ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 6177

В.А. Матвеев

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД В ТЕОРИИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 041 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований.

Официальные оппоненты:

член-корреспондент АН СССР - Д.В. ШИРКОВ

член-корреспондент АН УССР - В.П. ШЕЛЕСТ

доктор физико-математических наук, профессор Л.Д. СОЛОВЬЕВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Ленинградский госуниверситет, физический факультет.

Автореферат разослан " " ____________ 1971 года

Защита диссертации состоится " " _________ 1972 года на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики Объединенного института ядерных исследований, г. Дубна.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Ученый секретарь Совета Р.А. Асанов

2 - 6177

В.А. Матвеев

КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ МЕТОД В ТЕОРИИ СИЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

Специальность 041 - теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени доктора физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Изучение процессов сильного взаимодействия частиц при высоких энергиях представляет собой одну из центральных проблем физики элементарных частиц сегодняшнего дня.

Теоретический фундамент для интерпретации наблюдающихся закономерностей процессов сильного взаимодействия составляют общие принципы квантовой теории поля и доказанные на их основе дисперсионные соотношения для амплитуд рассеяния.

Особенно плодотворную роль при изучении взаимодействий частиц высоких энергий играет введенное в основополагающих работах Н.Н. Боголюбова по теории дисперсионных соотношений/I/ представление об амплитуде рассеяния как единой аналитической функции своих переменных (энергии, передачи импульса, масс).

Именно эта концепция, выражающая важное требование взаимосвязи между различными физическими процессами, является краеугольным камнем большинства из развивающихся в настоящее время теоретических и феноменологических подходов к описанию сильных взаимодействий при высоких энергиях. Наибольшее развитие здесь получили следующие подходы: дисперсионные соотношения и дисперсионные правила сумм, асимптотический подход, феноменологические реджевский и эйкональный подходы, квазипотенциальный подход и др./2/.

Настоящая диссертация посвящена дальнейшему развитию квазипотенциального метода в квантовой теории поля и применению этого метода к теории сильных взаимодействий при высоких энергиях.

Квазипотенциальный метод, предложенный несколько лет назад А.А. Логуновым и А.Н. Тавхелидзе/3/, опирается на факт существования точных трехмерных квазипотенциальных уравнений, описывающих систему двух взаимодействующих частиц в квантовой теории поля с помощью одновременной волновой функции. Как известно, в рамках квазипотенциального подхода получила разрешение одна из принципиальных трудностей многовременного ковариантного формализма Бете-Солпитера при постановке проблемы двух тел, связанная с отсутствием последовательной физической интерпретации переменной относительного времени двух частиц.

Вывод трехмерных квазипотенциальных уравнений основывается лишь на общих свойствах двухвременных функций Грина системы частиц в квантовой теории поля. Исключение "нефизической" переменной относительного времени частиц в квазипотенциальном подходе приводит к появлению нелокальности, комплексности и энергетической зависимости квазипотенциала, обусловленных релятивистскими эффектами запаздывания и наличием неупругих каналов во взаимодействии двух частиц.

Важную информацию о структуре двухчастичного квазипотенциала удается извлечь из аналитических свойств амплитуды рассеяния. В работах/3,4/ было показано, в частности, как, используя дисперсионные соотношения по передаче импульса, можно построить локальный квазипотенциал, воспроизводящий на массовой поверхности амплитуду рассеяния двух частиц в виде ряда теории возмущений. Квазипотенциальное уравнение с построенным

таким образом локальным квазипотенциалом дает эффективный метод суммирования диаграмм теории возмущений/5,6/, позволяющий, в принципе, исследовать энергетический спектр связанных и резонансных состояний двух частиц/7/.

В то же время все попытки выхода за рамки задачи двух тел в рамках квазипотенциального подхода, например, при построении вершинных функций токов составных частиц и связанных состояний, описывающих взаимодействия многочастичных систем с внешними полями и другими частицами, сталкиваются с принципиальной проблемой релятивистски-ковариантного обобщения квазипотенциальных уравнений для одновременных волновых функций.

Решение этой проблемы было дано в работах/8-II/. Подход, развиваемый в настоящей диссертации, основан на обобщении одновременного описания в квантовой теории поля и позволяет строить релятивистски-ковариантные квазипотенциальные уравнения для систем взаимодействующих частиц с произвольными массами и спинами.

Первая инвариантная формулировка квазипотенциального уравнения, использующая пространство Лобачевского в качестве пространства относительных импульсов частиц, была дана в работе/I2/.

Релятивистски-ковариантные квазипотенциальные уравнения и задача построения вершинных функций токов связанных частиц в квантовой электродинамике исследовались в работе/I3/.

В работе /I4/ изучались релятивистски-

-ковариантные уравнения квазипотенциального типа с дополнительными условиями Маркова-Юкавы/I5,I6/, обладающие свойством локальности и удовлетворяющие условию унитарности. Новый ковариантный вывод квазипотенциального уравнения для одновременной волновой функции двух частиц был дан в недавней работе/I7/. Изученные в диссертации уравнения составляют основу для развития квазипотенциальной теории рассеяния частиц высоких энергий. Возникающая при этом задача построения локального квазипотенциала двух сильновзаимодействующих частиц представляет собой одну из фундаментальных проблем квантовой теории поля.

В отличие от теории со слабой связью, где существует регулярный метод построения локального квазипотенциала с помощью теории возмущений, в случае сильных взаимодействий приходится использовать определенную эмпирическую информацию о процессах двухчастичного рассеяния в рамках общих ограничений, налагаемых условиями аналитичности и унитарности.

Ведущую роль здесь может сыграть идея гладкости, выдвинутая в работе/I8/ и позволившая дать качественное объяснение целому ряду наблюдаемых закономерностей процессов взаимодействия частиц при высоких энергиях/I9-2I/.

Анализ гипотезы гладкости на основе условия унитарности для амплитуды двухчастичного рассеяния был дан в работе/22/. В настоящей диссертации содержится попытка теоретической интерпретации и обоснования свойства гладкости локального квазипотенциала с различных точек зрения, таких, как принцип автомодельности/23,24/, метод когерентных состояний/25,26/ и приближение прямолинейных путей в рамках методов функционального интегрирования в квантовой теории поля/27-29/.

Диссертация состоит из введения, трех разделов (семи глав) и заключения. Для удобства чтения каждый из связанных между собою разделов снабжен отдельным введением и библиографией.

Первый раздел диссертации (главы I и 2) посвящен релятивистски-ковариантному обобщению квазипотенциальных уравнений для частиц с различными спинами и массами, а также проблеме построения динамических моментов локальных токов составных частиц и связанных состояний.

Развиваемый нами подход впервые был изложен в работе/I0/ и весьма близок методу, используемому в работах/I3/ для случая слабосвязанных систем частиц в квантовой электродинамике. Поясним основную идею релятивистски-ковариантного обобщения квазипотенциального уравнения на простейшем примере двух бесспиновых частиц.

В традиционном четырехмерном многовременном формализме система двух частиц описывается амплитудой Бете-Солпитера $\chi_P(q)$, где $P=p_1+p_2$ - полный и $q=\frac{1}{2}(p_1-p_2)$ - относительный импульсы частиц. Трудности, присущие этому подходу, хорошо известны. Отметим здесь специально то обстоятельство, что описание внутреннего движения в системе частиц с помощью переменной q_μ не является однозначным.

Любая подстановка вида:

$$q_\mu \to q'_\mu = q_\mu + \lambda \cdot P_\mu, \tag{I}$$

не изменяющая коммутационных соотношений $[q_\mu, x_\nu] = i g_{\mu\nu}$, где $x_\nu = (x_1 - x_2)_\nu$, приводит к переменной q'_μ, в равной мере претендующей на описание внутреннего движения в системе двух частиц/30/.

Однозначное релятивистски-ковариантное описание внутреннего движения в системе двух частиц может быть осуществлено с помощью переменной π_μ, определенной соотношениями

$$q_\mu = \alpha \cdot \frac{P_\mu}{\sqrt{P^2}} + \pi_\mu \; ; \qquad P^2 > 0 \tag{2а}$$

$$P \cdot \pi = 0 \,, \tag{2б}$$

и остающейся инвариантной при подстановках (I)[x].

Основная идея развиваемого нами подхода состоит в определении релятивистской волновой функции системы частиц с произвольным полным моментом P с помощью соотношения

$$\psi_P(\pi) = \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \; \chi_P\left(\alpha \cdot \frac{P}{\sqrt{P^2}} + \pi\right). \tag{3}$$

В с.ц.м. волновая функция $\psi_{\vec{P}=0}$ определяется трехмерным фурье-образом одновременной амплитуды Бете-Солпитера, причем в этой системе $\pi_0 = 0$, $\vec{\pi}$ – совпадает с пространственным

----

x)Условия типа (2б) использовались в ранних теориях составных частиц М.А. Марковым и Н. Юкавой, ввиду чего мы будем называть величины P_μ и π_μ – переменными Маркова-Юкавы.

относительным импульсом двух частиц. Таким образом, выражение (3) даёт релятивистски-ковариантное обобщение одновременной волновой функции системы двух взаимодействующих частиц в квантовой теории поля.

На основании этой идеи в диссертации показывается, что система двух бесспиновых частиц с массами m_1 и m_2 может быть описана релятивистски-ковариантным квазипотенциальным уравнением вида

$$\left[P^2 - (\omega_1 + \omega_2)^2\right] \psi_P(\pi) = \frac{\omega_1 + \omega_2}{2\omega_1 \omega_2} \cdot \int V_P(\pi, \pi') \, \psi_P(\pi') \, (d\pi')_P, \tag{4}$$

где $(d\pi)_P = d\pi \cdot \delta\left(\frac{\pi \cdot P}{\sqrt{P^2}}\right)$ – инвариантный трехмерный элемент объёма; $\omega_i = \sqrt{m_i^2 - \pi^2}$. Квазипотенциал $V_P(\pi, \pi')$, являющийся интегральным оператором в пространстве $P\cdot\pi = P\cdot\pi' = 0$, определяется через ковариантную "двухвременную" функцию Грина двух частиц:

$$\tilde{G}_P(\pi', \pi) = \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha' d\alpha \; G_P\left(\alpha' \frac{P}{\sqrt{P^2}} + \pi' ; \alpha \frac{P}{\sqrt{P^2}} + \pi\right) \tag{5}$$

соотношением

$$V = 2\pi i \left\{ \tilde{G}^{-1} - \tilde{G}_0^{-1} \right\}. \tag{6}$$

Величина $\tilde{G}^{-1}$ –есть оператор обратной функции Грина, т.е.

$$\int \tilde{G}_P^{-1}(\pi', \pi'') \cdot \tilde{G}_P(\pi'', \pi) \, (d\pi'')_P = \delta_P(\pi' - \pi), \tag{7}$$

где

$$\delta_P(\pi) = \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \; \delta\left(\alpha \cdot \frac{P}{\sqrt{P^2}} + \pi\right) \tag{8}$$

есть инвариантная δ - функция. Обобщение этого подхода на случай спиновых частиц встречается с рядом дополнительных проблем. Корень возникающих здесь трудностей связан с присутствием так называемых "излишних" переменных при ковариантном описании спиновых частиц. Частным проявлением этих трудностей является отсутствие оператора обратной функции Грина двух свободных спиновых частиц $\widetilde{G}_0^{-1}$, определенного на пространстве всех спиноров второго ранга /3I/.

Главная идея развиваемого в диссертации метода заключается в необходимости перехода при определении одновременной функции двух спиновых частиц к более узкому подпространству спиноров, имеющему структуру пространства асимптотических состояний в соответствующей задаче о рассеянии. При этом, в отличие от работ /I3,3I/, мы сохраняем симметрию относительно замены знака полной энергии частиц $E \to -E$, что позволяет дать одновременное описание системы двух спиновых частиц, совместимое с требованием релятивистской ковариантности относительно полной группы Лоренца. Связь релятивистской волновой функции двух частиц со спином I/2 с амплитудой Бете-Солпитера определяется выражением:

$$\psi_p(\pi) = \Lambda_p \cdot T_p(\pi) \cdot \int_{-\infty}^{\infty} d\alpha \; \chi_p\left(\alpha \frac{p}{\sqrt{p^2}} + \pi\right), \tag{9}$$

где

$$T_p(\pi) = \frac{(m_1+\omega_1+\gamma^{(1)}\cdot\pi)(m_2+\omega_2-\gamma^{(2)}\cdot\pi)}{\sqrt{2\omega_1(m_1+\omega_1)}\cdot\sqrt{2\omega_2(m_2+\omega_2)}}; \tag{10}$$

-ковариантное обобщение преобразования Фолди-Вотхаузена для двух частиц,

$$\Lambda_p = \frac{1}{2}\left[1+(\gamma^{(1)}\cdot n)\cdot(\gamma^{(2)}\cdot n)\right]; \quad n = \frac{p}{\sqrt{p^2}}; \tag{11}$$

проекционный оператор на пространство спиноров $\psi_p^{(+)}$ второго ранга, удовлетворяющих условию

$$(\gamma^{(1)} p)\psi_p = (\gamma^{(2)} p)\psi_p. \tag{12}$$

В диссертации найдено релятивистски-ковариантное квазипотенциальное уравнение, которому удовлетворяет волновая функция двух спиновых частиц (9):

$$\left[\gamma^{(i)}_{i=1,2} p - \omega_1 - \omega_2\right]\psi_p(\pi) = \int V_p^{++}(\pi,\pi')\,\psi_p(\pi')\,(d\pi')_p. \tag{13}$$

Оператор квазипотенциала V^{++} определяется выражением типа (6), в котором все величины заданы на подпространстве спиноров $\psi_p^{(+)}$.

Далее в диссертации рассматриваются релятивистко-ковариантные квазипотенциальные уравнения для амплитуды рассеяния $T_p(\pi';\pi)$. Показано, что на "массовой" поверхности, где

$$\begin{aligned} s &= p^2 = \left(\sqrt{m_1^2-\pi^2}+\sqrt{m_2^2-\pi^2}\right)^2; \\ t &= (\pi'-\pi)^2; \\ \pi^2 &= \pi'^2, \end{aligned} \tag{14}$$

величина $T_p(\pi',\pi)$ совпадает с физической амплитудой рассеяния $T(s,t)$ и удовлетворяет условию унитарности.

В заключении первой главы дается обобщение описанного подхода на случай систем N - частиц с произвольными массами и спинами.

Во второй главе изучается проблема построения локальных токов составных частиц и связанных состояний в квантовой теории поля. В основе развиваемого здесь подхода лежит представление вершинных функций токов связанных состояний двух частиц в следующем виде:

$$\langle P',\beta | J(0) | P,\alpha \rangle = \int (d\pi')_{P'} (d\pi)_P \, \bar{\Psi}_{P',\beta}(\pi') \, \tilde{\Gamma}(P',\pi'; P,\pi) \, \Psi_{P,\alpha}(\pi), \tag{15}$$

где $\Psi_{P,\alpha}(\pi)$ - релятивистская волновая функция двух частиц с полным моментом P и набором квантовых чисел α, $\tilde{\Gamma}(P',\pi'; P,\pi)$ - вершинный оператор. Построение вершинного оператора в общем случае представляет собой весьма сложную задачу. В диссертации разработан метод построения динамических моментов токов системы двух частиц. Основная идея метода заключается в формулировке квазипотенциального уравнения, описывающего две частицы в присутствии слабоменяющихся внешних полей.

В линейном приближении по внешнему полю $A(x) = a_0 + a_\mu x_\mu + \ldots$ для сдвига энергии системы двух частиц получено выражение

$$\delta \mathcal{E} = \int J(\mathcal{E}, k) A(k) \, dk, \tag{16}$$

где

$$J(\mathcal{E}, k) = \frac{1}{2\mathcal{E}} \int \Psi^*(\vec{q}\,') \, \tilde{\Gamma}(\mathcal{E}, \vec{q}\,', \vec{q}; k) \, \Psi(\vec{q}) \, d\vec{q} \, d\vec{q}\,' \tag{17}$$

- есть производящая функция динамических моментов. Величина $\tilde{\Gamma}(\mathcal{E}, \vec{q}\,', \vec{q}; k)$ определяется через функцию Грина двух частиц выражением

$$\tilde{\Gamma}(\mathcal{E}, \vec{q}\,', \vec{q}; k) = 2\pi i \, \tilde{G}^{-1} \cdot \frac{\widetilde{\delta G}}{\delta A(k)} \cdot \tilde{G}^{-1} \Big|_{A=0} \tag{18}$$

Здесь операция $\sim$ обозначает переход к двухвременному описанию в системе Брейта:

$$\mathcal{P} = \frac{P + P'}{2} = (\mathcal{E}, \vec{0}), \tag{19}$$

где P и P' - полные моменты системы частиц в начальном и конечном состояниях; $k = P' - P$. Динамические моменты токов определяются вариациями полной энергии системы частиц по параметрам внешнего поля.

Приведем в качестве примера выражение для аксиальной константы системы двух спиновых частиц равных масс в пренебрежении эффектами взаимодействия между частицами:

$$Q_{5z}^{c} = \int \Psi^*(\vec{q}) \left[\lambda_c^{(1)} \Sigma_z^{(1)} + \lambda_c^{(2)} \Sigma_z^{(2)} \right] \Psi(\vec{q}) \, d\vec{q}, \tag{20}$$

где

$$\Sigma_z = \frac{m}{W_q} \left[\sigma_z + q_z \frac{(\sigma q)}{m(m + W_q)} \right]; \quad W_q = \sqrt{m^2 + \vec{q}^{\,2}}. \tag{21}$$

и λ_a - произвольная зарядовая матрица.

Выражение (20) может быть использовано при нахождении релятивистских поправок к аксиальной константе двух спиновых частиц[32,33].

В конце второй главы дается сравнение результатов, полученных в диссертации для нулевых моментов или зарядов векторных и аксиальных токов двух спиновых частиц, с результатами алгебры токов $SU(3)\times SU(3)$ в системе "$P_z=\infty$". Показывается, в частности, что заряды векторных и аксиальных токов двух свободных спиновых частиц (кварков) в системе "$P_z=\infty$" определяются выражениями:

$$\lim_{P_z\to\infty}\frac{1}{P_0}\langle\int V_0^a d\vec{x}\rangle=\int\psi^*(\vec{q})\left[\lambda_a^{(1)}+\lambda_a^{(2)}\right]\psi(\vec{q})\,d\vec{q} \qquad (22a)$$

$$\lim_{P_z\to\infty}\frac{1}{P_0}\langle\int A_0^a d\vec{x}\rangle=\int\psi^*(\vec{q})\left[\lambda_a^{(1)}\zeta^{(1)}+\lambda_a^{(2)}\zeta^{(2)}\right]\psi(\vec{q})\,d\vec{q}, \qquad (22б)$$

где

$$\zeta^{(1,2)}=\frac{m}{W_q\pm q_z}\left[\sigma_z\pm\frac{(\sigma q)}{m}\left(1\pm\frac{q_z}{m+W_q}\right)\right], \qquad (23)$$

и удовлетворяют алгебре $SU(3)\times SU(3)$[34].

Во втором разделе диссертации развивается квазипотенциальная теория рассеяния частиц высоких энергий. В основе развиваемой теории лежит гипотеза о существовании гладкого локального квазипотенциала[18]:

$$V(s,r)=\int d\vec{q}\,e^{i\vec{q}\vec{r}}\cdot V(s,\vec{q}^{\,2});\quad t=-\vec{q}^{\,2}, \qquad (24)$$

удовлетворяющегося требованиям[20,21,35]:

А. $V(s,r)$ - гладкая, не сингулярная функция r, характеризующаяся определенным эффективным радиусом.

В. $\mathrm{Im}\,V(s,r)\geqslant 0$, для всех вещественных r, в соответствии с условием унитарности.

Из условия положительной определенности мнимой части локального квазипотенциала следует релятивистское соотношение унитарности для двухчастичной амплитуды рассеяния:

$$\mathrm{Im}\,T=\frac{1}{2}T^+\cdot T+g, \qquad (25)$$

где

$$g=\Omega^+\cdot\mathrm{Im}\,V\cdot\Omega\geqslant 0 \qquad (26)$$

есть вклад всех неупругих каналов, и Ω - некоторый интегральный оператор[14]. Гипотеза гладкости локального квазипотенциала приводит к ряду весьма важных физических следствий: дифракционному характеру рассеяния при малых переданных импульсах, эйкональной структуре амплитуды рассеяния на малые углы и быстрому экспоненциальному падению амплитуд рассеяния в области больших передач импульса[18].

На основе условия гладкости в главе 3 дан, в частности, последовательный вывод релятивистского эйконального разложения амплитуды рассеяния в области $s\to\infty$, t - фикс.[36]:

$$T(s,\vec{\Delta}_\perp^2)=T^{(0)}(s,\vec{\Delta}_\perp^2)+\frac{1}{2ip}\cdot T^{(1)}(s,\vec{\Delta}_\perp^2)+\ldots \qquad (27)$$

где

$$T^{(0)}(s,\vec{\Delta}_\perp^2)=\frac{2ipE}{(2\pi)^3}\int d^2\rho\, e^{i\vec{\rho}\cdot\vec{\Delta}_\perp}\cdot\left(1-e^{-\int_{-\infty}^{\infty}\upsilon(\rho,z)dz}\right)- \tag{28}$$

есть эйкональное приближение для амплитуды рассеяния, и

$$T^{(1)}(s,\vec{\Delta}_\perp^2)=\frac{2ipE}{(2\pi)^3}\int d^2\rho\, e^{i\vec{\rho}\cdot\vec{\Delta}_\perp}\cdot\int_{-\infty}^{\infty}dz\Big\{3\upsilon^2(\rho,z)+\vec{\nabla}_\perp^2\upsilon(\rho,z)\cdot z\, e^{-\int_{-\infty}^{z}\upsilon(\rho,z')dz'}- \tag{29}$$

$$-\eta_\perp[\vec{r};\upsilon]\cdot\left(e^{-\int_{-\infty}^{\infty}\upsilon(\rho,z')dz'}-e^{-\int_{-\infty}^{z}\upsilon(\rho,z')dz'}\right)\Big\},$$

где

$$\eta_\perp[\vec{r};\upsilon]=\int_{-\infty}^{z}\vec{\nabla}_\perp^2\upsilon(\rho,z')dz'-\left[\int_{-\infty}^{z}\vec{\nabla}_\perp\upsilon(\rho,z')dz'\right]^2. \tag{30}$$

Величина υ в формулах (28–30) связана с квазипотенциалом соотношением $V(s,r)=2ipE\cdot\upsilon(r)$. Найдены условия применимости данного разложения и указаны физические следствия, к которым приводит учёт поправок к эйкональному приближению в случае чисто мнимых квазипотенциалов.

Далее производится учёт обменных сил во взаимодействии двух частиц, играющих важную роль при описании рассеяния назад частиц высоких энергий[37,38]. Имея в виду описание процессов квазидвухчастичного типа, мы сформулировали многоканальное обобщение квазипотенциального уравнения[35,40].

Особый интерес представляет проблема изучения спиновых эффектов при рассеянии частиц высоких энергий. С этой целью в диссертации развит метод нахождения асимптотически точных решений квазипотенциальных уравнений для частиц со спином, применимый, в частности, и для уравнений типа Дирака[39]. В качестве примера рассматривается пион-нуклонная система,

волновая функция которой удовлетворяет квазипотенциальному уравнению вида[35]:

$$\left[\beta E-(\vec{\gamma}\cdot\vec{q}+M)\left(1+\frac{\omega_q}{W_q}\right)\right]\psi(\vec{q})=\frac{1}{\omega_q}\int d\vec{q}\,'\,V(E;\vec{q},\vec{q}\,')\,\psi(\vec{q}\,'), \tag{31}$$

где $\omega_q=\sqrt{\mu^2+\vec{q}^{\,2}}$; $W_q=\sqrt{M^2+\vec{q}^{\,2}}$; μ и M – массы пиона и нуклона, E – полная энергия в системе центра масс.

В случае гладких квазипотенциалов в пределе высоких энергий и фиксированных передач импульса амплитуда принимает вид эйконального представления с фазами, имеющими нелинейную зависимость от квазипотенциала. Отмеченные выше результаты являются в достаточной мере общими и не зависят от конкретной формы локального гладкого квазипотенциала. Более детальную информацию о поведении асимптотических решений квазипотенциального уравнения можно получить для случая мнимого локального квазипотенциала гауссовского типа

$$V(s,r)=isg\left(\frac{\pi}{a}\right)^{3/2}\cdot e^{-\vec{r}^{\,2}/4a}, \tag{32}$$

исследованию которого в диссертации уделено особое место. Рассмотрение гауссовских квазипотенциалов представляет интерес с двух точек зрения. Во-первых, гауссовский квазипотенциал типа (32) представляет собой простейший пример гладкого локального квазипотенциала, имеющего конечный радиус действия, и потому находит применение при качественном анализе экспериментальных данных о рассеянии частиц высоких энергий (Д.И. Блохинцев[41]). Во-вторых, квазипотенциал гауссовского типа позволяет наиболее полным образом исследовать методы решения квазипотенциальных уравнений в асимптотической области высоких энергий.

Полученные результаты используются затем в главе 4 для качественного анализа основных экспериментальных данных о процессах двухчастичного и квазидвухчастичного рассеяния на малые и большие углы при высоких энергиях.

В частности, при анализе упругого pp- рассеяния были использованы результаты для полного сечения взаимодействия и параметра наклона дифракционного пика:

$$\sigma_{tot} = 8\pi a\, I(x)$$

$$A = \frac{d}{dt}\Big[\ln\frac{d\sigma}{dt}\Big]_{t=0} = \frac{2a}{I(x)}\cdot\int_0^x \frac{d\xi}{\xi}\, I(\xi)\,. \tag{33}$$

Здесь

$$I(x) = E_1(x) + \ln x + \gamma\,; \quad x = \frac{4\pi^2 g}{a}\,, \tag{34}$$

где $E_1(x)$ - функция интегрального логарифма, $\gamma = 0{,}577..$ - постоянная Эйлера.

Показано, что при условии роста параметра a, связанного с эффективным радиусом взаимодействия, полное сечение σ_{tot} стремится к своему асимптотическому значению снизу /2,56/.

Дифференциальное сечение рассеяния в области малых углов:

$$\frac{d\sigma}{dt} = 4\pi a^2\left|\sum_{n=1}\frac{e^{at/n}}{n\cdot n!}\Big(-\frac{4\pi^2 g}{a}\Big)^n\right|^2 \tag{35}$$

обладает рядом дифракционных минимумов, положения которых стремятся к нулю с ростом параметра наклона a.

В области больших углов рассеяния дифференциальное сечение характеризуется быстрым экспоненциальным падением с росто передачи импульса:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \Big(\frac{\pi a}{3}\Big)^2 q^2\cdot e^{-2\sqrt{\pi a q^2}}\,; \quad q^2 = -t\,. \tag{36}$$

Сравнение с экспериментальными данными показывает, что приближенно чисто мнимый гладкий гауссовский квазипотенциал позволяет правильно передать общую картину упругого рассеяния частиц высоких энергий на малые и большие углы. Аналогичный вывод следует из анализа процессов pn - рассеяния назад, рождения изобар в pp- столкновениях и процесса перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$.

Третий раздел диссертации посвящен исследованию проблемы гладкости локального квазипотенциала и развитию приближенных методов изучения асимптотического поведения амплитуд в квантовой теории поля.

В главе 5 подробно анализируется содержание гипотезы о гладкости локального квазипотенциала и её связь с основными экспериментальными закономерностями процессов взаимодействия частиц при высоких энергиях. Этот анализ указывает, в частности, на возможную сложную, протяженную структуру адронов, характеризующуюся конечными эффективными размерами. На основе эвристического представления о протяженных частицах дана формулировка принципа автомодельности, позволяющего с помощью методов теории размерностей единым образом описать асимптотическое поведение сечений процессов сильного, электромагнитного и слабого взаимодействий адронов в пределе экстремально высоких энергий /23,24/.

В основе принципа автомодельности для случая сильных взаимодействий лежит предположение о том, что при столкновении двух адронов с большими импульсами ($p_z \to \infty$) в системе центра масс продольные размеры частиц благодаря лоренцевскому сокращению стремятся к нулю, и, в отличие от поперечных размеров, становятся несущественными при анализе размерностей.

Отмеченное поведение находится в тесной аналогии с закономерностями процессов плоского взрыва в гидродинамике, откуда и был заимствован термин "автомодельное поведение"/42/.

Таким образом, асимптотическое поведение амплитуд и сечений процессов сильного взаимодействия характеризуется определенными масштабными соотношениями при преобразованиях подобия импульсов частиц, участвующих в реакции/24/

$$P_z \to \lambda \cdot P_z$$
$$P_0 \to \lambda \cdot P_0 \qquad (37)$$
$$\vec{P}_\perp \to \vec{P}_\perp ,$$

где $\frac{\vec{P}_\perp^2 + m^2}{2P_z^2} \ll 1$. Существенным моментом подхода является использование обобщенного размерного анализа с двумя независимыми шкалами длин L и T: вдоль и перпендикулярно оси столкновения частиц высоких энергий.

К числу наиболее интересных результатов принципа автомодельности относятся постоянство полных сечений взаимодействия частиц высоких энергий, существование пределов дифференциальных сечений упругого рассеяния:

$$\lim_{\substack{s\to\infty \\ t - \text{фикс.}}} \frac{d\sigma}{dt} = f(t) \; ; \qquad (38)$$

и процесса рождения выделенной частицы с импульсом $\vec{p}$:

$$\lim_{\substack{E\to\infty \\ P_z/E\,;\,P_\perp - \text{фикс.}}} P_0 \cdot \frac{d\sigma}{d\vec{p}} = f\left(\frac{P_z}{E}, P_\perp\right). \qquad (39)$$

Соотношения (38-39) обычно рассматриваются как следствия модели предельной фрагментации и партонной модели/43/. В конце главы 5 отмечается приближенный характер принципа автомодельности и указываются рамки его применимости. Отметим в этой связи недавнюю работу/44/, где из общих требований унитарности и аналитичности исследуется роль "мягких" частиц, рожденных в процессах столкновения частиц высоких энергий, и устанавливаются определенные масштабные соотношения автомодельного типа.

В главе 6 развивается метод когерентных состояний в задачах сильного взаимодействия частиц при высоких энергиях. В основе предложенной здесь модели лежит представление об адроне как сложной системе с многими внутренними степенями свободы. Предполагается, что состояния адронов в процессах сильного взаимодействия при высоких энергиях имеют когерентную природу и могут быть описаны в простейшем случае когерентными волновыми функциями 4-мерного релятивистского осциллятора/25,26/

$$e^{-ip\cdot(x+\rho D)} \cdot |0\rangle = |\psi_p(x)\rangle . \qquad (40)$$

Здесь

$$D_\mu = a_\mu^+ + a_\mu \; ;$$
$$[a_\mu, a_\nu^+] = -g_{\mu\nu} \; ; \qquad a_\mu |0\rangle = 0 \; ; \qquad (41)$$

и ρ – есть размерный параметр.

В недавних работах/45,46/ идея метода когерентных состояний получила теоретическую интерпретацию в рамках динамической модели составных частиц и модели сильной связи в квантовой теории поля.

Важным результатом модели когерентных состояний является гауссовский характер двухчастичного локального квазипотенциала. Найдена реализация модели когерентных состояний в терминах вторично-квантованного бозонного поля (для поперечных степеней свободы):

$$a_i = \int \frac{d\vec{k}}{k_0} f(\vec{k}) \cdot k_i\, a(\vec{k}) ; \qquad i = x, y ; \tag{42}$$

где
$$[a(\vec{k}), a^+(\vec{k}')] = k_0\, \delta(\vec{k} - \vec{k}') ;$$
$$\int \frac{d\vec{k}}{k_0} k_i k_j |f(\vec{k})|^2 = \delta_{ij} \tag{43}$$

Результатом этой реализации является пуассоновский закон распределения вторичных частиц, рожденных в процессах столкновения двух частиц высоких энергий, со средней множественностью, пропорциональной квадрату импульса передачи, а также "точечно-подобное" или автомодельное поведение полного дифференциального сечения дифракционной диссоциации.

В конце шестой главы рассматривается задача факторизации дуальных амплитуд рассеяния в терминах когерентных волновых функций (40)[47-50].

Последняя, седьмая глава диссертации посвящена применению методов функционального интегрирования к изучению асимптотического поведения амплитуд рассеяния на примере простых моделей квантовой теории поля.

С этой целью в диссертации развит метод представления амплитуд рассеяния в виде континуальных интегралов по путям частиц[51]. Согласно работам[52], строится функция Грина двух нуклонов, взаимодействующих со скалярным мезонным полем, в форме

$$G(p_1 q_1 ; p_2 q_2) = i^2 \int_0^\infty d\tau_1 d\tau_2\, e^{i\tau_1 (p_1^2 - m^2) + i\tau_2 (p_2^2 - m^2)} \cdot$$
$$\cdot \int dx_1 dx_2\, e^{i x_1 (p_1 - q_1) + i x_2 (p_2 - q_2)} \cdot \int [\delta \nu_1]_0^{\tau_1} [\delta \nu_2]_0^{\tau_2} \cdot \mathcal{G} , \tag{44}$$

где

$$\mathcal{G} \equiv \left[\exp \frac{i}{2} \int D \frac{\delta^2}{\delta \varphi^2}\right] \cdot e^{ig\int \varphi (J_1 + J_2)} \cdot S_0(\varphi) \Big|_{\varphi = 0} ; \tag{45}$$

$$[\delta \nu]_0^\tau = \delta \nu\, e^{-i\int_0^\tau \nu^2(s) ds} \Big/ \int \delta \nu\, e^{-i\int_0^\tau \nu^2(s) ds} \tag{46}$$

– элемент "объёма" пространства четырехмерных вещественных функций $\nu_\mu(s)$, определенных в интервале $0 \le s \le T$; $S_0(\varphi)$ – матрица рассеяния, усредненная по нуклонному вакууму в присутствии внешнего поля φ.

Амплитуда рассеяния двух нуклонов, определенная как вычет функции Грина в физических полюсах, соответствующих внешним нуклонам, приводится к виду:

$$F(p_1 q_1 ; p_2 q_2) = \int [\delta \nu_1]_{-\infty}^{\infty} \cdot \mathcal{G}^{(1)}(p_1 q_1 | \nu_1) \int [\delta \nu_2]_{-\infty}^{\infty} \cdot \mathcal{G}^{(2)}(p_2 q_2 | \nu_2) \cdot$$
$$\cdot g^2 \int dx\, e^{i x \cdot \Delta} \cdot D_{12}^* \cdot \int_0^1 d\gamma\, e^{-i\gamma g^2 \int D_{12}^* J_1 J_2} ; \tag{47}$$

где

$$\mathcal{G}^{(\ell)} = e^{-ig^2/2 \int D_\ell^* J_\ell^2} ; \qquad \ell = 1, 2 ,$$
$$\Delta = p_1 - q_1 = q_2 - p_2 . \tag{48}$$

Здесь использованы обозначения

$$D_\ell^* = 2 \int_0^1 d\sigma \int_0^\sigma d\lambda\, D(x_1 x_2 | -g\lambda \int D J_\ell) ; \qquad \ell = 1, 2 ; \tag{49}$$

$$D_{12}^* = \int_0^1 d\lambda_1 \int_0^1 d\lambda_2\, D(x_1 x_2 | -g\lambda_1 \int D J_1 - g\lambda_2 \int D J_2) , \tag{50}$$

где $D(x,x_2/\varphi)$ есть полная функция Грина мезонного поля в присутствии внешних источников $j_\ell = \int\limits_{-\infty}^{\infty} d\ell\, \delta\left[x + 2p_\ell \ell\, \theta(\ell) + 2q_\ell \ell\, \theta(-\ell) + 2\int\limits_0^\ell v_\ell\right]$.

При выводе представления (47) возникает весьма сложная проблема перенормировки. В диссертации показывается, что перенормировка массы и оператора поля нуклонов может быть осуществлена путем соответствующей регуляризации "несобственных" функциональных интегралов в формуле (47).

Далее производится обобщение для случая модели скалярных нуклонов, взаимодействующих с нейтральным векторным полем, а также для более сложных процессов, учитывающих рождение произвольного числа вторичных мезонов в столкновениях двух нуклонов.

Найденные континуальные представления амплитуд рассеяния используются затем как исходный пункт для развития приближенных методов изучения асимптотического поведения процессов столкновения двух нуклонов при высоких энергиях.

В диссертации даётся формулировка приближения прямолинейных путей, основанного на учёте в континуальных представлениях амплитуд рассеяния вклада путей частиц, наиболее близко приближающихся к классическим /53,54/. Этот метод является обобщением приближения "$k_i k_j = 0$", развитого в работах Б.М. Барбашова, Е.С. Фрадкина и других при изучении проблемы инфракрасных асимптотик в квантовой электродинамике /55/.

Сформулированное приближение используется затем при исследовании одной из интереснейших проблем теории сильных взаимодействий, а именно вопроса о справедливости эйконального приближения при описании рассеяния частиц высоких энергий в квантовой теории поля. Ввиду чрезвычайной сложности вопроса здесь естественно ограничиться

рассмотрением в пренебрежении эффектами поляризации вакуума и вкладами замкнутых нуклонных петель.

В рамках данных приближений показывается, что амплитуда рассеяния двух нуклонов при высоких энергиях и фиксированных передачах импульса определяется суммой квазипотенциальных графов и имеет эйкональную структуру.

Соответствующий локальный квазипотенциал в отсутствии радиационных поправок к рассеянию двух нуклонов является вещественным и имеет форму юкавского взаимодействия с константой, зависящей в общем случае от энергии. Показывается, что учет радиационных эффектов приводит к гладкому комплексному квазипотенциалу.

Далее исследуется асимптотическое поведение сечений неупругих процессов. Найденные результаты находятся в соответствии с предсказанием принципа автомодельности и модели когерентных состояний.

Результаты диссертации докладывались на всесоюзных и международных конференциях по физике элементарных частиц и высоких энергий. Основное содержание диссертации опубликовано в работах /8-II, 20,21,24-29,35-40;47-53/.

Литература:

I. Н.Н.Боголюбов, Д.В.Ширков. Введение в теорию квантованных полей, ГИТТЛ, М., 1957.
Н.Н.Боголюбов, Б.В.Медведев, М.К.Поливанов, Вопросы теории дисперсионных соотношений, Физматгиз, М., 1958.

2. А.Н.Тавхелидзе. Раппортерский доклад на ХУ Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1970.

3. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze, Nuovo Cim.29,380(1963).
В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. Проблемы теоретической физики. Сборник статей, посвященных 60-летию Н.Н.Боголюбова, Наука, М., 1969.

4. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze, I.T.Todorov, O.A.Khrustalev , Nuovo Cim. 30, 134 (1963).
Nguyen van Hieu, R.N.Faustov, Nucl.Phys.75,669 (1966).

5. Б.А.Арбузов, А.А.Логунов, А.Н.Тавхелидзе, Р.Н. Фаустов, А.Т.Филиппов, ЖЭТФ 44, 140 (1963).

6. А.Т.Филиппов, Лекции на Международной зимней школе теоретической физики при ОИЯИ, стр.80, Дубна (1969).

7. B.A.Arbuzov,A.T.Philippov,O.A.Khrustalev,Phys.Lett.8,205 (1964)
R.N.Faustov, Nucl.Phys. 75, 669 (1966).
Р.Н.Фаустов. Лекции на Международной зимней школе теоретической физики, стр.66, Дубна (1964).

8. Н.Н.Боголюбов, В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе. Вопросы теории элементарных частиц. Труды Международного семинара . Варна, Болгария, стр.269, Дубна (1968).

9. В.А.Матвеев, препринт ОИЯИ, Р2-3847, Дубна (1968).

I0. В.А.Матвеев, препринт ОИЯИ Р2-3847,Дубна (1968).
Препринт ОИЯИ Е2-3498, Дубна (1967).

II. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, препринт ОИЯИ, Р2-3900, Дубна (1969).

I2. V.G.Kadyshevsky, Nucl.Phys. B6, 125 (1968).

I3. Р.Н.Фаустов. ТМФ 2, 240 (1970).

I4. П.Н.Боголюбов, ТМФ 5, 244 (1970).
Препринты ОИЯИ Е2-44I7, Дубна (1969), Р2-502I,Дубна (1970).

I5. М.А.Марков. Гипероны и К-мезоны", Физматгиз, М., 1958.
Yukawa H., Phys.Rev. 77, 29 (1950).

I6. В.П.Шелест. Вопросы теории элементарных частиц, Труды Международного семинара, Варна, Болгария, стр.280, Дубна (1968).

I7. А.А.Логунов, В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев, ТМФ 6, I57 (197I).

I8. S.P.Alliluev, S.S.Gershtein, A.A.Logunov, Phys. Lett. 18, 195 (1965).

I9. В.И.Саврин, Н.Е.Тюрин, О.А.Хрусталев, Сообщение ОИЯИ, Е2-4479, Дубна (1969).

20. V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze, Phys.Lett. 29B, 191 (1969).
Talk at the Coral Gables Conference on Fundamental Interactions at High Energies, p.74 (Gordon and Breach Science Publishers, 1969).

21. V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze, Phys.Rev. D4, 849 (1971).

22.А.А.Логунов, О.А.Хрусталев, ЭЧАЯ I, 7I, Атомиздат,М., (I970).

23. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе, препринт ОИЯИ Р2-4578, Дубна (I969).
ЭЧАЯ 3, I, Атомиздат, М., (I97I).

24. В.А.Матвеев, Р.М.Мурадян, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Е2-5962, Дубна (I97I).

25. В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе. Препринт ОИЯИ Е2-5I4I, Дубна (I970).

26. В.А.Матвеев. Препринт ИТФ-70-99, стр.I02, Киев (I970).

27. Б.М.Барбашов, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н. Сисакян, ТМФ 5, 330 (I970).

28. Б.М.Барбашов, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян. Сообщение ОИЯИ, Е2-4983, Дубна (I970).

29. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N. Sissakian, A.N.Tavkhelidze, Phys.Lett. 33B, 419 (1970).

30. C.N.Fronsdal, L.E.Lundberg, Phys.Rev. D1, 3247 (1970).

3I. Г.М.Десимиров, Д.Ц.Стоянов, Препринт ОИЯИ Р-I568, Дубна (I964).
G.Desimirov, M.Mateev, Nucl.Phys. B2, 218 (1967).
R.N.Faustov, Nucl.Phys. 75, 669 (1966).

32. П.Н.Боголюбов, ЯФ 5, 458 (I967).

33. В.П.Шелест, Препринты ИТФ 67-5I,52,Киев (I967).

34. M.Gell-Mann, Preprint CALT-68-103 (1966).

35. В.Р.Гарсеванишвили, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко, ЭЧАЯ I, 9I, Атомиздат, М., I970.

36. В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко, А.Н.Тавхелидзе, ТМФ 6,36 (I97I).

37. В.Р.Гарсеванишвили, С.В.Голоскоков, В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко, ЯФ I0, 627 (I969).

38. В.А.Матвеев. Лекции на Международной ОИЯИ-ЦЕРН школе по физике высоких энергий, Варна, Болгария, препринт ОИЯИ, Е2-58I3, Дубна (I97I).

30. С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян, ТМФ 2,73 (I970).

40. В.А.Матвеев, Л.А.Слепченко, Сообщение ОИЯИ Е2-5226, Дубна (I97).

4I. D.I.Blokhintsev, Nuovo Cim. 30, 1094 (1963).

42. Л.И.Седов, Методы подобия и размерности в механике. ГИТТЛ, М., I
К.П.Станюкович, Неустановившиеся движения сплошной среды, ГИТТЛ, М., I958.

43. C.N.Yang. Материалы ХУ Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, I970.
R.P.Feynman. Phys.Rev.Lett. 23,1415 (1969).

44. А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили, Препринт ИФВЭ СТФ-7I, Серпухов (I97I).

45. П.Н.Боголюбов, Сообщения ОИЯИ Е2-6025, Р2-5682, Дубна (I97I).

46. Е.П.Солодовникова, А.Н.Тавхелидзе, О.А.Хрусталев, Сообщения ОИЯИ Р2-6II5, Дубна (I97I).

47. В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, Препринт ОИЯИ Е2-4844, Дубна (I969).

48. В.А.Матвеев, Д.Ц.Стоянов, А.Н.Тавхелидзе, ТМФ, 4,II (1970)

49. V.A.Matveev, D.Stoyanov, A.N.Tavlkelidze, Phys. Lett. 32B, 61 (1970).

50. А.Н.Квинихидзе, Х.Д.Попов, Д.Цв.Стоянов, А.Н. Тавхелидзе, ТМФ 3, I90 (I97I).

5I. В.А.Матвеев, А.Н.Тавхелидзе, ТМФ 99, 44 (I97I).

52. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, V.N.Pervushin, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze, Phys.Lett.33B,484 (1970).

53. Б.М.Барбашов, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, В.Н.Первушин, А.Н.Сисакян, А.Н.Тавхелидзе, ТМФ 5, 330 (I970).

54. Б.М.Барбашов, ЖЭТФ 48, 607 (I965).
Б.М.Барбашов, М.К.Волков, ЖЭТФ 50, 660 (I966).

55. D.R.Yennie, S.Frautschi, H.Suura. Annals of Phys., 13, 379 (1961).
Е.С.Фрадкин, Труды ФИАН М., 29, 7 (I965).
Б.М.Барбашов, ЖЭТФ 48, 607 (I965).
Г.А.Милехин. Е.С.Фрадкин, ЖЭТФ 45, I926 (I963).

56.
В.Н.Грибов, А.А.Мигдал. ЯФ 6, 59I (I967).
К.А.Тер-Мартиросян. Труды Международной теоретической школы по физике высоких энергий, Попрадске Плесо, Чехословакия, стр.43 (I967).
S.Frautschi, B.Margolis, Nuovo Cim. 56A, 1155 (1968).
В.И.Акимов, И.М.Дремин, И.И.Ройзен, Д.С.Чернявский, ЯФ 7, 629 (I968).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 декабря I97Iгода.