Международный университет
природы, общества и человека «Дубна»

Избранные труды университета «Дубна»

Сборник статей

Выпуск 1

Дубна, 2004

Г.М. Зиновьев, А.Н. Сисакян, А.С. Сорин, М.К. Сулейманов

ПОИСК СМЕШАННОЙ ФАЗЫ СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ МАТЕРИИ

Зиновьев Геннадий Михайлович — доктор физико-математических наук, профессор, начальник отдела Института теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова НАН Украины (Киев, Украина).

Сисакян Алексей Норайрович — доктор физико-математических наук, профессор, академик РАЕН и НАН Армении, заведующий кафедрой теоретической физики и вице-президент университета «Дубна», директор Лаборатории теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, вице-директор Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Российская Федерация).

Сорин Александр Савельевич — доктор физико-математических наук, заместитель заведующего кафедрой теоретической физики университета «Дубна», заместитель директора лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Российская Федерация).

Сулейманов Маис Кязим оглы — доктор физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Объединенного института ядерных исследований (Дубна, Российская Федерация).

Обсуждается идея создания в лабораторных условиях новой фазы сильновзаимодействующей материи — смешанной фазы, которая может состоять из цветных и бесцветных объектов. Экспериментальное доказательство существования этой фазы имеет важное значение для понимания эволюции Вселенной и идентификации кварк-глюонной плазмы. Приведены экспериментальные результаты, которые демонстрируют, что в ряде характеристик адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий имеют место изменения режима поведения как функции центральности столкновений. Это наблюдается как для легких, так и для тяжелых ядер; для мезонов, нуклонов, ядерных фрагментов, странных частиц и даже для J/Ψ-частиц; это имеет место и при малых температурах и плотностях. Высказана гипотеза, что этот факт может свидетельствовать в пользу возникновения смешанной фазы материи при температурах около 200 МэВ и барионной плотности в 2—2,5 раза больше нормальной плотности ядерного вещества. Рассмотрены возможные эффекты формирования перколяционного кластера и увеличения ядерной прозрачности как эффекты, сопровождающие образование смешанной фазы. Предлагается искать сигналы возникновения смешанной фазы, появляющиеся при некоторых критических значениях центральности, в адрон-ядерных и ядро-

ядерных взаимодействиях. Подобные поиски могут быть проведены в рамках экспериментов на LHC, RHIC, а также на создаваемом ускорительном комплексе GSI.

1. Введение

Уже более четверти века обсуждается идея создания в лабораторных условиях нового состояния материи, в котором наша Вселенная находилась в самые первые микросекунды после Большого Взрыва, и которое может быть достигнуто, если удастся преодолеть короткодействующие силы отталкивания между нуклонами, что могло бы привести, в свою очередь, к их слиянию. Существующие в настоящее время теоретические идеи обеспечивают количественное описание этого нового состояния материи, названного кварк-глюонной плазмой (КГП), в котором кварки и глюоны — цветные (согласно квантовой хромодинамике) фундаментальные составляющие материи — могут двигаться сравнительно свободно на расстояния, существенно превышающие размеры нуклона. Еще одним принципиально важным свойством такого состояния материи является наличие в нем киральной симметрии. Она, как известно, спонтанно нарушена в нормальной ядерной материи, что ведет к наличию у кварков эффективных масс, значительно превосходящих их действительные (токовые) массы.

1.1. Фазовый переход деконфаймента и кварк-глюонная плазма

Общепринятая на сегодня теория сильных взаимодействий — квантовая хромодинамика (КХД, неабелева теория цветных кварков и глюонов) — предсказывает абсолютно различные сценарии динамики процессов в высокоэнергетическом режиме (или в области малых расстояний) и в режиме низких энергий (в области больших расстояний), где цветные кварки и глюоны кажутся связанными в бесцветные адроны силами, растущими с расстоянием. Исходя из свойств асимптотической свободы, интуитивно можно было бы ожидать, что в среде с достаточно высокой плотностью адронов их составляющие — кварки и глюоны — смогут двигаться свободно на большие расстояния порядка нескольких ферми. Действительно, расчеты решеточной КХД показали, что при достаточно высоких плотностях энергии должен происходить так называемый фазовый

переход деконфайнмента. Под этим переходом подразумевается образование КГП, то есть системы со свободными кварками и глюонами, размеры и время жизни которой достаточны, чтобы описывать ее с помощью термодинамических параметров. В КГП коллективные эффекты приводят к экранировке дальнодействующих цветных сил, в результате чего среда становится цветным проводником в противоположность обычному вакууму, который является совершенным цветным изолятором, связывая цветные кварки и глюоны в адронный «мешок». На стадии своего формирования Вселенная должна была пройти точку фазового перехода от КГП к газу адронов примерно через 10^{-5} с после Большого Взрыва. Правда, сам переход осуществлялся в значительно больших временных масштабах, чем тот, который достижим в лабораторных условиях, поскольку гравитационные силы замедляли расширение системы.

Теоретический анализ КХД на решетке достаточно убедительно показывает, что появление нового состояния материи сопровождается восстановлением киральной симметрии, что происходит в результате фазового перехода при температурах порядка 140—180 МэВ и плотностях энергии порядка 1 ГэВ/$Ф^3$, что почти в семь раз выше нормальной ядерной плотности.

Сегодня можно говорить, что такие температуры и плотности энергии уже достигнуты в центральных столкновениях тяжелых ионов при энергиях *SPS* в *CERN* и *RHIC* в *BNL*, когда рождаются более 2000 адронов в объеме, позволяющем оценить возникающие плотности энергии как превышающие нормальную ядерную более чем в 20 раз. В ближайшие годы подобные эксперименты при более высоких энергиях на *LHC CERN* позволят детально изучить свойства кварк-глюонной плазмы и значительно продвинуть количественное понимание квантовой хромодинамики и сложной природы физического вакуума. Кажется, что при таких плотностях энергии система могла бы уже состоять из отдельных слабовзаимодействующих, или пертурбативных, кварков и глюонов (а не адронов) при температурах порядка 200 МэВ независимо от того, имеет ли она достаточно времени на полную термализацию. Однако недавние теоретические исследования находят все больше и больше подтверждений, что даже при температурах в несколько раз превосходящих критическую, КГП не является системой слабо взаимодействующих и слабо связанных составляющих [1]. В определенном смысле эксперименты на *RHIC* и, безусловно, решеточные расчеты в КХД подтверждают на-

личие сильного взаимодействия между составляющими и существование адронов (резонансов), т. е. бесцветных связанных состояний квазичастиц, при температурах существенно выше критической [2]. Более того, решеточные расчеты указывают на (в противовес ранним ожиданиям) наличие даже различных состояний чармония при температурах, почти вдвое превышающих критическую [3]. Интересно заметить, что, с другой стороны, эти результаты дают достаточно убедительные намеки на природу удерживающего потенциала, которые находятся в русле того, что можно сегодня аккуратно оценить в рамках классической теории Янга—Миллса [4]. Отметим также, что в свете аргументов, приводимых в работах [5], остается, вообще говоря, открытым вопрос о возможности наступления термолизации в рассматриваемых системах, а также о границах применимости термодинамического описания систем.

1.2. Температура кварк-глюонной плазмы

В 1965 г. на основе анализа спектра наблюдаемых адронных состояний Р. Хагедорн [6] получил следующее выражение для плотности уровней возбужденной адронной материи, растущей экспоненциально:

$$n(E) \approx E^{\alpha+2} e^{\frac{E}{m_0}}.$$

Тогда статистическая сумма

$$Z(E) \approx E^{\alpha+2} e^{-\frac{E}{k_B T} + \frac{E}{m_0}},$$

где k_B — постоянная Больцмана, интегрируема только в области значений $1/(k_B T)$ больших, чем $1/m_0$. То есть при температуре больше критической $T_c = m_0 / k_B$ адроны уже не существуют. Из экспериментальных данных было получено значение $m_0 \approx 160$ МэВ, которое определяет так называемую температуру Хагедорна $T_c \approx 200$ МэВ. Простейшие модели адронов, такие как *MIT* модель мешков [7], интерпретируют это свойство как следствие конфайнмента кварков. В целом, такие феноменологические модели согласуются с выводом, что адронные системы «вымирают» при температурах выше критической — в интервале от 150 до 200 МэВ. Приближаясь к точке фазового перехода из кварк-глюонной фазы, можно построить гидродинамическую картину плазмы и оценить, при какой минимальной температуре плазма становится нестабильной по отношению к фор-

мированию бесцветных синглетных состояний — адронов (конденсированных капель). Феноменологические модели предсказывают температуру перехода около 200 МэВ, которая на языке плотностей энергии Стефана—Больцмана соответствует ~2÷3 ГэВ/Ф^3.

1.3. Плотность кварк-глюонной плазмы

Для оценки плотности кварк-глюонной плазмы обычно применяется плотность энергии, введенная Дж. Бьеркеном [8] для случая, когда поперечным расширением системы можно пренебречь:

$$\varepsilon_{BJ} = \frac{Energy}{Volume} = \frac{dE/d\eta}{\pi R_0^2 A^{2/3}} = \frac{m_T(dN/d\eta)}{\pi R_0^2 A^{2/3} c\tau_0},$$

где $\pi R_0^2 A^{2/3}$ — поперечный размер меньшего ядра, дающий сечение перекрытия для центрального столкновения; τ_0 — время формирования; $dE_T/d\eta = m_T\, dN/d\eta$ — средняя энергия (поперечная масса $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$) частицы, умноженная на число частиц в единичном интервале быстрот.

1.4. Пространственно-временная эволюция ядерного столкновения: кварк-глюонная плазма и адроны

Релятивистские столкновения тяжелых ионов являются, безусловно, лучшим инструментом создания сильновзаимодействующей системы, которая может изучаться с привлечением термодинамических понятий. Как известно, система должна состоять из большого количества частиц, чтобы были применимы макроскопические переменные, иметь размеры много большие длины свободного пробега, составляющей для кварков ~0,5 Ф, при плотностях порядка ~2 ГэВ/Ф^3, чтобы каждая частица претерпела несколько столкновений, и, наконец, иметь большую плотность энергии.

Пространственно-временная эволюция ядерного столкновения при высоких энергиях показана на рис. 1. Сначала нуклон-нуклонные взаимодействия перераспределяют часть первоначальной энергии между другими степенями свободы, которая в итоге вкладывается в кварковые и глюонные составляющие системы за характерное время формирования τ_0 ~ 1 Ф/c. Партон-партонные взаимодействия при этом могли бы привести к формированию КГП. Последующее расширение и испарение привели бы к быстрому осты-

ванию КГП, которая бы прошла через смешанную фазу, когда адроны и «очаги» плазмы сосуществуют вместе, затем сконденсировалась бы в обычные адроны, поначалу взаимодействующие, а в конце процесса — свободные (вымороженные). Конечное состояние отражает всю сложную эволюцию системы, и различные наблюдаемые параметры несут информацию о ее различных аспектах и стадиях.

2. Смешанная фаза сильновзаимодействующей материи

Как было отмечено во введении, последующее расширение и испарение привели бы к быстрому остыванию КГП, которая бы прошла через смешанную фазу, где адроны и «очаги» плазмы сосуществуют. Доказательство существования этой фазы имеет чрезвычайно важное значение для понимания эволюции Вселенной, идентификации кварк-глюонной плазмы, изучения фаз ядерной материи и т. д.

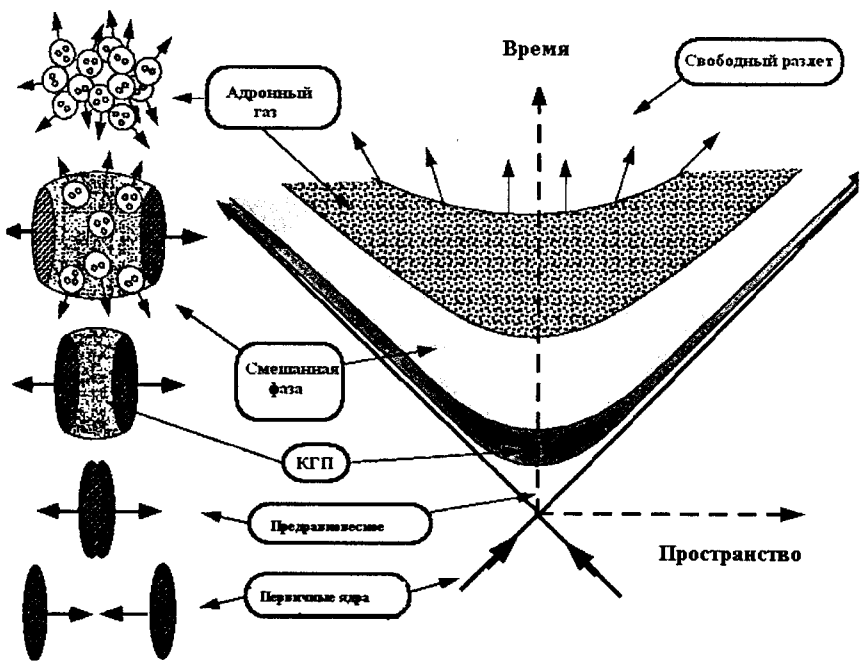

Рис. 1. Пространственно-временная эволюция ядерного столкновения при высоких энергиях

2.1. Нейтронные звезды и смешанная фаза материи

На рис. 2 дана схематическая картина структуры нейтронной звезды. Известно, что после гравитационного коллапса массивной звезды происходит образование нейтронной звезды с фактически нулевой температурой в течение нескольких секунд после делептонизации. Правильность теоретического определения свойств звезды зависит от соответствующего уравнения состояния, которое описывает ее оболочку и внутреннюю область. Считается, что оболочка нейтронной звезды, где плотность мала, может быть описана уравнением состояния адронной материи. Уравнение же состояния ее внутренней области, где плотность в 5—10 раз больше, чем обычная плотность ядерной материи, остается неизвестным. Возможно, что пространство нейтронной звезды между оболочкой и внутренней областью заполнено материей, находящейся в смешанной фазе.

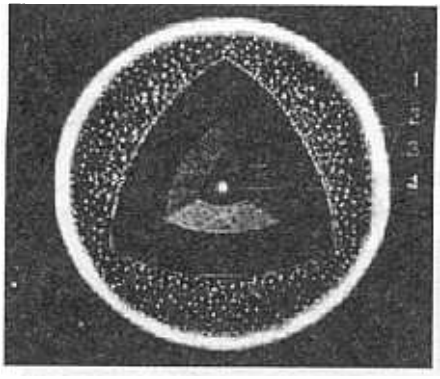

Рис. 2. Строение нейтронной звезды: 1 — твердая кора; 2 — плотная плазменная оболочка; 3 — сверхтекучая и сверхпроводящая жидкость; 4 — ядро (*масштаб не выдержан*)

Также известно, что нейтронная звезда имеет массу приблизительно равную 1,4 массы Солнца и радиус приблизительно равный 15 км. Коллапсировавшая звезда настолько плотна, что электроны и протоны в ней не могут существовать отдельно и объединяются в нейтроны. Ее наружные слои представляют собой твердую кору, окруженную средой высокоэнергетических электронов и возбужденных атомов. Максимальная масса и радиус нейтронной звезды в значительной степени зависят от состава центральной коры. Гипероны как странные члены барионного октета, вероятно, будут существовать в коре столь высокой плотности. Присутствие гиперонов, так же, как и возможного K-конденсата, влияет на значение максимальной массы звезды. Нейтронные звезды — составные звездные объ-

екты, хотя состав их внутренней коры является в значительной степени неизвестным. Предполагается, что она состоит из плотной нейтронной жидкости, включающей протоны, электроны, мю-мезоны, гипероны и кварки. Поэтому обнаружение и исследование смешанной фазы материи в лабораторных условиях сможет дать ценную информацию для астрофизики.

Отметим, что уравнение состояния смешанной материи адронов и кварков было рассмотрено в работе [9], где использовалась модель мезон-кварковых соединений (*QMC*) [10], включающая гипероны для описания адронов. В модели *QMC* барионы описываются как системы непересекающихся *MIT* мешков, которые взаимодействуют посредством эффективных скалярных и векторных полей, аналогично модели *Walecka* (*QHD*) [11].

2.2. Деконфайнмент и смешанная фаза материи

Идентификация деконфайнмента — образования кварк-глюонной плазмы в столкновениях тяжелых ионов — оказывается задачей исключительной сложности прежде всего потому, что это состояние материи является промежуточным и существует недолго. Будучи цветными объектами, отдельные кварки и глюоны не попадают в детекторы непосредственно как результат столкновений, они обязательно должны быть скомбинированы в адроны. Результатом любого столкновения в конечном итоге является система адронов, независимо от того, образуется ли кварк-глюонная плазма или нет. Поэтому доказательство ее существования в любом случае будет не прямым, а опирающимся на измерения величин, в которых сохраняется память об исходном кварк-глюонном состоянии, если оно образовывалось.

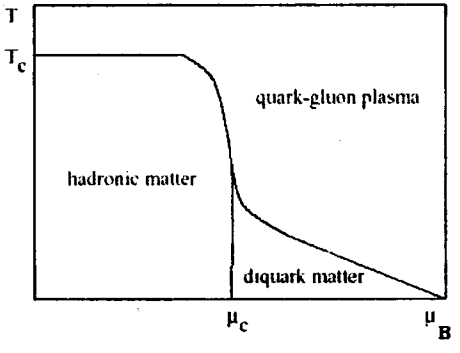

Рис. 3. Фазовая диаграмма сильновзаимодействующей материи

Выше уже говорилось о том, что смешанная фаза сопутствует деконфайнменту, но она может и предшествовать процессу образования кварк-глюонной плазмы, например, через механизм перколяции нуклонов. Сегодня достаточно правдоподобным представляется перколяционный сценарий, по крайней мере, в окрестности трикритической точки на фазовой диаграмме сильновзаимодействующей материи в μ_B—T-плоскости (рис. 3), где μ_B — барионный химический потенциал. В частности, в работе [12] обсуждался сценарий, в котором перколяционный кластер имеет размеры, намного превышающие размеры известных адронов, и конфайнмент в его пределах имеет место. Таким образом, деконфайнмент там понимается как образование большого перколяционного кластера [13—15]. Перколяционный кластер может состоять из цветных и бесцветных объектов, поэтому он может быть рассмотрен в качестве смешанной фазы материи. Экспериментальное обнаружение перколяционного кластера — смешанной фазы — позволило бы зафиксировать начало деконфайнмента, что безусловно важно для идентификации кварк-глюонной плазмы.

3. Экспериментальный и теоретический поиск смешанной фазы

Перед тем как перейти к обсуждению вопросов, связанных с экспериментальным и теоретическим поиском смешанного состояния, определим, что понимать под таким объектом. Как уже отмечалось, смешанная фаза — это такое состояние материи, в котором адроны, кварки и глюоны сосуществуют одновременно при температурах по обе стороны критической. Здесь сразу необходимо отметить, что в настоящее время рассматривается возможность существования фазовых переходов в ядерном веществе при низких температурах (10—20 МэВ). Одной из таких возможностей является широко обсуждаемый фазовый переход жидкость—газ при низких и средних энергиях (см. [16] и приведенные там ссылки). Процессы ядерной мультифрагментации используются для получения информации об этой фазе, так как они имеют сходные уравнения состояния. Интересно отметить, что в недавней работе [17] модель перколяции использовалась и для интерпретации данных по мультифрагментации ядер золота во взаимодействиях с протонами с импульса-

ми 10,2 ГэВ/c. В отличие же от фазового перехода жидкость—газ мы рассматриваем новый вид состояния ядерной материи — смешанную фазу, которая проявляется при температурах значительно больших 20 МэВ и может существовать при температурах выше 200 МэВ, а плотность материи в этой фазе $\rho > 2$—$2{,}5\rho^0$ (ρ^0 — нормальная ядерная плотность).

3.1. Экспериментальные результаты по центральным столкновениям

Изучение поведения характеристик адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействий как функции центральности столкновений является весьма важным экспериментальным способом получения информации о состоянии ядерного вещества. Предполагается, что с увеличением центральности столкновений (то есть с уменьшением прицельного параметра b) барионная плотность ядерного вещества, участвующего во взаимодействии, также увеличивается. Центральные адрон-ядерные и ядро-ядерные взаимодействия считаются оптимальными для достижения условий формирования фазы кварк-глюонной плазмы сильновзаимодействующей материи в лабораторных условиях. Ожидается, что в поведении их характеристик могут появляться структуры (смена режима), которые могут интерпретироваться как сигналы фазового перехода материи. Результаты, полученные в этих экспериментах, демонстрируют определенно, что существуют изменения режима в поведении ряда характеристик событий как функции центральности столкновений.

Рассмотрим некоторые из них[1].

---

[1] Необходимо отметить, что в разных работах брались разные характеристики для определения прицельного параметра. Так, для этой цели использовалось число протонов (N_p), фрагментов (N_F), медленных частиц (N_{slow}), h и g частиц (N_h и N_g соответственно в экспериментах с ядерными фотоэмульсиями), рожденных в событии. Потоки энергии частиц при углах испускания 0° и 90° также использовались для определения значений b и, соответственно, центральности соударения. Поэтому является непростой задачей количественное сравнение результатов экспериментов по центральным взаимодействиям, приводимых в различных работах.

3.2. Экспериментальные результаты по адрон-ядерным реакциям

Число π-12C-событий, образованных при импульсе 40 ГэВ/c, как функция числа протонов с импульсами меньше 1,0 ГэВ/c, испущенных в этих событиях, показано на рис. 4 [18]. Наблюдается смена режима в этой зависимости при значениях $N_p \sim 3$—4. Это значение N_p использовалось авторами для выбора событий с полным развалом ядер.

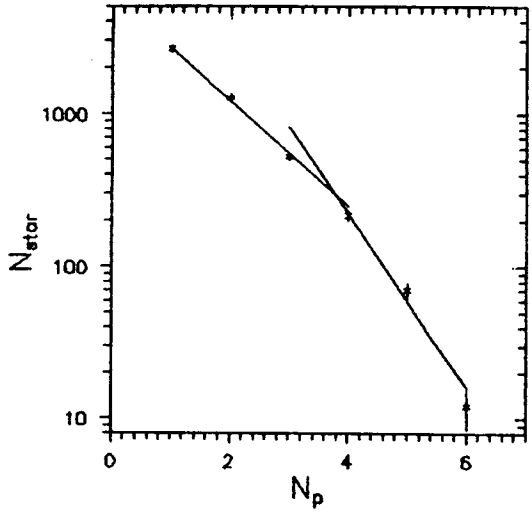

Рис. 4. Зависимость числа событий от количества протонов N_p, испущенных в π-12C-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/c

В работе [19] представлены результаты эксперимента *BNL E910* по рождению и остановке пионов в протон-Be-, Cu- и Au-столкновениях как функции центральности при импульсе пучка 18 ГэВ/c. Центральность определялась с помощью измеренного числа «серых» треков N_{grey} и получаемой из N_{grey} величины ν (число неупругих нуклон-нуклонных столкновений снаряда в течение взаимодействия). На рис. 5 нанесены средние значения множественности π^--мезонов (<π^--*Multiplicity*>) как функция N_{grey} и ν для трех различных мишеней. Мы видим, что <π^--*Multiplicity*> увеличивается приблизительно прямо пропорционально с ростом N_{grey} и ν для всех трех мишеней при малых значениях N_{grey} или ν. Значения <π^--*Multiplicity*> насыщаются с увеличением N_{grey} и ν в области более высоких значений N_{grey} и ν. На рисунке также показаны сплошной линией результаты, полученные на основе модели задетых нуклонов (*WN*), и пунктирной линией дано наилучшее описание *WN*-модели.

Отсюда видно, что результаты определенно демонстрируют изменения режима в поведении этих распределений.

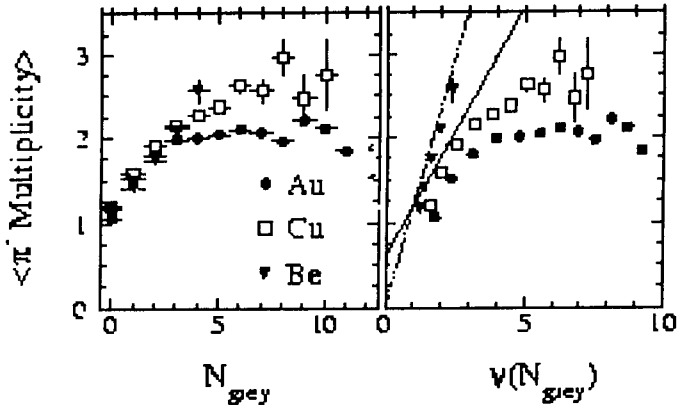

Рис. 5. Средние значения множественности π^--мезонов ($<\pi^-$-*Multiplicity*>) как функция N_{grey} и ν для трех различных мишеней; сплошная линия — результаты, выполненные на основе модели задетых нуклонов (*WN*); пунктирной линией дается наилучшее описание *WN*-модели

Сотрудничеством *BNL E910* измерен выход Λ-гиперонов как функция центральности столкновений для (p – Au)-реакций при импульсе 17,5 ГэВ/c [20], где центральность определялась просто как ν. Выход Λ-гиперонов как функция ν показан на рис. 6. Здесь светлые символы — расчетные интегральные значения выходов, а черные символы — экспериментально измеренные выходы. Разные кривые соответствуют различным функциональным масштабам. Мы видим увеличение выхода Λ-гиперонов как функции ν в области значений $\nu < 3$ и насыщение при дальнейшем увеличении ν.

Подобные результаты были также получены Сотрудничеством *BNL E910* и для множественности K^+-, K^0_s-мезонов и Ξ^--гиперонов в (p + Au)-реакциях при импульсе 17,5 ГэВ/c.

3.3. Экспериментальные результаты по ядро-ядерным столкновениям

На рис. 7 показаны зависимости числа событий в столкновениях легких ядер. Использованы данные по dC-, ^{4}HeC- и ^{12}CC-взаимодействиям при импульсе 4,2A ГэВ/c [21]. Центральность была определена как число протонов, испущенных в событии. Из рисунка видно, что имеет место смена режима в поведении этих спектров.

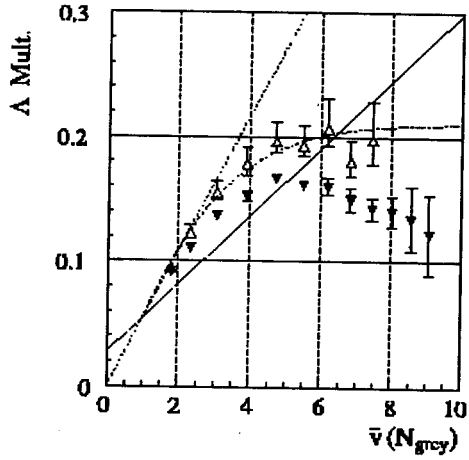

Рис. 6. Выход Λ-гиперонов как функция ν. Светлые символы — расчетные интегральные значения выходов, а черные символы — экспериментально измеренные выходы. Разные кривые соответствуют различным функциональным масштабам

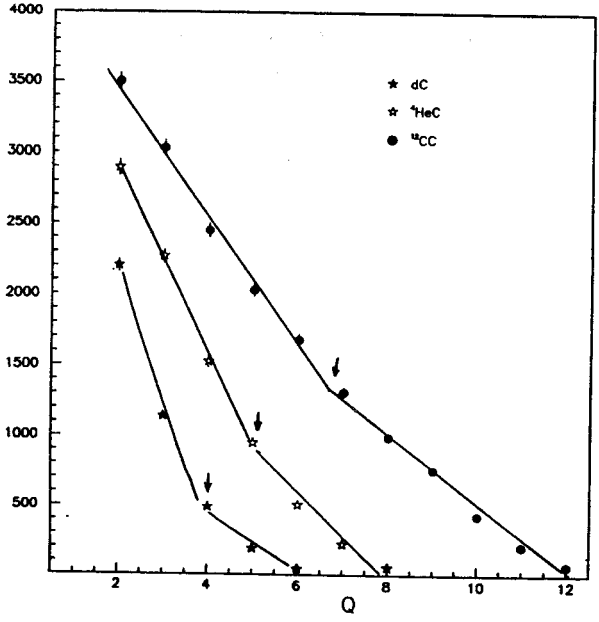

Рис. 7. Зависимости числа событий в dC-, ^{4}HeC- и ^{12}CC-взаимодействиях при импульсе 4,2A ГэВ/*c*

В работе [22] приводятся экспериментальные результаты по распределению частиц по множественности, измеренных в столкновениях силикон—эмульсия при импульсе 4,5А ГэВ/*c*. Получены данные о корреляциях между множественностями разных фрагментов мишени, замечено насыщение для 'черных' фрагментов мишени. Этот результат приведен на рис. 8, где представлена зависимость $\langle N_b \rangle$ от N_g (черные круги) для столкновений силикон—эмульсия при импульсе 4,5А ГэВ/*c*. Здесь также представлены соответствующие результаты для столкновений кислород—эмульсия при энергии 3,7А ГэВ (светлые круги) и 200А ГэВ (светлые квадраты). Из рисунка видно, что значения $\langle N_b \rangle$ растут с увеличением N_g в области $N_g < 8$, и наступает насыщение в области $N_g > 8$. Эффект насыщения ранее наблюдался в столкновениях протона с ядрами эмульсии при высоких энергиях [23]. Он также имел место в столкновениях ядер кислорода с ядрами эмульсии при энергиях ускорителей Дубны и *CERN* [24].

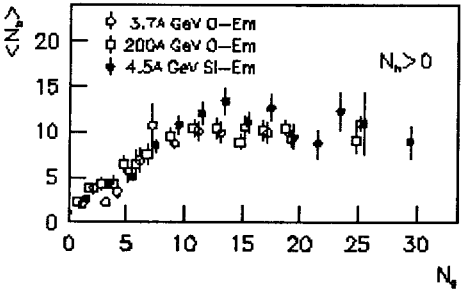

Рис. 8. Зависимость $\langle N_b \rangle$ от N_g (черные круги) для столкновений силикон—эмульсия при импульсе 4,5А ГэВ/*c*; также представлены соответствующие результаты для столкновений кислород—эмульсия при 3,7А ГэВ (светлые круги) и 200А ГэВ (светлые квадраты)

Изучение процессов рождения димюонов во взаимодействиях протонов и серы с ядрами вольфрама при импульсе 200 ГэВ/*c*/нукл. было проведено с использованием димюонного спектрометра *HELIOS*/3 в *CERN SPS* [25]. Было сделано прямое экспериментальное сравнение между результатами рождения через отношение $\mu\mu$/заряженные частицы в S—W- и *p*—W-столкновениях и выявлен избыток в рождении $\mu\mu$ пар по отношению к рождению заряженных частиц в S—W-взаимодействиях по сравнению с *p*—W-взаимодействиями как функция поперечной массы. Избыток $\mu\mu$ пар определялся как разность между спектрами в S—W- и в *p*—W-взаимодействиях. Обратное значение параметра наклона спектра поперечных масс избытка в зависимости от множественности заряженных частиц показано на рис. 9. Мы можем также видеть смену режима в поведении этого распределения.

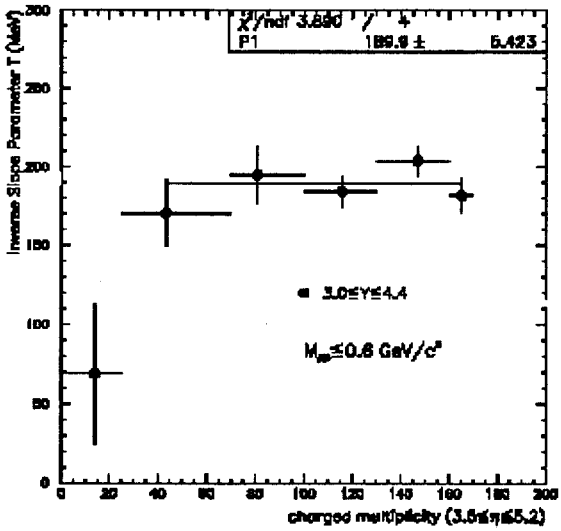

Рис. 9. Значение параметра наклона распределения поперечной массы избытка в зависимости от множественности заряженных частиц

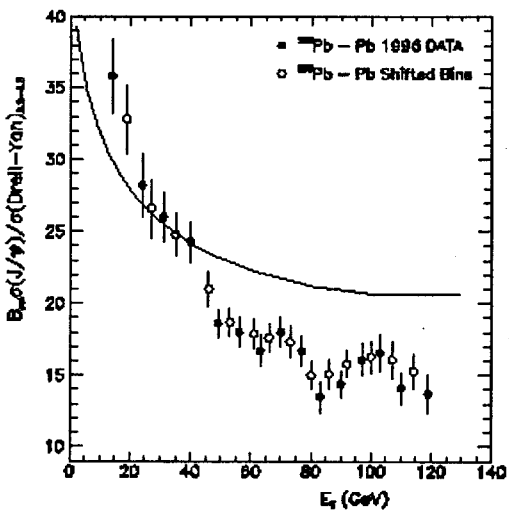

Рис. 10. Отношение сечений рождения J/ψ к дрелл-яновскому сечению как функция центральности в Pb—Pb-взаимодействиях при энергии 158 ГэВ/нукл. Результаты для легких ядер даны сплошной линией

Отношение сечений рождения J/ψ к дрелл-яновскому сечению было измерено в *CERN NA50* как функция центральности в Pb—Pb-взаимодействиях при энергии 158 ГэВ/нукл. [26]. Поведение этого отношения как функция центральности показано на рис. 10, где в качестве центральности был использован поперечный поток энергии E_T. Результаты для легких ядер также продемонстрированы на этом рисунке сплошной линией. Изменение режима в поведении распределения для Pb—Pb-столкновений наблюдается при значениях $E_T \cong 40$—50 ГэВ.

В работе [27] мюонные пары, рожденные в Pb—Pb-взаимодействиях при импульсе 158 ГэВ/*c*/нукл., использованы для изучения поведения спектров поперечных импульсов J/Ψ, Ψ' и димюонов и подробно исследованы зависимости этих распределений от центральности взаимодействия. Значения $\langle p_T \rangle$ для J/Ψ-частиц как функции E_T показаны на рис. 11. Из рисунка видно, что для J/Ψ значения $\langle p_T \rangle$ сначала увеличиваются с ростом E_T, и имеется тенденция к постоянству при дальнейшем росте центральности. Для мюонных пар также были получены спектры поперечных масс для сравнения с предсказаниями термальной модели. Обратная величина наклона этого спектра T для J/Ψ-частиц как функция E_T показана на рис. 12. Из рисунка видно, что, так же как и для $\langle p_T \rangle$, с ростом E_T сначала значения T увеличиваются, а при дальнейшем росте E_T значения T остаются почти неизменными.

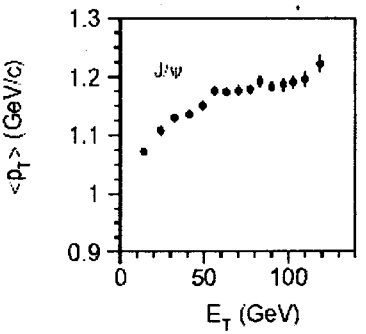

Рис. 11. Значения $\langle p_T \rangle$ для J/Ψ-частиц как функция E_T

Таким образом, основным результатом экспериментов по центральным столкновениям адронов и ядер с ядрами является существование смены режима в поведении ряда характеристик этих событий как функции центральности. Эта закономерность наблюдается как для легких, так и для тяжелых ядер; для мезонов, нуклонов, фрагментов (F), странных частиц (S) и даже для J/Ψ-частиц; она имеет место и при малых температурах и плотностях. Последнее обстоятельство указывает на то, что эта закономерность, естественно, не может быть рассмотрена как сигнал образования фазы кварк-

глюонной плазмы сильновзаимодействующей материи, которая предсказывается КХД, а скорее всего свидетельствует в пользу возникновения новой фазы материи (смешанной фазы) при температурах меньших 200 МэВ и барионной плотности $\rho > 2—2{,}5\rho^0$.

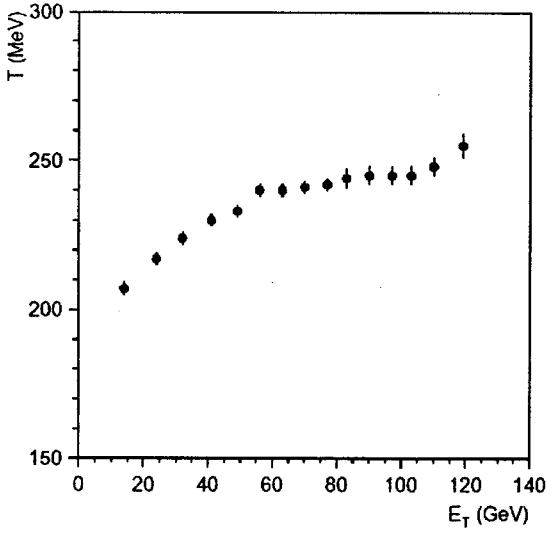

Рис. 12. Значения величины T для J/Ψ-частиц как функция E_T

3.4. Основной результат

Смена режима проявляется при определенном значении центральности Q и имеет критический характер. Мы видели, что эта закономерность — смена режима — наблюдается также и для ядерных систем с небольшими плотностями, когда условия применимости статистической теории фактически отсутствуют. Поэтому перколяционная теория может быть здесь единственным инструментом для описания наблюдаемой закономерности. Соответствующие механизмы могут привести к формированию перколяционного кластера. Как уже отмечалось, перколяционный кластер может иметь размеры, заметно превышающие размеры адрона, в пределах которых кварки могут свободно перемещаться; таким образом, возникает связь деконфайнмента с перколяционным кластером. Перколяционный кластер может быть цветным объектом, поэтому можно полагать, что наблюдаемая закономерность связана с возникновением смешанной фазы, включающей цветные и бесцветные объекты.

4. Эффекты, сопровождающие смешанную фазу

Возможно, что смена режима, о которой говорилось выше, может быть объяснена и в рамках других подходов без привлечения смешанной фазы. С другой стороны, очевидно, что смешанная фаза, как и фаза кварк-глюонной плазмы, не может быть полностью идентифицирована в эксперименте по той причине, что состояния, включающие цветные объекты, являются промежуточными и существуют недолго. Поэтому доказательство существования смешанной фазы, так же как и КГП, требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Поиск эффектов, которые могли бы быть непосредственно измерены в эксперименте и сопровождают образование смешанной фазы, является весьма сложной задачей.

Прежде всего, таким эффектом может быть, как уже отмечалось, формирование перколяционного кластера.

Другим эффектом сопровождения мог бы быть эффект увеличения ядерной прозрачности. Он может возникнуть как следствие того, что при возникновении смешанной фазы барионная проводимость ядерной среды резко увеличивается и среда может приобрести свойства барионного сверхпроводника [12]. Эффект увеличения ядерной прозрачности может экспериментально проявляться как критическое изменение угловых корреляций в рождении частиц.

Интуитивно кажется, что перечисленные выше эффекты могут быть эффектами сопровождения, если только они проявляются критически и одновременно.

Таким образом, дальнейшее подтверждение возникновения смешанной фазы может быть экспериментальным в результате исследования эффектов формирования перколяционного кластера и увеличения прозрачности ядерного вещества в зависимости от центральности столкновений.

5. Сигналы смешанной фазы

В ряде теоретических и экспериментальных работ процессы ядерной фрагментации [28] и центральных столкновений [29] рассматриваются как критические явления, а перколяционное приближение используется для их объяснения. Можно предполагать, что перколяционный кластер начинает формироваться при некоторых

критических значениях центральности Q и разваливается на фрагменты и свободные нуклоны при ее дальнейшем увеличении. Тогда, если возник перколяционный кластер, а затем распался на фрагменты, то влияние фрагментов на поведение характеристик события в зависимости от Q будет также иметь критический характер, то есть могло бы привести к дополнительному изменению режима поведения различных характеристик события как функции Q и числа фрагментов.

Чтобы проверить эту идею, в работе [30] было изучено поведение числа событий в зависимости от Q для 20407 взаимодействий ^{12}CC при импульсе 4,2 ГэВ/*c* [21]. Значения Q определялись двумя разными способами: в первом способе в качестве Q бралось число всех протонов, испущенных в событии, а во втором — число всех протонов и фрагментов, испущенных в событии. Экспериментальные данные сравнивались с данными теоретической модели кварк-глюонной струны (*QGSM*) без учета ядерных фрагментов [31]. Заметим, что поведение числа событий как функции Q должно быть одинаковым для обоих способов, если нет образования промежуточного перколяционного кластера, и должно отличаться, если такой кластер образовывался и был источником фрагментов. Распределения числа событий как функция Q показаны на рис. 13 *a*, *b*. Светлые звездочки соответствуют первому способу определения Q, темные звездочки — второму. Из рисунка видно, что для II способа форма распределения резко отличается от I способа тем, что она имеет двухступенчатую структуру (темные звездочки на рис. 13 *a*). Зависимости числа событий от Q, полученные из модели *QGSM*, показаны на рис. 13 *b*. Светлые звездочки соответствуют событиям, когда стриппинговые протоны не были включены в определения Q, а черные звездочки — событиям, когда они были включены. В такой постановке стриппинговые протоны могут рассматриваться как фрагменты мишени без образования перколяционного кластера. Из рисунка видно, что форма распределения отличается от формы экспериментального распределения на рис. 13 *a* и нет двухступенчатой структуры. Поэтому мы можем надеяться, что это отличие связано с влиянием ядерной фрагментации. Этот результат демонстрирует, что влияние процессов ядерной фрагментации на поведение числа событий в зависимости Q имеет критический характер, что могло бы быть связанным с формированием перколяционного кластера. Возможно, что с увеличением Q вероятность формирования кластера растет, но при дальнейшем росте Q (в

области больших его значений) ведет к разрушению кластера на ядерные фрагменты, а затем на свободные нуклоны. Это могло бы объяснить причину наблюдения двухступенчатой структуры в экспериментальных распределениях. Экспериментальные результаты [32], полученные при изучении процессов рождения мультифрагментов в ядро-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях, поддерживают такую интерпретацию. В этих работах получен результат о том, что выход мультифрагментов максимален в области полуцентральных столкновений.

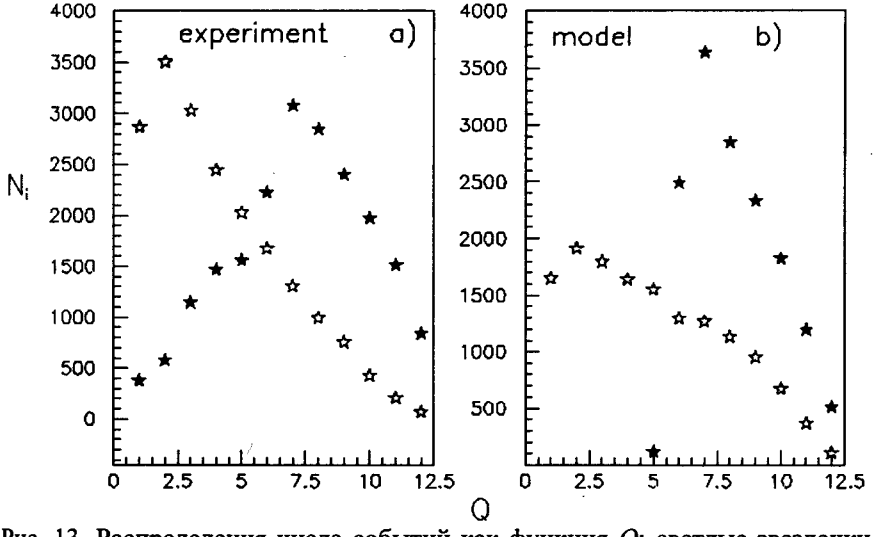

Рис. 13. Распределения числа событий как функция Q; светлые звездочки соответствуют первому способу определения Q, темные звездочки — второму; рис. *a* — эксперимент, *b* — модель

Существование перколяционного кластера могло бы также объяснять и давние экспериментальные результаты по угловым распределениям протонов, испущенных в π^{-12}C-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/*c* [33]. В этих экспериментах угловые распределения протонов (с импульсами меньше 1,0 ГэВ/*c*) изучались в событиях с полным развалом ядер (т. е. в центральных столкновениях). Это распределение показано на рис. 14, откуда видно, что оно имеет аномальный пик. Результаты по угловым распределениям протонов, испущенных в π^{-12}C-взаимодействиях при импульсе 5 ГэВ/*c* [34], подтвердили существование аномального пика.

Кажется, что этот пик мог бы быть связан с формированием и распадом перколяционного кластера, так как продукты его распада являются малоэнергетичными протонами и фрагментами, и максимум их углового распределения должен быть сдвинут в область больших углов в лабораторной системе координат, что и проявляется в виде пика в угловых распределениях всех протонов.

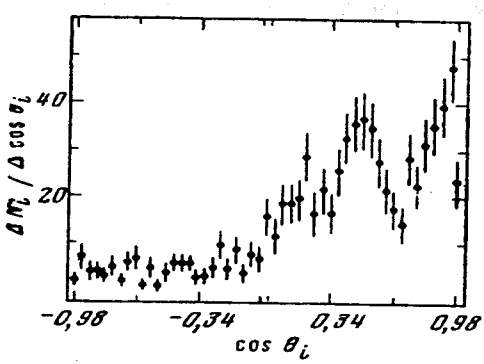

Рис. 14. Угловые распределения протонов с импульсами меньше 1,0 ГэВ/*c*, испущенных в π^{-12}C-взаимодействиях при импульсе 40 ГэВ/*c*

Идея формирования мезонного конденсата в плотной ядерной среде была высказана много лет назад [35]. Однако до сих пор нет прямых экспериментальных результатов, однозначно ее подтверждающих. При анализе данных, полученных Сотрудничеством *TAPS* [36], мы обнаружили, что некоторые из них могут быть интересными с точки зрения получения экспериментального сигнала о мезонном конденсате. В работах этого Сотрудничества температура медленных π^0-мезонов определялась как обратное значение наклона инвариантных спектров поперечных масс (m_t), которые показаны на рис. 15—16. Для столкновений (Au + Au) найдены две температуры ~50 и 70 МэВ. Поведения этих спектров при малых значениях m_t интересны тем, что наблюдается отклонение от экспоненциального закона (на рис. 15). Для температуры π^0-мезонов из этой области для m_t найдено значение ~50 МэВ. Это отклонение могло бы свидетельствовать в пользу существования мезонного конденсата. В работе [37] примерно такая же температура была получена для мезонного конденсата, образованного во взаимодействиях ядер с ядрами. Однако более интересным является результат о том, что это отклонение зависит от центральности (рис. 16), что может быть рассмотрено как сигнал формирования смешанной фазы (сигнал II).

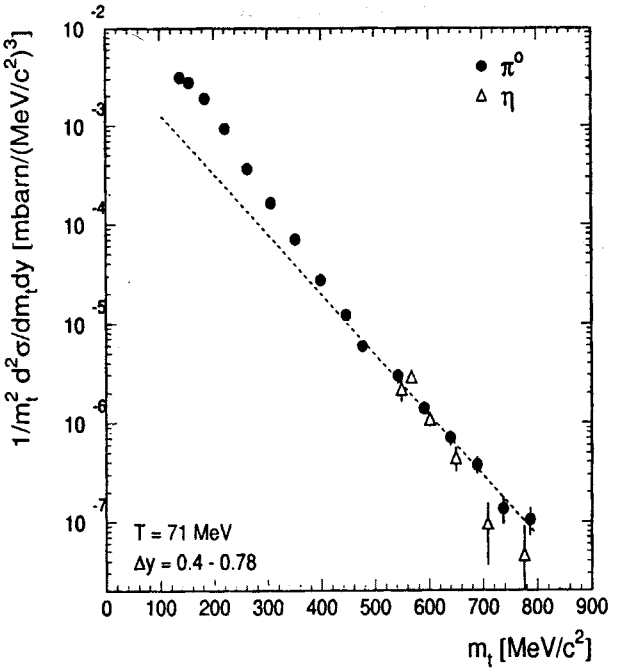

Рис. 15. Спектры поперечных масс π^0- и η-мезонов для (Au + Au)-взаимодействий при энергии 0,8А ГэВ

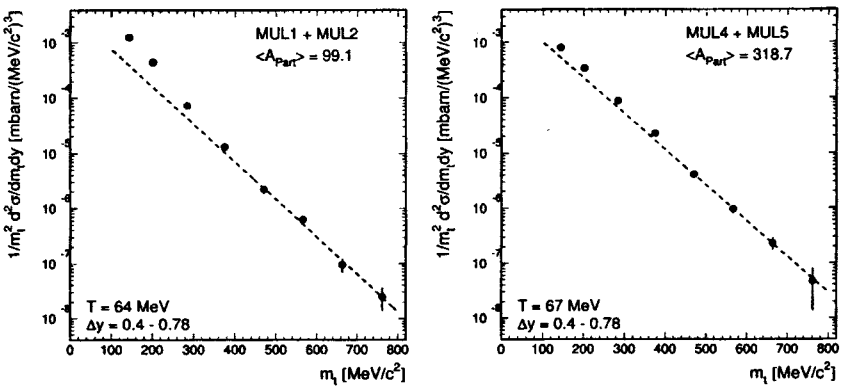

Рис. 16. Спектры поперечных масс π^0- и η-мезонов для (Au + Au)-взаимодействий при энергии 0,8А ГэВ (*левая — нецентральные столкновения, правая — центральные столкновения*)

6. Предложение для экспериментов

Таким образом, одновременное появление этих сигналов при определенном значении центральности соударений могло бы свидетельствовать о формировании смешанной фазы во взаимодействиях адронов и ядер высоких энергий с ядрами.

Исследование соответствующих процессов как теоретически, так и экспериментально могло бы быть важной частью будущих и существующих научных программ, направленных на выявление основных свойств сильновзаимодействующей материи в экстремальных условиях (при высоких температурах и плотностях).

Очевидно, что для разных экспериментальных установок необходимы разные программы исследований, учитывающие их особенности и решаемые задачи.

Здесь мы хотим обсудить предложение для выявления сигналов, которое на наш взгляд имеет достаточно общий характер и может быть при необходимости конкретизировано для заданного эксперимента.

Рассмотрим реакцию:

$$h(A_1) + A_2 \to n_1 p + n_2(\pi^+ + \pi^-, \pi^0) + n_3 S + n_4 F + X_1, \qquad (1)$$

здесь адрон h и ядро A_1 — снаряды, ядро A_2 — мишень, $n_1 \geq 1$ — число протонов, $n_2 \geq 1$ — число π^0- или пары $(\pi^+ + \pi^-)$-мезонов, $n_3 \geq 0$ — число странных частиц S, $n_4 \geq 0$ — число фрагментов F и X_1 — остальные частицы. В реакции (1) мы предлагаем:

— изучать угловые распределения протонов;

— исследовать инвариантные спектры π^0- или пары $(\pi^+ + \pi^-)$-мезонов как функции поперечной массы m_t;

— изучать выходы частиц под разными углами излучения как функции n_3, n_4 и центральности Q.

Мы ожидаем появление структур при некоторых критических значениях n_3^c, n_4^c и Q^c, которые связаны с параметрами критического поведения сильновзаимодействующей материи, полученными из вычислений в рамках решеточной КХД и моделей вакуума КХД.

Мы считаем, что анализ реакций (1) должен быть проведен как в адрон-ядерных (hA), так и ядро-ядерных (AA) взаимодействиях. Это связано с тем, что, несмотря на то, что в AA-взаимодействиях вероятность формирования смешанной фазы выше по сравнению с hA-взаимодействиями, сигнал о ее возникновении может оказаться

слабее, поскольку в этом случае число вторичных взаимодействий больше, чем в *hA*-взаимодействиях, что может привести к разрушению смешанной фазы на ранних стадиях ее формирования.

Поиски смешанных фаз могут быть проведены в рамках экспериментов на *LHC*, *RHIC*, а также на создаваемом ускорительном комплексе *GSI*.

Библиографический список

1. *Shuryak E., Zahed I.*, hep-ph/0307267, 2003; *Brown G., Lee C.H., Rho M., Shuryak E.*, hep-ph/0312175, 2003; hep-ph/0402068, 2004.
2. *Karsch F. et al.*, Nucl. Phys. Proc. Suppl., 2002, 106, p. 513.
3. *Asakawa M., Hatsuda T.*, hep-lat/0308034, 2003; *Karsch F.*, Nucl. Phys. B, 2003, 715, p. 701.
4. *Molodtsov S., Zinoovjev G.*, E-print: hep-ph/0308113.
5. *Manjavidze J., Sissakian A.*, Phys. Rep., 2001, 346, p. 1; *Сисакян А.Н.* Успехи физических наук. 2003. Т. 173. № 3. С. 328—332.
6. *Hagedorn R.*, Suppl. Nuovo. Cimento 3 1965, 3, p. 147.
7. *Боголюбов П.Н.*, Ann. De I' Inst. Henri Poincare, 1968, Sect. A, vol. 8, № 2, p. 163—190; *J. Kapusta*, Phys. Rev., 1981, D 23, p. 2444.
8. *Bjorken J.D.*, Phys. Rev., 1983, D 27, p. 140.
9. *Panda P.K. et al.*, nucl-th/0310075, 2003.
10. *Guichon P.A.M.*, Phys. Lett., 1988, B 200, p. 235; *Saito K. and Thomas A.W.*, Phys. Lett. B, 1994, 327, p. 9; 1994, 335, p. 17; 1995, 363, 157; Phys. Rev. C, 1995, 52, p. 2789; *Guichon P.A.M., Saito K., Rodionov E., and Thomas A.W.*, Nucl., Phys. A, 1996, 601, p. 349; *Saito K., Tsushima K., and Thomas A.W.*, Nucl. Phys. A, 1996, 609, p. 339; Phys. Rev. C, 1997, 55, p. 2637; Phys. Lett. B, 1997, 406, p. 287.
11. *Walecka J.D.*, Ann. Phys., 1974, 83, p. 491; *Serot B.D. and Walecka J.D.*, Adv. Nucl. Phys., 1986, 16, p. 1.
12. *Satz H.*, hep-ph/0007069, 2000.
13. *Satz H.*, Nucl. Phys. A, 1998, 642, p. 130.
14. *Baym G.*, Physica A, 1979, 96, p. 131.
15. *Celik T., Karsch F. and Satz H.*, Phys. Lett. B, 1980, 97, p. 128.
16. *Karnaukhov V.A. et al.*, Phys. Rev. C, 2003, 367, p. 011601.
17. *Kleine Berkenbusch M. et al.*, Phys. Rev. Lett., 2002, 88, p. 022701.
18. *Абдинов О.Б. и др.* Краткие сообщения ОИЯИ, 1996, № 1 [75]-96. С. 51.
19. *Chemakin I. et al.*, The BNL E910 Collaboration, 1999, E-print: nucl-ex/9902009.
20. *Soltz R.*, For the E910 Collaboration, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 2001, 27, p. 319—326.

21. *Агабабян Н. и др.* 1979. Препр. ОИЯИ 1-12114, Дубна; *Ангелов Н.С. и др.* 1989. Препр. ОИЯИ 1-12424, Дубна; *Бондаренко А.И. и др.* 1998. Сообщ. ОИЯИ, Р1-98-292, Дубна; *Suleimanov M.K. et al.*, Phys. Rev. C, 1998, 58, p. 351.
22. *Liu Fu-Hu et al.*, Phys. Rev. C, 2003, 67, p. 047603.
23. *Abduzhamilov A. et al.*, Z. Phys. C, 1988, 40, p. 223.
24. *Liu F.H., Chin*, J. Phys. (Taipei), 2002, 40, p. 159.
25. *Angelis A.L.S. et al.*, The HELIOS/3 Collaboration, Eur. Phys. J. C, 2000, 13, p. 433—452.
26. *Abreu M.C. et al.*, Phys. Let. B 1999, 450, p. 456; *Abreu M.C. et al.*, Phys. Let. B, 1997, 410, p. 337; *Abreu M.C. et al.*, Phys. Let. B, 1997, 410, p. 327.
27. *Abreu M.C. et al.*, By NA50 Collaboration, Phys. Let. B, 2001, 499, p. 85—96.
28. *Desbois J.*, Nucl. Phys. A, 1987, 466, p. 724; *Nemeth J. et al.*, Z. Phys. A, 1986, 325, p. 347; *Leray S. et al.*, Nucl. Phys. A, 1990, 511, p. 414; *Santiago A.J. and Chung K.C.*, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys., 1990, 16, p. 1483; *Musulmanbekov G., Al-Haidary A.*, Russian J. Nuc. Phys., 2003, 66, p. 1.
29. *Campi X., Desbois J.*, Proc. 23 Int. Winter Meeting on Nucl. Phys., 1985, Bormio; *Bauer W. et al.*, Nucl. Phys., 1986, 452, p. 699; *Ботвина А.С., Ланин Л.В.* 1992. ЯФ. 55. С. 381.
30. *Suleymanov M.K. et al.*, Proceedings of the Conference: Bologna 2000, 2000, Bologna, Italy, p. 375.
31. *Амелин Н.С., Бравина Л.В.* ЯФ. 1990. 51. С. 211; *Они же. Там же.* 50. С. 272.
32. *Resisdorf W.*, Dynamics of multufragmentation in Heavy Ion Collisions, 2000, E-print: nucl-ex/0004008.
33. *Аношин А.И. и др.* ЯФ. 1988. 33. С. 164.
34. *Абдинов О.Б. и др.* 1980. Препр. ОИЯИ, 1-80-859, Дубна.
35. *Мигдал А.В.* 1971. ЖЭТФ. 61. С. 2210; 1972. ЖЕТФ. 34. С. 1184; ЖЭТФ. 1972. 63. С. 1933; ЖЭТФ. 1973. 36. С. 1052; *Sawyer R.F.*, Phys. Rev. Lett., 1972, 29, p. 382; *Scalapino D.J.*, Phys. Rev. Lett., 1972, 386; *Sawyer R.F. and Scalapino D.J.*, Phys. Rev. D, 1972, 7, p. 953.
36. *Averbeck R. et al.*, Z. Phys. A, 1997, 359, p. 65—73; *A. Marin et al.*, Phys. Lett. B, 1977, 409, p. 77—82; *Wolf A.R. et al.*, Phys. Rev. Lett., 1998, 80, p. 5281; *Wolf A.R.*, geb. Gabler: Doktorarbeit, Gieben 1997.
37. *Takatsuka T. and Tamagaki R.*, Progress of Theoretical Physics, 1987, vol. 77, No 2, p. 362—375.