

# LUND 面积定律产生子在 $R$ 值 测量中的应用\*

胡海明<sup>1</sup> 台安<sup>2</sup> 黄光顺<sup>3,1</sup> 祁向荣<sup>4</sup> 蔡啸<sup>1</sup> 陈江川<sup>1</sup>  
戴玉梅<sup>5,1</sup> 王至勇<sup>1</sup> 薛生田<sup>1</sup> 鄢文标<sup>1</sup> 周莉<sup>1</sup> 赵政国<sup>1</sup>

1 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

2 (Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, CA90095, USA)

3 (中国高等科学技术中心 北京 100080)

4 (Fermi National Acceleration Laboratory, PO Box 500, Batavia, IL60510, USA)

5 (辽宁大学物理系 沈阳 110036)

**摘要** 对 Lund 弦碎裂模型强子化面积定律严格求解, 得到  $e^+e^-$  湮没产生少体初始强子态的遍举分布. 基于面积定律的新产生子 LUARLW 在 2—5GeV 能区的模拟结果与 BES 数据的多种谱分布符合很好, 用于 BES 上强子产生总截面测量的强子探测效率的估计.

**关键词** 弦碎裂 强子化 探测效率

## 1 引言

$R$  值定义为  $e^+e^-$  碰撞通过单光子湮没产生强子与产生  $\mu^+\mu^-$  的最低阶截面之比,

$$R = \frac{\sigma_{\text{tot}}^0(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma^0(e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+\mu^-)} \quad (1)$$

实验上  $R$  值是根据下式测量的:

$$R = \frac{N_{\text{had}}^{\text{obs}} - N_{\text{bg}}}{\sigma_{\mu\mu}^0 \cdot L \cdot \epsilon_{\text{trg}} \cdot \epsilon_{\text{had}} \cdot (1 + \delta)} \quad (2)$$

其中  $N_{\text{had}}^{\text{obs}}$  为观测到的强子事例数,  $N_{\text{bg}}$  为剩余本底事例数,  $L$  为数据的积分亮度,  $\epsilon_{\text{trg}}$  为触发效率,  $(1 + \delta)$  为辐射修正因子,  $\sigma_{\mu\mu}^0$  为理论计算的  $\mu^+\mu^-$  零阶截面.  $\epsilon_{\text{had}}$  即为本文所要讨论的强子事例探测效率(接收度), 表示对撞产生的强子事例被探测器记录并且通过强子事例判选条件的几率.  $\epsilon_{\text{had}}$  综合反映了探测器非理想因素(如非完全的接收立体角、径迹重建、事例判选等)造成事例丢失的比例, 需由 Monte Carlo 方法估计. 由产生子模拟  $e^+e^- \Rightarrow$  强子过程在对撞顶点的产生及不稳定性粒子在束流管内的衰变, 然后把稳定粒子及尚

2001-03-09 收稿

\* 国家自然科学基金(19805009, 19991480, 19825116)资助

1035-1043

未衰变的长寿命粒子属性参数(PDG 代码、质量、电荷、寿命等)及运动学参数(能量动量, 时空坐标)按规定的格式填写到模拟粒子在探测器中与物质的相互作用、输运、次级粒子的产生和衰变等全过程的程序中, 产生出与真实 BES 实验数据结构相同的模拟数据. 经事例重建后的数据通过强子事例判选条件得到强子事例样本. 设模拟产生的强子事例数是  $N_{MC}^{gen}$ , 所得到的样本事例数为  $N_{MC}^{obs}$ , 则

$$\epsilon_{had} = \frac{N_{MC}^{obs}}{N_{MC}^{gen}}. \tag{3}$$

强子事例选择的详细描述可参阅文献[1,2], 本文仅就  $R$  值实验中所采用的 LUND 弦碎裂强子化产生机制及 Monte Carlo 产生器 LUARLW 作一综述.

目前典型的强子产生模型有 Webber 集团衰变模型<sup>3)</sup>和 LUND 弦碎裂模型<sup>4)</sup>. 经与 BES 数据的分析比较发现, LUND 模型更有可能发展为适用于 BEPC 能区(2—5GeV)较好的强子化模型. LUND 模型以半经典图象描述了强子产生的一般性质, 在能区( $\sqrt{s} > 10\text{GeV}$ )已得到很好的检验. 在 LUND 模型中, 在大距离时色力场被描述为限于夸克和反夸克之间的一维无质量相对论性质的弦(更形象地说, 弦是典型横向尺度为强子直径的柱形流管), 胶子为弦上的内部激发“纽结(kink)”, 弦具有张力常数  $\kappa \sim 1 \text{ GeV/fm}$ (这意味着弦的势能与弦的长度成正比).  $e^+e^-$  湮没在原点产生初始夸克-反夸克  $q_0\bar{q}_0$  对, 此后沿相反方向(即纵向)运动而分离,  $q_0$  和  $\bar{q}_0$  的初始动能转化为弦场的势能. 弦场可以通过量子隧道效应从真空中激发产生新的夸克-反夸克  $q\bar{q}$  对和双夸克-反夸克  $qq\bar{q}\bar{q}$  对. 新产生的  $q\bar{q}$  和  $qq\bar{q}\bar{q}$  横向动量(相对于弦场的方向)  $k_{\perp}$  作为弦基态的量子涨落, 具有局域平衡的性质. 应用量子力学中的 WKB 方法, 夸克-反夸克对的产生几率具有 Gauss 分布形式

$$|\psi_{q\bar{q}}|^2 \sim \exp(-\pi\mu_{\perp}^2/\kappa) = \exp(-\pi\mu^2/\kappa) \cdot \exp(-\pi k_{\perp}^2/\kappa). \tag{4}$$

如果所产生的夸克-反夸克对带有“正确”的色量子数, 则将使弦碎裂产生色单态的介子或重子, 而带“错误”色的对  $q\bar{q}$  和  $qq\bar{q}\bar{q}$  则不能导致任何可观测的物理效应(如弦碎裂), 只表现为真空态中的虚对产生-湮没过程. 图 1 表示在二维时空  $x-t$  中弦碎裂产生介子(M)和重子(B和 $\bar{B}$ )过程. 在各种强子化模型中, 对胶子的处理都是棘手的问题. 在 BEPC

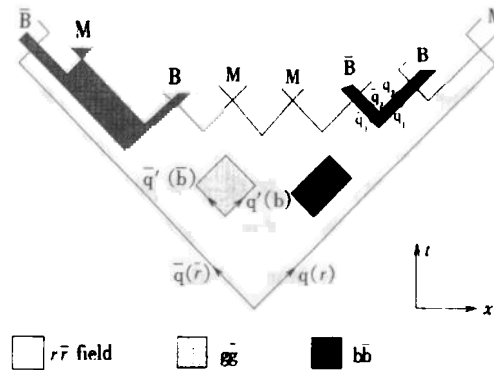


图 1 LUND 模型所描述的  $t-x$  二维时空弦碎裂产生介子和重子

能区, 作为弦纽结的胶子是软胶子, 不引起弦结构的明显改变和碎裂的喷注性, 而且弦上激发产生胶子的几率很小, 可忽略其效应。

基于 LUND 模型的著名的 JETSET 是当前最成功的 Monte Carlo 强子事例产生子。然而需要指出的是 JETSET 并不完全等同于 LUND 模型, 它只是 LUND 模型在高速近似条件下的一种 Monte Carlo 表述。事实上 JETSET 不是为了模拟 2—5 GeV 能区  $e^+e^-$  湮没过程的少体态而编写的。在 JETSET 中, 弦碎裂以迭代的方式进行, 并由光锥动量分数  $z$  的标度化碎裂函数  $f(z)$  描述。在极高速近似条件和弦碎裂的左右对称性假设下, 可以唯一地导出  $f(z)$  的表达式为

$$f(z) = \frac{N}{z} (1-z)^a \exp\left(-\frac{bm^2}{z}\right). \quad (5)$$

因此,  $f(z)$  的适用范围是剩余的弦总是具有很高的能标, 弦碎裂不受粒子质量效应(即所谓边界条件)的影响和制约。在 BEPC 能区, 弦碎裂的典型能标只是几个强子质量的量级, 对大多数事例弦只能进行 2—3 次迭代碎裂, 推导  $f(z)$  所必需的上述两条假设并不成立。如果在中低能量下应用 JETSET, 将会使最后碎裂产生的两个粒子的动量分布受质壳条件和粒子产生阈及守恒定律的多重制约而不能同时满足 LUND 碎裂函数  $f(z)$  分布, 因而导致初始多重数分布明显不合理。这个问题是 JETSET 在低能区所固有的, 不能通过调节相关参数解决。表 1 显示 JETSET 在缺省参数值时预言的弦碎裂产生的强子数的比例。

表 1 BEPC 能区不同能量下 JETSET 预言的弦碎裂初始强子数的比例 (%)

$\sqrt{s}/\text{GeV}$	2.0	2.5	3.0	3.5	4.0	4.5	5.0
$n=2$	87.08	24.51	1.11	—	—	36.26	27.28
$n=3$	12.88	70.88	76.65	48.80	29.48	13.46	19.89
$n=4$	0.04	4.53	20.98	44.20	51.92	29.70	24.76
$n=5$	—	—	1.24	6.60	16.67	17.00	20.83
$n=6$	—	—	0.02	0.39	1.83	3.50	6.32
$n \geq 7$	—	—	—	0.01	0.10	0.08	0.92

为了能严格地按照 LUND 模型的弦碎裂机制模拟 BEPC 能区的强子产生过程, 必须根据 LUND 色弦场碎裂面积定律的严格解重新编写产生器<sup>[5]</sup>。在面积定律中, 强子末态以遍举道的方式产生(而 JETSET 采用的迭代碎裂为单举道产生方式), 具有正确味构型弦的碎裂条件是其不变质量大于该强子道的产生阈。面积定律的强子产生模式完全符合 BEPC 能区连续强子态的特点, 而且还可用于更低能区。

## 2 LUND 弦碎裂面积定律

从 LUND 模型基本假设(因果性, 相对论协变性, 色禁闭)出发, 可以导出 LUND 面积定律: 在有限质心能量  $\sqrt{s}$  (大于产生阈) 下,  $e^+e^-$  湮没产生确定的具有横质量为  $\{m_j\}$ , 纵动量为  $\{p_j\}$  的  $n$  粒子态遍举碎裂分布为

$$d\mathcal{N}_n = N_n \prod_{j=1}^n dp_j^2 \delta(p_j^2 - m_j^2) \cdot \delta\left(\sum_{j=1}^n p_j - P_0\right) \cdot \exp(-b \cdot \mathcal{A}). \quad (6)$$

最后的因子体现了弦碎裂动力学机制,类似于量子场论的矩阵元平方

$$|M_n|^2 = \exp(-b \cdot \mathcal{A}), \quad (7)$$

其他因子则是相空间元. 其中  $\mathcal{A}$  是由形成强子末态的夸克和反夸克光锥分量线所围成的面积,即图 1 中的阴影区域. 因此,更方便的计算是引入光锥分量  $z$  表示纵向动量,其定义为

$$z_{\pm} = \frac{P_{\pm}}{P_{0\pm}} = \frac{E \pm p_{\parallel}}{E_0 \pm P_{0\parallel}}. \quad (8)$$

由于存在粒子质壳条件  $z_+ z_- s = m^2$ , 因此可任意选择  $z = z_+$  或  $z_-$ . 用变量  $z$  表示的强子纵向动量分布可以写为

$$d\mathcal{P}_n(z_1, \dots, z_n; s) = N_n \prod_{j=1}^n \frac{dz_j}{z_j} \delta\left(1 - \sum_{j=1}^n z_j\right) \delta\left(s - \sum_{j=1}^n \frac{m_{\perp j}^2}{z_j}\right) \cdot \exp(-b \cdot \mathcal{A}). \quad (9)$$

对于任一物理末态,光锥面积  $\mathcal{A}$  满足能动量守恒条件和强子质壳条件. 在 BEPC 能区,可忽略不重要的胶子辐射效应,此时有

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_n(z_1, \dots, z_n) = \sum_{k=1}^n \frac{m_{\perp k}^2}{z_k} \left(\sum_{j=k}^n z_j\right). \quad (10)$$

对所有的光锥分量  $\{z_j\}$  积分后,则得到以面积  $\mathcal{A}$  为变量的分布函数形式

$$d\mathcal{P}_n(\mathcal{A}; s) = F_n(\mathcal{A}; s) d\mathcal{A}. \quad (11)$$

上式是 LUND 弦碎裂强子化模型遍举分布的严格表示,粒子产生阈、各粒子的质壳条件和守恒定律同时得到满足. 在 Monte Carlo 方案中,把  $F_n(\mathcal{A}; s)$  作为  $\mathcal{A}$  分布密度函数,每个  $\mathcal{A}$  的抽样值都对应一组确定的  $(z_1, \dots, z_n)$  值,因而给出了碎裂强子的纵向动量. 根据 JETSET 的估计,当  $\sqrt{s} < 5\text{GeV}$  时弦直接碎裂为 2—6 体碎裂是主要的,7 体以上的比例约为 1%,在日前  $R$  值测量实验中可不予考虑. 下面分别给出  $n = 2, 3, 4, 5, 6$  的强子产生道的  $d\mathcal{P}_n(s, \mathcal{A})$  具体表达式.

1) 弦  $\Rightarrow$  2 强子: 两粒子末态的动量完全由能动量守恒定律决定,

$$\mathcal{P}_2 = \frac{N_2}{\sqrt{\lambda}} [\exp(-b \cdot \mathcal{A}_2^{(1)}) + \exp(-b \cdot \mathcal{A}_2^{(2)})], \quad (12)$$

其中

$$\mathcal{A}_2^{1,2} = \frac{1}{2}(s + m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2, \mp \sqrt{\lambda}), \quad (13)$$

$$\lambda = s^2 + m_{\perp 1}^4 + m_{\perp 2}^4 - 2s(m_{\perp 1}^2 + m_{\perp 2}^2) - 2m_{\perp 1}^2 m_{\perp 2}^2. \quad (14)$$

2) 弦  $\Rightarrow$  3 强子:

$$d\mathcal{P}_3 = \frac{N_3}{\sqrt{\Lambda}} \exp(-b \cdot \mathcal{A}) d\mathcal{A}, \quad (15)$$

其中

$$\Lambda = [(s - \mathcal{A})(\mathcal{A} - m_{\perp 1}^2 - m_{\perp 2}^2 - m_{\perp 3}^2) - m_{\perp 1}^2 m_{\perp 2}^2 - m_{\perp 2}^2 m_{\perp 3}^2 - m_{\perp 3}^2 m_{\perp 1}^2]^2 - 4s m_{\perp 1}^2 m_{\perp 2}^2 m_{\perp 3}^2. \quad (16)$$

3) 弦  $\Rightarrow$  多强子 ( $4 \leq n \leq 6$ ): 当  $n \geq 4$ ,  $d\mathcal{P}_n(s)$  不能表示成关于面积  $\mathcal{A}$  的解析式, 但由

于面积定律具有 Lorentz 不变性和因子化性质, 因此弦碎裂末态可以分为两个子系统, 其不变质量为  $s_1$  和  $s_2$ , 总面积为

$$\mathcal{A} = \mathcal{A}_1 + \mathcal{A}_2 + \Gamma, \tag{17}$$

其中  $\mathcal{A}_1$  和  $\mathcal{A}_2$  分别是两个子系统的面积 (见图 2), 假定它们分别碎裂为  $n_1$  和  $n_2$  个强子 ( $n = n_1 + n_2$ ), 末态分布为

$$d\mathcal{P}_n(s) = \frac{ds_1 ds_2}{\sqrt{\lambda(s, s_1, s_2)}} \exp(-b\Gamma) \mathcal{P}_{n_1}(s_1) \mathcal{P}_{n_2}(s_2), \tag{18}$$

其中  $\mathcal{P}_{n_1}(s_1)$  和  $\mathcal{P}_{n_2}(s_2)$  是二体或三体末态分布. 因此, 可在子系统的质心系中处理弦碎裂, 再把粒子的能动量变换到总质心系 (即实验室系). 照此方法原则上可以计算任意多体弦碎裂过程.

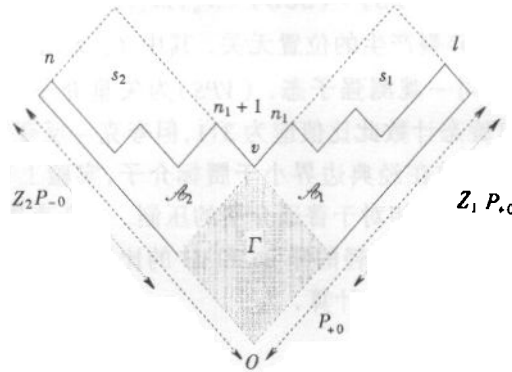


图 2 顶点  $V$  将弦碎裂  $n$  体末态分为两个子系统 (它们分别碎裂为  $n_1$  和  $n_2$  个粒子)

### 3 初始强子多重数分布

面积定律能够给出初始强子的多重数分布表达式. 定义无量纲的  $n$  粒子配分函数

$$Z_n = \int dR_n \cdot \exp(-b \cdot \mathcal{A}),$$

其中  $dR_n$  为  $n$  粒子相空间体积元

$$dR_n = \prod_{j=1}^n \hat{N} dp_j^2 \delta^2(p_j^2 - m_j^2).$$

$Z_n$  与碎裂多重数分布  $P_n$  的关系为

$$P_n = \frac{Z_n}{\sum Z_n}.$$

经计算,  $P_n$  有如下近似表达式

$$P_n = \frac{\mu^n}{n!} \cdot \exp[c_0 + c_1(n - \mu) + c_2(n - \mu)^2], (c_2 < 0).$$

平均多重数  $\mu$  的能量相关性可用两个经验式来表示

$$\mu = a + b \cdot \exp(c\sqrt{s}), \quad (23)$$

或

$$\mu = a + b \ln(s) + c \ln^2(s), \quad (24)$$

其中的参数需由拟合 BES 数据确定. 在计算强子效率 Monte Carlo 分析中, 用  $P_n$  决定直接碎裂强子的多重数(包括带电的和中性的)分布.

## 4 遍举概率

对于由  $P_n$  确定的  $n$  粒子态, 还可以有不同味的强子组合(即不同的道). 例如, 4 体末态可以有  $\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$ ,  $\pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$  等. 各产生道的概率由下式确定

$$\tilde{\mathcal{P}}_n = C_n \cdot (VPS) \cdot (SUD) \cdot \mathcal{P}_n(m_{\perp 1}, \dots, m_{\perp n}; s). \quad (25)$$

遍举概率  $\tilde{\mathcal{P}}_n$  与粒子在弦上碎裂产生的位置无关. 其中  $C_n$  为所谓的组合数, 它反映可能有多种构型的弦能碎裂为同一观测强子态. (VPS) 为矢量介子与赝标介子产生率之比(忽略张量介子). 仅从自旋态计数此比值应为 3:1, 但夸克-反夸克的自旋-自旋相互作用致使产生矢量介子的波函数在经典边界小于赝标介子, 实验上也给出 (VPS) 约为 1 或者更小<sup>[6]</sup>. (SUD) 体现奇异介子相对于普通介子的压制. 由夸克质量及式(4)估计出量子隧道效应产生较重的味  $ss$  与产生较轻的味  $u\bar{u}$  和  $d\bar{d}$  的比值约为 0.3, 产生  $cc$  的几率可以忽略.  $\mathcal{P}_n(m_{\perp 1}, \dots, m_{\perp n}; s)$  由(18)式计算.

## 5 横向动量分布

所有的碰撞实验显示, 末态粒子的横动量(相对于某特殊方向, 如弦或喷注方向)分布具有普适的类 Gauss 分布形式, 不同类型反应的差别表现在它们的纵向动量分布上. 在 LUND 模型中, 碎裂强子的横动量等于其组分夸克的横动量(起源于弦基态的量子力学涨落)之和, 这意味着碎裂强子应具有 Gauss 型的横动量谱. LUARLW 中采用唯象的  $n$  粒子横动量 Gauss 型联合分布

$$F^{(n)}(\mathbf{p}_{\perp 1}, \dots, \mathbf{p}_{\perp n}) = \delta\left(\sum_{j=1}^n \mathbf{p}_{\perp j}\right) \theta\left(\sqrt{s} - \sum_{j=1}^n \sqrt{m_j^2 + \mathbf{p}_{\perp j}^2}\right) \cdot \prod_{j=1}^n \exp\left(-\frac{\mathbf{p}_{\perp j}^2}{2\sigma^2}\right), \quad (26)$$

其中  $\mathbf{p}_{\perp j}$  是 2 维横向动量,  $\sigma$  为分布的宽度. 关于各单粒子横动量的分布(条件概率密度)由下式确定

$$\begin{aligned} f_1^{(n)}(\mathbf{p}_{\perp 1}) &= N_1 \cdot \exp\left[-\frac{n}{n-1} \frac{\mathbf{p}_{\perp 1}^2}{2\sigma^2}\right], \\ f_2^{(n)}(\mathbf{p}_{\perp 2} | \mathbf{p}_{\perp 1}) &= N_2 \exp\left[-\frac{n-1}{n-2} \frac{\left(\mathbf{p}_{\perp 2} + \frac{\mathbf{p}_{\perp 1}}{n-1}\right)^2}{2\sigma^2}\right], \\ f_j^{(n)}(\mathbf{p}_{\perp j} | \mathbf{p}_{\perp 1}, \dots, \mathbf{p}_{\perp j-1}) &= N_j \exp\left[-\frac{(n-j+1)}{(n-j)} \frac{\left(\mathbf{p}_{\perp j} + \sum_{i=1}^{j-1} \frac{\mathbf{p}_{\perp i}}{n-j+1}\right)^2}{2\sigma^2}\right]. \end{aligned}$$

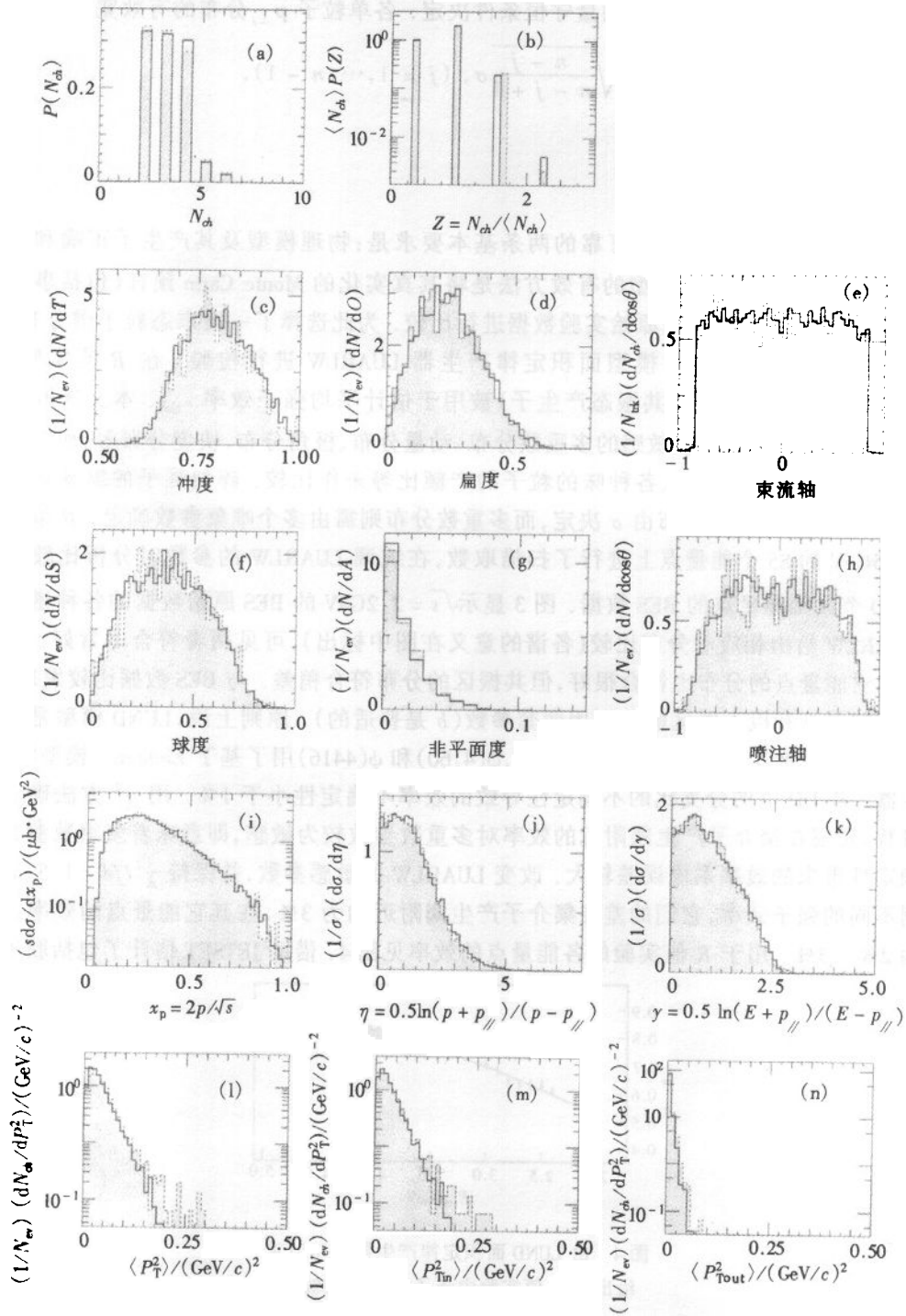


图 3 质心能量  $E_{cm} = 2.2\text{GeV}$  时,  $e^+e^-$  湮没产生强子末态的 BES 原始数据的各种谱分布 (灰色区域) 与 LUARLW 产生的事例经过探测器模拟, 数据重建及强子事例选择程序所得到的同样的谱分布的比较

最后一个粒子横动量  $p_{\perp n}$  可由动量守恒条件决定. 各单粒子  $p_j$  分布的有效宽度

$$\sigma_j^{(eff)} = \sqrt{\frac{n-j}{n-j+1}} \sigma, \quad (j = 1, \dots, n-1). \quad (28)$$

## 6 结果和结论

保证探测效率  $\epsilon_{had}$  估计值可靠的两条基本要求是: 物理模型及其产生子正确和探测器模拟真实. 检验强子化模型的有效方法是将其真实化的 Monte Carlo 预言(包括事例产生和探测器模拟)的结果与原始实验数据进行比较. 为此选择了一组末态粒子谱分布, 它们从不同的方面对 LUND 模型面积定律产生器 LUARLW 进行检验. 在  $R$  值实验中, LUARLW(在共振区还用到共振态产生子)被用于估计平均强子效率  $\epsilon_{had}$ . 本文选取了对确定模型参数和效率比较敏感的多重数分布、动量分布、极角分布、快度分布等, 而对确定效率影响不大的关联分布、各种味的粒子的产额比等未作比较. 碎裂强子的纵动量分布由参数  $b$  决定, 横动量分布由  $\sigma$  决定, 而多重数分布则需由多个唯象参数确定.  $R$  值实验在 2—5 GeV 的 85 个能量点上进行了扫描取数, 在统调 LUARLW 的参数时分析比较了其中约 30 个典型能量点的 BES 数据. 图 3 显示  $\sqrt{s} = 2.2 \text{ GeV}$  的 BES 原始数据的各种谱分布与 LUARLW 给出相应的分布比较(各谱的意义在图中标出), 可见两者符合非常好. 非共振区其它能量点的分布也符合很好, 但共振区的分布符合稍差. 与 BES 数据比较发现, 在粲介子阈以下和以上能区需分别用两套参数( $b$  是普适的). 原则上说, LUND 模型是描述非共振态强子产生, 对  $\psi(3770)$ ,  $\psi(4040)$ ,  $\psi(4160)$  和  $\psi(4416)$  用了基于 Eichten<sup>[7]</sup> 模型的 DD 产生器. 各 DD 道的分支比的不确定性导致的效率不确定性小于 1%. 用  $\chi^2$  方法确定最佳参数, 发现在粲介子产生阈附近的效率对多重数参数较为敏感, 即意味着多重数参数的不确定性带来的效率系统误差较大. 改变 LUARLW 的敏感参数, 并保持  $\chi^2/nd < 1.5$ , 分别得到不同的强子效率, 它们的差在粲介子产生阈附近约为 3%, 在其它能量点的效率误差约为 2%—3%. 用于  $R$  值实验的各能量点的效率见图 4. 借助 JETSET 估计了包括胶子效

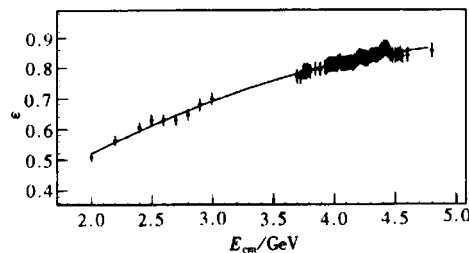


图 4 由 LUND 面积定律产生器 LUARLW 给出的  $R$  值实验中强子事例探测效率 (曲线是由多项式拟合结果)

应和忽略胶子效应的效率差  $\leq 2\%$ . 在  $\sqrt{s} \leq 3 \text{ GeV}$  能区只估计了 LUARLW 参数的不确定性的误差, 而在大于 3 GeV 能区还把与 JETSET 的差别作为模型相关的误差的一部分.



感谢瑞典 LUND 大学理论物理系 Bo Andersson 教授对面积定律计算的指导和  
对 LUARLW 结果的检验和讨论。

### 参考文献 (References)

- 1 BAI J Z et al. Phys. Rev. Lett., 2000, **84**:594
- 2 HUANG Guang-Shun. The R Values Measurement Between 2.6—5GeV. ph. D. Thesis, IHEP, 1999 (in Chinese)  
(黄光顺. 2.6—5GeV 能区  $R$  值测量. 博士论文, 中国科学院高能物理研究所, 1999)
- 3 Webber B R. Nucl. Phys., 1984, **B238**:492
- 4 Andersson B. The Lund Model, Cambridge University Press, Cambridge, 1998
- 5 Andersson B, HU H. hep-ph/9910285
- 6 Andersson B et al. Phys. Rep., 1983, **97**:31
- 7 Eichten E et al. Phys. Rev., 1980, **D21**:203—233

## Applications of LUND Area Law Generator in $R$ Measurement \*

HU Hai-Ming<sup>1</sup> TAI An<sup>2</sup> HUANG Guang-Shun<sup>3,1</sup> QI Xiang-Rong<sup>4</sup> CAI Xiao<sup>1</sup>  
CHEN Jiang-Chuan<sup>1</sup> DAI Yu-Mei<sup>5,1</sup> WANG Zhi-Yong<sup>1</sup> XUE Sheng-Tian<sup>1</sup>  
YAN Wen-Biao<sup>1</sup> ZHOU Li<sup>1</sup> ZHAO Zheng-Guo<sup>1</sup>

1 (Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China)

2 (Department of Physics and Astronomy, University of California, Los Angeles, CA90095, USA)

3 (China Center of Advanced Science and Technology, Beijing 100080, China)

4 (Fermi National Acceleration Laboratory, PO Box 500, Batavia, IL60510, USA)

5 (Department of Physics, Liao Ning University, Shenyang 110036, China)

**Abstract** The well-known Monte Carlo simulation package JETSET is developed to simulate the hadronic final states in  $e^+e^-$  collision with center-of-mass energy  $E_{cm} \geq 10\text{GeV}$ , but not suitable for few GeV energy region. We develop a Monte Carlo program, LUARLW, which can well simulate two-body up to six-body hadronic final states at BEPC energy region. In LUARLW, the effects of all gluonic emissions are neglected. The LUARLW produces more than 14 distributions, which agree with the BES data very well. This package is used for estimating hadronic events detection efficiencies in the measurements of total cross section of hadron production at BES between 2—5 GeV.

**Key words** string fragmentation, hadronization, detection efficiency

Received 9 March 2001

\* Supported by NSFS (19805009, 19991480, 19825116)