

e^+e^- 湮灭成两喷注中的末态强子 快度分布和 $B\bar{B}$ 关联

方海平 谢去病 赖晓平
(燕山大学, 秦皇岛市) (山东大学, 济南)

摘 要

本文在文献 [1] 给出的模型中, 进一步赋给夸克简单的四动量分布, 通过 Monte-Carlo 计算, 不但得到了与实验符合得很好的轻夸克喷注事例末态强子快度分布等, 还给出了与实验基本一致的末态重子反重子之间的快度和角度关联.

一、引 言

末态强子的快度分布和重子反重子 (记 $B\bar{B}$) 关联, 都是多重产生的重要特征. 所谓 $B\bar{B}$ 关联, 包括快度关联和角度关联, 它们分别指 $B\bar{B}$ 产生的几率随它们的快度差或动量夹角的变化关系.

关于 e^+e^- 湮灭成两喷注的末态强子快度分布, 实验和理论讨论都很多. 近来, 实验给出了不同味道喷注事例的这方面结果. 特别是轻夸克喷注事例^[2,3], 由于其中没有重夸克的产生, 情况特别单纯, 因而其快度分布等可以为各种模型提供比较直接的检验. 但目前理论上对轻夸克喷注事例的讨论还很少.

至于 $B\bar{B}$ 关联, 自 1981 年实验给出重子反重子的产额不能忽略的结果以来, 一直受到人们的关注. LUND 模型^[4]为了解释重子反重子的产生, 引入了双夸克对 $qq\bar{q}\bar{q}$ 的真空激发产生机制. 他们预言重子反重子在快度轴上必须相邻着产生, 相互之间具有较强的关联. 但近几年的实验结果^[5,6], 尽管事例数少, 统计误差大, 却已足以排斥 LUND 模型的预言^[7].

文献 [1] 给出的模型, 在描述 e^+e^- 湮灭成两喷注的末态强子平均多重数、重子介子比、各强子产额和多重数分布等许多方面取得了成功. 并且, 关于重子反重子由夸克反夸克按夸克组合律^[1]组合而成, $B\bar{B}$ 之间自然可以间隔介子, 相互之间关联也较弱的结论, 也在定性上与实验相符. 本文将在此模型的基础上, 进一步引入夸克的四动量分布, 利用 Monte-Carlo 方法, 计算轻夸克喷注事例中末态强子的快度分布动量分布等等以及平均事例的 $B\bar{B}$ 关联. 在第二节中简单介绍所用的图象后, 赋给夸克简单的四动量分布. 第三节中首先介绍关于轻夸克喷注事例的 Monte-Carlo 计算方法, 然后计算出末态强子的

快度分布、动量分布、横动量分布、不变微分截面等及其与实验的比较。在第四节中,给出了用 Monte-Carlo 方法算得的平均事例的 $B\bar{B}$ 关联结果及与实验的比较。最后一节是结论与讨论。

二、物理图象

V. V. Anisovich^[8]认为,多重产生可分为两个阶段:首先,产生的部分子演化为结构夸克;这些结构夸克再结合成强子。在此基础上,文献[1]分别给出了结构夸克产生的规律(夸克产生律,即给定能量下夸克的平均对数和分布)和夸克组合成强子的规律(夸克组合律)。在这个图象中,结构夸克由相互之间存在非常杂乱的相互作用的部分子演化而来。在演化过程中,部分子之间原有的关联几乎完全丧失,结构夸克的动量之间几乎是互相独立的。

如果认为夸克的动量分布不含任何动力学的因素,则在洛伦兹不变纵向空间中,它是均匀的

$$dP(p_{L,i}) \sim dp_{L,i}/E_i \quad (1)$$

式中 $p_{L,i}$ 和 E_i 分别是第 i 个夸克的纵动量和能量。但用这个分布作输入的计算非常困难。考虑到,当 $|p_{L,i}|$ 足够大时, $|p_{L,i}| \approx E_i$, 并且在这个极限下计算比较容易,我们可假设夸克的能量分布为

$$dP(x_i) \sim dx_i/x_i \quad (2)$$

式中 $x_i = 2E_i/\sqrt{S}$ 。

关于夸克的横动量分布, P. K. Malhotra 等认为是高斯分布^[9]

$$dP(p_{\perp,i}) \sim \exp(-p_{\perp,i}^2/2b^2) \prod_{i=1}^{2N} dp_{\perp,i} \quad (3)$$

式中 $p_{\perp,i}$ 是第 i 个夸克的横动量。他们解释了强子-强子碰撞实验^[10]中给出的、可看作是直生强子的 ρ^0 、 ω 、 f 等的横动量分布形式,并由这些介子的平均横动量定出了参数 b 。这里,我们也用(3)式作为夸克的横动量分布,只是参数 b 由实验给出的 e^+e^- 湮灭成两喷注中的末态强子平均横动量来确定。例如 $\sqrt{S} = 29\text{GeV}$ 时,由实验^[2]定出 $b = 0.65\text{GeV}$ 。另外,必须注意(3)式的夸克横动量上限受到(2)式的夸克能量的限制。

根据以上假设,考虑到四动量守恒后, $2N$ 个夸克具有能量分数 x_1, x_2, \dots, x_{2N} 和横动量 $p_{\perp,1}, p_{\perp,2}, \dots, p_{\perp,2N}$ 的几率为

$$dP(x_1, p_{\perp,1}, \dots, x_{2N}, p_{\perp,2N}) \sim \exp\left(-\sum_{i=1}^{2N} p_{\perp,i}^2/2b^2\right) \cdot \delta\left(\sum_{i=1}^{2N} x_i - 2\right) \delta\left(\sum_{i=1}^{2N} p_{L,i}\right) \prod_{i=1}^{2N} (dp_{\perp,i}^2 \cdot dx_i/x_i) \quad (4)$$

式中 $p_{L,i}$ 是第 i 个夸克的纵动量。

需要说明的是,在[1]中,由于没有必要考虑夸克的横动量分布,所以夸克的横动量只是以其平均值的形式包含在结构夸克质量中。在[11]中, V. Cerny 等只考虑夸克的纵动量分布,取夸克的横动量都为零,相应的夸克质量为结构夸克质量,而在后继文章^[12]中,进

一步考虑夸克的横动量分布,相应的夸克质量则取为流夸克质量.流夸克的质量很小, u 、 d 、 s 的差异也不大,他们取的流夸克质量平均为 0.025GeV .本文中,我们就简单地 把 0.025GeV 作为组合前所有夸克反夸克的质量.

三、轻夸克喷注事例的速度分布

根据上节给出的物理图象,利用 Monte-Carlo 方法,就可以模拟轻夸克喷注事例,计算其末态强子性质. Monte-Carlo 程序的主要框图如图 1 所示:

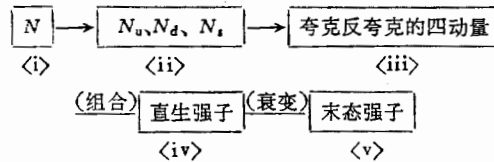


图1 Monte-Carlo 程序框图

$\langle i \rangle \langle ii \rangle$: 按 [1] 中给出的夸克对数的分布和强作用产生 $u\bar{u}$ 、 $d\bar{d}$ 和 $s\bar{s}$ 的比例,随机抽取特定事例中的夸克对数 N 和这 N 对夸克中 $u\bar{u}$ 、 $d\bar{d}$ 和 $s\bar{s}$ 数目 N_u 、 N_d 和 N_s .

$\langle iii \rangle$ 由(4)式给出的分布,随机确定这 N 对夸克的四动量,具体方法参见附录 1.

$\langle iv \rangle$ 按[1]中的夸克组合律,将这 N 对夸克组合成直生强子. 直生强子的动量为其组成夸克-反夸克的动量矢量和^[11]. 按[1]的做法,忽略 $L=1$ 等轨道激发强子的产生, 0^- 介子和 1^- 介子之比为 $1:3$, $1/2^+$ 和 $3/2^+$ 重子之比为 $1:2$.

$\langle v \rangle$ 根据粒子性质表中给出的衰变分枝比^[13],模拟共振态强子的衰变.

在图 2、图 3、图 4、图 5 和图 6 中,我们分别给出了 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 下轻夸克喷注事例中末态强子的速度分布、动量分布、横动量分布、不变微分截面和末态 π^\pm 的不变微分截面,以及它们与实验的比较. 它们从不同侧面反映了末态强子的四动量分布特性. 图中实线是理论计算的结果. 实验点则分别由 HRS 组^[2]和 TPC 组^[3]给出. 我们在理论计算时所用的筛选事例的标准与每个图中对应实验的筛选标准完全相同. 可以看出,理论与实验符合得很好.

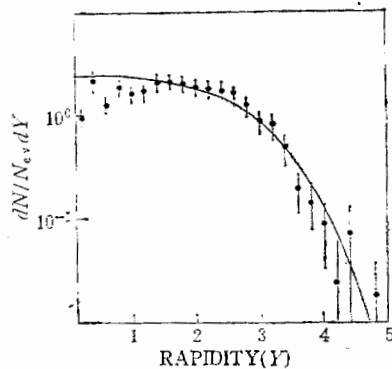


图2 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 下轻夸克喷注事例末态强子的速度分布

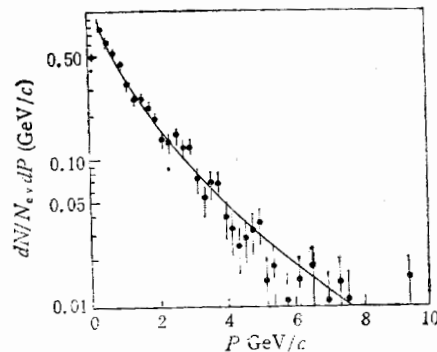


图3 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 下轻夸克喷注事例末态强子的动量分布

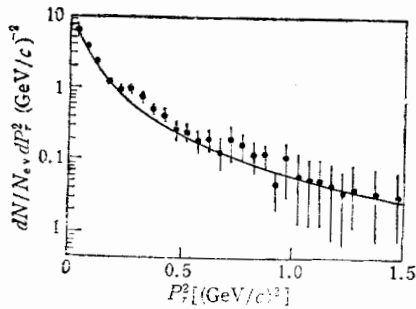


图 4 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 下轻夸克喷注事例末态强子的横动量的分布

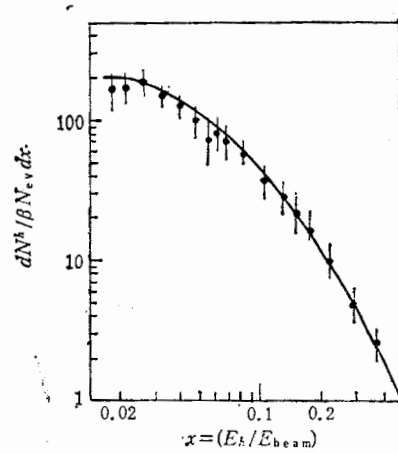


图 5 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 下轻夸克喷注事例末态强子的不变微分截面

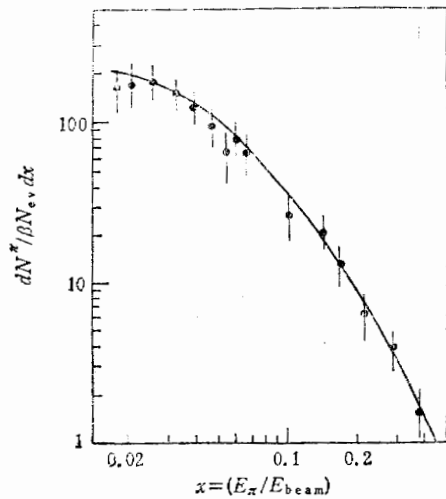


图 6 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 下轻夸克喷注事例末态 π^+ 的不变微分截面

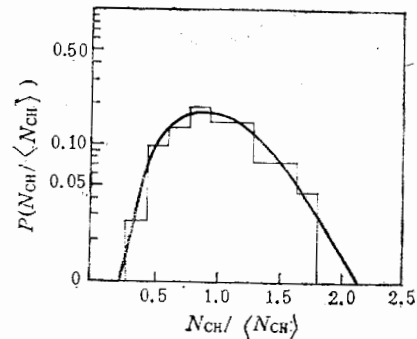


图 7 $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ 下轻夸克喷注事例末态强子的多重数分布

我们按 HRS 组标准筛选事例后, 还得到平均带电多重数 $\langle \eta_{CH} \rangle$ 和多重数分布。单个喷注的 $\langle \eta_{CH} \rangle = 5.78$, 而 HRS 组给出为 5.8 ± 0.1 。多重数分布比泊松分布窄, 与实验比较见图 7。它们也与实验很好地吻合。

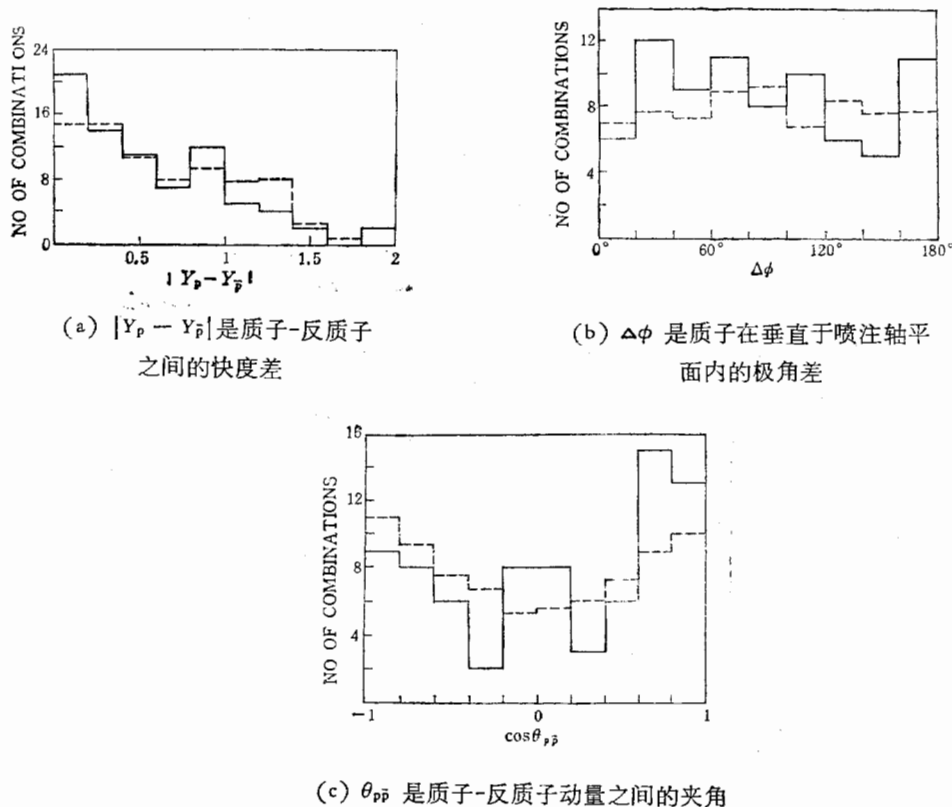
四、重子反重子关联

根据上节给出的方法, 可以计算轻夸克喷注事例的 $B\bar{B}$ 关联。然而, 实验上虽给出了平均事例的 $B\bar{B}$ 关联数据, 但平均事例包括重夸克喷注事例, 而重夸克喷注事例中领头重

夸克强子对 $B\bar{B}$ 贡献的规律还不清楚。幸好 TASSO 组^[5], 给出了动量较小的 (0.4GeV 至 1.2GeV 之间) 质子-反质子关联数据, 而领头重夸克的动量一般较大^[14], 其衰变产物对以上动量区域内的质子反质子贡献可以忽略(在附录 2 中, 我们通过定量估计证实了这一点)。因此, 我们只要考虑轻夸克喷注事例以及重夸克喷注事例中的非领头部分, 就可以给出可与实验作比较的平均事例 $p\bar{p}$ 关联。

重夸克喷注事例非领头部分的计算方法与轻夸克喷注事例的相同, 只是一定质心系能量下相应的有效能和夸克平均对数有些区别。这些已在文献[1]中给出。

我们把计算结果按实验标准筛选后, 得到 $p\bar{p}$ 数目随它们之间的快度差 Δy 、横动量之间夹角 $\Delta\phi$ (通常称为极角) 和动量之间夹角 $\theta_{p\bar{p}}$ 的变化关系的函数。将这些函数归一到实验测量到的 $p\bar{p}$ 总数目^[5]后与实验的比较见图 8。图中虚线是理论计算结果, 实线是实验数据。尽管计算得到的 $p\bar{p}$ 数目也不多(在一万个 e^+e^- 湮灭成两喷注事例中, 大约只有三百个事例), 结果比较粗略, 但与实验是基本一致的。



(a) $|Y_p - Y_{\bar{p}}|$ 是质子-反质子之间的快度差

(b) $\Delta\phi$ 是质子在垂直于喷注轴平面内的极角差

(c) $\theta_{p\bar{p}}$ 是质子-反质子动量之间的夹角

图 8 平均喷注事例的重子反重子关联(实线是实验^[1,2]结果;虚线则是我们计算得到的)

五、总结与讨论

我们在文献[1]给出的模型中, 赋给夸克简单的四动量分布, 就解释了末态强子的许

多性质. 在计算中, 我们还得到多重数分布的快度依赖、快度分布的多重数依赖、横动量平均值随纵动量的变化关系等, 它们在定性上都与实验给出的平均事例结果相符. 另外, 若引入 c 、 b 夸克的碎裂函数和 c 、 b 强子的衰变性质, 我们还可以计算 c 、 b 喷注事例的快度分布. 这些将在另文讨论.

作者(方、赖)感谢南开大学陈之江、山东大学陈鄂生、刘希明、梁作堂等诸位老师的指导和帮助.

附录1 夸克的四动量抽样

(4) 式给出的夸克的四动量分布抽样可分成两步. 第一步, 按分布

$$dP(x_1, \dots, x_{2N}) \sim \delta\left(\sum_{i=1}^{2N} x_i - 2\right) \prod_{i=1}^{2N} \frac{dx_i}{x_i} \quad (\text{A1})$$

随机抽出一组 $\{x_i\}$; 第二步, 按高斯分布抽取一组 $\{p_{L,i}\}$, 筛选出那些具有纵动量守恒的事例.

一、(A1) 式分布的抽样

作变换

$$\begin{aligned} x_1 &= t_0 \\ x_2 &= t_0 \cdot t_2 \\ &\vdots \\ x_{2N} &= t_0 \cdot t_{2N} \end{aligned} \quad (\text{A2})$$

记 $t_1 = 1$, 则对应于变量 t_0, t_2, \dots, t_{2N} 的分布为

$$\begin{aligned} dP(t_0, t_2, \dots, t_{2N}) &= dP(x_1, \dots, x_{2N}) \\ &\sim \delta\left(t_0 \cdot \sum_{i=1}^{2N} t_i - 2\right) \frac{dt_0}{t_0} \cdot \prod_{i=2}^{2N} \frac{dt_i}{t_i} \\ &= \frac{1}{2} \delta\left(t_0 - 2 / \sum_{i=1}^{2N} t_i\right) dt_0 \cdot \prod_{i=2}^{2N} \frac{dt_i}{t_i} \end{aligned} \quad (\text{A3})$$

对应于变量 t_2, t_3, \dots, t_{2N} 的分布为

$$\begin{aligned} dP(t_2, \dots, t_{2N}) &= \int_{\forall t_0} \frac{dP(t_0, t_2, \dots, t_{2N})}{dt_0} dt_0 \\ &\sim \prod_{i=2}^{2N} \frac{dt_i}{t_i} \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

这样, 通过 (A4) 式的 $t_i, i = 2, \dots, 2N$ 的简单抽样, 求出 t_0

$$t_0 = 2 / \sum_{i=1}^{2N} t_i \quad (\text{A5})$$

代入 (A2) 式, 就可得到一组 $\{x_i\}, i = 1, \dots, 2N$. 不过, 考虑到 $x_i \in [2\mu/\sqrt{S}, 1], t_0 \in [2\mu/\sqrt{S}, 1], t_i \in [2\mu/\sqrt{S}, 1], (i = 2, \dots, 2N, \mu$ 是夸克质量), 按 (A5) 式计算得到的 t_0 可能不在其取值范围内, 这样的抽样应舍去.

二、纵动量守恒

首先按(3)式抽取每个夸克的横动量, 每个夸克的纵动量大小也确定下来. 考虑到除了整个系统的能量动量守恒外, 对夸克动量方向没有别的限制, 所以我们对每个夸克的正、负两个纵动量方向的几率都随机地赋以 $1/2$, 并筛选出 $\left| \sum_{i=1}^{2N} p_{L,i} \right| < \epsilon_p$ (我们取 $\epsilon_p = 0.5$) 的事例, 来达到近似的纵动量守恒.

附录2 重夸克强子对质子的贡献

我们以 Charm 喷注事例为例来计算。

文献[15]给出每个 Charm 强子对全快度区内质子的平均贡献约为 $0.3 \div 8/3 = 0.116$ 个。若 $\rho(x_p, p, \sqrt{s})$ 是由一个动量分数为 x_p 的 Charm 强子衰变成动量大小为 p 的质子的几率, $D(x_p)$ 是 Charm 强子的动量分布函数, 则在能量 \sqrt{s} 下, 平均每个 Charm 事例中带头 Charm 强子对动量在 0.4 至 1.2 GeV 之间质子的贡献为

$$N_c^p(\sqrt{s}) = 0.116 \times \int_{0.4}^{1.2} dp \int_0^1 dx_p \rho(x_p, p, \sqrt{s}) D(x_p) \quad (B1)$$

设 Charm 强子都通过 A_c 衰变成质子^[15], A_c 的动量分布为 Peterson 曲线^[16], 则对典型的 A_c 衰变道

$$A_c \rightarrow PK\pi \quad (B2)$$

$$A_c \rightarrow P\bar{K}^0 \quad (B3)$$

通过 Monte-Carlo 计算, 可得当 $\sqrt{s} = 14, 22, 34 \text{ GeV}$ 时 $N_c^p(\sqrt{s})$ 的值分别为

$$\begin{aligned} \text{对 (B2): } N_c^p(14) &= 0.0076 \quad N_c^p(22) = 0.0030 \\ N_c^p(34) &= 0.0012 \end{aligned} \quad (B4)$$

$$\begin{aligned} \text{对 (B3): } N_c^p(14) &= 0.020 \quad N_c^p(22) = 0.0078 \\ N_c^p(34) &= 0.0024 \end{aligned}$$

这些值除了 $N_c^p(14)$ 外, 都比对应能量下每个 Charm 事例非领头部分对动量在 0.4 至 1.2 GeV 之间质子贡献的平均值 $N^p(\sqrt{s})$ 要小得多:

$$N^p(14) = 0.041, \quad N^p(22) = 0.056, \quad N^p(34) = 0.079 \quad (B5)$$

特别是, TASSO 组^[17]给出的 78 个 $p\bar{p}$ 中有 51 个是 $\sqrt{s} = 34 \text{ GeV}$ 下的, 而 $N^p(34) \gg N_c^p(34)$, 因此领头重夸克强子对 $p\bar{p}$ 的贡献可以忽略。

参 考 文 献

- [1] Xie Qu-Bing, Liang Zuo-Tang, in Multiparticle Production Proc. of the Shandong Workshop, Jinan, 1987, edited by R. C. Hwa and Q-B Xie (World Scientific, Singapore, 1988).
- [2] P. Kesten et al., *Phys. Lett.*, **161B**(1985), 412.
- [3] H. Aihara et al., *Phys. Lett.*, **184B**(1987), 299.
- [4] B. Andersson et al., *Phys. Rep.*, **97**(1983), 33.
- [5] M. Althoff et al., *Z. Phys.*, **C17**(1983), 5.
- [6] H. Aihara et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 274.
C. de la Vaissiere et al., *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2071.
- [7] B. Andersson et al., *Phys. Scrip.*, **32**(1985), 574.
- [8] V. V. Anisovich et al., *Z. Phys.*, **C19**(1983), 221.
- [9] P. K. Malhotra et al., *Z. Phys.*, **C18**(1983), 53.
- [10] H. Kirk et al., *Nucl. Phys.*, **B128**(1977), 397.
- [11] V. Cerny et al., *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 2822.
- [12] V. Cerny et al., *Phys. Rev.*, **D18**(1978), 2409.
- [13] "Review of Particle Properties", *Phys. Lett.*, **170B**(1986), 1.
- [14] D. H. Saxon, Rapporteur Talks at the European Physical Society Meeting at High Energy Phys., Bari, Italy, 18-24 July, 1985. See also RAL-85-077(1985).
- [15] G. S. Abrams et al., *Phys. Rev. Lett.*, **44**(1980), 10.
- [16] T. Bowcock et al., *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 923.

RAPIDITY DISTRIBUTION AND BARYON-ANTIBARYON CORRELATIONS IN $e^+e^- \rightarrow$ TWO JET EVENTS

FANG HAIPING XIE QUBING LAI XIAOPING

(*Shandong University*)

ABSTRACT

We extend our model by introducing explicitly the energy-momentum of quarks. By using the Monte-Carlo method, the rapidity distribution in light jet events is calculated. Agreement with experiment data is good. The baryon-antibaryon correlations in rapidity, open angle, azimuthal angle are also given, which are in agreement with experiment on the whole.