Доклады Академии наук СССР
1970. Том 195, № 2

УДК 539.12.172 *ФИЗИКА*

А. П. КОБУШКИН

ОБРАЗОВАНИЕ ВЕКТОРНЫХ МЕЗОНОВ И МОДЕЛЬ ФАКТОРИЗУЮЩИХСЯ КВАРКОВ

(Представлено академиком Н. Н. Боголюбовым 16 IV 1970)

Один из наиболее простых примеров применения модели кварков к задаче высокоэнергетического рассеяния адронов есть гипотеза аддитивности [1, 2], которая заключается в том, что амплитуда высокоэнергетического адрон-адронного рассеяния суть суммы всевозможных кварк-кварковых амплитуд. Такой подход позволяет очень хорошо описать полные сечения и дифференциальные сечения вперед, однако не применим к рассеянию на большие углы. С целью описать высокоэнергетическое рассеяние на большие углы была выдвинута гипотеза факторизации кварковых амплитуд [3, 4]. Однако в предложенной форме гипотеза факторизации обладает следующими недостатками. Во-первых, в случае рассеяния вперед гипотеза факторизации не дает аддитивности. Во-вторых, соотношение для полных сечений не согласуется с экспериментом. В-третьих, некоторые соотношения между дифференциальными сечениями на большие углы находятся в разногласии с экспериментом. Для того чтобы избавиться от этих недостатков, была предпринята попытка учесть в гипотезе факторизации спины кварков, входящих в состав рассеивающихся адронов [5, 6].

Было показано, что в случае мезон-барионного рассеяния при некоторых приближениях, которые справедливы в случае малых углов рассеяния, результаты факторизации переходят в результаты аддитивности. Полные сечения, даже если не делать никаких дополнительных пренебрежений, находятся в хорошем согласии с экспериментальными данными. Существенно улучшаются также соотношения для рассеяния на большие углы *.

В данной работе мы используем технику, развитую в работах [5, 6] для процессов типа $0^- + P \to 1 + {}^1/_2{}^+$ при высоких энергиях. Важным моментом при нахождении амплитуд процессов типа $0^- + P \to 0^- + {}^1/_2{}^+$ являлось то, что везде пренебрегалось эффектом переворота спинов кварков [6]. Используя предположения работы [6], получим следующие амплитуды образования K^* (890)-мезонов:

$$T(K^+P \to K^{*+}P) = G^4(\theta)K(\theta)r^2(\theta),$$
$$T(K^-P \to K^{*-}P) = T(K^-P \to \bar{K}^{*0}N) = 0, \qquad (1)$$

где $G(\theta)$ — амплитуда рассеяния p- и n-кварков (антикварков) на эффективном потенциале, созданном системой отталкивающихся адронов, $K(\theta)$ — λ-кварка или антикварка, $r(\theta) = G(\pi - \theta) / G(\theta)$; θ — угол рассеяния в системе центра масс сталкивающихся адронов. Однако из эксперимента следует, что дифференциальные сечения вперед для процессов $K^+P \to K^{*+}P$ и $K^-P \to K^{*-}P$ одного порядка в области лабораторного импульса от 4 до 10 Гэв/c [8]. Следовательно, можно сделать такой вывод: амплиту-

* В работе [7] также учитывались спины кварков в модели факторизующихся кварков, однако несколько иным образом, чем в [5]. Поэтому предсказания работ [5, 7] существенно отличаются друг от друга.

ды переворота спинов кварков, хотя и малы по сравнению с амплитудами $G(\theta)$, $K(\theta)$, $P_1(\theta)$, $P_2(\theta)$, однако сравнимы с $r(0)$. Они существенны в процессах образования векторных мезонов. $P_1(\theta)$ и $P_2(\theta)$ определены следующим образом: $P_1^2(\theta)$ — амплитуда процессов: $p\uparrow\bar{p}\uparrow\to\lambda\uparrow\bar{\lambda}\uparrow$, $p\uparrow\bar{p}\downarrow\to\lambda\uparrow\bar{\lambda}\downarrow$, $n\uparrow\bar{n}\uparrow\to\lambda\uparrow\bar{\lambda}\uparrow$, $n\uparrow\bar{n}\downarrow\to\lambda\uparrow\bar{\lambda}\downarrow$; $P_2^2(\theta)$ — амплитуда процессов: $p\uparrow\bar{p}\uparrow\to n\uparrow\bar{n}\uparrow$; $p\uparrow\bar{p}\downarrow\to n\uparrow\bar{n}\downarrow$.

Введем следующие амплитуды: $G^2(\theta)\omega^2(\theta)$ — амплитуда процессов $p\uparrow p\downarrow\to p\downarrow p\uparrow$; $p\uparrow n\downarrow\to p\downarrow n\uparrow$ и т. д.; $G(\theta)K(\theta)\omega(\theta)\nu(\theta)$ — амплитуда процессов: $p\uparrow\lambda\downarrow\to p\downarrow\lambda\uparrow$, $n\uparrow\lambda\downarrow\to n\downarrow\lambda\uparrow$ и т. д.

Опуская в амплитудах члены второго порядка малости $r^2(\theta)\omega^2(\theta)$, $r^2(\theta)\omega(\theta)\nu(\theta)$ и т. д., можно получить следующие амплитуды процессов типа $0^- + P\to 1^- + {}^1/_2{}^+$:

$$T(\pi^-P\to\rho^-P)=\frac{1}{3\sqrt{2}}G^5(\theta)[1+a(\theta)]^2[1+2a(\theta)]\{\omega^2(\theta)-r^2(\theta)\};$$

$$T(\pi^+P\to\rho^+P)=\frac{1}{3\sqrt{2}}G^5(\theta)[1+a(\theta)]^2\{r^2(\theta)-2(1-\sqrt{2})\,\omega^2(\theta)\};$$

$$T(K^+P\to K^{*+}P)=\frac{1}{3\sqrt{2}}G^4(\theta)K(\theta)\{(1-3\sqrt{2})\,\omega(\theta)[\nu(\theta)-\omega(\theta)]+$$
$$+3\sqrt{2}\,r^2(\theta)\};$$

$$T(K^-P\to K^{*-}P)=\frac{1-3\sqrt{2}}{3\sqrt{2}}G^4(\theta)K(\theta)\omega(\theta)[\nu(\theta)-\omega(\theta)];\qquad(2)$$

$$T(K^-P\to\widetilde{K}^{*0}N)=\frac{3\sqrt{2}-7}{3\sqrt{2}}G^3(\theta)P_1^2(\theta)\omega(\theta)[\nu(\theta)-\omega(\theta)];$$

$$T(K^-P\to K^{*+}\Xi^-)={}^2/_3G^3(\theta)P_2^2(\theta)r^2(\theta);$$

$$T(K^-P\to\rho^-\Sigma^+)=-\frac{1}{3\sqrt{2}}G^3(\theta)G(\pi-\theta)K(\pi-\theta)[1+a(\theta)]^2[1+2a(\theta)].$$

Здесь $a(\theta)$ учитывает возможный аннигиляционный канал в процессах $p\bar{p}\to p\bar{p}$, $n\bar{n}\to n\bar{n}$.

Полагая $\omega(\theta)$ и $\nu(\theta)$ порядка $r(0)$ и выбирая параметры $|r(0)|$, $|K(\pi)/K(0)|$, $\left|\frac{P_{1,2}(\pi)}{P_{1,2}(0)}\right|$, $\left|\frac{[1+2a(\pi)][1+a(\pi)]^2}{[1+2a(0)][1+a(0)]^2}\right|$ такими же, как и в работе [6], можно качественно описать величину отношения пиков дифференциальных сечений назад — вперед для процессов (2).

Из (2) и из формул для процессов $K^\pm P\to K^\pm P$, $\pi^-P\to\pi^-P$ [5], $K^-P\to\widetilde{K}^0N$ [6] следует соотношение, связывающее дифференциальные сечения на малые углы:

$$\frac{d\sigma}{dt}(K^-P\to K^{*-}P)\frac{d\sigma}{dt}(K^-P\to\widetilde{K}^{*0}N)=$$
$$=\frac{(3\sqrt{2}-1)^4}{9(3\sqrt{2}-7)^2}\frac{d\sigma}{dt}(K^+P\to K^+P)\frac{d\bar{\sigma}}{dt}(K^-P\to K^-P)\times$$
$$\times 1\Big/\frac{d\bar{\sigma}}{dt}(\pi^-P\to\pi^-P)\frac{d\sigma}{dt}(K^-P\to\widetilde{K}^0N).\qquad(3)$$

$d\bar{\sigma}/dt$ обозначает дифференциальное сечение, деленное на кинематический множитель, который выбираем в виде:

$$s\mathbf{p}^2_{\text{in}}/\mathbf{p}^2_{\text{out}}.\qquad(4)$$

Сравнение соотношения (3) с экспериментом производится при равных значениях кинетической энергии рождающихся адронов Q [8] и θ. Сравнение произведено в табл. 1.

Таблица 1

Сравнение с экспериментом ([8, 10–14]) соотношения (3)

Q, Гэв	$\cos\theta$	Правая часть	Левая часть	Q, Гэв	$\cos\theta$	Правая часть	Левая часть
1,66	0,92	$6{,}2^{+3{,}8}_{-3{,}6}$	$1{,}1^{+0{,}5}_{-0{,}4}$	2,72	0,97	$19{,}0^{+8}_{-6}$	$32{,}0^{+68}_{-17}$
1,66	0,89	$3{,}9^{+3{,}3}_{-2{,}0}$	$1{,}8^{+3{,}4}_{-0{,}8}$	2,72	0,96	$16{,}5^{+9{,}5}_{-9{,}0}$	$14{,}0^{+48}_{-10}$
1,66	0,86	$1{,}3^{+0{,}9}_{-0{,}3}$	$1{,}0^{+0{,}7}_{-0{,}4}$	2,72	0,95	$13{,}0^{+7{,}5}_{-7}$	~ 20
1,66	0,84	$1{,}0^{+1{,}6}_{-0{,}6}$	$0{,}2^{+0{,}3}_{-0{,}13}$	2,72	0,94	$22{,}0^{+9}_{-7}$	< 67
1,66	0,81	$2{,}6^{+4{,}6}_{-1{,}3}$	$< 0{,}27$	2,72	0,92	$12{,}5^{+14{,}5}_{-8{,}5}$	~ 60
1,66	0,78	$3{,}6^{+5{,}1}_{-2{,}7}$	$0{,}5^{+0{,}8}_{-0{,}3}$	2,72	0,90	$12{,}5^{+13{,}0}_{-5{,}5}$	~ 60

Кроме того, можно написать некоторые соотношения для дифференциальных сечений этих процессов назад, которые, однако, из-за недостатка экспериментальных данных пока нельзя проверить.

В заключение автор выражает глубокую благодарность академику Н. Н. Боголюбову, В. П. Шелесту и В. В. Кухтину за интерес к работе и ценные замечания.

Институт теоретической физики
Академии наук УССР
Киев

Поступило
9 III 1970

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] Е. М. Левин, Л. Л. Франкфурт, Письмо ЖЭТФ, 2, 105 (1965). [2] H. J. Lipkin, F. Schek, Phys. Rev. Letters, 16, 71 (1965). [3] M. Kawaguchi, Y. Sumi, H. Yokomi, Progr. Theor. Phys., 38, 1178 (1967), 38, 1183 (1967); Phys. Rev., 168, 1558 (1968). [4] M. Ikeda, M. Kawaguchi, H. Yokomi, Progr. Theor. Phys., 40, 594 (1968). [5] А. П. Кобушкин, В. П. Шелест, Препринт ИТФ—69—24 (1969). [6] А. П. Кобушкин, В. В. Кухтин, А. П. Наумов, УФЖ, 14, 1899 (1969). [7] A. Białas, O. Czyżewski, K. Zalewski, Act. Phys. Pol., 35, 447 (1969). [8] D. C. Colley, Experimental Review of the Forward Peak in Inelastic Two — Body Processes, Topical Cong. on High Energy Coll. of Hadr., CERN, 1968. [9] S. Meshkov, G. A. Snow, G. B. Yodh, Phys. Rev. Lett., 12, 87 (1964). [10] K. J. Folley et al., Phys. Rev. Lett., 11, 503 (1963). [11] C. T. Coffin et al., Phys. Rev., 159, 1169 (1967). [12] L. Van Hove, Hadron Collegions at Very High Energies, Rapporteur's Report at XIII Intern. Conf. on High — Energy Phys., Berkly, California, 1966. [13] J. Gordon, Phys. Lett., 21, 117 (1966). [14] K. J. Folley et al., Phys. Rev. Lett., 11, 425 (1963).