ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

2 - 7080

НЕСТЕРЕНКО
Владимир Витальевич

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна, 1973

Работа выполнена на физическом факультете Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова.

Научный руководитель
доктор физико-математических наук Б.М.Барбашов

Официальные оппоненты
доктор физико-математических наук А.В.Ефремов,
доктор физико-математических наук И.Ф.Гинзбург

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

Автореферат разослан " 8 " мая 1973 года.
Защита диссертации состоится " " ________ 1973 года на заседании Ученого совета Лаборатории теоретической физики.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А. АСАНОВ

2 - 7080

НЕСТЕРЕНКО
Владимир Витальевич

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ МЕТОДОМ ФУНКЦИОНАЛЬНОГО ИНТЕГРИРОВАНИЯ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ

Специальность 01.04.02 - теоретическая и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Высокоэнергетические взаимодействия элементарных частиц являются в настоящее время предметом интенсивного теоретического и экспериментального исследований.

Наряду с такими подходами в этой области, как полюса Редже, оптические или эйкональные модели /1/, квазипотенциальный метод /2,3/, здесь находит применение и формализм обычной квантовой теории поля. Исследование решений квантовополевых уравнений путем асимптотического суммирования фейнмановских диаграмм несет много количественной и качественной информации о высокоэнергетических процессах /4/.

Основное свойство систем, рассматриваемых в квантовой теории поля, - это наличие бесконечного числа степеней свободы. Наиболее адекватным математическим аппаратом для описания таких объектов является функциональный метод, который вместе с тем представляет кардинальную попытку выхода за рамки теории возмущений.

Основой этого метода является запись решений уравнений квантовой теории поля в виде функциональных интегралов /5/, которые были впервые введены в квантовую теорию Фейнманом /6/.

Функциональный подход оказался эффективным при исследовании функций Грина и амплитуд рассеяния в инфракрасной /7,8/ и высокоэнергетической областях /9/.

В этом подходе приходится иметь дело с интегралами двух типов: во-первых, с интегралами по классическим полям, во-вторых, с интегралами по фейнмановским траекториям. С помощью функционального интегрирования по полям квантовые функции Грина выражаются через функции Грина во внешних классических полях следующим образом ($\mathcal{L}_{int} = g\psi^*\psi\phi$):

$$G(y_1,y_2;x_1,x_2)=i^2C\int\prod_x d\phi(x)\exp\{\frac{i}{2}\int\phi(x)(\Box-\mu^2)\phi(x)dx\}\times$$

$$\times[G(y_1,x_1|\phi)G(y_2,x_2|\phi)+G(y_1,x_2|\phi)G(y_2,x_1|\phi)]S_0(\phi)<0|S|0>^{-1}, \qquad /1/$$

где $G(x_i,y_k|\phi)$ - функция Грина нуклона ψ во внешнем поле $\phi(x)$, а $S_0(\phi)$ - среднее по вакууму поля ψ от S -матрицы в классическом поле $\phi(x)$.

Функцию Грина $G(x,y|\phi)$, которая удовлетворяет уравнению

$$(\Box_x-m^2+g\phi(x))G(x,y|\phi)=-\delta^{(4)}(x-y),$$

можно представить в виде функционального интеграла по нуклонным траекториям /8/:

$$G(x,y|\phi)=i\int_0^\infty d\tau\, e^{-im^2\tau}C_\nu\int\prod_\eta d^4\nu(\eta)\exp\{-i\int_0^\tau\nu^2(\eta)d\eta+ \qquad /2/$$

$$+ig\int_0^\tau d\xi\phi(x-2\int_\xi^\tau\nu(\eta)d\eta)\}\delta^{(4)}(x-y-2\int_0^\tau\nu(\eta)d\eta).$$

Подставляя /1/ и /2/ в редукционную формулу, связывающую амплитуду рассеяния T с двухчастичной функцией Грина

$$i(2\pi)^4\delta^{(4)}(q_1+q_2-p_1-p_2)T(q_1,q_2;p_1,p_2)=$$

$$=\lim_{p_i^2,q_i^2\to m^2}\prod_{i=1}^{2}(p_i^2-m^2)(q_i^2-m^2)G(q_1,q_2;p_1,p_2),$$

можно записать в виде функциональных интегралов и амплитуду рассеяния.

Отсутствие разработанной техники вычисления функциональных интегралов требует развития приближенных методов в этом подходе.

Аппроксимируя тем или иным способом функциональный интеграл по полям в формуле /1/, можно выделить определенный класс диаграмм теории возмущений.

При приближенном вычислении континуальных интегралов по траекториям /2/ принимаются во внимание области изменения кинематических переменных, характеризующих исследуемый процесс. Так, например, если энергия взаимодействующих частиц велика и рассматривается рассеяние на малые углы, то естественно предположить, что главный вклад в фейнмановские интегралы дают траектории, наиболее близкие к прямолинейным траекториям, задаваемым начальным и конечным импульсами рассеивающихся частиц.

Это предположение является главным при вычислении функциональных интегралов по траекториям в приближении прямолинейных путей /9/. В настоящей работе используется такой вариант этого приближения, который в диаграммной технике фактически соответствует линеаризации пропагаторов рассеивающихся частиц по импульсам квантов поля ϕ:

$$[(p+\sum_i k_i)^2-m^2]^{-1}\to(2p\sum_i k_i+\sum_i k_i^2)^{-1}.$$

Приближение прямолинейных путей широко использовалось для обоснования в рамках теоретико-полевых моделей эйконального представления амплитуды рассеяния /9,10/, которое хорошо известно в нерелятивистской квантовой механике /11/

$$f(\vec{p}';\vec{p})=\frac{p}{2\pi i}\int d^2b\,e^{i(\vec{p}'-\vec{p})\vec{b}}(e^{i\chi}-1). \qquad /3/$$

Настоящая диссертация посвящена дальнейшему развитию и применению функционального метода к исследованию некоторых высокоэнергетических процессов в рамках квантовой теории поля.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и трех приложений.

Во *введении* дается краткий обзор основных результатов, полученных с помощью функционального метода в квантовой теории поля.

В *первой* главе рассматриваются модификации фазы в эйкональном представлении амплитуды рассеяния, обусловленные различными видами взаимодействия сталкивающихся частиц. Показано, что учет формфакторов рассеивающихся частиц приводит к эйкональной фазе, пропорциональной произведению упругих формфакторов /12/

$$\chi(b,s) = \frac{g^2}{8\pi^2 s} \int \frac{d^2 k e^{ikb}}{k^2+\mu^2} [F(\frac{k}{\mu})]^2, \qquad /4/$$

$$s = (p_1 + p_2)^2.$$

Функцию

$$F(z) = \frac{g^2}{16\pi m\mu} \frac{1}{z} \arcsin \frac{1}{\sqrt{1+\frac{4}{z^2}}}$$

можно рассматривать как формфактор сталкивающихся частиц в низшем порядке теории возмущений. Далее отмечается, что фаза /4/ соответствует гладкому эффективному потенциалу и обсуждается связь формулы /4/ с феноменологической "капельной" моделью высокоэнергетического взаимодействия адронов /13/.

Как известно, предположение о гладкости эффективного потенциала или квазипотенциала является основным при анализе взаимодействия частиц в области высоких энергий в рамках квантовой механики /1/ и в квазипотенциальном подходе /14/. Гладкий эффективный квазипотенциал был получен в работе /15/ путем суммирования обобщенных лестничных диаграмм с радиационными поправками.

В этой же главе рассматривается рассеяние скалярных нуклонов /поля ψ_1 и ψ_2 /, обусловленное "контактным" взаимодействием между их мезонными "облаками" /поля ϕ_1 и ϕ_2 /: /12/

$$\mathfrak{L}_{int} = g\psi_1^* \psi_1 \phi_1 + g\psi_2^* \psi_2 \phi_2 + h\phi_1\phi_2 .$$

В этой модели получено эйкональное представление для амплитуды рассеяния /3/ с фазой χ, равной

$$\chi(b,s) = \frac{g^2}{8\pi^2 s} [K_0(\mu_- b) - K_0(\mu_+ b)], \qquad /5/$$

где $\mu_\pm = \sqrt{\mu^2 \pm h}$, K_0 - цилиндрическая функция мнимого аргумента.

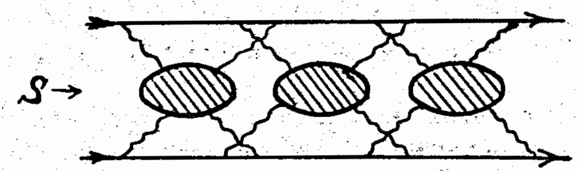
Эйкональная фаза /5/ соответствует разности двух потенциалов Юкавы

$$V(r,s) = -\frac{g^2}{16\pi s} \left(\frac{e^{-\mu_- r}}{r} - \frac{e^{-\mu_+ r}}{r}\right), \quad r = \sqrt{b^2 + z^2}.$$

Таким образом, эффективный потенциал в этом случае оказывается гладким $(V(0) = 0)$ и убывающим с энергией.

Вторая глава диссертации посвящена учету вкладов поляризации вакуума в амплитуду высокоэнергетического рассеяния частиц. В функциональном подходе вакуумные эффекты воспроизводятся множителем $S_0(\phi)$ в формуле /1/. Сложная зависимость от ϕ в $S_0(\phi)$ не позволяет точно вычислить функциональный интеграл по $d\phi(x)$. Поэтому в данной главе при учете вакуумных эффектов функциональный подход комбинируется с расчетами по теории возмущений.

Путем суммирования диаграмм с лестничным обменом в скалярной теории /рис. 1/



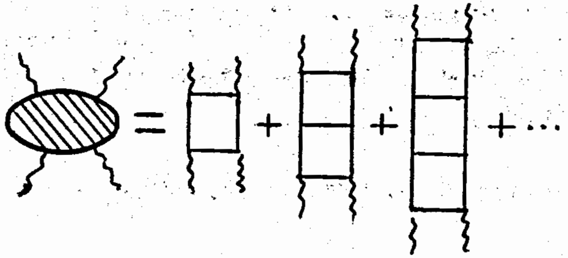


Рис. 1.

получено редже-эйкональное представление для амплитуды рассеяния [16]. В этом случае эйкональная фаза χ в формуле /3/ является преобразованием Фурье-Бесселя от вклада полюса Редже

$$\chi(b,s) = -\frac{\pi g^2}{s m^2}\int\frac{d^2q}{(2\pi)^2}\times$$

$$\times\frac{e^{-ibq}}{\Gamma[K(-q^2)]}\,\frac{1+e^{-i\pi a(-q^2)}}{\sin\pi a(-q^2)}\left(\frac{s}{s_0}\right)^{a(-q^2)}, \qquad /6/$$

где траектория Редже имеет вид:

$$a(-q^2) = -1 + K(-q^2) = -1 + \frac{g^2}{16\pi^2}\int_0^1\frac{dx}{m^2 + x(1-x)q^2}. \qquad /7/$$

Если ограничиться линейным приближением для траектории /7/, то фаза /6/ соответствует эффективному комплексному гауссовскому потенциалу, величина которого зависит от энергии как $\frac{s^{a_0-1}}{\sqrt{a'\ln s}}$, а характерный радиус взаимодействия увеличивается пропорционально $\sqrt{a'\ln s}$ / a_0 и a' - параметры реджевской траектории/.

Процесс рассеяния в данном случае аналогичен дифракционному рассеянию на поглощающей и преломляющей сфере, радиус которой логарифмически растет с энергией.

Далее вклад виртуального блока мезон-мезонного взаимодействия, который итерируется в диаграммах на рис. 1, моделируется амплитудой Венециано. Показано, что в этом случае амплитуда нуклон-нуклонного рассеяния в приближении прямолинейных путей также представима в редже-эйкональной форме [17].

В конце главы рассматривается высокоэнергетическое мезон-нуклонное рассеяние [18]. Для амплитуды получено модифицированное эйкональное представление, согласующееся с глауберовской теорией рассеяния на слабосвязанных системах.

В *третьей* главе диссертации функциональным методом исследуется глубоконеупругое лептон-адронное рассеяние в модели скалярной электродинамики [19]

$$\mathcal{L}_{int} = -ig\psi^*\overleftrightarrow{\partial}_\mu\psi A^\mu + g^2\psi^*\psi A_\mu A^\mu.$$

Для этого найдена мнимая часть амплитуды вперед виртуального комптон-эффекта путем суммирования диаграмм, представленных на рис. 2.

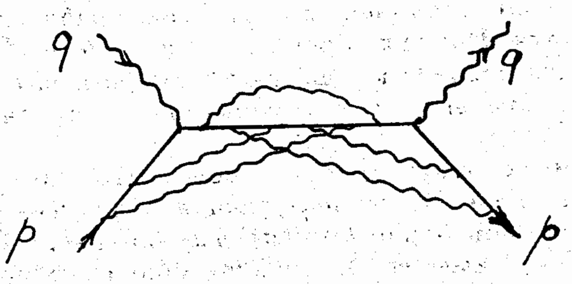


Рис. 2.

В диссертации показано, что в бьеркинском пределе масштабно-инвариантное поведение νW_2 нарушено логарифмической зависимостью от асимптотической переменной $\nu = \frac{pq}{m}$

$$\nu W_2 \to g^2 x(2x-1)\,\frac{(1-x)^{-1+2\lambda \ln\frac{2\nu}{m}}}{\Gamma\left(2\lambda \ln\frac{2\nu}{m}\right)\cos\left(\pi\lambda \ln\frac{2\nu}{m}\right)},$$

$$\lambda = \frac{g^2}{16\pi^2}, \quad x \sim 1, \quad \lambda \ln\frac{2\nu}{m} < \frac{1}{2}.$$

Структурная функция W_1 в рассматриваемом приближении стремится к нулю.

Далее обсуждается связь между пороговым поведением νW_2 и асимптотикой упругого формфактора в данной модели.

В *четвертой* главе диссертации рассматриваются приближенные решения в модели $\frac{h^2}{4}\phi^4$ /20/.

С помощью интегрирования по вспомогательному полю A нахождение функций Грина в этой модели сводится к исследованию решений в теории поля с $\mathcal{L}_{int} = h\phi^2 A$. Далее предлагается способ построения приближенных выражений для функций Грина в модели $h^2/4\phi^4$, при этом задача сведена к решению одномерных интегральных уравнений /уравнения на траекториях рассеивающихся частиц /21/ /.

В рамках этого метода исследуется инфракрасная асимптотика одночастичной функции Грина и высокоэнергетическое поведение амплитуды упругого рассеяния. Показано, что амплитуда в данной модели не может быть представлена в эйкональной форме из-за слишком "сингулярного "контактного" взаимодействия между рассеивающимися частицами.

В *пятой* главе диссертации в рамках функционального метода предложен подход, позволяющий учесть, наряду с "мягкими" обменами, обмен конечным числом "жестких" квантов /22/. Показано, что в этом случае амплитуда рассеяния оказывается пропорциональной произведению упругих формфакторов взаимодействующих частиц:

$$T(s,t) = \left(\exp\left\{-\frac{g^2}{32\pi^2}\,\frac{\ln^2\frac{|t|}{m^2}}{|t|}\right\}\right)^2 f(s,t),$$

$$(s \sim |t| \to \infty)\,;$$

где $\exp\left\{-\frac{g^2}{32\pi^2}\,\frac{\ln^2\frac{|t|}{m^2}}{|t|}\right\}$ - упругий формфактор в дважды логарифмическом приближении в скалярной модели, а $f(s,t)$ - ряд теории возмущений по "жестким" обменным квантам.

Основные результаты, вошедшие в диссертацию, докладывались на семинарах в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ, в Институте физики высоких энергий /г. Серпухов/, на международных семинарах /Дрезден, 1971; Москва, ФИАН, 1971/ и полностью опубликованы в работах /12,16–20,22/.

Литература

1. *Д.И.Блохинцев, В.С.Барашенков, Б.М.Барбашов. УФН, 68, 417 /1959/.*
   D.I.Blokhintsev. Nucl.Phys., 31, 628 (1962);
   Nuovo cim., 29, 1094 (1963).
2. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cim., 29, 380 (1963).
   В.Г.Кадышевский, А.Н.Тавхелидзе. В сб. "Проблемы теоретической физики", "Наука", М. /1969/, стр.261.
3. V.R.Garsevanishvili, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko, A.N.Tavkhelidze. Phys.Rev., D4, 849 (1971).
4. V.M.Budnev, A.V.Efremov, I.F.Ginzburg, V.G.Serbo. JINR, E2-5509, Dubna, 1970.
5. *Н.Н.Боголюбов. ДАН СССР, 99, 225 /1954/.*
   S.F.Edwards, R.E.Peierls. Proc.Roy.Soc., A224, 24 (1954).
   Е.С.Фрадкин. ДАН СССР, 96, 47 /1954/; 100, 897 /1955/.
   Д.И.Блохинцев, Б.М.Барбашов. УФН, 106, 594 /1972/.
6. R.P.Feynman. Rev.Mod.Phys., 20, 367 (1948).
7. *Г.А.Милехин, Е.С.Фрадкин. ЖЭТФ, 45, 1926 /1963/.*
8. *Б.М.Барбашов. ЖЭТФ, 48, 607 /1965/.*
9. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, V.N.Pervushin, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze. Phys.Lett., 33B, 484;
   ТМФ, 5, 330 /1970/.
10. *Б.М.Барбашов, С.П.Кулешов, В.А.Матвеев, А.Н.Сисакян. ТМФ, 3, 342 /1970/.*

N.D.I.Abarbanel, C.Itzykson. Phys.Rev.Lett., 23, 53 (1969).
И.В.Андреев. ЖЭТФ, 58, 257 /1970/.
11. R.J.Glauber in Lectures in Theoretical Physics, v.1 p. 315 N.Y. (1959).
12. Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко. ТМФ, 9, 343 /1971/.
13. T.Chou, C.N.Yang. Phys.Rev., 170, 1591 (1969); Phys.Rev., 175, 1832 (1968).
14. S.R.Alliluyev, S.S.Gershtein, A.A.Logunov. Phys.Lett., 18, 195 (1965).
15. B.M.Barbashov, S.P.Kuleshov, V.A.Matveev, A.N.Sissakian, A.N.Tavkhelidze. Nuovo Cimento, 4A, 182 (1971).
16. Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко. ТМФ, 10, 196 /1972/.
17. Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко. ТМФ, 13, 83 /1973/.
18. Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко. ТМФ, 14, 27 /1973/.
19. Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко. ОИЯИ, Р2-6507, Дубна, 1972.
20. Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко. ОИЯИ, Р2-7029, Дубна, 1973.
21. И.А.Баталин, Е.С.Фрадкин. Труды ФИАН, т. 57, стр. 29, "Наука", М., 1972.
22. Б.М.Барбашов, В.В.Нестеренко. ОИЯИ, Р2-6654, Дубна, 1972.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1973 года.