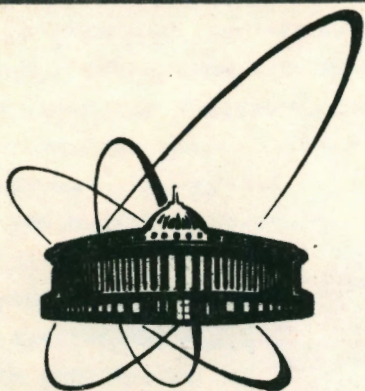


90-311



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

Б-953

P2-90-311

Б.В.Быковский, В.А.Мещеряков, Д.В.Мещеряков*

УКАЗАНИЕ НА СУЩЕСТВОВАНИЕ
СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В $p\bar{p}$ -СИСТЕМЕ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

*Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

1990

Введение

Эксперименты с антипротонами низких энергий, проведенные в ЦЕРНЕ на установке LEAR, дали богатый экспериментальный материал по $p\bar{p}$ -взаимодействию. Он включает данные по дифференциальным сечениям упругого рассеяния, полным сечениям и отношению действительной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния вперед $\rho = \text{Re} F_{pp}^- / \text{Im} F_{pp}^-$. Теоретический анализ этих данных проводился с помощью потенциальных моделей, приближения эффективного радиуса, а также дисперсионных соотношений (ДС). Несмотря на большой объем проведенной работы не существует согласованного ответа на вопрос о существовании квазиядерных связанных состояний в $p\bar{p}$ -системе. Дисперсионный анализ указывал на необходимость таких состояний с полной энергией порядка 1700-1880 МэВ^{1,2/}. Однако обнаружение осцилляторного характера ρ при $p_L < 600 \text{ МэВ}/c$ ^{18,19/} делает эти предсказания мало убедительными. Ниже мы приведем новый анализ данных по ρ и σ_{tot} при энергиях с $p_L \leq 1 \text{ ГэВ}/c$, используя аналитические свойства амплитуды упругого рассеяния вперед. В отличие от упомянутых выше работ по ДС мы не будем вычислять $\text{Re} F_{pp}^-$ по данным о $\text{Im} F_{pp}^-$, а построим модель амплитуды F_{pp}^- , явным образом учитывающую ее аналитические свойства.

1. Формулировка модели

Амплитуда упругого рассеяния вперед $F_{pp}^-(s)$ как функция комплексной переменной обладает следующими свойствами:

1. $F_{pp}^-(s)$ является аналитической функцией в плоскости комплексной переменной s с разрезами (рис.1); (1)

2. $F_{pp}^*(s) = F_{pp}^-(s^*)$; (2)

3. $\text{Im} F_{pp}^-(s) = \frac{1}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(s)$, $s \geq 4m^2$, (3)
где m - масса протона.

Здесь перечислены наиболее важные, с точки зрения нашей модели, аналитические свойства амплитуды рассеяния $F_{pp}^-(s)$. При рассмотрении свойства (1) необходимо отметить наличие на разрезе $s \geq 4\mu^2$ (где μ - масса пиона) точки ветвления корневого типа $s = 4m_n^2$ за счет процесса $p\bar{p} \rightarrow n\bar{n}$. Влияние этого процесса на амплитуду изучалось в работах^{4,5/}. В работе^{4/} приводятся физические причины, по которым учет этой точки может оказаться важным, однако не ясно, каким образом ее

влияние проявляется в моделях связанных каналов и граничных условий, рассмотренных в ней. В работе^{/5/} указывается, что эффект от $n\bar{n}$ -порога оказывается малым; в дальнейшем, следуя последнему утверждению, будем пренебрегать этой точкой ветвления. На интервале $4\mu^2 \leq s < 4M^2$ (M соответствует значению $p_L \approx 1 \text{ ГэВ/с}$ -параметру шкалы низкоэнергетических взаимодействий) существуют точки ветвления за счет многополюсных процессов, но ими мы также пренебрегаем на том основании, что в этом интервале в поведении полного сечения σ_{tot} не наблюдается каких-либо нерегулярностей^{/6/}.

Ниже точки $s < 4\mu^2$ расположена нефизическая часть разреза $4\mu^2 \leq s$ процесса $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$. В ДС подходе она вычисляется на основе аналитического продолжения условия унитарности. Этот способ детально описан в работе^{/1/}. Для нас будет существенно, что вклады в $\text{Im } F_{pp}(s)$ различных групп мезонов, например $(\epsilon, \delta, s^* \dots)$, $(\delta, \eta, \eta' \dots)$, $(\rho, \omega, \phi \dots)$, аппроксимируются полюсными членами с вычетами разных знаков, в результате чего имеет место их взаимная компенсация. Этот механизм повышает роль состояний с большими значениями s при вычислении $\text{Re } F_{pp}(s)$ в интересующей нас области. Строго говоря, любой из вышеперечисленных мезонов представляется полюсами на нефизических листах римановой поверхности $F_{pp}(s)$. Нерезонансная часть взаимодействия дает плавно изменяющийся вклад в амплитуду $F_{pp}(s)$. Такую нерезонансную часть можно учесть, вводя эффективную точку ветвления $s=a$, где $4\mu^2 < a < 4M^2$, что было продемонстрировано в работе^{/7/}. Таким образом, нефизическая часть разреза $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$ будет смоделирована нами корневой точкой ветвления $s=a$ и полюсами на нефизических листах римановой поверхности $F_{pp}(s)$.

Точка $s=0$ -корневая точка ветвления, возникающая за счет перекрестного процесса $p\bar{p} \rightarrow p\bar{p}$. Влияние данного процесса на амплитуду $F_{pp}(s)$ будет представлено плавной функцией.

Таким образом, мы приходим к модели, в которой амплитуда процесса $F_{pp}(s)$ обладает тремя точками ветвления корневого типа при $s=0, a, 4\mu^2$ и представляется мероморфной функцией на своей римановой поверхности.

2. Униформизирующая переменная и формулы для амплитуды F_{pp} .
Переменная, в которой амплитуда F_{pp} является мероморфной

функцией, называется униформизирующей. Она может быть построена как суперпозиция шести конформных преобразований (корневого и дробно-линейного типа). Окончательное выражение имеет вид

$$z = \sqrt{\frac{4}{4-a}} \sqrt{\frac{s-a}{s}} - \sqrt{\frac{a}{4-a}} \sqrt{\frac{s-4}{s}}. \quad (4)$$

Здесь выбрана та ветвь четырехлистной римановой поверхности, у которой $\sqrt{s} > 0$ и $\sqrt{s-4} > 0$ на верхнем берегу разреза при $s > 4$ (здесь и везде в дальнейшем используются нормированные на массу протона m значения s , μ и a). Параметр $a=1.44$, что соответствует наличию эффективного порога при энергии порядка 1 ГэВ. Физический лист переходит в нижнюю половину единичного круга (рис. 2). Точки ветвления s -плоскости соответствуют точкам аналитичности мероморфной функции в плоскости z $(0, a, 4)_s \leftrightarrow (0, -i, 1)_z$.

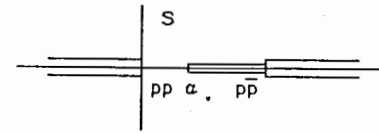


Рис.1. Расположение разрезов $F_{pp}(s)$ на комплексной плоскости s .

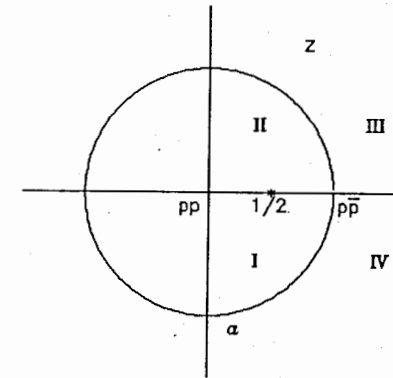


Рис.2. Плоскость униформизирующей переменной z .

Бесконечно удаленная точка физического листа плоскости s переходит в точки $\pm 1/2$ плоскости z . Строго говоря, точки $\pm 1/2$ следует рассматривать как логарифмические точки ветвления: в них соединяются между собой бесконечное число листов римановой поверхности функции $F_{pp}(z)$, соответствующих порогам многочастичных процессов при высоких энергиях^{/8/}. Важный вопрос состоит в способе представления стабильных частиц,

резонансных и связанных состояний в амплитуде $F_{pp}^-(z) = F_{pp}^-[s(z)]$. Будем считать, что в первом приближении все они стабильны, т.е. их вклады в $F_{pp}^-(s)$ имеют вид

$$F_{pp}^-(s) \approx \frac{g^2}{s - s_H}, \quad (5)$$

где s_H - квадрат массы адронного состояния H . Ясно, что вне зависимости от величины s_H каждый адрон представлен на плоскости z четырьмя полюсами - корнями уравнения

$$s(z) = s_H. \quad (6)$$

В зависимости от величины s_H полюса удобно разбить на три группы:

$$(d): 0 < s_d < a \quad (7)$$

$$(\rho): a < s_\rho < 4 \quad (8)$$

$$(x): 4 < s_x < \infty. \quad (9)$$

Не составляет труда представить, как расположены полюса классов (ρ) и (x) , когда они описывают резонансные состояния конечной ширины и сдвигаются с единичной окружности и действительной оси z так, чтобы не попадать в область $\{|z| \leq 1, \text{Im } z < 0\}$.

С учетом сказанного выше свойства амплитуды F_{pp}^- как функции z могут быть записаны в следующей форме:

1. $F_{pp}^-(z)$ аналитична в области, описанной выше и изображенной на рис. 2.

$$2. F_{pp}^*(iz) = F_{pp}^-(-iz^*).$$

$$3. \text{Im } F_{pp}^-(z) = \frac{p(z)}{4\pi} \sigma_{\text{tot}}(s(z)), \quad z \in [1/2, 1].$$

Используем свойство 1, предположив, что в интересующем нас интервале отрезка $[1/2, 1]$ нет резонансов класса (x) . Тогда в соответствующем этому интервалу кольце единичного круга амплитуда $F_{pp}^-(z)$ разлагается в ряд Лорана

$$F_{pp}^-(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} A_n z^n. \quad (10)$$

Свойство 2 приводит к условиям на коэффициенты ряда Лорана:

$$A_{2n}^* = A_{2n}, \quad A_{2n+1}^* = -A_{2n+1}, \quad (11)$$

т.е. действительная и мнимая части амплитуды разделяются на два независимых ряда:

$$\text{Re } F_{pp}^-(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} A_{2n} z^{2n}, \quad \text{Im } F_{pp}^-(z) = i \sum_{-\infty}^{\infty} A_{2n+1} z^{2n+1}. \quad (12)$$

Главная часть ряда Лорана описывает логарифмическую особенность в точках $z = \pm 1/2$ и резонансы класса (x) . Регулярная часть ряда описывает резонансы класса ρ и нерезонансный фон амплитуды. Поскольку мы не будем стремиться описать логарифмические особенности, главной частью ряда можно пренебречь. Обрывая регулярную часть ряда Лорана на достаточно высоких значениях N , можно описать амплитуду $F_{pp}^-(s)$ с любой заданной точностью. При этом возникает связь между N_{Re} и N_{Im} - верхними пределами в аппроксимирующих рядах действительной и мнимой частей соответственно. Справедливо равенство:

$$N_{\text{Re}} - N_{\text{Im}} = \pm 1. \quad (13)$$

Сами числа N_{Re} и N_{Im} могут быть достаточно велики, однако вклад, относящийся к резонансам класса ρ , будет небольшим, так как призван описывать нерезонансный фон. Окончательно вместо формулы (10) получим новое представление амплитуды:

$$F_{pp}^-(z) = \sum_{n=0}^N A_n z^n + \sum_{\rho} \left(\frac{c_{\rho}}{z - z_{\rho}} - \frac{c_{\rho}^*}{z - z_{\rho}^*} \right), \quad (14)$$

$$N = \max(N_{\text{Re}}, N_{\text{Im}}).$$

Формула (14) справедлива в кольце с неточно известными радиусами, содержащем единичную окружность. Наша цель состоит в описании амплитуды $F_{pp}^-(s)$ при малых $s-4$ и выяснении вопроса о существовании в классе ρ полюса вблизи точки $z=1$. В силу того, что вычеты c_{ρ} для известных мезонов из класса ρ имеют разные знаки, можно сузить область справедливости представления до окрестности точки $z=1$, разложив правую часть (14) в ряд по $(1-z)$ за исключением только двух полюсов, соответствующих квазиядерному состоянию в системе pp . Такая процедура не изменит величины N и мы получим

$$F_{pp}^-(z) = \sum_{n=0}^N \tilde{A}_n (1-z)^n + \frac{(c_{\rho})_1}{z - (z_{\rho})_1} - \frac{(c_{\rho})_2}{z - (z_{\rho})_2}, \quad (15)$$

здесь \tilde{A}_n - комплексные коэффициенты.

В формуле (15) полюса $(z_{\rho})_1$ и $(z_{\rho})_2$ относятся к одному квазиядерному состоянию. Вторая пара расположена в окрестности точки $z=-1$. Чтобы правильно представить взаимное расположение $(z_{\rho})_1$ и $(z_{\rho})_2$, разложим z по малым p :

$$z = \left(1 + \frac{3}{4}p + \frac{1}{2}\left(\frac{3}{4}p\right)^2\right). \quad (16)$$

Импульс квазиядерного состояния равен^{/9/} $p_{qn} = \pm i\delta \mp \epsilon$, $\epsilon, \delta > 0$, $p/m \ll 1$, а значит, $(z_\rho)_1, (z_\rho)_2 = 1 - \frac{3}{4}(\pm i\delta \mp \epsilon)$. (17)

Продолжим анализ полюсных слагаемых, возникающих за счет квазиядерного состояния, положив $(c_\rho)_j = \alpha_j + i\beta_j$. Забегая вперед, отметим, что существующие экспериментальные данные не дают возможности определить все неизвестные параметры $\alpha_j, \beta_j, \delta, \epsilon$. Если пренебречь величинами δ и ϵ , то становится ясно, что и $\text{Re } F_{pp}^-(z)$ и $\text{Im } F_{pp}^-(z)$ будут содержать полюса первой степени по $(1-z)$. Достоверное их обнаружение в $\text{Re } F_{pp}^-(z)$ и $\text{Im } F_{pp}^-(z)$ явилось бы доказательством существования квазиядерного состояния. Следующий шаг анализа состоит в определении величин δ и ϵ , для чего следует привлечь экспериментальный материал из работы^{/5/}.

Особого обсуждения заслуживает формула (17). В силу положительности ϵ полюс $(z_\rho)_2$ расположен так, что $\text{Re } (z_\rho)_2 \in [1/2, 1]$. Такое расположение $(z_\rho)_2$ может привести к образованию резонансной структуры в σ_{tot} в окрестности $z=1$, то есть при малых $s/4-1$. Таким образом, появление резонансной структуры в σ_{tot} при $p_L \leq 180 \text{ МэВ/с}$ согласно развиваемой модели должно рассматриваться как доказательство существования квазиядерного состояния. Вывод следует из четырехлистной модели римановой поверхности функции $F_{pp}^-(z)$, то есть является топологическим фактом.

Приведем окончательные формулы, по которым будут анализироваться данные опыта:

$$F_{pp}^-(z) = \sum_{n=0}^N \tilde{A}_n (1-z)^n + \frac{\alpha+i\beta}{1-z}; \quad |1-z| \approx 0. \quad (18)$$

3. Анализ данных по полным сечениям

Учитывая результаты описания данных по полным сечениям на основе эмпирических формул^{/10/}, положим в формуле (18) для $\text{Im } F_{pp}^-(s)$ величину $N=2$, то есть

$$F_{pp}^-(z) = \sum_{n=0}^2 \beta_n (1-z)^n + \frac{\beta}{1-z}; \quad |1-z| \approx 0. \quad (19)$$

Будем использовать экспериментальные данные работ^{/10,11/}. Общее число значений σ_{tot} составило 35. Результаты анализа приведены в таблице 1.

Таблица 1

	β_0	β_1	β_2	β	χ^2/N
1	17.6±1.28	84.6±18.8	48.7±60	0	38.5/32
2	16.6±0.3	99.2±2.1	0	0	39.2/33
3	23.5±0.19	0	328±7	0	60.5/33
4	14.5±2.84	106±9.92	0	0.142±0.190	38.6/32

Из таблицы следует, что удовлетворительного описания полных сечений можно добиться с помощью двух параметров: β_0 и β_1 . Введение третьего параметра β_2 не улучшает качество описания по χ^2 критерию и, кроме того, приводит к значительному увеличению ошибок и параметров корреляции. Учет полюсного члена, так же как и третьего параметра β_2 , не улучшает качества описания и весьма напоминает введение последнего. Отметим, что значения параметров β_0 и β_1 при двухпараметрической параметризации 2 и полюсной 4 хорошо согласуются между собой в пределах ошибок. Таким образом, использованные нами экспериментальные данные по полным сечениям хорошо описываются (рис.3) двухпараметрической параметризацией 2 и не противоречат предположению о наличии полюсного члена. В обзоре^{/9/} приводится следующая характеристика поведения полного сечения при малых p :

$$\frac{V}{C} \sigma_{tot} = 45 \text{ mb} \quad \frac{V}{C} \rightarrow 0.$$

Вычисления по параметризации 4 дает

$$\frac{V}{C} \sigma_{tot} = 38 \pm 8 \text{ mb} \quad \frac{V}{C} \rightarrow 0,$$

что хорошо согласуется с приведенной выше оценкой.

4. Анализ данных по действительной части амплитуды упругого pp -рассеяния вперед

Данные по действительной части амплитуды pp -рассеяния взяты из работ^{/10,12,13/} и представлены в виде отношения $\rho(s) = \text{Re } F_{pp}^-(s) / \text{Im } F_{pp}^-(s)$. К этим данным добавлено значение $\rho(1)$, вычисленное по формуле Дезера^{/11/} на основе данных,

цитируемых в работе⁵, по сдвигу энергии и ширине 1s состояния антипротония

$$\rho(1) = -1.6 \pm 0.5.$$

Общее число анализированных экспериментальных значений равно 38. Аналогичные наборы данных анализировались в работах^{4,5,13,14}. Все авторы единодушны в заключении о том, что при $p_L < 200 \text{ МэВ/с}$ величина ρ имеет еще один ноль. Таким образом, даже визуальный анализ данных приводит к заключению о наличии по крайней мере трех нулей в интервале $0 < p_L < 1 \text{ ГэВ/с}$.

Известно, что нули ρ можно интерпретировать при определенных условиях как проявление резонансов. Однако в рассматриваемом случае фазовый анализ упругого $p\bar{p}$ -рассеяния¹⁶ и результаты работы⁶ отвергают такую возможность. Эта точка зрения подкреплена анализом полного сечения в рассматриваемом интервале и результатами работы¹⁷. Полученные в¹⁶ σ , ρ и δ фазы имеют нерезонансное поведение и большую неупругость, δ фазы малы. При таком фазовом анализе нули ρ являются, по-видимому, результатом компенсации действительных частей парциальных амплитуд. К аналогичным выводам пришли авторы работы¹⁸. Они рассмотрели потенциальную модель, в которой указанный механизм компенсации осуществляется за счет p -волн. Хотя им и удалось добиться согласия с экспериментальными значениями ρ при $p = 233, 272 \text{ МэВ/с}$, однако это достигнуто за счет введения параметра η , характеризующего спиновую зависимость амплитуды. При указанных энергиях ее присутствие не было обнаружено экспериментально¹⁹. Этот положительный пример описания ρ иллюстрирует общее утверждение о трудности получения зависимости ρ от энергии в современных версиях потенциальных моделей.

Рассматриваемая нами модель не принадлежит к числу потенциальных. В ней важен выбор степени полинома N , описывающего фоновую часть амплитуды $\text{Re } F_{pp}^-(z)$. Согласно формуле (13) и результатам анализа $\text{Im } F_{pp}^-(z)$ существуют два варианта: $N_{\text{Re}} = 1$ и $N_{\text{Re}} = 3$. Очевидно, что приемлемым является только второй вариант: три нуля у функции $\rho(z)$. Попытка найти положение этих нулей с помощью процедуры минимизации χ^2 дает

отрицательный результат. Противоречие состоит в невозможности одновременного описания $\rho(p_L = 0) = -1.6 \pm 0.5$ и $\rho(p_L \approx 350 \text{ МэВ/с}) \approx -0.2$ полиномом третьей степени. Его можно избежать, если повысить степень полинома до 5. Возникающие дополнительные нули расположены в области $p_L > 1 \text{ ГэВ/с}$ при $p_L \approx 5 \text{ ГэВ/с}$ и $p_L \approx 10 \text{ ГэВ/с}$ и должны быть отнесены к окрестности логарифмической точки ветвления $z = 1/2$. Эти нули должны иметь другую природу по сравнению с нулями в области $p_L < 1 \text{ ГэВ/с}$. Подтверждением этого служит факт невозможности добиться описания экспериментальной информации по $F_{pp}^-(s)$ на всем изученном интервале значений s . Отвергнув способ повышения степени полинома, рассмотрим другую возможность. Предположим, что гипотетический ноль при $p_L < 180 \text{ МэВ/с}$ имеет не компенсационную природу, а связан с наличием полюса при $z = 1$. Чтобы исследовать эту возможность, отбросим значение $\rho(0)$ и постараемся описать оставшиеся экспериментальные данные, полагая $N_{\text{Re}} = 3$. Положение нулей определяется с относительной точностью $4.9 \cdot 10^{-3}$, $3.6 \cdot 10^{-3}$, 0.22 . Последний ноль расположен при $p_L > 1 \text{ ГэВ/с}$. Общий нормировочный множитель полинома

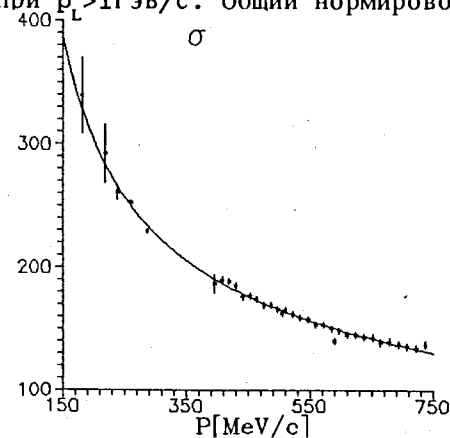


Рис.3. Полное сечение $p\bar{p}$ рассеяния вперед.

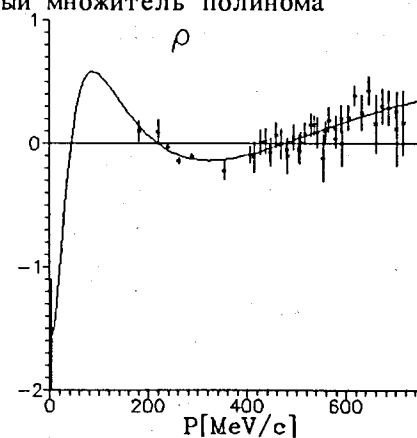


Рис.4. Отношение действительной и мнимой частей амплитуды $F_{pp}^-(s)$ вблизи порога.

$\text{Re } F_{pp}^-(z)$ определен с относительной точностью 0.6, а величина $\chi^2/37 = 30.3/37$. Большая величина относительной ошибки указывает на целесообразность понижения N_{Re} до двух, то есть $N_{\text{Re}} = 2$. Анализ данных по $\text{Re } F_{pp}^-(z)$ с $N_{\text{Re}} = 2$ приводит к хорошим результатам: $\chi^2/38 = 33.1/38 \approx 1$.

Завершим анализ экспериментальной информации с помощью формулы

$$\operatorname{Re} F_{pp}^-(z) = \sum_{n=0}^2 \alpha_n (1-z)^n + \frac{\rho(0)\beta}{1-z}, \quad (20)$$

$$\sum_{n=0}^2 \alpha_n (1-z)^n = c(z-z_1)(z-z_2).$$

Параметры имеют следующие значения:

$$c=1887 \pm 244, z_1=0.847 \pm 0.006, z_2=0.903 \pm 0.003, \chi^2/38=33.6/38.$$

Заключение

Для анализа протон-антипротонного взаимодействия были выбраны две величины: ρ и σ_{tot} . В качестве теоретической основы использованы аналитические свойства амплитуды упругого рассеяния вперед $F_{pp}^-(s)$. Предыдущий опыт работы с NN-системой при низких энергиях был использован двумя способами. Во-первых, были выбраны важные для описания процесса точки ветвления амплитуды $F_{pp}^-(s)$. Ими являются три точки: $s=0$ (pp-порог), $s=a$ (эффективный порог ненаблюдаемой области) и $s=4m^2$ (порог $p\bar{p}$ -процесса). По этим точкам построена униформизирующая переменная z , по которой функция $F_{pp}^-(z) = F_{pp}^-[s(z)]$ является мероморфной. Ее полюса описывают как влияние резонансов в ненаблюдаемой области, так и возможные квазядерные состояния в $p\bar{p}$ -системе. За счет сужения области сходимости получена формула (20), справедливая в окрестности $p\bar{p}$ точки ветвления. С помощью этой формулы проанализированы экспериментальные данные по ρ и σ_{tot} при $p_L < 1 \text{ ГэВ/с}$. Во-вторых, выбор регулярной части формулы (14) проводился с учетом опыта построения потенциальных моделей.

Удовлетворительного описания ρ и σ_{tot} в указанном интервале энергий удастся достичь только в предположении о существовании квазядерного состояния вблизи порога. Существующие экспериментальные данные не дают возможности определить его массу, которая близка к $2m$. Отличительной чертой подхода является последовательный учет ненаблюдаемой области. Он приводит, в частности, к тому, что наличие квазядерного состояния может проявляться не только как ноль

у ρ при $p_L < 180 \text{ МэВ/с}$, но и как наличие резонансной структуры у σ_{tot} в этом же интервале импульсов. Таким образом, проведенный нами анализ ρ и σ_{tot} указывает на наличие квазядерного состояния $p\bar{p}$ -системы с массой, близкой к $2m$, для определения которой необходимы дополнительные опыты по определению ρ и σ_{tot} при $p_L < 180 \text{ МэВ/с}$.

Литература

1. W.Grein, Nucl. Phys. B131(1977)255.
W.Grein, Proc.4th European Antiproton Symp. (Barr, 1978), Vol. 1 (Centre National de la Recherche Scientifique, Paris, 1979)p.35.
2. H.Iwasaki et al., Nucl. Phys. A433(1985)580.
3. C.Bouurrely, J.Soffer and D.Wray, Nucl. Phys. B77(1974)386.
4. J.D.Dalkarov, K.V.Protasov, Lebedev Physical Institute preprint 34(1986).
5. J.Mahalanabis, H.J.Pirner, T.-A.Shibata, preprint CERN-TH.4833/87(1988).
6. W.Bruckner et al., Phys. Lett. B197(1987)463.
7. S.Dudnicka, L.Martinovich, Lett. Nuovo Cimento, 44(1985)462.
8. V.P.Gerdt, V.I.Inozemtsev, V.A.Meshcheryakov, Lett. Nuovo Cimento, 15(1976)321.
9. I.S.Shapiro, Phys. Rep. 35C(1978), Num.2, p.14.
10. K.K.Nakamura et al., Phys. Rev. D29(1984)349.
11. S.Deser et al., Phys. Rev. 96(1954)774.
12. P.Schiavon et al., preprint CERN-EP/89-38(1989).
13. B.O.Kebrikov, Yu.A.Simonov preprint ITEP-38(1986).
14. A.E.Kudrjavitsev, V.E.Markushin preprint ITEP-179(1983).
15. W.Bruckner et al., Phys. Lett. 166(1986)133.
16. W.Bruckner et al., Phys. Lett. 197(1987)463.

17. J.J.de Swart, R.Timmermans and T.A.Rijken, Low energy nucleon-antinucleon scattering, preprint THEF-NYM-88.05.
18. W.Bruckner et al., Phys. Lett. 158(1985)180.
19. L.Linnsen et al., Nucl. Phys. A469(1987)726.

Быковский Б.В., Мещеряков В.А., Р2-90-311
 Мещеряков Д.В.
 Указание на существование связанного состояния в $p\bar{p}$ -системе

Рассмотрены две характеристики протон-антипротонного взаимодействия: $\rho(s) = \text{Re}F_{p\bar{p}}(s) / \text{Im}F_{p\bar{p}}(s)$ и $\sigma_{\text{tot}}(s)$. В качестве теоретической основы использованы аналитические свойства амплитуды упругого рассеяния вперед $F_{p\bar{p}}(s)$. Были проанализированы экспериментальные данные по ρ и σ_{tot} при $p_L \leq 1$ ГэВ/с. Удовлетворительного описания ρ и σ_{tot} в указанном интервале энергий удастся достичь только в предположении о существовании квазядерного состояния $p\bar{p}$ -системы с массой, близкой к $2m$.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод авторов

Bykovskii B.V., Meshcheryakov V.A., Р2-90-311
 Meshcheryakov D.V.
 Indication on the Existence of the Bound State in $p\bar{p}$ -System

Two characteristics of proton-antiproton interaction $\rho(s) = \text{Re}F_{p\bar{p}} / \text{Im}F_{p\bar{p}}$ and $\sigma_{\text{tot}}(s)$ are considered. Theoretical consideration is based on the analytic properties of the forward scattering amplitude $F_{p\bar{p}}(s)$. Experimental data on ρ and σ_{tot} at $p_L \leq 1$ GeV/c have been analysed, and satisfactory description of ρ and σ_{tot} has been achieved only when a quasi-nuclear state is assumed to exist in the $p\bar{p}$ system with a mass close to $2m$.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990

Рукопись поступила в издательский отдел
 4 мая 1990 года.