

弦张量与奇异粒子产生*

台 安

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

萨 本 豪

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

摘要 用一种参数化的形式研究了弦上具有硬胶子纽结所导致的有效弦张量的增长. 在此种形式下强子-强子碰撞中有效弦张量随碰撞能量的增加而增加是来自碰撞中微喷注的产生. 这种机制既能解释强子-强子碰撞奇异夸克压低因子随碰撞能量之增而增的行为, 又能解释 e^+e^- 湮没中该因子与能量近似无关的现象.

关键词 奇异压低因子 微喷注 有效弦张量

原来在 LUND 碎裂机制^[1]中 s 夸克压低因子(记为 λ), 亦即色场中 s 夸克对产生几率与 u 或 d 夸克对产生几率的比(小于 1), 被视为常数. 长期来此假设除了在低能端外一直为 e^+e^- 湮没实验所证实^[2,3].

然而强子-强子(hh)碰撞实验却表明 λ 与碰撞能量有关; 从 ISR 能量时的 0.2 增到 SPS 能量时的 0.3^[2]. 最近 UA1 协作组的 $\sqrt{S} = 630\text{GeV}$ $p + \bar{p}$ 实验也证实了这一事实^[4], UA1 得到的 $\lambda = 0.29$. 迄今对 e^+e^- 湮没和 hh 碰撞中 λ 随能量的变化行为尚缺理论解释.

本文在 LUND 弦碎裂模型基础上建议了一种机制以将奇异夸克压低因子与有效弦张量联系起来. 反应过程中产生的微喷注(mini-jets)将加大有效弦张量, 进而增加了弦碎裂时 s 夸克对的产额.

弦张量原定义为单位弦长上蓄藏的能量. 反应中产生的微喷注对应于弦上存在有胶子; 在 LUND 弦碎裂模型中描写为弦上有纽结或弦有横向激发; 因而弦就有了皱纹(wrinkle)和分形结构. 此种有皱纹的弦比无胶子的弦具有更大的能量密度, 导致了加大的有效弦张量.

在 LUND 弦碎裂模型中来自质量为 \sqrt{S} 的 $q\bar{q}$ 弦碎裂的平均多重数可表为

$$\bar{m} \propto \ln\left(\frac{S}{S_0}\right), \quad (1)$$

1997-03-31收稿

* 国家自然科学基金资助

式中 $\sqrt{S_0}$ 具有强子质量的量级. 但是具有 $(n-2)$ 个胶子弦的相应平均多重数则为

$$\bar{m} \propto \ln\left(\frac{S}{S_0}\right) + \sum_{j=2}^{n-1} \ln\left(\frac{k_{\perp j}^2}{S_0}\right), \quad (2)$$

式中 $k_{\perp j}$ 是胶子的横动量, 且 $k_{\perp j}^2 \geq S_0$. 式(2)的第一项可视为沿纵方向弦长度的量度; 而第二项则是沿横方向弦长度的量度. 由于弦的分形结构主要决定于弦上最硬的胶子, 因此可用

$$\xi = \ln\left(\frac{k_{\perp \max}^2}{S_0}\right) / \left[\ln\left(\frac{S}{S_0}\right) + \sum_{j=2}^{n-1} \ln\left(\frac{k_{\perp j}^2}{S_0}\right) \right] \quad (3)$$

来描写具有和不具有胶子的弦间的差别; 进而有理由假设它们相应具有的有效弦张量和弦张量间有如下关系

$$\kappa_{\text{eff}} = \kappa_0(1 - \xi)^{-\alpha}, \quad (4)$$

式中 α 是待定参数(由数据^[2]可确定出 $\alpha = 3.5$, $\sqrt{S_0} = 0.8\text{GeV}$). κ_0 为一常数, 对应着 $q\bar{q}$ 弦的弦张量.

在 LUND 弦碎裂模型中色场通过量子隧道过程产生夸克质量为 m . 横动量为 p_i 的夸克-反夸克对的几率表为

$$\exp\left(\frac{-\pi m^2}{\kappa_{\text{eff}}}\right) \exp\left(\frac{-\pi p_i^2}{\kappa_{\text{eff}}}\right). \quad (5)$$

若有效弦张量为 κ_{eff1} 弦的奇异压低因子为 λ_1 , 其发射胶子横动量分布宽度为 σ_1 ; 有效弦张量为 κ_{eff2} 弦的 λ_2 和 σ_2 则可由式(5)导出

$$\lambda_2 = \lambda_1^{(\kappa_{\text{em}}/\kappa_{\text{em}})}, \quad \sigma_2 = \sigma_1 \left(\frac{\kappa_{\text{eff2}}}{\kappa_{\text{eff1}}}\right)^{1/2}, \quad (6)$$

必须指出: 以上推导同样适用于弦场发射双夸克对的情形.

在 JETSET 子程序中有模型参数 $parj(2)$ (即 λ) 和 $parj(3)$; 它们与 s 夸克 (s 双夸克) 压低有关, 因而与有效弦张量相联系. $parj(3)$ 是奇异双夸克产生相对于奇异夸克产生的额外压低因子. 除 λ 和 $parj(3)$ 外尚有 $parj(1)$, 它是色场中产生奇异双夸克对相对于产生奇异夸克对的压低因子, 它亦与有效弦张量有关. 还有一个模型参数 $parj(21)$ (即 σ); 随 κ_{eff}

表 1 200GeV / c pp 碰撞中产生粒子的多重数 (全相空间)

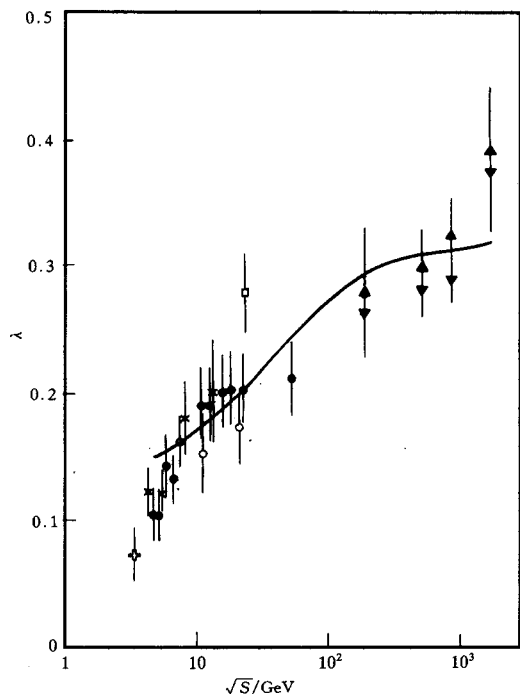
粒子种类	实验数据	LUCIAE	HIJING
π^-	2.62±0.06	2.79	2.65
π^+	3.22±0.12	3.24	3.23
π^0	3.34±0.24	3.61	3.27
h^-	2.86±0.05	3.01	3.03
K^+	0.28±0.06	0.23	0.32
K^-	0.18±0.05	0.16	0.25
$\Lambda + \Sigma^0$	0.096±0.015	0.111	0.165
$\bar{\Lambda} + \bar{\Sigma}^0$	0.013±0.005	0.015	0.037
K_s^0	0.17±0.01	0.18	0.27
p	1.34±0.15	1.00	1.45
\bar{p}	0.05±0.02	0.04	0.12

表 2 $\sqrt{S} = 540\text{GeV}$ $p\bar{p}$ 碰撞中产生粒子的多重数(全相空间)

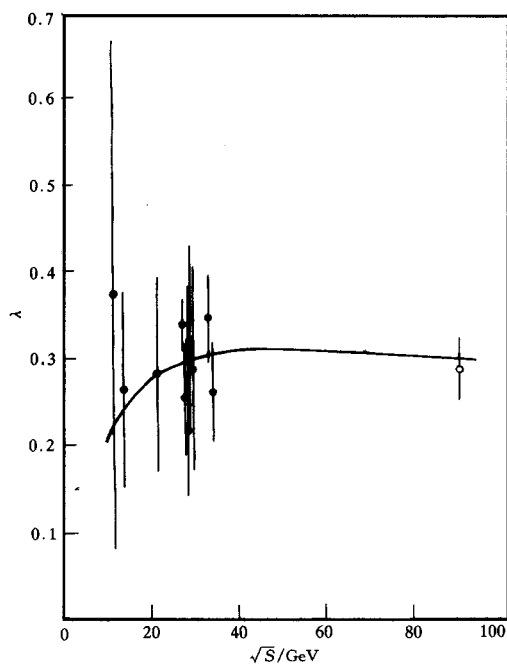
粒子种类	实验数据	LUCIAE	HIJING
All charged	29.4 ± 0.3	28.4	28.2
$K^0 + \bar{K}^0$	2.24 ± 0.16	2.62	1.98
$K^+ + K^-$	2.24 ± 0.16	2.72	2.06
$p + \bar{p}$	1.45 ± 0.15	2.62	1.55
$\Lambda + \bar{\Lambda}$	0.53 ± 0.11	0.58	0.50
$\Sigma^+ + \Sigma^- + \bar{\Sigma}^+ + \bar{\Sigma}^-$	0.27 ± 0.06	0.32	0.23
Ξ^-	0.04 ± 0.01	0.032	0.037
$\pi^+ + \pi^-$	23.9 ± 0.4	22.69	23.29
$\langle K_s^0 \rangle$	1.1 ± 0.1	1.32	0.99
π^0	11.0 ± 0.4	12.82	13.36

变化但与奇异粒子产生无直接关系. 子程序 JETSET 是与 FRITIOF^[5] 或 LUCIAE^[6] 衔接一起运行的, 对于 e^+e^- 湮没和 hh 碰撞 LUCIAE 还原为 FRITIOF^[5].

文献 [7—9] 已经指出: 用具有缺省值 (default values) 亦即 $parj(1) = 0.1$, $\lambda = 0.3$ 和 $parj(3) = 0.4$ 的 JETSET 描写弦碎裂过高估计了 $200\text{GeV}/c$ pp 碰撞中奇异粒子的产额. 因此本文先用含有前述机制的 LUCIAE 计算 $200\text{GeV}/c$ pp 碰撞中奇异粒子产额, 通过与相应数据^[10] 的比较而得到 JETSET 模型参数值: $parj(1) = 0.046$, $\lambda = 0.2$, $parj(3) = 0.3$ 和

图 1 hh 碰撞中 λ 随能量的变化

○ K^+p NA22; * K^-p ; ● pp ; □ pp NA23
 ▼ pp (S&S); ▲ pp (A&K); ⊕ π^-p .
 数据取自文献 [2].

图 2 e^+e^- 湮没中 λ 随能量的变化

数据取自文献 [2, 3].

$\sigma = 0.32$ (σ 的缺省值为 0.37). 于是从这组模型参数值出发由式(4)和(6)就可求得其它能量下的相应值;譬如说, $\sqrt{S} = 540\text{GeV}$ 的相应值即为: $parj(1) = 0.115$, $\lambda = 0.304$, $parj(3) = 0.406$ 和 $\sigma = 0.376$. 表 1 和表 2 分别给出了 $200\text{GeV}/c$ pp 和 $\sqrt{S} = 540\text{GeV}$ $p\bar{p}$ 碰撞中奇异粒子和其它粒子产额的 LUCIAE 结果及其与实验数据 ($p\bar{p}$ 数据取文献 [11]) 以及 HIJING 结果^[8] 的比较. 从该两表可见: LUCIAE 结果与实验符合得很好. HIJING 也用 JETSET 描写弦碎裂, 因模型参数是用缺省值, 故 pp 碰撞时它的结果比实验值大;但是对于 $\sqrt{S} = 540\text{GeV}$ 的 $p\bar{p}$ 碰撞的奇异粒子产额, HIJING 结果与实验值也很靠近, 这不难理解.

图 1 给出 hh 碰撞中 λ 随能量变化的 LUCIAE 结果及其与相应实验结果^[2] 的比较. 由此图可见: LUCIAE 结果与实验符合得相当好.

e^+e^- 湮没中 λ 随能量变化的 LUCIAE 结果及其与相应实验结果的比较给在图 2 中. 由图 2 可见: LUCIAE 结果和实验结果一致地表明只在 $\sqrt{S} \geq 30\text{GeV}$ 的区域 λ 才是常数. 对于 $\sqrt{S} < 30\text{GeV}$ 的区域, 由于实验误差太大, 尚难断定 λ 是否仍然保持常数.

必须指出: hh 碰撞中有效弦张量随能量之增而增是因为产生有大的 k_{\perp} 胶子的结果; 这种胶子既能通过部分子-部分子卢瑟福散射 (RPS) 又能通过色偶极子的韧致辐射而产生, FRITIOF 和 LUCIAE 都包含有此两过程. LUND 模型原先假设 hh 碰撞中形成的弦 (夸克-双夸克弦) 和 e^+e^- 湮没中的弦 (夸克-反夸克) 属同一类型, 即所谓的喷注普适性. 仔细分析后发现: 两者并不相同, 而且是由于弦形成的物理过程有不同的缘故. 首先 hh 碰撞中能量和动量不像 e^+e^- 湮没那样集中在点状的色荷上而是散开于一定范围内 (导致形状因子); 形状因子的出现势必影响到韧致辐射. 其次 hh 碰撞中产生的更硬的 RPS 胶子, 对所形成弦的拓扑结构也会有很大影响. 第三在 e^+e^- 湮没中所有的能量都可用以产生粒子, 而在 hh 碰撞中只有约一半能量可用以产生粒子另一半被领头粒子带走. 上述不同可能就是 e^+e^- 湮没和 hh 碰撞中 λ 随能量变化行为不同的物理原因.

参 考 文 献

- [1] Andersson B, Gustafson G, Ingelman G et al. Phys. Rep., 1983, **97**:31
- [2] Wróblewski A K. Proceedings of the 25th International Conference on HEP. Singapore: 1990. 125
- [3] Alexander G et al. OPAL Colla. Phys. Lett., 1991, **B264**:467
- [4] Bocquet G et al. UA1 Colla. Phys. Lett., 1996, **B366**:447
- [5] Pi H. Comp. Phys. Commu., 1992 **71**:173
- [6] Sa Benhao, Tai An. Comp. Phys. Commu., 1995, **90**:121
- [7] Andersson B, Tai An, Sa Benhao. Z. Phys., 1996, **C70**:499;
Sa Benhao, Tai An. Phys. Rev., 1997, **C55**:2010
- [8] Topor Pop V, Gyulassy M, Wang X N et al. Phys. Rev., 1995, **C52**:1618
- [9] Gaździcki M, Heinz U. Phys. Rev., 1996, **C54**:1496
- [10] Gaździcki M, Hansen O. Nucl. Phys., 1991, **A528**:754
- [11] Alner G J et al. Phys. Rep., 1987, **154**:247; Ward D R. In: G. Altarelli, L. Di Lella ed. Proton Antiproton Collisions, Advanced Series on Directions in High Energy Physics (4). Singapore: 1989. 85

String Tension and Production of Strange Particles *

Tai An

(Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039)

Sa Benhao

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Abstract The increase of effective string tension as a result of the hard gluon kinks on a string is investigated using a parametrization form. In this form the effective string tension increasing with energies in hadron-hadron collisions is due to the mini-jet (gluon) production in the collisions. The data for the energy dependence of the strange quark suppression factor in hadron-hadron collisions are very well reproduced with this mechanism. Meanwhile, the experimental phenomena of approximate energy independence of the strange quark suppression factor in e^+e^- annihilations are discussed.

Key words strange suppression factor, mini-jet, effective string tension

Received 31 March 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China