ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
Лаборатория теоретической физики

Г. Домокош

Д - 900

ОБ АСИМПТОТИЧЕСКОМ ПОВЕДЕНИИ АМПЛИТУД УПРУГОГО ПП и П N -РАССЕЯНИЯ

Nuovo Cim., 1962, v 23, n 6, p 1175.

Дубна 1962 год

Г. Домокош[x]

Д-900

ОБ АСИМПТОТИЧЕСКОМ ПОВЕДЕНИИ АМПЛИТУД УПРУГОГО ПП и ПN-РАССЕЯНИЯ

x) Командирован из Центрального научно-исследовательского института физики Венгерской Академии наук.

В предыдущей работе [1] мы изучали асимптотическое поведение амплитуды упругого рассеяния нейтральных псевдоскалярных частиц. В этой статье предлагается новый, более точный подход к проблеме. Начнем опять с рассеяния псевдоскалярных частиц.

Парциальные амплитуды A_ℓ обладают аналитическим свойством по ℓ, подобным встречающимся в теории рассеяния на потенциале [2]. (Это является почти тривиальным следствием представления Мандельстама и свойств функций Лежандра [3]).

Зная аналитические свойства амплитуд A_ℓ, можно провести операции, аналогичные работе [2]; таким образом, найдем, что асимптотическое поведение по $\cos\vartheta$ в третьем канале определяется некоторым полюсом Редже. Опираясь на перекрестную симметрию, можно ожидать, что тот же самый полюс определяет поведение амплитуды при больших энергиях и малых передачах импульса в первом канале.

Напишем обобщенное соотношение унитарности в упругом приближении в третьем канале[x])

$$\left.\begin{aligned} A_{13}(z,t) &= \frac{\vartheta(z-z_0)}{4\pi^2}\sqrt{\frac{t-4}{4}}\iint\limits_{z_0}^{\infty}\frac{dz_1\,dz_2\,\vartheta(k)}{\sqrt{k(z,z_1,z_2)}}A_1^*(z_1,t)\,A_1(z_2,t) \\ z_i &\equiv 1+2s_i(t-4)^{-1} > z_0 \equiv 1+8(t-4)^{-1} \end{aligned}\right\} \qquad (1)$$

и предположим, что при $s\to\infty$,

$$A_1(z,t)\sim\alpha(t)\,P_{L(t)}(z). \qquad (2)$$

Здесь $L(t)$ – положение полюса Редже, $\alpha(t)$ – по существу является вычетом парциальной амплитуды в полюсе. Из дисперсионных соотношений при постоянном s следует, что $\alpha(t)$ и $L(t)$ – аналитические функции в комплексной t -плоскости, с разрезом вдоль вещественной оси, от $t=4+O(s^{-1})$ до бесконечности.

Разобьем область интегрирования в (1) на три части:

---

x) Следуем обозначениям работы [1].

I.) $z_1 = O(1)$, $z_2 = O(1)$

II.) $z_1 = O(z)$, $z_2 = O(1)$ и $z_1 = O(1)$, $z_2 = O(z)$

III.) $z_1 = O(z)$, $z_2 = O(z)$.

Детальное исследование формул (1), (2) показывает, что главный вклад в интеграл дает область II . Подставляя (2) в (1) для больших значений переменного интегрирования, после некоторых вычислений получим:

$$A_{13}(z,t) \sim \frac{-1}{2\pi^2}\sqrt{\frac{t-4}{t}}\,\mathrm{Re}\left\{\alpha(t)P_L'(z)\int_{z_0}^{\infty} dz_1\, A_1^*(z_1,t)\,Q_L(z_1)\right\}. \tag{3}$$

Учитывая (2), видим, что (3) можно тождественно удовлетворить по z , если положить

$$\frac{i}{2\pi^2}\sqrt{\frac{t-4}{t}}\int_{z_0}^{\infty} dz_1\, A_1(z_1,t)\,Q_{L^*}(z_1) = 1. \tag{4}$$

Заметим, что интеграл, стоящий в (3) и (4), с точностью до постоянных факторов является обобщенной парциальной амплитудой $\pi\pi$ рассеяния. С помощью соответствующих фаз (4) можно записать в эквивалентной форме:

$$\mathrm{ctg}\,\delta_{L(t)}(t) = i. \tag{4'}$$

Очевидно, (4') является условием появления полюса Редже. Зная $\mathrm{ctg}\,\delta_L(t)$ как функцию от L и t , можем определить его положение.

Переходя к πN рассеянию, напишем инвариантную амплитуду в стандартном виде:

$$\mathfrak{M}^{(\pm)} = A^{(\pm)} + \gamma Q B^{(\pm)}.$$

Из асимптотической γ_5 инвариантности следует /4/, что при $s \to \infty$ остается только B. После операций, аналогичных предыдущему случаю, с учетом разложения B по парциальным волнам /5/ найдем

$$B_1^{(+)}(s,t) \sim 16\pi^{3/2}\frac{L+1/2}{\sqrt{L(L+1)}}\,\frac{\Gamma(L+1/2)}{\Gamma(L)}\,r(t)\,s^{L-1}. \tag{5}$$

Здесь $r(t)$ – вычет парциальной амплитуды в полюсе L. При выводе уравнения (5) мы использовали известное асимптотическое разложение функций Лежандра. Если полное πN сечение стремится к постоянному значению при $s \to \infty$, имеем:

$$\lim_{t \to 0} L(t) = 1.$$

В этом случае в силу теоремы Померанчука $B^{(-)} \to 0$ и $L(t)$ определяется уравнением, аналогичным (4) с $\pi\pi$ -фазой в $I = 0$ состоянии.

Таким образом видим, что полюс Редже в πN -рассеянии "индуцирован" полюсом в $\pi\pi$ -рассеянии через обобщенное соотношение унитарности.

Расчеты для определения $L(t)$ продолжаются; однако, даже без детального знания последнего, можно напомнить некоторые интересные следствия настоящей теории.

1. Соотношение унитарности в двухчастичном приближении не определяет вычета полюса Редже. В частности, найдем, что $\alpha(t)$ и $r(t)$ не обладают точкой ветвления при $t=4$ и значение полного сечения в бесконечности остается неопределенным.

2. Функция $L(t)$ одинакова для $\pi\pi$ и πN рассеяний. Для $t<0$ она удовлетворяет неравенству $0 \le L \le 1$ и является монотонно растущей функцией t.

3. $B_1^{(+)}(s,t) \to 0$ при $t \to -\infty$.

4. В случае постоянного полного сечения, полное πN упругое сечение как функция от s логарифмически убывает. (Это впервые заметил Лавлес для одного специального случая /6/).

Вышеуказанные утверждения легко проверить на основании формул (1)-(5) и общих свойств амплитуды.

Детали расчетов вместе с численными результатами будут опубликованы в следующей работе.

Автор выражает благодарность А.А.Логунову и А.Н.Тавхелидзе за сообщение своих неопубликованных результатов, а также проф. К.А.Тер-Мартиросяну за некоторые ценные замечания в начальной стадии этих исследований.

Литература

1. Г.Домокош. ЖЭТФ (в печати). Препринт ОИЯИ Д-773 (1961).
2. T.Regge. Nuovo Cim. 14, 951 (1959).
3. В.Н.Грибов. ЖЭТФ, 41, 1962 (1961).
4. А.А.Логунов, В.А.Мещеряков, А.Н.Тавхелидзе. ДАН (в печати).
5. M.Jacob, G.C.Wick. Ann. Phys. 7, 404 (1959).
6. C.Lovelace. 'Diffraction Scattering and Mandelstam Representation', preprint, 1961.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января 1962 года.