

О ГЛЮОННОЙ СТЕПЕНИ СВОБОДЫ
В АДРОН-АДРОННЫХ СТОЛКНОВЕНИЯХ

В.А.Мещеряков

Рассмотрены поправки к аддитивной кварковой модели. При выборе поправок учитываются аналитические свойства и условия перекрестной симметрии амплитуды упругого рассеяния вперед. С помощью анализа процессов pp , $\bar{p}p$, $\pi^{\pm}p$, $K^{\pm}p$ дана оценка глюон-глюонной части амплитуды рассеяния вперед адронов на протоне. Глюон-глюонная часть полных сечений зависит от энергии налетающего адрона и при импульсе 100 ГэВ/с составляет 10% полного сечения. Предсказания модели для гиперон-протонного рассеяния при 20 и 100 ГэВ/с хорошо согласуются с экспериментом.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

On Gluon Degree of Freedom
In Hadron-Hadron Collisions

V.A.Meshcheryakov

The paper deals with corrections to the additive quark model. The corrections are defined on the basis of analytic properties and crossing symmetry of the forward elastic scattering amplitude. By analysing the processes pp , $\bar{p}p$, $\pi^{\pm}p$, and $K^{\pm}p$ an estimation is found for the gluon-gluon part of the forward scattering amplitude of hadrons on a proton. The gluon-gluon part of total cross sections depends on the energy of an incident hadron, and at the momentum 100 GeV/c it amounts to 10% of the total cross section. Model predictions for hyperon-proton scattering at 20 and 100 GeV/c are consistent with experiment.

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

Введение

К настоящему времени накоплен богатый экспериментальный материал по полным сечениям адрон-адронных взаимодействий, а также и действительным частям амплитуд упругого рассеяния вперед. Интересная особенность этих дан-

ных состоит в росте адрон-адронных сечений, который был впервые обнаружен на ускорителе ИФЭЗ /Протвино/ и получил название "серпуховского эффекта" /1/. В этих условиях получают реальную основу попытки построения систематики адрон-адронных амплитуд упругого рассеяния вперед /2,3/. Однако все они сталкиваются с необходимостью выбора функциональной зависимости амплитуд от энергии. Как видно из /2,3,8/, этот выбор приводит к весьма различным заключениям о зависимости амплитуд от кварковой структуры адронов. Поэтому возникает задача о безмодельном виде функциональной зависимости амплитуд от энергии, а точнее, о построении наиболее гибкой модели.

Выбор унифицирующей переменной

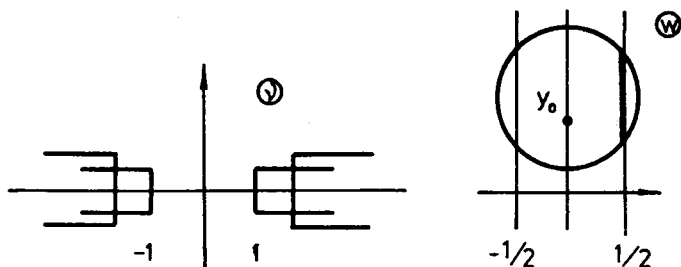
В качестве такой переменной будем использовать функцию

$$w(\nu) = \frac{1}{\pi} \arcsin \nu, \quad /1/$$

где $\nu = (s-u)/4M\mu$, M, μ - массы сталкивающихся адронов. Модель состоит в том, что $w(\nu)$ предполагается унифицирующей переменной для адрон-адронных амплитуд рассеяния на нулевой угол. Другими словами, в переменной w амплитуда рассеяния вперед есть мероморфная функция. Функция $w(\nu)$ удобна для учета перекрестной симметрии амплитуд адрон-протонного рассеяния F_{\pm}^A , нормированных условием

$$\text{Im } F_{\pm}^A = \sigma_{\text{tot}}^{\bar{A}p}_{\pm} \sigma_{\text{tot}}^{(Ap)} \quad /2/$$

на верхнем берегу правого разреза в комплексной плоскости ν /см.рисунок/. В плоскости $w(\nu)$ весь физический лист ν -плоскости отображается в полосу $|\text{Re } w| \leq 1/2$, границы которой - суть образцы разрезов ν -плоскости. Воспользуемся разложением амплитуд процессов в ряды Тейлора по переменной w /4/. Разложения учитывают свойства перекрестной



симметрии и действительности амплитуд F_{\pm}^A в виде равенств

$$F_{\pm}^* \left(\frac{1}{2} + iy \right) = \mp F_{\pm} \left(-\frac{1}{2} + iy \right). \quad /3/$$

Ниже мы будем использовать только мнимые части амплитуд - полные сечения, которые представлены следующими степенными рядами:

$$\text{Im } F_{+} \left(\frac{1}{2} + iy \right) = \sum_{n \geq 1} \left(\frac{1}{2} \right)^{2n-2} \sigma_{+}^{(n)}(y),$$

$$\sigma_{+}^{(1)} = \sum_{m \geq 1} a_m (y - y_0)^{m-1}; \quad \sigma_{+}^{(n)} = \frac{(-1)^{n+1}}{(2n-2)!} \frac{d^{2n-2} \sigma_{+}^{(1)}(y)}{d^{2n-2} y},$$

$$\text{Im } F_{-} \left(\frac{1}{2} + iy \right) = \sum \left(\frac{1}{2} \right)^{2n-1} \sigma_{-}^{(n)}(y), \quad /4/$$

$$\sigma_{-}^{(1)} = \sum_{m \geq 1} b_m (y - y_0)^{m-1}; \quad \sigma_{-}^{(n)} = \frac{(-1)^{n+1}}{(2n-1)!} \frac{d^{2n-2} \sigma_{-}^{(1)}(y)}{d^{2n-2} y}.$$

С помощью формул /4/ были проанализированы экспериментальные данные по полным сечениям pp , $\bar{p}p$, $K^{\pm}p$, $\pi^{\pm}p$ /4/. Результаты анализа приведены в таблице. Двадцать четыре коэффициента a_i , b_i отражают около трехсот экспериментальных точек и позволяют описать энергетический ход сечений в интервале $p_L \in (10, 10^3)$ ГэВ/с.

Таблица

Параметры a_i , b_i /в мб/, y_0 и отношение χ^2 к числу степеней свободы n_D

	pp	$\bar{p}p$	Kp	πp
a_1	84,51 \pm 0,18	49,77 \pm 0,09	41,03 \pm 0,12	83,49 \pm 0,36
a_2	-4,85 \pm 0,36	1,92 \pm 0,19	5,16 \pm 0,25	-3,48 \pm 0,62
a_3	15,97 \pm 0,7	10,37 \pm 0,34	7,37 \pm 0,48	8,72 \pm 1,48
b_1	8,52 \pm 0,17	1,62 \pm 0,07	3,51 \pm 0,12	7,85 \pm 0,26
b_2	-13,82 \pm 0,79	-2,8 \pm 0,17	-5,65 \pm 0,51	-12,74 \pm 1,24
b_3	15,33 \pm 1,7	2,7 \pm 1,8	5,04 \pm 0,97	12,36 \pm 2,97
y_0	1,71	2,31	1,91	1,71
χ^2/n_D	112/109	82/73	48/38	96/50

Двенадцать коэффициентов b_i обнаруживают простую зависимость:

$$(b_i)_{pp} : (b_i)_{\pi p} : (b_i)_{Kp} : (b_i)_{np} = 5 : 1 : 2 : 4. \quad /5/$$

Подсчет соответствующих отношений приводит к значениям

$$\left(\frac{b_{pp}}{b_{\pi p}}\right) = 5,37 \pm 0,22; \left(\frac{b_{Kp}}{b_{\pi p}}\right) = 2,16 \pm 0,12; \left(\frac{b_{np}}{b_{\pi p}}\right) = 4,79 \pm 0,23,$$

которые хорошо согласуются с отношениями /5/ за исключением последнего. Оно отличается от 4 на три стандартных отклонения и связано с большим значением χ^2/n_D для процесса pp -рассеяния. Поэтому ниже целесообразно использовать этот процесс для качественных, а не количественных оценок.

Соотношения /5/ не являются новыми, и мы остановились на них лишь для того, чтобы продемонстрировать эффективность анализа коэффициентов a_i, b_i с целью выявления кварковых, а также и других степеней свободы адронов. Известно^{/5/}, что соотношения /5/ следуют из рассмотрения аннигиляционных компонент амплитуд и пропорциональны числам дуальных диаграмм рассеяния адрона на протоне:

$$n_d = 2N_{\bar{p}}^A + N_{\bar{n}}^A, \quad /6/$$

где $N_{\bar{p}}^A, N_{\bar{n}}^A$ - общие числа антикварков \bar{p}, \bar{n} в адроне A .

Кроссинг-четная амплитуда адрон-адронного рассеяния

Большой интерес и в то же время трудности представляет анализ кроссинг-четной части амплитуды рассеяния. Аддитивная кварковая модель^{/6/} /АКМ/ предсказывает следующие отношения изучаемых сечений: $\sigma_{pp} : \sigma_{\pi p} : \sigma_{Kp} : \sigma_{np} = 3 : 2 : 2 : 3$. Однако из таблицы видно, что только коэффициенты a_1 и a_3 приближенно следуют этой зависимости. Разность $(a_1)_{pp} - (a_1)_{np} = 1,02 \pm 0,40$ можно считать совместимой с нулем, т.к. она не превосходит трех стандартных отклонений, а само описание процесса pp не очень хорошо. В дальнейшем мы будем пренебрегать различием процессов pp и np , хотя для коэффициентов (a_3) это предположение оправдано только в силу большого значения χ^2/n_D . В то же время разность $(a_1)_{\pi p} - (a_1)_{Kp} = 8,74 \pm 0,15$ значима и вместе с другими коэффициентами объясняет 30% точность /АКМ/. Значения коэффициентов (a_2) совершенно не укладываются в предсказания АКМ и поэтому весьма важны для выбора новых моделей. Известен ряд попыток уточнения аддитивной кварковой модели^{/3,5,7-9/}. Все

они используют одну и ту же мысль о включении в амплитуду слагаемых, билинейных по кварковым числам адронов A . При этом удается достичь удовлетворительного описания для весьма различных предположений о виде билинейных членов^{/3,8/}. Ясное физическое обоснование их весьма затруднительно.

Ниже для построения новой модели мы воспользуемся гипотезой, сформулированной в работе^{/10/}, согласно которой коэффициенты при слагаемых, растущих как $\ln^2 s/s_0$ /теорема Фруассара/, не зависят от кваркового содержания адронов A , а обусловлены резонансным образованием глюолов в адрон-адронном рассеянии*. Применительно к формулам /4/ она утверждает, что коэффициенты, определяющие вклад слагаемых, растущих как $\ln^2 s/s_0$, содержат компоненту, не зависящую от кваркового содержания адрона A . Следуя идее работы^{/10/}, ее естественно назвать глюонной степенью свободы адрона A . Далее, по аналогии с кроссинг-нечетной амплитудой, можно попытаться распространить гипотезу^{/10/} и на другие коэффициенты (a_1) и (a_2). При этом, поскольку числа (a_2) далеки от предсказаний аддитивной кварковой модели, они будут наиболее информативны для выбора билинейных слагаемых, нарушающих АКМ. Из всех упомянутых выше случаев наиболее предпочтителен вариант работы^{/5/}. Окончательно приходим к следующему выражению:

$$a_i = \alpha_i + N_q^A \beta_i + N_q^A N_{ns}^A \gamma_i, \quad /7/$$

где N_q^A - общее число кварков, N_{ns}^A - общее число нестранных кварков в адроне A . Числа α_i не зависят от кваркового содержания адрона A и представляют его глюонную степень свободы. Поскольку в таблице всего три различных числа (a_i)_{pp}, (a_i)_{np}, (a_i)_{Kp}, можно определить величины чисел α_i , β_i , γ_i . Тогда предсказательная сила гипотезы /7/ может быть проверена на значениях полных сечений гиперон-адронных взаимодействий^{/12,13/}. В работе^{/13/} проведены измерения полных сечений $\Sigma^- p$ и $\Xi^- p$ в интервале импульсов 74,5; 136,9 ГэВ/с. Величины полных сечений слабо изменяются в этом интервале, и для сравнения предсказаний модели, заданной формулами /1/, /4/, /7/, выбран импульс 101 ГэВ. При этом теоретические и экспериментальные значения равны:

$$\sigma_{\Xi^- p} = \begin{matrix} 29,25 \pm 0,5 \text{ мб} \\ 29,12 \pm 0,22 \text{ мб} \end{matrix}, \quad \sigma_{\Sigma^- p} = \begin{matrix} 34,8 \pm 0,5 \text{ мб} \\ 33,3 \pm 0,3 \text{ мб} \end{matrix}.$$

Аналогичные данные^{/12/} для Λp - и $\Sigma^- p$ -рассеяния при 20 ГэВ/с таковы:

* Количественный анализ гипотезы проведен в работе^{/11/}.

$$\sigma_{\Lambda p} = 33,3 \pm 0,5 \text{ мб}$$

$$\sigma_{\Lambda p} = 34,7 \pm 3 \text{ мб}$$

$$\sigma_{\Sigma^- p} = 34,2 \pm 0,5 \text{ мб}$$

$$\sigma_{\Sigma^- p} = 34 \pm 1 \text{ мб.}$$

Обсуждение

Предложенная выше модель адрон-адронной амплитуды рассеяния вперед хорошо описывает амплитуды pp -, $\bar{p}p$ -, π^+p -, K^+p -рассеяния в широком интервале импульсов от 10 до 10^8 ГэВ. Она позволяет установить наличие в этих процессах универсальной, не зависящей от кваркового содержания адронов, компоненты амплитуды рассеяния. В соответствии с гипотезой^{/10/}, ее естественно интерпретировать как наличие у адронов не зависящей от кварковой глюонной степени свободы адрона. Адрон представляется состоящим из трех конstituентных кварков, удерживаемых глюонным полем, Глюон-глюонная часть полных сечений зависит от энергии налетающего адрона и при импульсе ~ 100 ГэВ/с составляет $\sim 10\%$ полного сечения, предсказания модели для гиперон-протонного рассеяния при 20 и 100 ГэВ/с хорошо согласуются с экспериментом. Вместе с результатами работ^{/10,11/} настоящая модель указывает на большой интерес изучения столкновения адронов в их центральной части.

Автор благодарен А.А.Логуну за внимание к работе и С.Б.Герасимову, А.Б.Говоркову за обсуждение.

Литература

1. Аллаби Д.В. и др. ЯФ, 1970, 12, с.538; Phys.Lett., 1969, 30B, p.500; Горин Ю.П. и др. ЯФ, 1973, 17, с.309. Здесь содержится подробная библиография эффекта.
2. Lipkin H.J. Phys.Rev., 1978, D17, p.366.
3. Joyson D., Nicolescu V. Nuovo Cim.A, 1977, 37, p.97.
4. Гердт В.П., Иноземцев В.И., Мещеряков В.А. ЯФ, 1976; 24, с.176.
5. Lipkin H.J. Phys.Rev., 1975, D11, p.1827.
6. Levin E.M., Frankfurt L.L. Письма в ЖЭТФ, 1965, 2, с.105.
7. Гердт В.П., Мещеряков В.А. ОИЯИ, P2-9572, Дубна, 1976.
8. Иноземцев В.И., Мещеряков В.А. ОИЯИ, P2-12032, Дубна, 1978.
9. Lipkin H.J. Nucl.Phys., 1974, B78, p.381.
10. Герштейн С.С., Логун А.А. ЯФ, 1984, 39, с.1514.
11. Прокошкин Ю.Д. ЯФ, 1984, 12, с.1579.
12. Gjesdal S. et al. Phys.Lett., 1972, 40B, p.152.
13. Biagis S.F. et al. Nucl.Phys., 1981, B186, p.1.

Рукопись поступила 30 мая 1985 года.