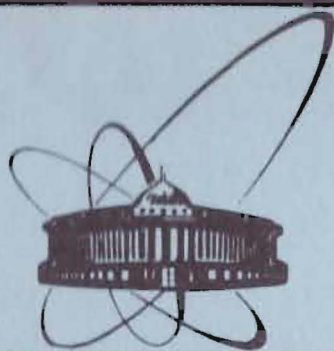


85-307



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P2-85-307

А.М.Балдин, А.С.Шумовский, В.И.Юкалов

КВАРКОВАЯ МАТЕРИЯ
КАК СТАТИСТИЧЕСКАЯ СИСТЕМА

Направлено в сборник
"Физика многочастичных систем"
/"Наукова думка", Киев/

1985

1. ВВЕДЕНИЕ

После распространения в шестидесятых годах теоретико-полевых методов на статистическую физику в семидесятых годах начался обратный процесс интенсивного внедрения идей статистической механики и применяемых в ней подходов в теорию поля и физику ядра. Терминология, считавшаяся ранее чисто статистической, сейчас постоянно используется в самых разных областях физики. Одной из самых интересных проблем статистической теории является описание фазовых переходов. Однако и эта проблема теперь не относится к привилегии только статистической физики.

Так, говорят^{/1,2/} о фазовом переходе жидкость-газ внутри фэйрбола, образующегося при столкновении тяжелых ионов^{/3/}. Этот переход осуществляется при температуре $T_c = 20$ МэВ в результате охлаждения фэйрбола от его начальной температуры около 100 МэВ. Процесс охлаждения часто считают адиабатическим, хотя время столкновения^{/4/} тяжелых ионов $\tau_{int} = 10^{-24} \div 10^{-23}$, то есть меньше или того же порядка, что и наиболее оптимистические оценки^{/5/} учитывающие пионные степени свободы, для времени установления локального равновесия. Поэтому такая система вряд ли термализована. И если в ней существует переход жидкость-газ с характерным скачком энтропии^{/6/}, то его следует рассматривать как неравновесный фазовый переход. На языке теории поля последний соответствует решениям инстантонного типа^{/7/}.

Другой переход первого рода, который можно интерпретировать в рамках квазиравновесной теории, происходит при сильном возбуждении компаунд-состояний деформированных ядер^{/8/}, когда у момента инерции ядра как функции частоты вращения возникает так называемый обратный загиб^{/9,10/}.

Целый ряд фазовых переходов^{/11,12/}, следствия которых исключительно важны для космологии, должен происходить при охлаждении расширяющейся Вселенной вскоре после Большого Взрыва.

Как аналог фазового перехода, вернее критического явления, формально интерпретируется предельный переход к непрерывному пространству от калибровочной теории поля на решетке^{/13-15/}.

Большое внимание привлекает деконфайнмент кварков - фазовый переход от адронной материи к кварк-глюонной плазме^{/16-19/}, который может произойти при температуре Хагедорна^{/20/} $T_0 = 150 \div 200$ МэВ. Заметим, что удержание цвета при конфайнменте аналогично компенсации спина примеси в проблеме Кондо^{/21/}.

В настоящей статье мы рассмотрим иной вид фазовых переходов - переходы между состояниями адронной материи, содержащей мульти-

кварковые кластеры. Так как при описании фазовых переходов часто апеллируют к принципу ослабления корреляций Боголюбова^{/22/}, мы проиллюстрируем его применимость в физике высоких энергий. Указанные примеры отвечают двум предельным случаям: когда кварк-глюонная материя близка к основному состоянию и кварки кластеризованы и когда сталкиваются частицы с большими относительными энергиями, так, что мы попадаем в область физической кинетики партонов^{/23,24/}.

2. СМЕСЬ МУЛЬТИКВАРКОВЫХ КЛАСТЕРОВ

После предсказания^{/25/}, обнаружения^{/26/} и дальнейшего исследования^{/27-29/} кумулятивного эффекта при столкновении релятивистских ядер появилось большое число работ, подтверждающих наличие в ядрах^{/30-32/} и даже в дейтроне^{/33/} многокварковых конфигураций, состоящих из 3, 6, 9 и 12 кварков. Имеется уже несколько обзоров на эту тему: упомянем здесь только последние^{/34-36/}.

Образование многокварковых комплексов с точки зрения квантовой хромодинамики происходит следующим образом. Между кварками, вследствие обмена глюонами, существует эффективное взаимодействие^{/37-39/}, которое и приводит к возникновению связанных состояний^{/40/}. Эти состояния можно интерпретировать^{/41/} как солитоны, наподобие тех, что появляются в плазме^{/49/}. Хотя динамика образования таких связанных кластеров в принципе понятна, ее математическое описание еще не построено, то есть проблема конформности не решена. Межкварковые эффективные потенциалы изучены гораздо менее полно, чем межнуклонные^{/43/}. Поэтому мы используем феноменологический подход, полагая, что кварковые кластеры существуют. Их параметры можно извлечь из теории мешков в том или ином ее варианте /мешок Боголюбова^{/44-47/}, MIT^{/45/}, гармонический^{/46/}, киральный^{/47-49/}, облачный^{/50,51/} /, а шестикварковые комплексы можно также характеризовать свойствами дейтрона^{/52/} или приписать им характеристики каких-либо из экспериментально предполагаемых дибарионов^{/53/}.

Совокупность одинаковых мешков образует чистую фазу. Если же в системе присутствуют различные n -кварковые кластеры, то они образуют смешанную фазу. В наиболее общем случае всякую макроскопическую систему следует считать именно смешанной, а вероятность ее фазовых компонент определять самосогласованным образом из условий гетерофазного равновесия^{/54-57/}. Такой гетерофазный подход к смешанному ансамблю мультикварковых кластеров был впервые применен дубненской группой^{/58,59/}. Ниже мы изложим основные идеи и результаты этого подхода.

Пусть \mathcal{F}_n - пространство состояний фазы из n -кварковых кластеров, а H_n - представление гамильтониана системы на этом пространстве. Полное пространство состояний гетерофазной системы яв-

ляется тензорным произведением

$$\mathcal{F} = \otimes_n \mathcal{F}_n. \quad /1/$$

Гамильтониан представляется прямой суммой

$$H = \oplus_n H_n. \quad /2/$$

Концентрации соответствующих фазовых компонент задаются отношением

$$w_n = \frac{N_n}{N} \quad (N = \sum_n N_n), \quad /3/$$

в котором N_n - число кварков n -й фазы. Очевидно, что /3/ имеет свойство вероятности n -й фазы,

$$0 \leq w_n \leq 1, \quad \sum_n w_n = 1. \quad /4/$$

Гамильтониан каждой из фаз записываем в форме

$$H_n = \sum_{ks} (\sqrt{k^2 + M_n^2} - \mu_n) a_n^\dagger(k, s) a_n(k, s) + U_n, \quad /5/$$

в которой $a_n(k, s)$ - полевой оператор n -кваркового кластера с импульсом k , набором спина и изоспина s и массой M_n ; μ_n - химический потенциал n -й фазы; слагаемое U_n содержит межкластерные взаимодействия. Из /3/ и /5/ следует, что концентрация кварков n -й фазы выражается равенством

$$w_n = \frac{n}{N} \sum_{ks} a_n^\dagger(k, s) a_n(k, s). \quad /6/$$

Поскольку кварки - это фермионы, то ясно, что кластеры с четным n являются бозонами, а с нечетным n - фермионами. Следовательно, при низкой температуре в бозонных подсистемах возможна конденсация Бозе-Эйнштейна.

Кластеры могут сливаться и распадаться, так что происходят реакции между n -кварковыми кластерами

$$nq + n'q \rightarrow (n+n')q; \quad /7/$$

Эти реакции обратимы и сохраняют барионные числа. При наличии реакций типа /7/ условие гетерофазного равновесия имеет вид

$$\frac{\mu_n}{n} = \mu = \text{const} \quad (\forall n). \quad /8/$$

Это условие можно также записать в иной форме:

$$\frac{\partial f}{\partial w_n} = 0 \quad \left(\sum_n w_n = 1 \right), \quad /9/$$

где f - приведенная свободная энергия

$$f = -\frac{\Theta}{N} \ln \text{Tr} e^{-H/\Theta + \mu}, \quad /10/$$

Θ - энергетическая температура.

Задавая явно межкластерные взаимодействия, определяющие U_n , мы получаем полную формулировку модели /дубненская модель гетерофазной системы мультикварковых кластеров/. При этом надо помнить, что интенсивность межкластерных взаимодействий настолько сильна, что использование теории возмущений теряет всякий смысл. Для решения задачи можно воспользоваться вариационными методами, развитыми как для бозе-^{60/} так и для ферми-систем^{61/} с сильным взаимодействием. Однако эти методы исключительно громоздки и приспособлены, в основном, для описания систем при нулевой температуре. Более эффективным является подход, восходящий к Ван-дер-Ваальсу^{16/} - кластеры считаются формально свободными, но движущимися в естественном объеме V' , в нашем случае

$$V' = V - \sum_n w_n \frac{N}{n} v_n, \quad /11/$$

где V - полный объем системы, v_n - эффективный объем n -кваркового кластера. При рассмотрении конечной системы из U_n надо выделить самосогласованное поле, в котором движутся кластеры, как это обычно делается в теории ядра. Если же поверхностными эффектами допустимо пренебречь, то переходим к ядерной материи с $U_n = 0$.

Отметим, что /11/ отличается от ван-дер-ваальсовского свободного объема для газа твердых сфер в двух аспектах. Во-первых, отсутствие обычного фактора 4 возле суммы \sum_n означает, что кластеры могут быть произвольным образом деформируемы, лишь бы объем каждого из них оставался фиксированным^{16/}. Во-вторых, в качестве v_n можно выбрать величину, меньшую, чем объем отдельного n -кваркового мешка, так как эффективные объемы взаимодействующих n -кварковых комплексов, вообще говоря, отличаются от размеров соответствующих свободных комплексов^{62/}. Под v_n понимается эффективный объем взаимодействия. В сферически симметричном случае $v_n = 4\pi r_n^3/3$, где r_n - длина взаимодействия. То, что v_n меньше объема n -кваркового свободного мешка, эквивалентно сжимаемости последнего при взаимодействии.

Таким образом, несмотря на то, что гамильтониан /5/ при $U_n = 0$ отвечает формально свободным частицам, рассматриваемые кластеры тем не менее сколь угодно сильно взаимодействуют между собой, что учитывается следующими фактами:

1/ разумной параметризацией модели, задающей массы M_n и объемы взаимодействия v_n , принимая во внимание сжимаемость кластеров;

2/ выбором естественного объема в форме /11/, включающей возможность деформации кластеров;

3/ рассмотрением реакций /7/, приводящих к условиям гетерофазного равновесия /8/ или /9/.

Для уменьшения числа параметров разумно воспользоваться известным в теории мешков соотношением^{63,64/}

$$v_n = a M_n \quad (a = \text{const}). \quad /12/$$

Мы рассмотрели смесь, состоящую из кластеров с числами кварков $n = 3, 6, 9, 12$. В качестве длины взаимодействия 3-кваркового комплекса был выбран радиус кора протона $r_3 = 0,4$ фм, определяемый из данных по нуклон-нуклонному рассеянию. За M_3 взята масса протона, а значения остальных масс заданы на основании работ по теории мешков^{63,64/}

$$\begin{aligned} M_3 &= 938 \text{ МэВ}, & M_6 &= 2163 \text{ МэВ}, & M_9 &= 3521 \text{ МэВ}, \\ M_{12} &= 4932 \text{ МэВ}. \end{aligned} \quad /13/$$

При низких и высоких температурах удастся провести аналитическое исследование, используя разложения соответствующих интегралов^{65/}. При промежуточных температурах приходится прибегать к машинным расчетам.

Фазовые вероятности определяются из равенства /9/, означающего экстремизацию свободной энергии

$$\begin{aligned} f &= f_3 + f_6 + f_9 + f_{12}, \\ f_n &= -\frac{\Theta}{N} \ln \text{Tr} e^{-H_n/\Theta + \mu}. \end{aligned} \quad /14/$$

Для того чтобы этот экстремум был минимумом, необходимо, чтобы выполнялось условие гетерофазной устойчивости

$$\frac{\partial^2 f}{\partial w_n^2} > 0 \quad \left(\sum_n w_n = 1 \right). \quad /15/$$

Из множества возможных решений отбираются те, которые обеспечивают абсолютный минимум свободной энергии /14/ и обладают свойствами вероятности /4/. Кроме того, надо, естественно, проверить выполнение условия тепловой устойчивости и устойчивости относительно сжимаемости:

$$\left(\frac{\partial^2 f}{\partial \Theta^2} \right)_v \leq 0, \quad \left(\frac{\partial^2 f}{\partial v^2} \right)_\Theta \geq 0.$$

Результаты вычислений при нулевой температуре приведены на рис. 1 и 2, где изображены вероятности фаз и свободные энергии как функции приведенной плотности ρ/ρ_0 ; здесь $\rho = N/V$, $\rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3$ - нормальная ядерная плотность. Отсюда следует,

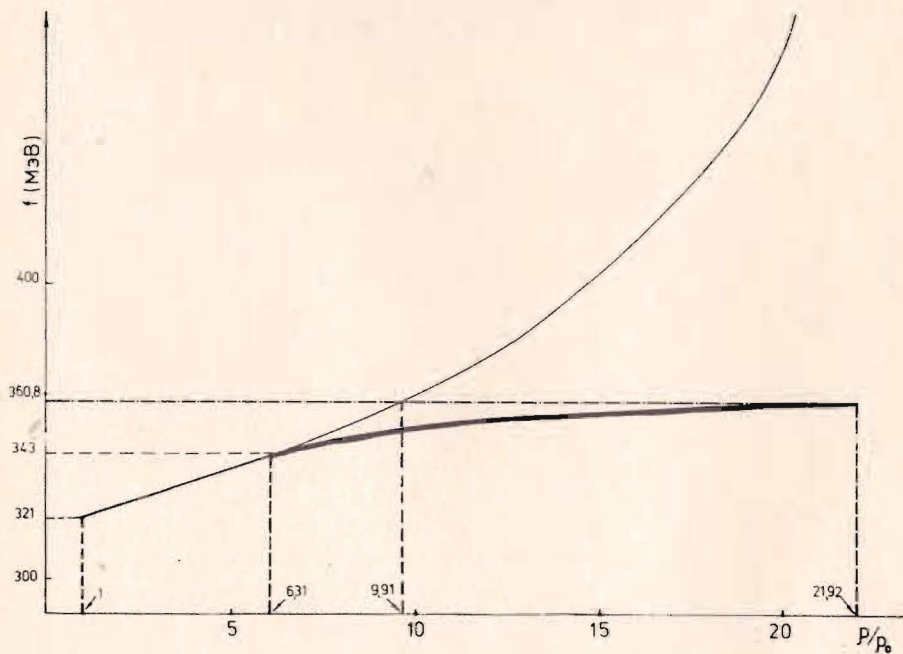
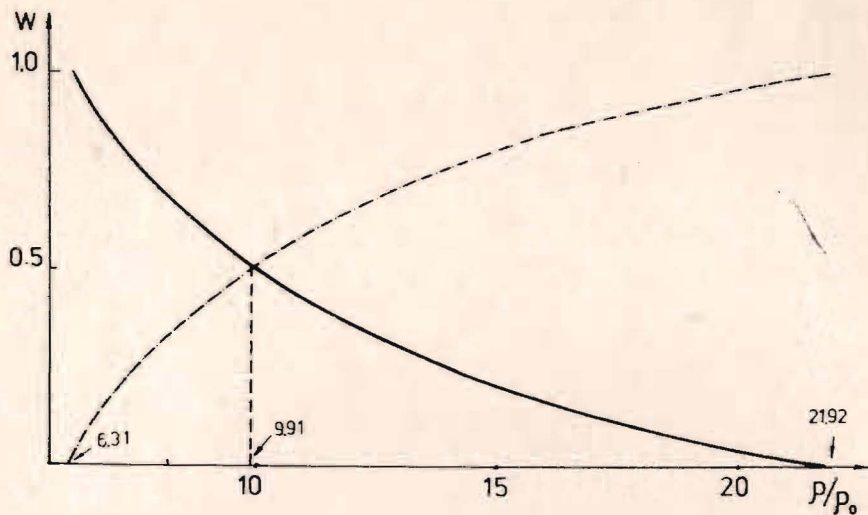


Рис.1. Концентрации нуклонной /сплошная линия/ и шестикварковой /штрихпунктирная линия/ компонент как функции приведенной плотности.

что при $\rho = \rho_0$ ядро в основном состоянии содержит только нуклоны. Однако этот результат очень сильно зависит от величины массы шестикварка. Например, если в параметризации /13/ взять $M_6 = 1950$ МэВ, то концентрация шестикварковой примеси в том же основном состоянии при нормальной плотности составляет 10%, что согласуется с экспериментальными оценками /66/.

3. ПРИНЦИП ОСЛАБЛЕНИЯ КОРРЕЛЯЦИЙ

Существование многокварковых конфигураций позволяет провести последовательную интерпретацию кумулятивного эффекта /25-28/, который с самого начала рассматривался как сигнал о наличии в ядрах "капелек адронной материи", по своей структуре сильно отличающихся от свободных нуклонов. Присутствие в ядрах таких многокварковых кластеров дает возможность ясно представить себе процедуру продольной фрагментации ядер как процесса стриппинга и подхвата на кварк-глюонном уровне.

Фрагментационные процессы, происходящие при столкновении составных систем в релятивистской области, удобно /67/ описывать с помощью переменных.

$$b_{ij} = -\left(\frac{P_i}{m_i} - \frac{P_j}{m_j}\right)^2 = 2\left[\frac{(P_i P_j)}{m_i m_j} - 1\right], \quad /16/$$

в которых P_i, P_j - четырехмерные импульсы, m_i, m_j - массы частиц. Это удобство связано с тем, что при столкновении ядер как составных объектов величина передачи импульса-энергии не может служить критерием для перехода от квазичастиц нуклонов к квазичастицам - кваркам. Передача импульса распределена между множеством частиц, входящих в составные объекты. Поэтому, например, пучки ядер характеризуются энергией, приходящейся на один нуклон. Однако в релятивистской квантовой механике число частиц не является инвариантным понятием. Более того, с учетом кварк-антикваркового моря число частиц внутри адрона бесконечно. Единственной релятивистски инвариантной мерой числа консти-

Рис.2. Удельные свободные энергии фазовых состояний в зависимости от приведенной плотности: нуклонной фазе соответствует тонкая линия, шестикварковой - штрихпунктирная и гетерофазной системе - толстая сплошная линия.

туентов внутри сложного объекта служит его масса. В связи с этим естественно использовать энергии и импульсы квазичастиц, отнесенные к их массам, то есть определить безразмерные четырехмерные скорости

$$u_i = P_i / m_i \quad /17/$$

Релятивистски инвариантными величинами являются, как известно, интервалы или квадраты интервалов. Из скоростей /17/ несложно образовать набор таких квадратов расстояний в пространстве четырехмерных скоростей

$$b_{ij} = -(u_i - u_j)^2, \quad /18/$$

что и дает /16/.

Инвариантное сечение образования множества частиц в инклюзивном процессе типа

$$1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5 + \dots \quad /19/$$

можно рассматривать как функцию распределения в пространстве относительных скоростей /18/:

$$F(b_{12}, b_{13}, b_{14}, b_{15} \dots b_{23}, b_{24}, b_{25} \dots b_{34}, b_{35} \dots).$$

При этом фазовый объем в обычных переменных следует переписать в переменных b_{ij} , используя соотношение

$$\prod_{i=3} \frac{dP_i}{E_i} = \prod_{i=3} \frac{m_i^2}{2} (b_{1i} + \frac{1}{4} b_{1i}^2)^{1/2} db_{1i} d\Omega_i \quad /20/$$

Основным преимуществом перехода от импульсов и энергий к переменным b_{ij} является то, что удается убедиться в монотонном и достаточно быстром убывании $F(b_{ij} \dots)$ при $b_{ij} \rightarrow \infty$. Это свойство^{68/} непосредственно связано с принципом ослабления корреляций Боголюбова^{122/} в статистической физике.

Если разбить совокупность аргументов $\{b_{ij}\}$ на ряд групп $\{b_{ij}\}_\alpha$, $\{b_{ij}\}_\beta \dots$ и рассмотреть асимптотический случай, когда расстояния $b_{ij}^{\alpha\beta}$ между точками i и j из разных групп α и β стремятся к бесконечности, то полевые операторы с аргументами из разных групп должны коммутировать. Допущение об асимптотической коммутации приводит к факторизации $F(\dots)$ на множители, относящиеся к соответствующим группам. Указанная факторизация, как было показано^{69/}, должна проявляться уже при

$$b_{ij} > 5. \quad /21/$$

Это условие при множественном рождении частиц означает, что адронизация кварков происходит за пределами адрона-родителя, то есть характеризует процессы столкновения адронов, сопровождающиеся деконфайнментом кварков^{68/}. В партонной модели адроны рассматриваются как кластеры кварков-партонов, относительными скоростями которых пренебрегают. Принцип ослабления корреляций позволяет определить адроны как кластеры партонов с малыми относительными скоростями b_{ij} , а деконфайнмент определить как процесс, в результате которого появляются частицы с $b_{ij} \gg 5$. Распределение по b_{ij} дает, следовательно, представление о движении кварков внутри адронов и ядер.

Свойство быстрого убывания распределения вероятностей с ростом b_{ij} отражает фундаментальное свойство кварков - асимптотическую свободу. Физический смысл этого утверждения состоит в том, что взаимодействие кварков, входящих в частицу или ядро i , и кварков, входящих в частицу или ядро j , при $b_{ij} \gg 1$ становится настолько слабым, что его можно рассматривать по теории возмущений КХД. При этом подразумевается, что величины b_{qi} и b_{qj} , характеризующие движение кварков внутри адронов i и j , соответственно, в среднем значительно меньше относительной величины $b_{ij} \gg b_{qi} - b_{qj}$. Важно отметить, что пленение выбитого кварка происходит не мгновенно. Для нарастания поля, нейтрализующего цветной заряд, требуется некоторое время τ_0 , за которое он успевает пройти расстояние

$$l_r = \tau_0 E / \mu_0; \quad /22/$$

здесь μ_0 - эффективная масса выбитого кварка, E / μ_0 - релятивистское удлинение времени. Чем больше энергия кварка E , тем большее расстояние он пройдет, прежде чем сформируется адрон. Определим деконфайнмент как явление, когда выбитый кварк проходит расстояние, много большее размеров родительского адрона. Размер адрона по порядку величины равен $R - \tau_0$, а отношение E / μ_0 равно $(\frac{1}{2} b_{qi} + 1)$. Подставляя эти оценки в формулу /22/, имеем $l_r - \frac{R}{2} \cdot b_{qi}$. Отсюда ясно, что, если $b_{qi} \gg 1$, то это означает, что кварк адронизуется вне родительского адрона /ядра/, так как при этом $l_r \gg R$.

Согласно предлагаемой интерпретации принципа ослабления корреляций в пространстве относительных 4-скоростей, прозрачность адронов с ростом b_{ij} увеличивается. Вероятность термализации при столкновении релятивистских ядер мала, и такие столкновения следует скорее описывать уравнениями физической кинетики, чем термодинамики.

Экспериментальное обоснование принципа ослабления корреляций в пространстве b_{ij} пока не завершено. Однако уже первые проверки дали вполне убедительные подтверждения. Приведем лишь два примера^{68/}, относящиеся к анализу $\pi - ^{12}\text{C}$ - взаимодействий при импульсе налетающего пиона 40 ГэВ/с, то есть при $b_{12} = 570$.

При этом происходит инклюзивная реакция



Первый пример - это анализ распределения пар пионов по квадрату их относительной 4-скорости в инклюзивной реакции /23/. Рассмотрим отдельно области предельной фрагментации ядра ${}^{12}\text{C}$ и налетающего пиона π^- . В пределах ошибок эксперимента в области $0 < b_{ij} < 250$ оба распределения оказались почти одинаковыми. Их можно аппроксимировать монотонно убывающей функцией

$$F(b_{ij}) = A_1 \exp(-b_{ij}/c_1) + A_2 \exp(-b_{ij}/c_2). \quad /24/$$

Для области фрагментации π^- -мезона $c_1 = 1,6 \pm 0,2$; $c_2 = 43 \pm 2$, а для области фрагментации ядра углерода $c_1 = 0,64 \pm 0,04$; $c_2 = 46 \pm 1$.

Другим хорошим примером факторизации распределений является выделение струй - направленных сгустков частиц, образующихся в реакциях множественного рождения. Традиционный анализ струйного поведения вторичных частиц с помощью переменных "сферисити", "траст" и других обычно проводится в с.ц.и. взаимодействующих объектов, поскольку в этой системе нет кинематических ограничений на углы разлета вторичных частиц. Рассматриваемые при этом переменные не являются лоренц-инвариантными, и их значения сильно зависят от системы отсчета. В работе /68/ был предложен метод инвариантного описания струй как четырехмерных объектов, обособленных в пространстве b_{ij} /факторизованных в функции распределения/ и потому представляющих удобную проверку принципа ослабления корреляций.

Осью струи предлагается назвать единичный четырехмерный вектор $V_0 = \sum_i u_i / \sqrt{(\sum_i u_i)^2}$, в котором суммирование ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц. Распределение частиц в струе предлагается расположить по переменной $b_k = -(V_0 - u_k)^2$. Нетрудно убедиться, что определение оси струи соответствует минимуму величины $\sum_k b_k$. На основе этого определения были выделены струи как в области фрагментации ядра, так и в области налетающего π^- -мезона. Важно подчеркнуть, что распределения в этих струях оказались в пределах ошибок одинаковыми. Для струй в области фрагментации ядра средние значения $\langle b_k \rangle = 5,32 \pm 0,09$, а для струй в направлении налетающего π^- -мезона $\langle b_k \rangle = 5,05 \pm 0,10$. Распределения π^- -мезонов с $b_k > 4$ в обеих группах струй описываются одинаковой экспонентой

$$F(b_k) = A \exp(-b_k/4). \quad /25/$$

Таким образом, группы частиц в соответствии с принципом ослабления корреляций оказываются не только выделенными /факторизованными в функции распределения/, но и имеющими одинаковые свойства, которые определяются короткодействующими корреляциями в пространстве b_{ik} . Кластер, входящий в струю, можно рассматривать как обычный адрон. Более того, адроны, видимо, следует определять как кварк-глюонные кластеры в пространстве b_{ik} . Хотя полный корреляционный анализ множественных процессов, который дал бы связь корреляторов с коммутаторами кварковых полей, еще предстоит сделать, и до кинетических уравнений, описывающих взаимодействие релятивистских ядер, пока далеко, несомненно, установление принципа ослабления корреляций в пространстве b_{ik} является серьезным шагом в этом направлении.

В заключение отметим еще раз, что мы рассмотрели здесь два предельных случая: ядерную материю, близкую к основному состоянию, когда все кварки группируются в адроны и многокварковые мешки, и высокоэнергетические процессы, когда взаимодействие объектов происходит на кварковом уровне. В промежуточных ситуациях при анализе наблюдаемых величин, очевидно, необходимо учитывать как кварковые степени свободы, так и образование связанных мультикварковых кластеров /70/.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kapusta J. Phys.Rev., 1984, C29, p.1735.
2. Jaqaman H., Mekjian A., Zamick L. Phys.Rev., 1984, C29, p.2067.
3. Anishetty R., Koehler P., McLerran L. Phys.Rev., 1980, D22, p.2793.
4. Leiss J.E. IEEE Trans. Nucl.Sci., 1983, NS-30, p.1353.
5. Voskresensky D.N. Preprint Niels Bohr Inst., NBL-83-22, Copenhagen, 1983.
6. Tallon J.L. Phys.Lett., 1982, 87A, p.361.
7. Вайнштейн А.И. и др. УФН, 1982, 136, с.553.
8. Бунатян Г.Г. ЯФ, 1977, 26, с.44.
9. De Voigt M., Dudek J., Szymanski Z. Rev.Mod.Phys., 1983, 55, p.949.
10. Goodman A.L. Phys.Rev., 1984, C29, p.1887.
11. Линде А.Д. УФН, 1984, 144, с.177.
12. Линде А.Д. ЖЭТФ, 1984, 87, с.369.
13. Gross D.J., Pisarski R.D., Yoffe L.G. Rev.Mod.Phys., 1981, 53, p.43.
14. Becher P., Bohm M., Joos H. Gauge Theories of Strong and Electroweak Interactions. John Wiley & Sons, Chichester, 1984.
15. Makeenko Ю.М. УФН, 1984, 143, с.161.

16. Hagedorn R., Rafelski J. In: Statistical Mechanics of Quarks and Hadrons. North-Holland, Amsterdam, 1981, p.237.
17. Gorenstein M.I., Petrov V.K., Zinovjev G.M. Phys.Lett., 1981, 106B, p.327.
18. Satz H. Phys.Rep., 1982, 88, p.349.
19. Горенштейн М.И. ЯФ, 1984, 39, с.712.
20. Hagedorn R. Suppl.Nuovo Cim., 1965, 3, p.147.
21. Andrei N., Furuya K., Lowenstein J. Rev.Mod.Phys., 1983, 55, p.331.
22. Боголюбов Н.Н. ОИЯИ, R-1451, Дубна, 1963.
23. Липатов Л.Н. ЯФ, 1974, 20, с.181.
24. Altarelli G., Parisi G. Nucl.Phys., 1977, B126, p.298.
25. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике, ФИАН, 1971, №1, с.35.
26. Baldin A.M. et al. Proc.Rochester Meeting, 1971, No.4, p.131.
27. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с.429.
28. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, 10, с.950.
29. Schroeder L.S. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1787.
30. Heddle D.P., Kisslinger L.S. Phys.Rev., 1984, C30, p.965.
31. Симонов У.А. Nucl.Phys., 1984, A416, p.109.
32. Веселов А.И., Грач И.Л., Народецкий И.М. ЯФ, 1984, 39, с.719.
33. Kim Y., Orłowski M. Phys.Rev., 1984, C29, p.2299.
34. Ефремов А.В. ЭЧАЯ, 1982, 13, с.613.
35. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. ОИЯИ, Д12-84-599, Дубна, 1984, с.124.
36. Vary J.P. Nucl.Phys., 1984, A418, p.195.
37. Storm M., Watt A. Nucl.Phys., 1983, A408, p.397.
38. Stack J.D. Phys.Rev., 1984, D29, p.1213.
39. Быков А.А., Дремин И.М., Леонидов А.В. УФН, 1984, 143, с.3.
40. Maltman K., Isgur N. Phys.Rev., 1984, D29, p.952.
41. Hayashi R. Progr.Theor.Phys., 1984, 71, p.791.
42. Михайловский А.Б., *Петвиашвили В.И., Фридман А.М. Письма в ЖЭТФ, 1975, 24, с.53.
43. De Swart J.J., Van der Sanden W.A., Derks W. Nucl.Phys., 1984, A416, p.299.
44. Bogolubov P.N. Ann.Inst.Henri Poincare, 1968, 8, p.163.
45. Chodos A. et al. Phys.Rev., 1974, D10, p.2599.
46. Ravndal F. Phys.Lett., 1982, 113B, p.57.
47. Brown G., Rho M. Phys.Lett., 1979, 82B, p.177.
48. Phatak S.C. Phys.Rev., 1984, C30, p.397.
49. Saito K. Progr.Theor.Phys., 1984, 71, p.775.
50. Théberge S., Thomas A., Miller G. Phys.Rev., 1980, D22, p.2838.
51. Uehara M., Kondo H. Progr.Theor.Phys., 1984, 71, p.1303.
52. Ericson T.E. Nucl.Phys., 1984, A416, p.281.
53. Seth K.K. JINR, D12-84-599, Dubna, 1984, p.324.
54. Юкалов В.И. ТМФ, 1976, 26, с.403.
55. Юкалов В.И. ОИЯИ, Д17-11490, Дубна, 1978, с.437.
56. Yukalov V.I. Physica, 1981, 108A, p.402.
57. Шумовский А.С., Юкалов В.И. ОИЯИ, Д2,4-83-179, Дубна, 1983, с.223.
58. Балдин А.М. и др. ДАН СССР, 1984, 279, с.602.
59. Балдин А.М. и др. ОИЯИ, Д12-84-599, Дубна, 1984, с.581.
60. Kumar B., Srivastava R. Physica, 1983, 121B, p.409.
61. Volhardt D. Rev.Mod.Phys., 1984, 56, p.99.
62. Celenza L., Rosental A., Shakin C. Phys.Rev.Lett., 1984, 53, p.892.
63. Jaffe R.L. Phys.Rev.Lett., 1977, 38, p.195.
64. Matveev V.A., Sorba P. Lett.Nuovo Cim., 1977, 20, p.435.
65. Velicia F.J. Phys.Rev., 1984, A30, p.1194.
66. Vary J.P. Nucl.Phys., 1984, A418, p.195.
67. Балдин А.М. ДАН СССР, 1975, 222, с.1064.
68. Балдин А.М., Диденко Л.А. В сб.: Краткие сообщения ОИЯИ, №3-84, Дубна, 1984, с.5.
69. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ОИЯИ, 1-84-185, Дубна, 1984.
70. Baldin A.M. JINR, E2-83-415, Dubna, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 апреля 1985 года.