ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P2 - 9572

В.П.Гердт, В.А.Мещеряков

УНИФОРМИЗАЦИЯ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

1976

P2 - 9572

В.П.Гердт, В.А.Мещеряков

УНИФОРМИЗАЦИЯ АМПЛИТУДЫ РАССЕЯНИЯ ВПЕРЕД В КВАРКОВОЙ МОДЕЛИ

Направлено в "Physics Letters" (B)

Гердт В.П., Мещеряков В.А. P2 - 9572

Униформизация амплитуды рассеяния вперед в кварковой модели

Предложено аналитическое выражение для амплитуды адрон-адронного рассеяния вперед, которое построено на основе предположения об униформизующей переменной при высоких энергиях и модели кварков. Дан анализ экспериментальных данных по процессам $p^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$, $k^{\pm}p$ рассеяния. Сделаны предсказания для некоторых процессов с участием гиперонов. Метод и его предсказания справедливы для конечного энергетического интервала.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований
Дубна 1976

Gerdt V.P., Meshcheryakov V.A. P2 - 9572

Uniformization of the Forward Scattering Amplitude in the Quark Model

An analytical expression has been suggested for the amplitude of the forward hadron-hadron scattering. The expression has been constructed basing on the assumption about uniformizing variable at high energies and on the quark model. Experimental data on $p^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$, $k^{\pm}p$ scattering processes have been analysed. The predictions have been made for some precesses involving hyperons. The method and the predictions are valid for the finite energy interval.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research
Dubna 1976

В последние годы было предложено несколько вариантов [I-4] универсальной формулы для адрон-адронных полных сечений. Примечательной особенностью этих формул является учет внутренней структуры сталкивающихся адронов на основе кварковой модели. Так, в работе [2] было рассмотрено полное сечение адрон-адронного рассеяния следующего вида:

$$\sigma_{tot}(Hp) = N_q P_1 + N_q N_{ns} P_2 + (2N_{\bar{p}} + N_{\bar{n}}) R, \qquad (I)$$

где N_q означает полное число кварков, N_{ns} - число нестранных кварков и N_a - число кварков a-го типа в адроне H. Однако анализ энергетической зависимости σ_{tot} требует выхода за рамки кварковой модели. Для этой цели авторы работ [I-4] использовали модель Редже. В таком подходе, являющемся синтезом кварковой и реджевской моделей, первое слагаемое в правой части формулы (I) соответствует обмену помероном и ответственно за наблюдаемый рост полных сечений. Второе слагаемое, медленно убывающее с ростом энергии и чрезвычайно важное для описания экспериментальных данных, можно интерпретировать как обмен второй компонентой померона [5]. Одно из возможных описаний этой компоненты основано на предположении, что адрон состоит из валентных кварков и моря нестранных кварк-антикварковых пар [3-4]. Наконец, третье слагаемое в формуле (I), связанное с аннигиляцией кварков адрона H и протона, позволяет наиболее простым и экономным образом ввести быстроспадающую компоненту в σ_{tot} [6], соответствующую реджионному обмену. Она удовлетворяет требованиям обменного вырождения, универсальности и $SU(3)$-симметрии. Причем идеология модели Редже обусловливает асимптотический характер формул типа (I).

Существует, однако, другой подход [7] к изучению энергетической зависимости полного сечения, дающий локальное представление амплитуды рассеяния. В его основе лежит предположение, что амплитуда рассеяния вперед как функция лабораторной энергии $\nu = (s-u)/4M$ униформизуется переменной

$$w(\nu) = \frac{1}{\pi} \arcsin \nu = \frac{1}{2} + \frac{i}{\pi} \ln\left(\nu + \sqrt{\nu^2 - 1}\right), \qquad (2)$$

т.е. является мероморфной функцией w.

В настоящей работе на основе гипотезы униформизации и кварковой модели мы построим выражение для амплитуды упругого адрон-адронного рассеяния вперед, хорошо описывающее экспериментальные данные. С этой целью определим величины

$$\sigma_{\pm}(Hp) = \sigma_{tot}(\bar{H}p) \pm \sigma_{tot}(Hp), \qquad (3)$$

имеющие определенную симметрию по отношению к замене $N_a \rightleftarrows N_{\bar{a}}$. Соответствующие амплитуды рассеяния вперед $F_{\pm}$, нормированные условием

$$\operatorname{Im} F_{\pm} = \sigma_{\pm} \qquad (4)$$

и рассматриваемые как функции переменной w, имеют следующие свойства вещественности и кроссинг-симметрии:

$$F_{\pm}^{*}(w) = -F_{\pm}(w^{*}), \quad F_{\pm}(-w) = \pm F_{\pm}(w). \qquad (5)$$

Учитывая соотношения (3), (4) и принимая во внимание в дополнение к структуре (I) все возможные билинейные относительно чисел N_a вклады типа $N_q f(N)$, где функция f является

линейной комбинацией чисел нестранных кварков [I], представим функции $F_{\pm}(w)$ в виде

$$F_{+} = N_q F_1 + (N_n + N_{\bar{n}} + 2N_p + 2N_{\bar{p}}) F_2 + N_q N_{ns} F_3 + N_q (N_p + N_{\bar{p}} - N_n - N_{\bar{n}}) F_4,$$
$$(6)$$
$$F_{-} = (N_n - N_{\bar{n}} + 2N_p - 2N_{\bar{p}}) F_5 + N_q (N_n - N_p + N_{\bar{p}} - N_{\bar{n}}) F_6 + N_q (N_{\bar{n}} + N_{\bar{p}} - N_n - N_p) F_7.$$

В соответствии с соотношениями (5) имеем

$$F_i^{*}(w) = -F_i(w^{*}), \quad i = 1 \div 7;$$
$$F_i(-w) = \begin{cases} F_i(w), & i = 1 \div 4; \\ -F_i(w), & i = 5 \div 7. \end{cases} \qquad (7)$$

Кроме того, чтобы получить вклад в $\sigma_{tot}(Hp)$, соответствующий последнему члену в правой части формулы (I), необходимо равенство мнимых частей функций F_2 и F_5 на верхнем берегу правого разреза в ν -плоскости. Отсюда в силу определения (2) переменной w получаем соотношение

$$\left. \frac{\operatorname{Im} F_2(w)}{\operatorname{Im} F_5(w)} \right|_{\operatorname{Re} w = \frac{1}{2},\ \operatorname{Im} w \geq 0} = 1 . \qquad (8)$$

Функции $F_i(w)$, удовлетворяющие условиям (7), находятся по формуле [7]

$$F(w) = 2i\, v\left(\frac{w + w_0^{*}}{2}, \frac{w - w_0^{*}}{2i}\right) + F^{*}(w_0), \qquad (9)$$

где функция $v(x, y)$ определяется разложением

$$v(x,y) = \sum_{n \geq 1} \sum_{m \geq 2n-1} \frac{(-1)^{n+1} (m-1)!}{(m-2n+1)!} a_m (y - y_0)^{m-2n+1} \begin{cases} \dfrac{x^{2n-2}}{(2n-2)!}, & \text{если } F(-w) = F(w); \\ \dfrac{x^{2n-1}}{(2n-1)!}, & \text{если } F(-w) = -F(w), \end{cases} \qquad (\mathrm{IO})$$

и $w_0 = \frac{i}{\pi} \ln(\nu_0 + \sqrt{\nu_0^2 - 1})$ с ν_0 =I00 ГэВ.

Из формул (9) и (I0) в силу соотношения (8) получим следующую связь между коэффициентами $a_m^{(2)}$ и $a_m^{(5)}$, которые соответствуют функциям F_2 и F_5:

$$\sum_{n\geq 1} 2^{2-2n} \frac{(-1)^{n+1}(k+2n-2)!}{(2n-2)!} a^{(2)}_{k+2n-1} = \sum_{n\geq 1} 2^{1-2n} \frac{(-1)^{n+1}(k+2n-2)!}{(2n-1)!} a^{(5)}_{k+2n-1} . \quad (\text{II})$$

$$(k = 0, 1, 2, \cdots)$$

Нетрудно убедиться, что соотношения (II) позволяют выразить коэффициенты $a_m^{(2)}$ через $a_m^{(5)}$. Учитывая, что для кроссинг-четной функции $F(w)$ из формул (9) и (I0) следует $F(w_0) = i a_1$, приходим к заключению, что функция $F_2(w)$ целиком определяется функцией $F_5(w)$. В то же время значение кроссинг-нечетной функции в точке w_0

$$F(w_0) = \operatorname{Re} F(w_0) \equiv C \quad (\text{I2})$$

не определяется через коэффициенты a_m.

С помощью формул (9)-(I2) мы провели совместный анализ экспериментальных данных для $\nu \geqslant$ I0 ГэВ по полным сечениям $p^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$ и $K^{\pm}p$ рассеяния (рис. Iа), дифференциальному сечению перезарядки $\pi^- p \to \pi^0 n$ при t =0 (рис. 2а) и величине $\alpha = {}^{\operatorname{Re} F}/_{\operatorname{Im} F}$ для $p^{\pm}p$ рассеяния (рис. Iв). При этом в дополнение к данным, использованным в работе/7/, мы включили в подгонку результаты недавно выполненных измерений/8-I0/. Результаты подгонки по методу наименьших квадратов сведены в табл.I. Параметры a_m с $m>3$ для всех функций F_i, a_3-для функции F_4, a_2-для F_6, а также все параметры функции F_7 плохо (с большими ошибками) определяются методом подгонки. По этой причине мы положили их равным нулю. Отличные от нуля коэффициенты $a_m^{(2)}$ в силу (II) равны

$$a_1^{(2)} = \frac{1}{2} a_1^{(5)} + \frac{1}{12} a_3^{(5)},$$
$$a_2^{(2)} = \frac{1}{2} a_2^{(5)}, \quad (\text{I3})$$
$$a_3^{(2)} = \frac{1}{2} a_3^{(5)}.$$

Параметрам из табл. I соответствует χ^2=3I7 при числе степеней свободы n_D=288. Заметим, что полученное нами число параметров (N=I5) значительно превышает число параметров, использованное как в работе/2/ (N=4, правда, для подгонки только σ_{tot}), так и в работе /4/ (N=6). Это обусловлено двумя причинами. Во-первых, в формулах, полученных в работах/2-4/, присутствуют "скрытые" параметры, например, показатель степени у быстроубывающей компоненты полного сечения. Во-вторых, соответствующее этим формулам отношение χ^2/n_D= 4÷5 существенно хуже полученной нами величины $\chi^2/n_D = 1{,}1$. Универсальный характер формул (9)-(I2) по отношению к налетающему адрону позволяет получить информацию о величинах, не входящих в подгонку. Интересным, в частности, является предсказание величины $\alpha = {}^{\operatorname{Re} F}/_{\operatorname{Im} F}$ для $K^{\pm}p$ рассеяния (рис. Iв), экспериментальная информация о которой/9,I2/ крайне скудна. Следует подчеркнуть, что наши предсказания (рис. Iв) вполне удовлетворительно согласуются с расчетами, выполненными на основе дисперсионных соотношений/I3/. В то же время поведение величины α, полученное в работе/4/, и, в частности, положение ее нулей, резко отличается от предсказаний работы/I3/. Согласие

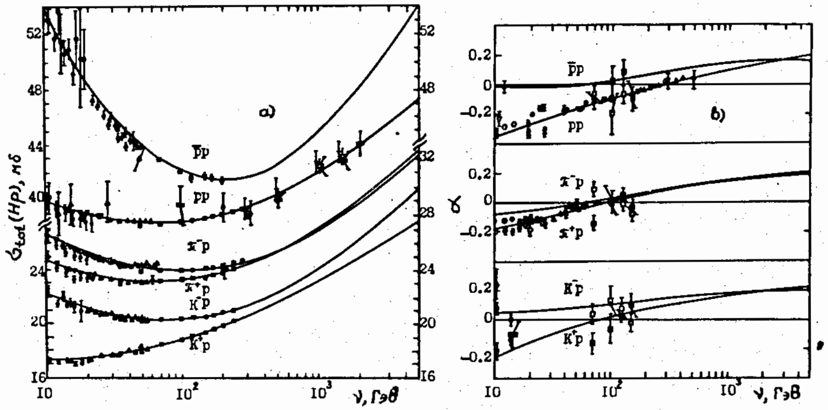


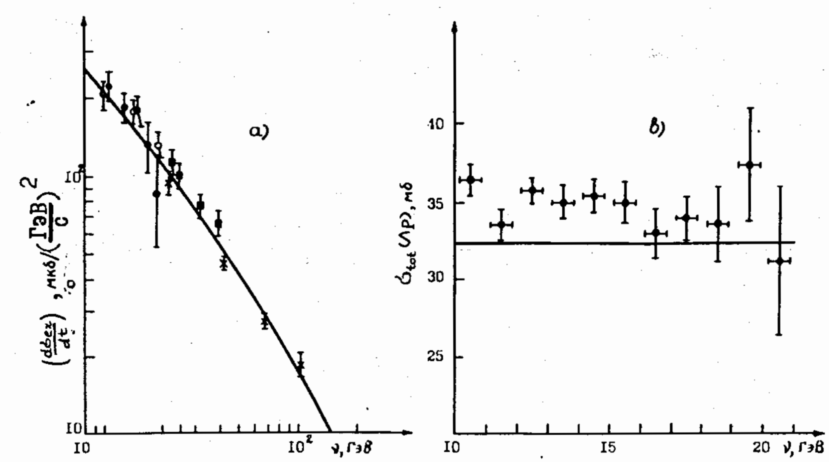
Рис. I. (а) σ_{tot} и (в) $\alpha = \mathrm{Re}F/\mathrm{Im}F$ для $p^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$ и $K^{\pm}p$ рассеяния. Данные по σ_{tot}: ■ K.Eggert et al. /8/; ■ A.S.Carroll et al. /8/; остальные данные те же, что и в /7/. Данные по α: □ (⊠ для $\bar{p}p$, π^-p и K^-p) C.Ankenbrandt et al. /9/; ■ V.Bartenev et al. /9/; ▲ S.Nurushev et al. /II/; ▯ V.D.Apokin et al. /II/; ○ (⊘ для $\bar{p}p$ и π^-p) K.J.Foley et al. /II/; ◆ J.R.Campbell et al. /I2/; ▬ ANP Collaboration /I2/; ◇ (◈ для K^-p) R.K.Carnegie et al. /I2/; остальные данные те же, что и в /7/.

Рис.2. (а) Дифференциальное сечение перезарядки $\pi^-p \to \pi^0 n$ при $t=0$: × A.V.Barnes et al. /I0/; остальные данные те же, что и в /7/. (b) σ_{tot} для Λp рассеяния: ● S.Gjesdal et al. /16/.

же с дисперсионными соотношениями является одним из основных требований, предъявляемых к вычислению реальной части амплитуды рассеяния методом аналитической параметризации /I4/.

Большой интерес для проверки структуры (6) амплитуды рассеяния представляет также анализ гиперон-протонного рассеяния /I5/. Имеющиеся данные для полного сечения Λp-рассеяния /I5/ не противоречат нашим предсказаниям (рис. 2в). Для полного сечения $\Sigma^- p$-рассеяния при I8,2 ГэВ мы получаем 32 мб, в то время как экспериментальное значение /I8/ этой величины равно 34±I,I мб.

В заключение еще раз подчеркнем локальный, а не асимптотический характер наших формул. Следует ожидать /7/, что они применимы в области энергий $\nu \sim 10 \div 10^3$ ГэВ.



Таблица

Значения параметров a_m и c (в мб), полученные методом подгонки экспериментальных данных*)

	F_1	F_3	F_4	F_5	F_6
a_1	I6,2I±0,06	3,46±0,02	-0,26±0,0I	I,78±0,02	0,06±0,0I
a_2	6,I6 ±0,I3	-I,55±0,04	-0,63±0,05	-2,75±0,07	0
a_3	I,75 ±0,27	3,42±0,I0	0	3,52±0,I8	0,72±0,08
c	-	-	-	I,37±0,04	0,I7±0,02

*) Параметры функции F_2 можно вычислить по формулам (I3).

Литература

1. H.J.Lipkin. Nucl.Phys.,B78, 381 (1974).
2. H.J.Lipkin. Phys.Rev.,D11, 1827 (1975).
3. A.L.Licht and A.Pagnamenta. Nucl.Phys., B92, 1 (1975).
4. A.L.Licht, A.Pagnamenta and T.R.Gerrity. Illionois University Preprint (1975).
5. H.J.Lipkin. Phys.Lett.,56B, 76 (1975).
6. H.J.Lipkin, Phys.Rev.Lett.,16,1015 (1966).
7. В.П.Гердт, В.И.Иноземцев, В.А.Мещеряков. Препринт ОИЯИ, Р2-8966, Дубна, I975.
8. K.Eggert et al. Nucl.Phys.,B98, 93 (1975).
   A.S.Carroll et al. FERMILAB-Pub-75/51-EXP (1975).
9. C.Ankenbrandt et al. FERMILAB-Conf-75/61-EXP (1975);
   V.Bartenev et al. Preprint JINR,E1-9090, Dubna, 1975.

10. A.V.Barnes et al. Paper, Submitted to the XVII Intern. Conf. on High Energy Physics, London (1974).
11. S.Nurushev et al. Proc. of the XVII Intern.Conf. on High energy Physics, London (1974);
    V.D.Apokin et al. Phys.Lett.,56B, 391 (1975);
    K.J.Foley et al. Phys.Rev., 181, 1775 (1969).
12. J.R.Campbell et al. Nucl.Phys., B64, 1 (1973).
    Amsterdam-Nijmegen-Paris Collaboration, Paper Submitted to the Second Intern.Conf. on elementary particles, Aix-en-Provence (1973);
    R.K.Carnegie et al. Phys.Lett., 59B, 308 (1975).
13. R.E.Hendrick and B.Lautrup. Phys.Rev.,D11, 529 (1975).
14. G.Höhler. H.P.Jakob and F.Kaiser. Phys.Lett., 58B, 348 (1975).
15. H.J.Lipkin. FERMILAB-Conf-75/79-THY (1975).
16. S.Gjesdal et al. Phys.Lett., 40B, 152 (1972).
17. J.Barier et al. Phys.Lett., 41B, 387 (1972).

Рукопись поступила в издательский отдел
27 февраля I976 года.