сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-94-464

М.П.Дучева, В.А.Мещеряков, В.К.Хеннер

МНОГОКАНАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ НУКЛОН-АНТИНУКЛОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ МОДИФИЦИРОВАННОГО М-МАТРИЧНОГО МЕТОДА

1994

Дучева М.П., Мещеряков В.А., Хеннер В.К. P2-94-464
Многоканальный анализ низкоэнергетических
нуклон-антинуклонных взаимодействий
с использованием модифицированного M-матричного метода

В данной работе процессы упругого $p\bar{p}$-рассеяния, перезарядки $p\bar{p} \to n\bar{n}$ и $p\bar{p}$-аннигиляции исследуются на основе многоканального M-матричного метода. Исходный метод был модифицирован путем включения динамических сингулярностей, обусловленных t-канальными мезонными обменами, и применением конформного преобразования, расширяющего область сходимости рядов эффективного радиуса, содержащихся в M-матричном подходе. Удовлетворительно описаны существующие экспериментальные данные в области импульсов до 600 МэВ/с. Большой вклад p-волны при низких энергиях обусловлен связанным состоянием вблизи порога.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод авторов

Ducheva M.P., Meshcheryakov V.A., Henner V.K. P2-94-464
Multy-Channel Analysis of Low Energy
Nucleon-Antinucleon Interactions
with the Help of Modified M-Matrix Method

The processes of elastic $p\bar{p}$-scattering, charge-exchange $p\bar{p} \to n\bar{n}$ reaction and $p\bar{p}$-annihilation have investigated on the base of multichannel M-matrix method. The original method was modified by including the dynamic singularities due to t-channel meson exchange and by using the conform transformations to expand the applicability of the effective range expansion of the M-matrix approach. The developed model satisfactorily describes the experimental data. The important role of the p-wave is a result of the bound state near the threshold.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994

Введение

В настоящеее время существует достаточно обширная информация о $N\bar{N}$-взаимодействиях при низких энергиях.

Две главных черты протон-антипротонных реакций при низких энергиях существенно отличают их от pp- взаимодействий. Во-первых, это сильная аннигиляция в $p\bar{p}$- системе в отличие от pp- реакций, где процессы аннигиляции отсутствуют. Во-вторых, это высокая анизотропия упругого $p\bar{p}$-рассеяния и реакции перезарядки $p\bar{p} \to n\bar{n}$, возникающая за счет интерференции между s - и более высокими волнами, в то время как при аналогичных энергиях в pp-взаимодействиях существенна только s- волна.

Одной из интересных особенностей экспериментальных данных является также необычное поведение отношения действительной и мнимой частей амплитуды упругого $p\bar{p}$-рассеяния вперед, $\rho = Ref_{p\bar{p}}/Imf_{p\bar{p}}|_{\Theta=0}$, которое велико и отрицательно при нулевой энергии налетающего антипротона, быстро растет с ростом P_{lab} и имеет несколько нулей.

Характерные расстояния в низкоэнергетических упругих и аннигиляционных $p\bar{p}$-взаимодействиях порядка 1 фм,и на таких расстояниях теория возмущений КХД не применима. В этой ситуации феноменологический анализ данных проводился с использованием различных потенциальных моделей [1-5], однако такой анализ является существенно модельно-зависимым.

Другой анализ был выполнен в рамках приближения эффективного радиуса [6,7,8], и, в противоположность предыдущему, является практически модельно-независимым. Этот анализ явно учитывает аналитичность и унитарность амплитуд рассеяния в схеме M - матричного формализма [9,10].

Предметом особого интереса является вопрос о резонансах (или барионумах) и связанных состояниях в $p\bar{p}$- системе. Эти связанные обсуждались ранее в работах [28-30].

M - матричный формализм

Коротко напомним основные сведения об M -матричном формализме, предложенном M.Ross и G.Shaw[9,10] для рассмотрения системы нескольких двухчастичных каналов. Для парциальных амплитуд $T_{ij} \equiv \langle j \mid T_l \mid i \rangle$ условие унитарности имеет вид

$$T_{ij} - T_{ij}^{+} \;=\; 2i \sum_n T_{in}^{+}\, T_{nj} \;, \tag{1}$$

где i, j, n - номера рассматриваемых каналов. В случае низкоэнергетического $N\bar{N}$-рассеяния возможны следующие каналы: $p\bar{p}$, $n\bar{n}$ и множество каналов аннигиляции. Обычно все неупругие процессы не выделяют как самостоятельные каналы, а их учет производится с помощью объявления матричных элементов M_{ij} комплексными [11].

Этот путь наиболее прост, однако он не дает никакой информации об амплитудах неупругих каналов. Другой способ эффективно учесть все аннигиляционные каналы состоит в замене их одним двухчастичным каналом, который открывается при энергиях, равных энергии образования двух частиц некоторой эффективной массы m_0 [12]. Тогда все $N\bar{N}$- взаимодействия при низких энергиях можно описать в рамках трехканальной задачи: $p\bar{p}$, $n\bar{n}$ и канала аннигиляции. Импульсы в системе центра инерции для каждого из каналов будут иметь вид

$$k_{p\bar{p}} = \sqrt{\frac{s - 4m_p^2}{4}}, \quad k_{n\bar{n}} = \sqrt{\frac{s - 4m_n^2}{4}}, \quad k_{ann} = \sqrt{\frac{s - 4m_0^2}{4}}.$$

Для амплитуд f_{ij}, которые определяются соотношением

$$\hat{T} \;=\; \hat{k}^{l+1/2}\, \hat{f}\, \hat{k}^{l+1/2}$$

($\hat{k}$- диагональная матрица импульсов $k_{ij} = k_i \delta_{ij}$ и k_i- соответствующие импульсы в системе центра масс), условие унитарности перепишется в форме

$$Im\, \hat{f}^{-1} \;=\; -\hat{k}^{2l+1} \;. \tag{2}$$

Равенство (2) будет удовлетворено автоматически, если $\hat{f}$ записать в виде (индекс l для f_{ij} и M_{ij} в дальнейшем опускается для упрощения записи)

$$\hat{f} \;=\; (\hat{M} - i\hat{k}^{2l+1})^{-1} \;, \tag{3}$$

где $\hat{M}(s)$ – симметричная матрица из действительных на разрезе $s > 4m_0^2$ функций.

Формулировка модели и переход к униформизирующей переменной

Амплитуда рассеяния является аналитической функцией в плоскости комплексной переменной s с разрезами (рис.1).

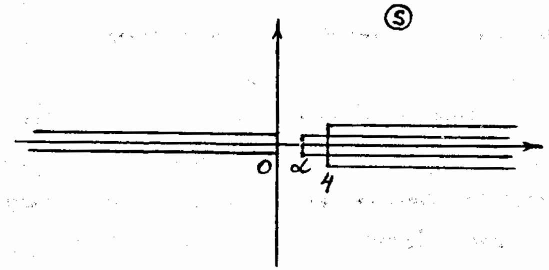

Рисунок 1. Плоскость комплексной переменной s .

$s = 0$, αm_p^2, $4m_p^2$ — точки ветвления корневого типа. На разрезе $s \geq 4m_p^2$ существует также еще одна точка ветвления корневого характера $s = 4m_n^2$, отвечающая $n\bar{n}$ - порогу, влияние ее на амплитуду рассеяния изучалось в работах [12-14]. В настоящей работе при переходе к униформизирующей переменной мы не учитываем особенность амплитуд в точке $s = 4m_n^2$, а разницу между каналами $p\bar{p}$ и $n\bar{n}$ учитываем кинематически. Это означает, что для каждого из каналов $p\bar{p}$ и $n\bar{n}$ вводятся разные импульсы: k_1 и k_2 соответственно. Интервал $4m_p^2 \leq s < 4M^2$ (M отвечает значению $P_{lab} \simeq 1$ ГэВ/c - параметру шкалы низкоэнергетических взаимодействий) содержит в себе большое количество точек ветвления за счет многопионных процессов, но ими мы также пренебрегаем, поскольку в поведении полного сечения $\sigma_{tot}(p\bar{p})$ на этом интервале не наблюдается какой-либо структуры.

Левее $s = 4m_p^2$ расположена нефизическая часть разреза, также содержащая в себе некоторое конечное число точек ветвления. Их вклад в амплитуду моделируется некоторой эффективной точкой ветвления $s = \alpha m_p^2 = 4m_0^2$, открывающей двухчастичный канал неупругих ненаблюдаемых процессов. Величина параметра α ограничена снизу значением, соответствующим энергии образования двух π - мезонов, а сверху $p\bar{p}$ - порогом. Таким образом, параметр α может изменяться на промежутке $4m_\pi^2/m_p^2 < \alpha < 4$. Левый разрез $s \le 0$ связан с перекрестным процессом $pp \to pp$.

Окончательно мы приходим к модели, в которой амплитуда рассеяния как функция комплексной переменной s обладает тремя точками ветвления корневого типа при $s = 0,\ \alpha m_p^2,\ \ 4m_p^2$ и представляется мероморфной функцией на своей римановой поверхности.

Существенным в настоящей работе является переход к униформизирующей переменной, введенной ранее в [15] для описания амплитуды $p\bar{p}$ - рассеяния вперед. Униформизирующей переменной называется переменная, в которой амплитуда рассеяния является мероморфной функцией. Такая переменная имеет вид:

$$z = \left(\frac{4}{4-\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{s-\alpha}{s}\right)^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{\alpha}{4-\alpha}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{s-4}{s}\right)^{\frac{1}{2}} . \tag{4}$$

Здесь используются нормированные на массу протона m_p значения s и α .

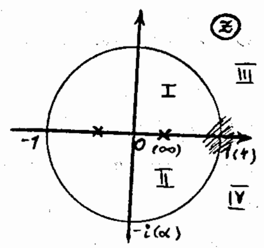

Рисунок 2. Плоскость комплексной переменной z .

Точки ветвления s - плоскости соответствуют точкам аналитичности мероморфной функции в плоскости z : $(0,\alpha,4)_s \iff (0,-i,1)_z$. Бесконечно удаленная точка комплексной s - плоскости переходит в точки $\pm\sqrt{\frac{2-\sqrt{\alpha}}{2+\sqrt{\alpha}}},\ \ \pm\sqrt{\frac{2+\sqrt{\alpha}}{2-\sqrt{\alpha}}}$ плоскости z . Строго говоря, эти точки будут являться логарифмическими точками ветвления, так как в них соединяются между собой бесконечное число листов римановой поверхности функции $f(z)$, соответствующих порогам многочастичных процессов при высоких энергиях, поэтому задача не до конца униформизируется. Физический лист переходит

в нижнюю половину единичного круга. Участки действительной оси z - плоскости $\left[-1,-\sqrt{\frac{2-\sqrt{\alpha}}{2+\sqrt{\alpha}}}\right)$ и $\left(\sqrt{\frac{2-\sqrt{\alpha}}{2+\sqrt{\alpha}}},1\right]$ являются образами соответственно нижнего и верхнего берегов разреза физической области.

Переход к униформизирующей переменной имеет большое значение для данной задачи, поскольку область сходимости разложения, а значит и область применимости всех теоретических выкладок, увеличивается. Действительно, радиус сходимости любого разложения определяется ближайшей особенностью, поэтому для его увеличения достаточно перейти к другой переменной, где эта особенность каким-то образом отодвинется или учитывается явно и таким образом не будет содержаться в амплитудах. Наша униформизирующая переменная позволяет явно учесть три существенные точки ветвления $s = 0,\ \alpha m_p^2,\ 4m_p^2$, поэтому мы вправе ожидать, что результаты теоретических выкладок будут давать корректное описание экспериментальных данных в достаточно широком диапазоне импульсов.

Метод эффективного радиуса основывается на разложении в ряд матричных элементов M_{ij} по малым импульсам одного из каналов . В данной работе используется представление M - матрицы в виде ряда по степеням z . Мы хотим, чтобы разложение работало в окрестности точки $z = 1$, отвечающей $p\bar{p}$ - порогу. Эта точка с двух сторон окружена точками ветвления $z = \sqrt{\frac{2-\sqrt{\alpha}}{2+\sqrt{\alpha}}},\ \ z = \sqrt{\frac{2+\sqrt{\alpha}}{2-\sqrt{\alpha}}}$, которые возникают при отображении бесконечноудаленной точки $s = \infty$ на каждый из листов четырехлистной римановой поверхности. Разложение в ряд Тейлора около $z = 1$ (аналог разложения эффективного радиуса) работало бы лишь в области, заштрихованной на чертеже; но этого недостаточно, т.к. симметричная точка $z = -1$ (результат отображения $p\bar{p}$ - порога на нижнем берегу разреза) не включается в рассмотрение. Чтобы этого избежать, нужно соблюдать симметрию относительно нуля и работать в кольце между оставшимися особенностями. Для такой постановки задачи вполне пригоден ряд Лорана, построенный в окрестности $z = 0$:

$$M(z) \ = \ \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_n z^n . \tag{5}$$

Он будет сходиться в кольце с неточно известными радиусами, содержащем единичную окружность. Можно привести некоторые соображения, вследствие которых в разложении (5) следует оставить лишь четные степени z .

- Во-первых, это требование действительности M -матрицы на отрезке действительной оси $(0,\alpha)$ комплексной s - плоскости. Очевидно, что при переходе в плоскость униформизирующей переменной это требование остается в силе, поэтому на промежутке $(-i,i)_z$ (образ отрезка $(0,\alpha)_s$), где z - чисто мнимая величина, коэффициенты M_n должны быть действительными, а степени z должны быть четными.

- Во-вторых, это условие симметричности M -матрицы относительно замены z на $-z$. Известно, что M - матрица должна быть одинаковой на двух берегах разреза $s > 4m_p^2$ в согласии с условием унитарности, т.е. она не может изменяться при переходе с верхнего берега разреза на нижний. Образами верхнего и нижнего берегов на плоскости униформизирующей переменной являются отрезки действительной оси $\left(\sqrt{\frac{2-\sqrt{\alpha}}{2+\sqrt{\alpha}}},1\right]$ и $\left[-1,-\sqrt{\frac{2-\sqrt{\alpha}}{2+\sqrt{\alpha}}}\right)$, расположенные симметрично относительно точки $z=0$. Тогда переход с одного берега на другой в плоскости s соответствует замене z на $-z$ в плоскости z. Такая замена не изменит вид M -матрицы только в том случае, если в разложении (5) останутся лишь четные степени переменной z.

Учитывая эти соображения, можно переписать выражения для элементов M -матрицы в виде

$$M(z) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} M_{2n} z^{2n} = \tag{6}$$
$$= \cdots + M_{-2}\frac{1}{z^2} + M_0 + M_2 z^2 + \cdots$$

Здесь M_{2n} - действительные величины. Полагая, что такой ряд будет быстро сходиться в окрестности единичной окружности, оставим несколько первых его членов

$$M(z) = M_2 z^2 + M_0 + M_{-2}/z^2 .$$

Коэффициенты M_{2n} являются свободными параметрами в модифицированной модели эффективного радиуса.

Учет динамических сингулярностей

Одной из основных трудностей в использовании метода эффективного радиуса является оценка области сходимости разложения $M(s)$ в ряд по малым импульсам. Границы этой области определяются, как обычно, ближайшими особыми точками амплитуды рассеяния. В случае $N\bar{N}$- рассеяния динамические особенности (полюса), обусловленные t - канальными мезонными обменами ($\pi-$, $\rho-$, и т.д. мезоны), лежат очень близко к $N\bar{N}$ - порогу и, таким образом, вносят в амплитуду рассеяния быстро меняющиеся вклады, что может существенно ограничивать область применимости разложений эффективного радиуса. Для упругого $p\bar{p}$ - рассеяния и реакции перезарядки $p\bar{p} \to n\bar{n}$ положение ближайших к $p\bar{p}$ - порогу полюсов $s_{pol} = 4m_p^2 - \mu^2$, где μ - масса промежуточного мезона,и ниже мы аппроксимируем все полюсы одним эффективным.

Покажем на примере одноканального рассеяния ($p\bar{p} \to p\bar{p}$), как можно явно выделить полюсы, так чтобы $M(s)$ содержала бы только медленно меняющиеся вклады. Сделаем в формуле (3) следующую замену переменных

$$M^l \to \frac{s - s_{pol}}{g^l} M^l - \varepsilon |k^{2l+1}(s_{pol})|,$$

где g^l - вычет парциальной амплитуды $f^l(s)$ в точке полюса,

$$\varepsilon = \begin{cases} 1, & \text{при четных } l \\ -1, & \text{при нечетных } l \end{cases}$$

Тогда выражение для амплитуды рассеяния будет иметь вид

$$f^{(l)} = \frac{1}{\frac{s-s_{pol}}{g^l} M^{(l)} - i k_1^{2l+1} - \varepsilon |k_1^{2l+1}(s_{pol})|}, \quad \text{где} \tag{7}$$

$$k_1 = \sqrt{\frac{s - 4m_p^2}{4}}\,; \qquad k_1(s_{pol}) = \sqrt{\left|\frac{s_{pol} - 4m_p^2}{4}\right|}.$$

Легко убедиться, что так записанная амплитуда рассеяния имеет полюс, связанный с динамической сингулярностью при $s = s_{pol}$.

В случае нескольких каналов замена переменных будет аналогичной, но вместо функций $M(s)$ и $f(s)$ появляются $\hat{M}$- и $\hat{f}$ - матрицы:

$$M_{ij} \to \frac{s - s_{pol}}{g_{ij}^l} M_{ij} - \varepsilon |k_i^{2l+1}(s_{pol})| \delta_{ij},$$

Таким образом мы можем учесть динамические сингулярности в M - матричном подходе. В данном разделе мы рассматриваем явно только два канала $p\bar{p}$ и $n\bar{n}$, а все неупругие процессы учитываем при помощи введения комплексных коэффициентов разложения M - матрицы в ряд, как это было сделано ранее в работах [6,16].

Общий вид матрицы $\hat{f}$ с включением динамических сингулярностей следующий:

$$\hat{f}(s) = \begin{pmatrix} \frac{s-s_{pol}}{g_{11}^l} M_{11}^l - ik_1^{2l+1} - \varepsilon |k_1^{2l+1}(s_{pol})| & \frac{s-s_{pol}}{g_{12}^l} M_{12}^l \\ \frac{s-s_{pol}}{g_{21}^l} M_{21}^l & \frac{s-s_{pol}}{g_{22}^l} M_{22}^l - ik_2^{2l+1} - \varepsilon |k_2^{2l+1}(s_{pol})| \end{pmatrix}^{-1} . \quad (8)$$

Теперь M_{ij} - гладкие функции, медленно меняющиеся вблизи порога, поэтому представление M_{ij} в виде ряда Тейлора будет более обоснованным. Для матричных элементов M_{ij} используется разложение эффективного радиуса, записанное в стандартной форме [9,10]

$$M_{ij}^{l=0} = \frac{1}{a_{ij}} + \frac{1}{2} r_{ij} k_2^2 ,$$
$$M_{ij}^{l=1} = \frac{1}{b_{ij}} - \frac{3}{2} \frac{1}{R_{ij}} k_2^2, \quad (9)$$

где $a_{ij}, b_{ij}, r_{ij}, R_{ij}$ - комплексные фитируемые константы.

Численный анализ экспериментальных данных

При анализе мы используем экспериментальные данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния $d\sigma_{el}/d\Omega$ [17], дифференциальным сечениям перезарядки $d\sigma_{cex}/d\Omega$ [18,19], полным сечениям σ_{tot} , σ_{el} , σ_{ex} [17,18,20,21,22,23] а также данные о величине отношения действительной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния вперед ρ [20,24,25] . Информация о величине $\rho(P_{lab} = 0)$ получена на основе данных по сдвигу энергии и ширине $1s$ - состояния антипротония, $\Delta E_{1s} - i\Gamma_{1s}/2$ [26,27]. Экспериментальные данные о дифференциальных сечениях усреднены по спину, и поэтому в анализе не проводится учет различных спиновых состояний.

1. Фит с униформизирующей переменной

Окончательные формулы, используемые при анализе результатов экспериментов, следующие:

s-волна p-волна

$$\begin{aligned} M_{11}^0 &= a_1 z^2 + a_2 & M_{11}^1 &= a_3 z^2 + a_4 \\ M_{22}^0 &= d_1 z^2 + d_2 + d_5 \tfrac{1}{z^2} & M_{22}^1 &= d_3 z^2 + d_4 + d_6 \tfrac{1}{z^2} \\ M_{33}^0 &= c_1 z^2 + c_2 + c_5 \tfrac{1}{z^2} & M_{33}^1 &= c_3 z^2 + c_4 + c_6 \tfrac{1}{z^2} \\ M_{12}^0 &= f_1 z^2 + f_2 & M_{12}^1 &= f_3 z^2 + f_4 \\ M_{13}^0 &= b_1 z^2 + b_2 & M_{13}^1 &= b_3 z^2 + b_4 + b_6 \tfrac{1}{z^2} \\ M_{23}^0 &= e_1 z^2 + e_2 & M_{23}^1 &= e_3 z^2 + e_4 \end{aligned} \quad (10)$$

Минимальное число параметров, необходимых для удовлетворительного описания данных, равно 31 (из них 29 коэффициентов разложения матричных элементов M_{ij}^l в ряд и 2 эффективных параметра α_0 и α_1 , связанных с открывающимися неупругими каналами в s - и p - волнах). Их численные значения определяются при помощи процедуры минимизации по методу χ^2 для следующего набора данных: $d\sigma_{el}/d\Omega$ при $P_{lab} = 181,287$ МэВ/с ; $d\sigma_{ex}/d\Omega$ при $P_{lab} = 183,228$ МэВ/с ; ρ, σ_{el}, σ_{ex}, σ_{tot} при импульсах антипротонов $P_{lab} < 600$ МэВ/с . Результаты фита представлены в таблице 1.

Глядя на графики, можно сказать, что в целом получено неплохое качественное согласие с экспериментом, особенно для кривых $\rho = \rho(P_{lab})$, где явно воспроизводится осцилляторный характер поведения, и $d\sigma_{el}/d\Omega$ при $P_{lab} = 181$ МэВ/с . При описании кривых $d\sigma_{ex}/d\Omega$ оказывается недостаточно учитывать только $s-$ и $p-$ волны. Для этого требуются парциальные волны с более высокими значениями l. Величины α_0 и α_1 , полученные в результате фита, можно сравнить с наиболее вероятным значением энергии образования многопионного состояния, равным $4(m_0/m_p)^2 = 4(0.7)^2 = 1.96$ [12]. Видно, что все три величины достаточно близки друг к другу.

Чтобы понять причину необычного поведения ρ , следует рассмотреть возможные $N\bar{N}$- резонансы или связанные состояния ниже $p\bar{p}$ - порога . Положения резонансов или связанных состояний сильной части амплитуды рассеяния определяются как корни уравнений

$$Re\, D_l = 0\,, \qquad \text{где} \qquad D_l = \frac{det(\hat{f}_{ij}^{-1})}{M_{33}^l - ik_3^{2l+1}} . \quad (11)$$

Результаты представлены в таблице 3.

2. Фит с динамическими полюсами

Анализировался тот же набор экспериментальных данных, что и в п.1. Из соображений простоты мы не вводили для каждого из матричных элементов разные вычеты, а ограничились лишь двумя дополнительными свободными параметрами g^0 и g^1 для $s-$ и $p-$ волн. Таким образом, полное число свободных параметров равно 27. Их численные значения также определялись при помощи процедуры минимизации по методу χ^2 . Окончательные величины параметров сведены в таблицу 2. Мы приводим лишь три графика для $d\sigma_{el}/d\Omega$ при $P_{lab} = 181,287$ МэВ/с и ρ . Быстрый рост дифференциальных сечений упругого рассеяния при малых углах отвечает кулоновскому взаимодействию.

Заключение

Методы, основанные на разложениях эффективного радиуса, практически модельно-независимы,и можно считать их одной из модификаций парциально волнового анализа. Критическим в этих методах является оценка области сходимости разложений эффективного радиуса. Малость этой области делает проблематичной возможность применения таких разложений для описания существующих в настоящее время экспериментальных данных по $N\bar{N}$-реакциям, поэтому представляется важным найти способ увеличения радиуса сходимости. В случае $N\bar{N}$ - каналов близость t - канальных сингулярностей к порогу $N\bar{N}$ приводит к необходимости явного включения в схему эффективвного радиуса таких сингулярностей, а предложенный в настоящей работе метод является достаточно общим и может быть использован и в других задачах.

Еще одна возможность увеличения области сходимости - это удачное конформное преобразование для амплитуд рассеяния. Для этой цели совершается переход от переменной s (квадрат энергии в системе центра инерции) к униформизирующей переменной z , которая явным образом учитывает три существенных особенности амплитуды рассеяния вблизи $p\bar{p}$ - порога. Это точки ветвления корневого типа $s = 0,\ \alpha m_p^2,\ 4m_p^2$, отвечающие соответственно порогам кроссинг-процессов, аннигиляционных процессов и порогу упругого рассеяния. Такое преобразование позволяет

продлить разложение M - матрицы в область более высоких энергий.

Проведенный нами анализ экспериментальных данных можно считать более аккуратным, чем аналогичные анализы. Удовлетворительно описаны имеющиеся в наличии экспериментальные данные до энергий порядка 600 MэВ .

Один из авторов (М.П.Д.) признателен Ю.А.Павлович за помощь в вычислениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (93-02-3807).

Таблица 1. Значения параметров. Фит 1

a_1	4.133 ± 0.002	d_1	-5.066 ± 0.033
a_2	2.907 ± 0.001	d_2	21.899 ± 0.023
a_3	3.994 ± 0.004	d_3	2.871 ± 0.008
a_4	2.331 ± 0.002	d_4	-0.631 ± 0.011
c_1	8.038 ± 0.008	d_5	3.139 ± 0.006
c_2	8.893 ± 0.011	d_6	0.254 ± 0.002
c_3	67.369 ± 0.207	e_1	1.956 ± 0.006
c_4	78.313 ± 0.380	e_2	5.196 ± 0.010
c_5	0.455 ± 0.002	e_3	20.829 ± 0.087
c_6	7.946 ± 0.001	e_4	-1.649 ± 0.027
b_1	6.934 ± 0.001	f_1	5.958 ± 0.004
b_2	3.732 ± 0.003	f_2	3.551 ± 0.002
b_3	22.244 ± 0.091	f_3	2.062 ± 0.005
b_4	15.081 ± 0.022	f_4	1.144 ± 0.005
b_6	0.461 ± 0.001	α_0	2.070 ± 0.007
		α_1	2.487 ± 0.004

Таблица 2. Значения параметров. Фит 2

a_{11}	$0.041 + i0.015$
a_{22}	$0.068 + i0.006$
a_{12}	$0.077 + i0.122$
r_{11}	$16.50 + i72.35$
r_{22}	$295.2 - i32.84$
r_{12}	$138.0 + i112.7$
b_{11}	$0.006 - i0.003$
b_{22}	$0.015 - i0.009$
b_{12}	$0.005 - i0.002$
R_{11}	$0.002 - i0.002$
R_{22}	$-0.001 - i0.004$
R_{12}	$0.002 - i0.003$
s_{pol}	3.77
g^0	1.40
g^1	2.38

Таблица 3. Массы и ширины резонансов. Фит 1

l	m/m_p	$m(MeV)$	$\Gamma(MeV)$
0	1.993	1870.0	10.3
0	2.013	1888.7	48.9
1	1.935	1815.7	63.8

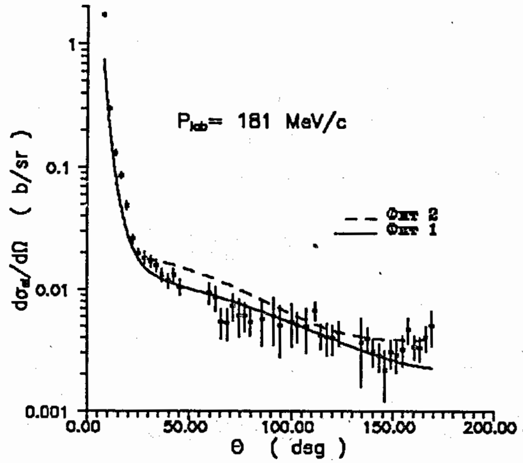

Рисунок 3. Дифференциальное сечение упругого $p\bar{p}$- рассеяния при импульсе налетающих антипротонов $P_{lab} = 181$ МэВ/c.

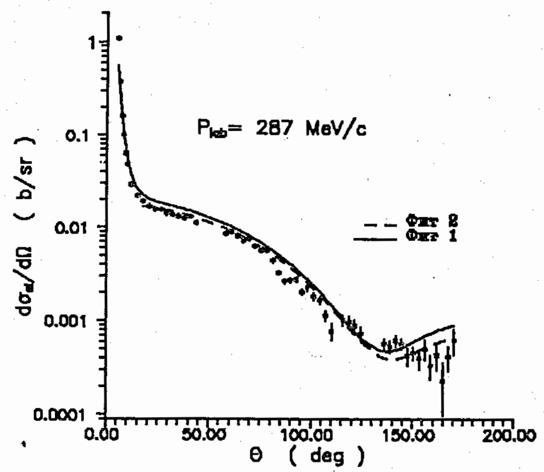

Рисунок 4. Дифференциальное сечение упругого $p\bar{p}$- рассеяния при импульсе налетающих антипротонов $P_{lab} = 287$ МэВ/c.

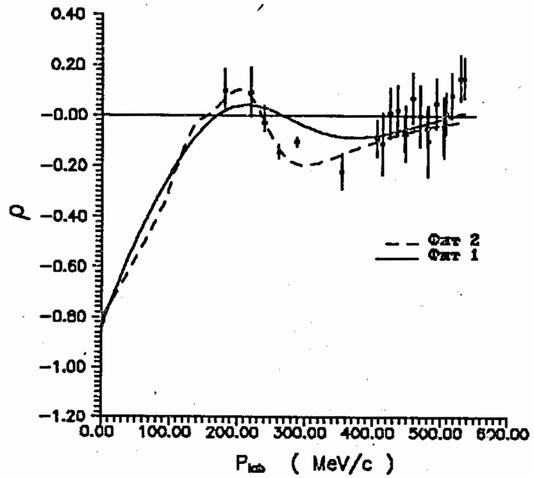

Рисунок 5. Отношение действительной и мнимой частей амплитуды упругого $p\bar{p}$ рассеяния вперед как функция импульсов налетающих антипротонов.

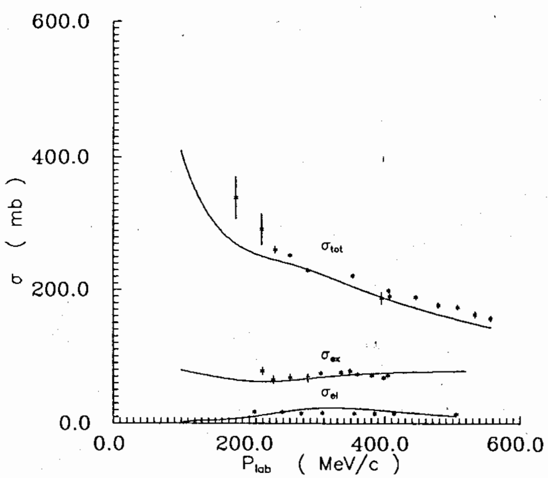

Рисунок 6. Сечения рассеяния: полное, упругое и сечение перезарядки как функции импульсов налетающих антипротонов. Фит 1.

Литература

[1] J.Haidenbauer et.al., Z. Phys. **A334**,467 (1989)

[2] T.-A.Shibata, Phys. Lett. **189B**,232 (1987)

[3] G.Q.Liu and F.Tabakin, Phys. Rev. **C41**,665 (1989)

[4] I.S.Shapiro. Nucl. Phys. **A478**,665 (1988); O.D.Dalkarov, K.V.Protasov and I.S.Shapiro, Lebedev Physical Institute, Report 37 (1988)

[5] B.Moussallam, Z. Phys. **A325**,1 (1986)

[6] J.Mahalanabis, H.J.Pirner and T.-A.Shibata, Nucl. Phys. **A485**,546 (1988)

[7] I.L.Grach, B.O.Kerbikov and Yu.A.Simonov, Phys. Lett. **208B**,309 (1988); Sov.J.Nucl.Phys. **48**,956 (1988); B.O.Kerbikov, Preprint ITEP 152 (1988)

[8] H.J.Pirner, B.Kerbikov and J.Mahalanabis, Z. Phys. **A338**,111 (1991)

[9] M.Ross and G.Shaw, Ann. Phys. **13**,147 (1961)

[10] G.Shaw and M.Ross, Phys. Rev. **126**,806 (1962)

[11] L.D.Landau and E.M.Lifshitz, Quantum Mechanics, Moscow, Nauka (1989)

[12] V.K.Henner, V.A.Meshcheryakov, Zeit.Phys., v.345, p.215 (1993)

[13] О.Д.Далькаров, К.В.Протасов, Физический институт им.Лебедева, препринт N 34, М. (1986) O.D.Dalkarov et.al., Int.J.Mod.Phys., v. A5, p.2155 (1990)

[14] J.Mahalanabis et.al., preprint CERN-TH, 4833/87 (1988)

[15] Б.В.Быковский, Д.В.Мещеряков, В.А.Мещеряков, Ядерная физика, **53**, 257 (1991)

[16] B.O.Kerbikov, Yu.A.Simonov, preprint ITEP-38, M. (1986)

[17] W.Bruckner et.al., Phys. Lett. **166B**,113 (1986)

[18] W.Bruckner et.al., Phys. Lett. **169B**,302 (1986)

[19] T.-A.Shibata, private communication (1990)

[20] W.Bruckner et.al., Phys. Lett. **158B**,180 (1985)

[21] K.Nakamura et.al., Phys. Rev. **D29**,349 (1984)

[22] R.Hamilton et.al., Phys. Rev. Lett. **44**,1179 (1980)

[23] $p, \bar{p}$. Compilation of cross sections. CERN, 1984

[24] H.Iwasaki et.al., Nucl. Phys. **A443**,580 (1985)

[25] M.Cresti, L.Peruzzo and G.Sartori, Phys. Lett. **132B**,209 (1983)

[26] S.Ahmad et.al., Phys. Lett. **157B**,333 (1985)

[27] T.P.Gorringe et.al., Phys. Lett. **162B**,71 (1985)

[28] T.Ueda, Nucl.Sci.Research Conf. series. **14**,247 (1988)

[29] T.E.Kalogeropoulos, Proc. 4^{th} Int.Conf. on Hadron Spectroscpy, "Hadron 91", World Scientific Publishing Co. Pte.Ltd., 263 (1991)

[30] J. Carbonell, O.D.Dalkarov, I.S.Shapiro, preprint CERN-TH.6096/91 (1991)

Рукопись поступила в издательский отдел
2 декабря 1994 года.