Письма в ЖЭТФ, том 18, вып.1, стр. 64.– 67. *5 июля 1973 г.*

О РОЛИ ДИФРАКЦИОННЫХ ВКЛАДОВ В НЕУПРУГИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЯХ

И. Д. Манджавидзе

В работе с точки зрения правил сумм, связывающих парциальные сечения с дифференциальными сечениями "инклюзивных" процессов, исследуется граничное значение множественности адронов n_0, при которой приемлема гипотеза о конечности продольного радиуса корреляции в импульсном пространстве. Показано, что такая картина неупругих взаимодействий может быть верна в области значений множественности, более широкой чем область основного максимума: $\bar{n} - n_0 > \sqrt{a \ln s/s_0}$. Так, при средней множественности $\bar{n} = 10$, $n_0 = 3 \div 4$.

1. Известно, что при описании неупругих адронных процессов можно пренебрегать дифракционными вкладами, за которые ответственны обмены полюсом Померанчука, при значениях множественности n близких к средней $\bar{n} \approx a\ln(s/s_0)$. С уменьшением n померонные обмены становятся существенными, так как относительные энергии вторичных частиц при этом возрастают. В настоящей работе устанавливается область значений $n \gtrsim n_0$, в которой этими обменами можно пренебрегать. Для этой цели будут получены правила сумм, связывающие парциальные сечения $\sigma_n(s)$ с дифференциальными сечениями "инклюзивных" процессов $d^3\sigma_n/dp^3$. Эти правила сумм полезны, так как они накладывают ограничения на амплитуды $A_n(p_a, p_b; p_1 ..., p_n)$, ответственные за детальные свойства неупругих процессов.

Для вывода искомых правил сумм (рассуждения предлагаемые ниже во многом аналогичны предложенным в [1]) введем парциальные сечения:

$$\sigma_n = \int d\tau_n |A_n|^2, \quad d\tau_n = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_a + p_b - \sum_{i=1}^{n} p_i) \prod_{i=1}^{n} \frac{d^3 p_i}{2(2\pi)^3 (p_i)_0} . \tag{1}$$

Если в (1) "снять" интегрирование по импульсу одной из частиц сорта c, то мы получим дифференциальное сечение $d^3\sigma_n/dp^3$. В силу симметрии A_n относительно перестановок тождественных частиц и закона сохранения компоненты 4-импульса, умножив $d^3\sigma_n/dp_c^3$ на одну из компонент импульса $(p_c)_\mu$, а затем проинтегрировав, мы получим искомые правила сумм:

$$(p_a + p_b)_\mu \sigma_n = \int d^3 p_c (p_c)_\mu \frac{d^3\sigma_n}{dp_c^3}, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, \tag{2}$$

где σ_n определены в (1) и подразумевается суммирование по всем сортам частиц, при данном n, возможным в данной реакции.

2. Если в (2) интегрирование проводить по области Ω_c, меньшей чем полный фазовый объем, и выбрать $\mu = 0$, то в силу положительности подынтегрального выражения мы получим следующее неравенство:

$$(p_a + p_b)_0 \sigma_n \geqslant \int\limits_{\Omega_c} d^3 p_c (p_c)_0 d^3\sigma_n / dp_c^3 \qquad (3)$$

более полезное для теоретических рассмотрений. Для достижения поставленной цели область интегрирования Ω_c следует выбрать таким образом, чтобы в A_n, из которых строятся $d^3\sigma_n/dp_c^3$, доминировал померанчуковский вклад. Тогда, оставляя в σ_n лишь недифракционные вклады $\sigma_n^{(1)}$, (3) позволит определить $n \gtrsim n_0$, при которых дифракционными вкладами в σ_n можно пренебрегать.

Определим Ω_c следующим образом. Выберем s и $v = (p_a + p_b - p_c)^2$ так, чтобы удовлетворялись условия: $s >> v >> s_0$. Или, если ввести $v/s = 1 - x_c$ (где x_c имеет смысл доли энергии,уносимой частицей c), то в терминах $x_c \Omega_c$ определится следующим образом:

$$1 - x_c << 1 \ . \qquad (4)$$

В этом случае, и если ограничиться малыми t:

$$-t = -(p_a - p_c)^2 = \frac{\kappa^2 + m^2(1 - x_c)}{x_c} + 0(1/s) \lesssim s_0$$

$d^3\sigma_n/dp_c^3$ с достаточно хорошей точностью можно описать выражением (в дальнейшем будет полагаться, что в нашем распоряжении имеется только один сорт частиц):

$$\frac{d^3\sigma_n}{dp_c^3} = \frac{g^2(t)}{2(2\pi)^3 2(p_c)_0} (s/v)^{2\alpha(t)-1} B_{n-1}(v, t) \ , \qquad (5)$$

где $\alpha(t) = 1 + \alpha' t$ – ведущая (померанчуковская) траектория в асимптотике по s/v и $g(t)$ – обычная реджевская вершина; функция $B_n(v, t)$ играет роль парциального сечения рождения n частиц при рассеянии вакуумного реджиона на частице b. Используя (5) и (3) после несложных вычислений можно получить:

$$\sigma_n^{(1)}(\xi) \geqslant \frac{1}{16\pi^2} \int d|t|\, g^2(t) \int\limits_{y_0}^{y_1} dy B_{n-1}(y,t)\, e^{2(\alpha(t)-1)(\xi - y)} \qquad (6),$$

где введены следующие обозначения: $\xi = \ln(s/s_0)$, $y_i = \ln(v_i/s_0)$ и v_i выбраны таким образом, чтобы удовлетворялось условие (4). Наши дальнейшие рассуждения будут иметь асимптотический характер, $\xi >> y_1 >> y_0$. Тогда основная зависимость от t в (6) определяется $\exp\{-2\alpha'|t|\xi\}$, так как $g(t)$ и $B_n(y, t)$ – регулярные функции t в физической области $t \leqslant 0$. Это позволяет пренебречь зависимостью этих функций от t и неравенство (6) примет вид:

$$\sigma_n^{(1)} \geqslant \frac{\lambda}{\xi^{1+y}} \int\limits_{y_0}^{y_1} dy\, \sigma_{n-1}(y), \qquad s_0\lambda = \frac{gr}{32\pi^2 \alpha'} \ . \qquad (7)$$

При выводе этого неравенства мы полагали, что в асимптотике по ξ:

$$g B_n(y, t) = \Gamma(t)\sigma_n(y),$$

где, как было показано в [2], дифракционное рождение частиц имеет следующую малость:

$$s_0 \Gamma(t) = r(2a'|t|)^{\gamma}.$$

В силу этого в A_n можно пренебречь мультипомеронными обменами, то есть положить в (7)

$$\sigma_n(y) = \sigma_n^{(1)}(y) . \tag{8}$$

3. Для описания недифракционной части $\sigma_n^{(1)}$ можно воспользоваться наиболее популярным распределением – формулой Пуассона:

$$\sigma_n^{(1)}(\xi) = g^2 e^{-a\xi}(a\xi)^n/n! , \tag{9}$$

которая достаточно хорошо описывает экспериментальные данные и можно надеяться, что играет ведущую роль при n близких к $\bar{n}$. Пользуясь (7) нетрудно убедиться, что пренебрежение дифракционными вкладами в σ_n при $n << \bar{n}$ не оправдано. Это можно увидеть, подставив (9), учитывая (8), в (7):

$$\frac{a\xi}{n} e^{-a\xi}(a\xi)^{n-1} \gtrsim \frac{\lambda}{a\xi^{1+\gamma}} \int_{a y_0}^{a y_1} dy\, e^{-y} y^{n-1} , \tag{10}$$

и выбрав n и y_i фиксированными, а $\xi \to \infty$: в этом случае левая часть падает экспоненциально, а правая – лишь как степень ξ.

Чтобы определить n_0, границы интегрирования y_i необходимо выбрать таким образом, чтобы правая часть (10) была максимальна и одновременно с этим выполнялось условие (4), гарантирующее доминантность померанчуковского вклада в $d^3\sigma_n/dp^3$. А именно:

$$y_i = \xi - \epsilon_i/a << \xi, \quad \epsilon_0 >> \epsilon_1 >> 1 .$$

Тогда максимум подинтегральной функции в (10) находится в области интегрирования. В результате мы получим, что при описании σ_n можно ограничиться недифракционными вкладами (в рассмотренном случае – пуассоновским распределением) при

$$n \gtrsim n_0 = a\xi - \left(a\xi \ln \frac{a\xi^{1+\gamma}}{\lambda}\right)^{1/2} . \tag{11}$$

При современных энергиях эта область значений n достаточно широка. Для ее оценки можно воспользоваться техникой корреляционных функций, развитой раннее в [3]. Пользуясь этой техникой можно показать, что учет коррелированного рождения частиц незначительно искажает (11). Тогда Γ совпадает с трехпомеронной вершиной, численное значение которой при малых энергиях (при этом полагалось $\gamma = 0$) было получено в [4]. Выбирая полные сечения $\sigma = 40$ *мбн* и $a \approx 1$, мы получим $n_0 = 3 \div 4$ (напомним, в нашем случае $n \geqslant 2$) при средней множественности $\bar{n} = 10$.

В заключение я благодарю О.В.Канчели за стимулирующий интерес к вопросам, обсуждаемым в настоящей статье.

Институт физики
Академии наук Грузинской ССР

Поступила в редакцию
22 мая 1973 г.

Литература

[1] C.E.De Tar, D.Z.Freedman, G.Veneziano. Phys. Rev. D4, 906, 1971.

[2] R.C.Browez, J.H.Weis. Phys. Lett., 41B, 631, 1972.

[3] A.H.Mueller. Phys. Rev. D2, 2963, 1970.

[4] R.Rajaraman. Phys. Rev. Lett., 27, 693, 1971.