

# 高能强子相互作用的碎裂区行为\*

丁林堃

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

## 摘 要

在 Sp $\bar{p}$ S 能量, 分析了强子相互作用的碎裂区是否存在 Feynman scaling 的问题. 讨论了碎裂区 scaling 破坏的证据以及破坏的程度. 对宇宙线超高能现象研究中经常使用的几类模型进行了检验和讨论.

## 一、引 言

在强子相互作用的碎裂区是否存在 Feynman scaling<sup>[1]</sup>, 是宇宙线超高能作用研究中普遍关注的问题之一, 在高山乳胶室和广延大气簇射实验的研究中已经讨论了许多年. 直到目前, 对这个问题的结论仍然是很歧离的. 主要原因是, 最高能量加速器的强子碰撞实验所给出的碎裂区信息不够完全. 另外, 也涉及到超高能区初级宇宙线成分的不确定性.

迄今, 在超高能宇宙线现象研究中常用的强子作用模型, 主要建基于 ISR 能量强子碰撞的实验事实<sup>[2-11]</sup>. 例如, 平均非弹性度  $\langle K \rangle \simeq 0.5$ , 平均横动量  $\langle p_t \rangle \simeq 0.33 \text{ GeV}/c$ , 碎裂区存在 Feynman scaling (这是通过测量次级粒子的单举不变截面对 Feynman 变量  $x$ 、横动量  $p_t$  和质心总能量  $\sqrt{s}$  的依赖关系后决定的), 次级  $\pi$  的  $x$  分布可近似用  $(1-x)^n/x$  来表示,  $n$  在 3 至 4 之间, 等等. 但是, 到了 Sp $\bar{p}$ S 能量 ( $\sqrt{s} = 200-900 \text{ GeV}$ ), 由于实验条件的限制, 未能测量次级粒子的  $x$  分布, 也未能测量单举截面对  $x$  和  $p_t$  的依赖, 因此, 不能直接得到碎裂区是否存在 Feynman scaling 的证据.

在 Sp $\bar{p}$ S 能区, 主要进行了与赝快度  $\eta$  有关的一系列测量<sup>[12,16]</sup>. 我们知道,  $\eta$  是  $x$  和  $p_t$  的函数, 大  $\eta$  并不简单对应于大  $x$ . 那么, 在 Sp $\bar{p}$ S 能量, 碎裂区究竟有没有 Feynman scaling? 可否由  $\eta$  分布及其它已知实验资料对此作出判断? 这就是本文要讨论的问题. 本文还将利用由 ISR 到 Sp $\bar{p}$ S 的实验资料, 对几种在宇宙线超高能现象研究中常用的模型进行比较全面的检验.

按照惯例, 在本文中定义碎裂区为  $x > x_f$ . 有的作者取  $x_f = 0.05$ <sup>[12,13]</sup>, 有的取  $0.1$ <sup>[14,15]</sup>. 本文取后者.

本文 1989 年 9 月 16 日收到.

\* 根据作者 1988 年 9 月在波兰举行的第五次超高能宇宙线相互作用国际讨论会上的邀请报告改写.

## 二、检验碎裂区的 scaling 行为

对从 ISR 到 Sp̄pS 能量强子作用碎裂区的 scaling 行为,将由两个方面进行检验:

1) 检验实验的  $\eta' = \eta - Y_{beam}$  分布在大  $\eta'$  区是否随  $\sqrt{s}$  变化, 其中  $Y_{beam} = \ln(\sqrt{s}/m_p)$  是束流质子的快度,  $m_p$  是质子质量. 按照与碎裂区 Feynman scaling 等价的极限碎裂假定<sup>[27]</sup>, 在作用强子的静止系存在着不随作用能量改变的极限动量分布. 如果碎裂区的 Feynman scaling 成立, 则快度密度作为  $y' = y - Y_{beam}$  的函数与  $\sqrt{s}$  无关, 这里  $y$  是次级粒子的快度. 应该注意,  $y$  不同于  $\eta$ , 而且在 Sp̄pS 实验中并没有报导  $y$  的测量结果. 但是, 我们的计算表明, 当采用任一种 scaling 模型时,  $dn/d\eta$  作为  $\eta'$  的函数, 以及  $dn/dy$  作为  $y'$  的函数, 都与  $\sqrt{s}$  无关. 另一方面, 如果采用任一种非 scaling 模型, 两者都依赖于  $\sqrt{s}$ . 因此, 可以用检验  $\eta'$  分布来代替检验  $y'$  分布.

2) 分析从 ISR 到 Sp̄pS 能量, 是否发生了  $x$  分布的改变. 如前所述, 在 Sp̄pS 能量没有实测的  $x$  分布, 但可以检验: ISR 能量的  $x$  分布是否能够描写 Sp̄pS 数据; 能够描写 Sp̄pS 数据的假定的  $x$  分布是否适合 ISR 能量.

## 三、检验几种常用的模型

假定非弹强子作用中次级粒子的单举截面可写为

$$\frac{1}{\sigma_{in}} E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = F(x, p_t, s) \text{ 或 } E \frac{d^3n}{dp^3} = F(x, p_t, s), \quad (1)$$

其中  $\sigma_{in}$  是总非弹截面. 当存在 Feynman scaling 时,  $F$  只是  $x$  和  $p_t$  的函数. 考虑以下几类模型, 其中(a)至(e)是 scaling 模型, (f)和(g)是非 scaling 模型.

$$(a) F(x, p_t) = a(1-x)^4 \cdot \exp(-6p_t). \quad (2)$$

$$(b) F(x, p_t) = a(1-x)^6 \cdot \exp(-6p_t). \quad (3)$$

$$(c) F(x, p_t) = a(1-x)^7 \cdot \exp(-6p_t). \quad (4)$$

$$(d) F(x, p_t) = a(1-x)^6 \cdot \exp(-5p_t). \quad (5)$$

在(2)–(5)中, 常数  $a$  由它们作出的  $\eta$  分布与  $\sqrt{s} = 19.7\text{GeV}$  的实验数据<sup>[18]</sup>相比较决定.

(e) Kafka 等<sup>[18]</sup>描写荷电  $\pi$  给出的分布

$$F(x, p_t) = \frac{N}{2\pi} (1-x)^4 \exp[-C p_t^2 \cdot \exp(-Dx)], \quad (6)$$

其中  $N, A, C, D$  见引文[18].

(f) Wdowczyk-Wolfendale (W-W) 分布<sup>[15]</sup>

$$F(x, p_t, s) = \frac{1}{2\pi p_t} K(s, s_0) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.13} F^{ww} \left(x \left(\frac{s}{s_0}\right)^{0.18}, p_t\right), \quad (7)$$

其中  $F^{ww}$  见引文[15].

(g) 邹祖德-杨振宁几何模型<sup>[19]</sup>

$$F(x, p_t, s) = K \cdot \exp(-\alpha p_t) \cdot \exp(-E/T_p). \quad (8)$$

对  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$ , 参量  $K = 24$ ,  $T_p = 13$ ,  $\alpha = 4.9$ <sup>[20]</sup>.

由(1)式, 可推导出以下公式, 用以计算上述模型给出的有关分布和平均值.

1)  $x$  分布

$$\frac{dn}{dx} = \sqrt{s} \pi \int_0^{p_t^{\max}} \frac{p_t \cdot F(x, p_t, s)}{E} dp_t. \quad (9)$$

2)  $\eta$  分布

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{2\pi}{\sin\theta} \int_0^{p_t^{\max}} \frac{p_t^2 \cdot F(x, p_t, s)}{E} dp_t, \quad (10)$$

其中  $x = 2p_t/(\sqrt{s} \operatorname{tg}\theta)$ . 碎裂区粒子的  $\eta$  分布

$$\frac{dn}{d\eta} = \frac{\pi \sqrt{s}^3}{4} \frac{\sin^2\theta}{\cos^3\theta} \int_{x_t}^1 \frac{x^2 F(x, p_t, s)}{E} dx, \quad (11)$$

其中  $p_t = (x \cdot \sqrt{s} \cdot \operatorname{tg}\theta)/2$ .

3) 平均荷电多重数  $\langle n_{ch} \rangle$

$$\langle n_{ch} \rangle = 2 \int_0^1 \frac{dn}{dx} dx = 2 \int_0^\infty \frac{dn}{d\eta} d\eta, \quad (12)$$

其中  $dn/dx$  和  $dn/d\eta$  分别由(9)和(10)给出.

4) 平均非弹性度  $\langle K \rangle$

$$\langle K \rangle = 2\pi \int_0^1 dx \int_0^{p_t^{\max}} p_t \cdot F(x, p_t, s) dp_t \simeq \frac{\langle n \rangle \langle E \rangle}{\sqrt{s}}. \quad (13)$$

5)  $|\eta| < \eta_0$  的  $\langle p_t \rangle$

$$\langle p_t \rangle = \int_0^{\eta_0} d\eta \int_0^{p_t^{\max}} \frac{p_t^3}{E \sin\theta} F(x, p_t, s) dp_t / \int_0^{\eta_0} d\eta \int_0^{p_t^{\max}} \frac{p_t^2}{E \sin\theta} F(x, p_t, s) dp_t, \quad (14)$$

其中  $x = 2p_t/(\sqrt{s} \operatorname{tg}\theta)$ .

## 四、结 果

### 1) 实验的 $\eta'$ 分布

UA5 用同一种探测器、同一种数据分析方法, 给出了  $\sqrt{s} = 53, 200, 540$  和  $900\text{GeV}$  的非单衍事例和非弹事例的  $\eta'$  分布<sup>[13]</sup>. 他们指出, 从  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  到  $900\text{GeV}$ , 可用快度增加约 70%, 但  $\eta$  分布的宽度仅增加约 50%, 表明  $\eta$  分布随  $\sqrt{s}$  增加而有所收缩. 在图 1, 我们把  $53\text{GeV}$  的  $\eta'$  分布与  $200, 540, 900\text{GeV}$  的  $\eta'$  分布分别画在一起. 可以看到, 在大  $\eta'$  区, 不同能量的曲线并不彼此重叠; 随着能量差增大, 分离愈来愈大. 这不是碎裂区 Feynman scaling 所预言的现象.

## 2) 不同模型的 $\eta'$ 分布

对任一个 scaling 模型 (a)–(e), 不同能量的  $\eta'$  分布在大  $\eta'$  区确实彼此重叠. 图

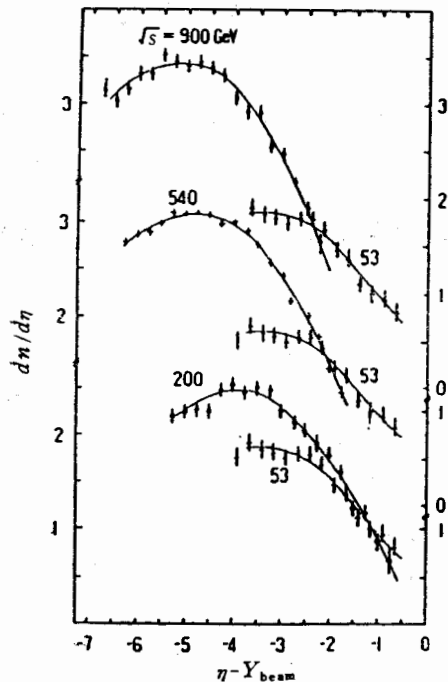


图1  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  和  $\sqrt{s} = 200, 540$  和  $900\text{GeV}$  的  $\eta' = \eta - Y_{\text{beam}}$  分布相比较. 曲线仅仅是数据的光滑联结. 数据来自 UA5<sup>[13]</sup>

对于 scaling 模型, 随着  $\sqrt{s}$  增加, 这个值是常数; 对非 scaling 模型, 这个值随  $\sqrt{s}$  增

2 的实线是模型 (a) 的结果. 应该指出, 在小  $\eta'$  区, 模型预言与实验数据间的偏离, 来源于中心区的 scaling 破坏, 不属本文讨论范围. 由图 2 可以看到,  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  的大  $\eta'$  数据确实可以由模型(a)描写, 但它难于拟合  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  的数据. 图 3 的实线是模型 (b) 的结果. 其中,  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  的大  $\eta'$  数据大致可以用这个模型来拟合, 但  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  的数据却明显高于模型预期. 对于描写  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  的数据, 模型(c) 比模型 (b) 还要好一些. 在图 4 中画出了模型 (f) 与数据的比较. 在大  $\eta'$  区, 它给出的粒子密度的变化, 正是碎裂区 Feynman scaling 破坏的效应.

## 3) $x$ 分布和碎裂区的粒子数

在  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$ , 模型 (a)(b)(e)(f) 和 (g) 的  $x$  分布见图 5. 没有可用的实验数据和它们作比较. 图 5 说明, 不同模型的碎裂区  $x$  分布是十分不同的. 但是, 在朝前碎裂区, 不同模型预言的平均粒子数相差并不大 (见表 1).

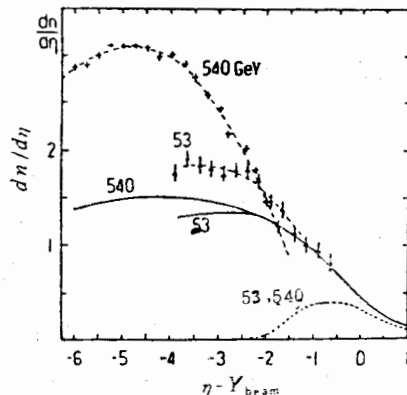


图2 模型(a)(实线)与数据<sup>[13]</sup>的比较. 虚线只是数据的光滑联结. 点线表示模型(a)的  $x > 0.1$  的碎裂区

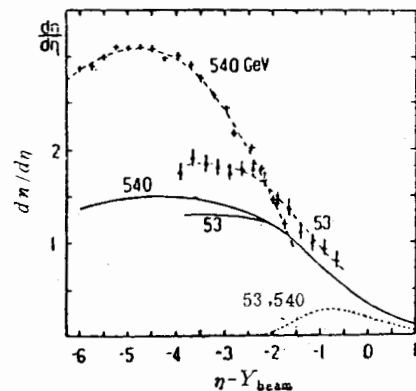


图3 模型(b)(实线)与数据<sup>[13]</sup>的比较. 虚线只是数据的光滑联结, 点线表示模型(b)的  $x > 0.1$  的碎裂区

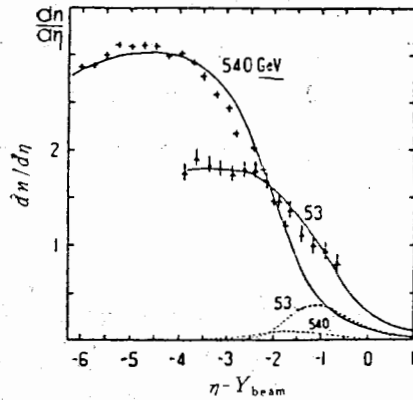


图 4 模型(f) (实线)与数据<sup>[13]</sup>的比较  
点线表示在这个模型里  $x > 0.1$  的碎裂区

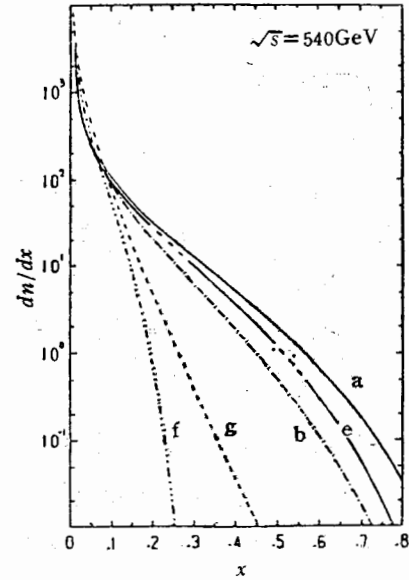


图 5 模型 (a)、(b)、(e)、(f) 和 (g)  
的  $x$  分布

表 1 不同模型预言的朝前碎裂区的平均带电粒子数

$\sqrt{s}$ (GeV)	模型 a	b	c	d	e	f	g
53	0.93	0.62	0.51	0.60	0.81	0.72	
200	0.93	0.62	0.51	0.60	0.81	0.37	
540	0.93	0.62	0.51	0.60	0.81	0.15	0.17
900	0.93	0.62	0.51	0.60	0.81	0.08	

表 2 不同模型预言的带电粒子平均非弹性度  $\langle K_{ch} \rangle$

$\sqrt{s}$ (GeV)	模型 a	b	c	d	e	f	g	实验
53	0.32	0.23	0.20	0.22	0.28	0.28		0.33
200	0.32	0.23	0.20	0.22	0.28	0.22		
540	0.32	0.23	0.20	0.22	0.28	0.19	0.21	
900	0.32	0.23	0.20	0.22	0.28	0.17		

表 3 不同模型预言的全相空间  $\langle P_t \rangle$  (GeV/c)

$\sqrt{s}$ (GeV)	模型 a	b	c	d	e	f	g
53	0.30	0.29	0.29	0.35	0.36	0.32	
200	0.31	0.30	0.30	0.36	0.36	0.35	
540	0.31	0.31	0.31	0.37	0.36	0.37	0.38
900	0.31	0.31	0.31	0.37	0.36	0.38	

加而下降. 在  $\sqrt{s} = 540$  GeV, 如果不考虑模型(a) (它不能描写实验的  $\eta$  分布), 不同

型小中由角 = 与文可

模型只相差大约半个粒子。

#### 4) 平均非弹性度 $\langle K \rangle$

因为未能测量领头粒子的  $x$  分布, Sp̄pS 能量的平均非弹性度是未知的。  $\eta$  分布随  $\sqrt{s}$  增加而收缩可能自然地联系于  $\langle K \rangle$  的下降。 对不同模型, 计算的荷电粒子平均非弹性度  $\langle K_{ch} \rangle$  列于表 2。 这个表说明, 所有 scaling 模型给出常数  $\langle K \rangle$ ; 模型 (a) 给出的  $\langle K \rangle$  值与  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  的数据相符; 模型 (b) 和 (c) 虽能在  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  作出较好的  $\eta$  分布, 但在  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  预言的  $\langle K \rangle$  比实验值低; 模型 (f) 在  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  预言的  $\langle K \rangle$  也稍低于实验值。

#### 5) $\langle P_t \rangle$ 和 $x-\langle P_t \rangle$ 关联

表 3 是按照 (14) 式算得的各个模型的  $\langle P_t \rangle$ 。 可以看到, scaling 模型 (a) 到 (e) 不能预言正确的  $\langle P_t \rangle$  或  $\langle P_t \rangle$  随  $\sqrt{s}$  的改变。 还应该指出, 由于 ISR 能量实验的  $\langle P_t \rangle$  是  $0.33\text{ GeV}/c$ , 通常取  $P_t$  分布为  $P_t \exp(-6P_t)$ , 但按照这一分布算出的  $\langle P_t \rangle$  却低于  $0.33\text{ GeV}/c$ , 这是因为在 (14) 式中因子  $E$  还包含着  $P_t, P_t$  的实际分布并非只由  $F(x, P_t, s)$  决定。

在  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$ , 在相空间的局部区域:  $|\eta| < 2.5, < 5, > 4; x < 0.1$  和  $x > 0.1$ , 算得的  $\langle P_t \rangle$  列于表 4。 实际上, 这些数字反映了  $x$  分布、 $P_t$  分布以及  $x-P_t$  关联的总效应。 它的最后两行说明, 模型 (e) 和 (f) 取了一种过强的  $x-\langle P_t \rangle$  关联。 计算还表明, 当  $x \rightarrow 1$ , 这两个模型预言  $\langle P_t \rangle$  急剧升高, 这是不符合运动学的。 另一方面, 模型 (a)-(d) 以及 (g) 的  $x-\langle P_t \rangle$  关联能显现一般海鸥效应的趋势。

表 4 对  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$ , 不同模型预言的给定相空间的  $\langle P_t \rangle$  ( $\text{GeV}/c$ )

区 域	模型 a	b	c	d	e	f	g	实验
$ \eta  < 2.5$	0.35	0.35	0.35	0.42	0.37	0.40	0.43	0.43
$ \eta  < 5$	0.33	0.33	0.33	0.39	0.37	0.38	0.38	0.38
$ \eta  > 4$	0.25	0.23	0.23	0.27	0.34	0.24	0.21	
$x < 0.1$	0.31	0.31	0.31	0.37	0.35	0.37	0.37	
$x > 0.1$	0.33	0.33	0.33	0.40	0.47	0.63	0.41	

## 五、总 结

1) 如果图 1 显示的  $\eta'$  分布随  $\sqrt{s}$  增加在大  $\eta'$  区发生的系统偏离具有统计上的显著性, 这将表明从 ISR 到 Sp̄pS 能量, 碎裂区的 Feynman scaling 发生了破坏。 从图 1 看到, 这种偏离不仅来自大  $\eta'$  区的个别数据, 而且来自整个  $\eta$  分布的收缩, 很难把它归结于实验误差。 但是, 如表一指出的, 朝前碎裂区的粒子数本来就少, 人们不可能期望碎裂区的 scaling 破坏会像中心区那样非常明显。 在这个区域, scaling 和非 scaling 模型所预言的平均粒子数只相差  $\sim 0.5$  个。

2) 在 ISR 能量, 实测  $x$  分布近似为  $(1-x)^4/x$ , 它在 Sp $\bar{p}$ S 能量会给出过高的  $\eta$  区粒子密度; 对 Sp $\bar{p}$ S 能量, 较陡的  $x$  分布  $(1-x)^6/x$  或  $(1-x)^7/x$  比较适于产生实验的  $\eta$  分布, 但把它们用到 ISR 能量, 在大  $\eta$  区又给出低于实验的粒子密度 (以及较低的  $\langle K \rangle$ )。这说明, 不能用同一个  $x$  分布来同时描写 ISR 到 Sp $\bar{p}$ S 的数据,  $x$  分布应该随  $\sqrt{s}$  增加而变陡。这从另一个侧面给出了碎裂区 Feynman scaling 破坏的证据。

3) W-W 模型 (模型 (f)) 描写了由中心区到碎裂区的 scaling 破坏 (图 4)。但是, 它的  $x-\langle P_t \rangle$  关联与海鸥效应的一般趋势不符。除此, 在  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$ , 中心区的  $\langle P_t \rangle$  比实验数据低, 在  $\sqrt{s} = 53\text{GeV}$  的  $\langle K \rangle$  较小, 表明这个模型的  $x$  分布随  $\sqrt{s}$  的变化可能太快, 或者说碎裂区 scaling 破坏得过猛。

4) 邹-杨模型 (模型 (g)) 描述了  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  的许多实验分布<sup>[20]</sup>: 非弹事例的  $\eta$  分布, 不同多重数间隔的  $\eta$  分布,  $n-\langle P_t \rangle$  关联, 不同  $\eta$  窗口的多重数分布以及前后多重数关联等。这是在碎裂区没有 scaling 的一个模型, 它的  $x$  分布比 W-W 模型平缓, 它的  $x-\langle P_t \rangle$  关联显示了海鸥效应的趋势。从统计平均意义上来说, 这一模型比较完满地描述了多粒子产生过程中次级粒子在相空间的配置。

5) 模型 (a) 到 (g) 都是方位角均匀分布的模型。它们不包含喷注产生机制, 因而不能描写大  $P_t$  区的粒子分布。一个把 QCD 喷注产生与模型 (b) 相组合的模型较好地描写了  $\sqrt{s} = 540\text{GeV}$  的数据<sup>[21]</sup>。但是, 正如在本节第 2) 点指出的, 模型 (b) 本身就表示了, 由 ISR 能量到 Sp $\bar{p}$ S 能量,  $x$  分布发生了变化。

6) 在引文 [22] 中, 作者们已经注意到, 快度坪随着  $\sqrt{s}$  增加而变宽, 慢于束流快度的增加。并指出: 极限碎裂假设在某个“激发粒子”的静止系成立, 而不是在入射粒子的静止系成立。实际上, 这与本文讨论的碎裂区 Feynman scaling 破坏并不矛盾。

作者感谢与霍安祥、朱清棋、况浩怀、荆贵茹、王广君以及和煜东的讨论, 感谢高能物理所计算中心的支持。本工作部分地得到世界实验室的支持。

### 参 考 文 献

- [1] R. P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.*, **23**(1969), 1415.
- [2] M. G. Albrow et al., *Nucl. Phys.*, **B51**(1973), 388.
- [3] M. G. Albrow et al., *Nucl. Phys.*, **B54**(1973), 6.
- [4] M. G. Albrow et al., *Nucl. Phys.*, **B73**(1974), 40.
- [5] J. Engler et al., *Nucl. Phys.*, **B84**(1975), 70.
- [6] S. Erhan et al., *Phys. Lett.*, **85B**(1979), 447.
- [7] P. Capiluppi et al., *Nucl. Phys.*, **B70**(1974), 1.
- [8] M. Basile et al., *Nuo. Cim.*, **58A**(1980), 193.
- [9] M. Basile et al., *Nuo. Cim.*, **66A**(1981), 129.
- [10] W. Thome et al., *Nucl. Phys.*, **D129**(1977), 565.
- [11] K. Alpgard et al., *Phys. Lett.*, **112B**(1982), 184.
- [12] J. G. Rushbrooke CERN-EP/85-178.
- [13] G. J. Alner et al., CERN-EP/86-126.
- [14] J. Wdowczyk and A. W. Wolfendale, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **10**(1984), 257.
- [15] J. Wdowczyk and A. W. Wolfendale, *J. Phys. G: Nucl. Phys.*, **13**(1987), 411.
- [16] M. Haguenaer et al., *20th ICRC, Moscow*, **5**(1987), 23.
- [17] J. Benecke et al., *Phys. Rev.*, **188**(1969), 2159.

- [18] T. Kafka et al., *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 1261.  
[19] T. T. Chou, Chen Ning Yang and E. Yen, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 510.  
[20] Ding Linkai et al., *Multiparticle Production, Proceedings of the Shandong Workshop, Jinan, China*, pub. by World Scientific p. 283.  
[21] Zhu Qingqi et al., *5th International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions*, (1988), 70.  
[22] Wu Yuanfang and Liu Liansou, *Chinese Phys. Lett.*, **3**(1986); 517.

## FRAGMENTATION REGION BEHAVIOUR OF HIGH ENERGY HADRONIC INTERACTIONS

DING LINKAI

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing*)

### ABSTRACT

The problem of whether Feynman scaling exists or not in the fragmentation region of hadronic interactions at  $\text{Sp}\bar{\text{p}}\text{S}$  energies is discussed. The evidences of scaling violation and to what extent the violation can reach are discussed. Several types of models commonly used in the investigation of cosmic ray superhigh energy phenomena are checked and discussed.