

C - 763

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2 - 11509

СТАМЕНОВ  
Димитр Борисов

ГЛУБОКОНЕУПРУГИЕ ЛЕПТОН-АДРОННЫЕ ПРОЦЕССЫ  
В РАМКАХ КВАНТОВОПОЛЕВЫХ МОДЕЛЕЙ

Специальность 01.04.02 - теоретическая  
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Дубна 1978

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель  
доктор физико-математических наук  
член-корреспондент АН СССР  
профессор

Д. В. Ширков

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук

Р. Н. Фаустов

доктор физико-математических наук

А. В. Ефремов

Ведущее научно-исследовательское учреждение: Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва.

Автореферат разослан " " \_\_\_\_\_ 1978 года

Защита диссертации состоится " " \_\_\_\_\_ 1978 года на заседании специализированного Ученого совета КО47.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований (Московская обл., г. Дубна).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета  
кандидат физико-математических наук

В. И. Журавлев

### Общая характеристика работы

Актуальность проблемы. Инклюзивные глубоконеупругие лептон-адронные процессы ( $\ell + A \rightarrow \ell + \text{все остальное}$ ) являются прямым и одним из наиболее эффективных способов исследования структуры и свойств адронов. Лептоны играют роль пробного тела, измеряющего распределения электромагнитных (или слабых) адронных токов на расстояниях, много меньших  $\hbar/Mc$  ( $M \sim 1$  ГэВ), и релаксацию этих распределений за времена, меньшие чем  $\hbar/Mc^2$ . Поэтому из экспериментальных данных можно получить информацию о поведении структурных функций лептон-адронного рассеяния в глубоконеупругой ( $Q^2 \gg M^2$ ,  $\nu = E - E' \gg M$ , но  $x = \frac{Q^2}{2M\nu}$  остается конечным) области, а следовательно, и о структуре адрона в области малых расстояний. Из результатов опытов по глубоконеупругому  $ep$ - и  $ed$ -рассеянию<sup>1,2/</sup> в SLAC и  $\mu N$ -рассеянию<sup>3/</sup> в Батавии, видно, что поведение дифференциальных сечений этих процессов близко к точечно-подобному, т.е. зависимость структурных функций  $F_i(x, Q^2)$  от  $Q^2$  становится очень слабой в глубоконеупругой области. Изучение поведения структурных функций в этой области связано с выяснением характера сильных взаимодействий в области малых расстояний или больших энергий и передач импульса.

Возможны два подхода к описанию сильных взаимодействий на малых расстояниях. Первый из них имеет в основном феноменологический характер. К нему можно отнести построение различных феноменологических моделей (таких, как партонная модель, модель векторной доминантности, дуально-резонансная модель), а также принцип автомодельности в физике высоких энергий и идеи, связанные с алгеброй токов на световом конусе. Второй подход основывается на общих принципах квантовой теории поля.

Настоящая диссертация посвящена изучению инклюзивных глубоконеупругих лептон-адронных процессов в рамках лагранжевой квантовой теории поля.

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

С открытием асимптотической свободы в неабелевых калибровочных моделях<sup>14</sup> возродилась надежда описать сильные взаимодействия при больших энергиях и больших передачах импульса в лагранжевой квантовой теории поля. Если для описания процессов с участием сильных взаимодействий применяются модели такого типа, то можно вычислить некоторые динамические величины, характеризующие эти процессы, пользуясь методами теории возмущений, улучшенными при помощи ренормгруппы. Эти идеи были применены с успехом при изучении электрон-позитронной аннигиляции и поведения моментов структурных функций глубокоэластичного лептон-адронного рассеяния, а также для объяснения явлений, связанных с открытием новых частиц. Во всех этих исследованиях использовалась модель сильных взаимодействий, в которой цветные кварки взаимодействуют с безмассовыми векторными цветными глюонами. Эта модель получила название квантовой хромодинамики. Однако, несмотря на все ее успехи, квантовая хромодинамика не является логически замкнутой. Дело в том, что нет пока динамического объяснения запертия кварков и цветных глюонов. Трудность решения этой проблемы заключается в том, что ее трактовка требует выхода за рамки стандартной теории возмущений. Вот почему рассмотрение моделей, в которых цветные кварки взаимодействуют с массивными векторными глюонами, представляет определенный интерес.

В первой части диссертации исследуются инклюзивные глубокоэластичные лептон-адронные процессы в рамках неабелевых калибровочных моделей со спонтанным нарушением симметрии при помощи механизма Хиггса. Взаимодействие между дробно-заряженными цветными кварками в таких моделях переносится массивными векторными глюонами, взаимодействующими с хиггсовскими скалярными частицами. Вторая половина диссертации посвящена вопросам сравнения предсказаний различных квантовополевых моделей с экспериментальными данными по глубокоэластичному  $e(\mu)N$ -рассеянию.

Целью работы является:

1) Вычисление моментов структурных функций глубокоэластичного лептон-адронного рассеяния в неабелевых калибровочных моделях с массивными глюонами при разных предположениях о поведении эффективных констант связи в области больших пространственно-подобных импульсов.

2) Анализ экспериментальных данных для выяснения формы нарушения бьеркеновского скейлинга.

Научная новизна и практическая ценность. В диссертации впервые вычислены моменты структурных функций глубокоэластичного лептон-адронного рассеяния в разных калибровочных моделях с массивными глюонами. Получено логарифмическое нарушение канонического (Бьеркеновского) скейлинга. (Слово "канонический" или "Бьеркеновский" в дальнейшем опускается, но оно всегда подразумевается). При вычислении предполагалось, что в области больших пространственно-подобных импульсов эффективная константа связи  $\bar{h}$  четверного взаимодействия стремится к конечному значению  $h_\infty \ll 1$ , а эффективная калибровочная константа  $\bar{g}$  — к нулю. Также впервые вычислены моменты структурных функций в предположении о том, что в области больших импульсов эффективные константы связи  $\bar{g}$  и  $\bar{h}$  стремятся к замкнутому циклу, и показано, что скейлинг нарушается степенными по  $Q^2$  членами, умноженными на осциллирующую (по  $Q^2$ ) функцию.

В диссертации впервые анализируются данные<sup>15</sup> по глубокоэластичному  $ep$ -рассеянию в предположении о степенном нарушении скейлинга для моментов структурных функций. Из сравнения результатов анализа с результатами других авторов делается вывод о том, что точность и передачи импульса в экспериментах по глубокоэластичному лептон-нуклонному рассеянию на сегодняшний день таковы, что нельзя отличить логарифмическое нарушение скейлинга от степенного (тем более нельзя выделить осциллирующий по  $Q^2$  фактор, предсказанный в моделях с предельным циклом). Следовательно, вопрос о том, какой класс моделей нужно выбрать для описания сильных взаимодействий, остается открытым.

Новыми в диссертации являются также теоретические оценки точности будущих экспериментов по глубокоэластичному электрон(мюон)-нуклонному рассеянию в зависимости от кинематической области передач импульса  $Q^2$ , необходимой для того, чтобы отличить разные формы нарушения скейлинга.

Апробация работы. Результаты диссертации докладывались и обсуждались на Второй болгарской национальной конференции молодых физиков в Софии (1974 г.), на международных семинарах по физике высоких энергий и элементарных частиц в Модра-Хармония (ЧССР, 1974 г.) и Кюлунгсборне (ГДР, 1975 г.), семинарах ЛТФ ОИЯИ, ИЯИЯЗ в Софии.

Публикации. По результатам диссертации опубликовано пять статей.

Объем работы. Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и приложения; она содержит 115 страниц машинописного текста, 3 таблицы, 9 рисунков и библиографический список из 114 названий.

#### Содержание работы

Диссертация начинается с введения, в котором дается краткий обзор идей и гипотез, связанных с различными подходами к описанию сильных взаимодействий на малых расстояниях. Более подробно обсуждаются различные квантовополевые модели сильных взаимодействий и приводятся аргументы в пользу рассмотрения калибровочных моделей с массивными глюонами. Очень коротко охарактеризована экспериментальная ситуация в инклюзивных глубокоэластичных лептон-нуклонных процессах. Во введении приводятся также основные результаты, полученные в диссертации.

В первой главе излагается метод исследования глубокоэластичных лептон-адронных процессов в рамках ренормируемой квантовой теории поля (РКТП) и кратко обсуждаются результаты партонной и квантовополевых моделей, рассматриваемых в литературе. Она преследует две цели. Во-первых, дать общее представление о затронутых в диссертации вопросах, и, во-вторых, не перегружать дальнейшее изложение оригинальных результатов.

В § I коротко приводится кинематика рассматриваемых глубокоэластичных лептон-адронных процессов ( $\ell + A \rightarrow \ell + \text{все остальное}$ ). Нейтрино-адронные процессы с участием нейтральных токов не рассматриваются. Обсуждается общий характер экспериментальных данных (слабая зависимость структурных функций  $F_i(x, Q^2)$  от  $Q^2$  в глубокоэластичной области) и их возможная интерпретация в партонной и квантовополевых моделях. Подчеркивается, что нарушение канонического скейлинга является общим свойством всех квантовополевых моделей.

В § 2 обсуждаются проблемы, связанные с исследованием ультрафиолетовых асимптотик в РКТП при помощи ренормгруппы. В частности, подчеркивается то важное обстоятельство, что поведение амплитуд в области больших импульсов зависит только от типа взаимодействия, а не от величины физической константы связи. Изучение поведения

структурных функций в глубокоэластичной области тесно связано с изучением ультрафиолетовых асимптотик в РКТП. Поэтому в последние годы снова появился большой интерес к уравнениям ренормгруппы.

В § 3 получена связь структурных функций с коэффициентными функциями в разложении Вильсона<sup>/5/</sup> произведения двух электромагнитных (или слабых) адронных токов вблизи светового конуса. Отмечается замечательное свойство факторизации выражений для моментов структурных функций на величины, связанные с ультрафиолетовым поведением теории (их можно вычислить) и величины с неизвестным (с точки зрения теории) поведением в области больших расстояний. Тогда, если из экспериментальных данных при  $Q^2 = Q_0^2 \gg M^2$  определить неизвестные функции распределения партонов в адроне  $f_p(x, Q_0^2)$  при  $Q^2 = Q_0^2$  и неизвестный параметр, определяющий силу взаимодействия на малых расстояниях ( $\Lambda$  для квантовой хромодинамики,  $\alpha_\infty$  для масштабно-инвариантных моделей и т.д.), то можно предсказать поведение моментов для любого  $Q^2 > Q_0^2$ .

В § 4 приводится вывод уравнений ренормгруппы типа Овсянникова<sup>/6/</sup> для фурье-образов коэффициентных функций в разложении Вильсона. Обсуждается поведение их решений (а следовательно, и поведение моментов структурных функций) в области больших  $Q^2$  в рамках рассматриваемых в литературе моделей. Отмечается, что полученные уравнения типа Овсянникова отличаются от уравнений Каллана-Симанзика<sup>/7/</sup>. Этим двум типам уравнений удовлетворяют различные коэффициентные функции. Однако физические результаты не зависят от выбранной схемы регуляризации.

Во второй главе исследуются инклюзивные глубокоэластичные лептон-адронные процессы в неабелевых калибровочных моделях с массивными векторными глюонами.

В § I рассматривается модель Киббла<sup>/8/</sup> — простейшая калибровочная модель, в которой все векторные поля приобретают массы благодаря спонтанному нарушению симметрии (механизм Хиггса). Ультрафиолетовое поведение модели определяется поведением инвариантных зарядов (в схеме регуляризации с помощью  $R$ -операции инвариантные заряды совпадают с эффективными константами связи)  $\bar{\alpha}$  и  $\bar{h}$  в области больших пространственно-подобных импульсов. В свою очередь, поведение  $\bar{\alpha}$  и  $\bar{h}$  определяется ультрафиолетовыми стабильными точками следующей системы уравнений ренормгруппы:

$$\frac{d\bar{\alpha}(t, \alpha_\mu, h_\mu)}{dt} = \beta_\alpha(\bar{\alpha}, \bar{h}), \quad \frac{d\bar{h}(t, \alpha_\mu, h_\mu)}{dt} = \beta_h(\bar{\alpha}, \bar{h}) \quad (1)$$

с начальными условиями

$$\bar{\alpha}(0, \alpha_\mu, h_\mu) = \alpha_\mu \equiv \frac{g_\mu^2}{4\pi}, \quad \bar{h}(0, \alpha_\mu, h_\mu) = h_\mu \quad (t = \frac{1}{2} \ln \frac{Q^2}{\mu^2}) \quad (2)$$

Функции  $\beta_\alpha$  и  $\beta_h$  в уравнениях (1) определяются при помощи

$$\beta_\alpha(\alpha_\mu, h_\mu) \equiv \frac{d\bar{\alpha}(t, \alpha_\mu, h_\mu)}{dt} \Big|_{t=0}, \quad \beta_h(\alpha_\mu, h_\mu) \equiv \frac{d\bar{h}(t, \alpha_\mu, h_\mu)}{dt} \Big|_{t=0} \quad (3)$$

и могут быть получены в рамках теории возмущений в виде ряда по  $\bar{\alpha}$  и  $\bar{h}$ :

$$\beta_\alpha(\bar{\alpha}, \bar{h}) = -\bar{\alpha}^2 [b_0 - f(\bar{h}^2)] + O(\bar{\alpha}^3), \quad (4a)$$

$$\beta_h(\bar{\alpha}, \bar{h}) = \beta_0(\bar{h}) + O(\bar{\alpha}\bar{h}, \bar{\alpha}^2). \quad (4b)$$

В (4a) функцией  $f(\bar{h}^2)$  обозначается вклад от самодействия хиггсовских скалярных полей в главный по  $\bar{\alpha}$  член в разложении для  $\beta_\alpha$ , а в (4b) функцией  $\beta_0(\bar{h})$  обозначен вклад в  $\beta_h$  только от самодействия скалярных полей. Коэффициент  $b_0$  в (4a) хорошо известен.

Предполагается, что функция  $\beta_0(\bar{h})$  имеет ультрафиолетовый стабильный нуль  $h_\infty \neq 0$ , т.е.

$$\beta_0(h_\infty) = 0 \quad \text{и} \quad \frac{d\beta_0(h)}{dh} \Big|_{h=h_\infty} < 0. \quad (5)$$

Тогда, если

$$b(h_\infty) \equiv b_0 - f(h_\infty^2) > 0, \quad (6)$$

то точка  $\bar{\alpha} = 0$ ,  $\bar{h} = h_\infty$  является ультрафиолетовой стабильной точкой уравнений (1) при достаточно малом значении  $h_\infty$ , и в области  $Q^2 \gg \mu^2 \gg m^2$  ( $m$  обозначает все массовые параметры в лагранжиане)

$$\bar{\alpha}(t) = \frac{\alpha_\mu}{1 + b(h_\infty^2)\alpha_\mu t}, \quad (7a)$$

$$\bar{h}(t) \rightarrow h_\infty, \quad h_\infty \ll 1. \quad (7b)$$

В предположениях (5) и (6) исследуется основной вклад в

моменты структурных функций глубоконеупругого рассеяния лептона на скалярной частице Хиггса. Показано, что в области асимптотически больших  $Q^2$  скейлинг нарушается логарифмическим образом. Однако в области умеренных  $Q^2$  (например,  $Q^2$ , достигнутых в настоящее время) к логарифмическим по  $Q^2$  добавляются степенные по  $Q^2$  члены.

В § 2 рассматривается класс моделей сильных взаимодействий, в которых дробно-заряженные цветные кварки взаимодействуют с массивными нейтральными векторными глюонами. Векторные глюоны взаимодействуют также со скалярными частицами Хиггса. Локальная цветная симметрия нарушена, и, если сильные взаимодействия описываются в рамках таких моделей, то в природе должны наблюдаться цветные адроны, а также кварки, нейтральные векторные глюоны и нейтральные скалярные частицы в свободном состоянии. Предполагается, что все массовые параметры в лагранжиане малы — не больше 1 ГэВ. Это предположение не противоречит тому, что массы глюонов и кварков в свободном состоянии могут оказаться очень большими (см. [9]), и поэтому они не наблюдаются в природе.

Рассматриваемые модели не являются асимптотически свободными. Однако при некоторых предположениях о поведении эффективных констант связи в области больших импульсов можно вычислить моменты структурных функций в рамках теории возмущений.

В предположениях (5) и (6) получены следующие выражения для моментов структурных функций электрон(мюон)-адронного рассеяния:

$$M_\alpha^{(n)}(Q^2) = \int_0^1 dx x^{n-2} F_\alpha(x, Q^2) = \\ = \sum_i \left( \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_\mu} \right)^{\frac{\lambda_i^{(n)}(h_\infty^2)}{b(h_\infty^2)}} B_i^{(n)}(h_\infty^2, \mu^2) (1 + O(\bar{\alpha})) + \\ + \left( \frac{\bar{\alpha}}{\alpha_\mu} \right)^{\frac{\delta_{NS}^{(n)}}{b(h_\infty^2)}} B_{NS}^{(n)}(\mu^2) (1 + O(\bar{\alpha})), \quad (8)$$

где  $\delta_{NS}^{(n)}$  — известные числа, а  $\lambda_i^{(n)}(h_\infty^2)$ ,  $b(h_\infty^2)$  — известные функции от голого заряда  $h_\infty$ . В  $B_i^{(n)}$  и  $B_{NS}^{(n)}$  входят известные и неизвестные факторы. Выражения (8) получены с учетом только низшего по  $\bar{\alpha}$  порядка в разложении (по теории возмущений) для матрицы аномальных размерностей.

В (8)  $F_1 = 2MxW_1$ ,  $F_2 = 2W_2$ , а  $W_1$  и  $W_2$  — обычные структурные функции. Аналогичные выражения получаются и для

нейтрино-адронных процессов. Из (8а,б) видно, что характер поведения моментов структурных функций в области больших  $Q^2$  соответствует характеру поведения в квантовой хромодинамике. В рассматриваемых моделях кроме  $\alpha_s$  есть еще один параметр теории —  $h_\infty$ . Его также можно определить из эксперимента. На основании точности и достигнутых в настоящее время передач импульса в экспериментах по глубоконеупругому лептон-нуклонному рассеянию подчеркивается, что на сегодняшний день в рамках этих процессов нельзя сделать выбор между моделями с массивными глюонами и квантовой хромодинамикой.

В § 3 обсуждаются следствия гипотезы о существовании предельного цикла эффективных констант связи  $\bar{g}$  и  $\bar{h}$ . Эта гипотеза означает, что в области больших пространственно-подобных импульсов система уравнений ренормгруппы (I) допускает решение следующего вида:

$$\begin{aligned} \bar{g}(t, g_\mu, h_\mu) &= g_\infty \cos \omega t + G, \\ \bar{h}(t, g_\mu, h_\mu) &= h_\infty \sin \omega t + H. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь  $G$  и  $H$  — средние значения, около которых осциллируют эффективные константы,  $g_\infty$  и  $h_\infty$  — амплитуды, а  $\omega$  — частота этих осцилляций. Если предположить, что  $g_\infty, h_\infty, G$  и  $H$  малы, т.е.

$$\frac{h_\infty}{16\pi^2} \sim \frac{g_\infty^2}{4\pi^2} \ll 1, \quad H \ll G \ll 1, \quad (10)$$

то можно вычислить моменты структурных функций в рассматриваемых в § 2 моделях. В главном приближении для них получены следующие выражения:

$$\begin{aligned} M_\alpha^{(n)}(Q^2) &= \left\{ \sum_e \exp[-\alpha_\infty \rho_e^{(n)} L (1 + \frac{\sin \omega L}{\omega L})] B_{eL}^{(n)}(\mu^2) + \right. \\ &\quad \left. + \exp[-\alpha_\infty \gamma_{NS} L (1 + \frac{\sin \omega L}{\omega L})] B_{NS}^{(n)} \right\} \left[ 1 + O(\frac{\alpha_\infty L}{\pi^2}, \frac{\alpha_\infty}{\pi^2 \omega}) \right], \quad L = \ln \frac{Q^2}{\mu^2}. \end{aligned} \quad (11)$$

В (II)  $\rho_e^{(n)}$ ,  $\gamma_{NS}^{(n)}$  — известные числа,  $\alpha_\infty$  и  $\omega$  — неизвестные параметры модели, а в  $B_{eL}^{(n)}$  входит известные и неизвестные факторы. Выражения (II) получены в предположении, что  $G=H=0$ . Однако характер результатов не меняется, если  $G$  и  $H$  отличны от нуля и удовлетворяют условию (10).

Третья глава диссертации посвящена вопросам сравнения предсказаний различных квантовополевых моделей с экспериментальными данными по глубоконеупругому  $e(\mu)N$ -рассеянию. Обсуждается весьма интересный вопрос о том, можно ли из анализа имеющихся данных отличить разные формы нарушения канонического скейлинга и тем самым сделать выводы о выделении той или иной модели.

В § I приводится анализ экспериментальных данных /I/ по глубоконеупругому  $e p$ -рассеянию в предположении о степенном нарушении скейлинга для моментов структурных функций (таков характер поведения моментов в масштабно-инвариантных моделях). Подчеркивается преимущество используемого метода /IO/ анализа. Его суть заключается в том, что значения всех неизвестных параметров, связанных с теоретически предсказуемыми величинами  $F_2$  и  $R = \frac{F_3}{F_2}$ , определяются непосредственно из данных по дифференциальным сечениям путем минимизации функционала  $\chi^2$ . Действуя таким образом, можно использовать все экспериментальные данные из возможной кинематической области  $(x, Q^2)$  опытов /I/ по глубоконеупругому  $e p$ -рассеянию.

При анализе для  $F_2(x, Q^2)$  используется следующее выражение:

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x, Q_0^2) \left\{ 1 - \Delta_1(x, Q_0^2) \frac{1}{2} A \ln \frac{Q^2}{Q_0^2} + \dots \right\}. \quad (12)$$

В (12)  $A$  является неизвестным параметром теории (голый заряд), определяющим величину аномальных размерностей, а функция  $\Delta_1$  выражается через  $F_2(x, Q_0^2)$ . Формула (12) получается из выражений для моментов при помощи обратного преобразования Меллина. Импульс  $Q_0^2$  выбирается так, чтобы удержать только линейный по  $\ln Q^2/Q_0^2$  член в разложении (12). Имея в виду кинематическую по  $Q^2$  область экспериментов /I/ ( $1,5 \leq Q^2 \leq 19,2$ ), это можно сделать. Для  $Q_0^2$  принимается значение 8 (Гэв/с)<sup>2</sup>. Незвестная функция  $F_2(x, Q_0^2)$  параметризуется и параметры определяются из экспериментальных данных.

Из анализа видно, что экспериментальные данные хорошо описываются при разных предположениях для отношения  $R$  ( $R = \frac{F_3}{F_2}$ ,  $R = f(x) Q^{2/\gamma^2}, const, \alpha x$ ). Для параметра  $A$  получается значение порядка 0,3+0,4. На основании полученных нами и другими авторами результатов делается вывод о том, что из анализа имеющихся в настоящее время данных по глубоконеупругому лептон-нуклонным процессам нельзя отличить степенное нарушение скейлинга от логарифмического.

В § 2 обсуждается вопрос о том, какая точность опытов по глубоконеупругому  $e(\mu)N$ -рассеянию в зависимости от кинематической области передачи  $Q^2$  нужна, чтобы отличить разные формы нарушения скейлинга. Из полученных в эксперименте ограничений на неизвестные параметры теории приводятся теоретические оценки для величины

$$R^{(n)}(Q^2) = \frac{\int_0^1 dx x^{n-2} \{ F_2^{p-n}(x, Q^2) - F_1^{p-n}(x, Q^2) \}}{\int_0^1 dx x^{n-2} F_1(x, Q^2)} \quad (I3)$$

в широком интервале  $Q^2$ . Эта величина является наиболее чувствительной к предсказаниям различных моделей. В (I3) „p-n“ обозначает разность структурных функций протона и нейтрона. Отношение  $R^{(n)}(Q^2)$  пропорционально эффективной константе связи  $\bar{\alpha}(Q^2)$ , чье поведение в области больших  $Q^2$  различное для различных моделей,

$$R^{(n)}(Q^2) = h^{(n)} \bar{\alpha}(Q^2). \quad (I4)$$

В (I4)  $h^{(n)}$  — известные константы.

Утверждается, что если одна из моделей (масштабно-инвариантная неабелева (абелева) калибровочная модель с четырьмя цветными триплетами кварков или квантовая хромодинамика) справедлива и точность определения  $R^{(n)}$  из эксперимента порядка 10%, то в области передач  $Q^2 > 30$  (ГэВ/с)<sup>2</sup> возможно отличить логарифмическое нарушение скейлинга от степенного.

В приложении приводится подробный вывод выражений для моментов структурных функций в модели Киббла.

#### Основные результаты диссертации

1) Вычислены моменты структурных функций инклюзивного глубоконеупругого лептон-адронного рассеяния в неабелевых калибровочных моделях, в которых цветные кварки взаимодействуют с массивными векторными глюонами, при следующих предположениях:

а) В области больших пространственно-подобных импульсов эффективная константа связи  $\bar{h}$  четверного взаимодействия хиггсовских частиц стремится к конечному значению  $h_\infty \ll 1$ , а калибровочная эффективная константа  $\bar{g}$  — к нулю. Показано, что бьеркеновский скейлинг нарушается логарифмическим образом.

б) В области больших пространственно-подобных импульсов

эффективные константы связи осциллируют около небольших средних значений, и амплитуды этих осцилляций малы. В этом случае бьеркеновский скейлинг нарушается степенными по  $Q^2$  членами, умноженными на осциллирующую (по  $Q^2$ ) функцию.

2) В модели Киббла при предположении о том, что в области больших импульсов  $h$  стремится к  $h_\infty \ll 1$ , а  $\bar{g}$  — к нулю, вычислены моменты структурных функций глубоконеупругого рассеяния лептона на скалярной частице Хиггса. Получено, что бьеркеновский скейлинг нарушается логарифмическим или более сложным образом в зависимости от области  $Q^2$ .

3) Проведен анализ экспериментальных данных /I/ по глубоконеупругому  $e p$ -рассеянию в предположении о степенном нарушении бьеркеновского скейлинга для моментов структурных функций. Из анализа видно, что масштабно-инвариантные модели находятся в хорошем согласии с экспериментом. Для величин аномальных размерностей получены значения порядка 0,2+0,4.

4) Приведены теоретические оценки точности будущих экспериментов по глубоконеупругому  $e(\mu)N$ -рассеянию, в зависимости от кинематической области  $Q^2$ , необходимой для того, чтобы отличить разные формы нарушения скейлинга.

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Bilenkaya S.I., Hristova E.N., Stamenov D.B. Nucl. Phys., 1974, B79, p.422.
2. Goloskokov S.V., Mikhov S.G., Morozov P.T., Stamenov D.B. JINRcommunication, E2-9329, Dubna, 1975.
3. Морозов П.Т., Стаменов Д.Б. Препринт ОИЯИ, P2-III73, Дубна, 1978.
4. Stamenov D.B. JINR preprint, E2-11193, Dubna, 1978.
5. Стаменов Д.Б. Сообщение ОИЯИ, P2-II483, Дубна, 1978.

### Литература

1. Bloom E.D. e.a. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p. 930;  
Miller G. e.a. Phys.Rev., 1972, D5, p. 528.
2. Riordan E.M. e.a. Preprint SLAC-PUB-1634, 1975;  
Atwood W.B., Ph.D.Thesis, SLAC Report-185, 1975;  
Atwood W.B. e.a. Phys.Lett., 1976, 64B, p. 479.
3. Watanabe Y. e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p. 898;  
Chang C. e.a. Phys.Rev.Lett., 1975, 35, p. 901.
4. Politzer H.D. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p. 1346;  
Gross D., Wilczek F. Phys.Rev.Lett., 1973, 30, p. 1343.
5. Wilson K.G. Phys.Rev., 1969, 179, p. 1499;  
Frishman Y. Phys.Rev.Lett., 1970, 25, p. 966;  
Brandt R., Preparata G. Nucl.Phys., 1971, B27, p. 541.
6. Овсянников Л.В. Доклады АН СССР, 1956, 109, 1121.
7. Symanzik K. Comm.Math.Phys., 1971, 23, p. 49;  
Callan C.G. Phys.Rev., 1972, D5, p. 3202.
8. Kibble T.W.B. Phys.Rev., 1967, 155, p. 1554.
9. De Rújula A., Giles R.C., Jaffe R.S. On liberated quarks and gluons, Harvard University preprint, 1977.
10. Биленькая С.И., Казаринов Ю.М., Лапидус Л.И. ЖЭТФ, 1971, 61, 2225.

Рукопись поступила в издательский отдел  
21 апреля 1978 года.