

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Ш-202

P2-87-904

А.А.Шаненко\*, А.С.Шумовский, В.И.Юкалов

**ШЕСТИКВАРКОВЫЕ КЛАСТЕРЫ  
В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ  
ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ**

Направлено в "International Journal  
of Modern Physics A"

---

\*Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова

**1987**

## I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время в физике уделяется много внимания исследованию фазовых переходов и связанных с ними критических явлений. В связи с этим наблюдается интенсивное проникновение идей статистической механики в самые различные области физики. Крайне важно рассмотрение фазовых переходов для космологии, особенно в изучении таких экзотических явлений, как вспышки сверхновых звезд, нейтронные звезды, изменения, происходящие в расширяющейся Вселенной после Большого взрыва<sup>/1/</sup>. Пределный переход к непрерывному пространству от калибровочной теории поля на решетке формально интерпретируется как фазовый переход<sup>/2/</sup>. Одна из самых значительных проблем современной физики - деконфайнмент кварков - также рассматривается как фазовый переход от адронной материи к кварк-глюонной плазме, который может произойти при температуре Хагедорна (150-200 МэВ)<sup>/3,4/</sup>. Традиционный подход связан с рассмотрением переходов между чистыми фазовыми состояниями. Однако действительность дает множество примеров взаимного проникновения фаз и их равновесного сосуществования - гетерофазных состояний. Например, наличие в ядрах многокварковых конфигураций, состоящих из 3, 6, 9 и 12 кварков, одним из сигналов которого стало обнаружение кумулятивного эффекта<sup>/5,6/</sup>. Мультикварковым кластерам в последнее десятилетие было посвящено множество исследований. Данная работа представляет собой развитие подхода к описанию многокварковых конфигураций в ядрах, сформулированного в работах "дубненской группы"<sup>/7-9/</sup>.

Динамика образования связанных кластеров с точки зрения КХД, в принципе, понятна. Но так как еще нет ее математического описания, можно использовать феноменологический подход, полагая, что кварковые кластеры существуют. Их параметры извлекаются из теории мешков (мешок П.Н. Боголюбова, MIT, гармонический и т.д.)<sup>/10,12/</sup>, а шестикварковые образования можно также характеризовать свойствами дейтрона или написать им характеристики каких-либо из предполагаемых дибарионов.

Совокупность одинаковых кластеров образует чистую фазу. Система, в которой сосуществуют кластеры с различным числом кварков, представляет собой так называемую гетерофазную систему<sup>/13-17/</sup>. Пусть  $\mathcal{F}_n$  - пространство состояний фазы из  $n$  -кварковых кластеров, а  $\widehat{H}_n$  -

представление гамильтониана системы на этом пространстве. Полное пространство состояний гетерофазной системы является тензорным произведением

$$\mathcal{F} = \bigotimes_n \mathcal{F}_n. \quad (1)$$

Гамильтониан на  $\mathcal{F}$  представляется прямой суммой

$$\hat{H} = \bigoplus_n \hat{H}_n. \quad (2)$$

Концентрации соответствующих фазовых компонент задаются отношением

$$W_n = \frac{N_n}{N} \left( N = \sum_n N_n \right), \quad (3)$$

где  $N_n$  - число кварков, находящихся в  $n$ -фазе, т.е. образующих соответствующие кластеры. Очевидно, (3) имеет свойство вероятности  $n$ -фазы:

$$0 \leq W_n \leq 1, \quad \sum_n W_n = 1. \quad (4)$$

Гамильтониан каждой из фаз записывается в виде

$$\hat{H}_n = \sum_{KS} (\sqrt{\kappa^2 + M_n^2} - \mu_n) a_n^+(k,s) a_n(k,s) + U_n, \quad (5)$$

где  $a_n(k,s)$  - оператор уничтожения  $n$ -кваркового кластера с импульсом  $\kappa$ , набором спина и изоспина  $S$  и массой  $M_n$ ;  $\mu_n$  - химический потенциал  $n$ -й фазы; слагаемые  $U_n$  содержат межкластерные взаимодействия. Из (3) и (5) следует, что концентрация кварков фазы выражается равенством

$$W_n = \frac{n}{N} \sum_{KS} \langle a_n^+(k,s) a_n(k,s) \rangle, \quad (6)$$

где  $\langle \dots \rangle$  - среднее по ансамблю с гамильтонианом (2). Поскольку кварки - фермионы, то ясно, что кластеры с четным  $n$  являются бозонами, а с нечетным  $n$  - фермионами. Кластеры могут сливаться и распадаться:

$$nq + n'q \leftrightarrow (n+n')q. \quad (7)$$

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

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

Это условие можно также записать в форме

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

где  $\mathcal{F}$  - приведенная свободная энергия:

$$\mathcal{F} = - \frac{\Theta}{N} \ln \text{Tr} e^{-\hat{H}/\Theta} + \mu, \quad (10)$$

где  $\Theta$  - температура, выраженная в энергетических единицах.

В работах [7-9] взаимодействие учитывается в духе Ван-дер-Ваальса, и полученные результаты показывают термодинамическую выгодность гетерофазного состояния в широком диапазоне значений температуры  $\Theta$  и плотности  $\rho$ .

В данной работе рассматривается последовательный микроскопический подход к описанию двухфазной системы нуклонов и шестикварков. Взаимодействие учитывается не феноменологически, как в работах [7-9], а с помощью явного задания потенциалов. Проводятся аналитические исследования для низких температур.

Выбор для рассмотрения только шестикварковых и трехкварковых образований оправдан, так как результаты прежних расчетов "дубненской группы" показали, что при температурах, близких к нулю, и в широком интервале значений плотности ядерной материи величины  $W_9$  и  $W_{12}$  очень малы в сравнении с  $W_3$  и  $W_6$ . Конечно, результаты анализа поведения такой двухфазной системы при высоких  $\Theta$  и  $\rho \gg \rho_0$  (где  $\rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3$  - нормальная ядерная плотность кварков) будут далеки от реальных в силу значительности в таком диапазоне параметров  $\Theta$  и  $\rho$  вклада мультикварковых кластеров более высокого порядка, чем 3 и 6, но мы ограничимся пределами изменения  $\Theta$  и  $\rho$ , когда разумно приближение двух фаз, нуклонов и шестикварков.

## 2. ВЫБОР ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Как известно, в ядре электромагнитные взаимодействия малы в сравнении с сильными взаимодействиями, что позволяет учитывать лишь последние.

Вообще говоря, в реальные ядерные потенциалы взаимодействия нуклонов с нуклонами и, по всей видимости, нуклонов с шестикварками и шестикварков с шестикварками, входят помимо центральных членов и тензорные члены. Однако из условий устойчивости ядра<sup>18/</sup> следует, что вклад тензорных членов в термодинамику системы незначителен из-за стремления к компенсации слагаемых с противоположными знаками. В приближении однопионного обмена центральный член потенциала взаимодействия двух объектов с мезонными зарядами  $g$  запишется<sup>19/</sup> как

$$\Phi(\vec{r}) = -g^2 \frac{e^{-mr}}{r} + 4\pi g^2 m \delta(\vec{r}), \quad (II)$$

где  $m = 140$  МэВ - масса пи-мезона,  $g$  - мезонный заряд ( $g^2 = 0,08$ ). В образовании кора ядерного потенциала существенную роль играют тяжелые векторные мезоны. В ядерной физике известен феноменологический потенциал Ферми<sup>20/</sup>, который учитывает вклад как пионов, так и тяжелых мезонов по созданию кора:

$$\varphi_{ij} = \frac{2\pi \cdot a_{ij}}{M_{ij}} \cdot \delta(\vec{r}_{ij}), \quad (I2)$$

где

$$M_{ij} = \frac{M_i \cdot M_j}{M_i + M_j}, \quad (I3)$$

а  $M_i$  и  $M_j$  - массы взаимодействующих частиц,  $a_{ij}$  - длина рассеяния  $i$ -й частицы на  $j$ -й.

С учетом всего вышесказанного, предполагая равенство мезонных зарядов нуклонов и шестикварков, мы можем записать:

$$\Phi_{33}(|\vec{r}_{12}|) = -g^2 \frac{e^{-m|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|} + \frac{2\pi \cdot a_{33}}{M_{33}} \cdot \delta(\vec{r}_{12}), \quad (I4)$$

$$\Phi_{66}(|\vec{r}_{12}|) = -g^2 \frac{e^{-m|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|} + \frac{2\pi \cdot a_{66}}{M_{66}} \cdot \delta(\vec{r}_{12}), \quad (I5)$$

$$\Phi_{36}(|\vec{r}_{12}|) = -g^2 \frac{e^{-m|\vec{r}_{12}|}}{|\vec{r}_{12}|} + \frac{2\pi \cdot a_{36}}{M_{36}} \delta(\vec{r}_{12}), \quad (I6)$$

где  $\Phi_{33}$ ,  $\Phi_{36}$  и  $\Phi_{66}$  - центральные ядерные потенциалы взаимодействия нуклона с нуклоном, нуклона с шестикварком и шестикварка с шестикварком. Величину  $a_{33}$  выбираем равной 1,6 фм. Для определения  $a_{66}$  воспользуемся известным соотношением в теории мешков<sup>10-12/</sup>:

$$\left(\frac{M_3}{M_6}\right)^{1/3} = \frac{a_{33}}{a_{66}}. \quad (I7)$$

Из геометрических соображений ясно, что  $a_{36} = \frac{a_{33} + a_{66}}{2}$ . Следовательно, выбором масс шестикварка и нуклона мы полностью задаем потенциалы взаимодействия в гамильтониане двухфазной модели.

### 3. ДВУХФАЗНАЯ МОДЕЛЬ

Рассматриваем бесконечную ядерную материю, в которой могут существовать две фазы. Первая - это нуклоны с массой  $M_3 = 938$  МэВ, набор спина и изоспина будем обозначать греческим символом, для нуклона имеется четыре возможных спин-изоспиновых состояния. Вторая - это шестикварковые кластеры с массой  $M_6$ , которая будет оцениваться из сравнения опытных данных и результатов расчета, набор спин-изоспина для шестикварка будем обозначать латинским символом и будем считать, что имеется девять возможных спин-изоспиновых состояний (три для спина и три для изоспина). Гамильтониан двухфазной системы выглядит следующим образом:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \sum_{\gamma} \int d\vec{x} \Psi_{3\gamma}^{\dagger}(\vec{x}) (\sqrt{-\vec{\nabla}^2 + M_3^2} - \mu_3) \Psi_{3\gamma}(\vec{x}) + \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \iint d\vec{x} d\vec{y} \times \\ & \times \Phi_{33}(|\vec{x}-\vec{y}|) \Psi_{3\alpha}^{\dagger}(\vec{x}) \Psi_{3\beta}^{\dagger}(\vec{y}) \Psi_{3\alpha}(\vec{x}) \Psi_{3\beta}(\vec{y}) + \\ & + \sum_j \int d\vec{x} \Psi_{6j}^{\dagger}(\vec{x}) \cdot (\sqrt{-\vec{\nabla}^2 + M_6^2} - \mu_6) \Psi_{6j}(\vec{x}) + \\ & + \frac{1}{2} \sum_{mn} \iint d\vec{x} d\vec{y} \Phi_{66}(|\vec{x}-\vec{y}|) \Psi_{6m}^{\dagger}(\vec{x}) \Psi_{6n}^{\dagger}(\vec{y}) \Psi_{6m}(\vec{x}) \Psi_{6n}(\vec{y}) + \\ & + \sum_{m\alpha} \iint d\vec{x} d\vec{y} \Phi_{36}(|\vec{x}-\vec{y}|) \Psi_{3\alpha}^{\dagger}(\vec{x}) \Psi_{3\alpha}(\vec{x}) \Psi_{6m}^{\dagger}(\vec{y}) \Psi_{6m}(\vec{y}), \end{aligned} \quad (I8)$$

где  $\Psi_{3\gamma}^{\dagger}(\vec{x})$  и  $\Psi_{3\gamma}(\vec{x})$  - операторы рождения и уничтожения нуклона в точке  $\vec{x}$  и в спин-изоспиновом состоянии  $\gamma$ ;  $\Psi_{6j}^{\dagger}(\vec{x})$  и  $\Psi_{6j}(\vec{x})$  - операторы рождения и уничтожения шестикварка в точке  $\vec{x}$  и в спин-изоспиновом состоянии  $j$ .

Задача решается методом функций Грина. Для решения получающихся уравнений пользуемся расщеплением Хартри. Его использование вполне обоснованно по следующим соображениям. "Фоковской" добавкой в расщеплении можно пренебречь, так как имеются оценки для систем бозонов и фермионов, показывающие незначительность вклада "фоковской" части по сравнению с частью расщепления Хартри при низких температурах<sup>/21/</sup>. Аномальные спаривания для бозонных операторов не учитываем, так как имеем дело со слабонеидеальной системой бозонов, когда аномальные спаривания не входят в выражения для плотностей частиц<sup>/22/</sup>. В слабонеидеальности системы шестикварков можно будет убедиться из дальнейших расчетов. С учетом всего сказанного, проделав все необходимые операции, получаем следующие выражения для термодинамических плотностей нуклонов и шестикварков:

$$n_{3\gamma} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} k^2 \cdot \frac{1}{e^{\omega(\vec{k})/\Theta} + 1} dk ; \quad (19)$$

$$\omega(\vec{k}) = \sqrt{k^2 + M_3^2} - \mu_3 + A ; \quad (20)$$

$$n_{6j} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{+\infty} k^2 \cdot \frac{1}{e^{\omega'(\vec{k})/\Theta} - 1} dk ; \quad (21)$$

$$\omega'(\vec{k}) = \sqrt{k^2 + M_6^2} - \mu_6 + B , \quad (22)$$

где

$$A = A_{33} \sum_{\gamma} n_{3\gamma} + A_{36} \sum_j (n_{6j} + n_{6j}^0) ; \quad (23)$$

$$B = A_{66} \sum_j (n_{6j} + n_{6j}^0) + A_{36} \sum_{\gamma} n_{3\gamma}$$

и

$$A_{ij} = \int \varphi_{ij}(|\vec{r}|) d\vec{r} . \quad (24)$$

Причем  $n_{3\gamma}$ ,  $n_{6j}$  и  $n_{6j}^0$  мы обозначили соответственно термодинамические плотности нуклонов, надконденсатных шестикварков и конденсатных шестикварков.

В пределе низких температур для (19) и (21) можно записать:

$$n_{3\gamma} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{\Theta^{7/2}}{\sqrt{2M_3}} I(x, \frac{5}{2}, +) + \frac{\Theta^{5/2}}{\sqrt{2M_3}} 3M_3 \cdot I(x, \frac{3}{2}, +) + \frac{\Theta^{3/2}}{\sqrt{2M_3}} \cdot 2M_3^2 \cdot I(x, \frac{1}{2}, +) \right\} ; \quad (25)$$

$$n_{6j} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{\Theta^{7/2}}{\sqrt{2M_6}} I(y, \frac{5}{2}, -) + \frac{\Theta^{5/2}}{\sqrt{2M_6}} \cdot 3M_6 \cdot I(y, \frac{3}{2}, -) + \frac{\Theta^{3/2}}{\sqrt{2M_6}} \cdot 2M_6^2 \cdot I(y, \frac{1}{2}, -) \right\} , \quad (26)$$

где

$$I(x, p, +) = \int_0^{+\infty} t^p \cdot (\exp(t-x) + 1)^{-1} dt , \quad (27)$$

$$I(y, p, -) = \int_0^{+\infty} t^p \cdot (\exp(t-y) - 1)^{-1} dt , \quad (28)$$

при этом  $x = \frac{\mu_3 - M_3 - A}{\Theta}$ ,  $y = \frac{\mu_6 - M_6 - B}{\Theta}$ , а  $A$  и  $B$  заданы (23).

Если считать плотность кварков в системе постоянной и равной  $\rho = \rho_0 = 4 \cdot 10^6 \text{ МэВ}^3$  и  $\Theta = 0$ , то мы можем рассмотреть  $w_3 = \rho^{-1} \cdot 3 \cdot \sum_{\gamma} n_{3\gamma}$  и  $w_6 = \rho^{-1} \cdot 6 \cdot \sum_j (n_{6j} + n_{6j}^0)$  как функции  $M_6$ . Шестикварковые кластеры образуют бозе-конденсат при  $\mu_6 = M_6 + B$ . Для вычисления (25) и (26) при  $\Theta = 0$  рассмотрим следующие возможности: а) если  $M_6/2 - M_3 < |B/2 - A|$ , тогда  $x \rightarrow -\infty$  при  $\Theta \rightarrow 0$

$$\text{и } n_{3\gamma}|_{\Theta=0} = 0; \quad n_{6j}|_{\Theta=0} = 0; \quad w_{6j}^0 = 8/54 ; \quad (29)$$

б) если  $M_6/2 - M_3 \geq |B/2 - A|$ , то  $x \rightarrow +\infty$  при  $\Theta \rightarrow 0$  и

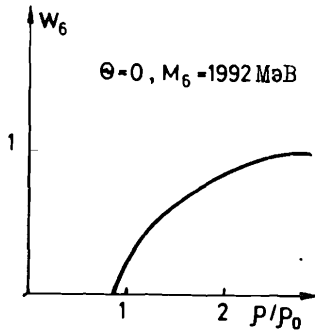
$$n_{3\gamma}|_{\Theta=0} = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{2}{7} \left( \frac{M_6}{2} - M_3 + \frac{B}{2} - A \right)^{7/2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2M_3}} + \frac{2}{5} \left( \frac{M_6}{2} - M_3 + \frac{B}{2} - A \right)^{5/2} \frac{3M_3}{\sqrt{2M_3}} + \frac{2}{3} \left( \frac{M_6}{2} - M_3 + \frac{B}{2} - A \right)^{3/2} \frac{2M_3^2}{\sqrt{2M_3}} \right\} ; \quad (30)$$

$$n_{ij}|_{\Theta=0} = 0; \quad (31)$$

$$12 n_{3\gamma} + 54 n_{ij}^0 = \rho. \quad (32)$$

Численное решение (28)-(31) показывает, что при  $\rho = \rho_0$ ,  $\Theta = 0$  и  $M_6 \leq 1918$  МэВ имеем  $W_3 = 0$  и  $W_6 = 1$ ; если  $M_6 \geq 2006$  МэВ, то  $W_3 = 1$  и  $W_6 = 0$ ; причем, когда  $M_6 = 1992$  МэВ, получаем  $W_6 = 0,18$ , что соответствует оценкам вероятности обнаружения дибарионов в ядрах  $^{19}\text{F}$ . Найденная при этом масса шестикварка  $M_6 = 1992$  МэВ находится в разумном согласии с массами дибарионов  $^{23}\text{F}$ .

Если считать  $M_6 = 1992$  МэВ и  $\Theta = 0$  и изменять плотность кварков в системе, то, пользуясь (28)-(31), получаем  $W_3 = 1$  и  $W_6 = 0$  при  $\rho \leq 0,87 \rho_0$ ;  $W_3 = 0$  и  $W_6 = 1$  при  $\rho \geq 2,7 \rho_0$  и  $W_6 = 0,18$ , если  $\rho = \rho_0$ . Результат для  $M_6 = 1992$  МэВ можно изобразить графически на рисунке.



Анализируя асимптотическое поведение системы при низких температурах и выделяя доминирующий температурный член для (29), имеем выражение

$$n_{3\gamma} = f_0(\rho, M_6) + f_1(\rho, M_6) \cdot \Theta^2, \quad (33)$$

в котором

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{2}{7} \frac{1}{\sqrt{2M_3}} e^{7/2} + \frac{2}{5} \frac{3M_3}{\sqrt{2M_3}} e^{5/2} + \frac{2}{3} \frac{2M_3^2}{\sqrt{2M_3}} e^{3/2} \right\}; \quad (34)$$

$$f_1 = \frac{1}{2\pi} \left\{ \frac{2}{7} \frac{1}{\sqrt{2M_3}} \left( \frac{7}{2} e^{5/2} \cdot d \cdot f_1 + \frac{35}{24} \pi^2 \cdot e^{3/2} \right) + \frac{2}{5} \cdot \frac{3M_3}{\sqrt{2M_3}} \times \right. \\ \left. \times \left( \frac{5}{2} e^{3/2} \cdot d \cdot f_1 + \frac{15}{24} \pi^2 e^{1/2} \right) + \frac{2}{3} \frac{2M_3^2}{\sqrt{2M_3}} \cdot \left( \frac{3}{2} e^{1/2} \cdot d \cdot f_1 + \frac{3}{24} \pi^2 e^{-1/2} \right) \right\}; \quad (35)$$

$$\ell \equiv \frac{M_6}{2} - M_3 + 4f_0 \cdot \left( \frac{A_{36}}{2} - A_{33} \right) - 2f_0 \left( \frac{A_{66}}{2} - A_{36} \right) + \\ + \frac{\rho}{6} \cdot \left( \frac{A_{66}}{2} - A_{36} \right); \quad (36)$$

$$d \equiv 4 \cdot \left( \frac{A_{36}}{2} - A_{33} \right) - 2 \left( \frac{A_{66}}{2} - A_{36} \right). \quad (37)$$

При этом легко перейти к  $W_3$  и  $W_6$ . Теперь необходимо убедиться в слабонеидеальности газа шестикварков. Так как

$$B = A_{66} \sum_j (n_{ij} + n_{ij}^0) + A_{36} \sum_j n_{3\gamma}$$

- это не что иное, как потенциальная энергия на один шестикварк, а

$$K = \int (n_{ij}(\vec{k}) + n_{ij}^0) \cdot \sqrt{k^2 + M_6^2} d\vec{k} / n_{ij} + n_{ij}^0$$

есть кинетическая энергия на один шестикварк, причем очевидно, что справедливо неравенство

$$K \geq M_6,$$

то отсюда следует

$$\frac{B}{K} \leq \frac{1}{M_6} \left( A_{66} \sum_j (n_{ij} + n_{ij}^0) + A_{36} \sum_j n_{3\gamma} \right). \quad (38)$$

Но  $0 < A_{66} < A_{36}$ , и, таким образом,

$$\frac{B}{K} \leq \frac{A_{36} \cdot \rho}{M_6}. \quad (39)$$

По формуле (24) можно найти, что  $A_{36} \sim 10^{-5}$  МэВ<sup>-2</sup>; так как  $M_6 \sim 10^3$  МэВ, то в диапазоне наиболее интересных значений плотности  $\rho \sim 10^6$  МэВ<sup>3</sup>

$$\frac{B}{K} \leq \frac{A_{36} \cdot \rho}{M_6} \sim 10^{-2}, \quad (40)$$

что и свидетельствует о слабонеидеальности.

Сравним результаты, полученные в данной работе, с результатами рассмотрения двухфазной модели "дубненской группой"<sup>77-9/</sup>. Учет взаимодействия кварковых мешков посредством задания свободного объема в духе Ван-дер-Ваальса приводил к ужесточению условий, необходимых для существования бозе-конденсата. Рассмотрение же взаимодействий в форме явных потенциалов (Ферми + Юкава) привело к лучшему согласию результатов с ожидаемыми массами дибарионов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Linde A.D. Rep.Prog.Phys., 42 (1979) 389.
2. Kogut J.B. Rev.Mod.Phys., 51 (1979) 659.
3. Hagedorn R. Nuovo Cim. Suppl., 3 (1965) 147.
4. Gorenstein M.J., Petrov V.K., Zinovjev G.M. Phys.Let., B106(1981)327.
5. Балдин А.М. Краткие сообщения по физике ФИАН СССР, № I (1971) 35.
6. Балдин А.М. ЭЧАЯ, 8 (1977) 429.
7. Балдин А.М., Назмитдинов Р.Г., Чижов А.В., Шумовский А.С., Юкалов В.И. ДАН СССР, 279 (1984) 602.
8. Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. JINR Rapid Communications, No.7-85, Dubna, 1985, p.45.
9. Chizhov A.V., Nazmitdinov R.G. Shumovsky A.S., Yukalov V.I. Nucl. Phys., A449 (1986) 660.
10. Bogolubov P.N. Ann.Inst.Henri Poincare, 8 (1968) 163.
11. Chodos A., Jaffe R., Johnson K., Thorn C. Phys.Rev., D10(1974) 2599
12. Matveev V.A., Sorba P. Lett.Nuovo Cim., 20(1977) 435.
13. Юкалов В.И. ТМФ, 26 (1976) 403.
14. Shumovsky A.S., Yukalov V.I. In: XY International School on High Energy Physics, ed. N.N.Bogolubov et al. (Dubna, 1983).
15. Шумовский А.С., Юкалов В.И. ЭЧАЯ, 16 (1985) 1274.
16. Yukalov V.I. Phys.Rev., B32 (1985) 436.
17. Yukalov V.I. Physica, A141 (1987) 352.
18. Браун Дж.Е., Джонсон А.Д. Нуклон-нуклонные взаимодействия. Атомиздат, Москва, 1979 .
19. Де Бенедетти. Ядерные взаимодействия. Атомиздат, Москва, 1968.
20. Ферми Э. Научные труды. Наука, Москва, 1972 .
21. Юкалов В.И. ТМФ, 37 (1978) 390.
22. Боголюбов Н.Н. Избранные труды. Наукова думка, Киев, 1970 , т.2, с. 351-390.
23. Vary J.P. Nucl.Phys., A418 (1984) 195.

Рукопись поступила в издательский отдел  
24 декабря 1987 года.

Шаненко А.А., Шумовский А.С., Юкалов В.И. P2-87-904  
Шестикварковые кластеры в ядерной  
материи при низких температурах

Исследуется двухфазная система, состоящая из нуклонов и шестикварковых кластеров. Взаимодействие между нуклонами и шестикварками описывается суммой потенциалов Ферми и Юкавы. Находится низкотемпературное поведение концентраций нуклонов и шестикварков в зависимости от плотности. Показано, что при нормальной ядерной плотности содержание шестикварковых кластеров может быть порядка 10%, что согласуется с экспериментами.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

#### Перевод авторов.

Shanenko A.A., Shumovsky A.S., Yukalov V.I. P2-87-904  
Six-Quark Clusters in Nuclear Matter at  
Low Temperatures

The two-phase system consisting of nucleons and six-quark clusters is investigated. The interaction between nucleons and six-quarks is represented by a sum of the Fermi and Yukawa potentials. The temperature behaviour of nucleon and six-quark concentrations versus density is found. It is shown that with a normal nuclear density, six-quark clusters may amount to about 10%, which is in agreement with experiment.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987