ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2 - 11375

КУЛЕШОВ
Сергей Павлович

ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ В ТЕОРИИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Специальность - 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

Дубна 1978

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук Б.А.Арбузов,

доктор физико-математических наук П.Н.Боголюбов,

доктор физико-математических наук,
профессор В.А.Мещеряков.

Ведущее научно-исследовательское учреждение – Физический факультет Тбилисского государственного университета.

Автореферат разослан " " ______________ 1978 г.
Защита диссертации состоится " "__________1978 г. на заседании специализированного Совета ДО47.01.01 Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, Дубна, Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических наук

Р.А.Асанов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Последние годы отмечены бурным развитием физики высоких энергий. Богатый экспериментальный материал, полученный на крупнейших ускорителях, поставил перед теоретиками задачу извлечения информации о структуре элементарных частиц и динамике их взаимодействий из опытных данных, а также проверки на этой основе основных положений современной теории.

Базисом большинства теоретических построений и феноменологического анализа сильных взаимодействий при высоких энергиях продолжают оставаться основные принципы и результаты локальной квантовой теории поля /КТП/. Одним из важнейших принципов КТП является развитое в основополагающих работах Н.Н.Боголюбова [1,2] представление об амплитуде рассеяния как единой аналитической функции кинематических переменных, связывающей физические процессы в разных каналах. Дальнейшее развитие концепции взаимосвязи между различными процессами было дано А.А.Логуновым. На основе общих принципов КТП получены такие фундаментальные результаты, как доказательство [3] асимптотических соотношений для полных и дифференциальных сечений, экспериментальная проверка которых может дать ответ на вопрос о справедливости современной теории взаимодействия элементарных частиц на малых расстояниях. Эти идеи чрезвычайно полезны в попытках понять место существующих теоретических подходов как серии последовательных приближений к будущей теории сильных взаимодействий.

Существующие модели КТП обладают характерной особенностью, принципиально присущей, по всей видимости, всей квантовой физике. Мы имеем в виду отсутствие точных решений во всех сколько-нибудь реалистических моделях КТП. Ортодоксальная теория возмущений, верно служившая в квантовой электродинамике, не может оставаться единственным инструментом теоретических изысканий, коль скоро мы имеем дело с сильновзаимодействующими частицами. Отсюда вытекает весьма актуальная ныне проблема развития методов, не опирающихся на теорию возмущений.

Цель работы состоит в формулировке и развитии на базе методов КТП асимптотических приближений, дающих эффективное средство описания и теоретической интерпретации взаимодействия адронов при высоких энергиях.

Научная новизна и практическая ценность

В диссертации дается анализ проблемы справедливости эйконального приближения в КТП и пределов его применимости к описанию асимптотического поведения амплитуд при малых углах рассеяния.

На примере моделей КТП впервые показано, что нарушение эйконального приближения связано с изменением в процессе взаимодействия сорта лидирующих частиц, переносящих большой импульс.

Новым вкладом является развитие асимптотического метода решения интегральных уравнений КТП квазипотенциального типа /4,5/, позволяющего дать удовлетворительное описание экспериментальных данных по рассеянию адронов на малые углы.

Впервые изучен широкий класс квазипотенциалов, приводящий к автомодельному поведению дифференциальных сечений рассеяния частиц на большие углы. Полученные результаты успешно применяются для описания рассеяния адронов на большие углы.

Новым вкладом является разработка вариационного метода приближенного континуального интегрирования,

позволяющего решать задачи КТП в отказе от предположения о малости констант связи.

Для защиты выдвигаются следующие основные результаты, полученные в диссертации

1. Исследована проблема обоснования эйконального приближения в квантовой теории поля. На примере моделей квантовой теории поля изучена структура неэйкональных вкладов, появление которых связано с изменением сорта лидирующей частицы, переносящей большой импульс. Найдена область применимости эйконального приближения, включая и случаи существования неэйкональных вкладов.

2. Разработан регулярный метод восстановления эффективного потенциала взаимодействия исходя из асимптотик ряда теории возмущений в моделях квантовой теории поля. На основе этого метода исследован специальный класс диаграмм, приводящий к квазипотенциалу, более сингулярному, чем традиционный юкавский.

3. Исследована проблема взаимосвязи метода прямолинейных путей и квазипотенциального подхода в КТП при описании высокоэнергетического рассеяния частиц в рамках эвристического принципа гладкости взаимодействия.

Развит асимптотический метод решения интегральных уравнений квазипотенциального типа и разработана процедура нахождения поправок к главному асимптотическому члену.

4. На основе асимптотического метода решения квазипотенциальных уравнений с учетом тензорной структуры взаимодействия изучено рассеяние частиц со спинами 0, 1/2 и 1/2, 1/2. Полученные выражения для амплитуд процессов с переворотом и без переворота спина сравниваются с экспериментальными данными по $\pi^{\pm}p$, pp-рассеянию и по процессу перезарядки $\pi^{-}p \to \pi^{0}n$.

5. На основе принципа автомодельности для дифференциальных сечений бинарных реакций при высоких энергиях с помощью квазипотенциального уравнения Логунова-Тавхелидзе исследована динамика взаимодействия при больших передачах импульса. Решен принципиальный

вопрос о существовании широкого класса регулярных квазипотенциалов, приводящих к степенному закону убывания дифференциальных сечений рассеяния на большие углы.

6. Исследована угловая зависимость дифференциальных сечений рассеяния адронов на большие углы для широкого класса аналитических квазипотенциалов. Результаты приводят к ясной физической картине процесса рассеяния, в частности, установлена определенная связь между асимптотиками амплитуд рассеяния на малые и большие углы.

7. В рамках принципа γ_5-инвариантности взаимодействия в области высоких энергий и больших передач импульса исследованы угловые зависимости и спиновые эффекты в процессах мезон-нуклонного и нуклон-нуклонного рассеяния. Полученные результаты используются для описания экспериментальных данных по $\pi^{\pm}p$, pp-рассеянию и по процессу перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$. Найдена связь между дифференциальными сечениями процессов перезарядки и упругого пион-протонного рассеяния. Установлено приближенное равенство вектор-векторного и аксиал-аксиального взаимодействий в нуклон-нуклонном рассеянии на большие углы при высоких энергиях.

8. Развит вариационный метод континуального интегрирования, учитывающий свойства симметрии системы. Применение этого метода к задаче о сильной связи частицы с квантованным полем позволило определить основное состояние системы и непротиворечивым образом найти эффективную массу частицы. Исследовано влияние внешнего поля на основное состояние системы.

9. Изучена модель, в которой сложная внутренняя структура частицы описывается в терминах когерентных векторов состояния. В этой модели разработана техника построения функций Грина с помощью континуального интегрирования. Развито соответствующее обобщение вариационного метода приближенного вычисления функциональных интегралов.

10. Вариационным методом приближенного континуального интегрирования вычислен основной энергетический уровень указанной выше модельной системы. Исследованы предельные случаи как малых, так и больших

констант связи, т.е. найден конструктивный выход за рамки традиционной теории возмущений.

11. Изучена задача рассеяния с учетом внутренней структуры частиц. Получено выражение для амплитуды рассеяния частицы на потенциале с квантовым "дрожанием". Исследована структура эффективного взаимодействия и установлена связь полученных результатов с радиационными эффектами в моделях квантовой теории поля, сформулированных на языке фейнмановских диаграмм.

Апробация диссертации

Основные материалы диссертации неоднократно докладывались на семинарах Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, научных сессиях ОЯФ АН СССР, Ученом совете по теоретической физике ОИЯИ. Часть результатов докладывалась на I Международной конференции по математическим проблемам квантовой теории поля и квантовой статистики /Москва -1972/, Международных школах молодых ученых /Сочи - 1974, Баку - 1976, Гомель - 1977/, XVIII Международной конференции по физике высоких энергий /Тбилиси -1976/.

Публикации

По результатам диссертации опубликовано 23 статьи.

Объем работы

Диссертация состоит из введения, пяти глав основного содержания и заключения, содержит 198 страниц машинописного текста, 36 рисунков и библиографический список литературы из 226 названий.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении кратко излагается материал диссертации и дается обоснование важности рассмотренных проблем для решения задач, связанных с исследованием взаимодействий элементарных частиц при высоких энергиях.

<u>В первой главе</u> диссертации рассмотрен вопрос о применимости эйконального приближения /6,7/ в квантовой теории поля. Глава состоит из трех параграфов.

В первом параграфе изучена простейшая полевая модель с $\mathcal{L}_{вз.} = g : \Psi^{+}\Psi\phi :$, описывающая взаимодействия скалярных "нуклонов" Ψ со скалярными "мезонами" ϕ. Интерес к этой модели обусловлен наличием в ней так называемых "экстра"-членов" /8/, нарушающих эйкональное представление амплитуды рассеяния.

Исследование, проведенное в этом параграфе, приводит к следующей картине рассеяния частиц на малые углы при высоких энергиях. В соответствии с приближением прямолинейных путей /9,10/ основной вклад в амплитуду рассеяния дают пути частиц, близкие к классическим траекториям. Иными словами, мы представляем этот процесс как рассеяние двух частиц, несущих большой импульс и сохраняющих его во всех виртуальных актах взаимодействия. Такие частицы условно названы лидирующими. При этом сорт лидирующей частицы не фиксируется, т.е. наряду с процессами, когда большие импульсы переносятся начальными частицами, необходимо учитывать и конкурирующие процессы, в которых, например, адрон излучает жесткий мезон, передавая ему почти весь свой большой начальный импульс. Показано, что появление неэйкональных вкладов в рассматриваемой модели связано с изменением в процессе взаимодействия сорта лидирующей частицы. Изучение структуры этих вкладов показывает, что с увеличением массы рассеивающейся частицы роль их уменьшается, а эйкональное представление амплитуды восстанавливается. Это связано с уменьшением отдачи рассеивающейся частицы, что ведет к приближенному сохранению ее энергии в процессе рассеяния, т.е. к сохранению ее роли как лидирующей частицы. Лишь в этом случае применимы $k_i k_j$-приближение /11,12/ и тесно с ним связанные аппроксимации континуальных интегралов, приводящие к эйкональной формуле для амплитуды рассеяния /13-15/.

Наличие неэйкональных вкладов приводит к изменению эффективного квазипотенциала взаимодействия. Эйкональная формула учитывает лишь его главный асимптотический член /потенциал Юкавы/. Если бы итерация главного члена квазипотенциала не приводила к падающей асимптотике, то его учет был бы достаточен для воспроизведения главных асимптотических членов амплитуды рассеяния в каждом порядке по константе связи. В случае же скалярной модели учет следующих членов эффективного квазипотенциала становится необходимым.

Рассмотрению вопроса о вкладе неэйкональных членов в эффективное взаимодействие посвящен второй параграф.

На основе идеи об изменении сорта лидирующей частицы изучено асимптотическое поведение специального класса диаграмм, получающихся из лестничных посредством перестановки импульсов двух нуклонов. Возможность переноса больших импульсов мезонами приводит к тому, что вклад таких диаграмм доминирует над эйкональным в том же порядке теории возмущений. Квазипотенциал, реконструируемый из этих графов, асимптотически меньше, чем основной член /потенциал Юкавы/. Однако его вклад в амплитуду рассеяния в высших порядках теории возмущений больше, нежели соответствующая итерация потенциала Юкавы. На малых расстояниях этот потенциал более сингулярен, чем юкавский.

В третьем параграфе рассмотрен пример теории с неубывающей асимптотикой /скалярная электродинамика/. Показана справедливость эйконального представления вследствие подавленности неэйкональных траекторий.

Обоснование эйконального приближения в квантовой теории поля приводит к квазиоптической картине рассеяния, характеризуемой комплексным показателем преломления, мнимая часть которого обусловлена множественным рождением частиц в процессе столкновения.

Очевидная аналогия с потенциальным рассеянием и стремление описать экспериментальные данные приводят к вопросу о выборе эффективного комплексного квазипотенциала, дающего адекватное соответствие опытных данных и теоретических расчетов.

В литературе отмечалась важность эвристического принципа гладкости локального взаимодействия [16,17], получившего наиболее последовательное воплощение в рамках квазипотенциального подхода в КТП. Естественно попытаться сочетать идею гладкого квазипотенциала и приближение прямолинейных путей с целью получить картину рассеяния, описанную выше. Решению этой задачи посвящена вторая глава диссертации, в которой развит асимптотический метод решения уравнений квазипотенциального типа, являющийся математической реализацией приближения прямолинейных путей и прицпипа гладкости взаимодействия высокоэнергетических частиц. Глава состоит из трех параграфов.

В первом из них формулируются основы асимптотического метода для случая рассеяния скалярных частиц, описываемого квазипотенциальным уравнением Логунова-Тавхелидзе

$$(\vec{\nabla}^2 + \vec{p}^2)\Phi(\vec{r}) = \frac{1}{\hat{\omega}} g V(\vec{r}, E)\Phi(\vec{r}), \qquad /1/$$

где

$$\hat{\omega} = \sqrt{\mu^2 - \vec{\nabla}^2} \;;\; E = 2\sqrt{\mu^2 + \vec{p}^2} = 2\sqrt{\mu^2 + \vec{p}\,'^2},$$

а $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ - импульсы падающей и рассеянной частицы.

Идея асимптотического метода заключается в нахождении волновой функции как решения интегрального уравнения с ядром, пропорциональным эффективному квазипотенциалу в виде разложения по обратным степеням большого импульса сталкивающихся частиц. При решении используется модифицированная теория возмущений, т.е. разложение в показателе экспоненты, причем n-ый член разложения пропорционален n-ой степени эффективного квазипотенциала. Использование такого рода разложения находится в согласии с широко обсуждаемой гипотезой экспоненциации эйкональных поправок.

В результате получается следующее представление для амплитуды рассеяния

$$T(\vec{p}\,', \vec{p}; E) = -\frac{g}{(2\pi)^3}\int d\vec{r}\,' e^{-i\vec{r}\,'(\vec{p}-\vec{p}\,')} V(\vec{r}; E) e^{W(\vec{r};\vec{p};E)}, \qquad /2/$$

где функция W удовлетворяет некоторому интегральному уравнению и пишется в виде ряда по константе связи. Ограничиваясь лишь первым членом разложения $W(\vec{r};\vec{p};E)$ и переходя к пределу высоких энергий и фиксированных передач импульса, получаем эйкональную формулу.

Отметим, что асимптотический метод решения квазипотенциальных уравнений дает регулярную процедуру нахождения поправок к главным асимптотическим членам. Для их получения надо лишь учесть следующие члены в разложении функции W. В первом параграфе найдены поправочные члены относительной величины $\frac{1}{p}$.

В заключение этого параграфа анализируется физический смысл развитого асимптотического метода. Полученное континуальное представление решения квазипотенциального уравнения для амплитуды рассеяния позволяет провести аппроксимации функциональных интегралов в духе приближения прямолинейных путей. Совпадение главных членов, даваемых функциональной аппроксимацией и асимптотическим методом, устанавливает статус последнего как реализации концепции прямолинейных путей. Тем самым решена задача обоснования справедливости эйконального представления амплитуды рассеяния и нахождения поправок к нему на основе предположения о гладкости локального квазипотенциала.

Во втором параграфе главы изучено рассеяние частиц со спинами 0 и 1/2, описываемое квазипотенциальным уравнением [18]

$$[E\gamma_0 + i\hat{\beta}\vec{\gamma}\vec{\nabla} - \hat{\beta}m - \frac{1}{\hat{\omega}} g\tilde{V}(\vec{r}; E)]\Psi(\vec{r}) = 0, \qquad /3/$$

где

$$\hat{\beta} = 1 + \frac{\hat{\omega}}{\hat{W}},$$

$$\hat{\omega} = \sqrt{\mu^2 - \vec{\nabla}^2}\ , \quad \hat{W} = \sqrt{m^2 - \vec{\nabla}^2}\ ,$$

$$E = \sqrt{\mu^2 + \vec{p}^{\,2}} + \sqrt{m^2 + \vec{p}^{\,2}} = \sqrt{\mu^2 + \vec{p}^{\,\prime 2}} + \sqrt{m^2 + \vec{p}^{\,\prime 2}}\ ,$$

а μ и m - массы скалярной и спинорной частиц соответственно; $\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ - начальный и конечный импульсы в системе центра масс.

На первом этапе уравнение /3/ преобразуется к виду

$$(\vec{\nabla}^2 + \vec{p}^{\,2})\,\Phi(\vec{r}) = \hat{V}_{эфф.}(\vec{r}, \vec{\nabla})\,\Phi(\vec{r}), \qquad /4/$$

формально совпадающему с уравнением /1/ для скалярных частиц. Более сложная структура уравнения /4/ заключена теперь в эффективном квазипотенциале $\hat{V}_{эфф}$, содержащем оператор дифференцирования и имеющем матричную форму.

Затем для решения /4/ применяется асимптотический метод, развитый в первом параграфе настоящей главы. Главный асимптотический член, найденный таким методом, описывает эйкональное поведение амплитуды рассеяния без переворота спина. Далее вычисляются поправочные члены относительной величины $\frac{1}{p}$, одни из которых описывает рассеяние с переворотом спина.

Полученные формулы с целью иллюстрации используются для описания экспериментальных данных по πN-рассеянию. При этом для хорошего соответствия теоретических кривых с экспериментом в гладком квазипотенциале учитывается спин-орбитальное взаимодействие и изотопическая структура. При описании полных сечений $\pi^{\pm}p$-рассеяния получен их логарифмический рост при высоких энергиях. Обработке подвергались также данные по дифференциальным сечениям и поляризации в $\pi^{\pm}p$-рассеянии и в процессе перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$.

В третьем параграфе II главы рассмотрено рассеяние частиц со спинами 1/2 и 1/2, описываемое квазипотенциальным уравнением[19]

$$[E - \hat{1} \otimes H(-i\vec{\nabla}) - H(i\vec{\nabla}) \otimes \hat{1} - \gamma_0 \otimes \gamma_0\, g\tilde{V}(\vec{r}; E)]\Psi(\vec{r}) = 0, \qquad /5/$$

где

$$H(i\vec{\nabla}) = m\gamma_0 + i\vec{\alpha}\vec{\nabla}\ ,$$

$$E = 2\sqrt{m^2 + \vec{p}^{\,2}} = 2\sqrt{m^2 + p'^2},$$

$\vec{p}$ и $\vec{p}\,'$ - импульсы частицы в начальном и конечном состояниях, а $\hat{1}$ - единичная матрица 4x4.

Так же, как и в предыдущем параграфе, уравнение /5/ вначале преобразуется к виду /4/, позволяющему применить асимптотический метод решения. В результате найден главный асимптотический член амплитуды рассеяния, имеющий эйкональную форму. Затем вычислены поправочные члены относительной величины $\frac{1}{p}$, причем один из них описывает амплитуду рассеяния с переворотом спина. Далее получена поправка относительной величины $\frac{1}{p^2}$, соответствующая рассеянию с двукратным переворотом спина.

Учитывая в гладких квазипотенциалах гауссова типа спин-орбитальное взаимодействие, в качестве иллюстрации мы используем полученные выражения для описания упругого pp-рассеяния в дифракционной области /$E_L \geq 10$ *ГэВ*, $|t| \leq 1{,}05$ /*ГэВ/с*/^{2} /. Одним из результатов описания является рост полных сечений pp-рассеяния при высоких энергиях, а также рост отношения действительной и мнимой частей амплитуды рассеяния вперед в области положительных значений вплоть до энергий $E_L = 2110$ *ГэВ*.

Как уже отмечалось, при изучении рассеяния на малые углы мы существенным образом опирались на гипотезу гладкости локального квазипотенциала. Однако при рассеянии на большие углы гладкие потенциалы с конечным радиусом действия приводят к экспоненциальному падению дифференциальных сечений с ростом передачи импульса. Это обстоятельство связано с тем, что гладкий квазипотенциал с конечным радиусом действия соответствует взаимодействию "рыхлых" протяженных систем, разваливающихся при больших передачах импульса почти с единичной вероятностью. Экспериментально же было обнаружено явление степенного убывания дифференциальных сечений рассеяния на большие углы, что указывает на "точечноподобность" внутренней структуры адрона. Объяснение степенного закона энергетической зависимости электромагнитных формфакторов адронов и дифференциальных сечений рассеяния было дано на основе масштабного анализа /20–22/ /так называемые "правила кваркового счета"/.

Для объяснения же угловой зависимости сечений требуется привлечение дополнительных соображений о динамике взаимодействий адронов на малых расстояниях. Третья глава диссертации, состоящая из трех параграфов, посвящена введению динамики взаимодействия с помощью квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе на основе принципа автомодельности и результатов работ по правилам кваркового счета.

Прежде всего возникает естественный вопрос о структуре локального двухчастичного квазипотенциала, приводящего к автомодельному поведению дифференциальных сечений.

В первом параграфе рассмотрено рассеяние скалярных бесспиновых частиц на широком классе квазипотенциалов, названных нами аналитическими. Введенные аналитические квазипотенциалы удовлетворяют представлению

$$\mathcal{G}(E,\vec{\Delta}^2) = g(E)\int_0^\infty dx\,\rho(E;x)e^{-x\vec{\Delta}^2}, \quad t = -\vec{\Delta}^2 \qquad /6/$$

и являются аналитическими функциями в полуплоскости $\mathrm{Re}\,t \le 0$. Основная зависимость от энергии выделена в виде фактора $g(E)$, степенным образом зависящего от E. Плотность $\rho(E,x)$, определяющая характер взаимодействия, является медленно меняющейся функцией энергии. Относительно ρ предполагается также существование слабого предела

$$\lim_{s\to\infty} s^N \rho(E;x=\eta/s) = \Psi(\eta) \qquad /7/$$

η - фиксировано $\quad 0<\eta<\infty$, $N>0$.

С помощью квазипотенциального уравнения найдено выражение для амплитуды рассеяния тождественных скалярных частиц, согласно которому процесс рассеяния можно представить следующим образом.

Вначале имеет место многократное перерассеяние на малые углы, благодаря чему набегает эйкональная фаза. На этой стадии рассеивающаяся частица не"ощущает" пока жестких составляющих адрона, она как бы "видит" его "рыхлым", т.е. процесс протекает в соответствии с концепцией прямолинейных путей.

Затем происходит однократное рассеяние на "жесткой" составляющей адрона, в результате чего частица отклоняется на большой угол. Эта стадия описывается борновским членом, отражающим структуру адронов. После этого процесс перерассеяния на малые углы повторяется, вследствие чего в амплитуде рассеяния появляется эйкональный фактор, характеризующий степень прозрачности частиц на малых прицельных расстояниях и приводящий к определенной корреляции между процессами рассеяния адронов на малые и большие углы.

Второй и третий параграфы посвящены изучению рассеяния на большие углы частиц со спинами 0, 1/2 и 1/2, 1/2 соответственно. В этих случаях плотность $\rho(E;x)$ является матрицей, ранг которой определяется спинами частиц. При этом учитывались ограничения на ρ, налагаемые требованием γ_5 -инвариантности взаимодействий при высоких энергиях /23/. Полученные для амплитуд выражения использовались при описании экспериментальных данных по $\pi^\pm p$ и pp -рассеянию и процессу перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$ в области больших углов рассеяния. При этом установлено приближенное равенство вектор-векторного и аксиал-аксиального взаимодействий; найдена также связь между дифференциальными сечениями процесса перезарядки и $\pi^\pm p$-рассеяния.

Исследование процессов рассеяния на большие углы дает информацию о структуре взаимодействующих частиц, хотя природа такой структуры составляет пока предмет дискуссий. В связи с этим возрос интерес к моделям, в которых структура частицы появляется в результате взаимодействия с окружающим ее полем. Изучению такого типа моделей посвящена <u>четвертая глава</u> диссертации, которая состоит из трех параграфов.

В первом из них формулируется и изучается общая задача построения функции Грина системы, описываемой гамильтонианом

$$H_{\text{пол.}} = -\frac{\Delta}{2\mu} + g\sum_k (A_k a_k e^{i\vec{k}\vec{r}} + \text{э.с.}) + \sum_k \omega_k a_k^+ a_k \,,$$

$$\text{причем} \qquad [a_k, a^+_{k'}] = \delta_{kk'} . \qquad /8/$$

Как известно[24,25], любая итерационная схема в подобных моделях должна учитывать свойства инвариантности гамильтониана. В частности, гамильтониан /8/ коммутирует с оператором полного импульса системы $\vec{P} = -i\vec{\nabla} + \sum_k \vec{k} a^+_k a_k$.

В связи с этим строим функцию Грина для конкретной модели - полярона в представлении, когда $\vec{P}$ есть c-число. После канонического преобразования Боголюбова получаем континуальное представление для величины $\langle 0|\exp(-\tau H)|0\rangle$, имеющей в пределе $\tau\to\infty$ вид $\exp(-\tau E)$, где $E = E(\vec{P})$ - энергия системы

$$E(\vec{P})\big|_{\vec{P}\to 0} = E_0 + \frac{\vec{P}^2}{2m} \,, \qquad /9/$$

а E_0 и m - основной уровень энергии и эффективная масса полярона.

Во втором параграфе полученное континуальное представление используется для вычисления энергии E_0 и эффективной массы m. Функциональная переменная с точностью до множителя представляет собой скорость движения по фейнмановской траектории. Это движение может быть разбито на два. Первое - трансляционное движение потенциальной ямы, совершаемое в соответствии с законом сохранения полного импульса. Второе представляет собой флуктуационную часть, соответствующую колебательному движению частицы внутри потенциальной ямы, создаваемой классической составляющей скалярного поля. Согласно этой картине, приближенное вычисление континуального интеграла может быть выполнено в два этапа. Сначала выделяется движение системы как целого, т.е. находится скорость $\vec{\nu}_0$, соответствующая классической траектории.

После этого континуальное интегрирование производится лишь по флуктуационной части. Заменяя истинную потенциальную яму осциллятором и применяя вариационный метод Фейнмана[26], получаем выражения для E_0 и m, приводящие к удовлетворительным результатам как в случае слабой константы связи α, так и в случае $\alpha \gg 1$.

В третьем параграфе изучен полярон в потенциальном поле. С помощью развитого в предыдущем параграфе вариационного метода вычисляется основной уровень энергии системы.

Разбиение координаты полярона на трансляционную и флуктуирующую части имеет аналогию в модели когерентных состояний Матвеева-Тавхелидзе[27]. В этой модели учет эффективной структуры адрона достигается путем добавления к обычной координате флуктуирующей части, описываемой в терминах операторов рождения и уничтожения квантов скалярного поля. Близость метода когерентных состояний[28] к фейнмановскому интегрированию по путям позволяет обобщить технику, разработанную в предыдущей главе. В <u>пятой главе</u> диссертации развит метод нахождения функции Грина частицы во внешнем поле с учетом квантового "дрожания" когерентного типа, позволяющий изучить структурные эффекты в высокоэнергетическом рассеянии. Рассмотрена модель, использовавшаяся для описания лэмбовского сдвига и других эффектов взаимодействия с флуктуациями вакуума[29]. Глава состоит из трех параграфов.

В первом параграфе получено представление в виде континуального интеграла для $<0|\exp(-rH)|0>$ с гамильтонианом

$$H = -\frac{\Delta}{2\mu} + \omega \sum_{i=1}^{3} a_i^+ a_i + V(\vec{r} + \rho\vec{D}),$$

где

$$\vec{D} = \{D_i\}, \quad D_i = a_i^+ + a_i, \quad [a_i^+ a_j] = \delta_{ij}. \qquad /10/$$

Это достигается линеаризацией лапласиана в H и введением δ-функции в функциональном пространстве для распутывания T-экспоненты. Возникающий при этом 3-кратный континуальный интеграл удалось с помощью замен переменных интегрирования свести к однократному. Далее на основе обобщения вариационного метода, предложенного в предыдущей главе, проведено приближенное вычисление этого интеграла.

Во втором параграфе на примере кулоновского потенциала $V = -\beta/r$ показано применение полученных формул для вычисления основного уровня энергии. Найденное выражение для энергии основного уровня системы зависит от вариационного параметра и должно быть минимизировано. Оно может быть использовано в случае любых β и ρ, т.е. малость константы связи и амплитуды квантового "дрожания" не предполагается. Исследованы предельные случаи больших и малых β и ρ. Из полученных формул, в частности, следует, что наличне "дрожания" приводит к повышению уровня по сравнению с кулоновским, т.е. влияние потенциальной энергии уменьшается.

В третьем параграфе изучено высокоэнергетическое рассеяние частицы на потенциале с "дрожанием". В пределе высоких энергий амплитуда имеет вид

$$F(\vec{p},\vec{q}) = \exp\left(-\frac{\rho^2}{2}\vec{\Delta}_\perp^2\right) F_{\text{эйк.}}(\vec{p},\vec{q}), \qquad /11/$$

где $F_{\text{эйк.}}$ - эйкональная амплитуда рассеяния. Иначе, в борновском приближении наличие "дрожания" приводит

к сглаживанию взаимодействия на малых расстояниях и вместо $V(\vec{r})$ возникает

$$\hat{V}_{\text{эфф}}(\vec{r}) = <0|V(\vec{r} + \rho\vec{D})|0> = \frac{1}{(2\pi\rho^2)^{3/2}} \int d\vec{r}\,' V(\vec{r}\,') e^{-\frac{(\vec{r}-\vec{r}\,')^2}{2\rho^2}}. \qquad /12/$$

Появление дифракционного фактора может быть интерпретировано на языке фейнмановских диаграмм как учет радиационных поправок, т.е. учет процессов с многократным испусканием - поглощением мягких виртуальных квантов поля.

В конце параграфа рассмотрена использованная выше модель скалярных нуклонов, взаимодействующих с нейтральным векторным полем, иллюстрирующая это утверждение. В этой модели вычислена амплитуда квантового "дрожания" F как функция масс, участвующих в процессе рассеяния частиц. Изученная модель наглядно демонстрирует проявление внутренней структуры частиц в их взаимодействиях при высоких энергиях.

В Заключении кратко перечислены основные результаты, полученные в диссертации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей, 3-е изд., М., Наука, 1976.*
2. *Боголюбов Н.Н., Медведев Б.В., Поливанов М.К. Вопросы теории дисперсионных соотношений. Физматгиз, М., 1958.*
3. *Logunov A.A., Nguen Van Hieu, Todorov I.T., Khrustalev O.A. Phys.Lett., 1963, 7, p. 69.*
4. *Logunov A.A., Tavkhelidze A.N. Nuovo Cim., 1963, 299, p. 380.*
5. *Кадышевский В.Г., Тавхелидзе А.Н. В сб. "Проблемы теоретической физики", Наука, М., 1969.*
6. *Moliere G. Z.Naturforsch., 1947, 2A, p. 133.*
7. *Glauber R.J. Lectures in Theor. Phys., N.-Y., 1959.*
8. *Tiktopoulos G., Treiman S.B. Phys.Rev., 1971, D3, p. 1037.*

9. *Барбашов Б.М., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Первушин В.Н., Сисакян А.Н., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1970, 5, с. 330.*
10. *Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Смондырев М.А., Тавхелидзе А.Н. ЭЧАЯ, Атомиздат, М., 1974, 5, с. 3.*
11. *Фрадкин Е.С. Труды ФИАН, 1965, 29, с. 7.*
12. *Барбашов Б.М. ЖЭТФ, 1965, 48, с. 607.*
13. *Abarbanel H.D.I., Itzykson G. Phys.Rev.Lett., 1969, 23, p. 53.*
14. *Барбашов Б.М., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н. ОИЯИ, Е2-4692, Дубна, 1969.*
15. *Андреев И.В. ЖЭТФ, 1970, 58, с. 253.*
16. *Alliluyev S.P., Gershtein S.S., Logunov A.A. Phys. Lett., 1965, 18, p. 195.*
17. *Blokhintsev D.I. Nucl.Phys., 1962, 31, p. 628.*
18. *Гарсеванишвили В.Р., Голоскоков С.В., Матвеев В.А., Слепченко Л.А. ТМФ, 1972, 12, с. 384.*
19. *Хелашвили А.А. ОИЯИ, Р2-4327, Дубна, 1969.*
20. *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. Lett.Nuovo Cim., 1973, 7, p. 719.*
21. *Brodsky S.J., Farrar G.R. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p. 1153.*
22. *Matveev V.A., Muradyan R.M., Tavkhelidze A.N. JINR, E2-8048, Dubna, 1974.*
23. *Логунов А.А., Мещеряков В.А., Тавхелидзе А.Н. ДАН СССР, серия "Физика", 1962, 142, с. 317.*
24. *Боголюбов Н.Н. Укр.мат.журнал, 1950, 2, с. 3.*
25. *Солодовникова Е.Н., Тавхелидзе А.Н., Хрусталев О.А. ТМФ, 1972, 11, с. 317.*
26. *Feynman R.P. Phys.Rev., 1955, 97, p. 660.*
27. *Matveev V.A., Tavkhelidze A.N. JINR, E2-5141, Dubna, 1970.*
28. *Когерентные состояния в квантовой теории. Сборник "Новости фундаментальной физики", вып. 1, Мир, М., 1972.*
29. *Welton T. Phys.Rev., 1948, 74, p. 1157.*

Результаты диссертации опубликованы в работах:

1. Кулешов С.П. Труды Международного семинара "Функциональные методы в квантовой теории поля и статистике", препринт ФИАН, №140, 1971, с. 48.
2. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Смондырев М.А., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1974, 18, с. 147.

3. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Смондырев М.А., Тавхелидзе А.Н. ТМФ, 1974, 21, с. 30.
4. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Смондырев М.А., Тавхелидзе А.Н. ЭЧАЯ, Атомиздат, М., 1974, 5, с. 3.
5. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ОИЯИ, Р2-8211, Дубна, 1974; ТМФ, 1975, 24, с. 24.
6. Kuleshov S.P., Matveev V.A., Sissakian A.N., Smondyrev M.A., Tavkhelidze A.N. Physica Fennica, 1974, 9, p. 151.
7. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ОИЯИ, Р2-8337, Дубна, 1974.
8. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Митрюшкин В.К., Смондырев М.А. ОИЯИ, Р2-8338, Дубна, 1974.
9. Кулешов С.П., Матвеев В.А., Сисакян А.Н., Смондырев М.А. Труды МИАН, 1975, 136, с. 162.
10. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Митрюшкин В.К., Смондырев М.А. ТМФ, 1975, 24, с. 147.
11. Кочетов Е.А., Кулешов С.П., Смондырев М.А. ТМФ, 1975, 25, с. 30.
12. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Митрюшкин В.К., Смондырев М.А. Труды Межд. школы-семинара молодых ученых /Сочи - 1974/, Издание ОИЯИ, Р1,2-8529, Дубна, 1975, с. 144.
13. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ОИЯИ, Р2-9088, Дубна, 1975; ЯФ, 1976, 24, с. 448.
14. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А., Тепляков В.Г. ОИЯИ, Р2-10142, Дубна, 1976.
15. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ОИЯИ, Р2-9897, Дубна, 1976.
16. Гарсеванишвили В.Р., Голоскоков С.В., Джгаркава М.И., Казаринов Ю.М., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Митрюшкин В.К., Поташникова И.К., Ракитский А.В., Силин И.Н. ОИЯИ, Р2-9947, Дубна, 1976.
17. Кочетов Е.А., Кулешов С.П., Смондырев М.А. ОИЯИ, Р2-10234, Дубна, 1977.

18. Goloskokov S.V., Kuleshov S.P., Matveev V.A., Smondyrev M.A. Proc. XVIII Int.Conf. on High Energy Phys., JINR, D1,2-10400, v. 1, A5-19, Dubna, 1977.

19. Голоскоков С.В., Кулешов С.П., Матвеев В.А., Смондырев М.А. ЭЧАЯ, Атомиздат, М., 1977, 8, с. 269.

20. Кулешов С.П., Смондырев М.А. ОИЯИ, Р2-10467, Дубна, 1977.

21. Голоскоков С.В., Кулешов С.П. ОИЯИ, Р2-10556, Дубна, 1977.

22. Кудинов А.В., Кулешов С.П. ОИЯИ, Р2-10636, Дубна, 1977.

23. Dzhgarkava M.I., Garsevanishvili V.R., Glonti L.N., Goloskokov S.V., Kazarinov Yu.M., Kuleshov S.P., Matveev V.A., Macharashvili G.G., Mitrjushkin V.K. JINR, E2-10971, Dubna, 1977.

Рукопись поступила в издательский отдел
10 марта 1978 года.