

FF 模型在 pp 软碰中的应用¹⁾

陈之江 刘汉昭

(南开大学物理系)

摘 要

本文将夸克喷注的 Field-Feynman 模型推广应用到 pp 反应中,并且提出一个关于双夸克碎裂的方案,从而改进了 A. Capella 的双链模型。这一图象既能给出各种粒子(介子,重子,光子,夸克对等)的平均产额和能量的关系,又能计算各种单粒子的内含谱及关联效应。计算结果和实验数据符合很好。

一、基本思想

A. Capella 等人^[1] 提出一个质子-质子软碰产生强子喷注的双快度链模型。认为 pp 软碰中每个质子都分裂成一个夸克和一个双夸克系统。一个质子中的夸克和另一质子中的双夸克构成一个链, pp 反应一共形成二个链。每个链都和 e^+e^- 湮灭所形成的一对背靠背的喷注相对应。二个链则相应于四个喷注。

文献 [1] 的作者以 $\sqrt{s} = 62\text{GeV}$ 时 pp 反应中 $-dN^{pp}/dy(y=0) = 2.3$ 的实验数据作为输入,定出双夸克系统带走入射质子动量的百分之九十五。

这个模型成功地解释了单粒子内含谱和 CERN 能量下 Feynman Scaling 的破坏。但是由于没有具体考虑夸克,尤其双夸克的碎裂过程,因而不能说明① pp 软碰中产生的喷注和 e^+e^- 湮灭所产生的喷注是否相同,②不能给出反应中究竟产生多少对夸克对,③不能说明现有的 pp 反应的大量实验资料,如末态各种粒子的产额及其随能量的变化,各种粒子的快度分布和末态粒子的关联效应等,因而无法将理论和实验作进一步的比较。

类似的情况,在 QCD 理论和实验比较时也存在,为此 Field-Feynman 等人提出一个夸克碎裂成强子喷注的模型(下称 FF 模型)^[2],经过改进^[3],已经为理论工作者和实验家们所广泛采用^[4],在 e^+e^- 湮灭形成强子喷注的研究中取得了相当的成功。本文将 FF 模型移植到 pp 反应中来。认为 pp 反应中每个链碎裂成强子的过程可以分解为一个双夸克碎裂和一个正反夸克对的碎裂,正反夸克对的碎裂和 e^+e^- 湮灭中正反夸克对产生喷注的机制相同,都可以用 FF 模型来描述,如图 1 所示。

关于双夸克,根据 $SU(3)_c \times SU(3)_f$ 强子结构的理论,两个夸克 (qq) 不能形成色单

1) 本工作得到中国科学院科学基金资助。
本文 1985 年 9 月 17 日收到。

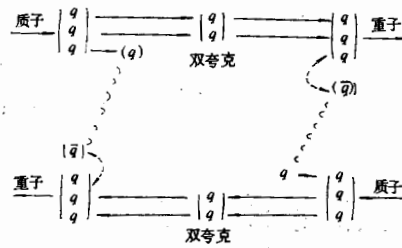


图1 质子质子软碰中双快度链的形成

态,因而不能作为独立的物理粒子。但是在核子内部由于有海夸克,胶子场特别是在第三个价夸克等产生的强“背景场”作用下,这样的两个价夸克可能形成似稳束缚系统,从而在核子内部出现双夸克的亚结构,可以看作一种整数自旋的带电部分子^[5]。

这种双夸克亚结构存在的必要性,可以从理论和实验二方面来说明。从理论上讲,在弹性散射中($W^2 \rightarrow M^2$)我们将核子看成点状粒子($x \rightarrow 1$),实际上是各个部分子弹散的相干性迭加;在深度非弹中($W^2 \gg M^2$)我们将核子看成由大量点状部分子组成,其数目无限;在强子结构的静态讨论中,又把强子看成是由一定数量的价夸克所组成。

如果希望能对这样不同的过程之间的过渡给出连贯的动力学说明,则要求核子内部有双夸克,甚致叁夸克的束缚结构。上述三种情况的差别,在于使用的探针具有不同的 Q^2 。在硬过程中使用的是大 Q^2 探针,因而能看到点状部分子(包括价夸克,海夸克及胶子)。当“探针”的 Q^2 减少时,分辨本领减少,达到一定程度时,就不能再区分个别的部分子,而只能看到几个部分子团(cluster)。“探针”的波长再长,则只能看到一个整体了^[6]。

当 Q^2 不大, x 从某值(如 $x = 0.4$ 或 0.5)向 $x = 1$ 逐渐增加时,在上述背景场作用下,就可能有小数的双夸克束缚结构形成,当 $x \rightarrow 1$ 时,还可能出现叁夸克的紧束缚结构。

从实验上看,强子-强子的反应结果也支持在重子中有这种双夸克紧束缚的存在。对于介子-重子两体反应,几乎所有的有电荷交换和奇异数交换的过程,如 $K^- + p \rightarrow M^0 + \Lambda$ (或 Σ^0 或 Y_{1385}^0),其中 M^0 为中性非奇异介子,仅仅用对对称的 $SU(6)$ 模型不可能很好地解释实验现象,只有加上双夸克结构才能与实验很好地符合^[7]。

对于双夸克的碎裂提出过二类机制。一是认为双夸克类似一个结合紧密的带色体系,在色场中激发出一个正反夸克对,最终和一个夸克结合形成领先的重子,介子则由新生的夸克对形成,和入射的强子没有直接关系。另一种观点是认为双夸克是一个结合松散的体系,其中的二个夸克通过碎裂或重新组合分别转换为介子,领先的介子包括双夸克中的夸克,因此领先的介子和入射的强子直接有关。为了检验这二种观点CERN专门作了实验^[8],检测 $\sqrt{s} = 62\text{GeV}$ 能量下,pp反应中,散射角为 30° ,动量大于 5GeV 的介子所触发的事例。实验结果表明双夸克的强子化主要是和另一个夸克重新结合成具有较大分数动量(x Feynman 变数)的领先重子。

双夸克在色场中激发出新夸克对的方式,应和初始双夸克的味道无关。由运动学的计算知,在目前能量下链心系中双夸克的能量低于 10GeV ,因此可以只考虑u, d, s三种

夸克对的产生。并且仿照文^[2], 将产生 $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$ 的几率分别取为 r , r , $1 - 2r$ 而 $\lambda = (1 - 2r)/r$ 称为奇异夸克的抑制因子。双夸克和新生夸克对中的夸克结合形成重子时, 其自旋可以是 $1/2$ 或 $3/2$, 也按照文^[2] 其几率分别取为 0.5 (uuu 除外, 它只有 $3/2$ 一种自旋态)。

按照上述图象, 结合 $SU(6)$ 理论所给出的 $1/2^+$ 重子八重态和 $3/2^+$ 重子十重态的夸克结构就可以得到碎裂重子谱及其产额。

双夸克和海夸克对中的夸克组成重子后, 留下一个反夸克, 继续碎裂成反夸克喷注。反夸克碎裂成强子的图象也由 FF 模型给出。因此最后一个关键问题是新生的重子带走双夸克动量的百分数。我们没有理由说, (qq) 与 (q) 结合成重子的禁闭过程和 (q) 与 (\bar{q}) 结合成介子的禁闭过程服从相同的动力学规律。实际的计算表明, 硬将 FF 模型中的动量分享函数 $f(\eta)$ 用到重子的形成上, 计算结果和实验数据有很大的出入。这个问题 QCD 目前不能给出任何预言。

仔细考查碎裂区重子的产生过程 (附录一) 可以发现 $\Delta^{++}(1236)$ 粒子的产生具有二个特点: ① Δ^{++} 只有直接碎裂的产额, 没有重子衰变的来源, ② 在产生 Δ^{++} 的分枝下, 只有一个重子形成 (相当于不形成比 $1/2^+$ 和 $3/2^+$ 更高的重子共振态)。因此可以认为实验上测得的 Δ^{++} 的动量就是 (uuu) 从 (uu) 上分得的动量。作为一种近似我们假定动量分享函数和味道无关, 和能量标度也无关, 取 $205\text{GeV}/c$ 下 $pp \rightarrow \Delta^{++}(1236) + X^0$ 反应中测得的 Δ^{++} 动量分布函数的实验值^[9] 作为 $(qq) + (q) \rightarrow (qqq) + (\bar{q})$ 过程中的动量分享函数。这样我们以夸克和双夸克的碎裂构成了链强子化的一个图象。

二、计算结果

反应末态的任何特征和物理量都可以由下面的程序给出。

① 质子 1 和质子 2 碰撞, 分别被打碎为 (q) 和 (qq) 系统, 然后来自不同质子的 (q) 和 (qq) 组成链。

$$\begin{array}{l} p_1 \rightarrow (qq)_1 + (q)_1. \\ p_2 \rightarrow (q)_2 + (qq)_2. \\ \quad \downarrow \qquad \quad \downarrow \\ \quad \text{链 1} \qquad \quad \text{链 2} \end{array} \quad (1)$$

② 计算在链心系, 链二端的能量。

③ 在链心系计算, (qq) 和海夸克对中的 (q) 结合成重子, 并留下反夸克 (\bar{q}) 。重子按文^[9] 获得纵向和横向动量。

④ 重子按粒子材料组 (P. D. G.) 公布的衰变分枝比资料, 产生碎裂区强子。

⑤ 反夸克和链另一端的夸克, 按 FF 模型产生强子喷注。

⑥ 二个链折算到 pp 碰撞总质心系, 并且合成 pp 反应的总产物。

按照上面的程序, 本文对 pp 软碰产生强子喷注过程中的各种物理量进了计算, 通过 Monte-Carlo 模拟, 得到以下结果。

1. 平均带电粒子数

这是对模型的最基本的检验,计算结果和实验数据符合,如图 2(a) 所示

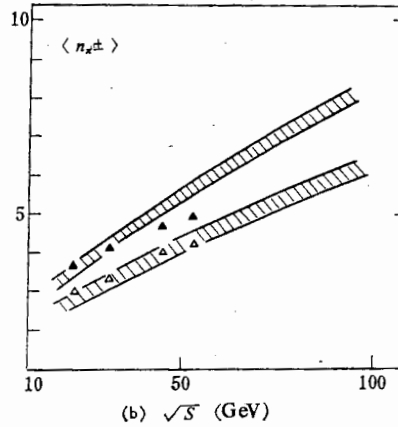
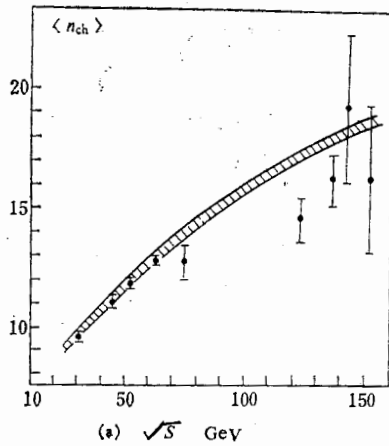


图 2(a) 平均带电粒子数随能量的变化

◆为实验值^[16]. 阴影部分为 Monte-Carlo 模拟
计算结果,置信度 0.99,平均相对偏差 0.02

图 2(b) π^{\pm} 介子的平均产额随能量的变化.

▲代表 π^+ , △代表 π^- 的实验值,阴影部分为
本文计算结果,绝对偏差 0.06~0.32.

2. π^{\pm} , K^{\pm} 介子的平均产额及其随能量的变化

按文^[2]取抑制因子 $\lambda = 0.5$ 时,计算结果见表 1, π 介子的计算值低于实验值,而 K 介子的计算值高于实验值. 因此 λ 值应另行确定. 我们以 $\sqrt{s} = 45\text{GeV}$ 能量下, K^+ 介子的产额作为输入定出 $\lambda = 0.267$, 于是 π^{\pm} 和 K^{\pm} 介子的计算值在各种能量上都和实验值

表 1 π, K 介子的平均产额随能量的变化及其与抑制因子的关系

\sqrt{s}	π^+			π^-		
	实验值	理论值		实验值	理论值	
		$\lambda = 0.5$	$\lambda = 0.267$		$\lambda = 0.5$	$\lambda = 0.267$
30.8	4.04	3.38	3.8	3.44	2.69	3.04
45.	4.63	4.18	4.78	4.04	3.64	3.91
53.	4.95	4.77	5.36	4.31	4.06	4.41

\sqrt{s}	K^+			K^-		
	实验值	理论值		实验值	理论值	
		$\lambda = 0.5$	$\lambda = 0.267$		$\lambda = 0.5$	$\lambda = 0.267$
30.8	0.40	0.57	0.35	0.29	0.35	0.22
45.	0.46	0.78	0.45	0.34	0.51	0.31
53	0.48	0.84	0.49	0.37	0.59	0.35

相当一致了。见表 1 和图 2(b), 及图 3。

3. 重子的产额

在本文中重子的产生仅来自碎裂区。由于双夸克有足够的动量, 附录一中的过程可以得到充分的展开, 形成不随能量变化的分量。(在 pp 反应中, 重子产额的观测值也确实随能量变化甚微)。λ 取 0.5 或 0.267 二种数值, 计算结果列于表 2。可以看出质子的产额对 λ 的取值并不敏感, 而 Δ⁰ 则甚为敏感, 因此仔细测量 Δ⁰ 的产额有更大的意义。λ 取 0.267 时 Δ⁰ 的计算值和实验值相符合, 再一次说明修改 FF 模型中抑制因子的必要性和内在合理性。

4. 夸克对的产额

反应中究竟激发出多少对夸克和反夸克是一个关键的物理量。在朴素的夸克模型

表 2 各种重子的平均产额及其与抑制因子的关系

	λ = 0.5	λ = 0.267		λ = 0.5	λ = 0.267	实验值	√s	p
	Δ ⁺⁺	0.266		0.294	Σ ⁻		0.003	0.0019
Δ ⁺	0.4	0.44	p	1.2679	1.2719	30.8	1.23	
Δ ⁰	0.266	0.294	n	0.7321	0.7281	45.	1.26	
Σ ⁺	0.076	0.045	Δ	0.2499	0.147	53.	1.28	
Σ ^{*+}	0.0666	0.039	π ⁺	0.5054	0.5025	λ	p	
Σ ^{*0}	0.1333	0.0785	π ⁻	0.1535	0.1130	0.5	1.2679	
Σ ⁰	0.0349	0.0206	π ⁰	0.3583	0.3252	0.267	1.2719	

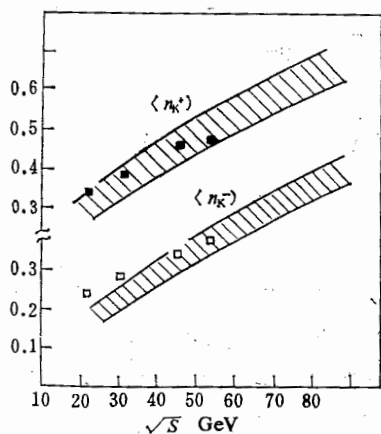


图 3 K[±] 介子的平均产额随能量的变化。
 ■ K⁺, □ K⁻ 实验值^[17], 阴影为本文计算结果置信度 0.99, 绝对偏差 0.03~0.08。

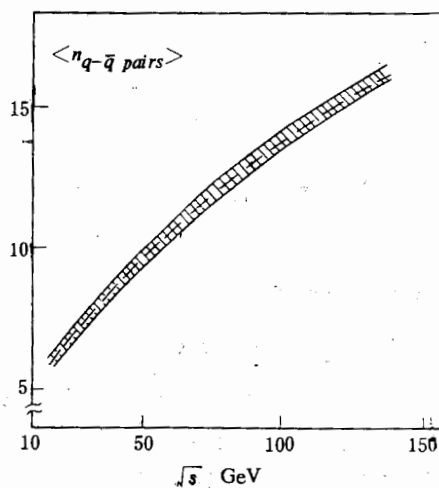


图 4 夸克平均对数与 √s 的关系
 ——[10]的曲线, 阴影本文计算结果置信度 0.99, 绝对偏差 0.16~0.24

中^[11]不能给出计算方法,完全靠实验来决定。在文献^[10]的工作中,引入了一个形象化的假设,认为高能强子碰撞,在产生 N 对层子的同时,还产生了与这些层子的“键数”成正比的胶子,再和实验结合,得出了层子对数 N 和入射层子质心系中总释放能的关系。对 pp 反应来说新生层子对数的平均值 N 由下式给出

$$N(Q) = (3.46 + 2.24Q)^{1/2} - 1.86,$$

$$\text{其中 } Q = \sqrt{s} - 2m_p. \quad (2)$$

并且假设在某一能量下产生 n 对层子的几率是按泊松率分布的。本文中不需要上面的假设,夸克平均对数随 \sqrt{s} 的变化及在任何能量下产生 n 对正反夸克的几率是可以计算出来的。计算结果见图 4,有趣的是二者基本上是一致的。

5. Feynman 比例律的破坏

中心区高度 $d\sigma/dy(y=0)$ 基本上不随能量变化被称为 Feynman 比例律。在 CERN 能量下发现这个比例律不是严格的。文献 [2] 的作者以 $\sqrt{s}=53\text{GeV}$ 时的高度为标准,将 Feynman 比例律破坏的情况以 R 来表征

$$R(S) = [d\sigma/dy(y=0, \sqrt{s})] / [d\sigma/dy(y=0, \sqrt{s}=53)]. \quad (3)$$

$R(S)$ 的测量值和本文的计算值如附图 5 所示,二者是十分吻合的。

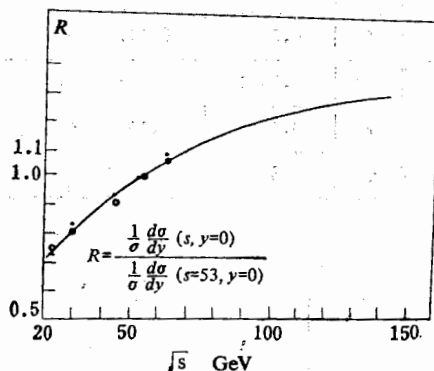


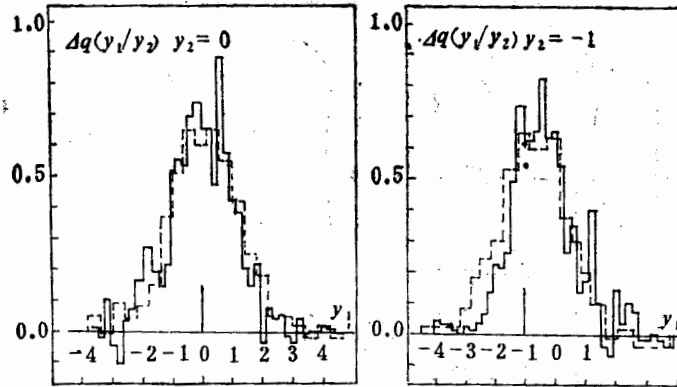
图 5 Feynman 比例律的破坏。●所有稳定带电粒子,○带电 π 介子,均取自实验^[11],实线为本文计算结果

6. 电荷区域性抵消

H. D. Wahl 在整理强子软碰实验材料时,引入电荷关联密度(或称条件密度)的概念。(the associated charged density)^[10]其定义为:在快度 y_2 处存在一个电荷 Q 的条件下, y_1 各处的电荷密度,记为 $q(y_1|Q, y_2)$ 。当 y_2 处的电荷由一个负号变为一个正号时, y_1 各处电荷关联密度的改变定义为关联电荷密度平衡(the associated charged density balance)记为

$$\Delta q(y_1|y_2) = q(y_1|-, y_2) - q(y_1|+, y_2). \quad (4)$$

本文计算结果见图 6。和实验比较基本相符。为了集中反映中心区电荷区域性抵消

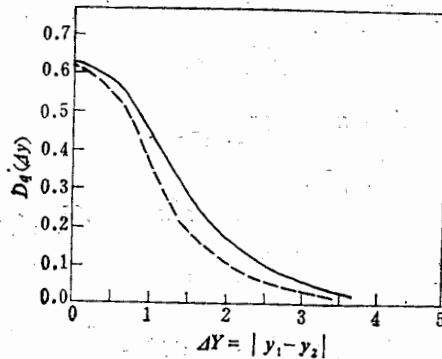
图 6 电荷关联密度平衡 $\Delta q(y_1|y_2)$

a. $y_2 = 0$, b. $y_2 = -1$. $\sqrt{s} = 52.5 \text{ GeV}$. 实线本文计算结果, 虚线为实验数据^[13]

的情况, 文献^[13]的作者还引入了中心区 $|y_2| \leq 1$ 的电荷密度平衡, 其定义为:

$$Dq(\Delta y) = 1/4 \int_{y_2=-1}^{y_2=+1} [\Delta q(y_2 + \Delta y|y_2) + \Delta q(y_2 - \Delta y|y_2)] dy_2. \quad (5)$$

$Dq(\Delta y)$ 的计算结果和实验值见图 7, 其高度和实验值一致, 而半宽度为 1.2 比实验值少 0.2. 电荷区域性平衡现象, 是反应中成团效应的最明显的证据, 因此有过各种不同的集团模型试图加以说明. 其中比较成功的是有限关联的带电集团发射模型. 而本文则不需要额外引入集团的概念, 集团效应是双链结构中喷注重叠的自然结果^[14].

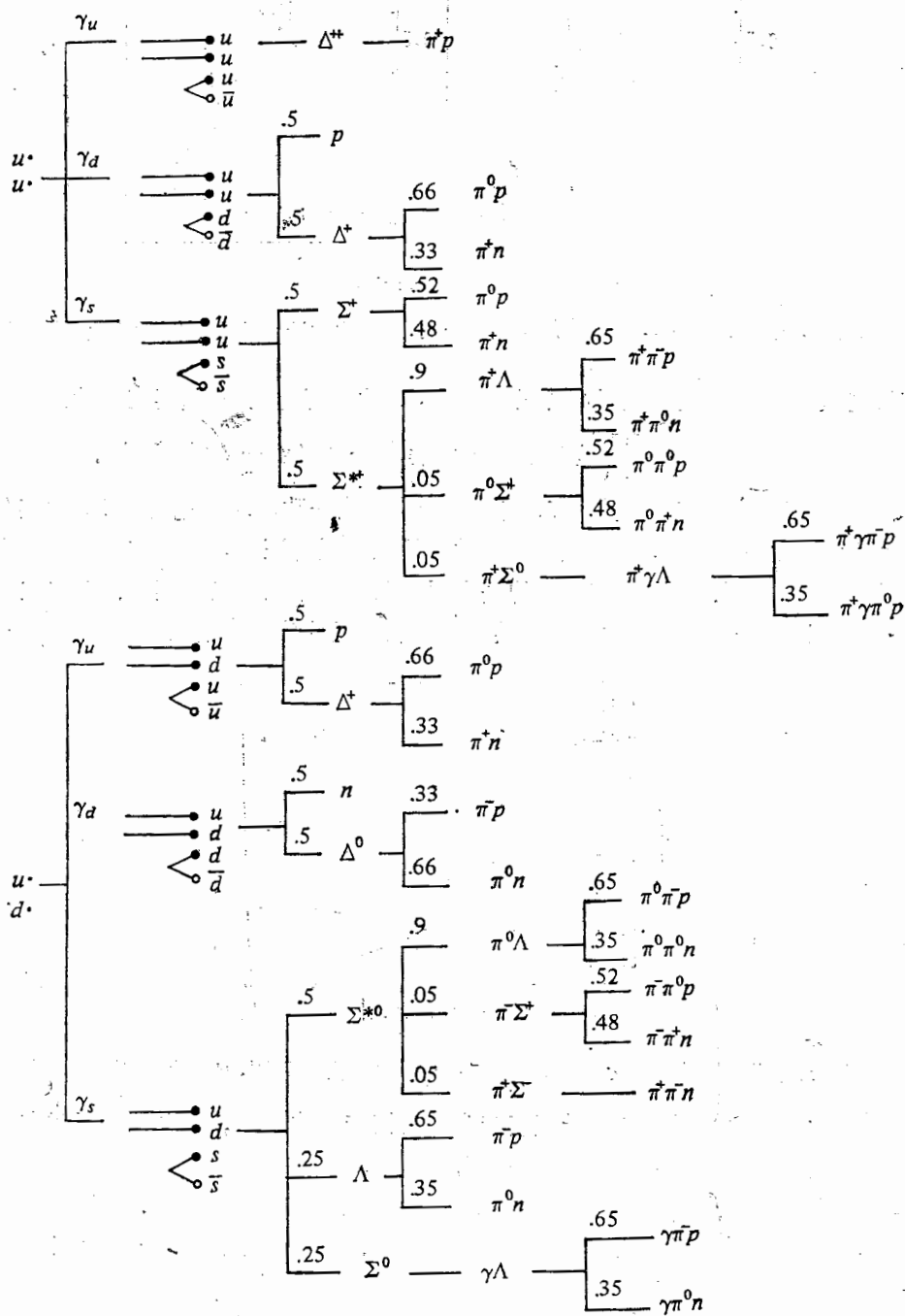
图 7 电荷区域性抵消, $Dq(\Delta y)$, $|y_2| \leq 1$ 实线为实验曲线^[13], 虚线为本文计算结果.

此外我们还对 π 介子和 K 介子直接产生和间接产生的比例, 带电粒子多重数分布进行了计算, 计算结果也和实验数据基本相符.

总之, 将 FF 模型推广应用到 pp 软碰, 可以说明其中的强子化过程. 将 FF 模型和双链模型结合起来, 是对双链模型的一个成功的改进. 类似的推广对 $p\bar{p}$ 反应也是成功的^[15].

作者对高崇寿, 杨国琛教授表示感谢, 他们对本工作提出了许多宝贵的建议. 我们还要感谢童国梁, 郭可尊同志, 他们提供了宝贵的计算程序.

附录 碎裂区粒子的构成



参 考 文 献

- [1] A. Capella, et al., *Phys. Lett.*, **B81**(1979), 68.
- [2] R. D. Field and R. P. Feynman, *Nucl. Phys.*, **B136**(1978), 1.
- [3] T. Sjostrand, LU TP 79—8 MAY, 1979.
- [4] S. C. Cooper LBL-Report LBL-11322 (1980).
- [5] Pong Huong-an, Zhou Guo-Xing, Proc. of the 1980 Guangzhou Conf. on theoretical particle physics, p591.
- [6] R. C. Hwa, *Phys. Rev.*, **D22**(1980), 759.
- [7] M. Zravec, *Phys. Rev.*, **D19**(1979), 800.
- [8] D. Hanna et al., *Phys. Rev. Lett.*, Vol. **46**(1981), 398.
- [9] S. J. Barish et al., *Phys. Rev.*, **D12**(1975), 1260.
- [10] Xie Qu-bing, Proc. of the 1980 Guangzhou Conf. on Theoretical Particle Physics, p. 780.
- [11] V. V. Anisovich, et al., *Nucl. Phys.*, **B55**(1973), 455.
- [12] W. Thome, *Nucl. Phys.*, **B129**(1977), 365.
- [13] H. D. Wahl, Proc. 19th Int. Conf. High-Energy Phys. Tokyo, 1978, p72.
- [14] Liu Han-chao, Yang Guo-shen, Proc. of the 1980 Guangzhou Conf. on theoretical particle physics, p780.
- [15] Chen Chi-jiang, Lu Jing-fa, 'The charged particle multiplicity in proton-antiproton annihilation', *Commu. Theore. Phys.* (1986).
- [16] E. Albini, *Nuovo. Cimento*, Vol. **32**(1976), 101.
- [17] M. Antinucci et al., *Lett Nuovo Cimento*, Vol. **64**(1973), 121.

APPLICATION OF THE FF MODEL TO PROTON-PROTON SOFT COLLISION

CHEN CHI-JIANG LIU HAN-CHAO
(Nankai University)

ABSTRACT

We applied the FF model of the quark-jet to the proton-proton soft collision and suggested a scheme for the diquark fragmentation. In this way we improved the two-chain model. The improved model not only can give the mean yields of various particles (such as meson, baryon, photon, quark-pairs, etc.) but also can calculate the single particle distributions and the correlations. The results are in agreement with experiments.