УДК 539.12.01

К ВОПРОСУ О СУЩЕСТВОВАНИИ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ В $p\bar{p}$-СИСТЕМЕ И ЕГО ЭНЕРГИИ СВЯЗИ

В. А. Мещеряков, Чан Куанг Тует*)
(кафедра квантовой статистики)

Предложена параметризация амплитуды упругого $p\bar{p}$-рассеяния вперед, проанализированы экспериментальные данные по полным сечениям и действительной части амплитуды. Показано, что существование связанного состояния в $p\bar{p}$-системе приводит к объяснению необычного поведения отношения действительной части амплитуды к мнимой. Проведена оценка энергии связи и времени жизни связанного состояния.

Введение

В ЦЕРНе эксперименты с антипротонами низких энергий дали богатый материал по дифференциальным сечениям, полным сечениям и отношению действительной и мнимой частей амплитуды упругого рассеяния вперед $\rho = \mathrm{Re}\,F_{p\bar{p}}/\mathrm{Im}\,F_{p\bar{p}}$. Теоретический анализ этих данных проводился с помощью потенциальных моделей, приближения эффективного радиуса, а также дисперсионных соотношений [1—4]. В статье [5] построена новая модель амплитуды $F_{p\bar{p}}$, проведен анализ данных по ρ и σ_{tot} при энергиях с $P_L \leqslant 1$ ГэВ/c и показано, что существует связанное состояние в $p\bar{p}$-системе. В настоящей работе на основе модели, построенной авторами [5], предложена улучшенная модель для описания связанного состояния с расщеплением полюса второго порядка на два полюса первого порядка. Проанализированы также данные по ρ и σ_{tot} и получена оценка энергии связи.

1. Амплитуда рассеяния вперед

Мандельстамом были введены три инвариантные переменные:

$$s=(p+\bar{p})^2,\quad t=(p-p')^2,\quad u=(p-\bar{p}')^2,$$

где $(p, \bar{p})$ и $(p', \bar{p}')$ являются 4-импульсами двух частиц до и после взаимодействия. При рассеянии вперед амплитуда зависит от единственной переменной s. Амплитуда упругого рассеяния вперед $F_{p\bar{p}}(s)$ как функция комплексной переменной обладает следующими свойствами.

1. $F_{p\bar{p}}(s)$ является аналитической функцией в плоскости комплексной переменной с разрезами (рис. 1).

2. $F^*_{p\bar{p}}(s) = F_{p\bar{p}}(s^*)$.

3. $\mathrm{Im}\,F_{p\bar{p}}(s) = \dfrac{p}{4\pi}\,\sigma_{\mathrm{tot}}(s),\quad s \geqslant 4m^2,$

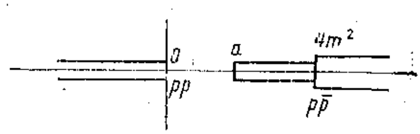

Рис. 1

где m — масса протона.

Разрез $\mathrm{Re}\,s<0$, $\mathrm{Im}\,s=0$ соответствует физической области процесса pp-рассеяния; точка $\mathrm{Re}\,s=a$, $\mathrm{Im}\,s=0$, где $4\mu^2<a<4m^2$, соответствует

*) Вьетнам.

эффективному порогу нефизической области (μ — масса мезона); разрез $\mathrm{Re}\, s > 4m^2$, $\mathrm{Im}\, s = 0$ — физической области процесса $p\bar{p}$-рассеяния.

Мы приходим к модели, в которой амплитуда процесса обладает точками ветвления корневого типа при $s=0$, a, $4m^2$ и представляется мероморфной функцией на своей римановой поверхности.

Сразу можно отметить, что простейшая диаграмма $(p+\bar{p} \to \pi^0 \to p + \bar{p})$ приводит к выражению

$$F \sim \frac{g^2}{(p+\bar{p})^2 - \mu^2},$$

где μ — масса π^0-мезона. Оно имеет полюс в точке $s=\mu^2$.

2. Построение модели $F_{p\bar{p}}(z)$

Поставим задачу конформно отобразить риманову поверхность амплитуды $F_{p\bar{p}}$ как функции переменной s на область комплексной переменной z. (В дальнейшем используются нормированные на массу протона m значения s, μ, a.)

Преобразование $\sigma_1 = \frac{4}{4-a} \frac{s-a}{s}$ отображает все разрезы на правую действительную полуось. Преобразование $\sigma_2 = \sqrt{\sigma_1}$ переводит физический лист римановой поверхности σ_1 в верхнюю полуплоскость σ_2. Наконец, используем функцию Жуковского $\sigma_2 = \frac{1}{2}\left(z + \frac{1}{z}\right)$. Функция $z = \sigma_2 - \sqrt{\sigma_2^2 - 1}$ конформно отображает верхнюю полуплоскость σ_2 во внутреннюю область нижнего полукруга $|z|=1$ (рис. 2).

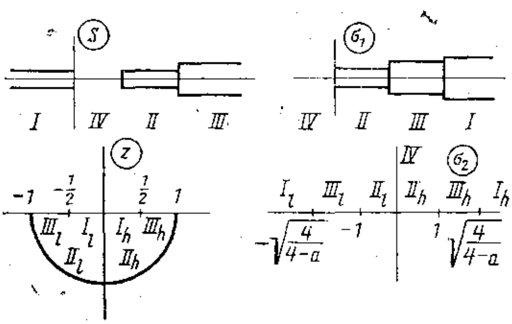

Рис. 2

Составляя суперпозицию последовательно выполненных конформных преобразований, мы получим

$$z = \sqrt{\frac{4}{4-a}} \sqrt{\frac{s-a}{s}} - \sqrt{\frac{a}{4-a}} \sqrt{\frac{s-4}{s}}. \tag{1}$$

(Считаем $\sqrt{s} > 0$, $\sqrt{s-4} > 0$ на верхней границе разреза при $s > 4$.) Точки ветвления $(0, a, 4)$ переходят в $(0, -i, 1)$ и при $a = 1{,}44$ величина $z(\infty) = \pm 1/2$. (Ниже, в численных расчетах, мы возьмем $a = 1{,}44$.)

Из формулы (1) следует, что обратное преобразование имеет вид

$$s(z) = \frac{4a}{4 - [(4-a)/4](z + 1/z)^2}. \tag{2}$$

Отсюда следует, что полюс первого порядка по переменной s, описывающий связанное состояние, переходит в четыре полюса в плоскости z. Легко видеть, как расположены полюсы s_h на плоскости z: если $s_h = s(z_h)$, то $s(z_h) = s(-z_h) = s(1/z_h) = s(-1/z_h) = s_h$.

Поэтому изучение полюса на пороге $s=4$ сводится к изучению двух полюсов (второго порядка) в точках $z = \pm 1$.

В зависимости от величины s_h полюсы удобно разбить на три группы:

(d): $0 \leqslant s_d \leqslant a \to z_d \in [0, -i]$,

(ρ): $a < s_\rho < 4 \to z_\rho = \exp\{i\varphi\}$, $3\pi/2 < \varphi < 2\pi$,

(x): $4 \leqslant s_x < \infty \to z_x \in [1/2, 1]$.

Основные свойства амплитуды $F_{p\bar{p}}$ можно переформулировать для переменной z.

1. $F_{p\bar{p}}(z)$ мероморфна внутри нижнего единичного полукруга.

2. $F^*_{p\bar{p}}(iz) = F_{p\bar{p}}(-iz^*)$.

3. $\operatorname{Im} F_{p\bar{p}}(z) = \dfrac{p(z)}{4\pi}\sigma_{\text{tot}}(z)$, $z \in [1/2, 1]$.

Предположим, что в интервале $[1/2, 1]$ нет резонансов класса x. Тогда в кольце $1/2 < |z| < 1$ можно разложить функцию $F_{p\bar{p}}(z)$ в ряд Лорана:

$$F_{p\bar{p}}(z) = \sum_{-\infty}^{\infty} A_n z^n.$$

Интересующее нас связанное состояние принадлежит классу ρ, для которого $|z|_\rho = 1$, т. е. класс ρ лежит на внешней границе кольца сходимости; таким образом, можно отвлечься от главной части ряда Лорана, характеризующей внутреннюю границу кольца аналитичности $F_{p\bar{p}}(z)$, и ограничиться изучением регулярной части, оборвав разложение на некотором N:

$$\begin{aligned} F_{p\bar{p}}(z) &= \sum_{n=0}^{N} A_n z^n + P(z), \\ F_{p\bar{p}}(z) &= \sum_{n=0}^{N} A'_n (1-z)^n + P(z). \end{aligned} \tag{3}$$

Выражение $T_b(z) = \sum\limits_{n=0}^{N} A'_n (1-z)^n$ описывает нерезонансный фон (здесь произведено переразложение в точке $z=1$ для изучения поведения функции $F_{p\bar{p}}(z)$ в окрестности этой точки); $P(z)$ описывает вклад в амплитуду рассеяния квазиядерного состояния из класса ρ.

Из-за того что $z=1$ является полюсом второго порядка, мы возьмем такую формулу для $P(z)$:

$$P(z) = \beta \frac{\rho + i}{(z - z_h)^2}.$$

В окрестности точки $z=1$ возьмем

$$P(z) = \beta \frac{\rho + i}{(1 - z)^2}.$$

3. Анализ экспериментальных данных

Учитывая результаты описания данных по полным сечениям на основе эмпирических формул [6], положим в формуле (3) для $\operatorname{Im} F_{p\bar{p}}(z)$ величину $N=2$, т. е.

$$\operatorname{Im} F_{p\bar{p}}(z)=\sum_{n=0}^{2} \beta_n (1-z)^n+\frac{\beta}{(1-z)^2},$$

что даст возможность сравнить линейный и квадратичный варианты описания фона.

Будем использовать экспериментальные данные работ [6, 7]. Результаты анализа приведены в таблице (все β в таблице даны в единицах 0,1 фм$=10^{-14}$ см).

Вариант	β_0	β_1	β_2	β	χ^2/ndf
1	$17,6\pm1,28$	$84,6\pm18,8$	$48,7\pm60$	0	38,5/32
2	$16,6\pm0,3$	$99,2\pm2,1$	0	0	39,2/33
3	$23,5\pm0,19$	0	328 ± 7	0	60,5/33
4	$15,37\pm2,85$	$104,41\pm9,77$	0	$0,00667\pm0,00882$	38,5/32

Сравнение первых трех вариантов показывает, что линейная параметризация предпочтительна: хорошее значение χ^2 и малые ошибки. Включение полюсного члена не изменяет качества описания. Большая величина ошибки параметра β позволяет утверждать, что предположение о наличии полюса не противоречит данным по полным сечениям.

Зная $\operatorname{Im} F_{p\bar{p}}(z)$ и экспериментальные данные для $\rho(z)$ [6—9], можно вычислить $\operatorname{Re} F_{p\bar{p}}(z)$. Построим формулу для $\operatorname{Re} F_{p\bar{p}}(z)$:

$$\operatorname{Re} F_{p\bar{p}}(z)=\sum_{n=0}^{2} \alpha_n (1-z)^n+\beta\frac{\rho(0)}{(1-z)^2}.$$

В реальных расчетах эта формула использовалась в виде

$$\operatorname{Re} F_{p\bar{p}}(z)=c(z-z_1)(z-z_2)+\beta\frac{\rho(0)}{(1-z)^2}.$$

Из рис. 3 видно, что ни линейная, ни квадратичная параметризации $\operatorname{Re} F_{p\bar{p}}(z)$ не могут описать экспериментальных данных по $\rho(z)$, особенно если помнить, что $\rho(0)=-1,07$. Отсюда следует вывод о не-

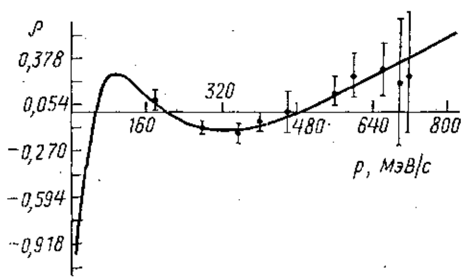

Рис. 3

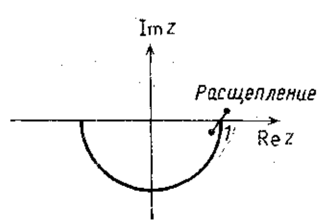

Рис. 4

обходимости существования полюсного члена, вклад которого определяется параметром β. Параметры имеют следующие оптимальные значения: $c=186,9\pm23,4$ фм, $z_1=0,835\pm0,01$, $z_2=0,913\pm0,006$, $\chi^2/ndf=$ $=33,8/39$.

В соответствии с формулой (2) полюс второго порядка нужно в линейном приближении расщепить так:

$$\frac{1}{(1-z)^2}\to\frac{1}{(1-z+\gamma-i\delta)(1-z-\gamma+i\delta)},$$

где γ, δ — действительные числа. Тогда

$$P(z)=\beta\frac{\rho+i}{(1-z)^2}\to\frac{\beta(\rho+i)}{(1-z+\gamma-i\delta)(1-z-\gamma+i\delta)},$$

$$P(z)|_{z=1}\to\beta(\rho+i)(X-iY),$$

где

$$X=\frac{\delta^2-\gamma^2}{(\delta^2-\gamma^2)^2+4\gamma^2\delta^2},\quad Y=\frac{2\gamma\delta}{(\delta^2-\gamma^2)^2+4\gamma^2\delta^2}.$$

Экстраполяция к точке $p=0$ дает $\mathrm{Im}\,T_b(1)=1{,}537$ фм, $\mathrm{Re}\,T_b(1)=2{,}67$ фм.

Кроме того, можно вычислить комплексную длину рассеяния $F_{p\bar p}(z)|_{z=1}=a_1+ia_2$, используя формулу Дезера и данные по сдвигу энергии и ширине уровня $1s$-состояния антипротония: $a_1=-0{,}935$ фм, $a_2=0{,}874$ фм.

Отсюда мы получаем систему уравнений:

$$a_1=\mathrm{Re}\,T_b(1)+\beta(\rho X+Y),$$

$$a_2=\mathrm{Im}\,T_b(1)+\beta(X-\rho Y).$$

Решение имеет вид $\gamma=0{,}00735$, $\delta=-0{,}0146$.

Видно, что в результате расщепления один из двух возникших полюсов первого порядка находится в физической области (рис. 4). Это дает нам право говорить о существовании связанного состояния в $p\bar p$-системе, что отмечалось в статье [5].

Пусть $z_h=1+\gamma-i\delta$, тогда $z=1+\theta$, $|\theta|\ll 1$. В этом случае из формулы (2) получим

$$s(z)\simeq 4\left(1+\frac{16}{9}\theta^2\right)\equiv 4m^2\left(1+\frac{16}{9}\theta^2\right).$$

Полагая $S_h=(2m+\Delta E+i\Gamma/2)^2$, имеем

$$\Delta E=\frac{16}{9}m(\gamma^2-\delta^2)=-0{,}26\ \text{МэВ},$$

$$\Gamma=-\frac{64}{9}m\gamma\delta=0{,}715\ \text{МэВ}.$$

Отсюда оцениваем время жизни: $\tau=\hbar/\Gamma=9{,}1\cdot 10^{-20}$ с.

Заключение

Анализ экспериментальных данных показывает, что удовлетворительного описания ρ и σ_{tot} при низких энергиях ($P_L<1$ ГэВ) удается достичь лишь в предположении о существовании квазиядерного состояния вблизи порога. Существующие экспериментальные данные не дают возможности точно определить его массу. В статье [5] в нулевом приближении было положено, что энергия связи квазиядерного состояния $p\bar p$-системы равна нулю, и вычисленная в таком приближении амплитуда приводит к результатам для ρ и σ_{tot}, удовлетворительно согласующимся с экспериментальными данными.

Здесь предпринята попытка провести анализ полюса второго порядка и проведено расщепление его на два полюса первого порядка. В результате получены значения для функции $F_{p\bar{p}}(z)$, дана оценка энергии связи (E=—0,26 МэВ) и времени жизни ($\tau=9{,}1\cdot10^{-20}$ с) гипотетического связанного состояния в $p\bar{p}$-системе.

Большая величина ошибки параметра β может изменить значения E и Γ в несколько раз. Поэтому для более надежных выводов о характеристиках $p\bar{p}$-связанного состояния необходима дальнейшая теоретическая и экспериментальная работа по изучению ρ, σ_{tot} и, возможно, поляризации при малых энергиях ($P_L<180$ МэВ).

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

ЛИТЕРАТУРА

[1] Grein W.//Nucl. Phys. 1977. **B 131**. P. 255; Grein W.//Proc. 4th European Antiproton Symp. (Barr, 1978). Paris, 1979. V. 1. P. 35. [2] Iwasaki H. et al.// Nucl. Phys. 1985. **A 433**. P. 580. [3] Bruckner W. et al.//Phys. Lett. 1985. **158**. P. 180. [4] Shapiro I. S.//Phys. Rev. 1987. **C 35**, N 2. P. 14. [5] Bykovsky B. V., Meshcheryakov V. A., Meshcheryakov D. V.//J. Nucl. Phys. 1991. **53**. P. 257. [6] Nakamura K. K. et al.//Phys. Rev. 1984. **D 29**. P. 349. [7] Deser S. et al.//Phys. Rev. 1954. **96**. P. 774. [8] Schiavon P. et al. Preprint CERN. EP/89-38 (1989). [9] Kebrikov B. O., Simonov Yu. A. Preprint ITEP-38 (1986).

Поступила в редакцию 16.06.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 1

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.86

ПЕРВИЧНЫЕ ШУМОВЫЕ ПАРАМЕТРЫ ГРАВИТАЦИОННОЙ АНТЕННЫ С «ТРАНСФОРМАТОРОМ СМЕЩЕНИЯ»

А. В. Гусев, А. В. Цыганов
(ГАИШ)

На основе универсального формализма линейных шумящих четырехполюсников рассчитаны динамические и флуктуационные характеристики «трансформатора смещения» для твердотельных гравитационных антенн веберовского типа как сложных колебательных систем с N степенями свободы.

1. Поиск гравитационного излучения от космических объектов — это одна из фундаментальных проблем современной экспериментальной физики [1, 2]. Гравитационная твердотельная антенна (ТГА) веберовского типа представляет собой измерительный комплекс, включающий следующие элементы: 1) собственно гравитационный детектор (ГД) — высокодобротный механический осциллятор; 2) согласующее устройство — «трансформатор смещения» (ТС); 3) электромеханический преобразователь (ЭМП).

Синтез ТГА с простейшими ТС достаточно подробно изложен в монографии [2]. Для оценки эффективности ТС на качественном уровне используются энергетические соотношения в консервативной системе ГД+ТС. Область применения полученных таким способом результатов ограничена. В частности, оптимизация системы по критерию максимума отношения сигнал/шум предполагает исследование переходных процессов в системе и для сложных линейных систем является достаточно сложной задачей. Поэтому особое значение приобретает разра-