

描述高能强相互作用的荷电 粒子多重性分布*

覃克宇

(云南师范大学物理系 昆明 650092)

1992年8月31日收到

摘 要

假设: 强子-强子碰撞产生 n 个荷电粒子的概率是 $P_n = xP_n^{(1)} + (1-x)P_n^{(2)}$, 其中 $P_n^{(1)} = \frac{1}{\langle n \rangle_1} \psi\left(\frac{n}{\langle n \rangle_1}\right)$, $P_n^{(2)} = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \left(\frac{\langle n \rangle_2}{k}\right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle_2}{k}\right)^{-n-k}$. 适当选择参数 $\langle n \rangle_1$, $\langle n \rangle_2$, k 和 x , 可成功地描述质心能量 \sqrt{S} GeV 处、全相空间的真实多重性分布. 利用 $\sqrt{S} = 200$ GeV 和 900 GeV 处、质子-反质子的非单绕碰撞实验数据检验这个假设, 证实了这假设很好地描述了实际情况. 最后, 讨论了这个假设的理论根据.

关键词 强相互作用, 多重性, 无标性.

1 引 言

研究强相互作用快六十年, 至今, 强相互作用问题尚未解决. 一是因为强子的组成(层子和胶子)有复杂性, 二是强相互作用的性质(渐近自由和色禁闭等)很奇特. 到现在为止, 物理学家相信: 量子色动力学(QCD)是强子世界的基本规律. 用量子色动力学解决强相互作用问题时发现: 在处理很短时间、很短距离上产生大动量传递的、组成部分之间的相互作用(这类相互作用称为硬强相互作用)时, 可用微扰理论处理, 能很好地阐明硬喷注现象; 但是, 在处理由于层子和胶子的色禁闭起作用的组成部分之间的相互作用(这类相互作用称为软强相互作用)时, 量子色动力学至今还无能为力. 研究强相互作用, 最有用的实验之一是高能强子、轻子和原子核的碰撞. 碰撞中出现的占统治地位的现象是产生多个强子(这种现象称为高能多重产生). 据过去的实验资料分析, 发现: 高能多重产生中占优势的是软强相互作用^[1]. 所以, 解决多重产生问题时, 还不得不用唯象描述.

1969年, 费曼和杨振宁等人提出无标度性(Scaling)^[2]. 研究发现, 在ISR能区, 质子-质子碰撞, 质心能量 $\sqrt{S} \approx 10-63$ GeV, 全相空间中非单绕多重性分布的实验数据可

* 云南省教委资助.

用如下参数化的、严格归一化的 KNO 无标度函数^[5]描述得很好:

$$\phi(z) = [2b^b/\Gamma(b)]z^{b-1}\exp(-bz), \quad (1)$$

其中, $b = 5$, $z = n/\langle n \rangle$ 是无标度变量, n 是产生的荷电强子的个数, $\langle n \rangle$ 是碰撞产生的荷电强子的平均数(称为平均多重性). 碰撞产生 n 个荷电强子的概率为:

$$P_n = \left(\frac{1}{\langle n \rangle}\right) \phi(z). \quad (2)$$

随着碰撞能量的升高,在 $\sqrt{S} = 540\text{GeV}$ 处,质子-反质子碰撞时,发现无标度性破坏了^[4]. 随后,在 CERN Sp \bar{p} S 机器上实验发现: 质子-反质子碰撞在全相空间中非单绕多重产生服从负二项式分布^[5]:

$$P_n = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \left(\frac{\langle n \rangle}{k}\right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle}{k}\right)^{-n-k}, \quad (3)$$

其中 $\langle n \rangle$ 和 k 是由实验数据确定的分布参数.

当质子-反质子碰撞能量再提高,在 $\sqrt{S} = 900\text{GeV}$ 时,发现多重产生不仅不符合无标度分布,而且又明显地偏离了负二项式分布^[6]. 在图 1 中,可看出最佳负二项式分布(实线)与数据点之间明显地不符. 许多人想了不同办法,试图描述这一分布,但都没有成功. 我们试图提出如下假设来描述这个分布.

2 假设 I

为了能很好地描述实验事实,我们提出如下假设 I: 在质心能量 \sqrt{S} 处,强子-强子碰撞产生 n 个荷电粒子的概率 P_n 是无标度分布 $P_n^{(1)}$ 和负二项式分布 $P_n^{(2)}$ 的线性迭加:

$$P_n = xP_n^{(1)} + (1-x)P_n^{(2)}, \quad (4)$$

其中,

$$P_n^{(1)} = \frac{1}{\langle n \rangle_1} \phi\left(\frac{n}{\langle n \rangle_1}\right), \quad (5)$$

$$P_n^{(2)} = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \left(\frac{\langle n \rangle_2}{k}\right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle_2}{k}\right)^{-n-k}. \quad (6)$$

$x, \langle n \rangle_1, \langle n \rangle_2$ 和 k 是仅与 \sqrt{S} 有关的参数, (5) 式中的 $\phi(z)$ 取 (1) 式的形式.

下边检验假设 I 是否符合实际.

3 实验检验

UA5 合作组,在 CERN 的 $\sqrt{S} = 200\text{GeV}$ 和 900GeV $\bar{p}p$ 碰撞中测量了全相空间的非单绕多重性分布^[6]. 现在用这实验结果考察我们的假设 I 是否合理.

由于电荷守恒,高能 $\bar{p}p$ 碰撞产生的荷电粒子绝大多数是单电荷粒子,则 n 只能为偶数. 所以 (6) 式必须在这种情况下归一化. 令

$$P_n^{(2)} = A \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \left(\frac{\langle n \rangle_2}{k}\right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle_2}{k}\right)^{-n-k}, \quad (7)$$

由归一化条件 $\sum_{n=\text{偶数}} P_n^{(2)} = 1$, 确定归一化常数 A .

对 $\sqrt{S} = 200\text{GeV}$, 用(4)式与 UA5 合作的实验数据^[6]进行最佳拟合. 最佳结果为: $\langle n \rangle_1 = 19.7, x = 0.86, \langle n \rangle_2 = 33.3$ 和 $k = 13$ 时, 理论计算的 $\langle n \rangle_{\text{理}} = 21.6$, 和实验结果 $\langle n \rangle_{\text{实}} = 21.4 \pm 0.2 + 0.4$ 符合; 概率 P_n , 对 $n = 4-76$, 由(4)式计算出的理论值在实验误差范围内都与实验结果符合; 仅在 $n = 2$ 处, 理论计算的 $(P_2)_{\text{理}} = 0.0007$, 而实验结果 $P_2 = 0.008 \pm 0.004$ 比理论结果高一个数量级. 推测这个不符合可能是由于绕射分离的困难造成的.

对 $\sqrt{S} = 900\text{GeV}$, 用(4)式与实验数据^[6]拟合的最佳结果为: $\langle n \rangle_1 = 27.7, x = 0.75, \langle n \rangle_2 = 60.0$ 和 $k = 16$ 时, $n = 2-136$ 的 P_n , 除了一点 $n = 14$ 以外, 都在实验误差范围内理论与实验结果符合. 在 $n = 14$ 处, 理论计算的 $(P_{14})_{\text{理}} = 0.037$ 比实验值 $P_{14} = 0.033 \pm 0.003$ 高了 0.001. 由于实验仅有 6839 个碰撞事例, 在用频率近似概率时, 会出现涨落. 出现这点偏离可能是由这个原因引起的. 理论计算的 $\langle n \rangle_{\text{理}} = 35.8$ 与实验结果 $\langle n \rangle = 35.6 \pm 0.2 \pm 0.9$ 符合.

在图 1 中画出了 UA5 的实验数据点、最佳的负二项式分布适合(实线)和我们的理论计算结果(点划线). 并将理论计算结果与实验结果列于表 1 中, 便于比较. 从图 1 中, 我们可以清楚的看到: 用(4)式可以很好地描述实验结果. 说明了假设 I 是合理的.

表 1 用(4)式计算的理论与实验值^[6]比较

(正文中给出了计算用的最佳适合参数)

(1) $\sqrt{S} = 200\text{GeV}$.

n	P_n		n	P_n	
	理论值	实验值		理论值	实验值
2	0.0007	0.008±0.004	36	0.023	0.023±0.003
4	0.007	0.014±0.007	38	0.019	0.019±0.003
6	0.021	0.025±0.009	40	0.014	0.016±0.003
8	0.041	0.044±0.005	42	0.012	0.013±0.002
10	0.060	0.062±0.005	44	0.009	0.011±0.002
12	0.075	0.075±0.005	46	0.007	0.009±0.002
14	0.085	0.084±0.006	48	0.006	0.007±0.002
16	0.088	0.087±0.006	50	0.004	0.005±0.002
18	0.087	0.083±0.006	52	0.003	0.004±0.001
20	0.081	0.077±0.006	54	0.002	0.003±0.001
22	0.074	0.069±0.006	56	0.002	0.002±0.001
24	0.065	0.060±0.005	58	0.0013	0.0014±0.0009
26	0.057	0.053±0.005	60	0.0017	0.0016±0.0009
28	0.048	0.044±0.004	62		
30	0.041	0.038±0.004	64	0.0016	0.0013±0.0007
32	0.034	0.032±0.004	76		
34	0.028	0.027±0.003			

(2) $\sqrt{s} = 900\text{GeV}$

续表 1

n	P_n		n	P_n		n	P_n	
	理论值	实验值		理论值	实验值		理论值	实验值
2	0.007	0.007 ± 0.009	44	0.025	0.025 ± 0.003	86	0.003	0.003 ± 0.001
4			46	0.023	0.023 ± 0.003	88	0.0028	0.0029 ± 0.0009
6			48	0.022	0.021 ± 0.002	90	0.0024	0.0025 ± 0.0008
8	0.012	0.014 ± 0.002	50	0.020	0.020 ± 0.002	92	0.0020	0.0022 ± 0.0008
10	0.020	0.018 ± 0.002	52	0.019	0.019 ± 0.002	94	0.0017	0.0018 ± 0.0007
12	0.028	0.025 ± 0.003	54	0.018	0.017 ± 0.002	96	0.0014	0.0015 ± 0.0007
14	0.037	0.033 ± 0.003	56	0.017	0.016 ± 0.002	98	0.0012	0.0013 ± 0.0006
16	0.044	0.041 ± 0.003	58	0.016	0.015 ± 0.002	100	0.0010	0.0011 ± 0.0006
18	0.049	0.050 ± 0.004	60	0.015	0.014 ± 0.002	102	0.0008	0.0009 ± 0.0006
20	0.052	0.053 ± 0.004	62	0.014	0.013 ± 0.002	104	0.0006	0.0008 ± 0.0005
22	0.053	0.057 ± 0.004	64	0.013	0.012 ± 0.002	106	0.0010	0.0012 ± 0.0006
24	0.053	0.056 ± 0.004	66	0.012	0.011 ± 0.002	108		
26	0.051	0.054 ± 0.004	68	0.010	0.010 ± 0.002	110		
28	0.049	0.050 ± 0.004	70	0.010	0.009 ± 0.002	112	0.0006	0.0008 ± 0.0005
30	0.045	0.047 ± 0.004	72	0.009	0.008 ± 0.002	114		
32	0.043	0.042 ± 0.003	74	0.008	0.007 ± 0.001	120	0.0007	0.0009 ± 0.0005
34	0.038	0.039 ± 0.003	76	0.006	0.007 ± 0.001	122		
36	0.035	0.036 ± 0.003	78	0.006	0.006 ± 0.001	—	0.0003	0.0008 ± 0.0005
38	0.032	0.033 ± 0.003	80	0.005	0.005 ± 0.001			
40	0.029	0.030 ± 0.003	82	0.004	0.004 ± 0.001	136		
42	0.027	0.028 ± 0.003	84	0.004	0.004 ± 0.001			

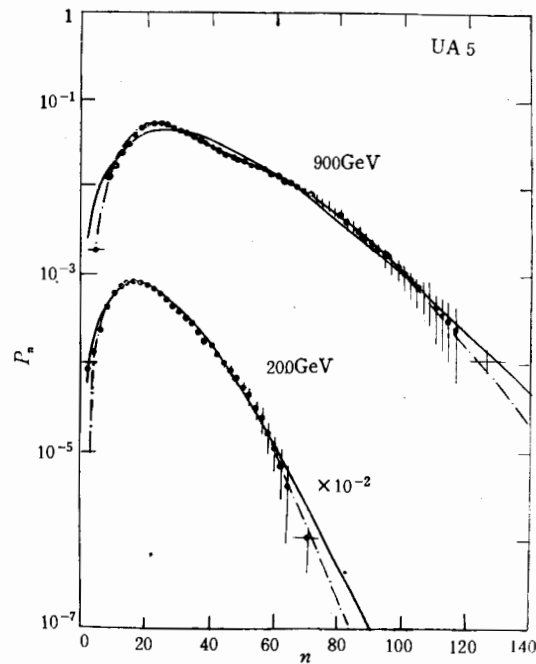


图 1 在质心能量 $\sqrt{s} = 200\text{GeV}$ 和 900GeV 处, 全相空间中真实多重性的实验点 [6] 与最佳适合的 (4) 式的理论计算值 (用点划线表示) 和最佳适合的负二项式分布 [6] (用实线表示) 的比较

4 讨 论

从用(4)式适合实验数据的过程中我们发现: 虽然可调参数有四个: $\langle n \rangle_1$ 、 $\langle n \rangle_2$ 、 k 和 x , 但要使(4)式适合几十个实验数据 P_n , 最佳的参数选择是唯一的. 从图 1 可以看到: 用(4)式非常好地描写了高能多重产生的实际分布. 这说明(4)式反映高能多重产生的某些本质. 这些本质是什么呢?

下边, 讨论(4)式成立的理论根据.

过去许多人的研究使我们认识到: 要理解高能多重产生现象, 关键在于把强相互作用分为软强相互作用和硬强相互作用两部分, 但实际上, 软、硬两部分混在一起很难将它们分开. 因而, 至今还不明白软、硬强相互作用各自产生的强子服从什么样的分布.

我们根据以前的研究结果提出如下更基本的假设 II:

(1) 在强相互作用过程中, 对软相互作用部分存在一个无标度函数 $\zeta(y_1)$, 而对硬相互作用部分存在另一个无标度函数 $\varphi(y_2)$. 由软相互作用产生 n 个荷电粒子的概率 $P_n^{(s)}$ 为:

$$P_n^{(s)} = \alpha \zeta(y_1), \quad (8)$$

由硬相互作用产生 n 个荷电粒子的概率 $P_n^{(d)}$ 为

$$P_n^{(d)} = \beta \varphi(y_2), \quad (9)$$

这儿, α 和 β 都是与碰撞能量 \sqrt{S} 有关的参数, y_1 和 y_2 是与 \sqrt{S} 无关, 而与 n 有关的无标度变量.

(2) 当软、硬相互作用同时起作用时, 产生 n 个荷电粒子的概率为

$$P_n = C_s P_n^{(s)} + C_d P_n^{(d)}, \quad (10)$$

这儿, C_s 和 C_d 表示软、硬相互作用各自所占的权重, $C_s + C_d = 1$. 它们的大小与 \sqrt{S} 有关. 实验发现, 当能量增大时, C_d 渐渐增大. 将(8)式和(9)式代入(10)式, 并令 $C_s \alpha = \gamma$, $C_d \beta = \delta$, 有

$$P_n = \gamma \zeta(y_1) + \delta \varphi(y_2), \quad (11)$$

这儿, γ 和 δ 依然是与 \sqrt{S} 有关的参数.

(1) 在 ISR 能区, 将用 $\sqrt{S_1}$ 来表示碰撞能量, $P_n = P_n^{(1)}$, $\gamma = \gamma_1$, $\delta = \delta_1$, 于是

$$P_n^{(1)} = \gamma_1 \zeta(y_1) + \delta_1 \varphi(y_2). \quad (12)$$

(2) 在 Sp̄pS 能区, $P_n = P_n^{(2)}$, $\gamma = \gamma_2$, $\delta = \delta_2$, 有

$$P_n^{(2)} = \gamma_2 \zeta(y_1) + \delta_2 \varphi(y_2). \quad (13)$$

因 $\zeta(y_1)$ 和 $\varphi(y_2)$ 还是未知的, 而 $P_n^{(1)}$ 和 $P_n^{(2)}$ 是已知的,

$$P_n^{(1)} = \frac{1}{\langle n \rangle_1} \phi(x), \quad (14)$$

$$P_n^{(2)} = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \left(\frac{\langle n \rangle_2}{k} \right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle_2}{k} \right)^{-n-k}. \quad (15)$$

于是, 我们可从(12)和(13)式解出 $\zeta(y_1)$, $\varphi(y_2)$, 再代入(11)式, 就得出(4)式:

$$P_n = xP_n^{(1)} + (1-x)P_n^{(2)},$$

这儿 $x = (\gamma - \gamma_2)/(\gamma_1 - \gamma_2)$, x 及 $P_n^{(1)}$ 与 $P_n^{(2)}$ 中的参数都仅仅是能量 \sqrt{S} 的函数。

从以上推导可见,由假设 II 可推出假设 I. 就是说通过实验检验,说明假设 II 是合理的。以后,可用实验结果探求软强相互作用和硬强相互作用的无标度函数 $\zeta(y_1)$ 和 $\varphi(y_2)$, 及它们在不同碰撞能量 \sqrt{S} 处各自所占的权重 γ 与 δ 。这样有助于我们加深对强相互作用的理解。

参 考 文 献

- [1] V. Gupta and N. Sarma, *Z. Phys.*, **C52**(1991) 53.
- [2] J. Benencke, T. T. Chou, C. N. Yang and E. Yen, *Phys. Rev.*, **188**(1969) 2159.
- [3] T. K. Gaisser et al., *Phys. Lett.*, **166B** (1986) 219.
- [4] UA5 Collaboration, G. J. Alner et al., *Phys. Lett.*, **138B**(1984) 304.
- [5] UA5 Collaboration, G. J. Alner et al., *Phys. Lett.*, **160B**(1985) 199.
- [6] UA5 Collaboration, R. E. Ansorge et al., CERN-EP/88-172(1988).

Description of Charged Particle Multiplicity Distribution in High Energy Strong Interaction

Qin Keyu

(Department of Physics, Yunnan Normal University, Kunming 650092)

Received on August 31, 1992

Abstract

With the assumption that the probability for n-charged particles production in hadron-hadron collision is

$$P_n = xP_n^{(1)} + (1-x)P_n^{(2)}, \text{ within } P_n^{(1)} = \frac{1}{\langle n \rangle_1} \phi \frac{n}{\langle n \rangle_1} \text{ and}$$

$$P_n^{(2)} = \frac{\Gamma(n+k)}{\Gamma(n+1)\Gamma(k)} \left(\frac{\langle n \rangle_2}{k} \right)^n \left(1 + \frac{\langle n \rangle_2}{k} \right)^{-n-k}.$$

and proper choice of $\langle n \rangle_1$, $\langle n \rangle_2$, k and x , the true multiplicity distribution in full phase space can be described successfully at the centre of mass energy \sqrt{S} GeV. Using the experimental data of non single-diffractive collisions between proton and antiproton at centre of mass energies of 200 and 900 GeV, the supposition had been examined and confirmed: it is very good to describe the facts. Had been discussed the theoretical bases of supposition.

Key words Strong interaction, Multiplicity, Scaling.