

Министерство науки и высшего образования Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное учреждение высшего  
образования  
«Национальный исследовательский ядерный университет  
«МИФИ» (НИЯУ МИФИ)

**РЕФЕРАТ  
ПО КУРСУ  
ВВЕДЕНИЕ В КОСМОМИКРОФИЗИКУ**

**Обзор фазовой диаграммы КХД**

Преподаватель  
д.ф.-м.н., профессор

\_\_\_\_\_ М. Ю. Хлопов

Выполнил

\_\_\_\_\_ Р. К. Барак

Москва 2022

# Оглавление

1	Введение . . . . .	2
2	Столкновения тяжелых ионов . . . . .	3
3	Низкая конечная плотность . . . . .	5
3.1	Проблема со знаком . . . . .	6
3.2	Экстраполяция на конечное $\mu$ . . . . .	7
3.3	Сложные симуляции Ланжевена . . . . .	10
4	Эффективные теории решеток . . . . .	10
4.1	Тяжелый кварконий . . . . .	11
5	Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи . . . . .	13
6	Strangelets . . . . .	15
6.1	Космологический кварк-адронный фазовый переход . . . . .	18
6.2	Странные звезды . . . . .	19
7	Заключение . . . . .	21
	Список использованных источников . . . . .	22

# 1 Введение

Сильное взаимодействие между кварками и глюонами в стандартной модели описывается Квантовой Хромодинамикой (КХД). Исследование фазовой диаграммы КХД была активной темой в течение многих лет. Особое внимание в этом исследовании уделяется переходу между адронами при низкой температуре и кварк-глюонной плазмой при высокой температуре. Характер перехода как аналитического кроссовера [1],[2],[3],[4],[5],[6],[7] известен с 2006 г. [1], [2]. Однако разные внешние влияния могут изменить характер этого перехода. Одним из известных примеров является добавление химического потенциала. Кроссовер был установлен только для исчезающего химического потенциала барионов, что означает настройку с одинаковым количеством кварков и антикварков. Эта настройка является хорошим приближением для перехода КХД в ранней Вселенной. Однако экспериментальные исследования перехода КХД основаны на экспериментах по столкновению тяжелых ионов, которые производят кварк-глюонную плазму с конечной плотностью. Кроме того, столкнувшаяся материя проходит через несколько стадий и не находится постоянно в равновесии. Так как в настоящий момент полная КХД не может быть решена в этих условиях, необходимо предпринять что-то иное.

Прогресс с фазовой диаграммой от решеточной КХД хорошо соответствует и частично вызван растущим числом доступных экспериментальных результатов. В данный момент большинство экспериментальных результатов для экспериментов по столкновению тяжелых ионов получены либо на Большом Адронном Коллайдере (ЛНС) в ЦЕРН в Женеве, Швейцария, или Релятивистском Тяжелом Ионном Коллайдере (RHIC) в Брукхейвенской национальной лаборатории в Нью-Йорке, США. Пока результаты с ЛНС имеют низкую плотность, а RHIC получает доступ к информации для большего химического потенциала. Тем не менее, есть несколько предстоящих проектов, которые позволят изучение еще более высоких плотностей. Таковыми проектами являются установка ионного коллайдера на базе нуклотрона (NICA) в Объединенном институте ядерных исследований (ОИЯИ) в Дубне, Россия, эксперимент со сжатой барионной материей (CBM) на установке для антипротонов и ионных исследований в Европе (FAIR) в Дармштадте, Германия, и центр тяжелых ионов J-PARC (J-PARC-HI) в Японском исследовательском комплексе протонных ускорителей (J-PARC) в Токай, Япония.

После этого введения в разделе 2 будут кратко описаны этапы эксперимента по столкновению тяжелых ионов. Связь решеточной КХД с экспериментами по столкновению тяжелых ионов требует результаты при низкой конечной плотности, которые будут обсуждаться в разделе 3. Основная проблема в диапазоне параметров — это так называемая проблема знаков, которая будет обсуждаться в разделе 3.1. Поэтому для получения экстраполированных физических результатов приходится полагаться на экстраполяции (раздел 3.2) от исчезающего (метод Тейлора) или мнимого химического потенциала. Другой метод, который приближается к прямому моделированию решетки при конечной плотности, сложное моделирование Ланжевена, будет рассмотрен в разделе 3.3. Существуют и другие методы, которые не будут обсуждаться в этой работе (методы повторного взвешивания [8], [9], [10], методы плотности состояний [11], [12], с использованием канонического ансамбля [13],[14],[15], формулировки с двойственными переменными [16] или наперстками Лефшеца [17]. Другой способ получения информации о КХД конечной плотности, решеточное моделирование теорий эффективного поля, обсуждается в разделе 4. Здесь в разделе 4.1 будут рассмотрены результаты для состояний, связанных с тяжелыми кварками, так называемый тяжелый кварконий. В разделе 5 будет рассмотрена фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи. В разделе 6 будет кратко рассмотрен феномен так называемых strangelets и их связь с космологией и астрофизикой. За этим последует заключение данной работы.

## 2 Столкновения тяжелых ионов

Поскольку экспериментальная реализация термодинамики КХД тесно связана с экспериментами по столкновению тяжелых ионов, будет сделано небольшое отступление, чтобы объяснить различные этапы, происходящие во время такого столкновения, которые изображены на рисунке 1. При столкновении тяжелых ионов можно использовать различные ядра. Яркими примерами являются золото и свинец, которые использовались на RHIC и LHC. Два пучка ядер разгоняются до релятивистских скоростей.

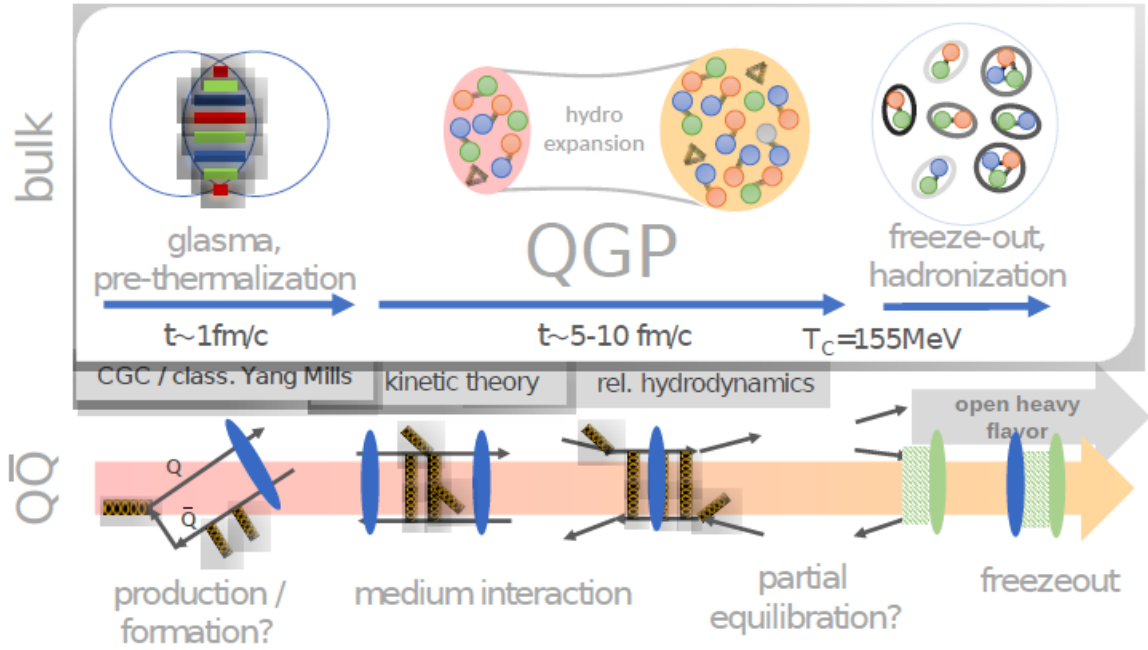


Рисунок 1 – Обзор различных стадий столкновения тяжелых ионов. Серым цветом показаны различные эффективные теории, которые используются для описания разных этапов [18].

Когда два пучка сталкиваются, они образуют состояние, которое не находится в термодинамическом равновесии, с сильно взаимодействующими полями, под названием глазма (обычно это состояние описывается в рамках так называемого конденсата цветного стекла [19]). Конденсат цветного стекла является теоретическим подходом к описанию сильного взаимодействия в условиях высоких плотностей. Особенностью теоретической модели является глазма, но модель описывает и процессы до столкновения. Здесь глазма рассматривается в рамках бесконечного импульса, где есть партоны ядер, валентные кварки и пары морских кварков. Основной проблемой является описание различных областей импульсов. Из-за того, что состояние не находится в термодинамическом равновесии, оно недоступно для решеточных теорий КХД.

На следующем этапе происходит дальнейшая фрагментация партонов на кварки и глюоны, что в конечном итоге приводит к кварк-глюонной плазме. Это сильно взаимодействующее состояние кварков и глюонов, которые в этих условиях могут рассматриваться как свободные. Если сначала предполагалось, что оно будет похоже на электромагнитную плазму, то к настоящему времени хорошо установлено, что кварк-глюонная плазма больше похожа на сильно взаимодействующую жидкость. Следовательно, её часто описывают релятивистской

гидродинамикой.

Кварк-глюонная плазма расширяется и остывает одновременно. Когда она достигает температуру, близкую к температуре перехода КХД, "свободные"<sup>1</sup> кварки и глюоны должны рекомбинировать в безцветные адроны. В этот момент определяется химическое изобилие адронов. Соответствующая температура называется температурой закалки. При этом, адроны все еще могут обмениваться энергией и импульсом до момента закалки.

Очень интересно узнать будут ли состояния находиться в термодинамическом равновесии на стадии кварк-глюон-плазмы и после перехода к адронам, так как только в этом случае результаты решеточной теории КХД, которая предполагает тепловое равновесие, применимы напрямую.

### 3 Низкая конечная плотность

Одно из представлений фазовой диаграммы КХД показано на рисунке 2. Ситуация с  $\mu_B = 0$  хорошо исследована решеточной КХД. При низком химическом потенциале и температуре существует адронная фаза цветонейтральных связанных состояний. При высоких температурах эффективными степенями свободы являются кварки и глюоны. Эта фаза называется кварк-глюонной плазмой. Эти две фазы разделены кроссовером при низком и нулевом химических потенциалах. Ожидается, что переход превратится в переход первого порядка для более высоких  $\mu_B$  с критической точкой второго порядка между ними. Положение критической точки активно исследуется как экспериментами по столкновению тяжелых ионов, так и теоретическими расчетами. Для очень больших химических потенциалов существуют еще более увлекательные явления, такие как цветная сверхпроводящая фаза [20].

---

<sup>1</sup>Здесь подразумевается асимптотическая свобода.

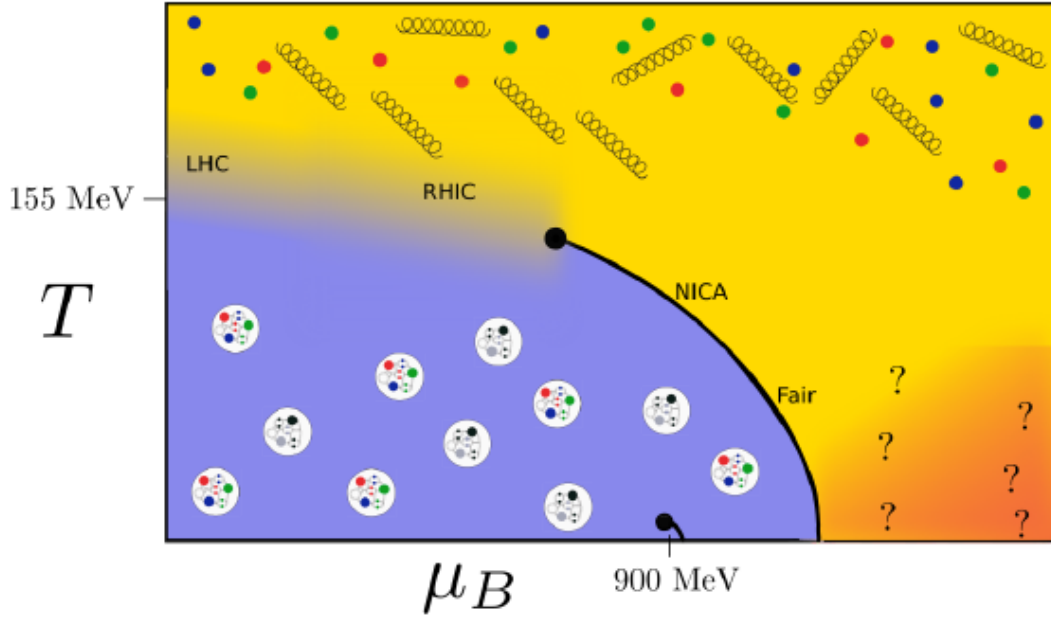


Рисунок 2 – Схематический вид на  $T$ - $\mu_B$ -плоскости фазовой диаграммы КХД.

Для анализа кварк-глюонной плазмы, которая создается в экспериментах по столкновению тяжелых ионов на LHC или RHIC нужно теоретическое понимание кварк-глюонной плазмы в КХД. В области деконфайнмента КХД не может быть изучена с помощью теории возмущений. Чтобы получить непертурбативные результаты с контролируемой ошибкой, необходимо перейти к решеточной КХД. На данный момент прямые континуально экстраполированные симуляции с физическими массами кварков ограничены нулевым или мнимым химическим потенциалами из-за известной проблемы со знаком. С другой стороны, столкновения, особенно на RHIC и будущих установках для столкновений тяжелых ионов, таких как Fair и NICA, будут располагаться вдали от оси  $T$  ( $\mu_B = 0$ ). Поэтому необходима информация по этому региону.

### 3.1 Проблема со знаком

Для моделирования без химического потенциала в среднем имеется одинаковое количество частиц и античастиц. Следовательно, математическое ожидание общей плотности барионного числа  $\langle n_B \rangle$  равна нулю. Для описания системы с конечной барионной плотностью необходимо добавить конечный химический потенциал кварка  $\mu_q$  к лагранжиану. В континууме это относительно просто достичь, добавив термин формы  $\bar{\psi}\gamma_4\psi$ . Однако на решетке все не так просто. Добавление аналогичного члена к оператору Дирака приводит к расходящейся

плотность энергии в континуальном пределе, что явно непреемлемо с физической точки зрения. Вместо этого стоит последовать идее Хазенфраца и Карша в [21], где химический потенциал воспринимается как временная составляющая векторного поля. Тогда временной скачкообразный член имеет следующую форму

$$-\frac{1}{2a}\sum_{n\in\Lambda}(e^{\frac{\mu}{T}}(\eta_4)_{\alpha\beta}U_{\hat{4}}(n)_{ab}\delta_{n+\hat{4},m}+e^{-\frac{\mu}{T}}(\eta_4)_{\alpha\beta}U_{\hat{4}}^\dagger(n-\hat{4})_{ab}\delta_{n-\hat{4},m}) \quad (1)$$

Он восстанавливает исходное действие для  $\mu = 0$  и с  $\frac{\mu}{T} = a\mu N_t$  воспроизводит правильный член плотности в линейном порядке в  $a\mu$ . Однако этот термин нарушает  $\gamma_5$ -эрмитовость оператора Дирака

$$\gamma_5 D \gamma_5 = D^\dagger \quad (2)$$

и приводит к комплексному фермионному детерминанту для действительного  $\mu$ . Фермионный определитель входит в весовой коэффициент Больцмана, который должен быть положительным, чтобы можно было провести моделирование методом Монте-Карло. Было несколько идей о том, как получить результаты при реальном конечном химическом потенциале. Примерами таких методов являются повторное взвешивание [8],[9],[10], разложение Тейлора [22], плотности состояний [11], [12], используя канонический ансамбль [13],[14],[15], формулировки с двойственными переменными [16], наперстки Лефшеца [17] или сложные симуляции Ланжевена [23].

### 3.2 Экстраполяция на конечное $\mu$

Вместо проведения прямого моделирования для малых плотностей можно получить результаты с массами физических кварков путем экстраполяции. Так как при  $\mu_B = 0$  переход является кроссовером [1] - [6], некоторые наблюдаемые могут быть параметризованы аналитической функцией также в окрестности нуля. Этот факт можно использовать, используя результаты в нуле [22], [24] или при мнимом химическом потенциале [25], чтобы найти функцию, которая может быть экстраполирована на реальный положительный химический потенциал. Для получения информации от нулевого химического потенциала используются высшие производные функции распределения для вычисления коэффициентов разложения Тейлора, которое можно продолжить до конечного  $\mu_B$ . Поэтому

этот метод часто называют методом Тейлора.

Другой возможностью определения функции, которая может быть продолжена до конечного химического потенциала, является использование моделирования чисто мнимого химического потенциала, где проблема знака отсутствует. Как показано на рисунке 3, данные могут быть описаны функцией  $\mu_B^2$ . Для мнимого химического потенциала  $\mu_B^2 < 0$ , и это область, где результаты моделирования являются доступными. Полученные данные затем можно профитировать функцией, которую можно экстраполировать на  $\mu_B^2 > 0$  и, следовательно, на реальный положительный химический потенциал. Поскольку мало что известно о конкретной форме описывающей функции, выбор функции для фитирования влияет на результат при реальном химическом потенциале.

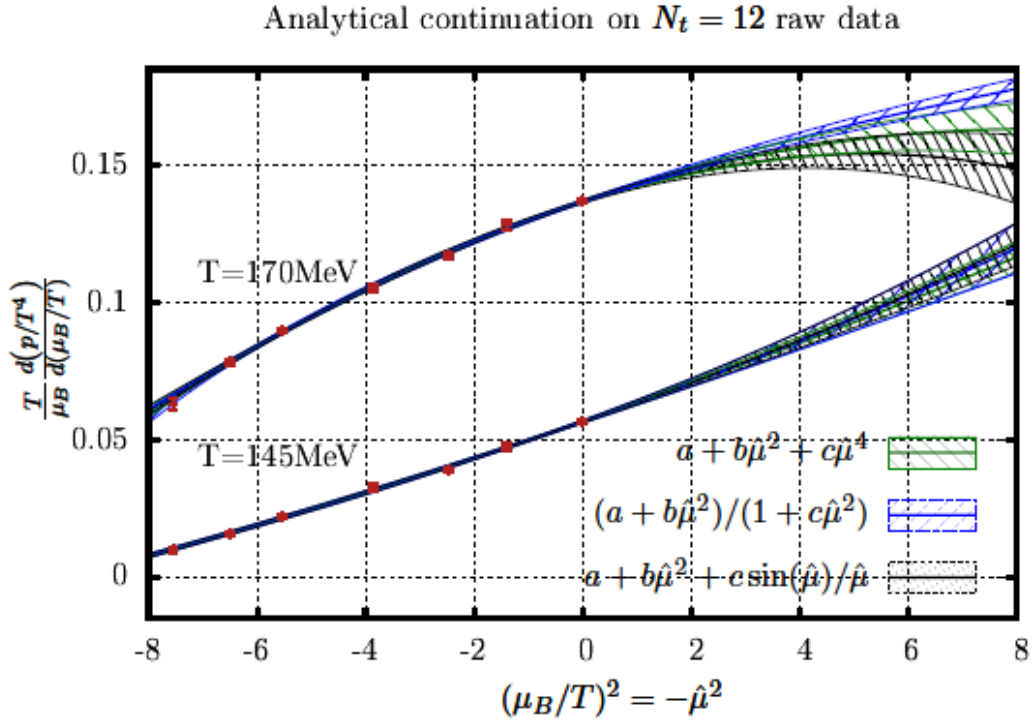


Рисунок 3 – Иллюстрация аналитического продолжения из мнимого химического потенциала. Данные, сгенерированные с помощью чисто мнимого  $\mu_B$ , могут быть профитированы как функция в  $\mu_B^2$ , а затем экстраполируется из  $\mu_B^2 \leq 0$  в  $\mu_B > 0$  [26].

На рис. 3 показаны три различные функции

$$f_1(\mu, T) = a + b\left(\frac{\mu}{T}\right)^2 + c\left(\frac{\mu}{T}\right)^4 \quad (3)$$

$$f_2(\mu, T) = \frac{a + b(\frac{\mu}{T})^2}{1 + c(\frac{\mu}{T})^2} \quad (4)$$

$$f_3(\mu, T) = a + b(\frac{\mu}{T})^2 + c \frac{\sin(\frac{\mu}{T})}{\frac{\mu}{T}} \quad (5)$$

каждая из которых имеет три параметра фитирования  $a$ ,  $b$ ,  $c$ . Все три функции хорошо описывают доступные данные. Однако их продолжение до  $\mu_B > 0$  различно, особенно для температуры  $T = 170$  МэВ. Таким образом, эту вариацию следует учитывать как систематическую ошибку.

При использовании моделирования при мнимом химическом потенциале используется тот факт, что  $\gamma_5$ -эрмитовость оператора Дирака с химическим потенциалом выглядит так

$$\gamma_5 D(\mu) \gamma_5 = D^\dagger(-\mu) \quad (6)$$

Это означает, что в действии термин, который добавляет химический потенциал  $e^{-\frac{\mu}{T}} = f$  заменен на  $(e^{\frac{\mu}{T}})^* = \frac{1}{f^*}$  при переходе на чисто мнимые  $\mu$ . Для определителя это означает следующее

$$\det(D(f)) = \det(D(\frac{1}{f^*})) \quad (7)$$

Это означает, что определитель действителен только в том случае, если

$$f = \frac{1}{f^*} \quad (8)$$

Для реального  $f$  это выполняется только в том случае, если  $f = e^{-\frac{\mu}{T}} = 1$ , а значит и  $\mu = 0$ . Однако если  $\mu = i\mu^I$  выбрано чисто мнимым, это дает

$$f = e^{-i\frac{\mu^I}{T}} = (e^{i\frac{\mu^I}{T}})^* = \frac{1}{f^*} \quad (9)$$

Таким образом, определитель действителен для чисто мнимого химического потенциала. В случае использования моделирования при мнимом химическом потенциале требуется меньше производных, чем для метода Тейлора. Вместо этого используются разные функции фитирования для описания набора данных для нескольких мнимых химических потенциалов. Этот метод иногда называют аналитическим продолжением, но, поскольку метод Тейлора также

опирается на аналитическое продолжение, мы будем впредь на него ссылаться как метод мнимого химического потенциала. Различные функции фитирования могут привести к различным результатам, что приводит к необходимости тщательного систематического анализа. Поведение одного типа функций фитирования — приближения Паде — обсуждается в [27].

### 3.3 Сложные симуляции Ланжевена

Один из способов проведения моделирования решеток, несмотря на проблему со знаком, который добился существенного прогресса — это сложные симуляции Ланжевена. В этой работе будет представлено лишь краткое объяснение этого метода. Полный недавний обзор можно найти в [28]. Эти симуляции основаны на ланжевенском процессе, эволюции в условном ланжевенском времени, для создания конфигураций со сложной мерой. При этом происходит комплексобразование всех полей и, следовательно, расширение калибровочной группы  $SU(3)$  до  $SL(3, \mathbb{C})$ , которая не является компактной группой. Это может привести к так называемым неуправляемым конфигурациям, из-за которых траектория может сходиться к неверному результату [29]. Чтобы эволюция была близка к унитарному многообразию и, следовательно, к правильному результату, было развито так называемое калибровочное охлаждение [30]. Недавний обзор по этому вопросу можно найти в [31]. Даже если калибровочное охлаждение, а также адаптивный размер шага при численном интегрировании [32] или добавление силы к эволюции увеличивают стабильность моделирования Ланжевена, еще важно проверить правильность результата. Это можно сделать с помощью разных критериев правильности, которые связаны с поведением уменьшающихся значений конкретных наблюдаемых [33].

## 4 Эффективные теории решеток

Моделирование КХД на полной решетке для больших барионных химических потенциалов не является возможным на данный момент. Тем не менее, некоторое понимание можно получить из моделирования эффективных теорий на решетке. В этом случае обычно интегрируются либо фермионы, либо пространственные калибровочные связи, что дает теорию, зависящую только от петель Полякова, содержащую временные связные переменные. Возможно, в качестве второго распространенного варианта, интегрирование пространственных и временных калибровочных связей, что приводит к теории с адронны-

ми степенями свободы. Использование эффективных теорий ограничены определенным диапазоном параметров, где проявляется снижение степеней свободы. Если является возможным найти перекрывающиеся диапазоны параметров между различными теориями, то можно получить представление о широком спектре явлений.

## 4.1 Тяжелый кварконий

Тяжелый кварконий относится к состояниям материи, которые включают в себя тяжелые кварки, чаще всего очарованный и нижний кварки. В столкновениях тяжелых ионов пары  $c\bar{c}$  и  $b\bar{b}$  обычно могут только создаваться на ранних стадиях столкновения из-за требуемого большого количества энергии. Эти тяжелые связанные состояния затем окружены кварк-глюонной плазмой и могут либо сливаться из-за высоких температур или дожить до закалки. В последнем случае сигнатуры этих частиц должны быть видны в детекторах. Поскольку плавление различных частиц зависит от состояния кварк-глюонной плазмы, наблюдение кваркония является полезным инструментом для расширения наших знаний о КХД при очень высоких температурах. С другой стороны, становится все яснее, что необходимо учитывать не только таяние, но и возможность рекомбинации состояний кваркония. Взаимодействие между тяжелыми связанными состояниями и окружающей средой является одним из основных вопросов, связанных с эффективными теориями. Эскиз различных стадий которые пары тяжелых кварков проходят при столкновении тяжелых ионов, показан снизу на рисунке 1 из [19] (здесь можно найти подробное введение и обзор последних разработок для тяжелого кваркония).

Решетка может внести вклад в исследование кваркония двумя следующими способами. С одной стороны, вычисление кваркониевых корреляторов и их спектральных функций, как например было сделано в [34]. Поскольку эти исследования требуют моделирования при нулевой температуре, они не будут обсуждаться в этой работе. С другой стороны, решетчатое моделирование эффективных теорий поля очень полезный инструмент для исследования поведения кваркония в кварк-глюонной плазме. Чтобы прийти к эффективной теории поля используется разница в масштабах внутри кваркония. Масса тяжелого кварка  $m_Q$  много больше его скорости  $v$  в связанном состоянии и, следовательно,

$$m_Q \gg v m_Q \gg v^2 m_Q \quad (10)$$

и

$$m_Q \gg \Lambda_{QCD} \quad (11)$$

На рисунке 4 показано уменьшение степеней свободы путем интегрирования по разным масштабам. Хотя КХД с полным континуумом применима на всех масштабах, конечный объем решетки обеспечивает отсекаание инфракрасного излучения, в то время как конечный шаг решетки отсекает ультрафиолетовые расхождения.

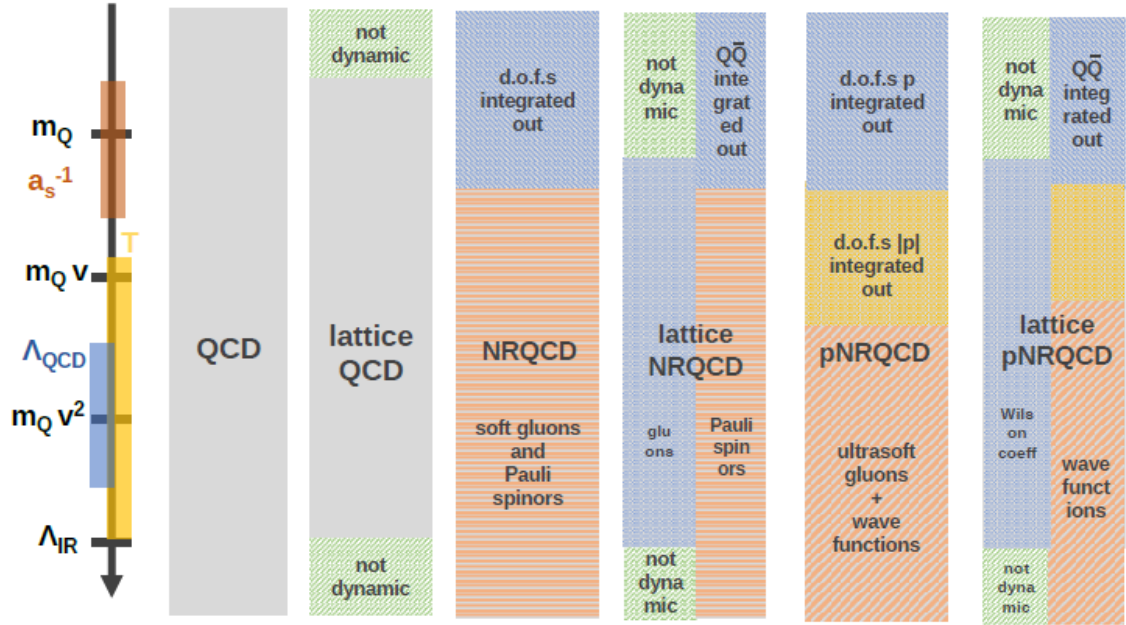


Рисунок 4 – Обзор различных шкал, рассматриваемых в эффективных теориях поля на решетке. На первом этапе решетка вводит ультрафиолетовую отсечку за счет конечного объема решетки и инфракрасную отсечку за счет конечного шага решетки. На следующем этапе глюоны и тяжелые кварки интегрируются, что дает нерелятивистскую версию на QCD, так называемую NRQCD. У решетчатой версии NRQCD снова имеются соответствующие отсечки. Вместо решеток можно также рассматривать NRQCD пертурбативно, чтобы интегрировать дальнейшие степени свободы вплоть до энергетического масштаба  $m_Q v$ . Это приводит к потенциальной NRQCD (pNRQCD) с ультрамягкими глюонами и волновыми функциями в качестве остальных степеней свободы. Затем pNRQCD можно изучать на решетке путем исследования нелокальных коэффициентов Вильсона.

Чтобы прийти к нерелятивистской версии КХД, так называемой NRQCD [35], интегрируются жесткие глюоны и тяжелые кварки. Спиноры Паули и мягкие глюоны являются соответствующими степенями свободы. Саму эту эффективную теорию можно трактовать с помощью решеточного моделирование. С другой стороны, пертурбативное рассмотрение NRQCD может быть применено к интегрированию дальнейших степеней свободы вплоть до энергетического масштаба  $m_Q v$ . Это приводит к потенциальной NRQCD (pNRQCD, [36]) с ультрамягкими глюонами и волновыми функциями в качестве оставшихся степеней свободы. В рамках этой структуры можно исследовать потенциал среды в реальном времени. Опять же, можно изучить pNRQCD на решетке. Строя соответствующие функции Лагранжа для различных эффективных теорий поля, можно отождествить соответствующие степени свободы на каждой шкале энергии и построить общую функцию Лагранжа из соображений симметрии. Соответствующие префакторы каждого термина, так называемые коэффициенты Вильсона, определяются путем сопоставления. Сила эффективных теорий поля заключается в уменьшенном числе степеней свободы, что упрощает вычисления. Компромиссом является уменьшенный диапазон действия.

## 5 Фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи

Сжатие ядерной материи до очень высокой плотности, скажем, в 2–3 раза больше нормальной, привело бы к переходу в кварковую материю. Аналогично, в случае очень высокой температуры, плотность энергии будет очень высокой и асимптотическая свобода квантовой хромодинамики позволит кваркам свободно перемещаться в горячей кварк-глюонной плазме. Температура, при которой это происходит в среде свободной от барионов, была оценена на основе расчетов КХД на решетке в примерно 150–200 МэВ.

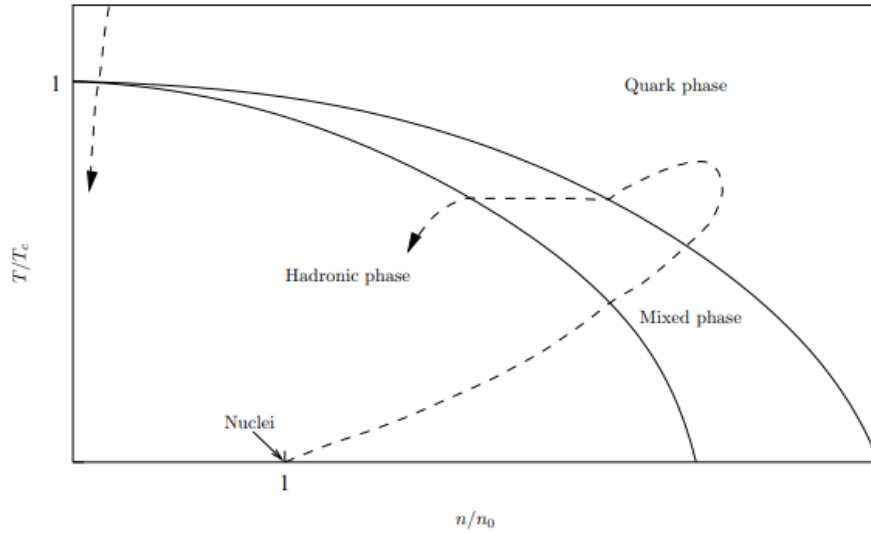


Рисунок 5 – Схематическая фазовая диаграмма сильно взаимодействующего вещества.

Схематическое изображение того, как может выглядеть фазовая диаграмма барионной материи, показано на рисунке 5. Плотность барионного числа  $n_B$  выражена в единицах нормальной ядерной плотности вещества  $n_0$ , а температура  $T$  в единицах критической температуры  $T_c$ . При низкой температуре и плотности барионного числа вещество находится в адронной фазе, в то время как при высоких  $T$  или высоких  $n_B$  оно находится в кварковой фазе. Также есть участок, где обе фазы сосуществуют. При фиксированном  $T$  эти сосуществующие фазы не имеют одинаковой барионной плотности, поэтому точка в смешанной фазе характеризуется средней барионной плотностью всей системы, хотя ни одна из двух фаз на самом деле не имеет эту плотность. Есть и другие переходы, кроме одного показанного здесь, например, имеет место переход от ядерной жидкости к адронному газу, но здесь основное внимание уделяется кварк-адронному фазовому переходу.

Здесь нами предполагается, что мы имеем дело с фазовым переходом первого рода, так как в противном случае не было бы смешанной фазы, так как плотность энергии и барионное число плотности непрерывны во время фазового перехода второго рода. Порядок фазового перехода неизвестен, но расчеты на решетке [8] для чисто калибровочных полей показывают фазовый переход первого рода. Конечно, кварковые поля нельзя пренебречь, но их, как известно, трудно включить в расчеты решеточной калибровки. Порядок фазового перехода зависит от масс кварков: чисто калибровочный случай соответствует

бесконечной массе всех кварков. Два безмассовых аромата, по-видимому, указывают на фазовый переход второго рода, тогда как три безмассовых аромата дают фазовый переход первого рода.

## 6 Strangelets

Кварковую материю лучше всего объяснить, сравнивая ее с обычной ядерной материей. В то время как кварки в ядре заключены внутри нуклонов (протонов, нейтронов) кварки в кварковой материи могут свободно перемещаться по всей фазе (рисунок 7). Таким образом, кварковую материю можно представить себе как ядро, состоящее из кварков, которые не коррелированы таким образом, чтобы образовывать нуклоны. Из ядерной физики мы знаем, что на самом деле кварки объединяются в нуклоны, которые, в свою очередь, составляют ядро.



Рисунок 6 – Ядро (слева), состоящее из 7 нуклонов (например,  ${}^7\text{Li}$ ), каждый из нуклонов состоит из трех кварков; и strangelet (справа), состоящий из  $3 \times 7 = 21$  кварка.

Природа снабдила нас тремя так называемыми поколениями фермионных составляющих материи. Каждое поколение состоит из двух кварков и двух лептонов, каждому из которых соответствует античастица. Соответствующие члены в разных поколениях одинаковы во всех отношениях, кроме своих масс. Первое поколение, состоящее из  $u$ - и  $d$ -кварков, и электрона, и его нейтрино (вместе с их соответствующими античастицами) легче чем их коллеги в двух других поколениях. Странный кварк особенно интересен тем, что это самый легкий из тяжелых кварков (или же самый тяжелый из легких кварков) и, таким образом, наиболее легко производимый.

Если рассматривать кварковую материю с точки зрения простой модели ферми-газа, то кварки заполняют одночастичные уровни до максимальной энергии, энергии Ферми,  $\epsilon_F$ . Пока масса странного кварка меньше энергии Ферми, будет благоприятно иметь странные кварки в системе в дополнение к верхним

и нижним кваркам. Таким образом, возможно, что энергия на барион кварковой материи 3 ароматов, в дополнение к тому, что она меньше чем у материи 2-х ароматных кварков, также меньше, чем энергия на барион ядерной материи, что делает ее истинным основным состоянием сильно взаимодействующей материи.

Таким образом, мы имеем следующее: кварковая материя 2 ароматов должна иметь более высокую энергию на барион, чем ядерная материя, которая в противном случае распалась бы на  $u$ ,  $d$  кварковую материю. С другой стороны, материя странного кварка имеет более низкую энергию на барион, чем материя нестранного кварка, и, возможно, она может быть ниже, чем энергия ядерной материи. Последний случай, очевидно, более захватывающий, поскольку тогда представляется возможным производить и наблюдать странную кварковую материю.

Но почему ядра сразу не распались на маленькие комочки странного кварка, если мы имеем дело с состоянием более низкой энергии? Чтобы такой распад произошел с ядром с барионным числом  $A$ , примерно один кварк  $u$  или  $d$  на нуклон должны быть одновременно преобразованы в  $s$  кварки. Это означает, что должны иметь место  $A$  одновременных  $\beta$ -распада, что крайне маловероятно. Оценить вероятность такого процесса можно с помощью теории слабых взаимодействий Ферми, где каждый  $\beta$ -распад имеет амплитуду пропорциональную константе Ферми  $G_F$ , что дает общую амплитуду

$$({}^AX \rightarrow {}^A(uds)) \propto G_F^A \quad (12)$$

Поскольку  $G_F$  очень мала<sup>2</sup>, амплитуда (и, следовательно, вероятность) очень мала.

Первым, кто высказал мысль о том, что странная кварковая материя может быть стабильной, был Бодмер [37], который в 1971 г. указал, что существование “коллапсирующих ядер”<sup>3</sup> с более низкой энергией, чем у нормальных ядер, не противоречит тому факту, что мы наблюдаем нормальные ядра, а не их коллапсированные аналоги, поскольку ядра просто были бы очень долгоживущими по отношению к “коллапсу”. Бодмер также предложил что странная кварковая материя могла быть произведена на ранних горячих стадиях Вселен-

<sup>2</sup> $G_F$  составляет приблизительно  $10^{-5}(m_p)^{-2}$ , где  $m_p$  является массой протона.

<sup>3</sup>Бодмер использовал фразу “коллапсирующие ядра” для обозначения того, что мы сейчас называем странной кварковой материей.

ной и все еще может быть обнаружена в космических лучах или даже внутри звезды или планеты, возможно, и медленно превращает обычную материю в странную кварковую материю.

В 1979 году Чин и Керман [38] обсудили возможную метастабильность гиперстранных мультикварковых капель, и предположили, что такие состояния могут быть созданы при столкновении тяжелых ионов с релятивистской скоростью. Аналогичные соображения были высказаны Терадзавой примерно в то же время.

Абсолютная стабильность материи странных кварков, впервые предложенная Бодмером, не рассматривалась вновь до 1984 г., когда Виттен [39] реабилитировал эту идею, придав ей новый импульс, вылившийся в серию статей многих авторов пытаясь уточнить и исследовать многие идеи, выдвинутые Виттеном. Как и Бодмер до него, Виттен считал производство странной кварковой материи в очень ранней Вселенной, где сгустки странной кварковой материи (так называемые самородки кварков) должны были появиться как остатки кварк-адронного фазового перехода первого порядка.

Тщательное и всестороннее изучение свойств материи странных кварков в соответствии с гипотезой Виттена было проведено Фархи и Яффе [40]. Они рассматривали как объемные системы, которые содержат электроны в дополнение к кваркам, так и небольшие системы, в которых электроны, необходимые для общей нейтральности заряда, образуют облако вокруг ядра странной материи. Для последних систем, которые соответствуют барионному числу меньше примерно  $10^7$ , они ввели термин *strangelet*.

То, что существует диапазон параметров модели для которых странная кварковая материя стабильна в объеме, а для самых оптимистичных вариантов — даже при очень низком барионном числе было найдено Виттеном и подтверждено более подробными расчетами Фархи и Джаффе. Условие стабильности странной кварковой материи состоит в том, что ее энергия в расчете на один барион должна быть ниже массы протона (или нейтрона). Абсолютная стабильность также потребовала бы, чтобы энергия на барион была ниже, чем у самого стабильного ядро с энергией на барион около 930 МэВ, но точно так же, как ядро не может легко распасться на странную кварковую материю, распад странной кварковой материи на ядро будет сильно замедлен.

Для энергии на барион больше массы нуклона ( $\sim 938$  МэВ), но ниже

массы  $\Lambda$  ( $\sim 1116$  МэВ), странная кварковая материя была бы метастабильной, распадаясь с испусканием преимущественно нейтронов с последующим превращением ( $\beta$ -распадом) странных кварков на верхние и нижние кварки, чтобы восстановить наиболее благоприятную ароматовую композицию. Если энергия, приходящаяся на нуклон, превышает массу  $\Lambda$ , странная кварковая материя будет неустойчива и немедленно раствориться в газ из  $\Lambda$ 's.

## 6.1 Космологический кварк-адронный фазовый переход

На самом деле очень трудно исследовать фазовую диаграмму, показанную на рисунке 5, так как условия необходимые для приближения к фазовой границе настолько экстремальны. Однако в астрофизических условиях мы находим условия, недостижимые ни в одной земной лаборатории. Самая горячая среда из когда-либо существовавших находилась в ранней Вселенной, где во время какого-то времени материя находилась в кварковой фазе, пока Вселенная не расширилась и достаточно не охладилась, чтобы достичь температуры кварк-адронного фазового перехода, при которой начали зарождаться пузырьки адронной материи. Путь материи в ранней Вселенной показан стрелкой, пересекающей фазовую границу сверху в точке низкой плотности барионного числа. Причина того, что барионная плотность была низкой в ранней Вселенной, заключается в том, что антиматерии было образовано почти столько же, сколько материи при большом взрыве. Небольшая асимметрия между барионами и антибарионами — это то, что дало нам материю, присутствующую сейчас во Вселенной, материю, из которой мы состоим.

Первоначальная идея Виттена [39] о том, что кварковая материя могла пережить космологический кварк-адронный фазовый переход, и все еще существует в настоящее время в форме темной материи. Физический механизм, позволяющий странной кварковой материи пережить фазовый переход, является концентрацией странностей в кварковой фазе. Несмотря на свое образование при фазовом переходе, самородки кварков могут не выжить в агрессивной среде после их образования, так как они подвержены поверхностному испарению нейтронов и протонов [41].[42], что делает маловероятным, что самородки с начальным барионным числом менее  $10^{30} - 10^{40}$  выжили. Верхний предел барионного числа устанавливается барионным числом внутри горизонта частиц, значение которого было равно  $10^{48}$  во время кварк-адронного фазового перехода.

да.

Но даже если самородки не сохранились, мы все равно сможем наблюдать их “окаменелые остатки”, поскольку они произвели бы неоднородности в распределении барионного числа из-за их более высокой плотности, чем окружающая фаза и их способность поглощать нейтроны. Эта неоднородность барионного числа в свою очередь влияет на первичный нуклеосинтез, например, вызывая уменьшение производства  ${}^4\text{He}$ .

## 6.2 Странные звезды

Если странная кварковая материя абсолютно стабильна, то все известные нейтронные звезды являются вовсе не нейтронными звездами, а, скорее всего, странными звездами, т.е. звездами, состоящими из странной кварковой материи. В случае метастабильной странной кварковой материи ядро из странной кварковой материи все еще может присутствовать в том, что тогда будет обозначаться как гибридная звезда. И странные и гибридные звезды, вероятно, будут окружены ядерной корой, состоящей в основном из ядер  ${}^{56}\text{Fe}$ , расположенных в кулоновской решетке, а также из электронов. На рисунке 7 показано схематичное поперечное сечение гибридной звезды. Самый внешний слой — это только что упомянутая ядерная кора, в то время как глубже в звезде ядра с большим количеством нейтронов и электронов сосуществуют со сверхтекучими нейтронами. На больших глубинах плотность становится настолько высокой, что электроны и протоны превращаются в нейтроны и нейтрино в обратной реакции распада  $p + e^- \rightarrow n + \nu_e$ , а преобладающим компонентом является сверхтекучий нейтронная жидкость. Наконец, если давление становится достаточно высоким, даже нейтроны распадаются на составляющие их кварки, уступая место ядру из странных кварков.

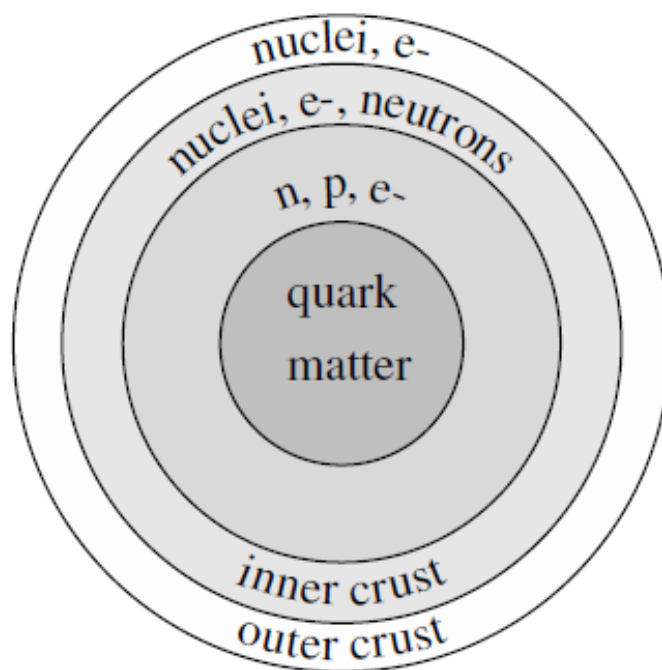


Рисунок 7 – Сечение гибридной звезды. Внутреннее ядро кварковой материи окружено нейтронной жидкостью, также содержащей некоторое количество протонов и электронов. Ядра также присутствуют дальше, вместе с нейтронами, которые буквально вытекают из ядер, и  $e^-$  для сохранения нейтральности заряда. Внешний слой является ядерной коркой.

Странная звезда — это то, что получается, если странная кварковая материя абсолютно стабильна: в этом случае ядро кварковой материи будет простираться до внешней коры. Обзор странных звезд можно найти у Алкока [43] или у Вейгеля и Вебера. К сожалению, отличить странную звезду от нейтронной с помощью наблюдений довольно сложно. Сильный признак существования странных звезд, и, таким образом, абсолютная стабильность странной кварковой материи была бы наблюдением пульсара с периодом вращения менее 1 мс. Причина в том, что нейтронный пульсар имеет верхний предел скорости вращения около 1000 оборотов в секунду. Если бы он вращался быстрее, чем это, то центробежная сила на поверхности звезды превысила бы гравитационную силу, что привело бы к потере массы и замедлению вращения звезды. Это так называемый предел Кеплера. Другой верхний предел частоты вращения нейтронной звезды установлен общей теорией относительности Эйнштейна, которая предсказывает, что нейтронная звезда, вращающаяся быстрее, чем около 1000 оборотов в секунду будет излучать энергию в виде гравитационного излучения из-за отклонения от сферической симметрии.

На странную же звезду это ограничение не распространяется, так как она связана не силой гравитации, а сильной силой, позволяющей ей вращаться примерно в два раза быстрее. До сих пор пульсары, превышающие пределы для нейтронных звезд не наблюдались: самый быстрый из известных пульсаров вращается со скоростью в 641 оборот в секунду.

В космосе может присутствовать странная кварковая материя, прибывшая на Землю вместе с космическими лучами. Такое космическое присутствие могло быть остатками самородков, образовавшихся в ранней Вселенной, или могло возникнуть от столкновения двух компактных объектов, один из которых является странной звездой.

Мэдсен [44] установил очень строгие пределы потока для такого космического присутствия странной кварковой материи, используя звезды в качестве детекторов. Аргумент состоит в том, что если прародитель сверхновой сталкивается с кварковым самородком, который пробивается к внутренней части звезды, она все еще будет существовать после взрыва сверхновой, в разрушенном ядре. Оказавшись там, он может инициировать превращение нейтронной звезды в странную звезду. Нейтронная звезда могла бы также поглотить самородок кварка после его рождения. Согласно этому аргументу, все нейтронные звезды в действительности должны быть странными звездами, если материя странных кварков стабильна (и начальное космическое изобилие самородков имело место). С другой стороны, если одиночная нейтронная звезда идентифицируется как нейтронная звезда, странная кварковая материя, вероятно, нестабильна, или в ней не осталось самородков от большого взрыва.

## 7 Заключение

В этой работе был сделан обзор фазовой диаграммы КХД. Для начала было дано краткое описание происходящего при столкновениях тяжелых ионов, потом была установлена связь с решеточной КХД и были рассмотрены методологии для обхождения проблемы знаков. Далее было рассмотрено решеточное моделирование теорий эффективного поля и фазовая диаграмма сильно взаимодействующей материи. Наконец, было рассказано про феномен strangelets и их связь с космологией и астрофизикой. Резюмируя можно сказать, что фазовая диаграмма КХД является очень интересной и насыщенной областью для научного изучения и автор надеется что именно это удалось передать в данной работе.

## Список используемых источников

1. The order of the quantum chromodynamics transition predicted by the standard model of particle physics / Y. Aoki [и др.] // Nature. — 2006. — Окт. — Т. 443, № 7112. — С. 675—678.
2. The QCD transition temperature: Results with physical masses in the continuum limit / Y. Aoki [и др.] // Physics Letters B. — 2006. — Нояб. — Т. 643, № 1. — С. 46—54.
3. The QCD transition temperature: results with physical masses in the continuum limit II / Y. Aoki [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2009. — Июнь. — Т. 2009, № 06. — С. 088—088.
4. Is there still any T c mystery in lattice QCD? Results with physical masses in the continuum limit III / S. Borsányi [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2010. — Сент. — Т. 2010, № 9.
5. QCD Phase Transition with Chiral Quarks and Physical Quark Masses / T. Bhattacharya [и др.] // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Авг. — Т. 113, вып. 8. — С. 082001.
6. Chiral and deconfinement aspects of the QCD transition / A. Bazavov [и др.] // Physical Review D. — 2012. — Март. — Т. 85, № 5.
7. *Guenther J. N.* Overview of the QCD phase diagram – Recent progress from the lattice. — 2020.
8. *Fodor Z., Katz S.* A new method to study lattice QCD at finite temperature and chemical potential // Physics Letters B. — 2002. — Май. — Т. 534, № 1—4. — С. 87—92.
9. *Fodor Z., Katz S. D.* Lattice determination of the critical point of QCD at finite  $T_c$  and  $\mu$  // Journal of High Energy Physics. — 2002. — Март. — Т. 2002, № 03. — С. 014—014.

10. *Fodor Z., Katz S., Szabó K.* The QCD equation of state at nonzero densities: lattice result // *Physics Letters B.* — 2003. — Абр. — Т. 568, № 1/2. — С. 73—77.
11. *Fodor Z., Katz S. D., Schmidt C.* The density of states method at non-zero chemical potential // *Journal of High Energy Physics.* — 2007. — Март. — Т. 2007, № 03. — С. 121—121.
12. Distribution of canonical determinants in QCD / A. Alexandru [и др.] // *Physical Review D.* — 2015. — Апр. — Т. 91, № 7.
13. Lattice QCD at finite density via a new canonical approach / A. Alexandru [и др.] // *Physical Review D.* — 2005. — Дек. — Т. 72, № 11.
14. *Kratochvila S., Forcrand P. de.* The canonical approach to Finite Density QCD. — 2005.
15. *Ejiri S.* Canonical partition function and finite density phase transition in lattice QCD // *Phys. Rev. D.* — 2008. — Окт. — Т. 78, вып. 7. — С. 074507.
16. *Gattringer C.* New developments for dual methods in lattice field theory at non-zero density. — 2014.
17. *Scorzato L.* The Lefschetz thimble and the sign problem. — 2015.
18. *Rothkopf A.* Heavy quarkonium in extreme conditions // *Physics Reports.* — 2020. — Май. — Т. 858. — С. 1—117.
19. *GELIS F.* COLOR GLASS CONDENSATE AND GLASMA // *International Journal of Modern Physics A.* — 2013. — Янв. — Т. 28, № 01. — С. 1330001.
20. *Rischke D. H.* The Quark gluon plasma in equilibrium // *Prog. Part. Nucl. Phys.* — 2004. — Т. 52. — С. 197—296.
21. *Hasenfratz P., Karsch F.* Chemical Potential on the Lattice // *Phys. Lett. B.* — 1983. — Т. 125. — С. 308—310.
22. QCD thermal phase transition in the presence of a small chemical potential / C. R. Allton [и др.] // *Physical Review D.* — 2002. — Окт. — Т. 66, № 7.
23. *Sexty D.* Simulating full QCD at nonzero density using the complex Langevin equation // *Physics Letters B.* — 2014. — Февр. — Т. 729. — С. 108—111.

24. Fluctuations of conserved charges at finite temperature from lattice QCD / S. Borsányi [и др.] // Journal of High Energy Physics. — 2012. — ЯНВ. — Т. 2012, № 1.
25. Curvature of the pseudocritical line in QCD: Taylor expansion matches analytic continuation / C. Bonati [и др.] // Physical Review D. — 2018. — СЕНТ. — Т. 98, № 5.
26. The QCD transition line from lattice simulations / C. Ratti [и др.] // J. Phys. Conf. Ser. — 2020. — Т. 1602, № 1. — С. 012011.
27. *Pá sztor A., Szép Z., Markó G.* Apparent convergence of Padé approximants for the crossover line in finite density QCD // Physical Review D. — 2021. — ФЕВР. — Т. 103, № 3.
28. *Attanasio F., Jäger B., Ziegler F. P. G.* Complex Langevin simulations and the QCD phase diagram: recent developments // The European Physical Journal A. — 2020. — ОКТ. — Т. 56, № 10.
29. *Ambjorn J., Yang S. K.* Numerical Problems in Applying the Langevin Equation to Complex Effective Actions // Phys. Lett. B. — 1985. — Т. 165. — С. 140.
30. Controlling complex Langevin dynamics at finite density / G. Aarts [и др.] // The European Physical Journal A. — 2013. — ИЮЛЬ. — Т. 49, № 7.
31. *Berges J., Sexty D.* Real-time gauge theory simulations from stochastic quantization with optimized updating // Nuclear Physics B. — 2008. — АВГ. — Т. 799, № 3. — С. 306—329.
32. Adaptive stepsize and instabilities in complex Langevin dynamics / G. Aarts [и др.] // Physics Letters B. — 2010. — АПР. — Т. 687, № 2/3. — С. 154—159.
33. *Nishimura J., Shimasaki S.* New insights into the problem with a singular drift term in the complex Langevin method // Phys. Rev. D. — 2015. — ИЮЛЬ. — Т. 92, ВЫП. 1. — С. 011501.
34. Infinite temperature limit of meson spectral functions calculated on the lattice / F. Karsch [и др.] // Physical Review D. — 2003. — ИЮЛЬ. — Т. 68, № 1.
35. *Caswell W. E., Lepage G. P.* Effective Lagrangians for Bound State Problems in QED, QCD, and Other Field Theories // Phys. Lett. B. — 1986. — Т. 167. — С. 437—442.

36. Potential NRQCD: an effective theory for heavy quarkonium / N. Brambilla [и др.] // Nuclear Physics B. — 2000. — ЯНВ. — Т. 566, № 1/2. — С. 275—310.
37. *Bodmer A. R.* Collapsed Nuclei // Phys. Rev. D. — 1971. — СЕНТ. — Т. 4, ВЫП. 6. — С. 1601—1606.
38. *Chin S. A., Kerman A. K.* Possible Long-Lived Hyperstrange Multiquark Droplets // Phys. Rev. Lett. — 1979. — ОКТ. — Т. 43, ВЫП. 18. — С. 1292—1295.
39. *Witten E.* Cosmic separation of phases // Phys. Rev. D. — 1984. — ИЮЛЬ. — Т. 30, ВЫП. 2. — С. 272—285.
40. *Farhi E., Jaffe R. L.* Strange matter // Phys. Rev. D. — 1984. — ДЕК. — Т. 30, ВЫП. 11. — С. 2379—2390.
41. *Alcock C., Farhi E.* Evaporation of strange matter in the early Universe // Phys. Rev. D. — 1985. — СЕНТ. — Т. 32, ВЫП. 6. — С. 1273—1279.
42. *Jensen, giveni=D. M.* Strangelets – Effects of Finite Size and Exact Color Singletness. — 2019.
43. *Madsen J.* Physics and astrophysics of strange quark matter // Hadrons in Dense Matter and Hadrosynthesis. — Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1999. — С. 162—203.
44. *Neergaard G., Madsen J.* Free energy of bubbles and droplets in the quark-hadron phase transition // Physical Review D. — 1999. — ИЮЛЬ. — Т. 60, № 5.