ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Ю. Вольф

1630

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1964

Ю. Вольф

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ СТРАННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1964

За последние десять лет главным способом исследования в физике сильных взаимодействий стали дисперсионные соотношения. В современную теорию поля дисперсионные соотношения были введены Гольдбергером и др./1/. Первое точное доказательство дисперсионных соотношений было дано Н.Н. Боголюбовым/2/; им же была разработана теория дисперсионных соотношений, не связанная с применением лагранжева метода и теории возмущений.

Представление Мандельстама/3/, которое основывается на одновременном продолжении двух независимых переменных в комплексную плоскость, дало возможность получения интегральных уравнений для парциальных амплитуд, учитывая при этом перекрестную симметрию во всех трех каналах данной реакции. В частности, таким образом удалось получить сведения о взаимодействии π -мезонов с π -мезонами.

Релятивистское обобщение исследований Редже, их применение в теории поля с перекрестной симметрией, привело к представлению амплитуд как функции от момента количества движения. При этом сначала предполагалось, что в комплексной плоскости момента количества движения амплитуду можно описать одним полюсом Редже. Однако из экспериментальных и из теоретических исследований стало ясно, что картина более сложная, т.е. надо учитывать и другие особенности/5/ амплитуды, но при этом получились интересные результаты для описания связанных состояний.

В настоящей диссертации рассматривается вывод обычных дисперсионных соотношений для неупругих процессов с K -мезонами, а также интегральных уравнений для KN -рассеяния на основе представления Мандельстама. В третьей главе исследуется реакция $\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$ с учетом K^* -частицы. В четвертой главе обсуждаются некоторые результаты относительно траектории Редже ρ -мезона.

Дисперсионные соотношения для неупругих процессов со странными частицами особенно сложны из-за большого числа возможных промежуточных состояний в так называемой ненаблюдаемой области, т.е. ниже порога упругого процесса. После того, как в работах Окубо и Поливанова/6/ были изучены процессы $\gamma + N \to Y + K$ и $\pi + N \to Y + K$ (здесь Y обозначает Λ или Σ), в работе/7/ пишутся дисперсионные соотношения для реакции $K^- + p \to \Sigma^0 + \pi^0$. Кинематические особенности ненаблюдаемой области следуют из неравенства $M + m_K > M_Y + m_\pi$, где символы означают соответственно массы нуклонов, K -мезонов, гиперонов и π -мезонов. Если ввести/2/

$$j_K = i \frac{\delta S}{\delta \phi_K^*} S^+ ,$$

$$j_\pi = i \frac{\delta S}{\delta \phi_\pi} S^+$$

и для амплитуды реакции построить

$$\langle p' | S + S^+ | p \rangle = i [T^{ret}(k) - T^{adv}(k)] = i\, T(k),$$

где $k = ½(q' + q)$, q' и q – импульсы π -мезона и K -мезона соответственно, а T^{ret} и T^{adv} выражаются через матричные элементы операторов

$$\frac{\delta j_K}{\delta \phi_\pi}, \quad \frac{\delta j_\pi}{\delta \phi_K^*},$$

то найдем две ветви, дающие вклад в $T(k)$, а именно: промежуточные состояния

$$|\nu\rangle = p, p + \pi^0,$$

и вторая ветвь

$$|\mu\rangle = \Lambda, \Sigma^0 + \pi^0, \ldots$$

вследствие сохранения числа барионов и сохранения странности. Дисперсионные соотношения пишутся в системе координат, в которой $p_0 = p'_0$ (p, p' –импульсы гиперона и нуклона) и $q_0 = q'_0$. В отличие от случая упругого рассеяния здесь следует писать:

$$\vec{p}\,' = a \cdot \vec{p},$$

где a определяется из условия $p_0 = p'_0$; получим

$$a = \pm \sqrt{1 - \frac{M_Y^2 - M^2}{\vec{p}^{\,2}}}.$$

Из условия, что в спектре энергии имеется щель, мы найдем, что допускается только положительный знак, и это ограничение выражает особенность этих реакций. Учитывая ее, выписываются дисперсионные соотношения для данной реакции в случае скалярных и псевдоскалярных K -мезонов, которые связывают линейные комбинации эрмитовых и антиэрмитовых частей данной реакции и "симметричной реакции" $\pi^0 + p \to \Sigma^0 + K^+$, т.е., на языке представления Мандельстама, "второй перекрестной реакции".

В отличие от этого при получении интегральных уравнений для парциальных амплитуд KN -рассеяния важную роль играет учет всех трех перекрестных реакций. В соответствии с общей идеей Мандельстама рассмотрим следующие реакции /8/:

$$\begin{array}{ll} \text{I} & K + N \to K' + N', \\ \text{II} & \tilde{K}' + N \to \tilde{K} + N', \\ \text{III} & \tilde{K}' + K \to \tilde{N} + N'. \end{array}$$

Двухчастичное условие унитарности связывает амплитуду реакции II с амплитудой процесса

$$\tilde{K} + N \to Y + \pi,$$

а амплитуду реакции III (при учете только наинизшего по массе состояния) – с амплитудами процессов

$$\tilde{K} + K \to \pi + \pi,$$

$$\pi + \pi \to \tilde{N} + N.$$

Вводя обычные инвариантные амплитуды

$$T = A + ½\gamma(q_1 + q_2)B$$

и

$$A = A^{(+)} + \tau_K \tau_N A^{(-)}$$

(здесь τ_K, τ_N –изотопический спин K -мезона и нуклона соответственно), получаем связь этих амплитуд с амплитудами определенного изотопического спина для всех трех амплитуд, а также вид двухчастичного условия унитарности для этих процессов, причем для третьего процесса используются спиральные состояния. Для получения дисперсионных соотношений использовались особенность кинематики процессов с K -мезонами, возникающая из-за того, что масса K -мезона больше массы π -мезона, и определение парциальных волн с помощью фиксированных углов рассеяния данного процесса. Если ввести инвариантные переменные первой реакции

$$s = M^2 + m^2 + 2k^2 + 2\sqrt{(k^2 + M^2)(k^2 + m^2)},$$

$$\bar{s} = M^2 + m^2 - 2k^2 z - 2\sqrt{(k^2 + M^2)(k^2 + m^2)},$$

$$t = -2k^2(1 - z),$$

(где M, m – массы нуклона и K -мезона соответственно, k^2 -квадрат переданного импульса (в с.ц.м.), а z -косинус угла рассеяния), тогда из представления Мандельстама видно, что квадратный корень дает кинематический разрез. В работе /9/ было показано, что этот разрез можно устранить путем симметризации относительно этого корня. В данном случае нетрудно видеть, что кинематический разрез в k^2 -плоскости начинается только при

$$-m_K^2 \approx -13\mu^2$$

(μ -масса π -мезона), а вклад от третьего процесса начинается уже при $-4\mu^2$. Таким образом, если на отрицательном разрезе учесть лишь ближайшие особенности, тогда можно написать дисперсионные соотношения без такой симметризации. Для определения парциальных волн уже в работе Чу и др. /10/ применили разложение в окрестности точки

$$z = +1.$$

Чтобы включить и вклад третьего процесса, который максимален при $z = -1$, следует применить разложения в обеих точках $z = \pm 1$. Этот способ определения парциальных волн соответствует учету только нескольких низших парциальных амплитуд при небольших энергиях /11/. Таким образом были получены интегральные уравнения для KN -рассеяния путем включения в определение парциальных волн амплитуды вплоть до d -волны. Для оценки $d_{3/2}$ -волны получено выражение, зависящее только от амплитуд s- и p -волн.

При применении дисперсионных соотношений к процессам со странными частицами возникает трудность, связанная с тем, что даже при учете лишь двухчастичной унитарности в этих реакциях, как это было подчеркнуто уже в связи с реакцией $K^- + p \to \Sigma^0 + \pi^0$, играет роль большое число состояний. После предположения о возможности резонанса в системе двух π -мезонов дисперсионные соотношения были использованы для исследования таких резонансных состояний в теории поля. В случае реакции

$$\pi^- + p \to \Lambda^0 + K^0$$

для описания процесса была использована K^* -частица (резонансное состояние в системе K- и π -мезона, см./12/); такое описание хорошо объясняет экспериментальный факт, что Λ -частицы в с.ц.м. летят назад. Чтобы описать еще другие особенности этой реакции, рассматривалась модель, в которой, кроме обмена K^* -частицей, учитывается еще резонансная парциальная волна/12/. Мы вычисляем дифференциальное сечение этой реакции с учетом лишь обмена K^* -частицей, но, учитывая радиационные поправки к функциям Грина и вершинным частям (поскольку $M_{K^*} > m_K + m_\pi$), по-видимому, необходимо учитывать эти поправки и к основному процессу/4/. В вершине $F(p\Lambda, K^*)$ эти поправки учитываются формфактором в приближении эффективного радиуса, где $\langle r \rangle \approx \frac{1}{(m+\mu)}$ (m -масса K -мезона). Вершинную часть $\Gamma(K^*, K\pi)$ можно вычислить из интегрального уравнения для Γ, причем амплитуда $K\pi$ -рассеяния описывается резонансом. В приближении узкого резонанса получаем

$$\Gamma(t) = r \cdot e^{i\delta} \frac{(t - M^2)}{(t - M^2)^2 + r^2},$$

где δ -фаза s -или p -волны $K\pi$ -рассеяния, в зависимости от скалярного или векторного характера K^* -частицы; M- масса K^* -частицы; $r = (M \cdot \Gamma_0)$, то есть произведение массы и экспериментальной полуширины K^* -резонанса. Этот точный вид $\Gamma(t)$ нам понадобится для вычисления собственно-энергетической функции $\Pi(t)$ в полной функции Грина

$$\overset{\circ}{\Delta}_1 = \frac{0_{\mu\nu}}{(t - M^2) + \Pi(t)},$$

где $0_{\mu\nu} = 1$, если спин K^* равен нулю, и $0_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu q_\nu}{M^2}$, если спин равен единице. Оказывается, что поправки к функции Грина незначительны. В области отрицательных t вершинную функцию $\Gamma(t)$ можно писать в виде:

$$\Gamma(t) \approx \frac{1}{t - M^2}.$$

Если вычислить дифференциальное сечение с учетом поправок $F(t)$ и $\Gamma(t)$ к вершинным частям, то видно, что эти поправки существенно влияют на конечный результат. На самом деле кривые для сечения в случае скалярного или векторного резонанса мало отличаются друг от друга в зависимости от t без этих поправок, однако с учетом $F(t)$ и $\Gamma(t)$ кривые для скалярного K^* имеют максимум при $t \approx 0$, а для векторного K^* при $-t \approx 10$ до $-t \approx 15$. Сравнивая полученные распределения с экспериментальными данными Векслера и др./13/, мы приходим к выводу, что K^*, по-видимому, вектор или псевдовектор.

Как было уже сказано, описание амплитуд в теории поля одним полюсом Редже недостаточно, тем не менее представляет интерес вычисление или экспериментальное определение траектории Редже в том случае, когда асимптотика амплитуды рассеяния определяется одним полюсом.

Возможность определить траекторию ρ -мезона из экспериментальных данных о формфакторах была использована в работах/14/. С другой стороны, если траекторию ρ -мезона считать известной, то можно оценить траекторию фотона, см./15/.

Здесь исследуется поведение траектории ρ -мезона в зависимости от значения при $t = 0$, где имеются экспериментальные данные, и в окрестности порога. Используется выражение для ρ -траектории, полученное из дисперсионного соотношения/16/; наблюдаемая полуширина ρ - резонанса получается, если значение траектории при $t = 0$ больше одной второй.

Литература

1. M.L.Goldberger. Phys. Rev., 99, 979 (1955).
   См. здесь ссылки на другие работы.
2. Н.Н. Боголюбов, Д.В. Ширков. Введение в теорию квантованных полей. ГИТТЛ, 1957;
   Н.Н. Боголюбов, Б.В. Медведев, М.К. Поливанов. Вопросы теории дисперсионных соотношений, Физматгиз, 1958.
3. S.Mandelstam.. Phys. Rev., 112, 1344 (1958).
4. Ю. Вольф, Г. Домокош. ЖЭТФ, 42, 871 (1962).
5. A.A.Logunov, A.N.Tavkhelidse. Nuovo Cim., 29, 380 (1963).; B.W.Lee, R.E.Sawger. Phys., Rev., 127, 2266 (1962); G.Domokos, P.Suranyi. Preprint E-1400, Дубна, 1963.
6. F.Okubo. Progr. Theor. Phys., 19, 43 (1957);
   М.К. Поливанов. ДАН СССР, 118, 679 (1958).
7. Ю. Вольф. ЖЭТФ, 37, 1380 (1959).
8. Ю. Вольф, В. Целлнер. ЖЭТФ, 40, 163 (1961).
9. А.В. Ефремов, В.А. Мещеряков, Д.В. Ширков. ЖЭТФ, 39, 438 (1960).
10. G.Chew, M.Goldberger, F.Low, Y.Nambu. Phys. Rev., 106, 1337 (1957).
11. D.V.Efremov, V.A.Meshcerjakov, D.V.Shirkov, H.Y.Tzu. Nucl. Phys., 22, 202(1961).
12. G.T.Hoff. Phys. Rev., 131, 1302 (1963).
    См. здесь ссылки на другие работы.
13. В.И. Векслер и др. Препринт ОИЯИ Д-806, Дубна, 1961.
14. G.Domokos, J.Wolf. Phys. Letters, I, 349(1962); M.McMillan, E.Pzedazzi. Nuovo Cim., 25, 833(1962).
15. G.Domokos, J.Wolf. Preprint E-1165, Дубна, 1963; H.Salecker. Annalen der Phys., 11, 261(1963).
16. J.Wolf. Annalen der Phys. (в печати).

Рукопись поступила в издательский отдел
31 марта 1964 г.