

МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИМЕНИ М. В. ЛОМОНОСОВА
ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

ВЕРБНЫЙ Михаил Сергеевич

**"Повышенный выход странности как сигнатура фазового перехода в
столкновениях тяжелых ионов"**

Кафедра физики элементарных частиц

КУРСОВАЯ РАБОТА 2 КУРСА

(Подпись студента)

Научный руководитель:

К. ф.-м. н., ст. н. с.

Апарин Алексей Андреевич

(Подпись научного руководителя)

Москва – 2025

Содержание

Оглавление

1 Введение.....	2
1.1 Фазовые переходы в столкновениях тяжёлых ионов	2
1.2 Странность	2
1.3 Актуальность и цели работы	3
2 Основная часть.....	4
2.1 Особенности работа со странными частицами.....	4
2.2 Связь повышенного выхода странности с фазовым переходом в кварк-глюонную плазму.....	6
2.3 Особенности анализа экспериментальных данных выхода странных частиц	8
2.4 Анализ экспериментальных данных	9
3 Заключение	11

1 Введение

1.1 Фазовые переходы в столкновениях тяжёлых ионов

В столкновениях тяжёлых ионов за счёт обеспечения высоких скоростей ускорителями становятся доступны высокие кинетические энергии, необходимые для достижения фазовых переходов частиц. В данной работе будет рассмотрен фазовый переход вещества из состояния адронного газа в *кварк-глюонную плазму (КГП)*. В состоянии адронного газа кварки и глюоны, являющиеся переносчиками сильного взаимодействия, находятся в связанном состоянии, то есть происходит явление конфайнмента, которое будет рассмотрено подробнее в рамках данной работы. В состоянии же КГП кварки и глюоны перестают формировать частицы и переходят в свободное состояние, что влечёт за собой множество дополнительных наблюдаемых физических явлений.

1.2 Странность

Так как в изначально сталкиваемом веществе, а именно в тяжёлых ионах, отсутствуют частицы, содержащие s кварк, странность становится важной характеристикой для рассмотрения выхода частиц. Для дальнейшего рассмотрения, ниже приведены основные характеристики s кварка и странных частиц, без указания точности:

$q = \frac{1}{3}e$ — заряд

$m = 95\text{МэВ}$ — масса s кварка в свободном состоянии

$m = 510\text{МэВ}$ — масса s кварка в составе адрона

Частица	Кварковый состав	S	Масса, МэВ/с ²	Время жизни, с	Канал распада
K^+, K^0	$u\bar{s}, d\bar{s}$	+1	494, 498	$8,93 \cdot 10^{-9}$	$K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$
Λ	uds	-1	1116	$2,63 \cdot 10^{-10}$	$\Lambda^0 \rightarrow p\pi^-$
$\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-$	uus, uds, dds	-2	1193	$7,40 \cdot 10^{-20}$	$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda\gamma$
Ξ^0, Ξ^-	uss, dss	-1	1321	$1,64 \cdot 10^{-10}$	$\Xi^- \rightarrow \Lambda\pi^-$
Ω^-	sss	-3	1673	$8,22 \cdot 10^{-9}$	$\Omega^- \rightarrow \Lambda K^-$

1.3 Актуальность и цели работы

Явление перехода в КГП всё ещё является одним из передовых направлений исследований в области физики элементарных частиц, его актуальность подтверждается активными текущими экспериментами на LHC, RHIC и SPS, в том числе в экспериментах ALICE, STAR и PHENIX. Аналогичные исследования сигналов перехода в КГП, а также уточнения энергетических границ данного явления, продолжатся на ускорителе NICA, строящемся на базе Лаборатории физики высоких энергий (ЛФВЭ) им. В. И. Векслера и А. М. Балдина Объединённого института ядерных исследований (ОИЯИ).

В данной работе

- будут рассмотрены основные особенности в работе со странными частицами в столкновениях тяжёлых ионов
- будут описаны причины повышенного выхода странности при фазовом переходе в кварк-глюонную плазму
- на основе экспериментальных данных с установок CERN SPS и RHIC будут получены приблизительные значения энергий начала фазового перехода

2 Основная часть

2.1 Особенности работа со странными частицами

Странные частицы обладают рядом полезных свойств, делающих их удобными для рассмотрения и анализа при изучении выходов столкновений тяжёлых ионов. Во-первых, в процессах, обусловленных сильным ядерным взаимодействием, общая странность системы сохраняется, это означает, что странные частицы рождаются ассоциативно. Во-вторых, статистически, странные частицы чаще образуют барионы, а анти-странные мезоны, что позволяет с большей лёгкостью разделять их. В-третьих, как уже упоминалось ранее, тяжёлые ионы не содержат в своём составе странные частицы, следовательно можно утверждать, что весь суммарный выход таких частиц является только продуктом реакций, а не частью изначального состава. И наконец, самый лёгкий странный адрон — K^+ имеет массу в 494 МэВ, то есть появление странности имеет большой энергетический порог, как следствие — странность чувствительна к изменениям в среде, в особенности к увеличению энергии системы.

Однако при работе со странными частицами возникает ряд неудобств, усложняющих анализ экспериментальных данных. На данный момент сечения появления некоторых странных частиц изучены недостаточно полноценно, что уменьшает точность количественных предсказаний в экспериментах. Стоит упомянуть, что данный недостаток временен, так как набор экспериментальных данных постоянно расширяется, в том числе благодаря установке RHIC. Также ожидается уточнение сечений странности и границ энергетического перехода на установке NICA. Вторым значимым неудобством является сложная динамика переходов странных частиц, имеющая в себе замкнутые, с учётом постоянного поступления u и d кварков, циклы реакций. Для примера рассмотрим два подобных цикла, имеющих вероятность произойти в реальных экспериментах столкновений тяжёлых ионов:

$$p(uud) + p(uud) \rightarrow p(uud) + \Lambda(dus) + K^+(\bar{s}u)$$

$$\Lambda(uds) + \pi^0(\bar{u}u) \rightarrow p(uud) + \pi^-(\bar{u}d)$$

Данный цикл, при поступлении нейтральных пионов и протонов, которые могут быть образованы другими реакциями больших сечений, в связи с большой концентрацией u и d кварков, приведёт к увеличению числа каонов за счёт перехода части лямбда гиперонов. Рассмотрим расширенный и более комплексный цикл реакций:

$$p(uud) \rightarrow K^+(u\bar{s}) + K^-(\bar{u}s)$$

$$K^-(\bar{u}s) + p(uud) \rightarrow K^+(u\bar{s}) + K^0(d\bar{s}) + \Omega^-(sss)$$

$$\Omega^-(sss) \rightarrow \Xi^0(uss) + \pi^-(\bar{u}d)$$

$$\Xi^0(uss) + \pi^-(\bar{u}d) \rightarrow \Lambda(uds) + \pi^0(\bar{u}u)$$

$$\Lambda(uds) + \pi^0(\bar{u}u) \rightarrow p(uud) + \pi^-(\bar{u}d)$$

В данном цикле в условиях аналогичных предыдущим видна последовательная циркуляция K^+ , Ω^- , Ξ^0 , Λ частиц.

Возможность предсказывать наиболее вероятный выход странных частиц осуществима из-за неодинаковой энергетической выгодности данных процессов. Для упрощения рассмотрим самые энергетически выгодные способы «хранить» определённое количество странности в частицах. Для этого рассматриваются массовые спектры адронных состояний с суммарной странностью равной определённому числу и при фиксированном барионном числе, после для сравнения энергетической выгодностью рассматриваются затраты на создание таких состояний из нестранных нуклонов, к энергии таких состояний. Проведём подобное сравнение для $s = 3, B = 1$:

При данных числах логично взять за энергию сравнения сумму массы нуклона и пиона, следовательно: $E_0 = m_N + m_\pi \approx 1080 \text{ МэВ}$

Адронное состояние	$\frac{E - E_0}{E_0}$
$\bar{K}\bar{K}\Sigma$	1,14
$\bar{K}\bar{K}\Lambda$	0,96
$\bar{K}\Xi$	0,88
Ω	0,55

Где $E - E_0$ соответственно является затратой энергии на создание странности.

Откуда видно, что *наиболее выгодными состояниями при данных условиях являются адронные состояния с омега и пси гиперонами*. Такие же результаты будут получаться и при рассмотрении других наборов B и s чисел, за исключением состояний с барионным числом равным нулю, где самым выгодным состоянием будет количество каонов равное суммарной странности. Отсюда следует, что при уменьшении температуры среды, а то есть после множества прошедших реакции и на момент уменьшения количества протекающих реакций

в единицу времени, количество Ω и Ξ гиперонов будет расти, то есть они будут являться основными резервуарами странности на момент регистрации итогового выхода частиц. Таким образом вышеизложенная проблема становится частично решённой.

2.2 Связь повышенного выхода странности с фазовым переходом в кварк-глюонную плазму

Переход в кварк-глюонную плазму ведёт за собой обширное количество причин повышенного выхода странности разной природы. Что позволило данному сигналу перехода в КГП быть предсказанным теоретически раньше всех остальных.

Перед рассмотрением причин, связанных с особенностями КГП, как фазы, рассмотрим ряд термодинамических причин. Состояние КГП возникает лишь в экстремальных условиях, то есть достигается путём увеличения энергии столкновения, тем самым, так как процесс образования странных частиц имеет высокий энергетический порог, то его вероятность увеличивается. Большая энергия столкновений достигается увеличением скорости сталкивающихся частиц, что влечёт за собой большую плотность вещества и, как следствие, большее число реакций в единицу времени. *Однако эти причины могут быть присущи и веществу находящемуся в состоянии адронного газа с повышенными термодинамическими параметрами, исходя из этого хоть данные причины и обосновывают повышенный выход странности, однако не являются специфическими для КГП.*

Рассмотрим причины, основанные на ключевых особенностях КГП. В адронах кварки находятся на расстоянии $\sim 1\text{Фм}$, на котором глюонные поля создают сильное притяжение, ведущее к поляризации вакуума — в котором постоянно рождаются и аннигилируют виртуальные пары $q\bar{q}$. То есть имеет место явление кваркового конденсата ($\langle q\bar{q} \rangle \neq 0$ — ненулевое вакуумное среднее билинейного оператора — определение кваркового конденсата согласно КХД). Данные пары кварков вносят постоянную добавку к массе кварка в веществе в состоянии адронного газа. Таким образом итоговую массу можно представить следующим образом:

$$m_s^{eff} \approx m_s + g\langle s\bar{s} \rangle$$

Где g — константа связи КХД, m_s^{eff} называют эффективной массой s кварка, а m_s — голой массой. Как упоминалось ранее:

$m = 95\text{МэВ}$ — масса в свободном состоянии

$m_s^{eff} = 510\text{МэВ}$ — масса в составе адрона, в обычных условиях.

Важно понимать, что данная масса не всегда одинакова, так как влияние кваркового конденсата на эффективную массу зависит от состояния всей адронной системы. Так, например, каоны обладают аномально низкой массой, однако данный эффект не будет рассмотрен в этой работе.

При переходе в КГП, а то есть при температурах больше критических: $T > T_c \approx 150 \text{ МэВ}$ происходят два ключевых процесса. Во-первых, конденсат существует благодаря дальнедействующему взаимодействию кварков, потенциал которого после перехода порога температур становится экспоненциально затухающим, следовательно корреляция между q и $\bar{q}$ обрывается на меньшем расстоянии. Во-вторых, энергия тепловых флуктуаций превышает энергию взаимодействия кварк-антикварковых пар, в следствии чего виртуальные пары перестают быть когерентными и конденсат «тает», то есть глюоны и кварки становятся свободными, а данные пары перестают существовать и вносить дополнительную массу в кварки.

Подводя итог данной причины повышенного выхода странности — при переходе в кварк-глюонную плазму разрушается кварковый конденсат, что влечёт за собой резкое уменьшение порога энергии необходимой для создания странного кварка приблизительно в 5 раз.

Вторая причина повышенного выхода странности связана с основным механизмом рождения пар $s\bar{s}$ — глюон-глюонным взаимодействием:

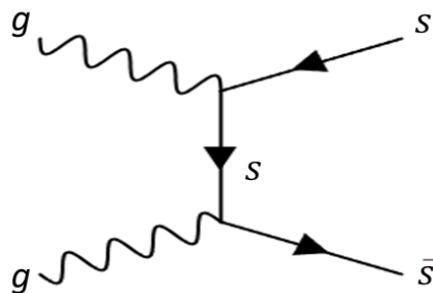


Рис.1. Рождение пары $s\bar{s}$ через глюон-глюонное взаимодействие

Таким образом чем выше концентрация глюонов в веществе, тем больший выход странности можно ожидать. Рассмотрим причины повышения концентрации глюонов в КГП. В силу исчезновения конфайнмента, глюоны становятся свободными, что приводит к увеличению их концентрации. Также при высоких энергиях КГП может происходить каскадное рождение (расщепление) глюонов. Стоит упомянуть, что при высоких плотностях возможен и процесс слияния глюонов, однако процесс расщепления над ним доминирует, что суммарно вызывает *лавинообразный рост числа глюонов*. Таким образом

из-за большой концентрации глюонов в КГП повышается количество рождённых пар $s\bar{s}$, и, как следствие, увеличивается выход странности.

Третья важная причина повышенного выхода странности при переходе в КГП основана на принципе запрета Паули, который гласит: два фермиона не могут находиться в одном и том же квантовом состоянии одновременно. Соответственно, согласно этому принципу u и d кварки вынуждены занимать всё более высокие энергетические уровни, иначе в одной системе появятся два фермиона в одинаковом квантовом состоянии. По формуле для энергии Ферми — энергии самого высокого незаполненного состояния:

$$E_F = \frac{\hbar^2}{2m_0} \left(\frac{3\pi^2 N}{v} \right)^{\frac{2}{3}}$$

Где $\frac{N}{v}$ — концентрация соответствующего кварка. Таким образом, когда энергия Ферми для u и d кварков станет больше массы $s\bar{s}$ пары, рождение этой пары станет более энергетически выгодным, чем рождение пар $u\bar{u}$ и $d\bar{d}$. Соответственно, чем больше плотность u и d кварков, тем энергетически более выгодно образование $s\bar{s}$ пары. А как было упомянуто, КГП характеризуется огромной плотностью вещества, а изначальное вещество состоит только из u и d кварков.

Таким образом, при фазовом переходе вещества из состояния адронного газа в кварк-глюонную плазму, согласно вышеописанным причинам, должен наблюдаться эффект повышенного выхода странности.

2.3 Особенности анализа экспериментальных данных выхода странных частиц

При рассмотрении экспериментальных выходов частиц в столкновениях тяжёлых ионов стоит учитывать ряд дополнительных особенностей. Первой из которых является проблема оценки выхода частицы. Рассмотрим следующий пример: пусть было зарегистрировано 100 s кварков, а также 200 u и d кварков в составе частиц выхода при энергии системы E_1 , и 200 s кварков, а также 1000 u и d кварков. Анализируя лишь выход странности можно прийти к выводу об увеличении выхода странных кварков в два раза, когда на самом деле выход относительно других кварков уменьшился в два с половиной раз. Такой подход ошибочен, так как не показывает истинное повышение выхода странности. Решением данной проблемы является рассмотрение отношения выходов странной частицы к близкой к ней по характеристикам нестранной частицы.

Второй эффект, которая вызывающая расхождение с теоретическим ожиданием — это проблема перерасеяния. На практике часть нестранных частиц перерасеиваются на веществе детекторов и оболочек, что приводит к рождению новых странных адронов. Данный эффект приводит к увеличенному, по сравнению с теоретическим ожиданием, выходу лёгких странных частиц при работе с адронным газом. Однако для образования тяжёлых странных барионов требуется большое число последовательных адронных столкновений с высоким энергетическим порогом, что делает маловероятным увеличение их выхода в связи с перерасеянием. Следовательно, стоит ожидать рост выхода в том числе и тяжёлых барионов.

2.4 Анализ экспериментальных данных

В настоящий момент наибольшее количество полученных экспериментальных данных имеет отношение выхода каонов к пионам, также теоретическая зависимость для данного отношения показывает наибольшую корреляцию с экспериментом. Поэтому в целях анализа будет рассмотрено отношение выходов $\frac{K^+}{\pi^+}$. Используемые данные были получены на установках RHIC и CERN SPS, в том числе в рамках эксперимента STAR.

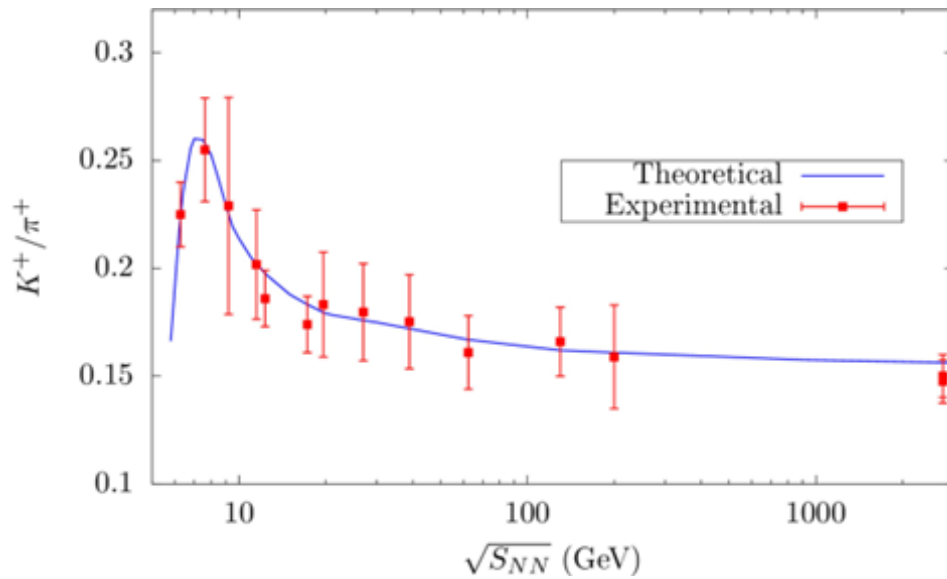


Рис.2. Зависимость отношения выхода $\frac{K^+}{\pi^+}$ к энергии на один нуклон

На данного графика можно наблюдать так называемый “Horn effect”, причины его появления дискуссионны и более комплексны, чем исследуемые в работе аспекты выхода странности, однако он также отлично демонстрирует повышенный выход странности при начале перехода в КГП. Стоит также учесть, что данный переход не является резким, и, вплоть до крайне высоких энергий, вещество находится в смешанном состоянии — часть в состоянии адронного газа, часть в состоянии КГП. Таким образом

из графика можно сделать вывод, что переход в КГП начинается при энергиях порядка 4-7 ГэВ на один нуклон.

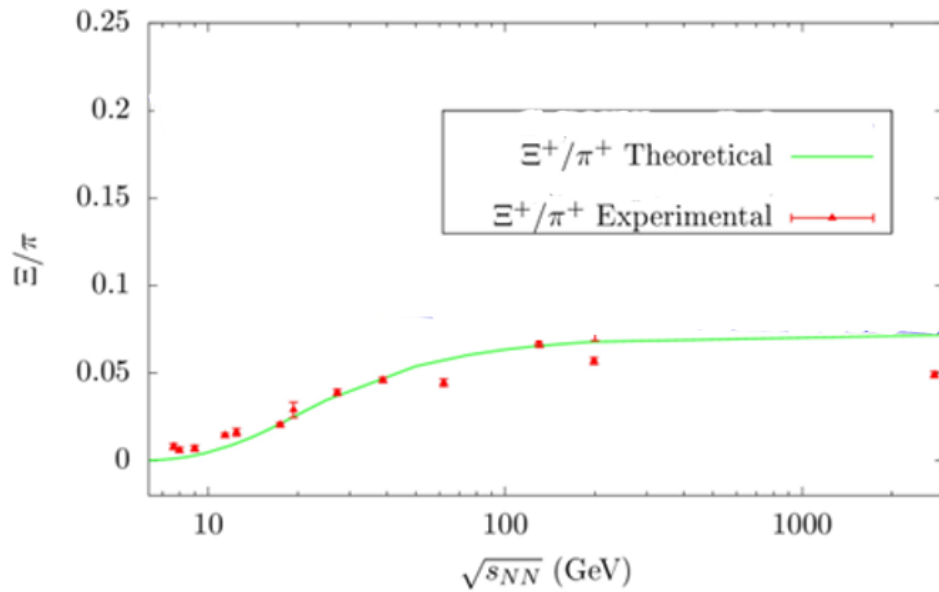


Рис.3. Зависимость отношения выходов $\frac{\Xi}{\pi}$ к энергии на один нуклон

Для подтверждения данного утверждения рассмотрим отношения выходов $\frac{\Xi}{\pi}$. Как можно заметить, рост данного отношения начинается приблизительно в области 6-10 ГэВ на один нуклон. Данные энергетические области пересекается, что означает, что в них действительно происходит частичный фазовый переход в вещества в состояние кварк-глюонной плазмы. В дальнейшем, при получении большего количества экспериментальных данных по выходу омега гиперона, можно будет дополнить данный вывод анализом и этой зависимости.

3 Заключение

В работе были рассмотрены основные особенности работы со странными частицами, особенности кварк-глюонной плазмы, влияющие на выход странных частиц, а также ряд причин, связывающих повышенный выход странности с фазовым переходом из адронного газа в кварк-глюонную плазму. После данные выводы были подтверждены нахождением области начала фазового перехода на основе графиков зависимостей отношения выхода $\frac{K^+}{\pi^+}$ и отношения выходов $\frac{\Xi}{\pi}$ к энергии на один нуклон по экспериментальным данным установок RHIC и CERN SPS. Были обсуждены дальнейшие направления развития данной области.

Список источников

1. Iqbal Mohi Ud Din, Sameer Ahmad Mir, Nasir Ahmad Rather, and Saeed Uddin Department of Physics, Jamia Millia Islamia, New Delhi, India; "Collision Energy Dependence of Particle Ratios and Freeze-out Parameters in Ultra Relativistic Nucleus Collisions"
2. M. Naskr, et 1, D. Blaschke and A. Dubinin CERN, 1211Geneva23, Switzerland IFT, Uniwersytet Wrocławski, 50-204 Wrocław, Poland BLTP, Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia; « Mott-Anderson freeze-out and the strange matter "horn" »
3. Volker Friese Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, 64291 Darmstadt, Germany; «Energy dependence of strangeness production»
4. Alessia Palmese Institut für Theoretische Physik, Universität Gießen, 35392 Gießen, Germany Giuseppe Pagliara, Alessandro Drago Dipartimento di Fisica-Università di Ferrara and INFN Sez. di Ferrara, 44122 Ferrara, Italy Olena Linnyk, Wolfgang Cassing Institut für Theoretische Physik, Universität Gießen, 35392 Gießen, Germany; «Strangeness production in heavy-ion collisions»
5. В.П. Кондратьев, Г.А. Феофилов Санкт-Петербургский университет, Санкт-Петербург, Россия; «Рождение странных частиц в релятивистских столкновениях тяжёлых ионов»