

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ
ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ИМЕНИ
М.В.ЛОМОНОСОВА»**

Кафедра физики элементарных частиц

КУРСОВАЯ РАБОТА

на тему:

«Изучение особенностей фазового перехода адронная материя – кварк-
глюонная плазма»

Выполнил:

студент 2 курса 207 группы

Шульга Алексей Владимирович

Научный руководитель:

к. ф.-м. н.

Апарин Алексей Андреевич

Москва, 2020

ВВЕДЕНИЕ	3
1. Фазовый переход адронная материя – КГП	4
1.1. Основные механизмы КХД	4
1.2. Кварк-глюонная плазма	5
1.3. Пространственно - ременная эволюция вещества после столкновения тяжелых ионов	6
1.4. Фазовая диаграмма КХД	7
2. Эффект увеличения выходов странных частиц по отношению к нестранным частицам	8
2.1. Столкновения тяжелых ионов	8
2.2. Статистическая модель ядро-ядерных взаимодействий	10
2.2.1. Макроканонический ансамбль	11
2.2.2. Файербол в состоянии адронного газа	11
2.2.3. Файербол в состоянии кварк-глюонной плазмы	12
2.3. Зависимость отношения выходов странных частиц к нестранным от энергии столкновения	13
3. Эксперименты с тяжелыми ионами	14
3.1. Обзор программы энергетического сканирования на RHIC	14
3.2. Обзор экспериментальной программы NICA	15
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	17
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	18

ВВЕДЕНИЕ

При столкновениях тяжелых ионов на коллайдерах RHIC (Relativistic Heavy Ions Collider) и LHC (Large Hadron Collider) образуется ядерная материя обладающая экстремальной температурой и плотностью. При таких условиях образуется плотное горячее вещество в состоянии деконфайнмента – кварк-глюонная плазма (КГП), состоящая из сильновзаимодействующих кварков, антикварков и глюонов. Подобный переход из обычной ядерной материи в КГП предсказывают расчеты на решётке в рамках квантовой хромодинамики [1,2]. Согласно современным представлениям, кварк-глюонная плазма, существовала на ранних этапах эволюции Вселенной и, при расширении и остывании, переходила в адронную фазу.

Исследование свойств материи, рожденной в столкновениях тяжелых ядер, и их описание из первых принципов КХД является основной целью физики столкновений тяжелых ионов. Одним из экспериментов, изучающих свойства сильновзаимодействующей материи в состоянии деконфайнмента является эксперимент STAR на коллайдере тяжелых ионов RHIC. Так, первые эксперименты на RHIC показали, что кварк-глюонная плазма проявляет сильную коллективность, демонстрируя свойства жидкости, близкой к идеальной [3,4,5].

За прошедшие годы можно наблюдать большой прогресс и значительный успех в измерениях и теоретических описаниях КГП. В настоящее время, в экспериментах с тяжелыми ионами, интерес представляют программы сканирования по энергиям столкновений и изменению типов сталкивающихся частиц, позволяющие локализовать область фазового перехода между двумя состояниями материи. В ближайшем будущем, планируется, что коллайдер NICA позволит более точно изучить область предполагаемого фазового перехода.

Данная работа посвящена подробному изучению особенностей фазового перехода адронная материя – кварк-глюонная плазма. В частности, совершен обзор современного состояния исследований фазового перехода адронная

материя – КГП; особое внимание уделено теоретическим аспектам описания фазового перехода. Детально разобраны программы энергетического сканирования на RHIC, экспериментальной программы NICA. Также, рассмотрен эффект увеличения выхода странных частиц по отношению к нестранным (один из признаков формирования КГП) в зависимости от энергии столкновения.

1. Фазовый переход адронная материя - КГП

1.1. Основные механизмы КХД

На сегодняшний день наилучшим описанием всех известных элементарных частиц и сил, которые действуют между ними является Стандартная модель [6]. В этой связи, электромагнитные и слабые силы описываются электрослабой квантовой теорией поля; квантовая хромодинамика (КХД) - квантовая теория поля, описывающая сильное взаимодействие. КХД описывает взаимодействие между группой частиц, называемых кварками, которые несут цветовой заряд, и глюонами – квантами цветового поля.

Основными механизмами в КХД являются конфайнмент и асимптотическая свобода:

- *Конфайнмент* – явление, заключающееся в том, что кварки и антикварки не могут наблюдаться в природе в свободном состоянии, а связаны внутри адронов. С увеличением расстояния между кварками, увеличивается и сила их взаимодействия, что не дает кваркам разделиться, а делает создание новой кварк-антикварковой пары из вакуума энергетически выгоднее. Отметим, что наблюдаемые адроны являются бесцветными системами, а адронная материя представляет собой вещество, состоящее из бесцветных (нейтральных с точки зрения цветового взаимодействия) мезонов и барионов.
- *Асимптотическая свобода* означает, тот факт, что если возможно создать достаточно высокую плотность кварков, а значит небольшое расстояние

между ними, то кварки должны взаимодействовать друг с другом настолько слабо, что их можно считать находящимися в состоянии деконфайнмента (свободными). Вещество, состоящее из таких кварков, антикварков и глюонов называют кварк-глюонной плазмой (КГП) [7].

1.2. Кварк-глюонная плазма

Проведенные эксперименты на RHIC показали, что ядерная материя с новыми свойствами была создана в области высоких энергий столкновений ($\sqrt{s_{NN}} = 62 - 200$ ГэВ). Среди свойств образовавшегося вещества наблюдается непрозрачность, характеризующаяся подавлением выхода частиц при высоких p_T и вязкостью, настолько малой, что это вещество выглядит не как идеальный газ из кварков и глюонов, а как идеальная жидкость.

Кварк-глюонная плазма (КГП) – это локальное термально-равновесное состояние материи, в котором кварки и глюоны деконфайнмированы (не связаны) [8]. В этом состоянии происходит восстановление киральной симметрии – симметрии сильного взаимодействия, относительно преобразования, меняющего четность.

Заранее оговорим условия образования КГП при столкновении релятивистских ионов:

I. Не ставится условие об отсутствии взаимодействия между кварками и глюонами в производной материи. Расчеты КХД на решетках показывают, что идеальная КГП может существовать только при температурах много больших, чем температура, необходимая для перехода в деконфайнмент. В этой связи, новую материю было предложено называть сильновзаимодействующей кварк-глюонной плазмой (сКГП).

II. Не требуется доказательства фазового перехода 1-го или 2-го рода, предполагающего резкие изменения наблюдаемых характеристик. Образование КГП происходит за некоторой критической точкой в барионной плотности с быстрым изменением, но без разрыва глобальных характеристик сКГП.

III. Восстановление киральной симметрии является достаточным доказательством существования новой формы материи. КХД предсказывает, что переход в сКГП сопровождается деконфайнментом, хотя теоретически этот вопрос не решен окончательно. Поиск проявления восстановления киральной симметрии – одна из главных целей RHIC.

1.3. Пространственно – временная эволюция вещества после столкновения тяжелых ионов

Среди основных стадий эволюции вещества можно выделить шесть основных. На рисунке 1 представлена пространственно – временная эволюция вещества, образовавшегося в результате ядро-ядерных столкновений без образования КГП (а) и с образованием КГП (б). Рассмотрим вариант с образованием КГП.

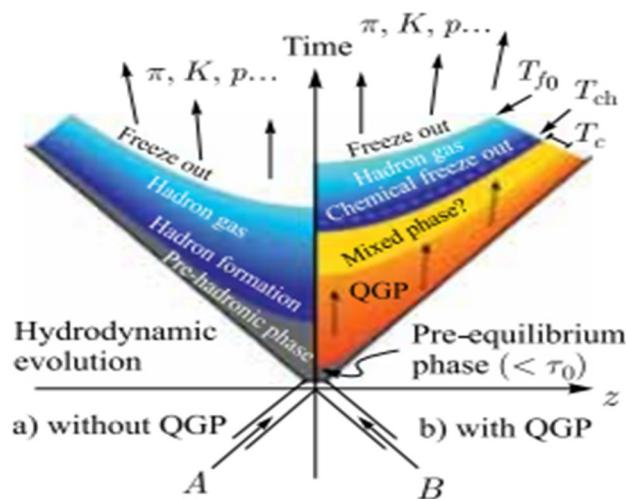


Рис.1. Пространственно-временная эволюция вещества после столкновения.

- 1) *Начальное состояние*: определяется начальная геометрия системы.
- 2) *Термализация*: частицы, образованные в первичных столкновениях взаимодействуют, после чего, через короткий промежуток времени, система достигает теплового равновесия, и становятся применимо термодинамическое описание КГП. Время термализации $\tau \leq 1$ фм/С.
- 3) *Кварк-глюонная плазма*: образование термализованной равновесной КГП, которая продолжает расширяться и охлаждаться.

- 4) *Адронизация*: вещество продолжает расширяться и охлаждаться, достигая критической температуры T_c , после чего партоны начинают адронизоваться.
- 5) *Адронный газ*: образовавшиеся адроны слабо взаимодействуют и проявляют коллективное поведение; система находится в равновесии.
- 6) *Вымораживание*: с достижением температуры T_{f_0} начинается прекращение неупругих взаимодействий, и, как следствие, количество частиц различных типов становится постоянным.

1.4. Фазовая диаграмма КХД

Физика столкновений тяжелых ионов преследует цель определения фазовой диаграммы КХД. Эта диаграмма, исследуемая в столкновениях тяжелых ионов, является уникальной и фундаментальной особенностью квантовой хромодинамики (КХД). При термодинамическом равновесии КХД материя характеризуется двумя параметрами – температурой T и барионной плотностью ρ_B (или сопряженным с ним барионным химическим потенциалом μ_B). Рисунок 2 показывает термодинамическое состояние КХД материи, где по вертикальной оси отложена температура T , по горизонтальной оси отложен барионный химический потенциал μ_B , отражающий количество барионов за вычетом антибарионов, а также связанный с плотностью ядерной материи.

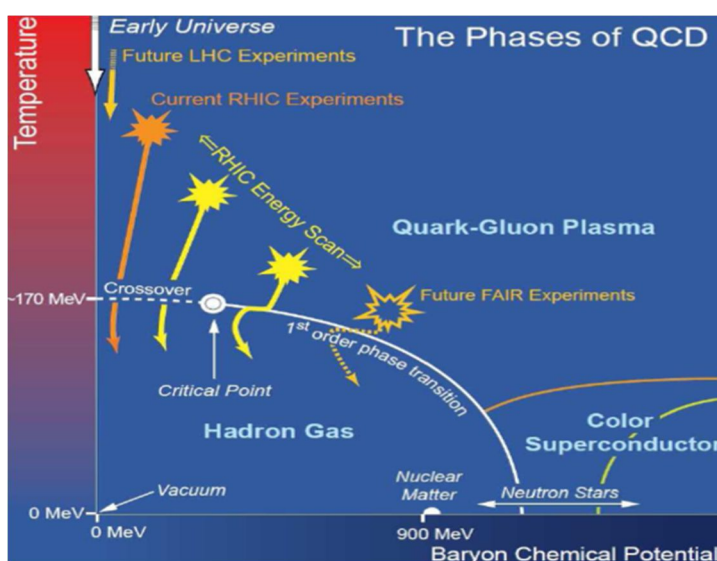


Рис.2. Фазовая диаграмма КХД.

- Область низких температур и низких барионных плотностей, вследствие конфайнмента, занята адронами – такое состояние материи хорошо описывается как адронный газ.
- При более высокой барионной плотности вещества существуют другие состояния материи, которые, например, образуются в центре нейтронных звезд – это состояния с высоким μ_B и низкой температурой, располагающиеся в нижнем правом углу фазовой диаграммы и являющиеся, в основном, гипотетическими.
- В области малых значений барионного потенциала и больших температур, КХД вычисления предсказывают плавный непрерывный переход из адронной формы материи в форму КГП [9], показанный пунктирной линией на рисунке.
- Для больших значений μ_B ожидается фазовый переход первого рода [10]. Точка, в которой фазовый переход первого рода становится непрерывным, называется критической точкой. Данная критическая точка характеризуется фазовым переходом второго рода. Вычисления КХД на решетке предполагают критическую температуру $T_c \approx 154 \pm 9$ МэВ [11,12].

Столкновения тяжелых ионов предоставляют уникальную возможность исследовать фазовую диаграмму в контролируемых экспериментальных условиях. Поиски критической точки предполагают движение по диаграмме преимущественно вдоль оси барионного потенциала, а не по шкале температуры. Этому, в частности, посвящена программа сканирования по энергии BES (Beam Energy Scan) на коллайдере RHIC, позволяющая изучать фазовую диаграмму КХД вблизи границы адронный газ – КГП.

2. Эффект увеличения выхода странных частиц по отношению к нестранным частицам

2.1. Столкновения тяжелых ионов

Параметры, которые характеризуют различные состояния производной материи – это энергия и центральность столкновений, а также типом сталкивающихся ядер.

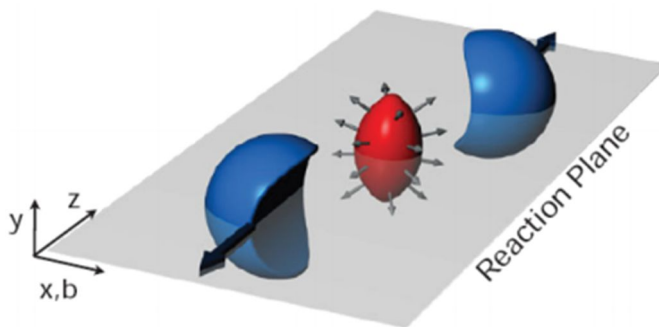


Рис.3. Изображение столкновения и формы образовавшейся материи; синим на рисунке изображено не участвовавшее в реакции вещество, красным – файербол – возбужденная ядерная среда.

- *Энергия столкновения* в системе центра масс для двух встречных пучков: $E_{CM} = 2E$, где E – энергия пучка. Для нуклон-нуклонных столкновений эту энергию обозначают как \sqrt{S} . Для случая, в котором необходимо сравнить энергии нуклон-нуклонных и ядро-ядерных столкновений вводится величина $\sqrt{s_{NN}} = \frac{2E}{A}$ – энергия на нуклонную пару, где A – число нуклонов в ядре.
- *Центральность* – величина, используемая для характеристики перекрытия ядер; столкновения, в которых ядра полностью перекрываются, называются центральными, столкновения, в которых ядра перекрываются – периферическими. Расстояние между центрами сталкивающихся ядер называют *прицельным параметром* b , данная величина характеризует размер области перекрытия ядер.

Данные параметры могут регулировать плотность и температуру создаваемой материи, и, в том числе, размер области взаимодействия. Для исследования таких состояний используются различные характеристики, такие как импульсные и масс-спектры, а также функции корреляции и колебаний. Особый интерес уделяется колебаниям и корреляциям. Значительные изменения этих величин теоретически связаны с окрестностью критических

явлений. В этом отношении ожидается значительный рост корреляций и колебаний при низких энергиях, когда должен произойти фазовый переход.

- *Поперечный импульс* – Лоренц-инвариантная величина, определяемая как

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

2.2. Статистическая модель ядро-ядерных взаимодействий

Независимо от состояния, в котором образовался фэйрбол, статистическая модель дает возможность описания равновесного фэйрбола с использованием термодинамических параметров, таких как: температура T , объем V и химический потенциал μ .

Различают два типа равновесия фэйрбола: химическое и тепловое. Химическое равновесие имеет место, когда неупругие взаимодействия между частицами не изменяют плотности частиц каждого сорта. Тепловое равновесие устанавливается тогда, когда упругие взаимодействия не меняют импульсных распределений составляющих фэйрбол частиц. Принципиальные различия в установлении того или иного равновесия связаны с типом происходящих реакций. Неупругие взаимодействия в отличие от упругих, как правило, характеризуются некоторыми массовыми порогами, поэтому химическое равновесие фэйрбола возникает позже, нежели тепловое.

Рождение u и d кварков имеет более низкие пороги, чем рождение s кварков. Это приводит к возможности более раннего установления химического и теплового равновесия для легких ароматов в сравнении с s кварками, имеющими более низкую равновесную концентрацию. Однако в кварк-глюонной плазме из-за большой плотности рассеивателей (в сравнении с адронным газом) возможно возникновение полного химического равновесия. По этой причине изучение выходов и характера спектров странных частиц позволит ответить на вопрос, в какой фазе ядерной материи происходит их рождение.

2.2.1. Макроканонический ансамбль

Для описания большого числа статистически одинаковых систем в разных состояниях используют статистические ансамбли Гиббса. В зависимости от типа состояния различают микроканонический, канонический и макроканонический ансамбли [13]. Рассмотрим макроканонический ансамбль.

В случае взаимодействия частиц с внешней средой не только с помощью теплообмена, но и диффузии, термодинамический ансамбль называется макроканоническим. Такая система частиц характеризуется температурой T и химическим потенциалом μ .

В этом случае функция распределения, производящий функционал и среднее число частиц соответственно имеют вид:

$$\rho_{gc} = \frac{1}{Z} \exp \left\{ -\frac{H(q_v, p_v) - \mu N}{kT} \right\}$$

$$Z = \frac{1}{N! h^{3N}} \int d^{3N} q \cdot d^{3N} p \exp \left\{ -\frac{H(q_v, p_v) - \mu N}{kT} \right\}$$

$$\langle N \rangle = kT \frac{\partial}{\partial \mu} \ln Z|_{T, V}; \lambda_i = \exp \left(\frac{\mu_i}{T} \right)$$

2.2.2. Файербол в состоянии адронного газа

Производящий функционал запишется следующим образом [14]:

$$\ln Z^{HG}(T, V, \mu_h) = \frac{g_h V}{6\pi^2 T} \int_{m_h}^{\infty} \frac{(E^2 - m_h^2)^{3/2} dE}{\exp \left\{ \frac{(E - \mu_h)}{T} \right\} + \eta_h}, \text{ где } \begin{cases} \eta_h = -1, \text{ бозоны} \\ \eta_h = +1, \text{ фермионы} \end{cases}$$

$$\ln Z^{HG}(T, V, \lambda_h) = \frac{VT^3}{2\pi^2} g_h \lambda_h \left(\frac{m_h}{T} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_h}{T} \right)$$

$$\ln Z^{HG} = \frac{VT^3}{2\pi^2} [F_M + (\lambda_q^3 + \lambda_q^{-3})F_N + \gamma_s(\lambda_q \lambda_s^1 + \lambda_q^{-1} \lambda_s)F_K +$$

$$+ \gamma_s(\lambda_q^2 \lambda_s + \lambda_q^{-2} \lambda_s^{-1})F_\Lambda + \gamma_s^2(\lambda_q \lambda_s^2 + \lambda_q^{-1} \lambda_s^{-2})F_\Xi +$$

$$+ \gamma_s^3(\lambda_s^3 + \lambda_s^{-3})F_\Omega], \text{ где } F_H \left(\frac{m_h}{T} \right) = \sum_{h \in H} g_h \left(\frac{m_h}{T} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_h}{T} \right)$$

Функции F_M и F_N соответствуют барионам и мезонам, F_K – К-мезонам, F_Λ – Λ , а функции F_Ξ и F_Ω соответствуют Ξ и Ω -гиперонам.

В итоге, получим выражение для среднего числа адронов в файрболе:

$$\langle N_h \rangle = \frac{VT^3}{2\pi^2} g_h \lambda_h^{eff} \left(\frac{m_h}{T} \right)^2 K_2 \left(\frac{m_h}{T} \right), \text{ где } \lambda_h^{eff} = \prod_{f \in h} \gamma_f \lambda_f$$

$$\langle N_\Lambda \rangle = \frac{VT^3}{2\pi^2} \gamma_s \lambda_s \lambda_q^2 F_\Lambda \left(\frac{m_\Lambda}{T} \right) - \text{ для } \Lambda - \text{ гиперонов.}$$

Таким образом, согласно статистической модели можно оценить выходы странных частиц и сопоставить выходам в экспериментальных данных.

2.2.3. Файрбол в состоянии кварк-глюонной плазмы

Производящий функционал файрбола, состоящего из кварк-глюонной плазмы:

$$\begin{aligned} \ln Z^{QGP}(T, V, \mu_f, \gamma_f) &= \frac{g_g V}{6\pi^2 T} \int_0^\infty \frac{E^{3/2} dE}{\exp\left\{\frac{E}{T}\right\} - 1} + \\ &+ \sum_q \frac{g_q V}{6\pi^2 T} \int_{m_q}^\infty \frac{(E^2 - m_q^2)^{3/2} dE}{\gamma_q^{-1} \exp\left\{\frac{(E - \mu_q)}{T}\right\} + 1} + \\ &+ \sum_{\bar{q}} \frac{g_{\bar{q}} V}{6\pi^2 T} \int_{m_{\bar{q}}}^\infty \frac{(E^2 - m_{\bar{q}}^2)^{3/2} dE}{\gamma_{\bar{q}}^{-1} \exp\left\{\frac{(E + \mu_q)}{T}\right\} + 1}, \end{aligned}$$

где первое слагаемое отвечает за вклад безмассовых глюонов с $m=0$, а второе и третье – за вклады кварков и антикварков соответственно.

Определим плотности кварков и антикварков в кварк-глюонной плазме:

$$\langle n_q \rangle = \frac{T g_q}{2\pi^2} \sum_{k=1}^\infty \frac{(-1)^{k+1}}{k} m_q^2 K_2 \left(\frac{k m_q}{T} \right) \exp \left(\frac{k \mu_q}{T} \right)$$

$$\langle n_{\bar{q}} \rangle = \frac{T g_{\bar{q}}}{2\pi^2} \sum_{k=1}^\infty \frac{(-1)^{k+1}}{k} m_{\bar{q}}^2 K_2 \left(\frac{k m_{\bar{q}}}{T} \right) \exp \left(-\frac{k \mu_q}{T} \right)$$

Сравним отношение плотностей R странных кварков к нестранным в файрболе при температуре $T = 200$ МэВ, находящемся в состоянии кварк-

глюонной плазмы и состоянии адронного газа. Видно, что выход странных частиц усиливается с образованием КГП:

$$R^{QGP} = \frac{\langle n_s \rangle + \langle n_{\bar{s}} \rangle}{\langle n_u \rangle + \langle n_{\bar{u}} \rangle + \langle n_d \rangle + \langle n_{\bar{d}} \rangle} = 0.42$$

$$R^{HG} = \frac{\langle n_s \rangle + \langle n_{\bar{s}} \rangle}{\langle n_u \rangle + \langle n_{\bar{u}} \rangle + \langle n_d \rangle + \langle n_{\bar{d}} \rangle} = \frac{\langle N_K \rangle / \langle N_\pi \rangle}{1.5 - \langle N_K \rangle / \langle N_\pi \rangle} = 0.18$$

Таким образом, полученный результат свидетельствует о том, что повышенный выход странных частиц является признаком образования кварк-глюонной плазмы.

2.3. Зависимость отношения выходов странных частиц к нестранным от энергии столкновения

Один из основных признаков формирования кварк-глюонной плазмы – это увеличенный выход странных частиц. Этот эффект наблюдается из-за открытия новых каналов слияния частиц, в основном за счет процесса слияния глюонов: ожидается, что при достаточно высокой температуре ($T \geq 160$ МэВ) обилие странности в кварк-глюонной плазме устанавливается за очень короткое время (10^{-23} с), что приводит к усиленному рождению странных частиц.

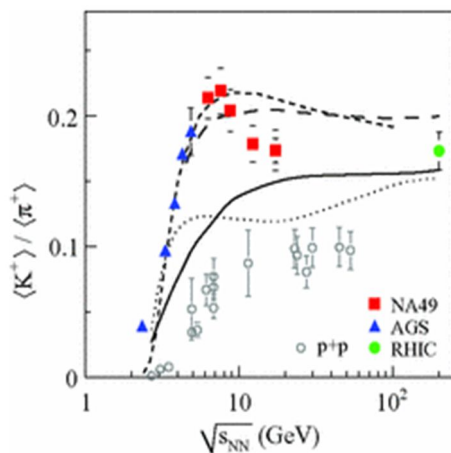


Рис.4. Отношения выхода K^+ к π^+ в зависимости от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ [14]

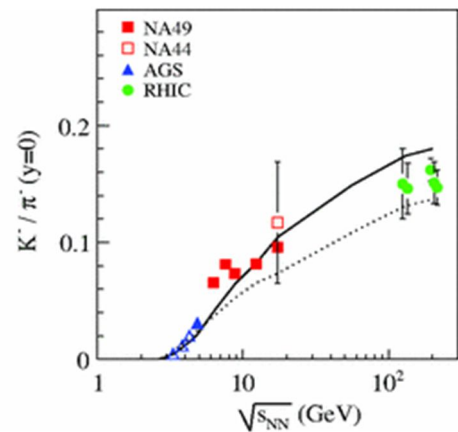


Рис.5. Отношения выхода K^- к π^- в зависимости от энергии столкновения $\sqrt{s_{NN}}$ [14]

Проанализируем экспериментальные отношения выхода странных частиц к выходу адронов для центральных ядро-ядерных столкновений с точки зрения расчетов статистической модели в широком диапазоне энергий $2,7 \leq \sqrt{S_{NN}} \leq 200$ ГэВ.

На рисунке 4 можно наблюдать усиление выхода K^+ по отношению к π^+ в эксперименте NA49 при энергии $\sqrt{S_{NN}} = 8$ ГэВ/с. С другой стороны, выход странности значительно подавлен в p^+ -столкновениях в сравнении с ядро-ядерными столкновениями, даже при энергиях, близких к порогу рождения странности. Экспериментальные данные показывают резкое увеличение рождения странности при энергиях до $\sqrt{S_{NN}} \sim 6$ ГэВ, когда их выход насыщается. Статистическая модель, используемая в [14], дает хорошее описание данных, показывающих, что отношение странности насыщается в диапазоне $5 < \sqrt{S_{NN}} < 10$ ГэВ. Стоит отметить, что среди странных частиц наиболее лучшим образом регистрируются заряженные K -мезоны. График, представленный на рисунке 5 также демонстрирует рост усиления выхода K^- по отношению к π^- [15].

Данный эффект увеличения выхода странных частиц по отношению к нестранным частицам, который также может быть объяснен, как начало деконфаймента, требует более детального изучения. Энергии NICA, соответствующие области усиления выхода странных частиц, позволят провести подробное исследование этого явления.

3. Эксперименты с тяжелыми ионами

3.1. Обзор программы энергетического сканирования на RHIC

Поиск сигнатур фазового перехода и определения местоположения критической точки в столкновениях тяжелых ионов является основной целью программ BES-I и BES-II на коллайдере RHIC [16]. Установление существования критической точки стало бы осязаемым прогрессом в изучении физики КХД в режиме сильной связи.

- BES-I* – первая фаза программы сканирования энергии пучка – позволила получить доступ к области фазовой диаграммы КХД, охватывающей диапазон химического барионного потенциала от 20 до 420 МэВ, соответствующий Au+Au . Результаты BES-I еще раз подтвердили доказательства открытия кварк-глюонной плазмы при энергии RHIC $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ.

Экспериментальная программа BES-I в STAR преследовала следующие цели: (а) провести поиск пороговых энергий для сигнатур КГП, уже установленных при $\sqrt{s_{NN}} = 200$ ГэВ, что подтверждает открытие КГП; (б) поиск сигнатур фазового перехода первого рода; (в) поиск критической точки при высоком μ_B . Для достижения этих целей коллаборация STAR собирала данные Au+Au в 2010 и 2011 годах при 6 энергиях ($\sqrt{s_{NN}} = 7,7, 11,5, 19,6, 27, 39$ и $62,4$ ГэВ). Данные по окончательной энергии BES-I, 14,5 ГэВ, были собраны в феврале и марте 2014 года.
- BES-II* – вторая фаза программы сканирования энергии пучка. Ожидается, что ключевые характеристики фазовой диаграммы, такие как критическая точка и фазовый переход первого рода лежат в пределах диапазонов химического барионного потенциала μ_B программы RHIC BES-II.

Экспериментальные исследования, которые должны быть выполнены, включают: измерение коэффициента модификации ядра как функции от p_T для полученных адронов, измерения азимутальной анизотропии как функции от p_T для идентифицированного адрона с частичками реакции, отражающего мезона и много странных гиперонов, и зависимость центральности корреляций заряженных частиц относительно плоскости реакции.

3.2. Обзор экспериментальной программы 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. 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).

Согласно плану реализации проекта, в 2019 г. запущен сверхпроводящий синхротрон-бустер, способный ускорять ионы золота 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 ядер золота в энергетическом диапазоне $\sqrt{S_{NN}} = 4-11$ ГэВ/нуклон и столкновения поляризованных протонов вплоть до энергии $\sqrt{S} = 27$ ГэВ. Он будет введен в эксплуатацию в 2020 г., одновременно с MPD.

Эксперименты на коллайдере NICA:

- *Эксперимент BM@N* – это эксперимент с фиксированной мишенью на выведенном пучке из нуклотрона. Экспериментальная программа: рождение странных и мультистранных гиперонов, гиперядер около порога; адронную фемтоскопию; короткодействующие корреляции; событийные флуктуации; модификацию странных и векторных мезонов в плотном веществе; электромагнитные пробники, состояния распадающиеся на γ , e .

- *Эксперимент MPD*. Главная цель экспериментальной программы – изучение горячей и плотной барионной материи в области энергий, соответствующей максимальной барионной плотности.

Эти эксперименты позволят получить информацию о недостаточно систематически исследованной фазовой диаграмме КХД.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе, с целью изучения особенностей фазового перехода адронная материя – кварк-глюонная плазма, проанализирован эффект увеличения выхода странных частиц по отношению к нестранным, – один из ключевых признаков формирования КГП, – в зависимости от энергии столкновения. В ходе работы проведен обзор современного состояния исследований фазового перехода адронная материя – КГП. Детально разобраны программы энергетического сканирования на RHIC, экспериментальная программа коллайдера NICA.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] H. Satz, Rept. Prog. Phys. 63 (2000) 1511.
- [2] S. A. Bass et al., J. Phys. G 25 (1999) R1.
- [3] P. Huovinen, and P. V. Ruuskanen. arXiv preprint nucl-th/0605008 (2006).
- [4] Muller, Berndt, and James L. Nagle. arXiv preprint nucl-th/0602029 (2006).
- [5] E. Schnedermann, J. Sollfrank, and U. Heinz, Phys. Rev. C48, no. 5 (1993): 2462.
- [6] D. J. Griffiths. Introduction to elementary particles. John Wiley & Sons, Inc. (1987).
- [7] R. Ellis, W. tirling, and B. Webber. QCD and collider physics. Cambridge university press (2003).
- [8] J. Adams et al. [STAR Collaboration], Nucl. Phys. A757, 102 (2005).
- [9] S. Afanasiev et al. (PHENIX Collaboration), Phys. Rev. Lett. 100, 232301 (2008).
- [10] Z. Fodor et al. Nature 443:675, (2006).
- [11] Pelin Kurt, Yaxian Mao, Krisztian Krajczar, Sevil Salur, and Julia Velkovska, “Jet Shapes in Heavy Ion Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\text{TeV}$, (2013), CMS AN-12355“.
- [12] Miklos Gyulassy, Ivan Vitev, Xin-Nian Wang, Ben-Wei Zhang, “Jet Quenching and Radiative Energy Loss in Dense Nuclear Matter“, (2013), arXiv:nuclth/0302077.
- [13] Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. Часть 1. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит. (1976) 584 с.
- [14] Andronic A., Braun-Munzinger P., Stachel J. // Nucl. Phys. A. 2006. V. 772. P. 167–199.
- [15] Alt C. (NA49 Collab.) // Phys. Rev. C. 2008. V. 77. 024903.
- [16] Studying the phase diagram of QCD matter at RHIC // 2014.
- [17] Kekelidze V. D. et al. (NICA and MPD Collab.) // Phys. At. Nucl. 2012. V. 75. P. 542–545.
- [18] Kekelidze V. D. et al. (NICA Collab.) // EPJ Web Conf. 2015. V. 95. 01014.
- [19] Kekelidze V. D. et al. (NICA Collab.) // Nucl. Part. Phys. Proc. 2016. V. 273–275. P. 170–174.

[20] Kekelidze V. D. et al. (NICA Collab.) // JINST. 2017. V. 12, No. 06. C06012