

КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА – НОВОЕ СОСТОЯНИЕ ВЕЩЕСТВА

В. А. САЛЕЕВ

Самарский государственный университет

QUARK GLUON PLASMA IS A NEW STATE OF MATTER

V. A. SALEEV

The main properties of a quark gluon plasma (ideal gas of quarks and gluons) are described. The possible experimental signals of the phase transition from hadron gas to quark gluon plasma in heavy ion collisions are discussed.

Описаны основные свойства идеального газа кварков и глюонов – кварк-глюонной плазмы. Рассматривается возможность экспериментального наблюдения различных сигналов о фазовом переходе адронный газ – кварк-глюонная плазма в столкновениях тяжелых релятивистских ионов.

www.issep.rssi.ru

ВВЕДЕНИЕ

Любое вещество (за некоторым исключением) может находиться в трех агрегатных состояниях: твердом, жидком и газообразном. Четвертым агрегатным состоянием вещества называют плазму – частично или полностью ионизированный газ. Получить плазму можно увеличивая температуру (термическая ионизация) или облучая вещество электромагнитными волнами (фотоионизация) и заряженными частицами. Итак, классическая, или электромагнитная (по типу взаимодействия между частицами), плазма получается, когда молекулы распадаются на составляющие их атомы, которые затем превращаются в ионы.

Поставим мысленный эксперимент: пусть температура ионизированного газа такова, что из-за термической ионизации ядерная и электронная компоненты атомов полностью разделились. Увеличим температуру и плотность такого газа атомных ядер и электронов. Как только кинетическая энергия ядер превысит некоторое пороговое значение ($\sim 10\text{--}20$ МэВ)¹, связанное с тем, что положительно заряженные ядра отталкиваются и для их сближения на расстояние R порядка радиуса ядра необходимо затратить энергию на преодоление сил кулоновского отталкивания, в действие вступают короткодействующие ядерные силы. При дальнейшем увеличении температуры и плотности газа ядер (электронная компонента и электромагнитное взаимодействие становятся несущественными, когда среднее расстояние между частицами оказывается около 1 ферми (фм, фемтометр) или 10^{-13} см = 10^{-15} м) начинается диссоциация атомных ядер на составляющие нуклоны (протоны и нейтроны), которая сопровождается рождением новых сильновзаимодействующих частиц – адронов, в основном легких мезонов (π , ρ , ω , ...) и в меньшей

¹ Мы используем систему единиц, в которой $\hbar = c = k = 1$, \hbar – постоянная Планка, c – скорость света, k – постоянная Больцмана. При этом энергия, импульс и температура измеряются в электронвольтах (эВ) или кратных им единицах кэВ, МэВ, ...

степени барионов. После того как все ядра диссоциируют, мы получим почти идеальный адронный газ, свойства которого определяются ядерными силами. Заметим, что если бы удалось “выключить” ядерные силы, то газ заряженных адронов был бы классической электромагнитной плазмой. Что же будет происходить при дальнейшем увеличении температуры и плотности адронного газа?

С точки зрения Стандартной модели [1, 2] фундаментальными частицами вещества являются лептоны (электрон, мюон, τ -лептон), кварки (их шесть: u, d, s, c, b, t) и кванты калибровочных полей – переносчики взаимодействий: γ -квант (электромагнитное), W - и Z -бозоны (слабое), глюон (сильное), гравитон (гравитационное). Кроме того, у каждого кварка и лептона есть своя античастица. Адроны состоят из кварков и делятся на мезоны с целыми значениями спина (кратными \hbar), состоящие из кварка и антикварка, и барионы с полуцелыми спинами (кратными $\hbar/2$), состоящие из трех кварков. Кварки несут цветовой заряд и взаимодействуют, обмениваясь квантами цветового поля – глюонами [3].

Взаимодействие кварков и глюонов описывается квантовой хромодинамикой (КХД) – квантовопольевой теорией сильных взаимодействий. Одним из основных положений кварковой модели адронов является конфайнмент (удержание) кварков и глюонов. Суть его заключается в том, что кварки и глюоны не наблюдаются в свободном состоянии за пределами некоторой области, имеющей размер порядка 1 фм (радиус конфайнмента), соизмеримый с радиусами адронов. Это связано с особым характером цветового взаимодействия кварков. Кварк может находиться в трех цветовых состояниях (красном, синем и зеленом). Наблюдаемые адроны являются бесцветными системами. Мезон состоит из красного (для определенности) и антикрасного кварков, так что его цветовой заряд в целом равен нулю (бесцветное состояние). Барион состоит из трех кварков, находящихся в трех различных цветовых состояниях, которые дополняют друг друга до бесцветного состояния. Если выбить кварк из адрона, то на расстоянии порядка нескольких ферми он неизбежно превратится в струю бесцветных адронов (адронизация кварков), которую можно наблюдать экспериментально. В КХД показано, что интенсивность взаимодействия двух кварков растет по мере увеличения расстояния между ними и уменьшается, когда кварки приближаются друг к другу (асимптотическая свобода). Это связано с нелинейным характером кварк-кваркового взаимодействия, так как глюоны, так же как и кварки, несут цветовой заряд и могут взаимодействовать друг с другом. Для сравнения отметим, что фотоны электрически нейтральны и не взаимодействуют друг с другом

напрямую, что приводит к закону Кулона для силы взаимодействия двух электрических зарядов $F(r) \sim 1/r^2$.

Адронный газ представляет собой газ бесцветных (нейтральных с точки зрения цветового взаимодействия) мезонов и барионов. Когда с ростом температуры или барионной плотности расстояния между адронами становятся соизмеримыми с радиусом конфайнмента R_c , кварки из одного адрона начинают взаимодействовать цветовыми силами с кварками соседних адронов и граница между адронами исчезает. Сначала возникают адронные кластеры, потом единый кварк-глюонный мешок макроскопического размера, внутри которого почти свободно (интенсивность взаимодействия уменьшается с ростом температуры и барионной плотности!) двигаются заряженные цветовыми зарядами кварки и глюоны.

КВАРК-ГЛЮОННАЯ ПЛАЗМА – ИДЕАЛЬНЫЙ ГАЗ КВАРКОВ И ГЛЮОНОВ

Физическими переменными, характеризующими состояние идеального адронного газа, являются плотность энергии и число барионов в единице объема. Соответствующие термодинамические переменные: температура T как мера средней кинетической энергии частиц на одну степень свободы и барионный химический потенциал μ , контролирующий среднюю плотность барионов. Напомним, что бариону (адрону с полуцелым спином) приписывается барионный заряд $B = +1$, а антибариону $B = -1$. Мезоны (адроны с целыми спинами) имеют нулевой барионный заряд $B = 0$. Кварки и антикварки имеют барионные заряды $1/3$ и $-1/3$. Как обычно в статистической физике, другие величины (давление, энтропия, теплоемкость и т.п.) могут быть представлены как функции T и μ .

На рис. 1 представлена фазовая диаграмма адронной материи в плоскости T – ρ (точнее, T – ρ/ρ_0 , где $\rho_0 \sim 0,15$ барион/фм³ – плотность барионов в атомных ядрах), на которой выделены четыре области: ядерная материя, адронный газ, смешанная адронная и кварк-глюонная фаза и кварк-глюонная плазма (КГП).

В области “ядерная материя”, отвечающей близким к нулю температурам и плотности барионов ρ_0 , статистический подход неприменим, так как адронная материя при таких условиях далека от идеальности, нуклоны в ядре нельзя рассматривать как идеальный газ. Большое значение здесь имеют квантовые коллективные эффекты и непертурбативное (не описываемое по теории возмущений) сильное взаимодействие.

Адронный газ характеризуется небольшими или малыми значениями плотности барионов и температурами до ~ 150 МэВ. В основном адронный газ состоит из мезонов. В силу теоремы о связи спина со статисти-

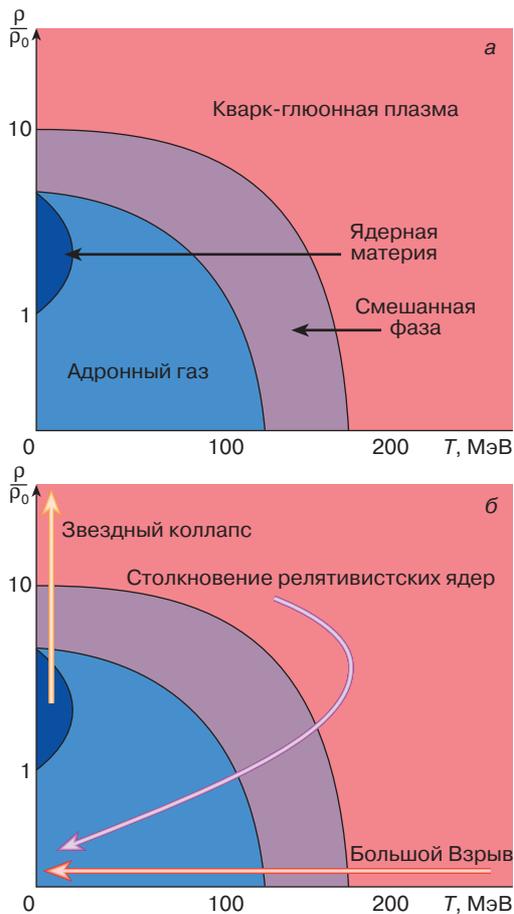


Рис. 1. а – фазовая диаграмма адронной материи; б – различные физические процессы на фазовой диаграмме

кой, которой подчиняется система тождественных частиц (спин полуцелый – статистика Ферми–Дирака, спин целый – статистика Бозе–Эйнштейна), поведение системы мезонов при $T \sim 0$ существенно отличается от поведения системы барионов. Так, мезоны не образуют компактных образований типа атомных ядер за счет сильного взаимодействия.

Область больших температур ($T > T_c \sim 150$ МэВ) или барионных плотностей ($\rho \sim 5\text{--}10\rho_0$) – это область идеального кварк-глюонного газа. И в том и в другом случае константа сильного цветового взаимодействия $\alpha_s \ll 1$. При больших плотностях барионов или кварков среднее расстояние между кварками мало и имеет место асимптотическая свобода, предсказываемая в КХД. К тому же при больших температурах $T \gg T_c$ преобладают импульсы $p \sim T$ и соответственно такую же величину имеют характерные переданные импульсы q и эффек-

тивная константа кварк-глюонного взаимодействия $\alpha_s(q^2) \sim 1/\ln(q^2) \rightarrow 0$.

Рассмотрим идеальный газ кварков и глюонов, занимающий объем V . Можно показать, что плотность энергии ϵ , концентрация барионов ν (или кварков, $\nu_q = \nu/3$), давление p , плотность энтропии s могут быть представлены как функции температуры T и барионного химического потенциала μ :

$$\begin{aligned} \epsilon(\mu, T) &= \frac{6}{\pi^2} \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\mu}{3} \right)^4 + \frac{1}{2} \left(\frac{\mu}{3} \right)^2 (\pi T)^2 + \frac{7}{60} (\pi T)^4 \right] + \\ &\quad + \frac{8}{15\pi^2} (\pi T)^4 + \epsilon_0, \\ \nu(\mu, T) &= \frac{2}{3\pi^2} \left[\left(\frac{\mu}{3} \right)^3 + \frac{\mu}{3} (\pi T)^2 \right], \\ p(\mu, T) &= \frac{1}{3} [\epsilon(\mu, T) - 4\epsilon_0], \\ s(\mu, T) &= \frac{2}{\pi} \left(\frac{\mu}{3} \right)^2 (\mu T) + \frac{74}{15\pi} (\pi T)^3. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь учтено, что кварковый химический потенциал $\mu_q = \mu/3$. Статистический фактор для кварков $G_q = N_q N_c N_s = 12$, $N_q = 2$ – число сортов (ароматов) кварков в КГП (учитывается только вклад легких кварков u и d), $N_c = 3$ и $N_s = 2$ – число возможных цветовых и спиновых состояний кварка. Статистический фактор для глюонов $G_g = N_g N_c N_s = 16$, $N_g = 8$ и $N_s = 2$ – число цветовых и спиновых состояний глюона.

Положительная константа ϵ_0 имеет смысл относительной плотности энергии вакуума вне объема V , в котором находятся кварки и глюоны. Плотность энергии вакуума внутри объема V полагается нулевой. Другими словами, константа ϵ_0 определяет внешнее давление, аналогичное давлению жидкости (вакуум), где находится пузырек воздуха (кварк-глюонный газ). Существует оценка на величину константы $\epsilon_0 = 170$ МэВ/фм³, которая получается в рамках непертурбативных методов КХД или в модели кваркового мешка MIT (от “Массачусетский Технологический Институт”). Заметим, что в модели кваркового мешка MIT фундаментальные свойства КХД (асимптотическая свобода и конфайнмент) выражены наиболее наглядным и простым образом. Предполагается, что кварки почти свободно двигаются внутри некоторого объема (“мешка”), где их взаимодействие слабо и может быть описано в рамках теории возмущений КХД по константе цветового взаимодействия α_s . За пределы мешка, имеющего радиус R_c , равный радиусу адрона, кварки не могут проникнуть в силу наложенных граничных условий. Физическая природа непреодолимой для кварков оболочки мешка в данном случае не имеет значения.

Кривая на фазовой плоскости $\mu-T$ (или $\rho-T$), отделяющая фазу адронного газа от кварк-глюонной плазмы, отвечает $p(\mu, T) = 0$. В фазе адронного газа плотность энергии $\epsilon \leq 4\epsilon_0$, а в фазе кварк-глюонной плазмы $\epsilon > 4\epsilon_0$. Из системы уравнений (1) следует, что при нулевой барионной плотности ($\mu = 0$) критическая температура $T_{cr} \sim 160$ МэВ, или $1,6 \cdot 10^{12}$ К по абсолютной шкале температур. Напротив, при $T = 0$ критическое значение барионного химического потенциала $\mu_c \sim 1,3$ ГэВ, что соответствует барионной плотности $\nu_c = 2\mu_c^3 / (81\pi^2) \sim 0,7$ барион/фм³, которая примерно в пять раз превышает величину плотности барионов в нормальной ядерной материи. Плотность энергии в фазе КГП при $\mu = 0$ и $T \geq T_{cr}$ можно аппроксимировать простой формулой

$$\epsilon \approx \left(\frac{T}{160 \text{ МэВ}} \right)^4 \left[\frac{\text{ГэВ}}{\text{фм}^3} \right].$$

Несмотря на то что в КХД не удается точно доказать, какого рода фазовый переход имеет место при превращении адронного газа в КГП (на этот вопрос должен ответить эксперимент), существуют физические аргументы в пользу того, что это фазовое превращение первого рода. Рассмотрим качественную диаграмму фазового перехода адронный газ – КГП на плоскости $p-V$ при фиксированной температуре, показанную на рис. 2, а. В области III адронная материя есть идеальный бoльцмановский газ, в котором давление растет с уменьшением объема. В области II, где удельный объем адронного газа становится соизмерим с объемом адрона, начинается кластеризация – объединение адронов в многокварковые системы (кластеры). Так как число частиц в идеальном адронном газе при этом уменьшается, то давление начинает падать вплоть до нуля, когда образуется один макроскопический кварковый мешок, занимающий весь объем V . При дальнейшем уменьшении объема давление вновь начинает расти, как в идеальном газе кварков и глюонов.

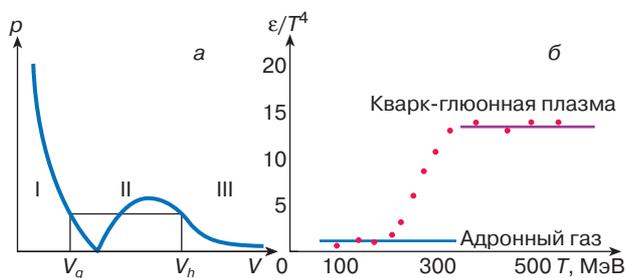


Рис. 2. а – диаграмма фазового перехода адронный газ–КГП; б – зависимость плотности энергии от температуры

Нетрудно видеть, что описанная ситуация аналогична фазовому превращению первого рода типа газ–жидкость.

Наиболее достоверные предсказания относительно типа фазового перехода получены в КХД в рамках численного моделирования системы глюонных полей (учесть корректно кварковые или барионные степени свободы пока не удается) на трехмерной пространственной решетке. На рис. 2, б показаны результаты таких расчетов для плотности энергии адронной материи как функции температуры в случае нулевой барионной плотности. Наблюдаемый скачок при $T = 200-300$ МэВ свидетельствует в пользу фазового перехода первого рода.

В природе фазовый переход КГП – адронный газ имел место на ранней стадии расширения Вселенной спустя 10^{-5} секунд после Большого Взрыва (см. рис. 1, б), когда температура вещества во Вселенной уменьшилась до 10^{12} К. Низкотемпературная КГП при больших значениях барионной плотности, согласно современной астрофизической теории, может образоваться при коллапсе выгоревших звезд и образовании нейтронных звезд [4] (см. рис. 1, б). Однако однозначного свидетельства реализации такой возможности пока не получено. Весьма популярной является идея о флуктуациях ядерная материя – КГП внутри тяжелых ядер, при этом атомные ядра рассматриваются как гетерофазные системы. В рамках этой модели удается объяснить некоторые закономерности процессов рождения кумулятивных частиц в ядерных столкновениях [5].

Какой же наиболее прямой и доступный путь получения и изучения КГП в лабораторных условиях?

Теоретические оценки и экстраполяция существующих экспериментальных данных показывают, что в столкновениях тяжелых ядер с энергией более 100 ГэВ на один нуклон (релятивистские и ультрарелятивистские энергии) может быть достигнута барионная плотность, в 2–3 раза превышающая плотность стабильной ядерной материи. Кроме того, образующаяся в области столкновения ядер система сильно взаимодействующих частиц существует достаточно долго для достижения состояния термодинамического равновесия при температуре около 200 МэВ, превышающей температуру фазового перехода в состояние кварк-глюонной плазмы.

ПОИСК КГП В СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

После начала в 1986 году экспериментов с пучками релятивистских ($E \geq M$) ионов в Брукхейвене (США) и ЦЕРНе (Швейцария) была открыта новая область исследований на стыке физики элементарных частиц (физика высоких энергий) и традиционной ядерной физики (низкие энергии). В физике высоких энергий

взаимодействие частиц описывается на основе первопринципов (калибровочные квантовополевые теории) и адронная материя рассматривается состоящей из отдельных частиц или квантов полей. Напротив, в ядерной физике взаимодействие описывается феноменологически и адронная материя рассматривается как сложная среда, где коллективные эффекты играют существенную роль.

На рис. 3 показана полученная в стримерной камере фотография столкновения релятивистских ионов ^{32}S и ^{197}Au при энергии 200 ГэВ/нуклон. Видно, что треки сотен вторичных частиц, рожденных в реакции, распределены в пространстве хаотически. Это позволяет надеяться на то, что для описания такого конечного состояния применим статистический подход, то есть от отдельных частиц можно перейти к статистическому ансамблю, описываемому КХД-термодинамикой при помощи макроскопических переменных: температуры, давления и т.д. Впервые статистическая модель для описания процессов множественного рождения частиц в столкновениях при высоких энергиях была предложена в работах Э. Ферми и Л.Д. Ландау еще в начале 50-х годов.

Для того чтобы применение макроскопических переменных было обоснованным, система, рожденная в столкновении релятивистских ионов, должна быть большой, то есть ее размер должен быть много больше радиуса сильного взаимодействия (~1 фм) и система должна состоять из большого числа частиц ($N \geq 1$).

Термодинамический подход можно использовать для систем в состоянии термодинамического равновесия или близком к нему, то есть время жизни системы должно быть много больше времени релаксации. Для

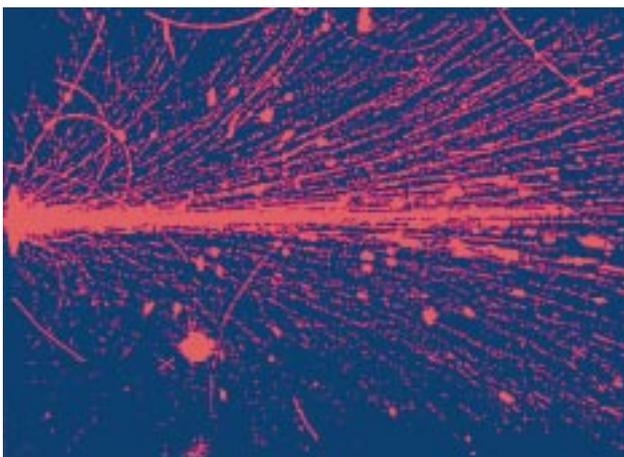


Рис. 3. Фотография столкновения ядер S и Au в стримерной камере

адронной материи $t \geq 1$ фм/с, где c – скорость света. Равновесие может быть достигнуто только благодаря обмену энергией между частицами системы, то есть число столкновений частиц в системе должно быть достаточно большим.

Не все столкновения тяжелых релятивистских ионов могут удовлетворить сформулированным выше требованиям, а только их небольшое число, характеризуемое малым прицельным параметром столкновения. Геометрия столкновения двух ионов схематично показана на рис. 4. Чем меньше прицельный параметр b , тем больше нуклонов из сталкивающихся ионов провзаимодействуют и тем больше будет вторичных частиц с большими поперечными импульсами относительно оси реакции. Измеряемой величиной в эксперименте является поперечная энергия вторичных частиц

$$E_T = \sum E_{T,i}, \quad E_{T,i} = E_i \sin \theta_i,$$

где θ_i – угол, под которым летит вторичная частица относительно оси реакции. Выбирая события с большой E_T , мы отбираем случаи центральных столкновений ионов.

Для оценки размера источника вторичных частиц в физике высоких энергий используется метод импульсных корреляций, предложенный еще в 1953 году для определения радиуса звезд по корреляционным спектрам излучения. Метод основан на квантово-механической связи между (анти)симметричными волновыми функциями систем тождественных частиц (фермионов или бозонов) в координатном и импульсном представлениях. Грубо говоря, если экспериментально измеряется некоторая корреляционная функция в распределении вторичных частиц по импульсам, то это позволяет восстановить функцию распределения частиц в координатном пространстве, используя преобразование Фурье. Так, корреляционные эксперименты показали, что область испускания вторичных частиц в e^+e^- или pp-взаимодействиях имеет размер около 1 фм, а в столкновениях тяжелых ионов – от 3 до 6 фм, что значительно превышает радиус конфайнмента отдельного адрона и

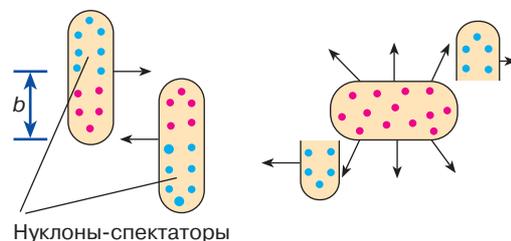


Рис. 4. Геометрия столкновений ядер с прицельным параметром b

позволяет говорить о деконфайнменте кварков в пределах области испускания вторичных частиц.

Распределение быстрых частиц по импульсу или энергии в состоянии термодинамического равновесия подчиняется закону Больцмана $N(E) \sim \exp(-E/kT)$, причем средний импульс или энергия пропорциональны температуре $\langle p \rangle, \langle E \rangle \sim T$. В релятивистских столкновениях тяжелых ионов распределение вторичных частиц по продольной компоненте импульса не является термализованным из-за сильной асимметрии в начальных условиях ($p_T = 0, p_L \gg T$). Поэтому о степени термализации системы можно судить только по распределению частиц по поперечной компоненте импульса. В столкновениях релятивистских ионов наблюдается значительное увеличение числа рожденных частиц с большими p_T по сравнению с экстраполяцией данных для pp-столкновений, что может быть интерпретировано как сигнал о термализации вещества. Однако существуют и другие объяснения наблюдаемого эффекта, например многократное перерасеяние партонов внутри ядерного вещества на начальной или конечной стадии столкновения.

Частицы, не участвующие в сильных взаимодействиях (фотоны или лептоны) и рожденные на ранних стадиях образования адронной системы, несут прямую информацию о возможном фазовом переходе. Фотоны (реальные или виртуальные), излучаемые термализованным веществом, покидают его практически свободно, и их спектр не искажается взаимодействием на более поздних стадиях эволюции адронной системы. К сожалению, оказалось, что существует большое число фоновых процессов рождения фотонов или лептонов (обычные распады адронов, жесткие столкновения партонов), которые затрудняют выделение фотонного сигнала о КГП в реальном эксперименте и его интерпретацию.

Одним из ярких сигналов об образовании КГП в столкновениях тяжелых ионов может быть подавление выхода J/ψ -мезонов в процессах, когда образуется КГП, по сравнению с процессами без образования КГП. J/ψ -мезон — это связанное состояние со спином 1 очарованных кварка (c) и антикварка (\bar{c}). Масса J/ψ -мезона составляет 3,1 ГэВ, радиус $\sim 0,2$ фм. Рождение J/ψ -мезона легко детектируется по его лептонному распаду $J/\psi \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-$. Если пара $c\bar{c}$ рождается в КГП, то силы конфайнмента между кварками оказываются меньше, чем в случае, когда пара $c\bar{c}$ рождается в вакууме, за счет эффекта экранирования цветового заряда очарованных кварков в КГП (аналог дебаевского экранирования в электромагнитной плазме). Таким образом, в процессах с образованием КГП должно наблюдаться меньше J/ψ -мезонов, чем в процессах без образования КГП.

Реально необходимо сравнивать процессы столкновения ионов с малыми и большими прицельными параметрами. Экспериментальное указание на такое подавление выхода J/ψ -мезонов было получено в ЦЕРНе в 1989–1990 годах при изучении столкновений ядер ^{16}O и ^{32}S с ядрами ^{238}U и подтверждено в 1997 году в столкновениях двух ядер свинца, где эффект проявился более ярко и, по-видимому, не может быть объяснен без привлечения гипотезы о сильной термализации адронного вещества и образовании КГП. Действительно, теоретическая кривая на рис. 5 экстраполирует результаты, полученные в протон-ядерных взаимодействиях, на случай столкновения двух ядер. Видно, что в столкновениях $\text{O} + \text{Cu}, \text{O} + \text{U}, \text{S} + \text{U}$ экстраполяция хорошо согласуется с экспериментальными данными. Но в случае столкновения $\text{U} + \text{U}$ расхождение с опытом значительное. Значит, в этом случае мы имеем дело с новым эффектом, который не наблюдается в протон-ядерных столкновениях и даже в столкновениях легко-тяжелых ядер.

Окончательный вывод о том, наблюдается ли в столкновениях релятивистских тяжелых ионов образование КГП, еще не сделан. Большие надежды возлагаются на новое поколение ускорителей тяжелых ионов. В первую очередь это RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider), где планируется сталкивать пучки ядер золота с полной энергией $\sqrt{s} = 200$ ГэВ/нуклон, и LHC (Large Hadron Collider) с пучками ядер свинца при энергии 6300 ГэВ/нуклон. Заметим, что полная энергия ядер в

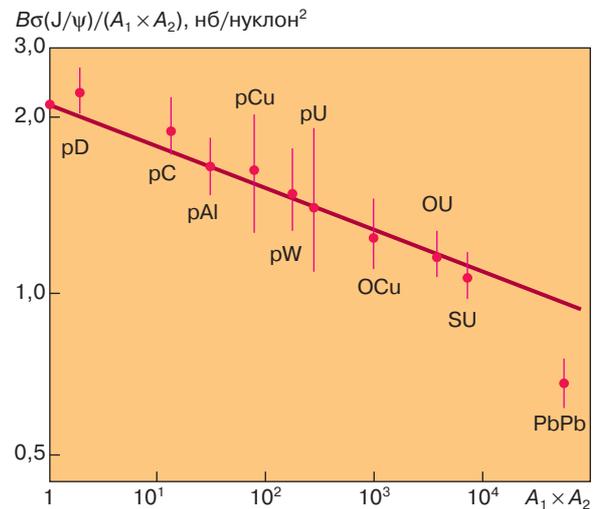


Рис. 5. Сечение рождения J/ψ как функция произведения числа нуклонов в сталкивающихся ядрах $A_1 \times A_2$. Кривая — экстраполяция данных, полученных в протон-ядерных взаимодействиях, на область ядерно-ядерных столкновений

случае коллайдера ЛНС составит $1,2 \cdot 10^{15} \text{ эВ} \approx 2000 \text{ эрг}$ — вполне макроскопическая величина. Ожидаемая плотность энергии при центральном столкновении ионов будет в 50–100 раз больше плотности энергии внутри тяжелого ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Окунь Л.Б.* Физика элементарных частиц. М.: Наука, 1984.
2. *Арбузов Б.А.* Открытие самой тяжелой элементарной частицы // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 9. С. 94–99.
3. *Бухбиндер И.Л.* Фундаментальные взаимодействия // Там же. 1997. № 5. С. 66–73.
4. *Крайнов В.П.* Соотношение неопределенности для энергии и времени // Там же. 1998. № 5. С. 77–82.
5. *Богданов С.Д.* Сверхплотная ядерная материя // Там же. № 6. С. 90–93.

6. *Железняков В.В.* От плазмы солнечной короны к плазме на нейтронных звездах // Там же. 1997. № 7. С. 73–80.

7. *Лексин Г.А.* Кварки в ядрах // Там же. 1996. № 12. С. 69–74.

Рецензент статьи А.К. Лиходед

* * *

Владимир Анатольевич Салеев, доктор физико-математических наук, профессор кафедры общей и теоретической физики Самарского государственного университета, зав. кафедрой физики Самарского муниципального университета Наяновой. Область научных интересов – квантовая теория поля и физика высоких энергий. Автор и соавтор более 70 научных статей и трех учебно-методических пособий для студентов.