Письма в ЖЭТФ, том 13, стр. 387 – 391 *5 апреля 1971 г.*

ДУАЛЬНАЯ АМПЛИТУДА ДЛЯ ПРОЦЕССОВ С УЧАСТИЕМ ФОТОНОВ

А. П. Кобушкин

Несомненно, что весьма важной задачей физики элементарных частиц является построение дуальной амплитуды, в которую помимо адронов входили бы фотоны и (или) лептоны. В данной работе мы попытаемся получить дуальную амплитуду для процесса N-мезонов + γ. Рассмотрение ведется в терминах подхода [1, 2], основанного на партонной модели. Полученная амплитуда сравнивается с амплитудой Венециано [3], которая использовалась ранее [4] для описания процессов $\gamma\pi \to 2\pi$. Одним из интересных на наш взгляд свойств данного подхода является возможность проведения аналогии с моделью векторной доминантности (МВД).

Мы предполагаем, что партоны суть векторные заряженные частицы. Выберем следующие лагранжианы взаимодействия: партон-партонного поля – $\lambda \epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta}\, \phi_\alpha \phi_\beta \phi_\gamma \phi_\delta$, партонного и электромагнитного поля –

$e\epsilon_{\alpha\beta\gamma\delta} A_\alpha(\phi_\beta \partial_\gamma \phi^*_\delta - \partial_\gamma \dot{\phi}_\beta \phi^*_\delta) + eA_\alpha \phi_\alpha$, партонного поля и поля бесспиновых мезонов – $\lambda \partial_\mu M \phi_\nu \phi_\alpha \phi_\beta \epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$, где ϕ_α, A_α и M соответственно партонное, электромагнитное и мезонное поля. Если следуя [2] записать амплитуду соответствующую рис. 1 и затем разложить $\ln\{P[(X^2)]\}$ ($P[(X^2)]$ – пропагатор партона) вблизи $X^2 \sim 0$, то переходя к пределу $n \to \infty$, где n – число вершин диаграммы рис. 1, получим:

$$M = f_{ij} \epsilon_i p_j A,$$

$$A = C\delta\left(\sum_{j=1}^{N} k_j + p\right) \exp\{-L(z_1, ..., z_N, z_\nu)\}, \qquad (1)$$

где $L(z_1,.., z_N, z_\nu)$ – лагранжиан жидкости протекающей через плоский диск единичного радиуса с отверстиями в точках z_i, z_ν ($z_i = \exp[i\theta_i]$ $z_\nu = \rho\exp[i\theta]$, $\theta_i \geqslant \theta_{i+1}$), причем в отверстие z_i втекает жидкость с током жидкости k_i, а в z_ν с током p; $f_{ij} = -f_{ji}$. Последнее условие гарантирует калибровочную инвариантность амплитуды. Лагранжиан L представим в виде:

$$L(z_1, ..., z_N, z_\nu) = \sum_{i<j} R_{ij} k_i k_j + \sum_{j=1}^{N} R_{j\nu} k_j p, \qquad (2)$$

где $R_{\alpha\beta}$ сопротивление диска между точками z_α и z_β, которое равно:

$$R_{\alpha\beta} \sim \ln|z_\alpha - z_\beta| \quad \text{при } z_\alpha \to z_\beta. \qquad (3)$$

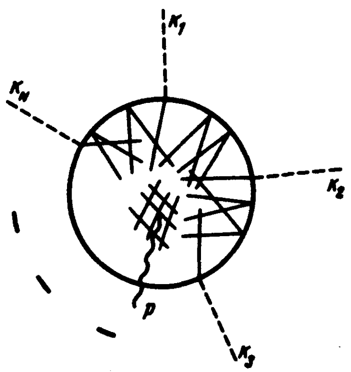

Рис. 1

Из (1) – (3) после интегрирования по всем возможным расположениям z_i и z_ν ($\theta_{i+1} \leqslant \theta_i$) получим:

$$A(s_{\alpha\beta}) = C \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^1 d\rho\rho \int_0^{2\pi} d\theta_1 \int_0^{\theta_1} d\theta_2 ... \int_0^{\theta_{N-1}} d\theta_N \times$$

$$\times \prod_{i=1}^{N} \left| z_\nu - z_i \right|^{-\alpha' s_i} \prod_{i<j} \left| z_i - z_j \right|^{-\alpha' - s_{ij}}, \qquad (4)$$

где $s_i = 2pk_i$, $s_{ij} = 2k_i k_j$.

Заметим, что МВД имеет весьма простую трактовку в таком подходе. Для этого трансформируем ячейку нашей диаграммы связанную с фотоном так, как это указано на рис. 2. Проделывая указанную выше процедуру, получим амплитуду (4) умноженную на пропагатор "векторного мезона" $\{ P[(p^2)] \}^2 = \mathrm{const}$ т. е. получаем (4) с переобозначенной константой C.

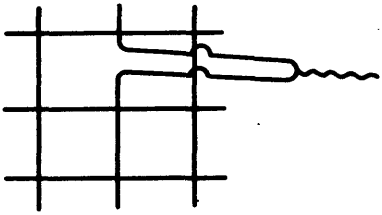

Рис. 2

Как было показано в [3, 4] процесс $\gamma\pi \to 2\pi$ может быть описан такой дуальной амплитудой:

$$A(s,t) = \int_0^1 du_3^3 \int_0^1 du_3^2 (u_3^3)^{-\alpha_\omega(0)} (1-u_3^3)^{-\gamma_1} \times$$

$$\times \frac{1}{1-u_3^3 u_3^2} (u_3^2)^{-\alpha_\rho(s)} \left(\frac{1-u_3^2}{1-u_3^3 u_3^2} \right)^{-\alpha_\rho(t)},$$

где γ_1 – неизвестная траектория в шпурионном канале, причем для согласия с экспериментом следует положить $\gamma_1 = 0$. Выразим переменные интегрирования в (5) по аналогии с [5] через пять переменных z_1, z_2, z_3, z_4, z:

$$\begin{cases} u_3^1 = \dfrac{1-u_3^2}{1-u_3^3 u_3^2} = \dfrac{(z_4-z_1)(z_3-z_2)}{(z_4-z_2)(z_3-z_1)} \\ u_3^2 = \dfrac{(z-z_2)(z_4-z_3)}{(z-z_3)(z_4-z_2)} \\ u_3^3 = \dfrac{(z-z_1)(z_4-z_2)}{(z-z_2)(z_4-z_1)} \end{cases} \tag{6}$$

Если теперь положить $z_j = \exp[i\theta_j]$, $z = \rho z_1$; то из (5) следует амплитуда весьма сходная с (4):

$$A(s,t) = C\int\limits_0^1 d\rho \int\limits_0^{2\pi} d\theta \int\limits_0^{\theta} d\theta_2 \int\limits_0^{\theta_2} d\theta_3 \int\limits_0^{\theta_3} d\theta_4 \left(\frac{1-\rho}{\rho}\right)^{-a_\omega(0)} \times$$

$$\times \prod_{j=1}^{3} |z - z_j|^{-a_\omega(0)} |z - z_2|^{-a_\rho(s)} |z - z_3|^{-a_\rho(u)} |z - z_4|^{-a_\rho(t)} \times$$

$$\times |z_2 - z_3|^{-a_\rho(t)} |z_2 - z_4|^{-a_\rho(u)} |z_3 - z_4|^{-a_\rho(s)}, \qquad (7)$$

где

$$C = \int\limits_0^{2\pi} d\theta_1 \int\limits_0^{\theta_1} d\theta_3 \int\limits_0^{\theta_3} d\theta_4 \{|z_1 - z_3|\,|z_1 - z_4|\,|z_3 - z_4|\}^{-1}.$$

При выводе (7) полагалось, что на ρ- и ω-траектории наложено такое условие:

$$a_\rho(s) + a_\rho(t) + a_\rho(u) = a_\omega(0) + 1. \qquad (8)$$

Это условие совместно с условием на ρ-траекторию $a_\rho(s) + a_\rho(t) + a_\rho(u) = 1/2$ предсказывает $a_\omega(0) = 1/2$, что находится в согласии с экспериментом. Отметим, что если положить, что $a'_\omega = a'_\rho$, то получим соотношение $m^2_\omega = m^2_\rho + m^2_\pi$, которое хорошо согласуется с экспериментом.

Различие формул (4) и (7) заключается лишь в множителях

$$\left(\frac{1-\rho}{\rho}\right)^{-a_\omega(0)} \prod_{j=1}^{3} |z - z_j|^{-a_\omega(0)},$$

который в (4) заменен на пропагатор "векторного мезона" $\{P[0]\}^2$, и $\prod_{j=1}^{3} |z - z_j|^{-a'_\rho m^2_\pi}$ который отсутствует в (7).

Таким образом, мы показали, что для простейших неадронных дуальных амплитуд модель дает разумные результаты. Можно надеяться, что партонная модель может послужить хорошим инструментом при построении более сложных неадронных амплитуд. Преимущество такого подхода на наш взгляд заключается в том, что он не требует никаких физических новых допущений, кроме тех которые делались в случае чисто адронных взаимодействий.

Автор выражает глубокую благодарность чл.-корр. АН УССР В.П.Шелесту за плодотворные обсуждения данной работы, а так же Л.Л.Енковскому, Г.М.Зиновьеву, В.В.Кухтину, Б.Марковскому, В.А.Миранскому и Д.Стоянову за интерес к работе.

Институт теоретической физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
1 марта 1971 г.

Литература

[1] H.B.Nielsen, NORDITA preprint, 1970; D.B.Fairlie, H.Nielsen. Nucl. Phys., B21, 1970; H.Nielsen, P.Olesen. Phys. Lett., 32B, 1970.

[2] B.Sakita, M.A.Virasoro. Phys. Rev. Lett., 24, 1146, 1970; B.Sakita. Preprint ITF-70-99, 1970.

[3] F.Cooper. Phys. Rev., 1D, 1140, 1970.

[4] G.Murtasa, A.M.Harum-Ar-Rashid. Phys. Rev., 2D, 236, 1970.

[5]. Z.Koba, H.Nielsen. Nucl. Phys., B12, 517, 1970.