

ПАДЕ-ПРИБЛИЖЕНИЯ ДЛЯ АМПЛИТУД πE -РАССЕЯНИЯ

Б. Б. Палюшев, Л. В. Фильков

В работе /1/ паде-приближения с успехом были использованы для решения дисперсионных соотношений (д.с.) для амплитуд πN -рассеяния. Так как E -гиперон имеет те же спин и изоспин, что и нуклон, то всю методику, применявшуюся к амплитудам πN -рассеяния, можно применить к амплитудам πE -рассеяния, изменив только массу нуклона и константы связи нуклона с π - и σ -мезонами на соответствующие массу и константы связи E -гиперона. При исследовании πN -рассеяния были получены все резонансы в s -, p - и d -волнах с отношением упругой ширины распада рассматриваемого резонанса к полной $\Gamma_e/\Gamma_{tot} > 0,5$. Отклонение полученных масс от экспериментальных не превышало 3%. Поэтому можно надеяться, что для амплитуд πE -рассеяния мы получим резонансы в случае $\Gamma_e/\Gamma_{tot} > 0,5$ с хорошей точностью. А так как квантовые числа, за исключением изоспина, почти всех найденных в настоящее время E^* -резонансов неизвестны, то можно их предсказать.

Д.с. для амплитуд πE -рассеяния имеют вид

$$\operatorname{Re} A^{(-)} = \frac{1}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \operatorname{Im} A^{(-)}(s', t) \left[\frac{1}{s' - s} - \frac{1}{s' - u} \right], \quad (1)$$

$$\operatorname{Re} B^{(\pm)} = g^2 \left(\frac{1}{m^2 - s} \mp \frac{1}{m^2 - u} \right) + \frac{P}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \operatorname{Im} B^{(\pm)}(s', t) \times$$

$$\times \left[\frac{1}{s' - s} \mp \frac{1}{s' - u} \right], \quad (2)$$

$$\operatorname{Re} A^{(+)}(s, t) = a + \frac{u - u_0}{\pi} \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} ds' \operatorname{Im} A^{(+)}(s', t) \times$$

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

$$- \frac{t}{\pi} P \int_{(m+\mu)^2}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} A^{(+)}(s', u_0) ds'}{(s' - s_0)(s' - s_0 + t)} +$$

$$+ \frac{t}{\pi} \int_{4\mu^2}^{\infty} \frac{\operatorname{Im} A_{II}^{(+)}(t', u_0) dt'}{t'(t' - t)}, \quad (3)$$

где $u_0 = (m - \mu)^2$, $s_0 = (m + \mu)^2$; m - масса Ξ -гиперона; $\operatorname{Im} A_{II}^{(+)}(t', u_0)$ - мнимая часть амплитуды $A^{(+)}$ в t -канале; g^2 - константа взаимодействия π -мезона с Ξ -гипероном; константа a связана с s - и u -волновыми длинами рассеяния

$$a = \frac{1}{4\pi} \left\{ \frac{2m + \mu}{6m} (a_1 + 2a_3) - \frac{2m\mu}{3} [(a_{11} + 2a_{13}) - (a_{31} + 2a_{33})] \right\} \quad (4)$$

Интеграл от $\text{Im}A_{\text{III}}^{(+)}$ в основном определяется s -волновым вкладом из t -канала. С другой стороны, "бутстраповские" правила сумм для амплитуд $\Sigma\Sigma$ -рассеяния /2/ указывают на то, что этот вклад должен быть очень малым. Следовательно, можно пренебречь интегралом от $\text{Im}A_{\text{III}}^{(+)}$ в д.с. (3).

Будем решать д.с. (1) + (3) с помощью итерации. В качестве первой итерации возьмем

$$\begin{aligned} \text{Re}A_1^{(+)}(s, t) &= a \\ \text{Re}A_1^{(-)}(s, t) &= 0 \\ \text{Re}B_1^{(\pm)}(s, t) &= g^2 \left(\frac{1}{m^2 - s} \mp \frac{1}{m^2 - u} \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Для получения второго порядка итерации найдем сначала $\text{Im}A_2^{(\pm)}$, $\text{Im}B_2^{(\pm)}$ с помощью условия унитарности через выражения (5), а затем определим $\text{Re}A_2^{(\pm)}$, $\text{Re}B_2^{(\pm)}$ с помощью д.с. (1) + (3). Из найденных таким образом итерационных рядов для $A^{(\pm)}$ и $B^{(\pm)}$ получим итерационный ряд для парциальных амплитуд

$$f_{1\pm}^{(2T)} = \left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_1 + \left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_2 + \dots \quad (6)$$

Исходя из этого ряда построим $[1, 1]$ паде-приближение

$$\left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_{[1,1]} = \frac{\left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_1^2}{\left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_1 - \left(f_{1\pm}^{(2T)} \right)_2} \quad (7)$$

Мы имеем два параметра: g^2 и a . Константу g^2 возьмем согласно работам /2, 3/ $(1/4\pi)g^2 = 1,04$.

Оставшуюся константу a определим из положения P_{13} (1530) - резонанса с основной модой распада $\pi E (\sim 100\%)$:

$$\left(\text{Ref}_{1+}^{(1)}(1530) \right)_1 - \left(\text{Ref}_{1+}^{(1)}(1530) \right)_2 = 0. \quad (8)$$

В результате получим $a = 15$.

Результаты вычислений a -, p - и d -волновых сдвигов фаз по [1,1] паде-приближению представлены в таблице. Из таблицы видно, что для изоспина $T = 3/2$ все полученные сдвиги фаз оказываются отрицательными и падают с энергией. Таким образом, наша модель в исследуемой области энергий ($W = 1460 + 3300$ Мэв) не даст Ξ^0 -резонансов с $T = 3/2$. Интересно заметить, что экспериментально тоже пока не найдено Ξ^0 -резонансов с $T = 3/2$. Если в дальнейшем такие резонансы в указанной области энергий будут экспериментально обнаружены, то согласно полученным нами результатам они должны быть сильно неупругими.

Для фаз с $T = 1/2$ помимо резонанса в состоянии P_{13} (1530), из положения которого находилась константа a , полученные результаты указывают на существование резонанса в D_{13} с массой 1950 Мэв. Эксперимент предсказывает $1/4$ в этой области резонанс $\Xi^0(1930)$ с массой 1894-1964 Мэв и основными модами распада πE и $\pi E^0(1530)$. Из квантовых чисел этого резонанса известен только изоспин $T = 1/2$.

Таким образом наши вычисления предсказывают квантовые числа этого резонанса (D_{13}) и отношение $\Gamma_e/\Gamma_{tot} > 0,5$.

Для остальных волн с $T = 1/2$ сдвиги фаз нигде в исследуемой области не достигают 90° , что свидетельствует о том, что если имеются в этих волнах резонансы, то они являются сильно неупругими. (2Т)

Был проведен также анализ парциальной $S_{1\pm}$ - матрицы в подпороговой области переменной $s: (s - \mu)^2 < < s < (\mu + \mu)^2$ Этот анализ указал на существо-

$\pi\pi$ -рассеяние

I = 1/2

I = 3/2

$W = \sqrt{s}(\text{Mev})$	S_{11}	P_{11}	P_{13}	D_{13}	D_{15}	S_{31}	P_{31}	P_{33}	D_{33}	D_{35}
1490	0,8	0,5	32,5	1,5	0,5	-0,5	-0,5	-0,25	-1	-2
1565	3,06	1	100,03	7,0	2	-2	-1,63	-1	-2,97	-4,8
1715	7,6	3,25	120,45	35,03	5,5	-5,6	-4,33	-4	-6,8	-8,63
1850	11,65	5,55	126,96	65,35	9	-9	-6,8	-9,5	-10,25	-11,5
1980	15,2	7,9	128,5	94,3	12	-12,4	-9,06	-17,25	-13,75	-14,25
2100	18,5	10,23	128,4	109,6	14,95	-15,55	-11,2	-24,5	-16,85	-16,75
2210	21,23	12,53	128,1	117,1	17,53	-18,2	-13,2	-30	-19,53	-19
2320	24	15	128	123	20,13	-21	-15,2	-34,8	-22,5	-21,4
2420	26	17,5	127,53	126,05	22,56	-23,6	-16,8	-38,45	-25	-23,33
2520	27,8	19,9	127,1	128,1	25	-26	-18,66	-41,5	-27,63	-25,4
2620	29,4	22,75	126,66	130	27,4	-28	-20,35	-44,03	-30,25	-27,36
2710	31	25,5	126	130,1	29,5	-30,2	-21,94	-45,53	-32,5	-29,2
2800	32,5	28,3	125,45	130	31,8	-32	-23,15	-47	-35	-31,05
2970	35,4	33,7	124,33	127,8	35,75	-35,45	-25,33	-48,75	-38,6	-34,6
3130	37,35	37,97	123,3	123,03	39,83	-38,4	-27	-50,3	-41,83	-37,96

вание полюсов на втором месте римановой поверхности $S_2^{(1)}$ -матрицы в исследуемой области \mathfrak{s} , что указывает на существование антисвязанных состояний в D_{13} -волне $\mu\mathfrak{E}$ -системы с эффективными массами ~ 1195 и ~ 1395 Мэв.

Авторы выражают благодарность Ф. И. Стрижевской за помощь при проведении численного счета.

Поступила в редакцию
21 января 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. Б. Б. Палюшев, Л. В. Фильков. Краткие сообщения по физике № 2, 38 (1971).
2. А. Г. Григорьянц, Л. В. Фильков, препринт ФИАН № 19, 1970 г.
3. Л. В. Фильков. Краткие сообщения по физике № 9, 40 (1970).
4. M. Roos, C. Bricman et al., Phys. Lett., 33B, 1, 1970