Краткие сообщения по физике № 6 июнь 1972

АНАЛИЗ АМПЛИТУД $\pi\Xi$- И $\pi\Lambda$-РАССЕЯНИЯ НА ОСНОВЕ МЕТОДА ПАДЕ-ПРИБЛИЖЕНИЙ

Б. Б. Падющев, Л. В. Фильков

В предыдущей работе /I/ метод паде-приближений был с успехом использован для решения дисперсионных соотношений (д.с.) для амплитуд πN-рассеяния. В результате с хорошей точностью были получены все имеющиеся резонансы в s-, p- и d-волнах πN-системы в области энергий до $W = 1800$ Мэв с отношением упругой ширины распада к полной $\Gamma_{el}/\Gamma_{tot} \geqslant 0,5$. Поэтому можно надеяться, что и для амплитуд $\pi\Xi$- и $\pi\Lambda$-рассеяния мы сможем получить резонансы в случае $\Gamma_{el}/\Gamma_{tot} \geqslant 0,5$ с достаточно хорошей точностью.

Рассмотрим сначала $\pi\Xi$-рассеяние. Д.с. в этом случае имеют вид /I/

$$\mathrm{Re}B^{(\pm)}(s,t) = g^2_{\pi\Xi\Xi}\left(\frac{1}{m^2_\Xi - s} \mp \frac{1}{m^2_\Xi - u}\right) + \frac{P}{\pi}\int\limits_{s_0}^{\infty} ds'\,\mathrm{Im}B^{(\pm)}(s',t)\left(\frac{1}{s'-s} \mp \frac{1}{s'-u}\right), \quad (I)$$

$$\mathrm{Re}A^{(-)}(s,t) = \frac{P}{\pi}\int\limits_{s_0}^{\infty} ds'\,\mathrm{Im}A^{(-)}(s',t)\left(\frac{1}{s'-s} - \frac{1}{s'-u}\right), \quad (2$$

$$\mathrm{Re}A^{(+)}(s,t) = a_{\Xi} + \frac{u-u_0}{\pi} P \int\limits_{s_0}^{\infty} ds' \mathrm{Im}A^{(+)}(s',t) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{(s'-u)(s'-u_0)} - \frac{1}{(s'-s)(s'-s_0+t)} \right] -$$

$$- \frac{t}{\pi} P \int\limits_{s_0}^{\infty} ds' \frac{\mathrm{Im}A^{(+)}(s',u_0)}{(s'-s_0)(s'-s_0+t)} + \frac{t\beta_{\Xi}}{\mu_{\sigma}^2 - t}, \quad (3)$$

где $s_0 = (m_{\Xi} + \mu)^2$, $u_0 = (m_{\Xi} - \mu)^2$, m_{Ξ} - масса Ξ-гиперона, μ - масса π-мезона, μ_{σ} - масса σ-мезона. Константа a_{Ξ} выражается через s- и p-волновые длины рассеяния.

Последний член в (3) ответственен за вклад s-волнового $\pi\pi$-взаимодействия. Однако, из "бутстраповских" правил сумм для амплитуд $\Xi\Xi$-рассеяния /2,3/ следует, что этот вклад очень мал. Следовательно, можно положить $\beta_{\Xi} = 0$.

Будем решать д.с. (I) - (3) с помощью итераций. В качестве первой итерации возьмем

$$\mathrm{Re}A_1^{(-)}(s,t) = 0,$$

$$\mathrm{Re}A_1^{(+)}(s,t) = a_{\Xi}, \quad (4)$$

$$\mathrm{Re}B_1^{(\pm)}(s,t) = g^2_{\pi\Xi\Xi} \left(\frac{1}{m_{\Xi}^2 - s} - \frac{1}{m_{\Xi}^2 - u} \right).$$

Для получения второго порядка итерации определим сначала $\mathrm{Im}A_2^{(\pm)}(s,t)$ и $\mathrm{Im}B_2^{(\pm)}(s,t)$ с помощью условия унитарности через $\mathrm{Re}A_1^{(\pm)}$ и $\mathrm{Re}B_1^{(\pm)}$, а затем найдем $\mathrm{Re}A_2^{(\pm)}(s,t)$ и $\mathrm{Re}B_2^{(\pm)}(s,t)$ с помощью д.с. (I) - (3). Из найденного таким образом итерационного ряда для $A^{(\pm)}$ и $B^{(\pm)}$ получим итерационный ряд для парциальных амплитуд $f^{(I)}_{l\pm}$, на основе которого построим [I,I] паде-приближения

$$\left|f_{1\pm}^{(I)}\right|_{[1,1]} = \left|f_{1\pm}^{(I)}\right|^2_1 \Big/ \left[\left|f_{1\pm}^{(I)}\right|_1 - \left|f_{1\pm}^{(I)}\right|_2\right]. \qquad (5)$$

В настоящей задаче мы имеем два параметра: $g^2_{\pi\Xi\Xi}$ и a_Ξ. Константу взаимодействия π-мезона с Ξ-гипероном возьмем согласно бутстраповским правилам сумм /3/ равной $g^2_{\pi\Xi\Xi}/4\pi = 1{,}06$. Оставшуюся константу a_Ξ определим из положения P_{13} (1530)-резонанса с основным способом распада $\pi\Xi$($\sim$100%). В результате получаем $a_\Xi = 19{,}2$.

С помощью выражения (5) были вычислены s-, p- и d-волновые сдвиги фаз. Все найденные сдвиги фаз с изоспином $I = 3/2$ оказываются отрицательными и падающими с энергией. Следовательно, полученные результаты указывают на отсутствие резонансов в $\pi\Xi$-системе с $I = 3/2$ в исследуемой области энергий ($W = 1460 \div 3300$ Мэв), что согласуется с имеющимися в настоящее время экспериментальными данными.

Для фаз с $I = 1/2$ помимо резонанса в состоянии P_{13} (1530), из положения которого находилась константа a_Ξ, полученные данные указывают на существование резонанса в D_{13}-волне с массой $\sim$1940 Мэв. Эксперимент предсказывает в этой области энергий резонанс $\Xi^*(1940)$ с массой 1894 ÷ 1961 Мэв и основными модами распада $\pi\Xi$ и $\pi\Xi^*(1530)$. Из квантовых чисел этого резонанса известен только изоспин $I = 1/2$. Таким образом, наши вычисления предсказывают квантовые числа этого резонанса (D_{13}) и отношение ширин $\Gamma_{el}/\Gamma_{tot} \geq 0{,}5$. Для остальных волн с $I = 1/2$ сдвиги фаз нигде в исследуемой области не достигают 90°, что свидетельствует о том, что если в этих волнах и имеются резонансы в исследуемой области энергий, то они являются сильно неупругими.

Перейдем к рассмотрению амплитуд $\pi\Lambda$-рассеяния. Так как изоспин Λ-гиперона равен нулю, то мы имеем дело здесь только с двумя амплитудами A и B. Д.с. для этих амплитуд аналогичны д.с. (3) и (I) для амплитуд A^+ и B^+ $\pi\Xi$-рассеяния. В этих д.с. необходимо только заменить массу и константы связи Ξ-гиперона на соответствующие массу и константы связи Λ-гиперона. В данном случае мы имеем 3 параметра: $g^2_{\pi\Lambda\Lambda}$, a_Λ и β_Λ. Константу $g^2_{\pi\Lambda\Lambda}$ возьмем согласно "бутстраповским" правилам сумм /3/ равной $g^2_{\pi\Lambda\Lambda}/4\pi = 7{,}83$. Для нахождения β_Λ используем равенство $\beta_\Lambda = \beta_N g_{\sigma\Lambda\Lambda}/g_{\sigma NN}$, где /I/ $\beta_N = 0,25$, а $g_{\sigma\Lambda\Lambda}$ и $g_{\sigma NN}$ возьмем из работ /2,3/. В результате получаем $\beta_\Lambda = 0,177$. Константу a_Λ определим из положения $P_{13}(1385)$-резонанса в $\pi\Lambda$-системе ($a_\Lambda = 22,5$).

С помощью [I,I] паде-приближений были сосчитаны s-, p- и d-волновые сдвиги фаз $\pi\Lambda$-рассеяния в области энергий $W = 1260 \div 2050$ Мэв. Полученные данные помимо резонанса P_{13} (1385) предсказывают также резонанс в D_{13}-волне с массой ~ 2 Гэв и отношением ширин $\Gamma_{el}/\Gamma_{tot} \geqslant 0,5$. Существующие экспериментальные данные не дают твердо установленных резонансов в D_{13}-волне в рассматриваемой области энергий с основным способом распада $\pi\Lambda$. Однако, имеются указания на существование ряда резонансов в этой области энергий, из которых наиболее вероятными кандидатами на предсказываемый резонанс являются резонанс с массой 1690 Мэв и с основным способом распада $\pi\Lambda$ (квантовые числа J и P неизвестны) и резонанс в D_{13}-волне с массой 1940 Мэв (основной способ распада твердо не установлен).

В заключение исследуем поведение парциальных S-матриц $\pi\Xi$- и $\pi\Lambda$-рассеяния в подпороговой области. Проведенный анализ свидетельствует о существовании антисвязанных состояний в $\pi\Xi$-системе (в P_{11}-волне с эффективной массой $m_{1\Xi} \approx 1425$ Мэв и в P_{13}-волне с $m_{2\Xi} \approx 1265$ Мэв и $m_{3\Xi} \approx 1420$ Мэв) и в $\pi\Lambda$-системе в P_{11}-волне с $m_{1\Xi} \approx 1205$ Мэв).

Поступила в редакцию
24 марта 1972 г.

Литература

1. L. V. Fil kov, B. B. Palyushev. Nucl. Phys. (1972) (в печати).
2. А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков. Я.Ф. 12, 1249 (1970); Я.Ф. 13, 392 (1971).
3. L. V. Fil'kov, A. G. Grigoryants. Nucl. Phys., B36, 141 (1972).
4. A. Rittenberg, A. Barbaro-Galtieri, T. Lasinski, A. H. Rosenfeld, T. G. Trippe, M. Roos, C. Bricman. P. Söding, N. Barash-Schmidt, C. G. Wohl. Rev. Mod. Phys., 43, N 32, part II (1971).