

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4026/83

8/8-83

P2-83-298

В.К.Сусленко\*, И.И.Гайсак

**ОРЕМЗ** – ПРОГРАММА ДЛЯ РАСЧЕТА  
ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СПЕКТРОВ ПИОНОВ  
В РЕАКЦИИ  $pp \rightarrow pr \pi^+$   
ПРИ ЭНЕРГИЯХ ДО 1 ГэВ  
Физическая модель

---

\* Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, Ленинград

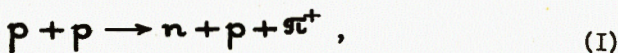
1983

## I. МОДЕЛЬ ОДНОПИОННОГО ОБМЕНА

### Введение

В теоретическом анализе реакций образования пионов в нуклон-нуклонных столкновениях успешно применялась модель однопионного обмена — ОРЕМ /1-3/, основная идея которой состоит в предположении, что реакциям столкновения  $\mathcal{N}\mathcal{N} \rightarrow \mathcal{N}\mathcal{N}\pi$  при энергиях до  $\sim 3$  ГэВ соответствуют полюсные фейнмановские диаграммы с пионом в качестве промежуточной частицы.

Ниже излагается вариант ОРЕМ, используемый в вычислениях функций плотности поперечного сечения 3-порядка дифференциальности (спектров) для одиночных  $\pi^+$ -мезонов, образующихся в протон-протонных столкновениях



причем в используемом варианте — ОРЕМ3 — точно учитываются все вклады от следующих четырех полюсных фейнмановских диаграмм:

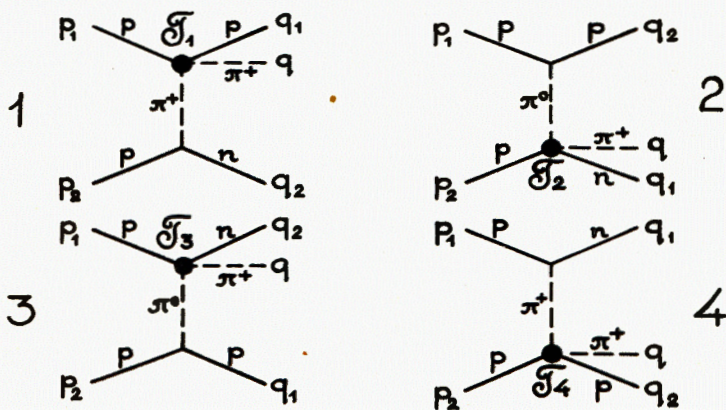


Рис. I. Полюсные фейнмановские диаграммы, сопоставляемые реакции (I) в рамках ОРЕМ

Важно отметить, что в ранее выполненных расчетах вкладом интерференций диаграмм 1,3 и 2,4 пренебрегалось. Строгий учет указанных интерференций позволяет создать единый алгоритм для анализа реакции (I) в области энергий от  $\sim 0,6$  до 1 ГэВ, который в данной работе используется с целью создания стандартной программы, обеспечивающей:

- систематическое сравнение теории с данными экспериментального исследования;
- детальный анализ структуры изучаемого варианта OPEM.

### I. Кинематические соотношения

Для реакции (I) закон сохранения полного 4-импульса записывается в виде

$$P_1 + P_2 = q_2 + q_1 + q, \quad (I)$$

где отдельные 4-импульсы сопоставляются отдельным частицам ( $P_1, P_2, q_1$  — протонам,  $q_2$  — нейтрону,  $q$  — пиону).

Реакции типа  $2 \rightarrow 3$  характеризуются пятью независимыми кинематическими переменными. В частности, можно задать основную и вспомогательный набор кинематических инвариантов (метрика  $\alpha^2 = \alpha_0^2 - |\vec{\alpha}|^2$ ):

$$\begin{aligned} W^2 &= (P_1 + P_2)^2 & Z^2 &= (q_1 + q_2)^2 \\ \bar{z}^2 &= -(q - p_2)^2 & \omega^2 &= (q + q_1)^2 \\ \tau^2 &= -(q - p_1)^2 & u^2 &= (q + q_2)^2 \\ \Delta^2 &= -(q_2 - p_2)^2 & \bar{t}^2 &= -(q_1 - p_2)^2 \\ \bar{\Delta}^2 &= -(q_2 - p_1)^2 & t^2 &= -(q_1 - p_1)^2 \end{aligned} \quad (2)$$

В практике вычислений обычно используются следующие удобные системы отсчета:

- L-система ( $\vec{P}_2 = 0$ ) — лабораторная система,
- B-система ( $\vec{P}_1 + \vec{P}_2 = 0$ ) — барицентрическая система,
- D-система ( $\vec{q}_1 + \vec{q}_2 = 0$ ) — система центра масс частиц  $q_1$  и  $q_2$ ,
- Q-система ( $\vec{q} + \vec{q}_1 = 0$ ) — система центра масс частиц  $q$  и  $q_1$ ,

P-система ( $\vec{q} + \vec{q}_2 = 0$ ) — система центра масс частиц  $q$  и  $q_2$ .

Используемые далее кинематические величины в D-, Q- и P-системах

$$\begin{aligned} q_{10}^D &= q_{20}^D = Z/2, \quad q_{10}^Q = (\omega^2 + m^2 - \mu^2)/2\omega, \quad q_{20}^P = (u^2 + m^2 - \mu^2)/2u \\ p_{10}^D &= (z^2 + \bar{z}^2 + m^2)/2Z, \quad p_{10}^Q = (\omega^2 + m^2 + \Delta^2)/2\omega, \quad p_{10}^P = (u^2 + m^2 + \bar{t}^2)/2u \quad (3) \\ p_{20}^D &= (z^2 + z^2 + m^2)/2Z, \quad p_{20}^Q = (\omega^2 + m^2 + \bar{\Delta}^2)/2\omega, \quad p_{20}^P = (u^2 + m^2 + t^2)/2u \\ \cos \alpha^D &= \cos(\hat{p}_1, \hat{p}_2)^D = [2(m^2 + p_{10}^D p_{20}^D) - W^2]/(2p_1^D p_2^D). \end{aligned}$$

Экспериментальные данные для спектров пионов представляются либо в L-системе, либо в B-системе. Выражения для кинематических инвариантов через инвариантные кинематические переменные для этих двух случаев имеют вид [массы протона  $m_p$  и нейтрона  $m_n$  полагаются равными:  $m_p = m_n = m$ ,  $\mu$  — масса пиона,  $T(p)$  — кинетическая энергия (импульс) налетающего нуклона  $p_1$  в L-системе, индекс которой в дальнейшем для удобства всегда опускается]:

$$\begin{aligned} W^2 &= 4m^2 + 2mT, \\ \bar{z}^2 &= -(m - \mu)^2 + 2mT_x = W(\mu + T_x) - (\mu^2 + m^2) + \sqrt{W^2 - 4m^2} \cdot p_x^B \cdot \cos \Theta_x^B, \quad (4) \\ \tau^2 &= -(m - \mu)^2 + 2[\mu T + (m + T)T_x - p \cdot p_x \cdot \cos \Theta_x] = \\ &= W(\mu + T_x) - (\mu^2 + m^2) - \sqrt{W^2 - 4m^2} \cdot p_x^B \cdot \cos \Theta_x^B, \end{aligned}$$

где  $T_x$ ,  $p_x$  и  $\Theta_x$  — кинетическая энергия, импульс и угол вылета пиона.

Инварианты  $\Delta^2$  и  $\bar{\Delta}^2$  удобно вычислять в D-системе:

$$\begin{aligned} \Delta^2 &= 2[q_{10}^D p_{20}^D - m^2 + q_1^D p_2^D \cdot x^D] \\ \bar{\Delta}^2 &= 2\left\{q_{10}^D p_{10}^D - m^2 - q_1^D p_1^D \cdot \right. \\ &\quad \left. [\cos \alpha^D \cdot x^D + \sin \alpha^D \sqrt{1 - x^{D2}} \cdot \cos \varphi^D]\right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $x^D = \cos \Theta^D = \cos(\hat{q}_2, \hat{p}_2)^D = -\cos(\hat{q}_1, \hat{p}_2)^D$  и  $\varphi^D$  — азимутальный угол в D-системе между плоскостями, в которых лежат век-

торы импульсов нуклонов  $q_1$  и  $p_1$ ; в данном случае по переменным  $x^D$  и  $\varphi^D$  выполняется интегрирование (см. ниже).

Вспомогательные инварианты набора (2) выражаются через инварианты основного набора:

$$\begin{aligned} z^2 &= W^2 - m^2 - \mu^2 - \bar{z}^2 - z^2 \\ \omega^2 &= W^2 - 3m^2 - \Delta^2 - \bar{\Delta}^2 \\ u^2 &= W^2 + 2m^2 + \mu^2 - z^2 - \omega^2 \\ \bar{t}^2 &= z^2 - 3m^2 + z^2 - \Delta^2 \\ t^2 &= z^2 - 3m^2 + \bar{z}^2 - \bar{\Delta}^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Кинематическая картина реакций типа  $2 \rightarrow 3$  детально описана в /4/. В L-системе для пионов, образующихся в реакции (I), при  $T \geq \{\mu(4m - \mu)/2(m - \mu) \simeq 316 \text{ МэВ}\}$  допускается весь физический интервал углов,  $-1 \leq (x_\pi = \cos \Theta_\pi) \leq +1$ , при этом под углом  $\Theta_\pi$  пионы вылетают с кинетическими энергиями в интервале  $0 \leq T_\pi \leq T_\pi^{\max}(x_\pi)$ , где

$$T_\pi^{\max}(x_\pi) = \left\{ 2[(2m+T)^2 - p_\pi^2 x_\pi^2]^{-1} \cdot \left\{ (2m+T)(2mT + \mu^2) + \sqrt{(2mT + \mu^2)^2 - 4\mu^2[(2m+T)^2 - p_\pi^2 x_\pi^2]} \right\} \right\}. \quad (7)$$

В B-системе допустимые интервалы углов вылета пионов и спектр их энергий при любом допустимом угле  $\Theta_\pi^B$  ( $x_\pi^B = \cos \Theta_\pi^B$ ) таковы:

$$\begin{aligned} -1 &\leq x_\pi^B \leq +1 \\ 0 &\leq T_\pi^B \leq \left\{ T_\pi^{B \max} = [(W - \mu)^2 - 4m^2]/2W \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

### 2. Общее выражение для плотности дифференциального сечения

Назначение программы OREM3 — вычисление для пионов, образующихся в реакции (I), плотности поперечного сечения 3-го порядка дифференциальности, общее выражение для которого имеет вид (см. /1-3/):

$$\frac{d^3 \sigma^S}{dT_\pi^S dx_\pi^S d\varphi_\pi^S} = \frac{m^4}{2(2\pi)^3} \cdot \frac{|q_\pi^S|}{F} \cdot \left\{ \frac{q_1^D}{z} \right\} \int_0^{2\pi} d\varphi^D \int_{-1}^{+1} U(X_\pi^S; x^D, \varphi^D) dx^D, \quad (9)$$

где верхний индекс S означает систему отсчета,  $F = \sqrt{(p_1 \cdot p_2)^2 - m_1^2 \cdot m_2^2}$  — инвариантный поток, а подынтегральное

выражение  $U(X_\pi^S; x^D, \varphi^D)$  в (9) — просуммированный по конечным и усредненный по начальным состояниям квадрат полного матричного элемента всех диаграмм рис. I, в котором  $X_\pi^S$  означает набор фиксированных переменных  $T_\pi^S(p_\pi^S)$ ,  $x_\pi^S$ ,  $\varphi_\pi^S$ , а  $x^D$  и  $\varphi^D$  выполняют роль переменных интегрирования.

В матричном элементе отдельной диаграммы с индексом i выделяются два множителя, связанные с амплитудой  $\pi N^0$ -рассеяния и вершиной  $N^0 \rightarrow N^0 \pi$ :

$$M_i \sim \left\{ \mathcal{F}(z_i, y_i^2; K_i^2) \right\} \cdot \Pi(K_i^2), \quad (i = 1, 2, 3, 4), \quad (10)$$

где  $z_i$  — полная энергия  $\pi N^0$ -системы,  $y_i^2$  — квадрат переданного 4-импульса в виртуальном  $\pi N^0$ -рассеянии,  $K_i^2$  — квадрат 4-импульса виртуального пиона.

Ниже детально рассматривается структура этих множителей, поскольку это необходимо для установления явного вида подынтегральной функции  $U(X_\pi^S; x^D, \varphi^D)$ .

### 3. Амплитуда виртуального $\pi N^0$ -рассеяния

Внемассовое поведение амплитуды виртуального  $\pi N^0$ -рассеяния  $\mathcal{F}_i$  учитывается на основе работы /5/, где поправки на виртуальность вводятся на уровне парциальных волн. Инвариантные амплитуды  $\mathcal{A}_i$  и  $\mathcal{B}_i$ , входящие в  $\mathcal{F}_i$ , записываются через спиральные амплитуды  $f_1$  и  $f_2$  по аналогии со случаем физического  $\pi N^0$ -рассеяния:

$$\mathcal{A}_i(z_i, y_i^2; K_i^2) = 4\pi \left[ \frac{z_i + m}{R_i^{(+)}} f_1(z_i, y_i^2; K_i^2) - \frac{z_i - m}{R_i^{(-)}} f_2(z_i, y_i^2; K_i^2) \right], \quad (11)$$

$$\mathcal{B}_i(z_i, y_i^2; K_i^2) = 4\pi \left[ \frac{1}{R_i^{(+)}} f_1(z_i, y_i^2; K_i^2) + \frac{1}{R_i^{(-)}} f_2(z_i, y_i^2; K_i^2) \right]$$

при  $R_i^{(\pm)} = [(a_{i0}^S \pm m)(b_{i0}^S \pm m)]^{1/2}, \quad (12)$

где  $a_{i0}^S$ ,  $b_{i0}^S$  — полные энергии начального и конечного нуклонов, соответственно.

В предположении доминирующей роли 33-резонанса в  $\pi N^0$ -рассеянии

$$f_1(z_i, y_i^2; K_i^2) \approx c_i^{3/2} \cdot 3 \cos \theta_i^S \cdot f_{1+}^{3/2}(z_i; K_i^2),$$

$$f_2(z_i, y_i^2; K_i^2) \approx -c_i^{3/2} \cdot f_{1+}^{3/2}(z_i; K_i^2), \quad (I3)$$

где  $c_i^{3/2}$  — изотопические коэффициенты диаграмм рис. 1, соответствующие 33-резонансу,  $\theta_i^S$  — угол между импульсами конечного и начального нуклонов в  $\pi N^0$ -рассеянии, определяемый выражением

$$\cos \theta_i^S = [2a_{i0}^S \beta_{i0}^S - 2m^2 - y_i^2] / 2a_i^S \beta_i^S, \quad (I4)$$

и  $f_{1+}^{3/2}(z_i; K_i^2)$  — парциальная немассовая амплитуда 33-резонанса. Соответствие этих величин индексу  $i$  и системе отсчета  $S$  указано в таблице I.

Таблица I.

переменные с индексом $i$	$z_i^2$	$y_i^2$	$K_i^2$	$c_i^{3/2}$	$S$	$\cos \theta_i^S$	$a_{i0}^S$	$a_i^S$	$\beta_{i0}^S$	$\beta_i^S$
1	$\omega^2$	$t^2$	$\Delta^2$	$\sqrt{2}$	Q	$\cos \theta^Q$	$p_{10}^Q$	$p_1^Q$	$q_{10}^Q$	$q_1^Q$
2	$\omega^2$	$\bar{t}^2$	$\bar{\Delta}^2$	$\sqrt{2}$	Q	$\cos \theta^Q$	$p_{20}^Q$	$p_2^Q$	$q_{20}^Q$	$q_2^Q$
3	$u^2$	$\bar{\Delta}^2$	$\bar{t}^2$	$-\frac{\sqrt{2}}{3}$	P	$\cos \theta^P$	$p_{10}^P$	$p_1^P$	$q_{20}^P$	$q_2^P$
4	$u^2$	$\Delta^2$	$t^2$	$-\frac{\sqrt{2}}{3}$	P	$\cos \theta^P$	$p_{20}^P$	$p_2^P$	$q_{20}^P$	$q_2^P$

Выражение для парциальной немассовой 33-амплитуды  $f_{33}(z_i; K_i^2)$  ( $f_{1+}^{3/2} \equiv f_{33}$ ), полученное в /5/ на основе дисперсионных соотношений, имеет вид:

$$f_{33}(z_i; K_i^2) = \frac{f_{33}^B(z_i; K_i^2)}{f_{33}^B(z_i; -\mu^2)} \cdot f_{33}(z_i; -\mu^2) = \Gamma(K_i^2) \cdot f_{33}(z_i; -\mu^2), \quad (I5)$$

где

$$f_{33}^B(z_i; K_i^2) \sim \left[ \frac{z_i - m}{2z_i R_i^{(\pm)}} Q_1(\beta_i) - \frac{z_i + m}{2z_i R_i^{(\mp)}} Q_2(\beta_i) \right] \quad (I6)$$

представляет борновский член немассовой 33-амплитуды, в котором величины  $R_i^{(\pm)}$  определены в (I2), а  $Q_l(\beta_i)$  означают функции Лежандра второго рода порядка  $l$  от аргумента

$$\beta(z_i) = [2a_{i0}^S(z_i - \beta_{i0}^S) - \mu^2] / 2a_i^S \beta_i^S \quad (I7)$$

и где отношение

$$\Gamma(K_i^2) = f_{33}^B(z_i; K_i^2) / f_{33}^B(z_i; -\mu^2) \quad (I8)$$

есть поправочный множитель на сход с массовой поверхности, практически не зависящий от энергии  $z_i$  /5/.

Физическая парциальная 33-амплитуда  $\pi N^0$ -рассеяния может быть задана в брейтвигнеровской форме /6/:

$$f_{33}(z_i) = (2\beta_i^S)^{-1} \cdot \gamma \cdot [(z_i^* - z_i) - i\gamma/2]^{-1} \quad (I9)$$

при

$$\gamma = \gamma_0 \cdot 2(\alpha \cdot \beta_i^S)^3 / [1 + (\alpha \cdot \beta_i^S)^2] \quad (20)$$

с параметрами

$$z_i^* = (I232 + I238) \text{ МэВ}, \quad \alpha = 6,3 \cdot 10^{-3} \text{ МэВ}^{-1}, \quad \gamma_0 = 58 \text{ МэВ}.$$

#### 4. ФОРМФАКТОР $N \rightarrow N\pi$ -ВЕРШИНЫ

В выражении (I0) множитель

$$\Pi(K_i^2) = [1/(K_i^2 + \mu^2)] \cdot G(K_i^2) \quad (21)$$

есть произведение пропагатора промежуточного пиона  $1/(K_i^2 + \mu^2)$  на функцию так называемого пион-нуклонного формфактора  $G(K_i^2)$ , остающаяся неопределенной в рамках ОРЕМ. Вид  $G(K_i^2)$  может быть установлен сравнением с экспериментом при некоторой фиксированной энергии, поскольку в случае доминирующей роли однопионного обмена этот формфактор должен зависеть только от переданного импульса  $K_i^2$  и не зависеть от начальной энергии  $T$ . В работах /1-3, 5, 7/ установлено, что функция вида

$$G(K_i^2) = A\mu^2 / [K_i^2 + (A+1)\mu^2] \quad (22)$$

при  $A = 8 + 9$  достаточно хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные в области энергии  $T = 0,66 + i \text{ ГэВ}$ .

### 5. Функция $U(x^S; x^D, \varphi^D)$

Полный матричный элемент  $\mathcal{M}$  для реакции (I) представляется следующей алгебраической суммой матричных элементов диаграмм рис. 1:

$$\mathcal{M} = \mathcal{M}_1 - \mathcal{M}_2 - \mathcal{M}_3 + \mathcal{M}_4. \quad (23)$$

Стандартная процедура вычисления шпура  $\text{Sp} \mathcal{M} \mathcal{M}^+$  приводит к подинтегральной функции в (9), имеющей следующий вид:

$$U = \frac{1}{4} \text{Sp} \mathcal{M} \mathcal{M}^+ = \sum_{i=1}^4 T_i + (T_{12} + T_{34}) + (T_{13} + T_{24}), \quad (24)$$

где первое слагаемое представляет сумму квадратов матричных элементов отдельных диаграмм рис. 1, остальные слагаемые — интерференции соответствующих диаграмм. Вследствие псевдоскалярности пиона интерференции диаграмм 1, 4 и 2, 3 равны нулю.

Квадраты матричных элементов отдельных диаграмм рис. 1 имеют вид ( $i = 1, 2, 3, 4$ ):

$$T_i = \frac{1}{16\pi^4} G_r^2 \Pi_i^2 K_i^2 \left\{ (y_i^2 + 4m^2) A_i^2 + 2m [2(x_i^2 - m^2) + (K_i^2 - y_i^2 - \mu^2)] \times \right. \\ \left. \times \text{Re} A_i B_i^* + [(x_i^2 - m^2 - \mu^2)(x_i^2 + K_i^2 - m^2) - y_i^2(x_i^2 - m^2)] \cdot B_i^2 \right\}, \quad (25)$$

где  $G_r^2$  — перенормированная константа сильного взаимодействия ( $G_r^2 = 16\pi \frac{m^2}{\mu^2} \cdot f^2$  при  $f^2 = 0,08$ ).

Вклад интерференций диаграмм 1 и 2 определяется выражением:

$$T_{12} = G_r^2 \Pi_1 \Pi_2 \left\{ I_{12}^A \text{Re} A_1 A_2^* + I_{12}^{AB} \text{Re} A_1 B_2^* + I_{12}^{BA} \text{Re} B_1 A_2^* + I_{12}^B \text{Re} B_1 B_2^* \right\}, \quad (26)$$

где

$$I_{12}^A = \frac{1}{8m^2} \left\{ (\mu^2 + p_1 p_2 + q_1 p_2 + q_1 p_1 - q_2 p_1 - q_2 p_2 - q_1 q_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 p_1 p_2 - q_1 p_2 p_1 - q_1 p_1 q_2) \right\} = \\ = \frac{1}{8m^2} \left\{ 2(q_1 p_1 q_2 - m^2 q_1 p_2) - (m^2 q_1 q_2 + q_1 p_1 p_2) + (q_1 p_1 q_2 + q_2 p_1 q_1) \right\}, \quad (27)$$

$$I_{12}^{AB} = \frac{1}{8m^2} \left\{ (\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} [q_1 (-q_2 p_1 - q_2 p_2 + p_1 p_2) + q_1 q_2 (-q_1 p_1 + q_1 p_2 + p_1 p_2) + \right. \\ \left. + q_1 p_1 (q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2) + q_1 p_2 (-q_1 q_2 + q_1 p_1 - q_2 p_1) \right\}, \quad (28)$$

$$I_{12}^{BA} = \frac{1}{8m^2} \left\{ (\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} [q_1 (-q_2 p_1 - q_2 p_2 + p_1 p_2) + q_1 q_2 (q_1 p_1 - q_1 p_2 + p_1 p_2) + \right. \\ \left. + q_1 p_1 (-q_1 q_2 + q_1 p_2 - q_2 p_2) + q_1 p_2 (q_1 q_2 - q_1 p_1 - q_2 p_1) \right\}, \quad (29)$$

$$I_{12}^B = \frac{1}{8m^2} \left\{ \mu^2 [(\mu^2 + p_1 p_2 + q_1 q_2 - q_1 p_1 - q_1 p_2 - q_2 p_1 - q_2 p_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 p_1 q_2 p_2 + q_1 p_2 q_2 p_1 - \right. \\ \left. - q_1 q_2 p_1 p_2)] + 2q_1 [(\mu^2 + q_1) + \frac{1}{m^2} (q_1 q_2 p_1 p_2 - q_1 p_1 q_2 p_2 - q_1 p_2 q_2 p_1)] \right\}. \quad (30)$$

Вклад интерференций диаграмм 3 и 4 следует из (26) заменой индексов  $1 \rightarrow 3$  и  $2 \rightarrow 4$  с одновременными взаимозаменами  $q_1 \leftrightarrow q_2$  всюду в выражениях (27) — (30).

Вклад интерференций диаграмм 1 и 3 определяется выражением:

$$T_{13} = G_r^2 \Pi_1 \Pi_3 \left\{ I_{13}^A \text{Re} A_1 A_3^* + I_{13}^{AB} \text{Re} A_1 B_3^* + I_{13}^{BA} \text{Re} B_1 A_3^* + I_{13}^B \text{Re} B_1 B_3^* \right\}, \quad (31)$$

где

$$I_{13}^A = \frac{1}{8m^2} \left\{ (\mu^2 + q_1 p_1 + q_2 p_1 + q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2 - p_1 p_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 p_1 p_2 - q_1 p_2 p_1 - q_1 p_1 q_2) \right\} = \\ = \frac{1}{8m^2} \left\{ 2(q_1 p_1 q_2 - m^2 p_1 p_2) + (m^2 q_1 q_2 + q_1 p_1 q_2) - (q_1 p_1 q_2 + q_1 q_2 q_1 p_1) \right\}, \quad (32)$$

$$I_{13}^{AB} = \frac{1}{8m^2} \left\{ (\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} [q_1 (-q_2 p_1 - q_2 p_2 + p_1 p_2) + q_1 q_2 (q_1 p_1 - q_1 p_2 - p_1 p_2) + \right. \\ \left. + q_1 p_1 (q_1 q_2 - q_1 p_2 - q_2 p_2) + q_1 p_2 (q_1 q_2 - q_1 p_1 + q_2 p_1) \right\}, \quad (33)$$

$$I_{13}^{BA} = \frac{1}{8m^2} \left\{ (\mu^2 + 2q_1) + \frac{1}{m^2} [q_1 (q_2 p_1 - q_2 p_2 - p_1 p_2) + q_1 q_2 (-q_1 p_1 - q_1 p_2 + p_1 p_2) + \right. \\ \left. + q_1 p_1 (q_1 q_2 - q_2 p_2 - q_1 p_2) + q_1 p_2 (q_1 q_2 + q_1 p_1 - q_2 p_1) \right\}, \quad (34)$$

$$I_{13}^B = \frac{1}{8m^2} \left\{ \mu^2 [(\mu^2 + p_1 p_2 + q_1 q_2 - q_1 p_1 - q_1 p_2 - q_2 p_1 - q_2 p_2) + \frac{1}{m^2} (q_1 p_1 q_2 p_2 + q_1 p_2 q_2 p_1 - \right. \\ \left. - q_1 q_2 p_1 p_2)] + 2q_1 [(\mu^2 + q_1) + \frac{1}{m^2} (q_1 q_2 p_1 p_2 - q_1 p_1 q_2 p_2 - q_1 p_2 q_2 p_1)] \right\}. \quad (35)$$

Вклад интерференций диаграмм 2 и 4 следует из (31) заменой индексов  $1 \rightarrow 2$  и  $3 \rightarrow 4$  с одновременными взаимозаменами  $p_1 \leftrightarrow p_2$  всюду в выражениях (32) — (35).

Скалярные произведения, в терминах которых записаны (26) - (35), выражаются через кинематические инварианты (2) :

$$\begin{aligned}
 P_1 P_2 &= + \frac{1}{2} (p_1 + p_2)^2 - m^2 = \frac{W^2}{2} - m^2 \\
 q_2 P_2 &= - \frac{1}{2} (q_2 - p_2)^2 + m^2 = \frac{\Delta^2}{2} + m^2 \\
 q_1 P_1 &= - \frac{1}{2} (q_1 - p_1)^2 + m^2 = \frac{t^2}{2} + m^2 \\
 q_1 P_2 &= - \frac{1}{2} (q_1 - p_2)^2 + m^2 = \frac{\bar{t}^2}{2} + m^2 \quad (36) \\
 q_2 P_1 &= - \frac{1}{2} (q_2 - p_1)^2 + m^2 = \frac{\bar{\Delta}^2}{2} + m^2 \\
 q_1 q_2 &= + \frac{1}{2} (q_1 + q_2)^2 - m^2 = \frac{z^2}{2} - m^2 \\
 q q_1 &= + \frac{1}{2} [(q + q_1)^2 - (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2} [\omega^2 - (m^2 + \mu^2)] \\
 q q_2 &= + \frac{1}{2} [(q + q_2)^2 - (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2} [u^2 - (m^2 + \mu^2)] \\
 q P_1 &= + \frac{1}{2} [-(q - p_1)^2 + (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2} [\mathcal{E}^2 + (m^2 + \mu^2)] \\
 q P_2 &= + \frac{1}{2} [-(q - p_2)^2 + (m^2 + \mu^2)] = \frac{1}{2} [\bar{\mathcal{E}}^2 + (m^2 + \mu^2)].
 \end{aligned}$$

В результате на основе вышеизложенного полностью определена детальная схема используемого нами в программе OPEM3 варианта OPEM, обеспечивающего вычисление плотностей дифференциальных сечений 3-го порядка (спектров) для образующихся в реакции (I) пионов.

#### Литература

1. Ferrari E., Selleri F. Nuovo Cim., 1963, 27, p. 1450.
2. Сусленко В.К., Кочкин В.И. ОИЯИ P2-5572, Дубна, 1971.
3. Сусленко В.К. ОИЯИ, 2-10657, Дубна, 1977.
4. Сусленко В.К. ЭЧАЯ, 1975, 6, с. 173.
5. Selleri F. Nuovo Cim., 1965, 40A, p. 236.
6. Gell-Mann M., Watson K.M., Ann.Rev.Nucl.Sci., 1954, 4, p. 219.
7. Amaldi U. et al., Nuovo Cim., 1966, 42A, p. 871.

Рукопись поступила в издательский отдел  
5 мая 1983 года.

#### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

D3-11787	Труды III Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1978.	3 р. 00 к.
D13-11807	Труды III Международного совещания по пропорциональным и дрейфовым камерам. Дубна, 1978.	6 р. 00 к.
D1,2-12036	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
D1,2-12450	Труды V Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1978	5 р. 00 к.
D1,2-12450	Труды XII Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Приморско, НРБ, 1978.	3 р. 00 к.
D11-80-13	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79  
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

**ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ  
ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ**

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Сусленко В.К., Гайсак И.И.

P2-83-298

ОРЕМЗ - программа для расчета дифференциальных спектров пионов в реакции  $pp \rightarrow pp\pi^+$  при энергиях до 1 ГэВ. Физическая модель.

Данная работа содержит изложение теоретической основы программы для вычисления плотностей дифференциальных сечений 3-го порядка /спектров/ для пионов, образующихся в реакции  $pp \rightarrow pp\pi^+$  при энергиях до 1 ГэВ.

В качестве физической модели реакции  $pp \rightarrow pp\pi^+$  выбран вариант модели однопионного обмена (ОРЕМ), в котором выполняется точный учет всех вкладов от четырех полюсных фейнмановских диаграмм. Аппарат модели изложен в соответствии со схемой структуры программы ОРЕМЗ для ЭВМ, выполненной на языке Фортран.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем и Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Suslenko V.K., Gaysak I.I.

P2-83-298

ОРЕМЗ - Program for Calculating Pion Differential Spectra in  $pp \rightarrow pp\pi^+$  Reaction at Energies up to 1 GeV. Physical Model.

The physical background of the one-pion exchange model (ОРЕМ) is presented. It has the following peculiarities: a) all corresponding to the  $pp \rightarrow pp\pi^+$  inputs from four Feynman pole diagrams, including previously neglected interference terms, have been taken into account; b)  $\pi N$ -scattering amplitude is approximated by Breit-Wigner-type formula for  $\Delta$ -resonance. The correct taking into account all the inputs considered provides a general algorithm for calculating the densities of the 3-order differential cross sections of pions produced in the  $pp \rightarrow pp\pi^+$  reaction at initial energies lower than 1 GeV. The description of ОРЕМЗ theoretical scheme is made according to the structure of its FORTRAN program.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.