8

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ
МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА И ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ им. М.В. ЛОМОНОСОВА
НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ

2 - 5883

О.В. Думбрайс

МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ЧАСТЕЙ АМПЛИТУД УПРУГОГО АДРОН-АДРОННОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Дубна 1971

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий Объединенного института ядерных исследований.

Научный руководитель:

доктор физико-математических наук,
профессор М.И.ПОДГОРЕЦКИЙ

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук В.А.МЕЩЕРЯКОВ

доктор физико-математических наук,
профессор Д.С.ЧЕРНАВСКИЙ

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Институт физики высоких энергий (Серпухов).

Автореферат разослан 1971 г.

Защита диссертации состоится 1971 г.
на заседании Ученого совета НИИЯФ

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИИЯФ.

Ученый секретарь Совета
кандидат физико-математических
наук

Е.А. РОМАНОВСКИЙ

2 - 5883

О.В.Думбрайс

МОДЕЛЬНО-НЕЗАВИСИМОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ РЕАЛЬНЫХ ЧАСТЕЙ АМПЛИТУД УПРУГОГО АДРОН-АДРОННОГО РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД

Специальность 055 - физика атомного ядра и космических лучей

Автореферат диссертации на соискание ученой степени кандидата физико-математических наук

Знание экспериментальных и теоретических значений реальной части амплитуды рассеяния важно прежде всего само по себе. Достаточно, например, отметить вычисления на основе ядерной оптической модели, где в качестве исходных данных, кроме мнимой части, необходимо задать также и реальную часть амплитуды адрон-нуклонного рассеяния вперед. Однако, пожалуй, основной причиной важности знания реальной части амплитуды является тот факт, что посредством дисперсионных соотношений она может быть вычислена теоретически. Поэтому путем сравнения экспериментальных значений реальных частей с теоретическими можно судить о справедливости дисперсионных соотношений, т.е. проверять такие фундаментальные предположения, лежащие в их основе, как причинность и унитарность. Можно также получить сведения о константах связи, о поведении амплитуды в нефизической и асимптотической областях, устранять неоднозначности в фазовом анализе и т.п.

В диссертации предложен новый, модельно-независимый, метод определения реальных частей амплитуд упругого адрон-адронного рассеяния вперед. В отличие от обычных вычислений на основе дисперсионных соотношений предлагаемый метод не требует никаких предположений о вычетах полюсов и об амплитудах в нефизической и асимптотической областях; именно в этом смысле он является модельно-независимым. Более того, при помощи данного метода в принципе могут быть получены сведения о вычетах полюсов и об амплитудах в нефизической и асимптотической областях.

Основной асимптотической теоремой сильных взаимодействий можно считать теорему Померанчука /1/: сечения рассеяния частицы и античастицы с ростом энергии при некоторых условиях должны стремиться к одному и тому же пределу. Серпуховские данные по полным сечениям[2,3] вызвали некоторые сомнения в справедливости этой теоремы и основных предположений, лежащих в ее основе[4,5]. Появился ряд работ[6-II], которые на основе различных моделей полюсов и разрезов Редже пытаются объяснить серпуховские данные. В диссертации использовано правило сумм при конечных энергиях для проверки достоверности этих моделей. Для этих же целей используются значения некоторых полученных модельно-независимым путем параметров, описывающих асимптотическое поведение амплитуд рассеяния.

Давно известно[I], что в случае нарушения теоремы Померанчука реальная часть амплитуды рассеяния должна логарифмически расти с энергией. Поэтому экспериментальное исследование поведения реальных частей амплитуды рассеяния или амплитуды регенерации K - мезонов в принципе может дать ответ на вопрос о справедливости теоремы Померанчука[I2]. В диссертации исследуется поведение реальной части амплитуды рассеяния и регенерации K - мезонов в предположении, что серпуховские значения полных сечений представляют собой асимптотические значения. Рассмотрен вопрос о том, насколько точно можно на основе дисперсионных соотношений с двумя вычитаниями модельно-независимым путем (т.е. без каких-либо предположений о величинах констант связи и о поведении амплитуды в нефизической области) определить значение энергии, при которой реальная часть амплитуды меняет знак.

Диссертация состоит из четырех глав.

<u>В первой главе</u> дается обзор экспериментальных методов определения реальной части амплитуды упругого адрон-адронного рассеяния вперед. Приводится критический анализ существующих в

настоящее время экспериментальных данных по реальным частям амплитуд $\pi^{\pm}p$ - и $K^{\pm}p$ - рассеяния вперед.

<u>Вторая глава</u> диссертации посвящена разбору существующих теоретических методов вычисления реальной части амплитуды рассеяния на основе различного рода дисперсионных соотношений. Сравниваются между собой и с экспериментальными значениями теоретические значения реальных частей амплитуд, полученных ранее в различных работах.

<u>В третьей главе</u> дано описание модельно-независимого метода определения реальных частей амплитуд рассеяния.

Определяется так называемая функция расхождения:

$$\Delta(\omega) = \mathcal{D}_-(\omega) + \frac{\omega + m_a}{4\pi^2} I(\omega), \qquad (I)$$

где

$$I(\omega) = P\int_{m_a}^{W} \left[\frac{\sigma_+(\omega')}{(\omega' - m_a)(\omega' + \omega)} - \frac{\sigma_-(\omega')}{(\omega' + m_a)(\omega' - \omega)} \right] k' d\omega' \qquad (2)$$

Здесь $f_{\pm}(\omega) \equiv \mathcal{D}_{\pm}(\omega) + i A_{\pm}(\omega)$ — амплитуда рассеяния; нормировка выбрана так, чтобы оптическая теорема имела вид $\sigma_{\pm}(\omega) = 4\pi A_{\pm}(\omega)/k$, где k и ω - импульс и энергия (в лабораторной системе) падающей частицы, а m_a - ее масса; W - самая высокая энергия, при которой известны экспериментальные значения полных сечений $\sigma_{\pm}(\omega)$.

Рассматривая замкнутый контур в ω - плоскости, состоящий из прямой линии, соединяющей точки $-W + i\varepsilon$ и $W + i\varepsilon$ $(\varepsilon \to 0^+)$ и полуокружности $S(W)$, $|\omega| = W$, в верхней полуплоскости, применяя теорему Коши к функции

$$F(\omega';\omega) = \frac{f_-(\omega')}{(\omega'+m_a)(\omega'-\omega)} \qquad (3)$$

вдоль этого контура и используя при этом хорошо известные свойства аналитичности и кроссинг-симметрии функции $f_\pm(\omega)$, легко показать, что

$$\Delta(\omega) = \frac{\omega+m_a}{\pi}\left[\sum_Y \frac{\pi X(Y)}{(\omega_Y+m_a)(\omega_Y-\omega)} + \int_{\omega_{неф}}^{m_a} \frac{A_-(\omega')d\omega'}{(\omega'+m_a)(\omega'-\omega)}\right] +$$

$$+ \mathcal{D}_+(m_a) - \frac{\omega+m_a}{\pi}, \qquad (4)$$

где $\omega_Y = \frac{m_Y^2 - m_p^2 - m_a^2}{2m_p}$, $X(Y) = \frac{g_Y^2[(m_Y-m_p)^2 - m_a^2]}{4m_p^2}$,

$$\mathcal{J}(\omega) = -Im\int_{S(w)} \frac{f_-(\omega')d\omega'}{(\omega'+m_a)(\omega'-\omega)}, \qquad (5)$$

Y – полюс, а g_Y – константа связи apY.

Согласно (I), функция $\Delta(\omega)$ может быть вычислена при помощи экспериментальной информации, если известно экспериментальное значение $\mathcal{D}_\pm(\omega)$. С другой стороны, соотношение (4) выражает $\Delta(\omega)$ в виде суммы неизвестных вкладов – полюсов, нефизической и асимптотической областей.

Сущность рассматриваемого метода состоит в том, что на основе ур. (I) параметризация $\Delta(\omega)$ означает также параметризацию $\mathcal{D}_\pm(\omega)$. Можно получить быстро сходящееся разложение для функции $\Delta(\omega)$ при помощи конформных отображений, которые, например, для $K^\pm p$ – рассеяния имеют вид

$$\xi = \frac{\sqrt{\omega-m_K} - \sqrt{\omega-\omega_2}}{\sqrt{\omega-m_K} + \sqrt{\omega-\omega_2}}, \qquad (6)$$

$$\eta = \frac{\sqrt{W+\omega} - \sqrt{W-\omega}}{\sqrt{W+\omega} + \sqrt{W-\omega}} \qquad (7)$$

и переводят всю ω – плоскость в два круга в ξ- и η- плоскостях, в которых экспериментально измеряемую функцию расхождения $\Delta(\omega)$ можно параметризовать в следующей форме:

$$\Delta(\omega) = \frac{1}{\xi-\xi_\Lambda}\sum_{n=0}^{\infty} a_n \xi^n - \frac{\omega+m_K}{\pi}\sum_{n=0}^{\infty} b_n \eta^n, \qquad (8)$$

где первый ряд представляет собой три первых слагаемых в (4), а второй описывает асимптотическое поведение амплитуд

$$\mathcal{J}(\omega) = \sum_{n=0}^{\infty} b_n \eta^n. \qquad (9)$$

Множитель $1/(\xi-\xi_\Lambda)$ устраняет единственную сингулярность (Λ – полюс) функции расхождения в ξ – плоскости.

Экспериментальные значения $\Delta(\omega)$ по методу наименьших квадратов подгоняются согласно (8), где $N+M$ коэффициентов $a_0,\dots,a_{N-1}$, $b_0,\dots,b_{M-1}$ рассматриваются как свободные параметры. Дальше при помощи ур. (I) можно получить $\mathcal{D}_\pm(\omega)$.

В §§ 3.2, 3.3, 3.4 третьей главы подробно рассматривается применение этого метода для случаев $K^\pm p$-, pp- и $\pi^\pm p$- рассеяния. Обсуждается надежность полученных значений реальных частей, производится их сравнение с результатами других работ. В случае $K^\pm p$ – рассеяния производится аналитическое продолжение параметризованной амплитуды к положению Λ – полюса и определяется константа связи $g^2_{\Lambda KN}$. Подробно обсуждаются различные другие возможные конформные отображения.

Глава 4 диссертации посвящена анализу асимптотического поведения амплитуды рассеяния.

В § 4.I приводится описание предложенных моделей /6-II/ полюсов и разрезов Редже, объясняющих серпуховские значения полных сечений.

В § 4.2 полученные на основе (8) значения параметров ℓ_0 и ℓ_1, описывающих асимптотическое поведение амплитуды, сравниваются со значениями аналогичных параметров, полученных на основе моделей /6-II/. Это позволяет сделать определенные заключения о достоверности той или иной модели.

В § 4.3 производится дополнительная проверка моделей, предложенных в /6-II/ путем применения правила сумм

$$\oint f_-(\omega)\,d\omega = 0 . \qquad (\mathrm{I0})$$

Для $K^{\pm}p$ – рассеяния (I0) сводится к

$$\frac{1}{4\pi}\int\limits_{m_K}^{W} k[\sigma_-(\omega)-\sigma_+(\omega)]\,d\omega + \int\limits_{\omega_{\bar{K}\Lambda}}^{m_K} \mathrm{Im}\, f_-(\omega)\,d\omega - 0{,}19G^2 = R(W), \qquad (\mathrm{II})$$

а для $\pi^{\pm}p$ – рассеяния – к

$$\frac{1}{4\pi}\int\limits_{m_\pi}^{W} k[\sigma_-(\omega)-\sigma_+(\omega)]\,d\omega - 0{,}017 g_\pi^2 = R(W) , \qquad (\mathrm{I2})$$

где $G^2 = g_\Lambda^2 + 0{,}84 g_\Sigma^2$, g_Y – константа связи KNY, g_π – константа связи πNN, а

$$R(W) = -\mathrm{Im}\int\limits_{S(W)} f_-(\omega)\,d\omega . \qquad (\mathrm{I3})$$

Левые части ур. (II), (I2) выражаются через экспериментальные данные (вклад полюсных членов и интеграла от нефизической области пренебрежимо мал при высоких энергиях), а правая часть,

согласно (I3), может быть вычислена в рамках каждой модели асимптотического поведения амплитуды $f_-(\omega)$.

В § 4.4 на основе дисперсионного соотношения

$$\mathcal{D}^{\pm}_{N(d)}(\omega) = I^{\pm}_{N(d)}(\omega) + \frac{K^2}{4\pi^2}\int\limits_{\omega_0}^{\infty}\frac{d\omega'}{K'}\left[\frac{\sigma^{\pm}_{N(d)}(\omega')}{\omega'\mp\omega} + \frac{\sigma^{\mp}_{N(d)}(\omega')}{\omega'\pm\omega}\right] , \qquad (\mathrm{I4})$$

где член $I^{\pm}_{N(d)}$ содержит две константы вычитаний (длины рассеяния $K^{\pm}N$ ($K^{\pm}d$)) и дисперсионный интеграл от самого низкого порога до некоторой энергии ω_0, в низкоэнергетической физической области вычислены фазы амплитуд $K^{\pm}N$ –, $K^{\pm}d$ – рассеяния и K^0_p –, $K^0 d$ – регенерации. При этом предполагалось, что серпуховские данные по полным сечениям $K^{\mp}N$ – и $K^{\mp}d$ – рассеяния представляют собой асимптотические значения. Анализируется точность полученных результатов и производится сравнение их с результатами других работ и экспериментов /I3-I7/.

Основные результаты и выводы диссертации таковы:

I. Предложен новый модельно-независимый метод определения реальных частей амплитуд упругого адрон-адронного рассеяния вперед.

В случае $\pi^{\pm}p$ – рассеяния полученные значения реальных частей хорошо согласуются с вычисленными другими способами значениями реальных частей и с экспериментальными данными.

Для $K^{+}p$ – рассеяния полученные значения реальных частей также хорошо согласуются с имеющимися в литературе результатами. Отклоняется предложенная недавно на основе результатов фазового анализа возможность существования решения с положительной длиной рассеяния /I8/. Для $K^{-}p$ – рассеяния полученные значения реальных частей положительны при $k > 0{,}55$ Гэв/с и значительно больше значений всех предыдущих вычислений.

Полученные значения отношения реальной части амплитуды к ее мнимой части для pp - рассеяния хорошо согласуются с другими вычислениями и с экспериментальными значениями, кроме области значений импульса протона от I до 2 Гэв/с /I9/. Высказывается предположение о том, что либо экспериментальные данные в этой области ошибочны, либо наблюдается аномальная зависимость амплитуды от спинового состояния протонов.

2. Использовано простое правило сумм при конечных энергиях для проверки моделей асимптотического поведения амплитуд упругого $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ - рассеяния вперед.

В случае $\pi^{\pm}p$ - рассеяния правило сумм дает явное предпочтение моделям, нарушающим теорему Померанчука, кроме модели, предсказывающей также и логарифмический рост полных сечений /8/.

Для $K^{\pm}p$ - рассеяния правило сумм не согласуется ни с одной из существующих моделей. В частности, исключается возможность справедливости гипотезы о достижении полными сечениями $K^{\pm}p$ - рассеяния своих асимптотических пределов уже при 20 Гэв, а также возможность описания высокоэнергетического $K^{\pm}p$ - рассеяния при помощи модели обычных полюсов Редже.

3. Получено, что в случае нарушения теоремы Померанчука отношение реальной части амплитуды к ее мнимой части для $K^{\pm}N$ -, $K^{\pm}d$ - рассеяния и $K^{0}p$ -, $K^{0}d$ - регенерации может менять знак уже при энергиях, доступных на имеющихся и строящихся ускорителях.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах /20-29/ и доложены на ХУ Международной конференции по физике высоких энергий (Киев, 1970), на конференции по физике высоких энергий (Дарем, Англия, 1970) и на УШ Всесоюзной конференции по теории элементарных частиц (Ужгород, 1971).

Л И Т Е Р А Т У Р А

I. И.Я.Померанчук. ЖЭТФ, 34, 725 (1958).

2. J.V.Allaby et al., Phys.Lett., 30B, 500 (1969).

3. Дж. В.Аллаби и др., ЯФ, I2, 538 (1970).

4. R.J.Eden. Phys.Rev., D2, 529 (1970).

5. Г.Г.Волков, А.А.Логунов, М.А.Мествиришвили. ТМФ, 4, I96 (1970).

6. V.Barger and R.J.N.Phillips. Phys.Rev.Lett., 24,291 (1970).

7. J.C.Jackson. Phys.Rev., D3, 100 (1971).

8. V.Barger and R.J.N.Phillips. Phys.Lett., 31B, 643 (1970).

9. R.Arnowitt and P.Rotelli. Nuovo Cimento Lett., 4, 179 (1970).

I0. D.Horn. Phys. Lett., 31B, 30 (1970).

II. M.Restignoli and G.Violini. Phys.Lett., 31B, 533 (1970).

I2. С.С.Герштейн, И.Ю.Кобзарев, Л.Б.Окунь. Письма в ЖЭТФ, II, 75 (1970).

I3. D.Horn, A.Yahil. Phys.Rev., D1, 2610 (1970).

I4. И.Г.Азнаурян, Л.Д.Соловьев. ЯФ, I2, 638 (1970).

I5. З.Р.Бабаев, П.И.Маргвелашвили.Письма в ЖЭТФ, I2, 483 (1970).

I6. М.Е.Вишневский, Н.Д.Галанина, Н.Н.Николаев, В.И.Чистилин. ЯФ, I3, 855 (1971).

17. И.А.Савин. Доклад на ХУ Международной конференции по физике высоких энергий. Киев, 1970.

18. B.Carreras, A.Donnachie. Nucl. Phys., B23, 525 (1970).

19. L.M.C.Dutton, H.B.Van der Raay. Phys.Lett., 26B, 11 (1968); 25B, 245 (1967).

20. O.V.Dumbrais and N.M.Queen. Nuovo Cimento Lett., 1, serie 2, 524 (1971).

21. O.V.Dumbrais, T.Yu.Dumbrais and N.M.Queen. Nucl. Phys., B26, 497 (1971).

22. O.V.Dumbrais, T.Yu.Dumbrais and N.M,Queen. Fortschr. Phys. 19, (1971).

23. O.V.Dumbrais, T.Yu.Dumbrais and N.M.Queen, JINR preprint, E1-5259, Dubna (1970).

24. О.В.Думбрайс, ЯФ, 13, 1096 (1971).

25. О.В.Думбрайс, Н.М.Куин. Письма в ЖЭТФ, 12, 191 (1970).

26. О.В.Думбрайс. Письма в ЖЭТФ, 13, 315 (1971).

27. O.V.Dumbrais and N.M.Queen. Phys.Lett. 32B, 65 (1970).

28. О.В.Думбрайс, Н.М.Куин. Письма в ЖЭТФ, 11, 414 (1970).

29. O.V.Dumbrais JINR preprint, E1-5847, Dubna (1971).

Рукопись поступила в издательский отдел
23 июня 1971 года.