

软强子反应的碰撞成份

谢去病
(山东大学)

摘 要

本文指出,软强子反应中的碰撞成份为价层子或结构层子时,将导致显然不同的有效能量分布及碎裂重子动量分布. 在定量计算了共振衰变对这些分布的修正后,给出了从这些实验分布直接判别碰撞成份的原理与方法. 并发现现有实验已明显支持碰撞成份是结构层子,排除价层子.

一、引 言

为攻克非微扰量子色动力学(QCD)这一重大难关,迫切需要弄清软强子反应的微观机制. 对各种硬过程,由于存在大的四动量(Q^2)转移,强子中最初直接参加相互作用的成份,所谓“被打击(struck)成份”,只能是类点的部分子,使我们能从一个明确的起点去了解随后所发生的过程. 例如对硬过程 $\nu p \rightarrow \mu^- X$,由于 ν 通过大 Q^2 的中间玻色子 W^+ 只能与靶质子P内部的价层子 d 发生作用,随后的过程必然如图1所示:被打击的 d 的分布函数为 $f_d^p(x)$, x 是分数动量(费曼变量),然后, d 变为 u ;这时的“旁观者”虽带着双层子 uu 的量子数,但既不是两个价层子,也不是两个结构层子,而是靶质子P中除被打击的价层子 d 外的整个余留部分,其分数动量为 $y = 1-x$,其分布函数 $f_{uu}^p(y) \equiv f_d^p(1-y)$,等等. 加上过程的大 Q^2 阶段可用微扰QCD进行计算,使硬过程理论得到较顺利发展.

软强子反应由于 Q^2 小,最初直接参加作用的成份就不清楚. 虽然许多从强子结构出

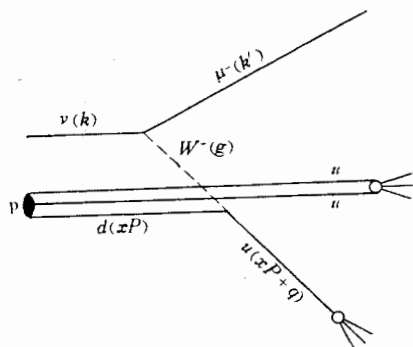


图 1

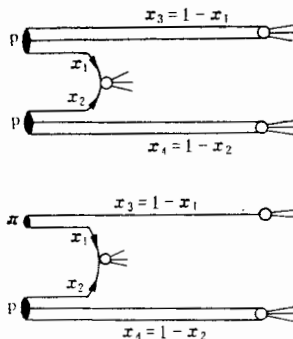


图 2

发解释反应机制的模型,都假定在绝大多数非衍射反应中,最初只是每个人射强子中的一部分直接受到碰撞,使反应机制如图 2 所示^[1],其中分数动量为 x_1 和 x_2 的部分受到碰撞,并最终导致中心区粒子的产生. 这种成分在软过程中起着“打击成分”在硬过程所起的关键作用. 今后,我们把这种成份叫做“碰撞成分”. 但是,是否真有这种碰撞成分? 这碰撞成分究竟是什么? 是类点的部分子,是价层子,海层子,或者胶子呢? 还是有一定内部结构的结构层子或价子 (Valon)? 或是与任何上述实体都不对应的雷奇子之类的东西? 一直没有解决.

最近, Capella 等分析了 CERN-ISR 轴场谱仪组测得的 $\sqrt{s} = 53 \text{ GeV}$ 下 pp 及 p \bar{p} 反应中心区(其快度 $|y| < 0.8$), 各种带电次级强子 ($P_T < 1.5 \text{ GeV}$) 的比例^[2]:

$$R^h \equiv \frac{dN^{\text{pp} \rightarrow h}}{dy} (|y| < 0.8) / \frac{dN^{\text{pp} \rightarrow h}}{dy} (|y| < 0.8),$$

证明了软强子反应确有上述意义的碰撞成分,而且这种成份具有价层子的量子数^[3]. 所以不是胶子或海层子. 但这并不能进一步判别是价层子还是结构层子,因为两者量子数相同. 新近, Takagi 通过较全面的比较指出^[4],只有结构层子才能最成功的解释 pp 和 πp 反应的近似 KNO 无标度性. 本文我们论证并提出了一个更直接判别碰撞成分的方法. 第二节中我们指出,碰撞成分为价层子或结构层子,将导致显然不同的有效能量分布 $P(\gamma)$. 第三节中,我们论证并提出由碎裂重子动量分布判别碰撞成分的原理与方法,并定量研究了共振衰变对这些分布带来的修正. 第四节用上面的原理与方法计算的各种分布,与已有的实验结果作了比较. 最后在第五节简单概括了得到的结果.

二、碰撞成分与有效能量分布函数 $P(\gamma)$

价层子和结构层子的区别主要表现在动量分布上. 以 U, D 表示与价层子 u, d 量子数对应的结构层子(本文以后出现的“结构层子”,与“valon”同义). 以 v 和 i 泛指强子 h 内的一个结构层子和价层子,以 $G_v^h(x)$ 和 $f_i^h(x)$ 表示其分布函数. 显然, h 内的结构层子带着 h 的全部动量,所以:

$$\sum_v \int_0^1 x G_v^h(x) dx = 1 \quad (1)$$

由最新的轻子深度非弹实验则知,价层子只带质子动量的 0.32 ± 0.01 及 π 介子动量的 ~ 0.4 , 所以:

$$\sum_i \int_0^1 x f_i^h(x) dx = \begin{cases} 0.32 \pm 0.01 & h = p \\ \sim 0.4 & h = \pi \end{cases} \quad (2)$$

$G_v^h(x)$ 、 $f_i^h(x)$ 通常都写成 $x^\alpha(1-x)^\beta / B(\alpha+1, \beta+1)$ 的形式, B 是贝塔函数, $1/B(\alpha+1, \beta+1)$ 是归一化常数. 这时,平均动量 $\langle x \rangle$ 简单由参数 α, β 给定:

$$\langle x \rangle = \frac{\alpha + 1}{(\alpha + \beta + 2)}. \quad (3)$$

因此,结构层子和价层子的性质 (1) 和 (2) 便对其分布 G_v^h 和 f_i^h 的 α, β 值分别给出一个基本限制. 具体数值由深度非弹实验确定. 对结构层子分布 G_v^h , 我们采用 Valon 模型^[5]

的结果, [6] 由 μ 散射材料得:

$$\begin{cases} G_B^p(x) = 8x^{0.65}(1-x)^2 \\ G_B^n(x) = 6x^{0.35}(1-x)^{2.3} \end{cases} \quad (4)$$

[7] 由形状因子数据得:

$$\begin{cases} G_B^p(x) = 10.8x^{0.9}(1-x)^2 \\ G_B^n(x) = 4.6x^{0.1}(1-x)^{2.8} \end{cases} \quad (5)$$

由中微子深度非弹材料得不区分味的分布为^[9]:

$$G_V^p(x) = 6.56x^{\frac{1}{2}}(1-x)^2 \quad (6)$$

$$G_V^n(x) = G_V^p(x) = 1 \quad (7)$$

下面会看到, 由于我们的结果总与对碰撞成分的味道取平均相联系, 这三种分布实际给出同样结果. 对价层子分布 $f_i^h(x)$, 则采用无标度性成立时的公认形式 [8]:

$$f_u^p(x) = \frac{1}{2} \left(\frac{35}{16} \right) x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^3 \quad (8)$$

$$f_d^p(x) = \frac{315}{256} x^{-\frac{1}{2}}(1-x)^4 \quad (9)$$

$$f_i^p(x) = f_i^n(x) = \frac{3}{4} x^{-\frac{1}{2}}(1-x) \quad (10)$$

上述显式清楚展现出结构层子与价层子动量分布的重大区别.

用 $P_1(x_1)$ 表示图 2 中第一个入射强子中被碰撞成分的动量分布, $P_2(x_2)$ 表示另一入射强子中被碰撞成分的动量分布, 则未碰撞的整个其余部分的动量 x_3, x_4 的分布为:

$$P_3(x_3) \equiv P_1(1-x_3) \quad (11)$$

$$P_4(x_4) \equiv P_2(1-x_4) \quad (12)$$

当碰撞成分为价层子或结构层子时, P_1, P_2, P_3, P_4 都分别由 f_i^h 或 G_V^h 决定.

定义质心系总能为 \sqrt{S} 时, 动量 x_1 和 x_2 的碰撞部分所带的能量为有效能量 $\sqrt{S_{\text{eff}}}$. 它等于末态强子中心区纯新生粒子的总能. 在相对论近似下:

$$S_{\text{eff}} \simeq x_1 x_2 S \quad (13)$$

或

$$\gamma^2 \equiv \frac{S_{\text{eff}}}{S} \simeq x_1 x_2 \quad (14)$$

由 x_1 的分布 $P_1(x_1)$ 与 x_2 的分布 $P_2(x_2)$ 相互独立, 得 γ 的分布函数为:

$$P(\gamma) = 2\gamma \int_{\gamma^2}^1 P_1(x_1) P_2\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right) \frac{1}{x_1} dx_1 \quad (15)$$

现讨论碰撞成分为价层子及结构层子时的 $P(\gamma)$.

2.1 若碰撞成分为结构层子

A. 对 pp 反应

此时 (15) 式中的

$$P_1(x_1) = \left[\frac{2}{3} G_B^p(x_1) + \frac{1}{3} G_B^n(x_1) \right] \quad (16)$$

$$P_2(x_2) = P_2\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right) = \left[\frac{2}{3} G_V^p\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right) + \frac{1}{3} G_D^p\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right) \right] \quad (17)$$

$$P(\gamma) = 2\gamma \int_{\gamma^2}^1 \left[\frac{4}{9} G_V^p(x) G_V^p\left(\frac{\gamma^2}{x}\right) + \frac{2}{9} G_V^p(x) G_D^p\left(\frac{\gamma^2}{x}\right) + \frac{2}{9} G_D^p(x) G_V^p\left(\frac{\gamma^2}{x}\right) + \frac{1}{9} G_D^p(x) G_D^p\left(\frac{\gamma^2}{x}\right) \right] \frac{dx}{x} \quad (18)$$

将(4)或(5)式的 G_V^p 、 G_D^p 代入进行计算与取(6)式的 G_V^p 计算的结果一样。在后一情况有简单解析式:

$$P(\gamma) = C\gamma \int_{\gamma^2}^1 G_V^p(x) G_V^p\left(\frac{\gamma^2}{x}\right) \frac{dx}{x} = N\gamma^2 \int_{\gamma^2}^1 (1-x)^2 \left(1 - \frac{\gamma^2}{x}\right)^2 \frac{dx}{x} \\ = N[3\gamma^6 - 3\gamma^2 - (\gamma^2 + 4\gamma^4 + \gamma^6) \ln \gamma^2] \quad (19)$$

其中 N 为归一化常数

$$N = 1 / \int_0^1 [3\gamma^6 - 3\gamma^2 - (\gamma^2 + 4\gamma^4 + \gamma^6) \ln \gamma^2] d\gamma = 87.59 \quad (20)$$

最后得

$$P(\gamma) = 87.59[3\gamma^6 - 3\gamma^2 - (\gamma^2 + 4\gamma^4 + \gamma^6) \ln \gamma^2] \quad (21)$$

$$\langle \gamma \rangle_{pp} = \int_0^1 \gamma P(\gamma) d\gamma = 0.31 \quad (22)$$

$P(\gamma)$ 峰值于 $\gamma = 0.24$ 处

B. 对 πp 碰撞

$$\text{此时 } P_1(x_1) = G_V^{\pi}(x), \quad P_2(x_2) = G_V^p(x_2) = G_V^p\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right)$$

以(6)、(7)式的 G_V^{π} 及 G_V^p 代入, 即得

$$P(\gamma) = N\gamma \int_{\gamma^2}^1 x^{\frac{1}{2}}(1-x)^2 \frac{dx}{x} = N\gamma \left[1.067 - 2\gamma + \frac{4}{3}\gamma^3 - \frac{2}{5}\gamma^5 \right] \\ = 13.13 \left[1.067 - 2\gamma^2 + \frac{4}{3}\gamma^4 - \frac{2}{5}\gamma^6 \right] \quad (23)$$

$$\langle \gamma \rangle_{\pi p} = \int_0^1 \gamma P(\gamma) d\gamma = 0.37 \quad (24)$$

$P(\gamma)$ 峰值于 $\gamma = 0.30$ 处

2.2 若碰撞成分为价层子

A. 对 pp 反应

此时

$$P_1(x_1) = \left[\frac{2}{3} f_u^p(x_1) + \frac{1}{3} f_d^p(x_1) \right] \quad (25)$$

$$P_2(x_2) = P_2\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right) = \left[\frac{2}{3} f_u^p\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right) + \frac{1}{3} f_d^p\left(\frac{\gamma^2}{x_1}\right) \right] \quad (26)$$

用(8)、(9)式的 f_u^p 、 f_d^p 代入

$$P_1(x_1) = 0.729x_1^{-\frac{1}{2}}(1-x_1)^3 + 0.410x_1^{-\frac{1}{2}}(1-x_1)^4 \quad (27)$$

$$P_2(x_2) = 0.729x_1^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{\gamma^2}{x_1}\right)^3 / \gamma + 0.410x_1^{\frac{1}{2}}\left(1 - \frac{\gamma^2}{x_1}\right)^4 / \gamma \quad (28)$$

代入(15)式并归一化后,即得

$$P(\gamma) = 2.000[0.848\gamma^8 + 12.81\gamma^6 + 10.17\gamma^4 - 18.84\gamma^2 - 4.992 - (1.298 + 14.65\gamma^2 + 21.60\gamma^4 + 5.612\gamma^6 + 0.168\gamma^8)\ln\gamma^2] \quad (29)$$

$$\langle\gamma\rangle_{pp} = 0.07 \quad (30)$$

$P(\gamma)$ 极大值在 $\gamma = 0$ 处

B. 对 πp 反应

$$P(\gamma) = c\gamma \int_{\gamma^2}^1 \left[\frac{2}{6} f_a^p(x) f_i^{\pi} \left(\frac{\gamma^2}{x} \right) + \frac{2}{6} f_i^{\pi}(x) f_a^p \left(\frac{\gamma^2}{x} \right) + \frac{1}{6} f_a^p(x) f_i^{\pi} \left(\frac{\gamma^2}{x} \right) + \frac{1}{6} f_i^{\pi}(x) f_a^p \left(\frac{\gamma^2}{x} \right) \right] \frac{dx}{x} \quad (31)$$

用(10)–(12)式代入并归一化后,得

$$P(\gamma) = 1.994[0.026\gamma^8 - 0.298\gamma^6 + 1.742\gamma^4 + 1.028\gamma^2 - 2.498 - (1.710 + 5.742\gamma^2)\ln\gamma^2] \quad (32)$$

$$\langle\gamma\rangle_{\pi p} = 0.10 \quad (33)$$

$P(\gamma)$ 极大值在 $\gamma = 0$ 处

图3中分别给出 pp 、 πp 反应中阻止成份为结构层子(实线)及价层子(虚线)时的 $P(\gamma)$ 分布,形状完全不同。可见,只要从实验测出了 $P(\gamma)$,就能对碰撞成分及反应机制作出明确判别。表1中列出的一系列数字特征,同样可作为有力的判据。

表1 不同阻止成份时的 $P(\gamma)$ 数值特征

	$\langle\gamma\rangle_{pp}$	$1 - \langle\gamma\rangle_{pp}$	$\langle\gamma\rangle_{\pi p}$	$1 - \langle\gamma\rangle_{\pi p}$	$\langle\gamma\rangle_{pp}/\langle\gamma\rangle_{\pi p}$	pp 反应极大位置	πp 反应极大位置	pp $\rightarrow\pi p$ 峰位移动
结构层子	0.31	0.69	0.37	0.63	1.19	0.24	0.30	0.07
价层子	0.07	0.93	0.10	0.90	1.43	0	0	0

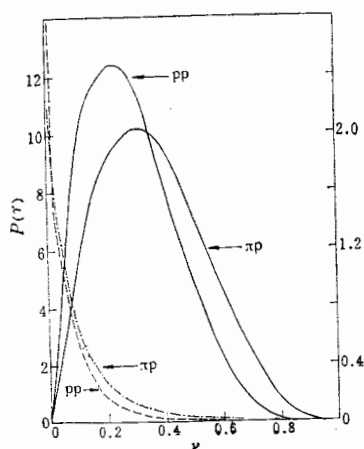


图3

然而,直接测量强子末态中心区纯新生粒子总的能量来定 γ 及其分布是不现实的。首先,没有“中心区”的明确界限;其次,测量无法区分纯新生粒子与碎裂的共振粒子衰变后落进中心区的次级粒子,而一般地算出后者的贡献又极困难;最后,很难对每个事例测定或算出中性粒子带走的能量。因此,我们在下节提出一个由碎裂重子动量分布定 $P(\gamma)$ 的实际途径。

三、碎裂重子的动量分布

既然每个人射强子在软过程中首先分解为碰撞成分与未碰撞部分,两者的动量 $x_1(x_2)$ 与 $x_3(x_4)$ 与动量分布 $P_1(x_1)$ ($P_2(x_1)$)与 $P_3(x_3)$

$(P_4(x_4))$ 有:

$$\begin{cases} x_3 = 1 - x_1 & (34) \\ x_4 = 1 - x_2 & (35) \end{cases}$$

及(11)–(12)式直接联系. 因此, 上节的 $S_{\text{eff}}, \gamma, P(\gamma)$ 同样可用未碰撞部分的动量 x_3, x_4 和分布 $P_3(x_3), P_4(x_4)$ 来表示:^[9]

$$S_{\text{eff}} \approx S(1 - x_3)(1 - x_4) \quad (36)$$

$$\gamma^2 \equiv \frac{S_{\text{eff}}}{S} \approx (1 - x_3)(1 - x_4) \quad (37)$$

$$x_4 = 1 - \frac{\gamma^2}{1 - x_3} \quad \text{或} \quad x_3 = 1 - \frac{\gamma^2}{1 - x_4} \quad (38)$$

$$P(\gamma) = 2\gamma \int_{x_{\min}}^{x_{\max}} dx_3 \frac{P_3(x_3)P_4\left(1 - \frac{\gamma^2}{1 - x_3}\right)}{1 - x_3} \quad (39)$$

其中 x_{\min} 是 x_3, x_4 的最小值, x_{\max} 是它们的最大值,

$$x_{\max} = \max(x_3) = \max\left[1 - \frac{\gamma^2}{1 - x_4}\right] = 1 - \frac{\gamma^2}{1 - x_{\min}}$$

不难证明, $x_{\min} = 0$ 时 $x_{\max} = 1 - \gamma^2$, 这时 (39) 完全与 (15) 式等价. 因此, 只要真正测出了整个未碰撞部分的动量分布 $P_3(x_3), P_4(x_4)$, 不仅可从上节的 $P(\gamma)$ 区别对碰撞成分作出判断, 而且它们按(11)(12)式直接反映了碰撞成分分布 $P_1(x), P_2(x_2)$, 直接就可判断. 例如, 当碰撞成分为价层子或结构层子时, 从 (27)、(16)、(6) 及 (11) 式即得质子中非碰撞部分 x_3 (或 x_4) 的分布, 分别应为:

$$P(x) = 0.729x^3(1 - x)^{-\frac{1}{2}} + 0.410x^4(1 - x)^{-\frac{1}{2}} \quad (40)$$

$$P(x) = 6.56x^2(1 - x)^{\frac{1}{2}} \quad (41)$$

它们同样是容易区别的. 但实现这一判据的关键, 在于测量的确是携带整个未碰撞部分动量 x_3 (或 x_4) 的那些碎裂粒子. 下面, 我们就以入射质子碎裂区的情况为例讨论此问题.

入射粒子为质子时, 不论被碰撞的是结构层子或价层子, 未碰撞部分都带有余下的双层次子的量子数, 所以能带有整个未碰撞部分的次级粒子, 如忽略更高共振态, 只能是以下 56 重态重子:

$$p, n, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0 \quad (42)$$

$$\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Sigma^{*+}, \Sigma^{*0} \quad (43)$$

但未态中的这些重子 B , 一般仍包括图 4 所示的, 其中含有 0、1、2、3 个人射层子等四种情况 (分别以 B_0, B_1, B_2, B^3 来表示)^[10]. 因虚线表示的新生层子动

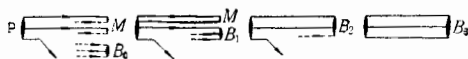


图 4

量很小, 与入射层子的动量相比可以忽略, B_2 的动量分布基本就是整个未碰撞部分的动量分布, 这才是我们需要的. 怎样在四种情况中区分出 B_2 来呢? 首先, B_0 只落在中心区. B_3 是衍射和纯电荷交换的结果, 对奇异重子 $\Sigma^{*+}, \Sigma^{*0}, \Lambda, \Sigma^+, \Sigma^0$, 没有 B_3 的贡献. 对非奇异重子 $\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, p, n$, B_3 主要集中在 $0.85 \leq x < 1$ 的范围. 对 B_1 , 利用 (6) 和 (27) 都可算出它主要在 $x < 0.4$ 的范围. 因此, 对于基本是直接碎裂产生的

(43)中的重子,在 $0.4 \leq x < 1$ 范围测到的 Σ^{*+} 、 Σ^{*0} ,或在 $0.4 \leq x \leq 0.8$ 范围测到的 Δ^{*+} 、 Δ^+ 、 Δ^0 ,基本就是 B_2 . 它们在这范围内的动量分布,就是前面意义下的 $P_3(x_3)$ 或 $P_4(x_4)$.

但必须注意,在 $0.4 \leq x < 1$ 范围测到的 Σ^+ 、 Σ^0 及在 $0.4 \leq x \leq 0.8$ 范围测到的 p 、 n 、 Λ 等稳定重子,有很大一部分是由(43)中的粒子衰变来的,不属于 B_2 的情况. 因此其动量分布 $P(x)$ 是 B_2 的谱 $P_{\mathbf{B}}(x)$ 和上述衰变粒子谱 $P_{\mathbf{B}}(x)$, 按相对贡献叠加的结果,不能与上述理论直接比较. 现在,我们分别以 i 和 j 表示属于(43)和(42)中的任一重子,给出考虑 i 对 j 的衰变贡献后,上述 x_j 范围内的 $P(x_j)$ 的一般表达式.

A. 归一化的 $P(x_i)$ 、 $P_{\mathbf{B}}(x_j)$:

$$\text{由上面的分析得: } P(x_i) \approx P_{\mathbf{B}}(x_j) \approx P_3(x_3) = P_1(1 - x_3) \quad (44)$$

在碰撞成分为价层子或结构层子时,分别由(40)或(41)式给定.

B. 归一化的 $P_{\mathbf{B}}^{i \rightarrow j}(x_j)$

直接碎裂产生的重子共振态 i 都通过两体衰变 $i \rightarrow j + \pi$ 产生重子 j . 在 i 的静止系中, j 的能量 E_j^* 和动量 P_j^* 都是常数:

$$E_j^* = \frac{M_i^2 - M_\pi^2 + M_j^2}{2M_i} \quad (45)$$

$$P_j^* = \frac{M_i^2 - M_\pi^2 - M_j^2}{2M_i} \quad (46)$$

这里 M_i 、 M_π 、 M_j 是粒子 i 、 π 、 j 的静质量. 考虑到由不极化入射质子产生的 i 是不极化的, 在 i 静止系衰变出的 j 各向同性分布, 即得当 i 动量为 x_i 时, x_j 在最大值 $(x_j)_{\max}$ 和最小值 $(x_j)_{\min}$ 之间有如下分布:

$$W(x_j) = M_i x_j / [2P_j^* x_i [x_i^2 + (2M_j/\sqrt{S})^2]^{\frac{1}{2}}] \quad (47)$$

$$(x_j)_{\max} = P_j^* [x_i^2 + (2M_j/\sqrt{S})^2]^{\frac{1}{2}} / M_i + E_j^* x_i / M_i \quad (48)$$

$$(x_j)_{\min} = |P_j^* [x_i^2 + (2M_j/\sqrt{S})^2]^{\frac{1}{2}} / M_i - E_j^* x_i / M_i| \quad (49)$$

因此,由动量分布 $P(x_i)$ 的 i 所间接产生的 j , 必具有归一化的动量分布 $P_{\mathbf{B}}^{i \rightarrow j}(x_j)$:

$$P_{\mathbf{B}}^{i \rightarrow j}(x_j) = \int_{(x_i)_{\min}}^{(x_i)_{\max}} \frac{M_i x_i P(x_i) dx_i}{2P_j^* x_i [x_i^2 + (2M_j/\sqrt{S})^2]^{\frac{1}{2}}} \quad (50)$$

其中 $(x_j)_{\max}$ 、 $(x_j)_{\min}$ 由(48)(49)式反解得到.

C. 总的 $P(x_j)$.

以 C_{pj} 及 C_{pi} 表示入射质子直接碎裂产生的 B_2 型重子中, j 及 i 所占的权重,它可由层子模型算出^[11]. 以 $\text{Br}(i \rightarrow j)$ 表示 i 衰变为 j 的分支比,它已由 $P.D.G$ 材料^[12] 及同位旋分析给定. 因此

$$\left. \begin{aligned} P(x_j) &= f_j P_{\mathbf{B}}(x_j) + \sum_i f_i P_{\mathbf{B}}^{i \rightarrow j}(x_j) \\ f_i &= c_{pj} / \left[c_{pj} + \sum_i c_{pi} \text{Br}(i \rightarrow j) \right] \\ f_i &= c_{pi} \text{Br}(i \rightarrow j) / \left[c_{pj} + \sum_i c_{pi} \text{Br}(i \rightarrow j) \right] \end{aligned} \right\} \quad (51)$$

四、与现有实验的比较

从上节看到,判别碰撞成分最好的是 Σ^{*+} 、 Σ^{*0} 、 Δ , 它们的谱在很大范围 ($0.4 \leq x <$

1) 直接反映非碰撞部分的动量分布, 虽然对 Δ , 在 $x > 0.8$ 时可能有部分衍射成份 (B_3) 的贡献. 其次是 Σ^+ 、 Σ^0 、 Λ , 在很大范围间接反映. 最后是 p 、 n , 领头粒子 P 最易测量, 但只在 $0.4 \leq x \leq 0.8$ 范围间接反映. 下面看到, 即使根据现有很不准确的少量数据, 也可作出判别.

虽然判别碰撞成分不需要确定上述粒子谱的绝对强度, 但我们可以确定. 利用层子模型算出的 C_{pi} 、 $C_{pi}^{[1]}$ 及最近实验定出的碎裂区奇异层子抑制因子 $\lambda \approx 0.22$, 即可得到 B_2 中各种 i, j 重子的相对几率 $\omega_{i(j)} \equiv \frac{C_{pi(j)}}{C_{pp}}$ 如下:

$i(j)$	p	n	Λ	Σ^+	Σ^0	Δ^{++}	Δ^+	Δ^0	Σ^{*+}	Σ^{*0}	}	(52)
$C_{pi(j)}$	8	7	$\frac{9}{2}\lambda$	λ	$\frac{\lambda}{2}$	6	4	2	2λ	λ		
$\omega_{i(j)}$	1	$\frac{7}{8}$	0.123	0.028	0.014	0.75	0.5	$\frac{1}{4}$	0.055	0.028		

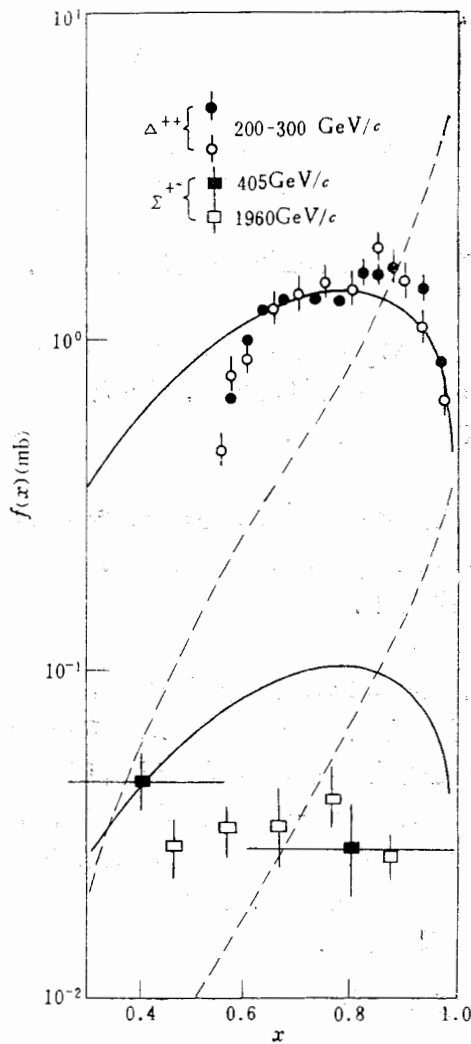


图 5

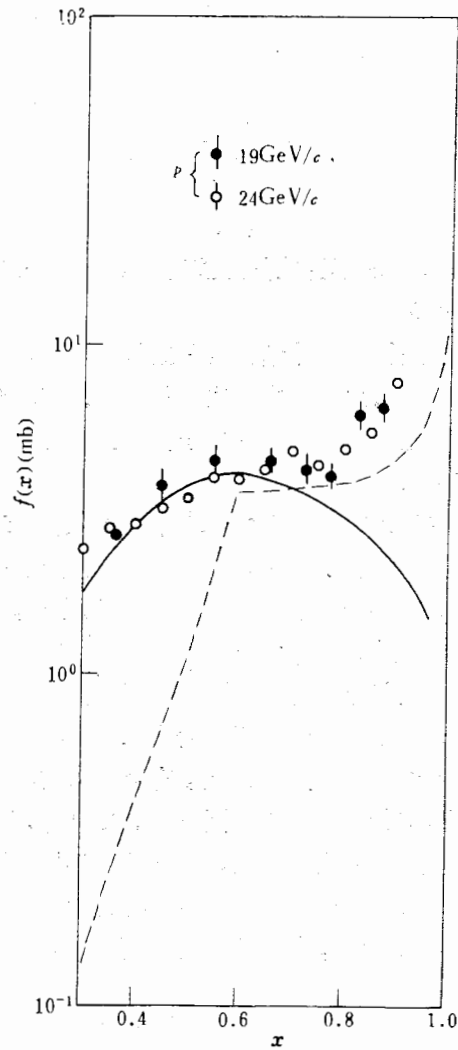


图 7

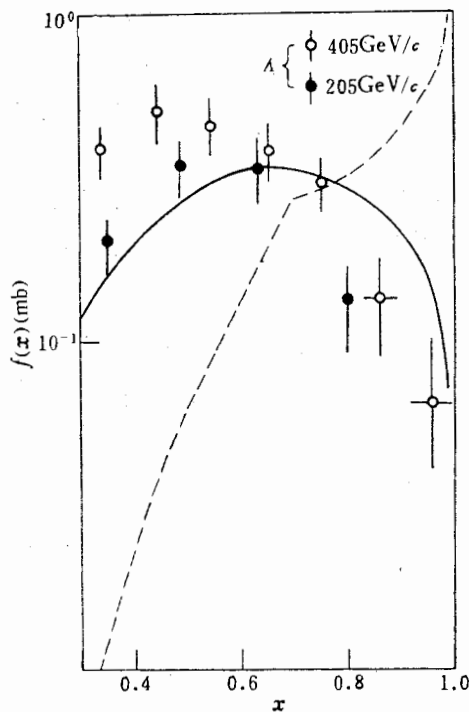


图 6

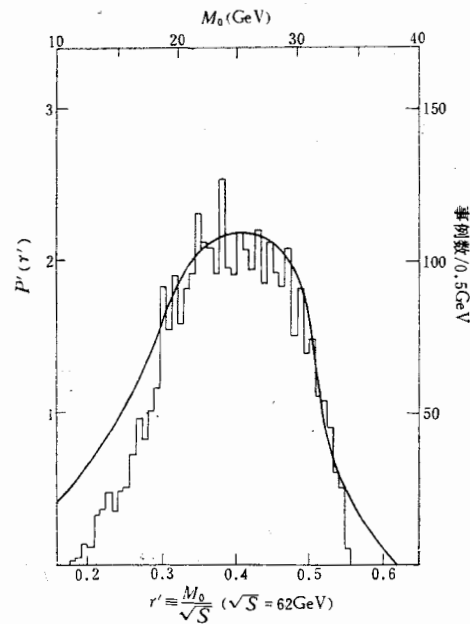


图 8

图 6—8 中的理论曲线的强度是取上述 ω_{ij} 值算出的, 可单独作为对 (52) 的检验. A. Δ^{++} 和 Σ^{*+}

当碰撞成分为结构层子或价层子时, 它们的动量谱由 $\omega_{\Delta^{++}} = 0.75$ 及 0.055 乘 (40) 或 (41) 式, 即图 5 中的实线与虚线. 实验数据取自 [13] 及 [14] [15]. 可见尽管还不足以证明碰撞成分为结构层子, 但已足以排除碰撞成份为价层子.

B. Λ 和 P

这时 Λ 中包括 Σ^{*+} 、 Σ^{*0} 衰变的贡献, P 中包括来自 Δ^{++} 、 Δ^+ 、 Δ^0 的贡献. 要用 (45) 一 (52) 分别计算. 图 6、7 中的实线对应碰撞成分为结构层子, 虚线对应价层子. 实验材料取自 [14] 及 [13] [16], 明显拒绝价层子, 支持结构层子.

C. ‘污染后的’ $P(r)$ 分布

由上节看到, 测量前后半球同时有 $x \geq 0.4$ 的碎裂 Δ 或 Σ^* 的 pp 反应事例, 可直接得 $P(r)$. 但至今还没有这种测量. Breakstone 等测量了前后半球同时有 $0.44 \leq x \leq 0.82$ 碎裂质子的动量分布 $P(x)$, 直接用它按 (36) (39) 去算有效能量及其分布^[17]. 但上面的计算表明 $P(x) = 0.46P_{\Delta}(x) + 0.54P_{\text{val}}(x)$, 即这些领头质子中一半以上来自 Δ 衰变. 用上节计算共振污染的方法, 我们可用算出的‘污染后的’ $P'(r')$ 与他们的结果比较. 图 8 的实线是用碰撞成分为结构层子时的 $P(x)$ (即图 7 中实线) 代替 (39) 式的 P_3 、 P_4 算出的‘污染后的’ $P'(r')$, 梯形图是 [17] 的实验结果, 两者符合很好.

五、结 语

本文提出了判别碰撞成分确定软强子反应机制的原理与具体方法. 用之分析现有实

验,可明确排除碰撞成分为价层子,支持结构层子,但不足以证实我们所用的 Valon 分布函数,这需要更精确的实验数据. 最后必须指出,在目前还流行的一类双重拓扑正模型(DTU)中,虽然其阻止成分有时也叫价夸克,实际并不和轻子深度非弹“观察”到的,即本文所指的价层子对应. 因此上述讨论不能检验 DTU.

陈鄂生、刘希明同志参加了部分计算. 赵维勤同志、美国德克萨斯大学邱道彬教授、俄里岗大学华家照教授,提供了宝贵的意见与建议,谨对他们致衷心感谢.

参 考 文 献

- [1] Collins and Martin, *Rep. Prog. Phys.*, **45**(1982), 335.
- [2] Axial Field Spectrometer Collaboration, *Phys. Lett.*, **108B**(1982), 58.
- [3] A. Capella et al., LP THE Orsay 82/31. 或 U. Sukhatme Proc. of 13 th International Symposium on Multiparticle Dynamics, Volendam, The Netherlands (1982).
- [4] F. Takagi, *Z. Phys.*, **C19**(1983), 213.
- [5] R. C. Hwa, "Partons in Soft-Hadronic Processes" ed., R. Van de Walle (World Scientific, Singapore 1981).
- [6] R. C. Hwa and M. S. Zahir, *Phys. Rev.*, **D23**(1981), 2539.
- [7] R. C. Hwa and C. Z. Lam, *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 2338.
- [8] R. P. Feynman and R. D. Field, *Phys. Rev.*, **D15**(1977), 2590.
- [9] C. B. Chiu and Qu-ding Xie, *Phys. Rev.*, **D26**(1982), 3057.
- [10] L. Van Hove, *Z. Phys.* **C9**(1981), 145.
- [11] V. V. Anisovich and V. M. Shekhter, *Nucl. Phys.*, **B55**(1973), 455.
- [12] Particle Data Group, *Phys. Lett.*, **B111**(1982).
- [13] P. D. Higgin et al., *Phys. Rev.*, **D19**(1979), 731.
- [14] H. Kichimi et al., *Phys. Rev.*, **D20**(1979), 37.
- [15] V. Bakken et al., *Nuovo Cim.*, **66A**(1981), 71; S. Erhan et al., Preprint UCLA-1124 (1979).
- [16] V. Blobel et al., *Nucl. Phys.*, **B69**(1974), 454; D. Brick et al., *Nucl. Phys.* **B164**(1930), 1; I. V. Ajinenko et al., *Nucl. Phys.*, **B176**(1980), 51.
- [17] A. Breakstone et al., Proc. of 12 th International Symposium on Multiparticle Dynamics, 1981 (World Scientific, 1982).

THE COLLIDING COMPONENT IN SOFT HADRONIC INTERACTIONS

XIE QU-BING

(Shandong University)

ABSTRACT

The key role of the colliding component in soft hadronic interactions is studied. The different colliding components are found to display quite different distributions for both effective energy and fragmentation baryon momentum. After the calculation of the resonance decay correction to these distributions, a principle and method, which can directly decide the colliding component according experimental data are given. The data now available seem to rule out valence quark and support constituent quark as colliding component.