

КОЧЕЛЕВ

Николай Иннокентьевич

МАССЫ И СТАТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА АДРОНОВ  
В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ  
С УЧЕТОМ СТРУКТУРЫ ВАКУУМА  
КВАНТОВОЙ ХРОМОДИНАМИКИ

Специальность: 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Диссертация выполнена в Лаборатории теоретической физики  
Объединенного института ядерных исследований

Научные руководители:

доктор физико-математических наук,  
член-корреспондент АН КазССР

И.Я. Часников

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

П.Н. Боголюбов

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук,  
профессор

Р.Н. Фаустов

доктор физико-математических наук,  
старший научный сотрудник

С.Б. Герасимов

Ведущее научно-исследовательское учреждение:  
Институт физики высоких энергий (г. Серпухов)

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1987 г.  
в \_\_\_\_\_ час. на заседании Специализированного совета  
К 047.01.01. Лаборатории теоретической физики Объединенного  
института ядерных исследований, г. Дубна Московской области  
Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1987 г.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке  
Объединенного института ядерных исследований

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

А.Е. Дорохов

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Квантовая хромодинамика (КХД) достигла заметных успехов в описании жестких процессов, т.е. процессов с большими передачами импульса. На малых расстояниях эффективная константа кварк-глюонного взаимодействия стремится к нулю, что позволяет здесь последовательно применять хорошо разработанный аппарат теории возмущений.

Однако при вычислении таких фундаментальных характеристик адронов, как масс, магнитных моментов, среднеквадратичных зарядовых радиусов, КХД сталкивается со значительными трудностями. Дело в том, что эти характеристики адронов формируются в основном на больших расстояниях, где из-за роста константы взаимодействия аппарат теории возмущений перестает работать и требуется учет непертурбативных эффектов, связанных со сложной структурой вакуума КХД.

Одним из феноменологических подходов, в котором учитывается поведение кварков на больших расстояниях, является составная кварковая модель. В этом направлении плодотворным оказался подход, развитый П.Н. Боголюбовым в модели квазинезависимых кварков. Дубненская модель явилась прообразом релятивистской модели кварковых мешков, среди формулировок которой вариант MIT является наиболее продвинутым в приложениях к описанию свойств адронов.

Основное предположение группы MIT заключалось в гипотезе о полном разрушении вакуумных флуктуаций в пространстве, занятом кварковыми полями. Привлекательность модели обуславливалась, в частности, тем обстоятельством, что существовала надежда обоснования её параметров непосредственно из КХД. Однако все попытки сделать это окончились неудачно. Более того, развитие метода правил сумм КХД привело к появлению физической картины адронов, противоположной той, которая ожидалась в MIT-модели. А именно, было показано, что вакуум внутри мешка практически не разрушается и в адронной спектроскопии доминируют эффекты взаимодействия кварков с непертурбативными вакуумными полями.

Поэтому актуальность пересмотра основных постулатов модели не вызывает сомнений. При этом, конечно, необходима всесторонняя проверка новой версии модели и в первую очередь вычисление в её рамках масс и статических свойств низших адронных состояний. С другой стороны, параметры новой модели определяются интенсивностью кварковых

и глюонных вакуумных полей, что позволяет получать из эксперимента нетривиальную информацию о структуре основного состояния теории. Эта информация может в дальнейшем использоваться при построении реалистичной модели вакуума КХД.

Цель работы. Целью работы является построение составной кварковой модели с учетом структуры вакуума КХД и вычисление в её рамках масс и статических характеристик адронов.

#### Научная новизна и практическая ценность работ

Предложена кварковая модель, в которой доминирующую роль играет взаимодействие кварков через непертурбативный вакуум КХД. Показано, что потенциал конфайнмента определяется взаимодействием кварков с длинноволновой частью вакуумных флуктуаций. В то же время расщепление масс между унитарными  $SU_F(3)$ -мультиплетами возникает в основном за счет взаимодействия кварков с коротковолновыми инстантонными полями.

Результаты расчета спектра масс и статических свойств низших адронных состояний согласуются с экспериментальными данными. При этом параметры модели не противоречат значениям, извлеченным из правил сумм КХД. Отмечена существенная роль взаимодействия, индуцируемого инстантонами, в изотопических разностях масс, смешивании унитарных мультиплетов и мультикварковых адронах. Предложен новый метод вычисления энергии вакуумных флуктуаций в ограниченных пространствах.

#### На защиту выносятся следующие положения:

1. Исходя из лагранжиана КХД построена кварковая модель, учитывающая взаимодействие кварков с вакуумными полями.
2. В рамках модели вычислены массы адронов, состоящих из легких кварков, и получены оценки масс  $u$ - ,  $d$ - ,  $S$  - кварков.
3. Показана доминирующая роль взаимодействия, индуцированного инстантонами, в смешивании унитарных мультиплетов и дается возможное решение  $U_A(1)$ -проблемы.
4. Рассчитаны среднеквадратичные зарядовые радиусы, магнитные моменты и аксиально-векторные константы взаимодействия частиц барионного октета.
5. Предсказано существование шестикваркового состояния  $H$ -дигиперона при массе  $M_H = 2,1$  ГэВ, стабильного относительно сильных распадов.

6. Вычислено изменение энергии вакуумных флуктуаций полей при различных конфигурациях кваркового мешка.

Апробация работ. Основные результаты работы неоднократно докладывались на семинарах ИФВЭ АН КазССР, в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, а также обсуждались на сессии ОЯФ АН СССР (1984), на Всесоюзном семинаре-совещании "КХД - вакуум и структура адронов" (Ташкент, 1985 г.), на Международной конференции "Кварки - 86" (Тбилиси, 1986 г.) и на УШ Международном семинаре по проблемам физики высоких энергий (Дубна, 1986 г.)

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 9 работ.

Объем работ. Диссертация состоит из введения, трех глав и заключения. Она содержит 90 страниц машинописного текста, 6 рисунков. Библиографический список включает 155 ссылок.

#### КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении содержится обзор литературы, посвященной решеточным вычислениям, правилам сумм КХД и составным кварковым моделям. Обсуждаются проблемы, существующие в этих трех подходах к адронной спектроскопии. Сформулирована цель работы и изложено её краткое содержание.

В первой главе дается формулировка новой модели. Исходя из предположения, что непертурбативный вакуум не разрушается цветными полями кварков внутри мешка строится гамильтониан модели. Он определяется взаимодействием между кварками, которое индуцируется одноглюонными обменами, длинноволновыми вакуумными полями и инстантонами.

В § 1 излагается теория возмущений КХД в мешке. Построено разложение операторов кварковых и глюонных полей по одночастичным волновым функциям и найдено выражение для глюонного пропагатора.

В § 2 из лагранжиана КХД получен гамильтониан взаимодействия кварков с длинноволновой частью вакуумных флуктуаций. Это достигается разбиением кварковых и глюонных полей на валентную (квантовую)  $q$  и  $A_m^a$  и вакуумную (классическую)  $Q$  и  $B_m^a$  части. Гамильтониан имеет вид:

$$H_{vac} = \frac{w}{2} (\bar{q} \gamma_0 Q + \bar{Q} \gamma_0 q) + \frac{1}{2} (\bar{q} \gamma_0 \partial_0 Q - \partial_0 \bar{Q} \gamma_0 q) - \frac{g}{4} (\bar{q} \gamma_\mu \lambda^a q B_m^a + \bar{q} \gamma_\mu \lambda^a Q B_m^a) - \frac{g}{2} \bar{q} \gamma_\mu \lambda^a q B_m^a,$$

где  $\omega$  - одночастичная энергия,  $\lambda^a$  - матрицы цветной группы  $SU_C(3)$ . Построена теория возмущений с этим гамильтонианом,

В § 3 коротковолновая часть вакуумных флуктуаций аппроксимируется инстантонным решением. В рамках модели инстантонной жидкости получен эффективный лагранжиан взаимодействия между легкими  $u$ - ,

$$\mathcal{L}_{inst} = \frac{1}{2} \sum_{i \neq j}^{u,d,s} h_{ij} \left[ \bar{q}_{iR} q_{iL} \bar{q}_{jR} q_{jL} + \frac{3}{32} (\bar{q}_{iR} \lambda^a q_{iL}) * \bar{q}_{jR} \lambda^a q_{jL} - \frac{3}{4} \bar{q}_{iR} \sigma_{\mu\nu} \lambda^a q_{iL} \bar{q}_{jR} \sigma_{\mu\nu} \lambda^a q_{jL} \right] + (R \leftrightarrow L),$$

где

$$h_{ij} = \frac{4\pi^2 \rho_c^2 m_i^*}{3 m_i^* m_j^*}, \quad m_i^* = m_i + m^*, \quad m^* = -\frac{2\tilde{\pi}^2}{3} \langle 0 | \bar{Q} Q | 0 \rangle \rho_c^2,$$

$\rho_c$  - характерный размер инстантона в вакууме КХД,  $\langle 0 | \bar{Q} Q | 0 \rangle$  - кварковый конденсат,  $m_i$  - токовая масса кварка сорта  $i$ .

Во второй главе вычисляются массы и статические характеристики адронов, состоящих из легких  $u$ - ,  $d$ - ,  $s$  - кварков.

В § 4 рассмотрены различные вклады взаимодействий в массы адронов. В предлагаемой модели масса адрона определяется выражением:  $M^2 = E^2 - \langle P^2 \rangle$ , где  $E$  - энергии адрона, вычисленная в приближении статического мешка,  $\langle P^2 \rangle$  - поправка на движение центра масс. Энергия адрона есть сумма одночастичных энергий кварков внутри мешка, потенциала одноглюонного обмена, поправки на взаимодействие кварков с длинноволновой частью вакуумных флуктуаций и взаимодействия, индуцируемого инстантонами. В качестве нулевого приближения выбираются волновые функции  $|h\rangle$  и одночастичные энергии  $\omega$  модели П.Н. Боголюбова. Показано, что лидирующая поправка на взаимодействие кварков с длинноволновой частью вакуумных полей пропорциональна кварковому конденсату. Для  $N_0$  безмассовых кварков она имеет вид:

$$E_{vac}^0 = -N_0 \frac{\tilde{\pi} \langle 0 | \bar{Q} Q | 0 \rangle R^2}{24(\omega R - 1)}$$

и определяет энергию, необходимую для локализации кварков в мешке радиуса  $R$ . Взаимодействие через инстантоны:

$$E_{inst}^h = -\langle h | \mathcal{L}_{inst} | h \rangle$$

отлично от нуля в каналах, где два кварка могут находиться в состоянии с полным нулевым спином, и дает основной вклад в расщепление масс

между псевдоскалярными и векторными мезонами, октетом и декуплетом барионов. Общий вклад всех типов взаимодействий хорошо воспроизводит наблюдаемый спектр масс легких адронов.

В § 5 найдены изотопические разности масс адронов. Они определяются суммой:

$$\Delta M = \Delta M_{EM} + \Delta M_K + \Delta M_G + \Delta M_{vac} + \Delta M_{inst}.$$

Первые три члена: электромагнитное взаимодействие кварков  $\Delta M_{EM}$ , разность кинетических энергий кварков  $\Delta M_K$ , возникающая за счет отличия массы  $u$ -кварка  $m_u$  от массы  $d$ -кварка  $m_d$ , и изменение потенциала одноглюонного обмена  $\Delta M_G$  - вычисляются аналогично MIT-модели. При этом используются параметры, определенные в § 4: масса странного кварка  $m_s = 220$  МэВ и постоянная кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_s = 0,7$ . Отмечается, что учет взаимодействия кварков через вакуум

$$\Delta M_{vac} = 0.035 \sum_{i=u,d} m_i N_i \langle 0 | \bar{Q} Q | 0 \rangle R^3,$$

$$\Delta M_{inst} = - \sum_{i=u,d} m_i \frac{E_{inst}^h}{m_i^*}$$

приводит к значительному улучшению результатов MIT-модели по электромагнитным разностям масс адронов.

В § 6 рассмотрены вопросы смешивания псевдоскалярных и векторных мезонов. Устанавливается связь между нарушением правила Окубо - Цвейга - Иизуки и взаимодействием через инстантоны. Найдены недиагональные матричные элементы от  $\mathcal{L}_{inst}$  между состояниями  $\pi^0, \eta, \eta'$  и вычислены углы смешивания. Показано, что anomalously большая масса  $\eta'$ -мезона возникает за счет отталкивания между кварками, индуцируемого инстантонами.

В § 7 получены одночастичные вклады в статические характеристики адронов. Для этого рассмотрены матричные элементы от операторов:

а) среднеквадратичного зарядового радиуса

$$\langle r^2 \rangle_{ch} = \sum_i e_i \int d\vec{r} q_i^+(\vec{r}) r^2 q_i(\vec{r}),$$

б) магнитного момента

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} \sum_i \int d\vec{r} \bar{q}_i(\vec{r}) \vec{\gamma} \times \vec{r} q_i(\vec{r}),$$

в) аксиальных векторных констант слабых распадов барионов  $B \rightarrow B' e \nu$

$$g_A/g_V = \int d\vec{r} \bar{q}_i(\vec{r}) \lambda^+ s_z q_i(\vec{r}) / \int d\vec{r} \bar{q}_i(\vec{r}) \lambda^+ q_i(\vec{r}),$$

где  $e_i$  - заряд кварка сорта  $i$ ,  $q_i(\vec{r})$  - его одночастичная волновая функция,  $S_2 - z$  - компонента спина,  $\lambda^+ = \lambda_1 + i\lambda_2$  и  $\lambda^+ = \lambda_4 + i\lambda_5$  для распадов без и с изменением странности ( $\lambda_i - SU_F(3)$  - матрицы в пространстве ароматов).

Отмечается, что модель с 20 % точностью описывает экспериментальные данные по этим адронным свойствам.

В § 8 обсуждаются шестикварковые состояния:  $H$  - дигиперон и  $H^*$  - дигиперон с квантовыми числами  $H (S = -2, J^P = 0^+)$ ,  $H^* (S = -2, J^P = 1^+)$ . Учитываются одночастичные и двухчастичные вклады в массы этих состояний. Для нахождения энергии двухчастичных взаимодействий кварков строится кластерное разложение шестикварковой волновой функции  $q^6 \rightarrow q^4 \otimes q^2$ . Показано, что  $H$  - дигиперон устойчив относительно распада на  $2\Lambda$ . Его стабильность связана с сильным притяжением ( $E_{inst}^H \approx 900$  МэВ) между кварками, за счет взаимодействий через инстантоны.

Отмечается, что для мультикварковых адронов из двух состояний более симметричное по цвет-спину обладает меньшей массой. Это обусловлено тем, что непертурбативное инстантонное взаимодействие дает притяжение в симметричном по цвет-спину состоянии и отсутствует в антисимметричном.

В третьей главе рассмотрено влияние границ на вакуумные поля для различных конфигураций кваркового мешка.

В § 9 предлагается метод вычисления изменения энергии вакуумных флуктуаций (ЭВФ). Он базируется на идее Н.Н. Боголюбова, которая состоит в учете в гамильтониане теории дополнительного взаимодействия, отвечающего данным граничным условиям. При этом взаимодействие между границами можно описать методами обычной теории возмущений. Показано, что ряд теории возмущений можно просуммировать, если известна полная функция Грина поля в пространстве с границами.

В § 10 рассмотрены приложения метода. В качестве иллюстрации получен потенциал однопионного обмена между двумя нуклонами в киральной модели мешков. Показано, что на больших расстояниях он переходит в потенциал однопионного обмена между точечными нуклонами с константой  $f_{\pi NN}$ , удовлетворяющей модифицированному соотношению Гольдбергера - Треймана:

$$\frac{1}{f_\pi} = \frac{2 f_{\pi NN} m_\pi R}{g_A m_\pi \int_1(m_\pi R)},$$

где  $f_\pi$  - константа распада  $\pi$ -мезона,  $m_\pi$  - его масса,  $R$  - радиус мешка. Затем метод применяется для нахождения ЭВФ массивного скалярного поля на струне и в трехмерной полости. Для плотности

ЭВФ поля массы  $m$  на струне длиной  $e$  получено выражение

$$U(e, m) = - \frac{m}{2\pi} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{K_1(2mes)}{s}$$

Для поля в трехмерной полости между плоско-параллельными пластинами, находящимися на расстоянии  $e$ , результат следующий:

$$U(e, m) = - \frac{m^2}{8\pi^2 e^2} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{K_2(2mes)}{s^2}$$

В § II показана связь между теорией поля при конечной температуре и пространствах с нетривиальной топологией. Это соотношение является следствием того, что спектры собственных частот в обеих задачах подобны. Отмечается, что для нахождения ЭВФ поля в пространствах с нулевыми (периодическими) граничными условиями достаточно сделать замену переменных  $T \rightarrow 1/2e$  ( $T \rightarrow 1/e$ ), где  $e$  - расстояние между пластинами (период отождествления). Исходя из этого получена ЭВФ для квантовой хромодинамики в первом порядке по константе кварк-глюонного взаимодействия  $\alpha_s$  в трехмерной полости:

$$U(e) = - \frac{19\pi^2}{576 e^4} + \frac{3\pi \alpha_s}{32 e^4}$$

Оценка ЭВФ для  $\alpha_s = 0,7$  показывает, что изменением вакуумных полей за счет влияния границ можно пренебречь.

В заключении дано краткое обсуждение основных результатов работы.

ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДИССЕРТАЦИИ ОПУБЛИКОВАНЫ В СЛЕДУЮЩИХ РАБОТАХ:

1. Kochelev N.I. Relation between field theory in the Space-time at the nontrivial topology and field theory at the finite temperature. - Physics Letters, 1981, v. 82A, No 2, p. 202-204.
2. Кочелев Н.И. Энергия вакуумных флуктуаций массивного скалярного поля для различных конфигураций мешка. - Ядерная физика, 1981, т. 33, вып. 4, с. II48-II52.

3. Kochelev N.I. The MIT bag model lagrangian and QCD vacuum.  
-Physics Letters, 1982, v. 110B, No 3-4, p. 307-308.
4. Кочелев Н.И. Роль инстантонов в формировании адронного спектра масс.- Ядерная физика, 1985, т. 41, вып. 2, с. 1010-1017.
5. Dorokhov A.E., Kochelev N.I. Consideration of the vacuum of QCD in a composite quark model. Nonstrange hadrons.- Preprint JINR, E2-86-224, Dubna, 1986.
6. Dorokhov A.E., Kochelev N.I. Consideration of the vacuum of QCD in a composite quark model. Strange hadrons.- Preprint JINR, E2-86-355, Dubna, 1986.
7. Dorokhov A.E., Kochelev N.I. QCD vacuum effect on hadron electromagnetic mass differences,- Preprint JINR, E2-86-790, Dubna, 1986.
8. Dorokhov A.E., Kochelev N.I. Effects of QCD vacuum and Stability of  $\Lambda$ -dihyperon.- Preprint JINR, E2-86-847, Dubna, 1986.
9. Dorokhov A.E., Kochelev N.I. Hadron static properties in the model considering the structure of QCD vacuum, Communication JINR E2-87-227, Dubna, 1987.

Рукопись поступила в издательский отдел  
9 апреля 1987 года.