

$e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow h's$ 过程中的色重组*

司宗国 谢去病 王 群

(山东大学物理系 济南 250100)

摘要 用色等效哈密顿研究了 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow h's$ 过程中部分子阶段的色重组几率, 并与 Gustafson 和 Sjöstrand 等人的结果作了分析比较, 发现色重组几率不能被忽略, 并指出研究色重组对发展强子化模型提出了新的要求.

关键词 色等效哈密顿 色单态 色重组

1 引言

在 e^+e^- 反应中, W^+ 和 W^- 玻色子可以在 LEP2 能区成对地产生, 这使得由 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow h's$ 过程精确测量 W 玻色子的质量 (M_W) 成为可能. 但这一过程中可能存在的色重组 (CR) 会对 M_W 的精确测量产生误导. Gustafson, Pettersson 和 Zerwas (GPZ) 最早对此作了研究^[1]. 随着 LEP2 的启动, 这一问题越来越受到重视^[2-4]. 假定 W^+ 和 W^- 分别衰变为夸克对 $q_1\bar{q}_2$ 和 $q_3\bar{q}_4$, 显然 $q_1\bar{q}_2$ 和 $q_3\bar{q}_4$ 是两个独立的色单态, 它们有 $\frac{1}{9}$ 的几率发生 CR 转变为两个新的色单态 $q_1\bar{q}_4$ 和 $q_3\bar{q}_2$. GPZ 认为随后的 Parton Shower 和强子化过程是在 $q_1\bar{q}_4$ 和 $q_3\bar{q}_2$ 中分别独立进行的. 后来, Sjöstrand 和 Khoze 通过对时空发展图象的分析指出 Parton Shower 应该在 $q_1\bar{q}_2$ 和 $q_3\bar{q}_4$ 中分别独立进行, 形成两个色单态集团 C_1 (包含 $q_1\bar{q}_2$ 和 l 个胶子 g_1, \dots, g_l) 和 C_2 (包含 $q_3\bar{q}_4$ 和 m 个胶子 G_1, \dots, G_m); 他们认为 PQCD 阶段的 CR 只能来源于矩阵元平方 ($|M|^2$) 中的干涉项, 是可以忽略的, 而强子化过程持续的时间很长, 使得 C_1 和 C_2 中的部分子可能在一段时间内共存, 于是 CR 可以在 Parton Shower 和强子化过程之间发生, 它主要由 C_1 和 C_2 中部分子形成的色力场交迭程度, QCD 真空结构以及强子化机制决定^[2]. 紧接着 Gustafson 和 Häkkinen 对 CR 发生的几率又作了进一步分析, 认为由于存在 $(l+1)(m+1)$ 种可能的组合方式, 而每种组合方式 ($q_1g_1 \dots g_lG_1 \dots G_m\bar{q}_4$ 和 $q_3G_1 \dots G_{j-1}g_{j+1} \dots g_l\bar{q}_2$) 出现的几率为 $\frac{1}{N_c^2}$, 所以尽管实验上观测到的 CR 效应要受到 C_1 和 C_2 中的部分子形成的色力场交迭程度、QCD 真空结构以及强子化机制的影响, 但部分子

1997-05-28 收稿

* 国家自然科学基金资助

阶段总的 CR 几率会很大 $\left(\sim \frac{(l+1)(m+1)}{N_c^2} \right)^{[3]}$.

由上面的介绍可见, CR 问题实际是 Parton Shower 和强子化过程界面上的预禁闭结构问题, 在 $e^+e^- \rightarrow Z^0 Z^0 \rightarrow h's$, $B \rightarrow J/\psi + X$ 和 $e^+e^- \rightarrow b\bar{b} W^+ W^- \rightarrow h's$ 等过程中, 这一问题也可能存在. 本文用分析 $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow h's$ 过程中预禁闭结构的办法^[5]来研究 $e^+e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow h's$ 过程中的 CR. 在我们的理论框架下, 可以清楚看到所谓的 CR 实际是指两套色单态集之间的相互转换, 即从原始的色单态集转变为另一套色单态集. 用色等效哈密顿计算了这一过程中部分子阶段的 CR 几率, 发现它不能被忽略; 但实际上观测到的 CR 效应仍然会受到强子化过程的影响, 本文用 LUND 模型对其中一套 CR 态的强子化作了研究, 发现 CR 对 $e^+e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow h's$ 过程中强子末态性质的影响不大.

本文的内容安排如下: 第 2 节讨论了如何用递归算法得到的夸克胶子流构造 $e^+e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4 + ng$ 过程的不变振幅 M_n ; 以及如何从 M_n 出发构造该过程的色等效哈密顿 H_{cn} ; 第 3 节中, 用 H_{cn} 计算了这一过程中的 CR 几率; 最后, 对本文得到的结果作了简单的讨论.

2 不变振幅和色等效哈密顿

根据 PQCD, $e^+e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4 + ng (n = 0, 1, 2, \dots)$ 过程的微分截面可表示为下面的形式:

$$d\sigma_n = \Phi |M_n|^2 d\mathcal{P}_{n+4}(Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, K_1, \dots, K_n), \quad (1)$$

其中 $d\mathcal{P}_{n+4}$ 是相空间因子; Q_i 和 K_j 分别代表夸克和胶子的四动量; $\Phi = 1/(8S)$; \sqrt{S} 是 e^+e^- 反应的质心能量; M_n 是 $e^+e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4 + ng$ 过程的不变振幅,

$$M_n = \sum_{m=0}^n \sum_{P(1,m)} \sum_{P(m+1,n)} (T^{a_1} \dots T^{a_m})_j^i (T^{a_{m+1}} \dots T^{a_n})_l^k X_{(q_1, g_1, \dots, g_m, \bar{q}_2)(q_3, g_{m+1}, \dots, g_n, \bar{q}_4)}, \quad (2)$$

其中指标 $i, k (j, l)$ 表示出射夸克(反夸克)的色(反色); $P(1, m)$ 表示 g_1, \dots, g_m 的各种可能置换;

$$X_{(q_1, g_1, \dots, g_m, \bar{q}_2)(q_3, g_{m+1}, \dots, g_n, \bar{q}_4)} = \sum_{V = \nu, \gamma^*, Z^0} \mathcal{P}_{\nu\mu}^V D^{\nu\nu'}(W^{+2}) D^{\mu\mu'}(W^{-2}) \times S_{\nu'}(Q_1; K_1, \dots, K_m; Q_2) S_{\mu'}(Q_3; K_{m+1}, \dots, K_n; Q_4).$$

\hat{S}_ν 和 \hat{S}_μ 是用 Berends 等人提出的递归方法得到的夸克胶子流^[6]; $W^+ (W^-)$ 代表 $W^+ (W^-)$ 玻色子的四动量; $D^{\mu\nu} (W^{\pm 2})$ 表示 W^\pm 玻色子的传播子; $\mathcal{P}_{\nu\mu}^V$ 是与轻子有关的张量流.

利用文献 [5] 中提出的方法, 从 (2) 式出发可得到该过程的色等效哈密顿

$$H_{cn} = \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right)^n \sum_{m=0}^n \sum_{P(1,m)} \sum_{P(m+1,n)} [\Psi_{1i}^+ \Psi_2^{j+}(G_1 \cdots G_m)_j^i] [\Psi_{3k}^+ \Psi_4^{l+}(G_{m+1} \cdots G_n)_l^k] \times X_{(q_1, g_1, \dots, g_m, \bar{q}_2)(q_3, g_{m+1}, \dots, g_n, \bar{q}_4)}, \quad (3)$$

其中 G_m , Ψ_{1i}^+ 和 Ψ_2^{j+} 分别表示胶子, 夸克和反夸克的色产生算符 [5].

对于任意色组态 $|f\rangle$, 把它在相应的色等效哈密顿 H_{cn} 上投影, 就得到相应过程中出现该色组态的不变振幅, 并进而得到相应的截面:

$$M_n^f = \langle f | H_{cn} | 0 \rangle, \quad \sigma_n^f = \Phi \int |\langle f | H_{cn} | 0 \rangle|^2 d\mathcal{P}_{n+4} \quad (4)$$

其中, $|0\rangle$ 表示色的真空态. 如果令

$$|f\rangle = [[\Psi_{1i}^+ \Psi_2^{j+}(G_1 \cdots G_m)_j^i][\Psi_{3k}^+ \Psi_4^{l+}(G_{m+1} \cdots G_n)_l^k]],$$

那么在式 (4) 中对所有的色指标求和后, 得到

$$\sum_f \sigma_n^f = \int \Phi \sum_f |\langle f' | H_{cn} | 0 \rangle|^2 d\mathcal{P}_{n+4} = \int \Phi |M_n|^2 d\mathcal{P}_{n+4} = \sigma_n. \quad (5)$$

上式表明用 H_{cn} 计算的截面又回到了最初的形式. 证明我们构造的色等效哈密顿是有效的.

3 部分子阶段的色重组几率

现以 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1$ 和 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1g_2$ 三个多部分子态为例说明如何用 H_{cn} 研究在 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow h's$ 的预禁闭结构, 以及如何计算部分子阶段的 CR 几率.

A) 对于 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$, 文献 [2] 已经证明不必考虑以下约化方式: $3 \otimes 3 \rightarrow 3^* \oplus 6$ 和 $3^* \otimes 3^* \rightarrow 3 \oplus 6^*$, 于是其色空间 $3_1 \otimes 3_2^* \otimes 3_3 \otimes 3_4^*$ 只有两种约化方式, 它们分别对应着有无 CR 的情况.

(1) 约化方式

$$(3_1 \otimes 3_2^*) \otimes (3_3 \otimes 3_4^*) \rightarrow (1_{12} \otimes 1_{34}) \oplus (8_{12} \otimes 8_{34}),$$

对应的色单态集 $\{|\tilde{f}_0^i\rangle, i = 1, 2\}$ 为

$$|\tilde{f}_0^1\rangle = \frac{1}{3} |(\Psi_{1i}^+ \Psi_2^{i+})(\Psi_{3j}^+ \Psi_4^{j+})\rangle, \quad |\tilde{f}_0^2\rangle = \frac{1}{\sqrt{8}} |\text{Tr}(G_{12}G_{34})\rangle, \quad (6)$$

这里 $G_{xy}^k = \Psi_x^+ \Psi_y^{k+} - \frac{1}{3} \Psi_x^+ \Psi_y^i + \delta_i^k (xy = 12, \text{ 或 } 34)$ 表示 q_x 和 \bar{q}_y 所形成色八重态. 在态 $|\tilde{f}_0^1\rangle$ 中, $\Psi_{1i}^+ \Psi_2^{i+}$ 和 $\Psi_{3j}^+ \Psi_4^{j+}$ 代表两个原始的色单态 $q_1\bar{q}_2$ 和 $q_3\bar{q}_4$. 定义态 $|\tilde{f}_0^i\rangle (i = 1, 2)$ 的几

率为 $\tilde{P}_0^i = \frac{\int \Phi |\langle \tilde{f}_0^i | H_{c0} | 0 \rangle|^2 d\mathcal{P}_4}{\sigma_0}$. 其中 σ_0 是 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4$ 过程的截面; H_{c0} 是

这一过程的色等效哈密顿, 发现 $\tilde{P}_0^1 = 100\%$ 而 $\tilde{P}_0^2 = 0$. 这表明这套色单态集正好对应着没有 CR 的情况.

(2) 另一约化方式

$$(3_1 \otimes 3_4^*) \otimes (3_3 \otimes 3_2^*) \rightarrow (1_{14} \otimes 1_{32}) \oplus (8_{14} \otimes 8_{32}),$$

对应的色单态集 $\{|f_0^i\rangle, i = 1, 2\}$ 为

$$|f_0^1\rangle = \frac{1}{3} |(\Psi_{1i}^+ \Psi_4^{i+})(\Psi_{3j}^+ \Psi_2^{j+})\rangle, \quad |f_0^2\rangle = \frac{1}{\sqrt{8}} |\text{Tr}(G_{14} G_{32})\rangle. \quad (7)$$

这两个态的几率分别为:

$$P_0^1 = \frac{\int \Phi |\langle f_0^1 | H_{\text{col}} | 0 \rangle|^2 d\mathcal{P}_4}{\sigma_0} = \frac{1}{9}, \quad P_0^2 = \frac{\int \Phi |\langle f_0^2 | H_{\text{col}} | 0 \rangle|^2 d\mathcal{P}_4}{\sigma_0} = \frac{8}{9}. \quad (8)$$

显然, $|f_0^1\rangle$ 表示 $q_1 \bar{q}_4$ 和 $q_3 \bar{q}_2$ 形成两个色单态 $\Psi_{1i}^+ \Psi_4^{i+}$ 和 $\Psi_{3j}^+ \Psi_2^{j+}$. 它的几率为 $\frac{1}{9}$. 这个态正好就是 GPZ^[1] 所讨论的 CR 态. 如果把 $q_1 \bar{q}_4$ 和 $q_3 \bar{q}_2$ 分别出现在不同的色单态中的态定义为部分子阶段的 CR, 那么在 $e^+ e^- \rightarrow W^+ W^- \rightarrow q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4$ 过程中 CR 的几率就为 $\frac{1}{9}$. 但是通过上面的讨论, 看到 CR 态与非 CR 态属于不同的色单态集. 在第二套集中, 态 $|f_0^2\rangle$ 代表由 $q_1 \bar{q}_4$ 和 $q_3 \bar{q}_2$ 形成的两个八重态组成的色单态. 目前, 我们不清楚如何处理这个色单态的强子化, 但因为这四个部分子一起形成色单态, 它们应作为一个整体去强子化, 所以原则上 $|f_0^2\rangle$ 与 $|\tilde{f}_0^1\rangle$ 的强子化是不同的. 在 LUND 模型中, 当强子化开始时, 色中性流模型会自动地把组成 $|f_0^2\rangle$ 的两个色八重态 $q_1 \bar{q}_4$ 和 $q_3 \bar{q}_2$ 转化为两条色中性流 (即 LUND 模型中的色弦) $q_1 \bar{q}_2$ 和 $q_3 \bar{q}_4$, 然后 $q_1 \bar{q}_2$ 和 $q_3 \bar{q}_4$ 分别独立碎裂为强子, 导致 $|f_0^2\rangle$ 与 $|\tilde{f}_0^1\rangle$ 的强子化结果无任何差别.

B) 多部分子态 $q_1 \bar{q}_2 q_3 \bar{q}_4 g_1$ 的色空间 $3_1 \otimes 3_2^* \otimes 3_3 \otimes 3_4^* \otimes 8_1$ 也有两种约化方式, 它们分别对应着有无 CR 的情况. 下面我们仅讨论可导致 CR 的那种约化方式, 即

$$(3_1 \otimes 3_4^*) \otimes (3_3 \otimes 3_2^*) \otimes 8_1 \rightarrow (1_{14} \otimes 8_{32} \otimes 8_1) \oplus (8_{14} \otimes 1_{32} \otimes 8_1) \oplus (8_{14} \otimes 8_{32} \otimes 8_1).$$

这一约化方式对应的色单态集 $\{|f_1^j\rangle, j = 1, \dots, 4\}$ 为

$$\begin{cases} |f_1^1\rangle = \frac{1}{\sqrt{24}} |\text{Tr}(G_{14} G_1)(\Psi_{3x}^+ \Psi_2^{x+})\rangle, & |f_1^2\rangle = \frac{1}{\sqrt{24}} |\text{Tr}(G_{32} G_1)(\Psi_{1x}^+ \Psi_4^{x+})\rangle, \\ |f_1^3\rangle = \sqrt{\frac{3}{80}} |\text{Tr}(\{G_{14}, G_1\} G_{32})\rangle, & |f_1^4\rangle = \frac{1}{\sqrt{48}} |\text{Tr}([G_{14}, G_1] G_{32})\rangle, \end{cases} \quad (9)$$

定义 $|f_1^i\rangle (i = 1, \dots, 4)$ 的几率 P_1^i 为

$$P_1^i = \frac{1}{\sigma_1} \int \Phi |\langle f_1^i | H_{cl} | 0 \rangle|^2 d\mathcal{P}_5, \quad (10)$$

这里 σ_1 是树图近似下, $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1$ 过程的截面; H_{cl} 是这一过程的色等效哈密顿, 根据 (3) 式,

$$H_{cl} = H_{cl}^1 + H_{cl}^2, \quad (11)$$

$$H_{cl}^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{1i}^+ G_{1j}^i \Psi_2^{j+}) (\Psi_{3k}^+ \Psi_4^{k+}) X_{(q_1\bar{q}_2)(q_3\bar{q}_4)},$$

$$H_{cl}^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\Psi_{1i}^+ \Psi_2^{i+}) (\Psi_{3j}^+ G_{1k}^j \Psi_4^{k+}) X_{(q_1\bar{q}_2)(q_3\bar{q}_4)};$$

于是

$$P_1^i = \frac{1}{\sigma_1} \int \Phi \left[\sum_{j=1}^2 |\langle f_1^i | H_{cl}^j | 0 \rangle|^2 + 2\text{Re}(\langle 0 | H_{cl}^1 + | f_1^i \rangle \langle f_1^i | H_{cl}^2 | 0 \rangle) \right] d\mathcal{P}_5, \quad (12)$$

上式表明部分子阶段的 CR 几率 (P_1^i) 由两项组成, 第二项对应着由于干涉项引起的 CR. 可见即使干涉项不存在, CR 的几率 (P_1^i) 仍不为 0, 这表明干涉项只是 CR 几率的一小部分. 与文献 [3] 一样, 只考虑硬胶子辐射, 这样干涉项可以忽略, 得到 $|f_1^i\rangle$ ($i = 1, \dots, 4$) 的几率分别为

$$P_1^1 = P_1^2 \simeq \frac{1}{9}, \quad P_1^3 \simeq \frac{5}{18}, \quad P_1^4 \simeq \frac{1}{2}.$$

根据 CR 的定义, $|f_1^1\rangle$ 与 $|f_1^2\rangle$ 是 CR 态, 于是得到 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1$ 过程中部分子阶段的 CR 几率为 $2/9$.

C) 对 $q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1g_2$, 为了得到可导致 CR 的色单态集, 将其色空间 $3_1 \otimes 3_2^* \otimes 3_3 \otimes 3_4^* \otimes 8_1 \otimes 8_2$ 按下述方式约化:

$$(3_1 \otimes 3_4^*) \otimes (3_3 \otimes 3_2^*) \otimes 8_1 \otimes 8_2 \rightarrow [1_{14} \otimes 1_{32} \otimes 8_1 \otimes 8_2] \oplus [1_{14} \otimes 8_{32} \otimes 8_1 \otimes 8_2] \oplus [8_{14} \otimes 1_{32} \otimes 8_1 \otimes 8_2] \oplus [8_{14} \otimes 8_{32} \otimes 8_1 \otimes 8_2]. \quad (13)$$

显然, 上式中前三项会导致 CR 态的出现. 而最后一项又可进一步约化, 如

$$(a) (8_{14} \otimes 8_1) \otimes (8_{32} \otimes 8_2) \rightarrow [1_{8_{14} \otimes 8_1} \otimes 1_{8_{32} \otimes 8_2}] \oplus [O_{8_{14} \otimes 8_1} \otimes O'_{8_{32} \otimes 8_2}];$$

$$(b) (8_{14} \otimes 8_2) \otimes (8_{32} \otimes 8_1) \rightarrow [1_{8_{14} \otimes 8_2} \otimes 1_{8_{32} \otimes 8_1}] \oplus [O_{8_{14} \otimes 8_2} \otimes O'_{8_{32} \otimes 8_1}]; \text{ 等}$$

其中 $O_{8_{14} \otimes 8_1}$ ($O'_{8_{32} \otimes 8_2}$) 表示由 q_1, \bar{q}_4 和 g_1 (q_3, \bar{q}_2 和 g_2) 形成的非色单态; 而 $O_{8_{14} \otimes 8_1} \otimes O'_{8_{32} \otimes 8_1}$ 表示由 $O_{8_{14} \otimes 8_1}$ 和 $O'_{8_{32} \otimes 8_1}$ 形成的色单态等等. 根据目前的知识, 我们不能确定到底存在哪种约化方式. 现以约化方式 (a) 为例来计算 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1g_2$ 过程中 CR 发生的几率. 与 (a) 对应的色单态集 $\{|f_2^j\rangle\}$ 为

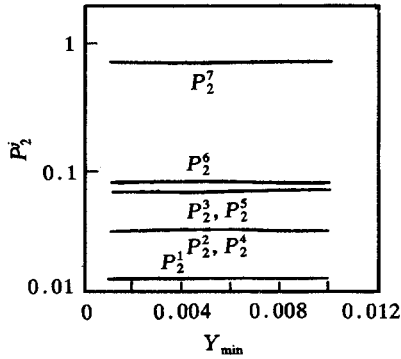


图 1 质心能量为 170 GeV 时,
 P_2^j 随 Y_{\min} 的变化

$$|f_2^1\rangle = \frac{1}{3\sqrt{8}} |(\Psi_{1i} \Psi_4^i)(\Psi_{3j} \Psi_2^j) \text{Tr}(G_1 G_2)\rangle,$$

$$|f_2^2\rangle = \frac{1}{\sqrt{80}} |(\Psi_{1i} \Psi_4^i) \text{Tr}(G_{32}\{G_1, G_2\})\rangle,$$

$$|f_2^3\rangle = \frac{1}{12} |(\Psi_{1i} \Psi_4^i) \text{Tr}(G_{32}[G_1, G_2])\rangle,$$

$$|f_2^4\rangle = \frac{1}{\sqrt{80}} |(\Psi_{3i} \Psi_2^i) \text{Tr}(G_{14}\{G_1, G_2\})\rangle,$$

$$|f_2^5\rangle = \frac{1}{12} |(\Psi_{3i} \Psi_2^i) \text{Tr}(G_{14}[G_1, G_2])\rangle,$$

$$|f_2^6\rangle = \frac{1}{8} | \text{Tr}(G_{14} G_1) \text{Tr}(G_{32} G_2) \rangle,$$

$$|f_2^7\rangle = N | (O_{8_{14} \otimes 8_1} \otimes O'_{8_{32} \otimes 8_2}) \rangle, \quad (14)$$

其中 N 是 $|f_2^7\rangle$ 的归一化常数. 定义态 $|f_2^j\rangle$ 的几率为

$$P_2^j = \frac{\int \Phi |\langle f_2^j | H_{c2} | 0 \rangle|^2 d\mathcal{P}_6}{\sigma_2}, \quad j = 1, \dots, 7, \quad (15)$$

其中 σ_2 和 H_{c2} 分别是 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1g_2$ 过程的截面和色等效哈密顿. 因为 H_{c2} 与末态部分子系统的动量组态有关, 所以 σ_2 和 P_2^j 都是 \sqrt{S} 和 PQCD 参数的函数. 在图 1 中, 给出 $\sqrt{S} = 170$ GeV 下, P_2^j 随 Y_{\min} 变化的关系曲线. 由图中可看出 P_2^j 对 Y_{\min} 的变化并不敏感. 根据 CR 的定义, 在这套集中, $|f_2^i\rangle$ ($i = 1, \dots, 6$) 是 CR 态, 于是得到 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow q_1\bar{q}_2q_3\bar{q}_4g_1g_2$ 过程中部分子阶段的 CR 几率为 28% 左右.

4 讨论

本文用色等效哈密顿的方法计算得到 $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow h's$ 过程中 $n = 0, 1, 2$ 时部分子阶段的 CR 几率分别为 $1/9$, $2/9$ 和 $\sim 28\%$. 当 $n = 0$ 和 1 时, 只有一套完备正交的色单态集包含 CR 态, 这样所有的 CR 态都互相正交, 所以本文得到的 CR 总几率正巧与 Gustafson 和 Käkkinen 的结果相同; 而 $n = 2$ 时, 有多套完备正交的色单态集包含 CR 态, 因而存在的 CR 态并不都属于同一色单态集 (即彼此不正交), 如 $\langle f' | f_2^6 \rangle = \frac{1}{8} \neq 0$, 其中

$$|f'\rangle = \frac{1}{8} | \text{Tr}(G_{14} G_2) \text{Tr}(G_{32} G_1) \rangle. \text{ 根据么正性的要求, 不同色单态集中态的几率不能加到}$$

一起, 由于 Gustafson 和 Häkkinen 用的是半经典的几率分析办法, 不能区分不同的色单态集, 只能把所有 CR 态的几率加到一起, 得到部分子阶段的 CR 总几率为 $3/9 \sim 4/9$, 这种方法的优点是可以对任意胶子数的情况进行定性分析. 而我们的方法是矩阵元方法的另一种形式, 它只能对胶子数较少 (如 $n = 0, 1, 2$) 的情况进行严格计算.

在 Sjöstrand 和 Khoze 的分析方法中, 直接把 CR 定义为 LUND 弦可区分的项, 使得只

有与动量有关的‘触角’项才对应着 PQCD 阶段的 CR; 而这些‘触角’项只出现在 $|M|^2$ 中可以忽略的干涉项中; 而在我们的理论框架中, CR 严格定义为从最初的一套色单态集 ($q_1\bar{q}_2$ 和 $q_3\bar{q}_4$ 分属不同的色单态) 转变为另一套色单态集 ($q_1\bar{q}_4$ 和 $q_3\bar{q}_2$ 分属不同的色单态), 由此发现即使干涉项不存在, PQCD 阶段的 CR 几率仍不能忽略, 尽管实际上观测到的 CR 效应要受到强子化过程的影响, 特别是, 当假设强子化过程仍用现有的 LUND 模型处理时, 就应回到文献 [2] 的结果. 在图 2(a—c) 中, 我们给出 $\sqrt{S} = 170$ GeV 下, 考虑 CR 与不考虑 CR 时全快速区 (图 2(a)) 以及快速 $|Y| < 1.0$ 范围内 (图 2(b)) 带电粒子的多重数分布和带电多重数的快速分布 (图 2(c)). 这时 CR 对带电多重数分布的确影响很小, 这和 Sjöstrand 和 Khoze 的结论一致^[2]. 但正如前面分析过的, 严格鉴别 CR, 必须区分 $|f_0^2\rangle$ 和 $|\tilde{f}_0^1\rangle$ 等态强子化的区别. 然而至今还没有相应的强子化模型能处理 $|f_0^2\rangle$, $|f_1^{3,4}\rangle$ 和 $|f_2^7\rangle$ 等态的强子化, 因此关于 CR 问题的研究对发展强子化模型提出了新的迫切要求.

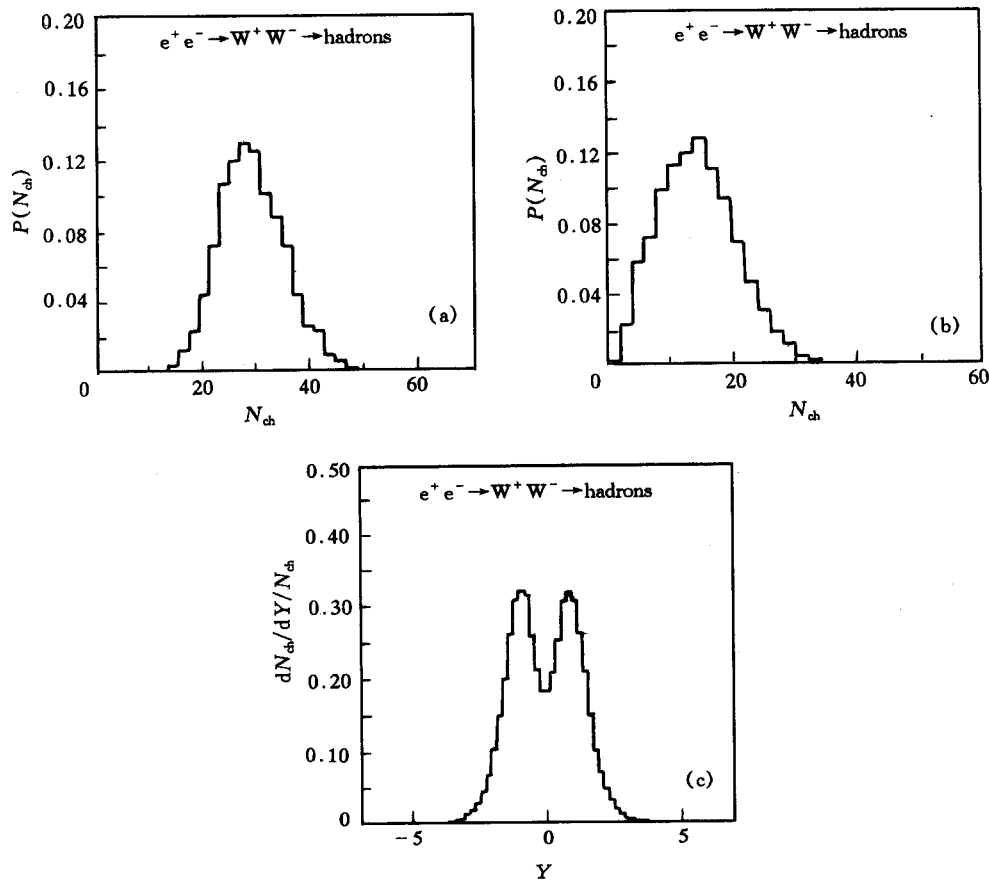


图 2 质心能量为 170 GeV 时, 全快速区 (a)、快速 $|Y| < 1.0$ 范围内 (b) 的带电多重数分布; 和带电多重数的快速分布 (c)

实线为 W^+W^- 独立碎裂, 即不包含色重组的情况; 虚线为包含色重组的情况.

参 考 文 献

- [1] Gustafson G, Pettersson U, Zerwas P M. Phys. Lett., 1988, **B209**(1):90—94
- [2] Sjöstrand T, Khoze V A. Z. Phys., 1994, **C62** (1):281—309; Sjöstrand, T Khoze V A. Phys. Rev. Lett., 1994, **72**(1):28—31
- [3] Gustafson G, Häkkinen J. Z. Phys., 1994, **C64**(1):659—664
- [4] Lönnblad L. Z. Phys., 1996, **C70**(1):107—121
- [5] Wang Qun, Xie Qubing. Phys. Rev., 1995, **D52**(3):1469—1476; Wang Qun, Xie Qubing, Si Zongguo. Phys. Lett., 1996, **B388**(1):346—352
- [6] Berends F A, Giele W T. Nucl. Phys., 1988, **B306**(2):759—808; Berends F A, Giele W T, Kuijf H. Nucl. Phys., 1989, **B321**(1):39—82

Color Rearrangement in $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow h's$ Process*

Si Zongguo Xie Qubing Wang Qun

(Department of Physics, Shandong University, Jinan 250100)

Abstract The probability of Color Rearrangement at partonic level in $e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow h's$ process is studied using the Color Effective Hamiltonian. The comparison between our results and those of Gustafson and Sjöstrand et al. is also given. It is found that this probability cannot be neglected, and it is pointed out that to investigate the Color Rearrangements, the hadronization models should be developed and improved.

Key words color effective hamiltonian, color singlet, color rearrangement

Received 28 May 1997

* Supported by the National Natural Science Foundation of China