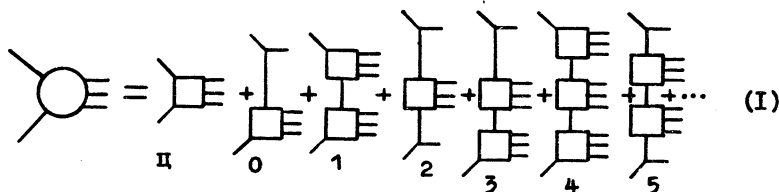


НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
 НУКЛЕОНОВ ПРИ ЭНЕРГИИ 200 ГэВ СОГЛАСНО ТЕОРИИ  
 МУЛЬТИПЕРИФЕРИЧЕСКИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

А. М. Лебедев, С. А. Славатинский

Приводимые ниже характеристики взаимодействия нуклонов при энергии 200 ГэВ в лабораторной системе координат получены на основе теории мультипериферических взаимодействий /1,2/ методом математического моделирования событий. Согласно этой теории полное сечение неупругого взаимодействия можно представить как сумму сечений процессов, соответствующих последовательным итерациям уравнения Бете-Солпитера. В диаграммном представлении это выглядит как



т.е.  $\sigma_{\text{ин}} = \sum \sigma_i$ , где  $\sigma_{\text{ин}}$  - полное сечение неупругого взаимодействия нуклонов, а  $\sigma_i$  - сечения процессов, описываемых различными диаграммами.

Расчет показал, что при энергии взаимодействия нуклонов  $E = 200$  ГэВ в лабораторной системе координат основной вклад в полное сечение взаимодействия дают процессы, описываемые диаграммами 1, 2, 3, 4 ( $\sigma_1 = 6,7$  мб;  $\sigma_2 = 2$  мб;  $\sigma_3 = 12$  мб;  $\sigma_4 = 15$  мб). Вклад остальных процессов невелик; это можно видеть из того факта, что  $\sigma_0 = 0,3$  мб, а  $\sigma_5 = 0,03$  мб. Поэтому во всех дальнейших расчетах учитывался вклад лишь четырех указанных диаграмм. Выражения для сечений этих процессов согласно /1/ принимались в виде

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{1}{(2\pi)^3 s(s-4m^2)} \int ds_1 ds_2 dk_1^2 D^2(k_1^2) \bar{A}_T(s_1, k_1^2) \bar{A}_T(s_2, k_1^2), \\ \sigma_2 &= \frac{g^4}{64\pi^4 s(s-4m^2)} \int ds_2 ds_3 dk_1^2 dk_2^2 D^2(k_1^2) D^2(k_2^2) \bar{A}_T(s_3, k_1^2, k_2^2) \times \\ &\quad \times \chi(k_1^2) \chi(k_2^2) R^{-1}(s_2, k_1^2, p_2^2) k_1^2 k_2^2, \\ \sigma_3 &= \frac{g^2}{32\pi^5 s(s-4m^2)} \int ds_2 ds_3 ds_4 dk_1^2 dk_2^2 D^2(k_1^2) D(k_2^2) \chi(k_1^2) \times \\ &\quad \times \bar{A}_T(s_4, k_2^2, p_2^2) \bar{A}_T(s_3, k_1^2, k_2^2) k_1^2 R^{-1}(s_2, k_1^2, p_2^2), \\ \sigma_4 &= \frac{1}{(2\pi)^6 s(s-4m^2)} \int ds_1 ds_2 ds_3 ds_4 dk_1^2 dk_2^2 D^2(k_1^2) D^2(k_2^2) \times \\ &\quad \times \bar{A}_T(s_1, k_1^2, p^2) \bar{A}_T(s_4, k_2^2, p_2^2) R^{-1}(s_2, k_1^2, p_2^2), \end{aligned} \quad (2)$$

где  $s$  - квадрат полной энергии сталкивающихся частиц в системе центра инерции,  $g$  - константа сильного взаимодействия,  $p_1^2, p_2^2$  - квадраты четырехимпульсов сталкивающихся частиц,  $k_1^2, k_2^2$  - квадраты четырехимпульсов, передаваемых между блоками,  $s_1, s_2, s_3, s_4$  - квадраты эффективных масс различных блоков,  $D(k^2) = (k^2 + \mu^2)^{-1}$ ,

$$\chi(k^2) = \frac{0,4}{0,4 + k^2}, \quad R(s_2, k_1^2, k_2^2) = [(s_2 + k_1^2 + p_2^2)^2 - 4k_1^2 p_2^2]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\bar{A}_T = a_T \left[ \frac{4\mu^2 + p^2 + k^2}{2\mu^2} \right]^\alpha \left\{ \left[ \frac{s + p^2 + k^2}{4\mu^2 + p^2 + k^2} \right]^\alpha - 1 \right\} \chi^*(p^2) \chi^*(k^2)$$

- амплитуда ЯЯ-взаимодействия  $/2/ \text{ж}$ ),  $\mu$  - масса  $\pi$ -мезона,  $a_T = 2,5$ ,  $\alpha = 0,9$ ,  $\chi^*(t) = 0,3/(0,3 + t)$ ,

$$\bar{A}_T(s, p^2, k^2) = \bar{\sigma}_T(s, p^2, k^2) R(s, p^2, k^2) - \quad (4)$$

амплитуда резонансного ЯЯ - взаимодействия;

ж) В данных расчетах мы ограничивались лишь фойрбольной частью амплитуды взаимодействия, так как вклад резонансного и дифракционного членов при энергии 200 Гэв невелик.

$$\bar{\sigma}_x = \frac{2,5}{(s - 1,5)^2 + 0,022} + 30 \quad (5)$$

сечение ЛН-взаимодействия в энергетическом интервале  $s = 1,1 \pm 10$  Гэв<sup>2</sup> (аппроксимация экспериментально измеренного сечения взаимодействия /3/). Область интегрирования определялась законами сохранения энергии и импульса согласно

$$\begin{aligned} H(s, p_1^2, p_2^2, s_1, s_2, k_1^2) = & \theta \left\{ [(s + p_1^2 + p_2^2)^2 - 4p_1^2 p_2^2]^{1/2} \times \right. \\ & \times [(s_2 - s_1 + p_2^2 - p_1^2)^2 + 4s_1 k_1^2]^{1/2} - s(s_1 + s_2 + p_1^2 + p_2^2 + 2k_1^2) - \\ & \left. - (s_2 - s_1 + p_2^2 - p_1^2)(p_2^2 - p_1^2) \right\} \theta(\sqrt{s} - \sqrt{s_1} - \sqrt{s_2}), \\ \theta(x) = & \begin{cases} 1, & x \geq 0 \\ 0, & x < 0. \end{cases} \quad (6) \end{aligned}$$

Выражение для области интегрирования по переменным  $s_3, s_4, k_2^2$  получается из (6) с помощью замены

$$\{s_1, p_1^2, p_2^2, s_1, s_2, k_1^2\} \rightarrow \{s_2, k_1^2, p_2^2, s_3, s_4, k_2^2\}.$$

Разыгрыш искусственных событий осуществлялся в два этапа. Сначала согласно (2) разыгрывались величины  $s_1, k_1^2$ . Для этого с помощью последовательных замен переменных интегрирования

$$r_1 = \frac{\lambda(x_1) - \lambda(x_1^-)}{\lambda(x_1^+) - \lambda(x_1^-)}, \quad \lambda(x_1) = \int_{x_1}^0 \varphi_1(x_1) dx_1, \quad (7)$$

( $x^-$  и  $x^+$  - пределы изменения  $x$ ) /4/ область интегрирования сводилась к единичному гиперкубу и каждое из выражений (2) представлялось в виде

$$\sigma_1 = \int_0^1 dr_1 \int_0^1 dr_2 \int_0^1 dr_3 \dots \Phi_1(r_1, r_2, r_3, \dots). \quad (8)$$

Удачный выбор величин  $\varphi_1(x_1)$  позволял в значительной степени сгладить функцию  $\Phi_1(x_1, r_2, r_3, \dots)$ , что давало возможность применить метод браковки. Практически всегда удавалось подобрать  $\varphi_1(x_1)$  так, что скорость генерации искусственных событий на машине М-220 была не меньше 5+10 в минуту.

Последующая операция по развалу блоков на отдельные частицы выполнялась согласно ковариантной статистической теории множественного рождения частиц, где вероятность состояния системы  $n$  частиц, характеризуемых импульсами в интервалах  $\vec{p}_1, \vec{p}_1 + \vec{\Delta p}_1$  ( $i = 1, 2, n$ ) дается выражением /5/

$$dw = \prod_{i=1}^n \frac{d^3\vec{p}_i}{2E_i} \delta^4 \left( \sum_{i=1}^n P_i - P_0 \right), \quad (9)$$

где  $E_i, \vec{p}_i$  - компоненты четырехимпульсов  $p_i$  отдельных частиц,  $P_0$  - четырехимпульс всей системы.

Считалось, что все внутренние блоки распадаются на  $\Upsilon$ -мезоны со средней множественностью

$$\bar{n} = \alpha M_1, \quad (10)$$

где  $M$  - масса блока,  $\alpha = 2$ , а внешние - на нуклон и несколько  $\Upsilon$ -мезонов

$$\bar{n} = \alpha(M - \beta), \quad (11)$$

где  $\beta = 1,07$  Гэв. Распределение вторичных частиц по множественности относительно среднего значения принималось в форме распределения Пуассона.

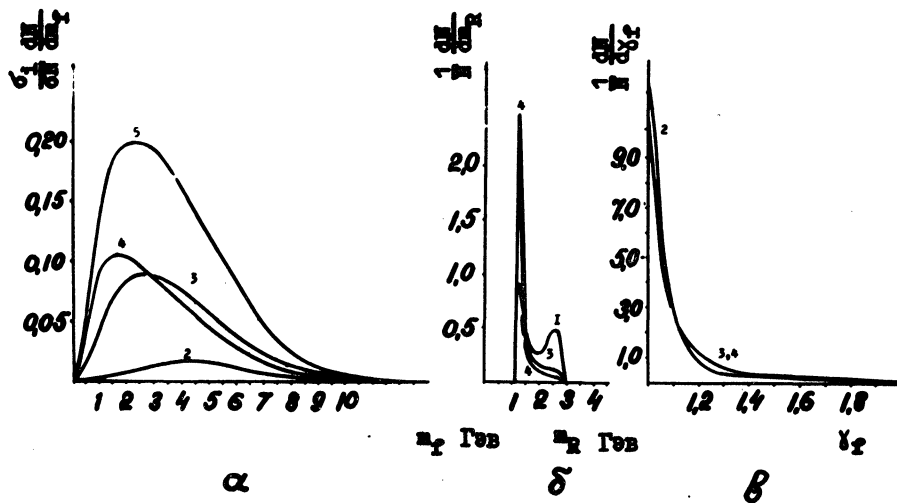
При розыгрыше множественности, а также зарядового состояния, применялся метод браковки. Алгоритм развала блоков на отдельные частицы был аналогичен алгоритму программы ФОРС /4/.

Результаты расчетов представлены в таблице I и приведены в виде распределений на рис. I-3. Обозначения процессов соответствуют нумерации диаграмм в выражении (I).

Таблица I

Процесс	$\langle P_x \rangle$ Гэв/с	$\langle P_{x_1} \rangle$ Гэв/с	$\langle P_{x_2} \rangle$ Гэв/с	$\langle n_x \rangle$	$\langle n_{x_1} \rangle$	$\langle n \rangle$	$\langle K_L \rangle$	$\langle K_C \rangle$	$\langle Y_F \rangle$	$\langle m_F \rangle$ Гэв	$\langle m_{F_1} \rangle$ Гэв
1	1,72	0,31		4,0		4,0	0,34	0,36			1,9
2	0,58	0,34	0,43		9,7	9,7	0,25	0,25	1,12	4,85	
3	0,64	0,36	0,55	1,3	7,8	9,1	0,36	0,33	1,17	3,9	1,4
4	0,72	0,37	0,60	2,6	6,4	9,0	0,38	0,38	1,17	3,3	1,4
Усредн. знач.	0,68	0,36	0,56	2,2	5,9	8,1	0,36	0,37			

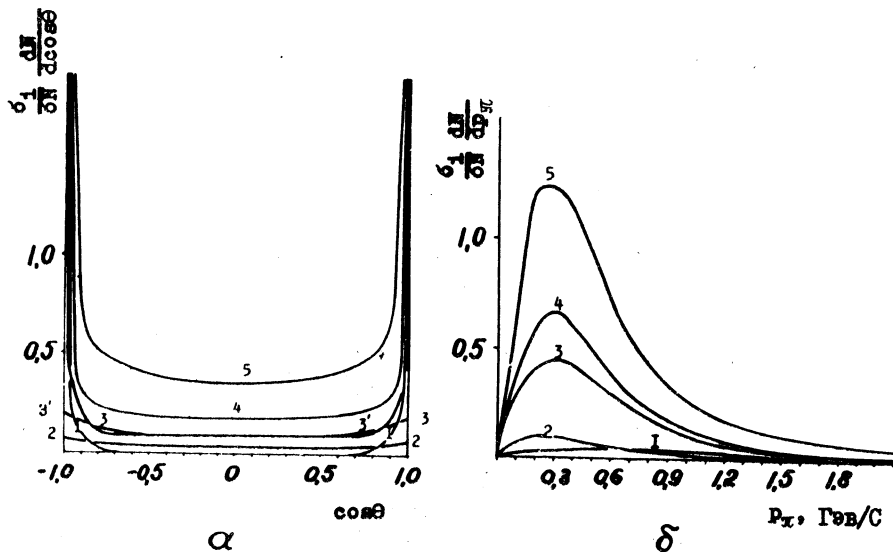
Обозначения  $\langle P_x \rangle, \langle P_{x_1} \rangle, \langle P_{x_2} \rangle, \langle n_x \rangle, \langle n_{x_1} \rangle, \langle n \rangle, \langle K_L \rangle, \langle K_C \rangle, \langle Y_F \rangle, \langle m_F \rangle, \langle m_{F_1} \rangle$  соответствуют средним значениям



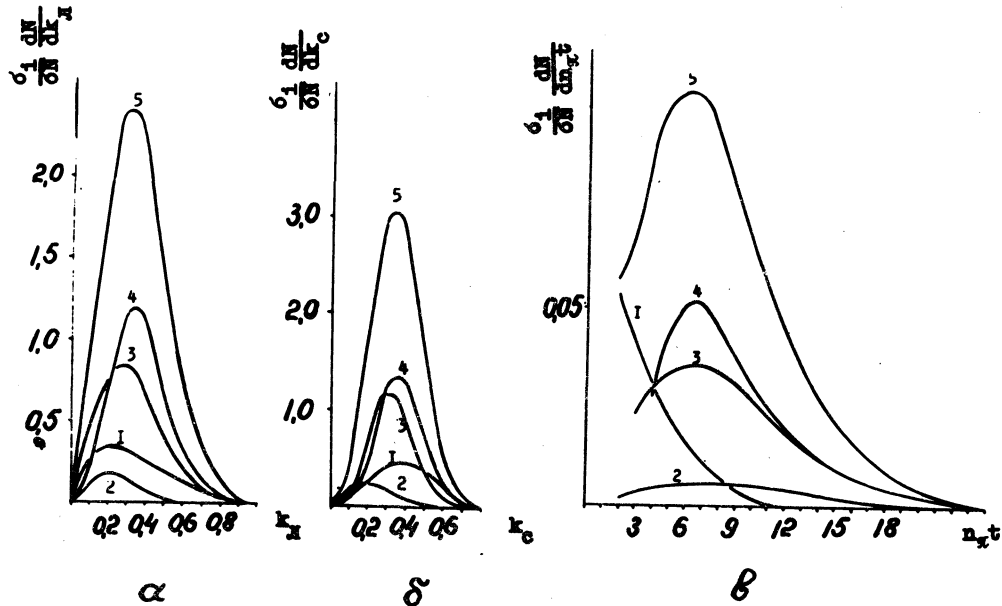
Р и с. 1. а) Распределение файрболлов по массам для процессов 2, 3, 4. Кривая 5 соответствует суммарному распределению файрболлов по массам для всех процессов. Нормировка произведена согласно величинам сечений процессов.

б) Распределение резонансов по массам для процессов 1, 3, 4. Все распределения нормированы к 1.

в) Распределение файрболлов по  $\gamma$ -факторам в системе центра инерции сталкивающихся нуклонов для процессов 2, 3, 4. Распределения нормированы к 1.



Р и с. 2. а) Угловые распределения пионов в системе центра инерции для процессов I, 2, 3, 3', 4. Диаграмма 3' идентична диаграмме 3 и отличается лишь противоположным направлением движения резонанса. б) Импульсные спектры пионов в системе центра инерции для тех же диаграмм. Кривые 5 на рис. (а) и (б) соответствуют суммарным распределениям величины для всех процессов. Нормировка для всех процессов произведена согласно величинам их сечений.



Р и с. 3. а) Распределения событий по коэффициентам неупругости в лабораторной системе координат для процессов 1,2,3,4. б) Тоже самое в системе центра инерции. в) Распределение событий по множественности вторичных пионов для процессов 1,2,3,4. Кривые 5 на рис. (а), (б) и (в) соответствуют суммарным распределениям величины для всех процессов. Нормировка распределений для всех процессов произведена согласно величинам их сечений.

импульсов  $\chi$ -мезонов в системе центра инерции, поперечных составляющих импульсов  $\chi$ -мезонов и фэйрболов, множественности вторичных пионов из распада резонансов, фэйрболов и полной множественности, коэффициентам неупругости в лабораторной системе координат и в системе центра инерции;  $\gamma$ -факторов фэйрболов в системе центра инерции, масс фэйрболов и резонансов в различных процессах.

Большая помощь при проведении данных расчетов была оказана авторам со стороны теоретического отдела ФИАН. Мы благодарим Д. С. Чернавского, И. М. Дремина, И. И. Ройзена, В. Н. Акимова, А. М. Дунаевского, Е. И. Волкова за предоставление числовых параметров данной модели, за постоянный интерес к работе, выразившийся в целом ряде обсуждений, как хода расчетов, так и полученных результатов.

Поступила в редакцию  
27 ноября 1972 г.

#### Л и т е р а т у р а

1. И. М. Дремин, И. И. Ройзен, Д. С. Чернавский. УФН, 101, 385 (1970).
2. D. S. Chervavskii, J. M. Dremin, A. M. Dunaevskii, J. J. Roizen, E. I. Volkov. Препринт ФИАН № 64, 1972 г.
3. В. С. Барашенков. Сечения взаимодействия элементарных частиц. Изд. "Наука", Москва, 1966 г.
4. Г. И. Кошлов. Основы кинематики резонансов. Изд. "Наука", Москва, 1970 г.
5. С. З. Беленький, В. М. Максименко и др. УФН, 62, I (1957).