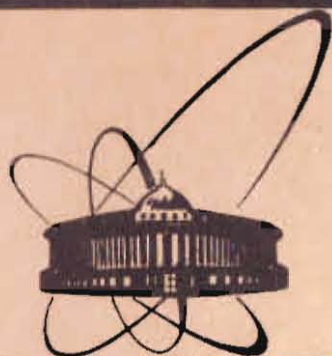


85-830



сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-85-830

А.М.Балдин, А.С.Шумовский, В.И.Юкалов

СТАТИСТИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ
ОПИСАНИЯ КВАРКОВЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ

1985

I. Введение

Проблема образования барионов из кварков на основе квантовой хромодинамики еще не решена. Поэтому большое значение имеют различные полуфеноменологические подходы к описанию кварковых степеней свободы. При этом оказывается удобным использовать идеи и методы статистической механики модельных систем. По-видимому, статистический модельный подход не потеряет своей ценности и тогда, когда проблема конфайнмента кварков будет полностью решена, потому что такое статистическое моделирование обычно существенно снижает математические сложности, возникающие при изучении реальных систем.

В модельном подходе описания барионов постулируется, что они образованы из кварков ^{1/}, а детальный процесс образования таких кластеров или мешков не рассматривается. С микроскопической точки зрения возникновение этих кластеров должно быть обусловлено наличием связанных состояний в кварк-глюонной материи. Переход из связанных в свободные состояния означает деконфайнмент. В природе существует целый ряд аналогий этому процессу. Например, переходы между локализованными и делокализованными состояниями электронов в проблеме переменной валентности ^{2/} или при превращении диэлектрика в металл ^{3,4/}, а также переходы электронов из флукуонных состояний ^{5/} таких, как ферроны в магнитных полупроводниках ^{6/}, в зону проводимости.

Если при конфайнменте связанное состояние содержит два кварка, то возникает мезон, если три, то барион. Кроме того, имеется множество экспериментальных указаний на существование в ядрах дибарионов и более сложных мультикварковых объектов ^{7-9/}. Дибарионные резонансы могут наблюдаться также и при нуклон-нуклонном рассеянии, фоторасщеплении дейтрона и при взаимодействии пионов с дейтронами ^{10/}. Концентрация каждой из n -кварковых компонент ($n = 3, 6, 9, 12$) может быть найдена фитированием экспериментальных данных. Представляет интерес вопрос - как теоретически вычислить эти концентрации? Ответ на данный вопрос дает применение методов статистической механики к модели сосуществующих мультикварковых кластеров (дубненская модель ^{11-13/}. Эта модель, рассмотренная сначала для нулевых, а потом и для конечных температур ^{14, 15/}, позволяет самосогласованным образом рассчитать концентрации мультикварковых компонент. Некоторые результаты такого расчета будут изложены в пункте 2.

Объединенный институт
атомных исследований
БИБЛИОТЕКА

В статистической механике важную роль играет сформулированный Боголюбовым принцип ослабления корреляций /16/. В физике высоких энергий аналогичный принцип удается установить /17/ для корреляционных функций в пространстве относительных скоростей. Обсуждению этого принципа посвящен пункт 3.

Приведенные примеры соответствуют двум противоположным ситуациям: когда кварк-глюонная материя находится в равновесии и когда сталкиваются высокоэнергетические частицы, то есть налицо сильно неравновесное состояние.

2. Сосуществующие мультикварковые кластеры

Параметры каждого из n -кварковых кластеров можно рассчитать с помощью теории мешков /18/. Совокупность одинаковых кластеров образует чистую термодинамическую фазу. Когда же существуют различные n -кварковые кластеры, система представляет собой смесь разных фаз. Если подобная смешанная система равновесна или хотя бы квазиравновесна, все ее фазовые концентрации могут быть рассчитаны с помощью статистической теории гетерофазных состояний /19-21/.

Допустим, \mathcal{F}_n - пространство волновых функций, описывающих n -кварковые кластеры, а H_n - соответствующий гамильтониан. Для полного гамильтониана гетерофазной системы H , действующего на пространстве волновых функций \mathcal{F} , имеем

$$H = \bigoplus_n H_n, \quad \mathcal{F} = \bigotimes_n \mathcal{F}_n. \quad (1)$$

Гамильтониан каждой из фаз можно записать в форме

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

где $a_n(k,s)$ - полевой оператор n -кваркового кластера с импульсом k , набором спина и изоспина s и массой M_n ; μ_n - химический потенциал n -й фазы; U_n содержит взаимодействия кластеров и внешнее эффективное поле, вводимое для учета конечности ядер.

Число кластеров соответствующего сорта, очевидно, равно

$$C_n = \sum_{k,s} \langle a_n^+(k,s) a_n(k,s) \rangle. \quad (3)$$

Отношение числа кварков в данной фазе $n C_n$ к полному числу кварков N задает фазовую концентрацию

$$w_n = \frac{n C_n}{N} = \frac{n}{N} \sum_{k,s} \langle a_n^+(k,s) a_n(k,s) \rangle. \quad (4)$$

Удобство такого определения состоит в том, что величина (4) обладает свойствами вероятности:

$$0 \leq w_n \leq 1, \quad \sum_n w_n = 1. \quad (5)$$

Между различными кластерами происходят взаимобратимые реакции, сохраняющие барионные числа:



Условие гетерофазного равновесия для реагирующих компонент имеет вид

$$\mu_n / n \equiv \mu = \text{const} \quad (\forall n). \quad (7)$$

Определив приведенную свободную энергию

$$f = -\frac{\Theta}{N} \ln \text{Tr} e^{-H/\Theta} + \mu, \quad (8)$$

где Θ - температура в энергетических единицах, условие равновесия (7) можно переписать в форме

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

В данной работе мы будем иметь дело с ядерной материей, то есть не будем учитывать конечность размеров ядер. Все мультикварковые кластеры считаем бесцветными.

Для выполнения конкретных вычислений необходимо задать межкластерные взаимодействия. При этом возникают две проблемы. Первая - это выбор вида взаимодействия. Вторая - метод расчета. Дело в том, что потенциал взаимодействия мультикварковых кластеров неизвестен. Однако понятно, что это взаимодействие достаточно сильно и прямое применение термодинамической теории возмущений /22/ неоправдано. Кажется естественным, следуя основной идее теории мешков, считать, что кластеры взаимодействуют контактным образом, наподобие твердых сфер, имея эффективные объемы взаимодействия ν_n .

Если бы рассматриваемая система была достаточно разреженной, то, используя метод псевдопотенциалов Ферми /23/, можно было бы взаимодействие двух кластеров, i -го и j -го, представить дельта-образной формой

$$\Phi_F(\vec{r}_i - \vec{r}_j) = \frac{4\pi a_{ij}}{M_{ij}} \delta(\vec{r}_i - \vec{r}_j), \quad M_{ij} \equiv \frac{M_i M_j}{M_i + M_j},$$

в которой a_{ij} - длина рассеяния i -го кластера на j -м, другими словами, $a_{ij} = r_i + r_j$, где r_n - эффективный радиус n -го кластера. Теория возмущений на основе псевдопотенциала Ферми была подробно разработана Хуангом /24/. К сожалению, в случае ядерной материи по причине её плотности подобный подход не годится. Для применимости метода Хуанга необходимо, чтобы произведение импульса Ферми P_F на длину рассеяния рассматриваемых частиц "а" было гораздо меньше единицы. В случае нормальной нуклонной плотности ядерной материи $\rho_{\text{нук}} = 0,168 \text{ фм}^{-3}$ импульс Ферми равен

$$P_F = \left(3\pi^2 \rho_{\text{нук}} / 2 \right)^{1/3} = 1,355 \text{ фм}^{-1};$$

при этом фермиевская энергия нуклонов

$$\epsilon_F = P_F^2 / 2 M_3 = 38,106 \text{ МэВ}.$$

Длина рассеяния нуклона на нуклоне не менее диаметра нуклона, величина которого, в свою очередь, не меньше удвоенного радиуса кора $r_3 \geq 0,4 \text{ фм}$, определяемого из экспериментов по нуклон-нуклонному рассеянию /25,26/. Следовательно, при $a \geq 2r_3$ имеем $P_F a \geq 1,084$, что противоречит условию применимости метода Хуанга.

Таким образом, метод псевдопотенциалов Ферми, будучи вполне обоснованным при описании рассеяния разреженных пучков нейтронов на средах /27,28/, не может быть прямо применен для ядерной материи.

В силу указанных причин мы воспользуемся другим подходом, сочетающим простоту с возможностью эффективно учитывать около угодно сильные взаимодействия. Мы имеем в виду подход, носящий имя Ван-дер-Ваальса, когда рассматриваемые объекты считаются формально свободными, но существующими в естественном объеме $\tilde{V} = V - V_g$, где V - полный объем системы, V_g - объем, занятый частицами, имеющими конечные геометрические размеры. В нашем случае

$$\tilde{V} = V - \sum_n w_n \frac{N}{n} v_n. \quad (10)$$

При рассмотрении смеси, состоящей из кластеров с числами кварков $n = 3, 6, 9, 12$, мы будем пренебрегать изотопическими различиями внутри каждого из типов мультикварков. В качестве M_3 возьмем массу протона, а остальные массы зададим согласно теории мешков /18/:

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

Эффективный объем взаимодействия нуклона определяем как объем кора /25,26/, значения других эффективных объемов найдем из соотношения

$$v_i / v_j = M_i / M_j, \quad (11)$$

что дает

$$\begin{aligned} v_3 &= 0,268 \text{ фм}^3, & v_6 &= 0,618 \text{ фм}^3, \\ v_9 &= 1,006 \text{ фм}^3, & v_{12} &= 1,409 \text{ фм}^3. \end{aligned}$$

Мы не учитываем также многочисленных возбужденных состояний нуклонов /29/, что допустимо при низких температурах и плотностях. Кроме того, при повышении температуры или плотности в системе может произойти деконфайнмент кварков. Если в гамильтониан не включена фаза кварк-глюонной материи, то наше рассмотрение имеет смысл только до тех температур и плотностей, при которых в системе появляется тенденция к развалу мультикварковых кластеров на меньшие объекты. Для того чтобы определить эти граничные температуру Θ_d и плотность ρ_d развала многокварковых кластеров необходимо исследовать поведение модели, задаваемой гамильтонианом (1), на всей плоскости температура-плотность.

Исследование этой модели было проведено аналитически при низких и высоких температурах, а в остальных случаях численно /14,15/. Фазовые вероятности, в согласии с условием (9), находились из минимизации свободной энергии

$$f = \sum_{n=3}^{12} f_n, \quad f_n = -\frac{\Theta}{N} \ln Tr e^{-H_n / \Theta} + \mu w_n. \quad (12)$$

Результаты расчетов показывают, что концентрация девятикварковых кластеров не превышает 0,1, а двенадцатикварковых 0,01. На рисунках 1 и 2 приведены данные вычислений для смеси трех- и шестикварковых кластеров; под $\rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3 = 3 \rho_{\text{нук}}$ понимается кварковая плотность, соответствующая нормальной ядерной плотности $\rho_{\text{нук}}$. Количественно результаты сильно зависят от выбранной параметризации. Например, если взять $M_6 = 1950 \text{ МэВ}$, то нуклонные вероятности и свободные энергии примут вид, изображенный на графиках 3 и 4. Качественное поведение при этом сохраняется. Наличие минимума у концентрации нуклонной компоненты, соответствующего Θ_d и ρ_d , означает, что начиная с этой температуры и плотности в системе возникает тенденция к развалу шестикварковых кластеров на трехкварковые. Для указанных граничных величин имеем

$$\Theta_d \approx \frac{2}{3} (M_6 - 2M_3) \approx 190 \text{ МэВ}, \quad \rho_d \approx 15 \rho_0.$$

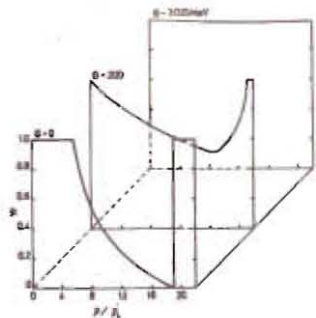


Рис. 1.

Концентрация нуклонной компоненты как функция приведенной плотности при разных температурах.

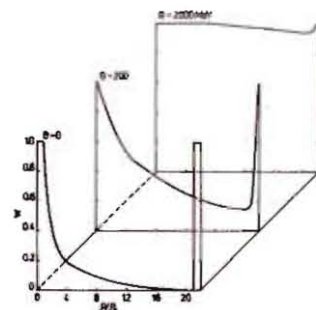


Рис. 3.

Нуклонная концентрация при $M_c = 1950 \text{ MeV}$.

Как видно, существуют температуры $\Theta < \Theta_d$ и плотности $\rho < \rho_d$, при которых ядерная материя должна представлять собой смесь различных мультикварковых кластеров, что согласуется с данными экспериментов [7-9].

3. Принцип ослабления корреляций

Перейдем теперь к рассмотрению сильно неравновесной ситуации, когда происходит высокоэнергетическое столкновение составных систем. Более конкретно проанализируем реакции множественного рождения частиц при столкновениях типа

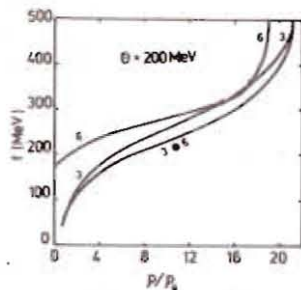


Рис. 2.

Свободные энергии нуклонной (3), шестикварковой (6) и смешанной (3 + 6) фаз в зависимости от приведенной плотности.

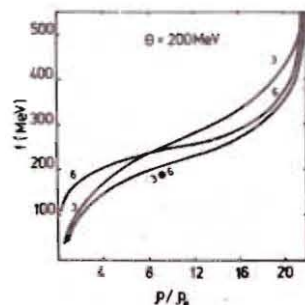


Рис. 4.

Свободные энергии при $M_c = 1950 \text{ MeV}$.

Анализ будем проводить в пространстве четырехмерных скоростей

$$u_i = P_i / m_i \quad (P_i^2 = m_i^2, \quad i = I, II, 1, 2, 3 \dots)$$

Фрагментационные процессы, происходящие при релятивистских столкновениях сложных систем, удобно описывать с помощью переменных [7]

$$\delta_{ij} = -(u_i - u_j)^2 = 2(u_i u_j - 1) \quad (14)$$

Если ввести величину

$$m_{ij}^2 = (P_i + P_j)^2,$$

то переменную (14) можно записать также в виде

$$\delta_{ij} = \frac{m_{ij}^2 - (m_i + m_j)^2}{m_i m_j}$$

Положительные величины δ_{ij} имеют смысл относительных интервалов в пространстве скоростей.

На основе переменных (14) можно провести классификацию ядерных реакций [7], согласно которой выделяются три области.

- 1) $\delta_{ij} \ll 1$. Эта область соответствует обычной ядерной физике, в которой хорошими частицами являются нуклоны.
- 2) $\delta_{ij} \sim 1$. Промежуточная область, в которой активно происходят переходы с изменением внутренней структуры адронов.
- 3) $\delta_{ij} \gg 1$. Асимптотическая область, где адроны утрачивают значение квазичастиц ядерной материи, и взаимодействие происходит на кварк-глюонном уровне. При таких больших относительных скоростях взаимодействие между кварками, входящими в объекты i и j быстро убывает с ростом δ_{ij} , что подтверждается экспериментальными данными [17, 30] для распределения частиц по величине δ_{ij} .

В качестве количественной оценки начала асимптотического по δ_{ij} режима был предложен [31] критерий

$$\delta_{ij} > 5, \quad (15)$$

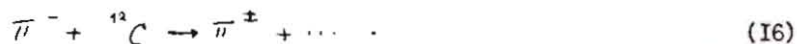
основанный на анализе дубненских экспериментов в области релятивистской ядерной физики. Один из главных выводов этих экспериментов состоит в том, что переход взаимодействия адронов на кварк-глюонный уровень начинается уже при $\delta_{ij} \sim 5$. При этом определяющую роль начинает играть деконфайнмент [7], под которым в данном случае понимается процесс выбивания кварка с длиной формирования кварка в адрон много большего размера родительского адрона, откуда был выбит кварк.

При $\beta_{ij} \gg 5$ корреляции между частицами i и j быстро ослабевают. Поэтому можно сформулировать гипотезу об ослаблении корреляций в пространстве относительных скоростей. Напомним, что принцип ослабления корреляций Боголюбова /16/ для распределений частиц в обычном пространстве также является гипотезой, подтверждаемой экспериментами.

Пространство переменных β_{ij} дополнительно в квантово-механическом смысле обычному пространству относительных расстояний: малые расстояния в обычном пространстве соответствуют большим β_{ij} и наоборот. Свойство убывания распределений с ростом β_{ij} отражает фундаментальное свойство кварков — асимптотическую свободу, то есть исчезновение взаимодействия на асимптотически малых расстояниях, или при $\beta_{ij} \rightarrow \infty$. В этом смысле принцип ослабления корреляций в пространстве β_{ij} дополнителен к принципу Боголюбова.

Как уже было сказано, принцип ослабления корреляций является гипотезой, подтверждаемой экспериментом. Поэтому мы пока оставим в стороне математическую подоплеку этого принципа, а обратимся непосредственно к опытным данным.

Так, был проанализирован процесс взаимодействия пиона, налетающего с импульсом 40 ГэВ/с на ядро углерода /17/, в результате чего происходит инклюзивная реакция



Исследовалось распределение пар пионов по переменной β_{ij} . В пределах ошибок эксперимента эти распределения как в области предельной фрагментации ядра ${}^{12}\text{C}$, так и в области налетающего пиона оказались почти одинаковыми. Их можно аппроксимировать монотонно убывающей функцией.

$$F(\beta_{ij}) = A_1 \exp(-\beta_{ij}/c_1) + A_2 \exp(-\beta_{ij}/c_2), \quad (17)$$

где $c_1 \approx 1$, $c_2 \approx 40$. Более точные значения констант и подробное обсуждение приведены в работах /17,30,13/. Функция распределения (17), являющаяся инвариантным сечением образования частиц в инклюзивном процессе (16), демонстрирует убывание корреляций рассматриваемых частиц с ростом β_{ij} .

Другим ярким примером убывания корреляций служит выделение струй, образовавшихся в реакциях множественного рождения. Традиционный анализ струйного поведения вторичных частиц с помощью переменных "сферисити", "трает" и других обычно проводится в системе центра инерции взаимодействующих объектов, так как в этой системе нет кинематических ограничений на угол разлета вторичных частиц. Рассматри-

ваемое при этом переменные не являются лоренц-инвариантными, и их значения сильно зависят от системы отсчета. Однако выделение в каждом конкретном случае указанной системы отсчета в адрон-ядерных и ядро-ядерных взаимодействиях затруднительно. С нашей точки зрения /17/ струи следует представлять как инвариантные относительно преобразования Лоренца объекты, для чего надо использовать переменные β_{ij} .

Ось струй назовем единичный четырехмерный вектор

$$V_0 = \sum_i u_i / \sqrt{(\sum_i u_i)^2}, \quad (18)$$

в котором суммирование ведется по всем частицам, относящимся к выделенной группе частиц. Распределение частиц в струе располагается по переменной

$$\beta_k = -(V_0 - u_k)^2. \quad (19)$$

При этом ось струи соответствует минимуму $\sum_k \beta_k$.

Такое определение струй анализировалось для инклюзивной реакции (16). Выделение струй в области фрагментации ядра и в области налетающего π^- -мезона показало, что в пределах ошибок эксперимента распределения в струях одинаковы, причем исследовались распределения π^- -мезонов с $\beta_k > 4$. Функция распределения описывается экспонентой

$$F(\beta_k) = A \exp(-\beta_k/c_0), \quad (20)$$

в случае пионов $c_0 \approx 4$. Константа "с₀" имеет смысл $\langle \beta_k \rangle$. Полученные данные демонстрируют универсальность струй, образованных как из пионов, так и из ядер.

Этот же метод был применен для выделения струй в реакциях, сопровождающих столкновения элементарных адронов /32/, для разных интервалов импульсов от 5,7 ГэВ/с до 205 ГэВ/с. Были исследованы столкновения типа $\pi^- p$, $p p$, $\bar{p} p$. При этом изучались не только распределения π^- -мезонов, но также и странных K_s^0 -мезонов и Λ_c^- -частиц. Универсальность струй и в этих случаях была полностью подтверждена: распределения по β_k в пределах ошибок эксперимента описываются формулой (20) с подобранными соответствующим образом константами "с₀". Подробные данные для этих констант при разных типах столкновений приведены в работе /32/. Отметим, что во всех случаях $c_0 \approx 1$.

Кроме того, был проведен /30/ релятивистски инвариантный анализ множественных процессов в пространстве β_{ij} на основе определения трехчастичного коррелятора

$$C_3(\beta_{ij}, \beta_{ik}, \beta_{jk}) = F(\beta_{ij}, \beta_{ik}, \beta_{jk}) - F(\beta_{ij})F(\beta_{ik})F(\beta_{jk}),$$

в котором $F(\dots)$ — функции распределения по соответствующим переменным, задаваемые экспериментально. Интегрируя трехчастичный коррелятор по двум переменным, получим одночастичный коррелятор $C_1(\beta_{ij})$. Быстрое убывание последнего с ростом β_{ij} было также проверено для реакции (16).

Таким образом, распределения (17) и (20) показывают, что группы частиц сильно коррелируют лишь при малых значениях переменной (14) или (19), когда β_{ij} или β_k порядка единицы. С увеличением этих переменных корреляции экспоненциально убывают. Установленная закономерность аналогична принципу ослабления корреляций Боголюбова в обычном пространстве. Примерно одинаковое поведение корреляционных функций в пространстве β_{ij} подтверждает, что принцип ослабления корреляций является универсальной статистической характеристикой кварк-глюонной материи и может служить основой для изучения релятивистских ядерных столкновений.

Литература:

1. Клоуз Ф. Кварки и партоны. Мир, Москва, 1982.
2. Valence Instabilities and Related Narrow-Band Phenomena Plenum Press, New York, 1977.
3. Adler D., Brooks H. Phys. Rev., 1967, 155, p. 826.
4. Zimmer H., Takemura K., Syassen K., Fischer K. Phys. Rev., 1984, B29, p. 2350.
5. Кривоглаз М.А. УФН, 1973, III, с. 617.
6. Нагаев Э.Л. УФН, 1975, II7, с. 437.
7. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 1977, 8, с. 429.
8. Буров В.В., Лукьянов В.К., Титов А.И. В кн: Мультикварковые взаимодействия и квантовая хромодинамика. ОИЯИ, Д12-84-599, Дубна, 1984, с. 124.
9. Vary J. P. Nucl. Phys., 1984, A481, p. 195.
10. Макаров М.М. ЭЧАЯ, 1984, 15, с. 941.
11. Балдин А.М., Назмитдинов Р.Г., Чижов А.В., Шумовский А.С., Юкалов В.И. ДАН СССР, 1984, 279, с. 602.
12. Балдин А.М., Назмитдинов Р.Г., Чижов А.В., Шумовский А.С., Юкалов В.И. ОИЯИ, Д12-84-599, Дубна, 1984, с. 581.
13. Балдин А.М., Шумовский А.С., Юкалов В.И. ОИЯИ, P2-85-307, Дубна, 1985.
14. Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. JINR Rapid Comm., No 7-85, Dubna, 1985, p. 45.

15. Назмитдинов Р.Г., Чижов А.В., Шумовский А.С., Юкалов В.И. ОИЯИ, P2-85-294, Дубна, 1985.
16. Боголюбов Н.Н. ОИЯИ, R -145I, Дубна, 1963.
17. Балдин А.М., Диденко Л.А. Краткие сообщения ОИЯИ, № 3-84, Дубна, 1984, с. 5.
18. Matveev V., Sorba P. Nuovo Cim., 1978, 45A, p. 257.
19. Юкалов В.И. ТМФ, 1976, 26, с. 403.
20. Yukalov V.I. Physica, 1981, 108A, p. 402.
21. Yukalov V.I. Phys. Rev., 1985, B32, p. 436.
22. Keiter H., Morandi G. Phys. Rep., 1984, 109, p. 227.
23. Ферми Э. Научные труды. Наука, Москва, 1971.
24. Хуанг К. Статистическая механика. Мир, Москва, 1986.
25. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. Наука, Москва, 1971.
26. Власов Н.А. Нейтроны, Наука, Москва, 1971.
27. Юз Д. Нейтронная оптика, Ин. лит., Москва, 1955.
28. Neutron inelastic scattering, IAEA, Vienna, 1972.
29. Wohl C.G. et al. Rev. Mod. Phys., 1984, 56, p. sI.
30. Балдин А.М., Диденко Л.А. Краткие сообщения ОИЯИ, № 8-85, Дубна, 1985, с. 5.
31. Балдин А.М., Панебратцев Ю.А., Ставинский В.С. ДАН СССР, 1984, 279, с. 1352.
32. Baldin A.M. et al. JINR, E1-85-675, Dubna, 1985.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 ноября 1985 года.

Принимается подписка на препринты и сообщения Объединенного института ядерных исследований.

Установлена следующая стоимость подписки на 12 месяцев на издания ОИЯИ, включая пересылку, по отдельным тематическим категориям:

ИНДЕКС	ТЕМАТИКА	Цена подписки на год
1.	Экспериментальная физика высоких энергий	10 р. 80 коп.
2.	Теоретическая физика высоких энергий	17 р. 80 коп.
3.	Экспериментальная нейтронная физика	4 р. 80 коп.
4.	Теоретическая физика низких энергий	8 р. 80 коп.
5.	Математика	4 р. 80 коп.
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия	4 р. 80 коп.
7.	Физика тяжелых ионов	2 р. 85 коп.
8.	Криогеника	2 р. 85 коп.
9.	Ускорители	7 р. 80 коп.
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных	7 р. 80 коп.
11.	Вычислительная математика и техника	6 р. 80 коп.
12.	Химия	1 р. 70 коп.
13.	Техника физического эксперимента	8 р. 80 коп.
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами	1 р. 70 коп.
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях	1 р. 50 коп.
16.	Дозиметрия и физика защиты	1 р. 90 коп.
17.	Теория конденсированного состояния	6 р. 80 коп.
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники	2 р. 35 коп.
19.	Биофизика	1 р. 20 коп.

Подписка может быть оформлена с любого месяца текущего года.

По всем вопросам оформления подписки следует обращаться в издательский отдел ОИЯИ по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79.

Балдин А.М., Шумовский А.С., Юкалов В.И.

P2-85-830

Статистические методы описания кварковых степеней свободы

Исследование кварковых степеней свободы с помощью методов статистической механики иллюстрируется на двух примерах. В одном анализируется возможность сосуществования кластеров, состоящих из различного числа кварков, изучаются фазовые переходы в модели сосуществующих мультикварковых кластеров при изменении температуры и плотности ядерной материи. Показано, что имеются такие интервалы температур и плотностей, когда системе термодинамически выгодно перейти в состояние, представляющее собой смесь нуклонной, шести-, девяти- и даже двенадцатикварковой компонент.

В другом примере устанавливается принцип ослабления корреляций в пространстве относительных четырехмерных скоростей, аналогичный принципу ослабления корреляций Боголюбова, сформулированному для обычного пространства. Справедливость релятивистского принципа ослабления корреляций обосновывается с помощью экспериментальных данных по множественному рождению частиц при столкновении ядер.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод авторов

Baldin A.M., Shumovsky A.S., Yukalov V.I.

P2-85-830

Statistical Methods of Describing Quark Degrees of Freedom

An investigation of quark degrees of freedom by means of statistical-mechanics methods is illustrated by two examples. In one a possibility for the coexistence of clusters composed of different numbers of quarks is analysed, phase transitions in the model of coexisting multi-quark clusters under changes of temperature and nuclear-matter density are studied. It is shown that such temperature and density intervals exist, when it is thermodynamically profitable for a system to pass on a state that is a mixture of nucleon, six-, nine- and even twelve- quark components.

In the other example the principle of correlation weakening in the space of relative four-dimensional velocities is established, being analogous to the Bogolubov principle of correlation weakening formulated for the usual space. The validity of the relativistic principle of correlation weakening is based on experimental data on multiparticle production under collisions of nuclei.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985