нуклон в системе центра масс (с. ц. м.). Предполагается, что в процессе столкновения релятивистских ядер за достаточно короткое время, несколько единиц τ_0 , устанавливается термодинамиче-

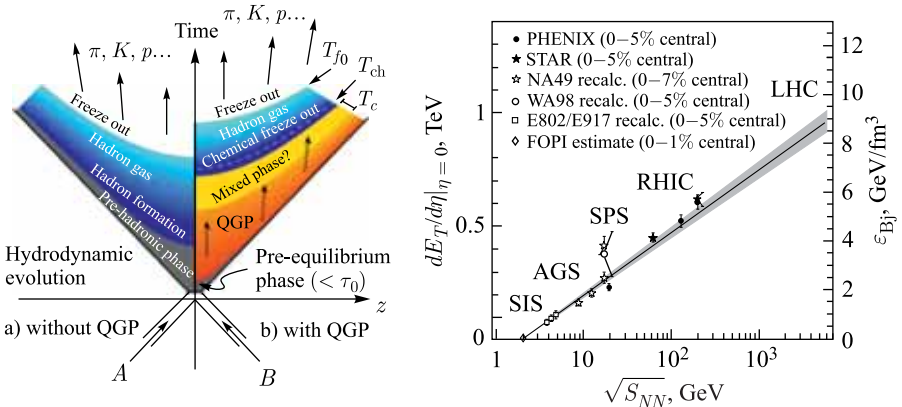


Рис. 1. Слева: пространственно-временная картина развития процесса столкновения ядер A и B без образования КГП (a) и с образованием КГП (b). Справа: экспериментальные данные по плотности поперечной энергии и рассчитанные плотности энергии в зависимости от энергии столкновения

ское равновесие образованной адронной материи. В таком случае КХД может быть эффективным инструментом для изучения термодинамических свойств этой материи, что позволяет описывать такие природные явления, как компактные звезды и процессы фазовых превращений адронной материи.

При термодинамическом равновесии КХД материя может быть охарактеризована двумя параметрами — температурой T и барионной плотностью ρ_B (или сопряженной с ней переменной — бариохимическим потенциалом μ_B). На рис. 2 приведена фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи в терминах этих переменных. Холодная ядерная материя наблюдается в нормальных ядрах с номинальной барионной плотностью ρ_0 , состоящих из нуклонов. При умеренных температурах и плотностях нуклоны возбуждаются в короткоживущие состояния (барионные резонансы), которые распадаются, испуская мезоны. При более высокой температуре создаются также барион-антибарионные пары. Эта смесь барионов, антибарионов и мезонов, сильно взаимодействующих частиц, обычно называется адронной материей или барионной материей, если барионы преобладают. При очень высоких температурах или плотностях адроны «плавятся» (процесс деконфайнмента) на составляющие их кварки и глюоны, образуя новые фазовые состояния. Ожи-

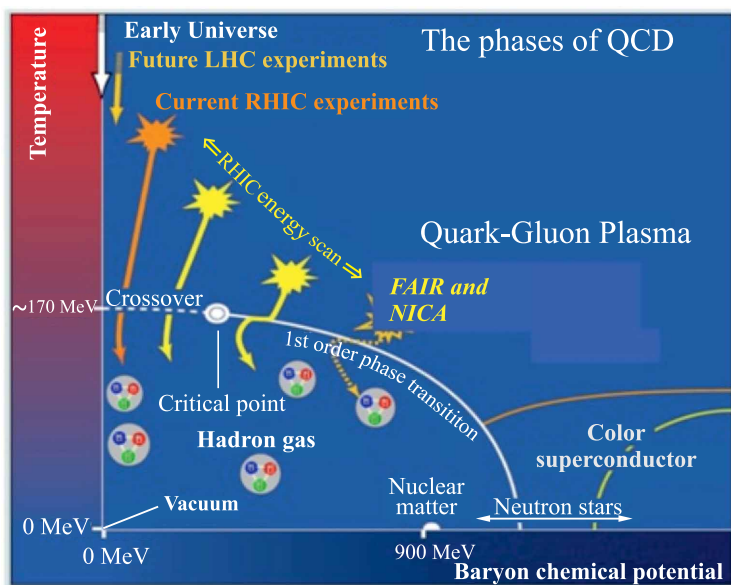


Рис. 2. Фазовая диаграмма адронной материи, на которой приведены различные состояния адронной материи в зависимости от температуры T и бариохимического потенциала. Показаны линия фазового перехода от адронного газа к кварк-глюонной плазме и критическая точка

дается, что в очень плотной и горячей среде восстанавливается и киральная симметрия.

Результаты КХД-расчетов на решетке показывают, что при нулевой барионной плотности переход адронной материи в состояние деконфайнмента происходит непрерывно вдоль оси T , т. е. две фазы адронной и кварк-глюонной материи неразличимы при температуре фазового перехода T_c [4]. Однако такие расчеты в настоящее время ограничены пренебрежимо малыми или небольшими величинами барионной плотности. При более высоких барионных плотностях приходится полагаться на эффективные модели, основанные на КХД. Такие модели предсказывают, что при более высоких μ_B киральный переход будет фазовым переходом первого рода. Следовательно, фазовый переход первого рода и непрерывный переход должны быть разделены критической точкой, которая характеризуется фазовым переходом второго рода. Кроме того, хотя при $\mu_B = 0$ киральный переход и деконфайнмент, возможно, совпадают, это не обязательно должно иметь место при более высоких бариохимических потенциалах. Несовпадение обеих линий перехода приводит к возникновению третьей фазы — так называемой материи кваркония, которая предсказывается моделями КХД в пределах больших N_c [5].

Экспериментальные результаты по составу адронов, рождаемых в столкновениях тяжелых ионов, показывают, что конечное состояние в таких столкновениях находится в химическом равновесии или вблизи него. Выходы адронов или отношения их выходов успешно описываются статистической моделью с двумя параметрами — T и μ_B . Аппроксимируя экспериментальные распределения уравнениями статистической модели с этими двумя свободными параметрами [6], получают их значения, которые зависят от энергии столкновения. Такая зависимость образует так называемую линию «вымораживания». Данные, характеризующие конечное состояние, показывают, что различные области фазовой диаграммы КХД могут быть доступны для исследования путем выбора энергии столкновения. Энергетическая шкала на уровне 1–2 ГэВ/нуклон (с. ц. м.) позволяет получить сжатую ядерную материю с плотностью, в несколько раз превышающей нормальную ядерную плотность.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ С РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЯДРАМИ

Первые эксперименты с релятивистскими ядрами начались более 40 лет назад в Национальной лаборатории Лоуренса в Беркли (США) и в Лаборатории высоких энергий (ЛВЭ) Объединенного института ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне (СССР). Пионерские исследования столкновений релятивистских ядер в области энергий до 5 ГэВ/нуклон (с. ц. м.) проводились в 1970-х гг. на знаменитом синхрофазотроне, запущенном в 1957 г., а затем были продолжены на сверхпроводящем (СП) синхротроне нуклотрон (рис. 3).



Рис. 3. Синхрофазотрон (во врезке) и здание, в котором он расположен и в котором с 1993 г. функционирует СП-ускоритель нуклотрон

Он был запущен в эксплуатацию в 1993 г., а в его основу легли разработанные в ЛВЭ ОИЯИ быстроциклирующие СП-магниты, названные магнитами типа «Дубна».

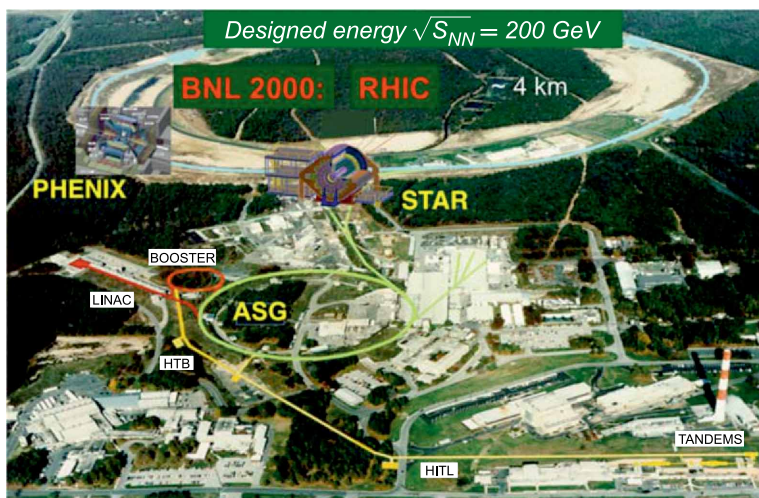


Рис. 4. Ускорительный комплекс и эксперименты по изучению столкновений тяжелых ядер в Брукхейвенской национальной лаборатории (США)

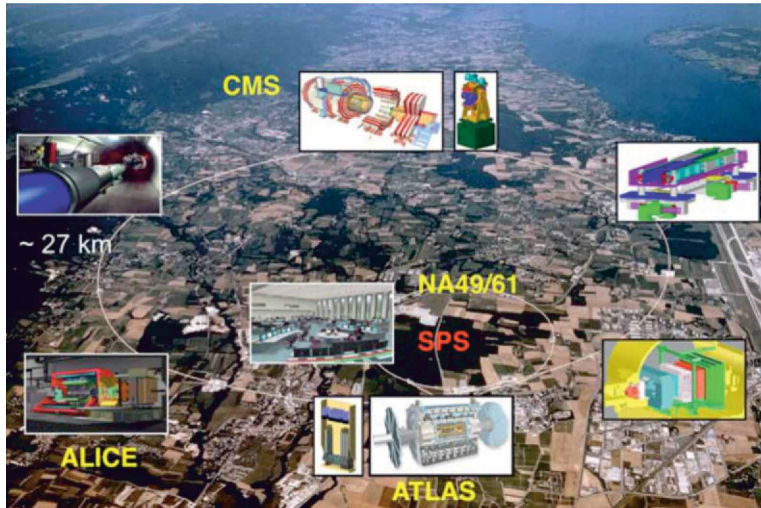


Рис. 5. Основные эксперименты в ЦЕРН по исследованию процессов столкновения тяжелых ядер

В настоящее время исследования фазовой КХД-диаграммы в столкновениях тяжелых ядер ведутся на ускорителях в Брукхейвенской национальной лаборатории (BNL) в США (рис. 4), в ЦЕРН (рис. 5) и в GSI (Германия). Идет создание новых ускорительно-экспериментальных комплексов NICA в ОИЯИ и FAIR в GSI.

В 1990-х гг. экспериментальные исследования в столкновениях тяжелых ядер (включая золото) в диапазоне энергий 2–10 ГэВ/нуклон проводились на ускорителе ASG в BNL (эксперименты E877 и E895). Запущенный в 2000 г. в той же лаборатории коллайдер релятивистских тяжелых ионов (RHIC) открыл новые возможности систематического изучения реакций с тяжелыми ионами. RHIC обеспечивает столкновения тяжелых ядер (вплоть до золота) с энергией до 200 ГэВ/нуклон (с. ц. м.). В экспериментах STAR, PHENIX, PHOBOS и BRAHMS были получены яркие результаты, в том числе открыто новое состояние адронной материи — КПП.

В серии экспериментов с фиксированной мишенью на SPS ЦЕРН — NA44, NA49 и NA50 — были получены значимые результаты в столкновениях набора тяжелых ядер (до свинца) в диапазоне энергий от 7 до 20 ГэВ/нуклон. В настоящее время модернизируется установка NA61 для продолжения исследований в этом энергетическом диапазоне. Столкновения тяжелых ядер при максимально высоких энергиях изучаются на LHC в экспериментах ALICE и CMS. Последние десятилетия в GSI идет эксперимент с фиксированной мишенью HADES на ускорителе SIS-18, на котором доступны энергии до 3,5 ГэВ/нуклон (с. ц. м.).

К настоящему времени наибольшая статистика событий достигнута в экспериментах при высоких энергиях (более 20 ГэВ/нуклон), что позволило детально исследовать фазовую диаграмму в области малых значений бариохимического потенциала (барионной плотности). Область больших значений барионной плотности, при которых ожидается фазовый переход первого рода и возможно образование смешанной фазы, или состояния «кваркония», исследована не так подробно. К тому же в этой области фазовой диаграммы не работает теоретический подход — КХД на решетке. Все это создает особый интерес к этим исследованиям. Поэтому необходимо новое поколение экспериментов для систематического исследования фазовой диаграммы КХД в области больших барионных потенциалов. Должна быть набрана достаточная статистика взаимодействий при сканировании с небольшим шагом по энергии от 3 до 11 ГэВ/нуклон при различных наборах тяжелых ядер. Такие эксперименты имеют большой потенциал открытий, поскольку исследуется малоизученная область при экстремальных значениях барионной плотности.

Для проведения таких детальных и систематических исследований идет подготовка ряда проектов. На ближайшие годы в BNL намечен проект BES (Beam Energy Scan) понижения энергии до 7 ГэВ/нуклон (с. ц. м.) для исследования в эксперименте STAR фазовой диаграммы при больших значениях барионной плотности.

В GSI идет реализация проекта FAIR, в рамках которого начато строительство ускорителя SIS-100 (рис. 6) и идет подготовка эксперимента с фиксированной мишенью Compressed Baryonic Matter (CBM). На этом ускорителе

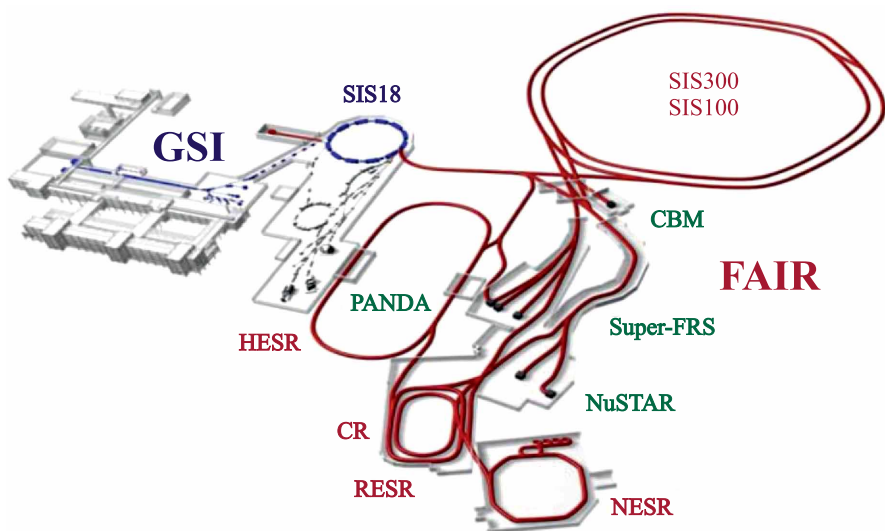


Рис. 6. Схема ускорительно-экспериментального комплекса FAIR в GSI

будет достижима энергия тяжелых ядер (включая золото) до 5,5 ГэВ/нуклон. Эксперимент СВМ нацелен на систематическое исследование фазовой диаграммы КХД в области барионной плотности до $5\rho_0$. Установка СВМ расположена в пучке, выведенном из SIS-100, и состоит из большого дипольного магнита, восьми станций Si-трекера, RICH, TRD и TOF для идентификации заряженных частиц, мюонного детектора и адронного калориметра под нулевым углом для определения центральности и плоскости реакции. Этот детектор способен регистрировать взаимодействия при рекордно высокой интенсивности ~ 10 МГц. Планируется, что эксперимент начнет набор статистики в 2023 г.

В Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина (ЛФВЭ) ОИЯИ начато создание комплекса NICA. Проект NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility) представляет собой ускорительный и экспериментальный комплекс [7–10], основными целями которого являются изучение плотной барионной материи в экстремальных условиях, рождаемой при столкновении тяжелых ионов, и исследование спиновой структуры нуклона в столкновениях поляризованных протонов и дейтронов. На рис. 7 показаны основные объекты комплекса NICA. СП-синхротрон нуклотрон, который лег в основу ускорительного комплекса NICA, был существенно модернизирован в 2010–2015 гг. Нуклотрон имеет длину окружности 251 м и ускоряет протоны до кинетической энергии 12,6 ГэВ, а ионы золота — до кинетической энергии 4,4 ГэВ/нуклон. Пучки из нуклотрона выводятся в экспериментальный зал, где расположен ряд экспериментов, в том числе первый эксперимент в рамках научной программы NICA — «Baryonic Matter at Nuclotron» (BM@N).

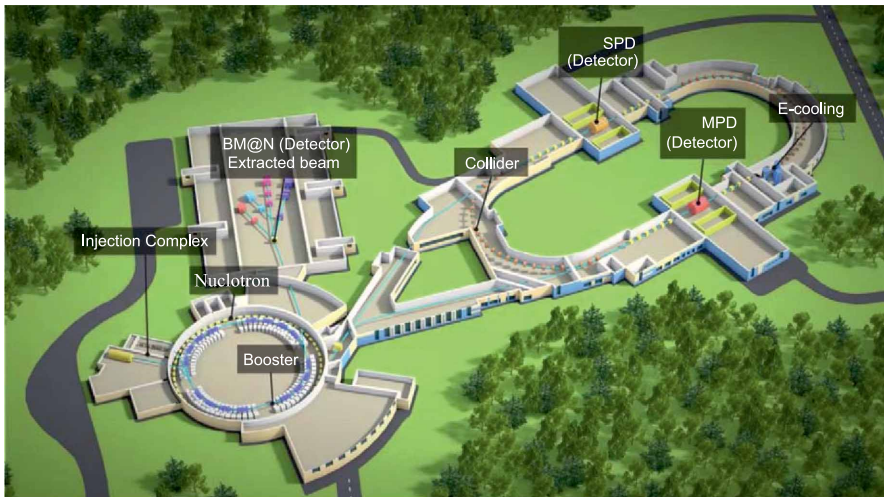


Рис. 7. Основные объекты комплекса NICA

Согласно плану реализации проекта, в 2019 г. будет запущен сверхпроводящий синхротрон-бустер, способный ускорять ионы золота $^{197}\text{Au}^{31+}$ до энергии 600 МэВ/нуклон. Два сверхпроводящих накопительных кольца коллайдера имеют периметр (503 м) в два раза больший, чем у нуклотрона, и две точки столкновения пучков (ТС), на месте одной из которых будет расположен многоцелевой детектор, Multi Purpose Detector (MPD), для изучения процессов столкновения тяжелых ядер, а на месте второй ТС — детектор Spin Physics Detector (SPD), предназначенный для изучения спиновой структуры нуклонов. Коллайдер обеспечит столкновения полностью ободранных ядер золота в энергетическом диапазоне $\sqrt{S}_{NN} = 4\text{--}11$ ГэВ/нуклон и столкновения поляризованных протонов вплоть до энергии $\sqrt{S} = 27$ ГэВ. Он будет введен в эксплуатацию в 2020 г., одновременно с MPD. Коллайдер обеспечит светимость $L = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ и $10^{32} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно для столкновений $\text{Au} + \text{Au}$ и $p + p$.

Магнитная оптика бустера и коллайдера строится на основе СП-магнитов типа «Дубна», функционирующих при температуре 4,5 К. В ЛФВЭ ОИЯИ запущена в эксплуатацию технологическая линия по сборке и испытанию СП-магнитов как для комплекса NICA, так и для FAIR. Всего для ускорительных комплексов NICA и SIS100/FAIR будет изготовлено более 450 магнитных блоков. Производство магнитов для бустера и коллайдера идет в соответствии с намеченными планами. Существующий в ЛФВЭ криогенный комплекс имеет мощность 4 кВт по холоду при температуре 4,5 К. В настоящее время идет развитие этого комплекса, и к 2020 г. его мощность будет удвоена для полного криогенного обеспечения систем NICA. В 2016 г. был введен в эксплуатацию ожижитель гелия с производительностью 1000 л/ч. Это крупнейший криогенный комплекс в России. Строительство зданий коллайдерного комплекса идет в соответствии с планами. Зал MPD будет готов в 2018 г., а весь комплекс будет завершен в 2019 г.

Энергии, требуемые для изучения области КХД-диаграммы с большими барионными плотностями, рассчитаны в ряде статистических моделей. Например, в работе [11] рассчитаны значения T и ρ_B (рис. 8), при которых происходит “вымораживание” адронной материи (фазовый переход от КПП к адронному газу), для различных энергий (ГэВ/нуклон) сталкивающихся в коллайдере ядер (сумма двух энергий) и для энергий выведенных пучков в экспериментах с фиксированной мишенью (энергия пучка). Как следует из приведенных расчетов, максимальная барионная плотность может быть достигнута при энергии около 8 ГэВ/нуклон (с. ц. м.). Такая энергия может быть достигнута в экспериментах с фиксированными мишенями на SPS ЦЕРН и SIS-100 FAIR и в коллайдерных экспериментах — STAR BES и MPD NICA.

Эксперименты, в которых будет исследоваться КХД-диаграмма в области больших ρ_B , приведены на рис. 9. На этом рисунке представлены действующие и планируемые эксперименты по столкновению тяжелых ионов в области

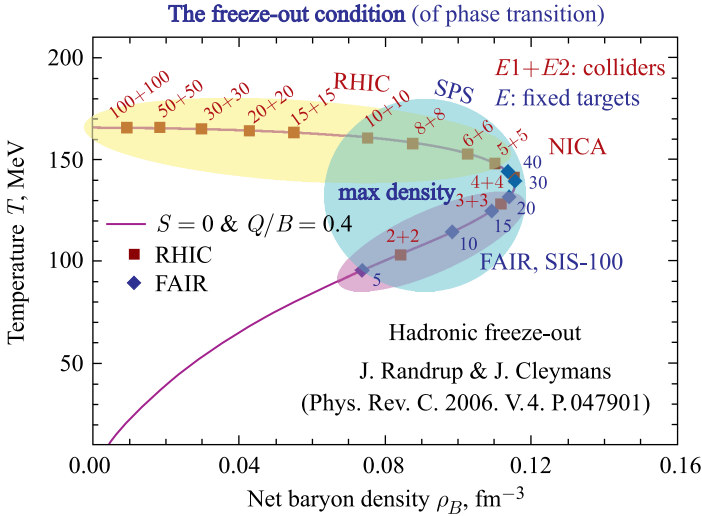


Рис. 8. Расчеты T и ρ_B диаграммы фазового перехода от КГП к адронному газу в зависимости от энергии столкновения ядер

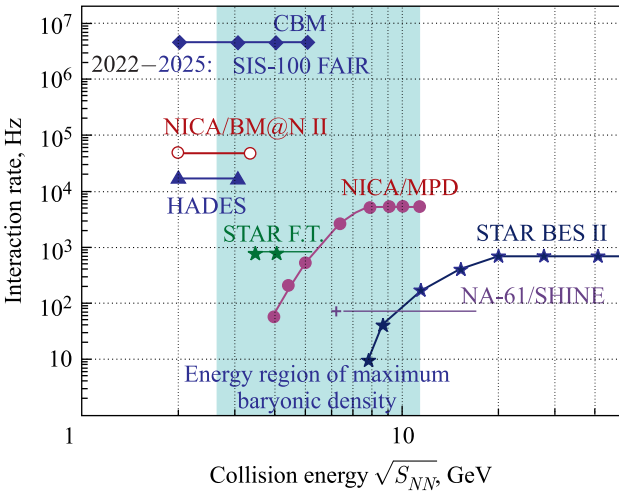


Рис. 9. Скорость набора данных и энергетические диапазоны экспериментов, в которых возможно исследование КХД-диаграммы при максимальных барионных плотностях

энергий, соответствующей максимальной барионной плотности как с фиксированной мишенью, так и на коллайдерах. Очевидно, что в экспериментах с фиксированной мишенью скорость набора статистики взаимодействий в основном ограничена аппаратной способностью, а не интенсивностью вза-

имедействий и может быть очень высокой. В коллайдерных же экспериментах набор статистики лимитирован светимостью коллайдера. Среди экспериментов с фиксированной мишенью CBM FAIR обеспечит набор событий при максимальной интенсивности взаимодействий и позволит получить высокую статистику. Однако эксперименты на коллайдерах, как правило, позволяют регистрировать события с большим и более однородным акцептансом (4π -геометрия), что является принципиальным преимуществом для ряда исследуемых процессов. В указанном диапазоне энергий планируется только два эксперимента на коллайдерах — NICA и STAR BES — с разницей в скорости регистрации взаимодействий на 2–3 порядка. Как следует из рис. 9, эксперименты комплекса NICA — BM@N с фиксированной мишенью и MPD на коллайдере — перекрывают всю обозначенную область энергий, в то время как в эксперименте CBM будет достигнута максимальная интенсивность регистрируемых событий.

Чистая барионная плотность, достигаемая при столкновениях Au+Au при энергиях FAIR и NICA, по различным моделям [12] составляет соответственно до 5 и до 8 номинальных плотностей.

МЕТОДЫ И НАБЛЮДАЕМЫЕ

Состояния фазовой КХД-диаграммы и фазовые переходы проявляются в характеристиках ряда наблюдаемых в столкновениях релятивистских ядер. К таким наблюдаемым относятся странные частицы, адронные резонансы и дилептонные пары. Изменение их характеристик рождения и свойств в зависимости от условий взаимодействия позволяет делать выводы о состоянии адронной материи. Исследование коллективных явлений продуктов реакции, фемтоскопия, пособытийные флуктуации и другие методы анализа позволяют определять свойства образующейся адронной материи, пространственно-временные характеристики взаимодействия, идентифицировать фазовые переходы и состояния фазовой КХД-диаграммы.

Усиление странности. В ядерных столкновениях ожидается увеличенный выход странных частиц из-за открытия новых каналов рождения в кварк-глюонной материи, в основном за счет процессов слияния глюонов. Это усиление было предсказано в [13] как один из сигналов образования плотной и горячей кварк-глюонной материи – кварк-глюонной плазмы (КГП). При низкой энергии странные частицы главным образом рождаются в адронных каналах, но в среде КГП процессы слияния глюонов доминируют. Ожидается, что при достаточно высокой температуре, $T \geq 160$ МэВ, избыток странности в плазме устанавливается за очень короткое время $\sim 10^{-23}$ с и приводит к усиленному рождению странных и мультистранных частиц.

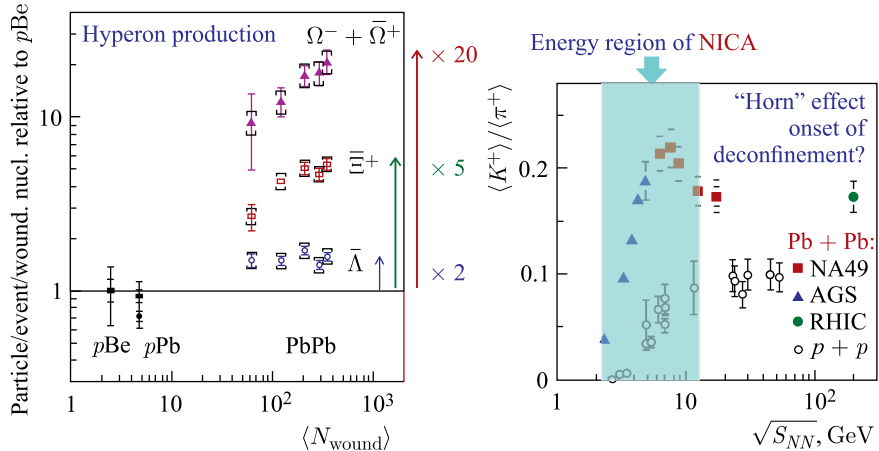


Рис. 10. Усиление выхода странных барионов в ядро-ядерных взаимодействиях по сравнению с протон-ядерными взаимодействиями в зависимости от числа взаимодействовавших нуклонов (слева) [14] и наблюдение «рога» в отношении выхода K^+ к π^+ в зависимости от энергии взаимодействия ядер (справа) [15]

Усиление рождения Λ , Ξ и Ω в реакциях ядро-ядерных столкновений по сравнению с реакциями в столкновениях малых систем, таких как протон-ядерные столкновения, наблюдалось в экспериментах на SPS ЦЕРН и было подтверждено на RHIC [14]. Это превышение довольно большое (рис. 10, слева). Альтернативным объяснением является подавление этих процессов в малых системах (нуклон-ядерные и нуклон-нуклонные реакции). Поскольку странность в основном рождается путем слияния глюонов, это наблюдение может указывать на восстановление киральной симметрии.

В эксперименте NA49 наблюдалось усиление («рог») выхода K^+ по отношению к пионам при энергии около 8 ГэВ/с в с. ц. м. (рис. 10, справа) [15]. Этот эффект, который может быть объяснен как «начало деконфайнмента», требует более детального изучения. Энергии NICA соответствуют области «рога» и позволят провести детальное исследование этого явления.

Оценка увеличения странности измеряется путем пересчета всех рожденных странных частиц и сравнения их с количеством нестранных. Среди странных частиц наиболее эффективно регистрируются заряженные K -мезоны, Λ и $\bar{\Lambda}$. Количество других странных частиц, нейтральных каонов и Σ^\pm -гиперонов, может быть учтено известными факторами, исходя из изотопических соотношений и определенных модельных расчетов. Учет таких частиц, как Ξ , Ω или φ -мезоны, не вносит существенных поправок. Количество нестранных частиц оценивается по числу рожденных заряженных пионов и антипротонов с применением известных факторов, основанных на

изотопических соотношениях для учета рожденных нейтральных пионов и нуклонов.

Экспериментальные данные показывают резкое увеличение рождения странности при энергиях до $\sqrt{S_{NN}} \sim 6$ ГэВ, когда их выход, кажется, насыщается. Термальная модель, используемая в [16], дает хорошее описание данных, показывающих, что отношение странности насыщается в диапазоне $5 < \sqrt{S_{NN}} < 10$ ГэВ. Выход странности значительно увеличен в ядро-ядерных столкновениях по сравнению с $p + p$ -столкновениями даже при энергиях, близких к порогу рождения странности.

Векторные мезоны. Из существующих данных не ясно, совпадают ли процессы деконфайнмента и восстановления киральной симметрии. Заметным последствием восстановления киральной симметрии была бы модификация свойств адрона в ядрах или в горячем и плотном веществе. Одним из основных сигналов восстановления киральной симметрии является сдвиг массы покоя короткоживущих мезонов, как, например, ρ -мезона, который рождается и распадается в горячей и плотной ядерной среде. Хотя вероятность их распада на лептонные пары мала, этот канал распада — экспериментально интересный, так как лептоны не сильно взаимодействующие, они оставляют зону реакции неискаженной и, таким образом, несут информацию о свойствах векторных мезонов. «Плавление» ρ -мезонов действительно наблюдалось при максимальной энергии SPS [17]. Однако результаты эксперимента NADES на SIS-18 показывают, что избыток пар лептонов малых масс, по ожиданиям, от «обычного» адронного коктейля еще больше при очень низких энергиях [18], что вызывает сомнения относительно наблюдаемого ρ -мезона, как «плавающего» из-за восстановления киральности. Для лучшего понимания необходимы систематические измерения в энергетическом диапазоне между SIS-18 и максимальной энергией SPS.

Потоки. Коллективная динамика столкновения релятивистских ядер проявляется в анизотропии потока конечных частиц, обусловленной тем, что выход частиц зависит как от условий в точке их рождения, так и от глобальной геометрии столкновения. Анализ анизотропии потока осуществляется фурье-разложением наблюдаемого потока и является эффективным методом изучения динамики взаимодействия. Коэффициент эллиптического потока v_2 — мера азимутальной анизотропии импульсов частиц. Он определяется как

$$v_2 = \langle \cos [2(\varphi - \Psi_r)] \rangle,$$

где $\langle \rangle$ указывают усреднение по частицам, φ — азимутальный угол данной частицы, а Ψ_r — азимутальный угол плоскости реакции события. Если известна плоскость реакции, то система координат определяется так, что оси x и z лежат в плоскости реакции события (ось z направлена вдоль оси пучков).

В этой системе отсчета коэффициент v_2 может быть определен как

$$v_2 = \left\langle \frac{p_x^2 - p_y^2}{p_x^2 + p_y^2} \right\rangle,$$

где p_x и p_y — x - и y -компоненты вектора импульса. Причины анизотропии различны в зависимости от энергии и отражает динамику реакции. При низких энергиях положительный эллиптический поток ($v_2 > 0$) отражают импульсную анизотропию в плоскости из-за сильного орбитального момента ядерных фрагментов, образованных в столкновении. Коэффициент v_2 понижается с ростом энергии, становится отрицательным и достигает минимума при $\sqrt{S_{NN}} \sim 2$ ГэВ/нуклон. Это поведение объясняется формированием двух зон, столкновения и спектаторов, которые начинают все больше различаться с ростом энергии. При низких энергиях часть спектаторов, не успевающих выйти из зоны столкновения, блокирует распространение вторичных частиц вдоль плоскости реакции, приводя к отрицательному v_2 . С увеличением энергии динамика вне плоскости становится менее существенной, поскольку спектаторы выходят из зоны столкновения и не блокируют распространение вторичных частиц. Большие градиенты давления начинают развиваться в зоне столкновения преимущественно в плоскости, приводя к позитивным вкладам в v_2 . Это приводит к монотонному увеличению v_2 с энергией. При больших энергиях больше нет влияния спектаторов и эллиптический поток происходит только из-за начальной пространственной анизотропии в зоне столкновения, которая трансформируется в пространственно-импульсную азимутальную анизотропию. В экспериментах на RHIC обнаружено, что коэффициент v_2 , поделенный на количество конститuentных кварков (n_q), как функция кинетической поперечной энергии, также нормированной на n_q , имеет общее поведение для многих разновидностей частиц. Из этих данных можно сделать вывод, что поток развивается на очень ранних стадиях и при энергиях RHIC формируется на партонном уровне. Это подразумевает формирование деконфайментной плазмы [19].

Вычисления в рамках идеальной гидродинамики (нулевая вязкость) не объясняют коэффициент v_2 при поперечных импульсах выше 1,5–2 ГэВ/с. Вычисления, сделанные с использованием гидродинамики с отличной от нуля, но малой вязкостью [20], объясняют тенденцию v_2 при больших p_T , но в действительности не полностью описывают данные во всем диапазоне p_T .

Поляризация Λ . Ожидается, что в потоках частиц, образованных в столкновениях больших систем, могут возникать аномалии типа «завихрений» (эффект *vorticity*). В работах [21, 22] была предсказана и рассчитана заметная поляризация Λ , возникающая в столкновениях тяжелых ионов из-за этого эффекта (рис. 11, слева). Поляризация связана с аномально индуцированным аксиальным током, который пропорционален квадрату химического потен-

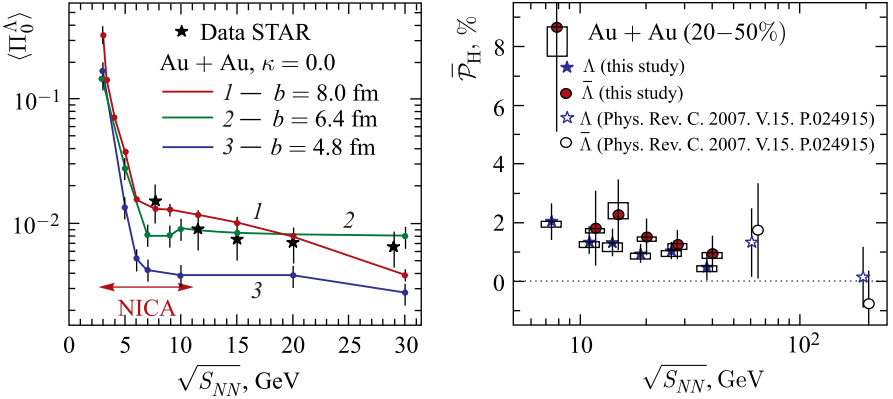


Рис. 11. Расчеты поляризации Λ , рожденных в ядерных столкновениях, относительно плоскости реакции (слева) и экспериментальные данные, полученные на RHIC [23] (справа)

циала. Таким образом, поляризация должна расти с уменьшением энергии, также при этом растет химический потенциал.

Недавно в эксперименте STAR BES это явление получило подтверждение (рис. 11, справа). Была наблюдаена поляризация Λ , которая имеет тенденцию роста при понижении энергии столкновения [23]. При энергиях NICA ожидается еще большая поляризация Λ .

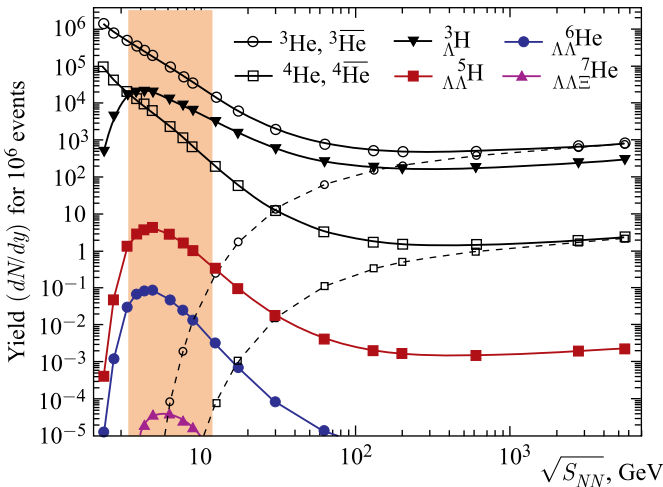


Рис. 12. Выходы гиперядер на единицу быстроты в ядро-ядерных взаимодействиях в зависимости от энергии столкновения [24] и область энергии, доступная в экспериментах NICA (затемненная полоса)

Гиперъдра. Изучение рождения и свойств гиперъядер позволяет получить информацию о взаимодействии между нуклонами и гиперонами, а также о взаимодействии гиперонов между собой. Расчеты рождения гиперъядер в ядро-ядерных столкновениях показывают [24], что в области энергий NICA ожидается их максимальный выход (рис. 12). Существующая статистика процессов с рождением гиперъядер ограничена. Поэтому в экспериментах NICA могут быть детально изучены их свойства.

ЭКСПЕРИМЕНТЫ НА УСКОРИТЕЛЬНОМ КОМПЛЕКСЕ NICA

Исследование фазовой КХД-диаграммы в экспериментах на NICA характеризуется следующими особенностями:

- максимум барионной плотности — предельная плотность;
- максимум отношения образований K^+/π^+ ;
- максимум отношения образований Λ/p ;
- максимальный выход гиперъядер;
- переход от материи с преобладанием барионов к системе доминирования мезонов;
- максимум поляризации Λ ;
- возможности наблюдения фазового перехода первого рода и обнаружения смешанной фазы;
- возможности обнаружения критической точки.

Это позволяет получить информацию в недостаточно систематически исследованной области фазовой КХД-диаграммы.

ЭКСПЕРИМЕНТ BM@N

Эксперимент «Baryonic Matter at Nuclotron» (BM@N) является экспериментом с фиксированной мишенью на выведенном пучке из нуклотрона. Установка BM@N расположена в экспериментальном зале ускорительного комплекса на расстоянии 160 м от точки вывода пучка из нуклотрона. Научная программа исследований включает: рождение странных/мультистранных гиперонов и гиперъядер около порога; адронную фемтоскопию; короткодействующие корреляции; пособытийные флуктуации; модификацию странных и векторных мезонов в плотном ядерном веществе; электромагнитные пробники, состояния, распадающиеся на γ, e .

Установка BM@N включает в свой состав (рис. 13) дипольный магнит SP-41 с зазором между полюсами 1 м и максимальным полем 1 Тл. Базовый трекер основан на камерах GEM, установленных внутри зазора дипольного магнита. Полная конфигурация установки включает также времяпролетную

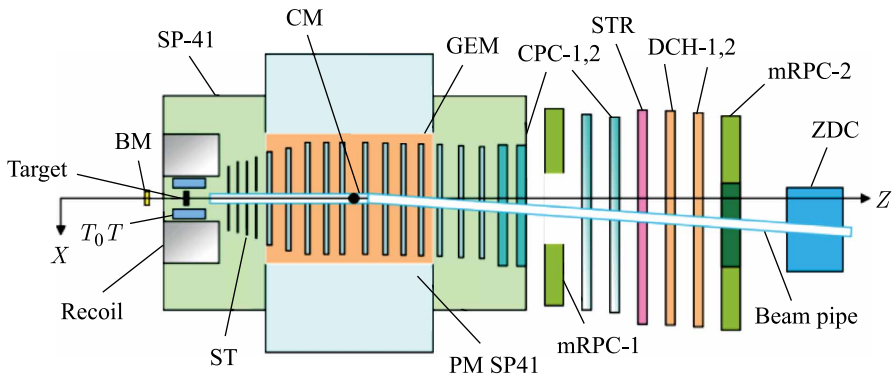


Рис. 13. Схема установки BM@N

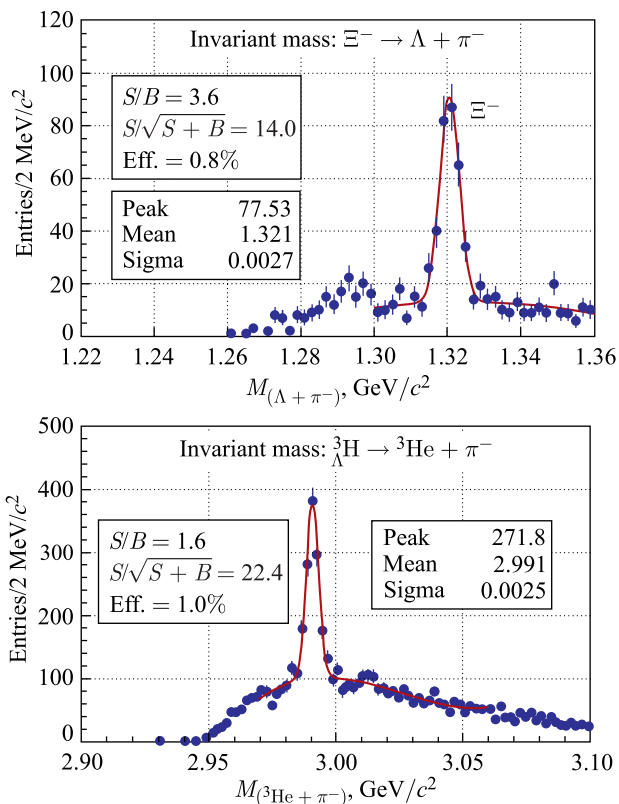


Рис. 14. Восстановленный спектр масс в системе Λ и π^- в каскадной топологии (вверху) и восстановленный спектр масс ${}^3\text{He}^+$ и π^- -мезона (внизу)

систему (TOF), ECal, калориметр под нулевым углом и силиконовый трекер (ST), который будет установлен сразу после мишени.

Предусмотрено несколько этапов ввода в эксплуатацию установки до полной конфигурации.

Изучение возможностей установки указывает на довольно надежную реконструкцию Ξ -гиперонов и гиперъядер по их распадам на $\Lambda^+\pi^-$ и на ${}^3\text{He}^+\pi^-$ соответственно (рис. 14). При номинальной интенсивности и полной конфигурации установки ожидается регистрация около 10 млн таких распадов в месяц.

ЭКСПЕРИМЕНТ MPD

Первый эксперимент на коллайдере NICA будет реализован с помощью установки «Multi Purpose Detector» (MPD). Основной целью является изучение горячей и плотной барионной материи в области энергий, соответствующей максимальной барионной плотности.

MPD (рис. 15) состоит из большого сверхпроводящего соленоидального магнита с железным ярмом, внутри которого размещена детектирующая аппаратура. Детектирующая аппаратура будет вводиться в эксплуатацию поэтапно. На первом этапе (базовая конфигурация) в состав MPD войдут: основной

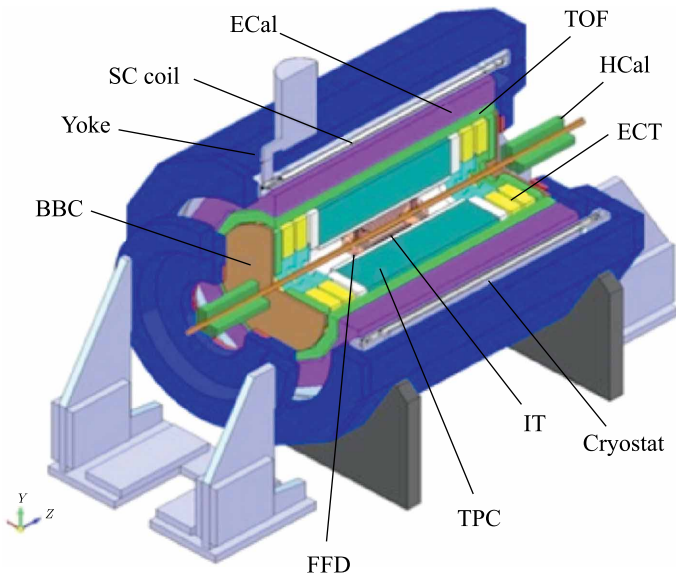


Рис. 15. Схематический вид детектора MPD

трекер TPC, «передние» адронные калориметры FHCAL, быстрый «передний» детектор FFD и баррельные части времяпролетной системы TOF и электромагнитного калориметра ECal. На втором этапе (полная конфигурация) MPD будет дополнен внутренним трекером IT и торцевыми детекторами. Магнит создает магнитное поле напряженностью $\sim 0,5$ Тл с высокой однородностью в области расположения времяпроекционной камеры (TPC).

С помощью TPC осуществляется реконструкция траекторий заряженных вторичных частиц, а также их идентификация путем измерения потери энергии за счет ионизации в газовом пространстве камеры. Конструкция TPC, ось которой совпадает с осью пучка коллайдера и параллельна однородному соленоидальному магнитному полю, схематично показана на рис. 16. Внутренний диаметр TPC 54 см, внешний — 280 см, а полная длина вдоль оси пучка — 340 см. Толщина материала, через который проходят частицы, составляет 5–6 % радиационной длины. Для считывания сигналов применяются дрейфовые камеры. В качестве альтернативной технологии (для модернизации на втором этапе) рассматриваются GEM-камеры.

Для получения сигнала отсчета времени используются два Fast Forward Detectors (FFD), расположенных вдоль оси пучка симметрично на расстоянии 140 см от ТВ (рис. 17). Каждый из детекторов состоит из 40 блоков из черенковского стекла и свинцового радиатора. Созданные и испытанные прототипы FFD показали хорошее временное разрешение — лучше чем 50 пс.

Одна из задач MPD — идентификация заряженных адронов (PID) в области импульсов 0,1–2 ГэВ/с. Она решается двумя независимыми измерениями: времени пролета (TOF) частиц и потери ими энергии за счет ионизации газа в TPC. Система TOF должна обеспечить хорошее временное разрешение и

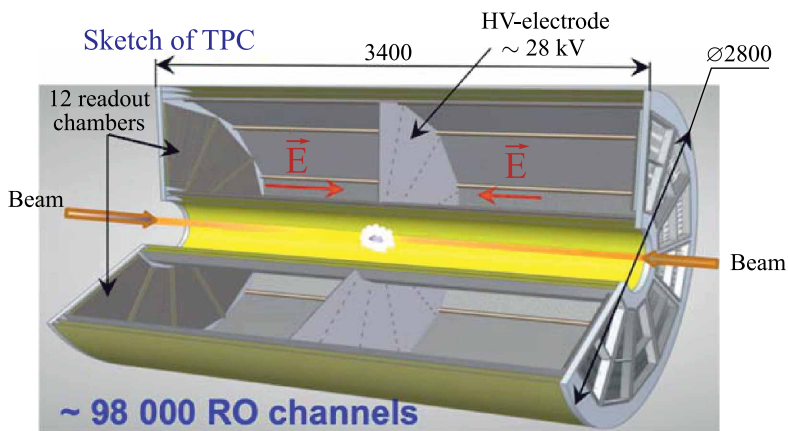


Рис. 16. Конструкция TPC

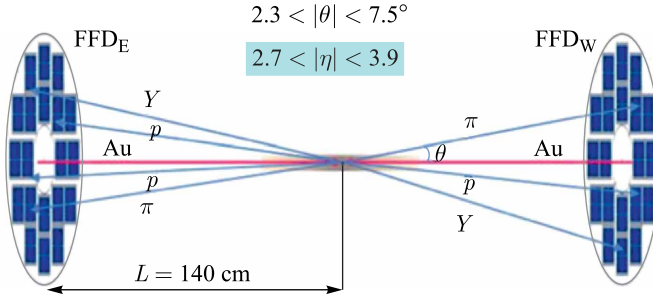


Рис. 17. Схема расположения детекторов FFD

максимально приближенный к 4π -геометрии акцептанс. Выбранная технология основана на Multigap Resistive Plate Chambers (MRPC), которые широко используются в современных экспериментах из-за хорошего временного разрешения, простоты конструкции и применения коммерчески доступных материалов. Разработанные MRPC состоят из трех пакетов, каждый из которых содержит 5 газовых промежутков (200 мкм), разделенных тонким (280 мкм) стеклом (рис. 18). Активная область MRPC имеет размеры 300×600 мм, и сигналы считываются с двух сторон. Такая конструкция показала временное разрешение около 60 пс (рис. 18), что позволяет надежно идентифицировать заряженные частицы в указанном импульсном диапазоне. Стартовая конфигурация MPD в основном оснащена детекторами баррельной части. Соответствующая система TOF образует цилиндр диаметром 3 м и длиной 5 м, состоящий из 28 модулей, в каждом из которых расположено 10 камер (рис. 19). Такая система TOF содержит 1280 каналов и перекрывает акцептанс по псевдобыстроте $|\eta| < 1,8$.

Для детектирования гамма-квантов и дополнительного подавления адронного фона среди электронов применяется электромагнитный калориметр

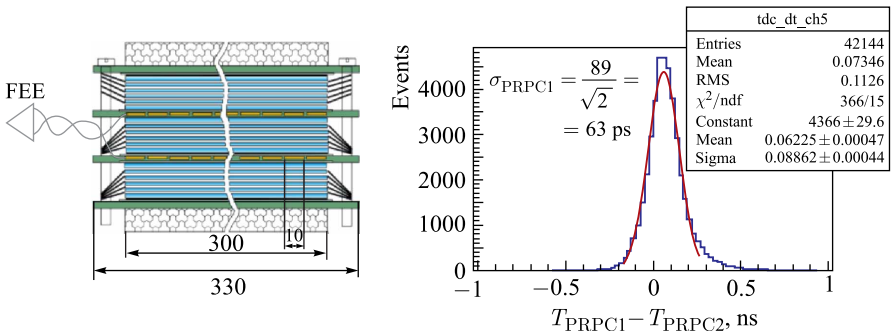


Рис. 18. Устройство MRPC (слева) и измеренное временное разрешение (справа)

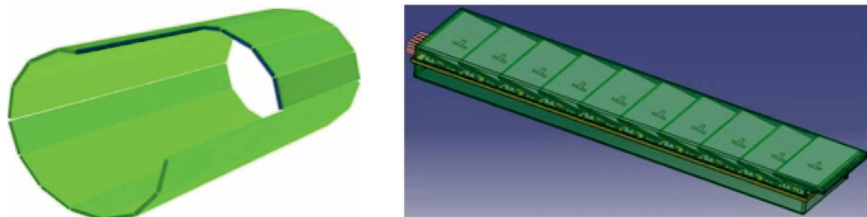


Рис. 19. Общий вид системы TOF (слева) и одного модуля (справа)

(ECal), основанный на технологии «шашлык». Каждый модуль ECal состоит из 220 чередующихся слоев свинца и сцинтиллятора, пронизанных девятью светосборниками-фибрами, и многоканального Si-фотоумножителя для считывания сигнала. Длина каждого модуля 35 см ($\sim 14X_0$), а поперечное сечение 4×4 см. Энергетическое разрешение фотонов 1 ГэВ составляет 5%, а временное разрешение — 500 пс. Все 43 тыс. модулей будут собраны в единую цилиндрическую систему таким образом, чтобы продольная ось каждого из них была направлена на ТС (рис. 20). Калориметр такого типа и масштаба создается впервые.

Forward Hadron Calorimeter (FHCAL) предназначен в основном для восстановления плоскости реакции и определения центральности взаимодействия. Он состоит из двух плеч, расположенных слева и справа на расстоянии $\sim 3,2$ м от ТС, и перекрывает диапазон по абсолютному значению псевдобыстроты от 2,2 до 4,8. Каждое плечо состоит из 45 модулей с поперечными

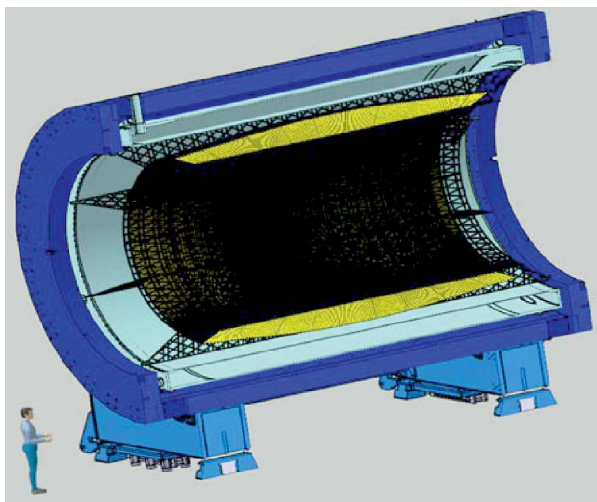


Рис. 20. Проекционный электромагнитный калориметр (ECal) типа «шашлык»

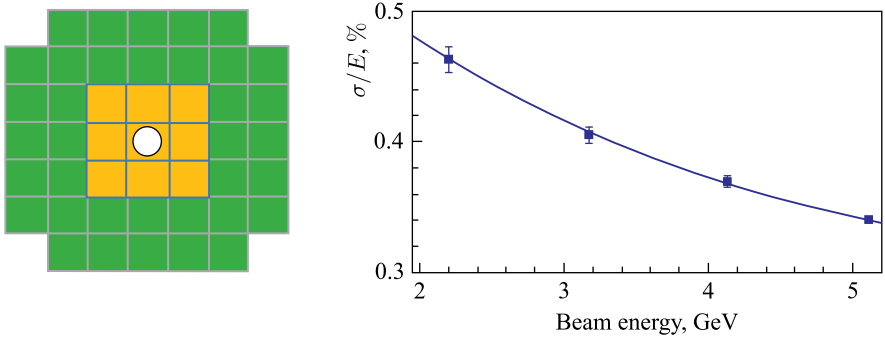


Рис. 21. Поперечное сечение FHCAL (слева) и его энергетическое разрешение (справа)

размерами 15×15 см (рис. 21). Такая грануляция позволяет восстанавливать плоскость реакции с точностью $\sim 20\text{--}30^\circ$, а центральность — с точностью лучше 10%. Энергетическое разрешение калориметра в диапазоне регистрируемых частиц составляет 35–50% (см. рис. 21).

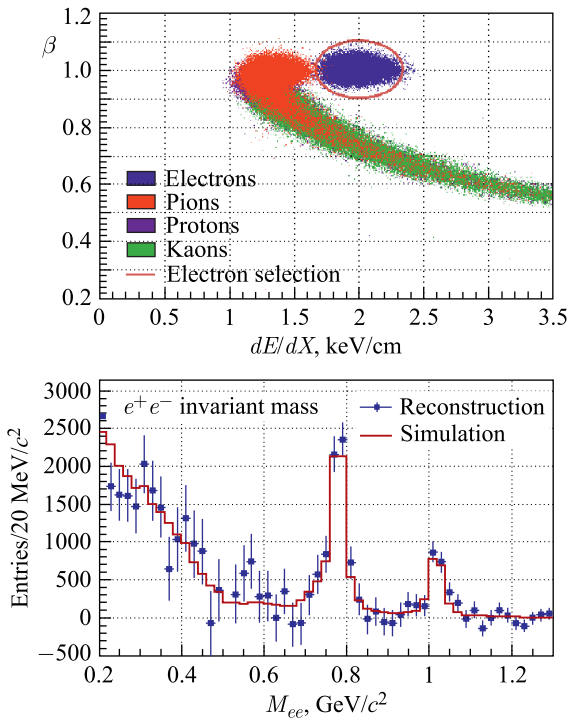


Рис. 22. Выделение электронов по скорости и по потере ими энергии за счет ионизации в TPC (вверху); восстановленный спектр масс диэлектронов (внизу)

Векторные мезоны регистрируются по их диэлектронным распадам. Для идентификации электронов используются оба метода: измерение скорости с помощью TOF и потери энергии за счет ионизации в TPC. Это позволяет подавить адронный фон почти на 5 порядков (рис. 22, сверху). Примерный восстановленный спектр масс диэлектронов приведен на рис. 22, внизу, на котором видны пики от восстановленных ρ - и ϕ -мезонов.

С помощью MPD возможно надежное восстановление распадов гиперъядер. На рис. 23 приведены спектры инвариантных масс в системах $(p + d + \pi^-)$ и $({}^3\text{He} + \pi^-)$, в которых видны сигналы от распадов гиперъядер ${}^3_\Lambda\text{H}$.

Возможности установки по исследованию потоков вторичных частиц в столкновениях тяжелых ионов показаны на рис. 24. Моделированные с помощью генератора UrQMD столкновения Au + Au при энергии 11 ГэВ/нуклон реконструировались с учетом прохождения вторичных частиц через элементы установки MPD. Центральность событий определялась путем анализа распределения траекторий с помощью TPC. Полученные распределения корректиру-

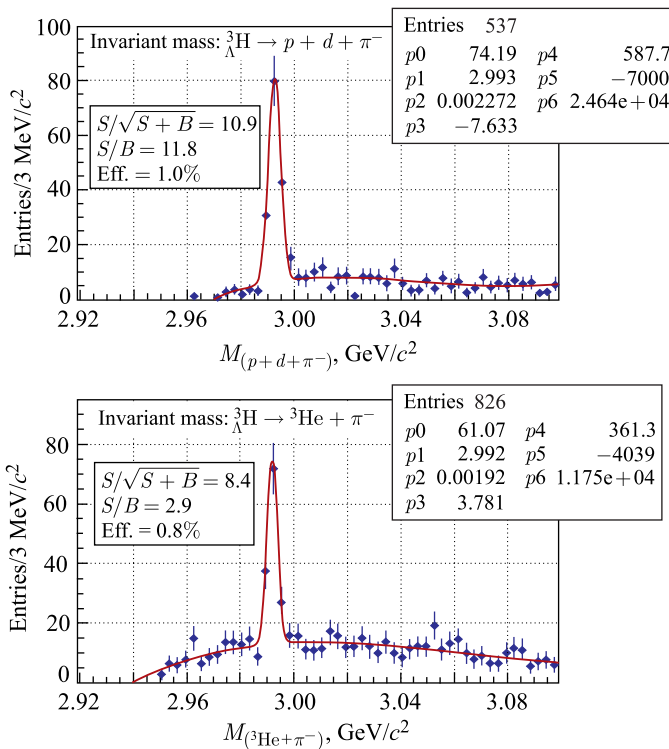


Рис. 23. Примеры восстановления двух мод распада гипертрионов, рожденных в реакции Au + Au при энергии 11 ГэВ/нуклон

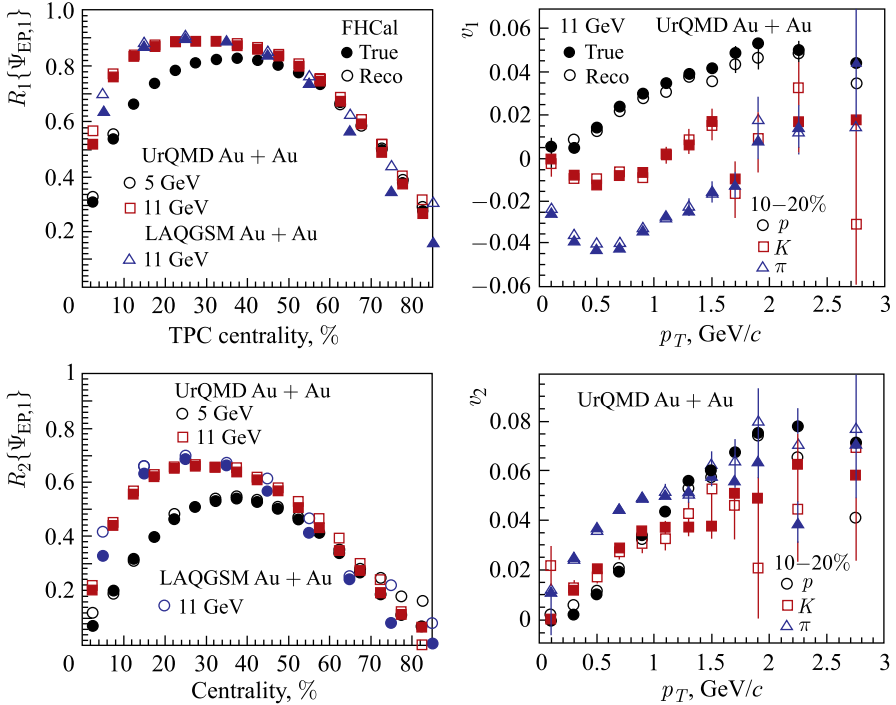


Рис. 24. Слева: корректирующие факторы разрешения в зависимости от центральности для первой (вверху) и второй (внизу) гармоник потока вторичных частиц. Справа: разыгранные и восстановленные первая (вверху) и вторая (внизу) гармоники потоков вторичных частиц

ющих факторов разрешения указывают на реконструкцию плоскости реакции с помощью FHCAL с высокой точностью в широком диапазоне центральности. Восстановленные спектры p_T для первой (v_1) и второй (v_2) гармоник для различных частиц (p , K и π) указывают на хорошую воспроизводимость сгенерированных событий.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследования фазовой КХД-диаграммы, интенсивно ведущиеся уже более 40 лет, вступают в новый этап систематического изучения ранее недоступных областей, особенно при больших значениях барионной плотности. Ожидается, что новые экспериментальные программы, намеченные в проектах STAR BES, FAIR и NICA, внесут значительный вклад в эти исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bjorken J. D.* // *Phys. Rev. D.* 1983. V. 27. P. 140–151.
2. *Adler S. S. et al. (PHENIX Collab.)* // *Phys. Rev. C.* 2005. V. 71. 034908.
3. *Sahoo R. et al. (STAR Collab.)* // *Rom. Rep. Phys.* 2006. V. 58. 055–062.
4. *DeTar C., Heller U. M.* // *Eur. Phys. J. A.* 2009. V. 41. P. 405–437.
5. *Andronic A., Blaschke D., Braun-Munzinger P., Cleymans J., Fukushima K., McLerran L. D., Oeschler H., Pisarski R. D., Redlich K., Sasaki C., Satz H., Stachel J.* // *Nucl. Phys. A.* 2010. V. 837. P. 65–86.
6. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J.* // *Phys. Lett. B.* 2009. V. 673. P. 142–145.
7. *Kekelidze V. D. et al. (NICA and MPD Collab.)* // *Phys. At. Nucl.* 2012. V. 75. P. 542–545.
8. *Kekelidze V. D. et al. (NICA Collab.)* // *EPJ Web Conf.* 2015. V. 95. 01014.
9. *Kekelidze V. D. et al. (NICA Collab.)* // *Nucl. Part. Phys. Proc.* 2016. V. 273–275. P. 170–174.
10. *Kekelidze V. D. et al. (NICA Collab.)* // *JINST.* 2017. V. 12, No. 06. C06012.
11. *Randrup J., Cleymans J.* // *Phys. Rev. C.* 2006. V. 74. 047901.
12. *Arsene I. C., Bravina L. V., Cassing W., Ivanov Yu. B., Larionov A., Randrup J., Russkikh V. N., Toneev V. D., Zeeb G., Zschesche D.* // *Phys. Rev. C.* 2007. V. 75. 034902.
13. *Rafelski J., Muller B.* // *Phys. Rev. Lett.* 1982. V. 48. 1066.
14. *Antinori F. et al. (NA57 Collab.)* // *J. Phys. G.* 2006. V. 32. P. 427–442.
15. *Alt C. (NA49 Collab.)* // *Phys. Rev. C.* 2008. V. 77. 024903.
16. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J.* // *Nucl. Phys. A.* 2006. V. 772. P. 167–199.
17. *Damjanovic S. et al. (NA60 Collab.)* // *Nucl. Phys. A.* 2007. V. 783. P. 327–334.
18. *Galatyuk T. for the HADES Collab.* // *Nucl. Phys. A.* 2014. V. 931. P. 41–51.
19. *Adare A. et al. (PHENIX Collab.)* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. 162301.
20. *Romatschke P., Romatschke U.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. 172301.
21. *Rogachevsky O., Sorin A., Teryaev O.* // *Phys. Rev. C.* 2010. V. 82. 054910.
22. *Baznat M., Gudima K., Sorin A., Teryaev O.* arXiv:1701.00923.
23. *Adamczyk L. (STAR Collab.)* // *Nature.* 2017. P. 62–65.
24. *Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J., Stocker H.* // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 697. P. 203–207.