21.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ И СТАТИСТИКЕ

МЕЖДУНАРОДНЫЙ СЕМИНАР

препринт ФИАН №140 МОСКВА 1971г.

«ТЕОРЕТИКО-ПОЛЕВАЯ МОДЕЛЬ МНОЖЕСТВЕННОГО РОЖДЕНИЯ ЧАСТИЦ, ОСНОВАННАЯ НА ПРИБЛИЖЕНИИ ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ ПУТЕЙ»

А.Н.Сисакян

Объединенный институт ядерных исследований

Приближение прямолинейных путей возникло первоначально[1] для обоснования в рамках теоретико-полевых моделей известного из квантовой механики эйконального представления для амплитуды рассеяния, а также для полевой интерпретации свойства гладкости квазипотенциала, описывающего рассеяние адронов высоких энергий[2]. Такая программа была стимулирована достижениями квазипотенциального подхода Логунова-Тавхелидзе.

Приближение прямолинейных путей используется при исследовании асимптотического поведения функциональных интегралов, возникающих при построении амплитуды рассеяния в стандартных моделях теории поля.

В рамках фейнмановской интерпретации амплитуды рассеяния как суммы по путям легко показать, что приближение прямолинейных путей эквивалентно учету путей, наиболее близко приближающихся к классическим траекториям частиц (приблизительно прямолинейным в области высоких энергий и фиксированных переданных импульсов).

Дальнейшее развитие приближение прямолинейных путей получило при исследовании в рамках моделей теории поля процессов множественного рождения частиц[3]. Характерными чертами, общими для исследованных моделей, являются: факторизация в амплитуде рождения вкладов реальных "мягких" мезонов; линейная зависимость в дифракционной области средней множественности от квадрата переданного импульса; автомодельное или точечноподобное поведение в области дифракционной диссоциации асимптотических сечений, просуммированных по всем вторичным частицам; пуассоновский характер дифференциального сечения рождения n - мезонов.

Как примечательный факт подчеркнем, что вычисления в рамках моделей квантовой теории поля при использовании приближения прямолинейных путей находятся в качественном согласии с предсказаниями модели когерентных состояний [4], в которой предполагается, что состояния адронов в процессах сильного взаимодействия при высоких энергиях соответствуют когерентным состояниям сложной системы со спектром возбуждений четырехмерного релятивистского осциллятора. Результаты недавних работ, в которых метод когерентных состояний получил развитие в связи с изучением динамической составной модели адронов [5], а также при исследовании задачи о сильной связи частицы с квантовым полем [6], позволяют надеяться, что модель когерентных состояний в общих чертах правильно передает поведение сложных квантовых систем с бесконечным числом степеней свободы.

В докладе указывается на возможность существования простого соотношения, связывающего асимптотическое поведение средней множественности с полным сечением взаимодействия и с параметром наклона дифракционного пика [7]. При этом используются результаты и представления о дифракционных процессах при высоких энергиях, полученные при изучении множественного рождения частиц в моделях теории поля, рассмотренных в приближении прямолинейных путей, а также в модели когерентных состояний.

Как было показано в работах /4,7/, экспериментальное убывание амплитуд с ростом t в области дифракционного пика связывается в этой модели с когерентным возбуждением поперечных (в системе центра масс сталкивающихся адронов) мод осциллятора, сопровождающимся в общем случае излучением большого числа вторичных частиц. При этом оказывается, то в пределе крайне высоких энергий для заданного значения импульса, переданного от начального адрона к возбужденной системе, рождение вторичных частиц происходит статистически независимым образом и описывается распределением Пуассона. В этом случае наблюдаемое на эксперименте дифракционное поведение дифференциального сечения упругого рассеяния соответствует следующей зависимости среднего числа вторичных частиц $\bar{n}(s,t)$, рожденных в неупругом столкновении адронов при заданных s и t :

$$\bar{n}(s,t) \underset{\substack{s \to \infty \\ t = |q^2| - \text{фикс.}}}{\longrightarrow} A(s)\, t \,, \tag{I}$$

где $A(s)$ - параметр наклона дифракционного пика.

Дифференциальное сечение неупругих столкновений, сопровождающихся излучением соответственно n и m вторичных частиц каждым из сталкивающихся адронов, определяются выражением

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_{n,m} = \left(\frac{d\sigma^{el}}{dt}\right)_0 W_n(s,t)\, W_m(s,t) \,. \tag{2}$$

Здесь

$$W_n(s,t) = e^{-A(s)\frac{t}{2}} \frac{1}{n!} \left[A(s)\frac{t}{2}\right]^n , \qquad (3)$$

где величина $A(s)\frac{t}{2}$ имеет смысл среднего числа частиц в расчете на один адрон.

Как видно из формул (2) и (3), полное дифференциальное сечение столкновения, полученное суммированием по числу всех испущенных мезонов, оказывается не зависящим от t :

$$\frac{d\sigma^{tot}}{dt} = \left(\frac{d\sigma^{el}}{dt}\right)_0 = const , \qquad (4)$$

что в некотором смысле, аналогично точечноподобному или автомодельному поведению сечений глубоко-неупругих адрон-лептонных процессов /8/. Очевидно, что соотношение (4) имеет смысл лишь для переданных импульсов, ограниченных областью дифракционного пика. Действительное содержание результата (4) состоит в том, что полное дифференциальное сечение может заметно измениться лишь при изменениях $\Delta t \sim t_{эр}$; значительно превышающих размеры дифракционной области, т.е. $t_{эр} \gg \frac{1}{A(s)}$.

Для оценки $t_{эр.}$ используется условие унитарности. Далее опираясь на предположение /9/ об исчезновении в пределе крайне высоких энергий эффектов "пионизации", т.е. рождения вторичных частиц с ограниченными импульсами в системе центра масс, в рамках рассматриваемой модели получим формулу для средней множественности:

$$\bar{n}(s) \approx \frac{8\pi A(s)}{\sigma^{tot}} + \nu , \qquad (5)$$

где ν – число "ведущих" частиц.

Интересно отметить, что полученное соотношение правильно передает поведение средней множественности с ростом энергий при достижимых сейчас энергиях.

Используя известное ограничение на асимптотическое поведение ширины дифракционного пика в квантовой теории поля/10/, из формулы (5) следует ограничение на рост средней множественности

$$\bar{n}(s) \leq \frac{const}{\mathcal{B}^{tot}} \ln^2 s \,. \qquad (6)$$

Далее в докладе на основе формулы (5) обсуждается физическая интерпретация роста радиуса сильных взаимодействий с энергией, а также рассматривается вопрос о связи асимптотического поведения средней множественности с поведением коэффициента неупругости.

Литература:

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

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

3. B.M.Barbashov,S.P.Kuleshov,V.A.Matveev,V.N.Pervushin, A.N.Sissakian .. Nuovo Cim. 4A, 731 (1971).

4. V.A.Matveev,A.N.Tavkhelidze.JINR Preprint E2-5141(1970).

5. Н.Н.Боголюбов. Препринт ОИЯИ,Р2-5684 (1971).

6. Е.П.Солодовникова,А.Н.Тавхелидзе,О.А.Хрусталев.Препринт ОИЯИ (1971).

7. S.P.Kuleshov.V.A.Matveev,A.N.Sissakian,JINR Preprint E2-5898 (1971)

8. В.А.Матвеев,Р.М.Мурадян,А.Н.Тавхелидзе.Препринт ОИЯИ Р2-4578 (1969).

9. J.Benecke,T.T.Chou,C.N.Yang,E.Yen.Phys.Rev.188 2159(1970).

10. A.A.Logunov,Nguen Van Hieu,M.A.Mestvirishvili. Phys.Lett. 25B, 611 (1967).