

在电子-质子碰撞中识别瞬子末态方法的蒙特卡罗研究*

许明梅 刘连寿¹⁾

(华中师范大学粒子物理研究所 武汉 430079)

摘要 在 e^+p 深度非弹性散射的光子胶子融合过程中有可能出现瞬子. 这是一类特殊的事件, 称为瞬子参与的深度非弹性散射事件. 本文用蒙特卡罗事件产生器 QCDINS 讨论了在瞬子参与的深度非弹性散射事件中识别瞬子末态和流喷注的方法. 对各种不同方法作了对比研究. 找到了一种能使重建得到的喷注能量、瞬子能量、瞬子质量与强子化前的取值均比较接近的最佳方法.

关键词 电子质子碰撞 光子胶子融合 QCDINS 蒙特卡罗事件产生器 瞬子 流喷注

1 引言

标准模型中, 强相互作用和电弱相互作用都用非阿贝尔规范理论描述. 非阿贝尔规范场有丰富的拓扑结构, 使得其基态(即真空)简并. 规范场真空的这种非平庸拓扑结构与量子力学中的周期位势类似, 不同的真空之间由势垒隔开. 拓扑不同的真空状态间的隧穿过程形成一种特殊的叫做“瞬子”(instanton)的物质. 瞬子是纯 Yang-Mills 理论在 4 维情况下的静态孤子解.

电弱相互作用的瞬子只在质心能量 $\gg 10\text{TeV}$ 时起作用^[1-4], 而在 QCD 中, 人们期望瞬子在低得多的能量下就有相当大的效应, 这是因为, 强相互作用的耦合常数 α_s 比电弱理论中的等价参数 α 要大得多. 由于这个原因, 本文主要涉及强相互作用的瞬子, 即隧穿 QCD 真空的拓扑孤子.

瞬子的存在影响了 e^+p 深度非弹性散射. 在 e^+p 散射中, 类点粒子电子通过电磁力或弱力与具有子结构的质子发生相互作用. 这种相互作用可以通过交换一个光子, 一个 Z^0 玻色子或者一个 W^\pm 玻色子来描述, 同时从电子转移一份四动量 q 到质子. 这称为深度非弹性散射. 交换光子或 Z^0 的事件称为中性流事件, 交换 W^\pm 的事件称为带电流事件. 中性流事件和

带电流事件对总截面的贡献依赖于交换玻色子的虚度 $Q^2 = -q^2 = -(e - e')^2$. 当 Q^2 取中等大的数值 (100 到 10^4GeV^2) 时, 与弱力贡献相比电磁力贡献占优势, 所以中性流截面占主要. 当 $Q^2 = 10^4\text{GeV}^2$ 时, 中性流截面与带电流截面才具有相等的大小^[5]. 所以, 本文主要考虑交换光子的中性流深度非弹性散射.

光子与质子的相互作用, 实际上是光子与质子内部的部分子(夸克或胶子)的相互作用. 有 3 种硬散射过程对中性流截面贡献到 $O(\alpha_s)$ 量级^[6], 它们分别是: 夸克部分子模型的过程(质子里面的一个夸克吸收光子), 如图 1(a); QCD 康普顿散射过程(质子里面的一个夸克吸收光子, 辐射出一个胶子), 如图 1(b); 以及光子胶子融和过程(质子里面的一个胶子与光子相互作用, 交换一个夸克, 再各自出射一个夸克), 如图 1(c).

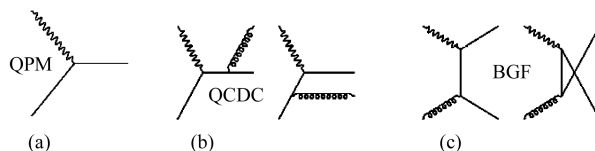


图 1 对中性流截面贡献到 $O(\alpha_s)$ 量级的过程
(a) 夸克部分子模型的过程; (b) QCD 康普顿散射过程; (c) 玻色子(光子)胶子融和过程.

2006 - 06 - 26 收稿

* 国家自然科学基金(10475030, 10375025)和国家教委重大项目培育基金(704035)资助

1) E-mail: liuls@iopp.cnu.edu.cn

瞬子对 e^+p 深度非弹性散射的影响发生在强相互作用顶点(即部分子之间相互作用的顶点)上. 图1所示的3种过程中, 只有后两种才有强相互作用顶点, 而瞬子对第三种过程——光子胶子融和过程的贡献占主要^[3]. 下面详细讨论瞬子对这类过程的影响.

在通常的光子胶子融和过程中, 光子转化为一对夸克反夸克, 其中一个夸克强子化形成流喷注, 另一个夸克与胶子融和, 产生另一个喷注, 这样就形成了双喷注事件, 如图2(a). 而如果在 $gq\bar{q}$ 强作用顶点处有瞬子参与, 则形成有瞬子作背景的事件, 如图2(b). 将光子发射出来的夸克与质子中的胶子相互作用产生末态粒子的过程称为光子胶子融合的硬子过程. 在上述两类事件中的硬子过程分别记为 $qg \rightarrow X$ 和 $qg \xrightarrow{I} X$.

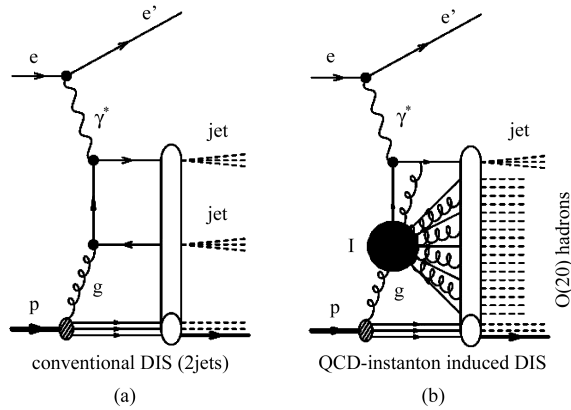


图 2 e^+p 深度非弹性散射中通常的光子胶子融合为双喷注的事件(a)和有瞬子参与的事件(b)

在子过程 $qg \xrightarrow{I} X$ 中, 由于有瞬子的参与, 夸克与胶子作用后不是只出射一个夸克, 而是出射了丰富的夸克胶子末态, 如图2(b). 这类有瞬子参与的事件的现象学特征可以总结如下^[3]: 在硬子过程中, 每种味道都有一对夸克反夸克参与相互作用, 这一特征通常称为味道平等 (flavour democracy); 每个硬子过程中辐射的胶子的数目遵从平均值为3的泊松分布, 这些胶子加上 $2n_f - 1$ (n_f 是要考虑的夸克味道的数目) 个夸克产生了具有高横能量的高多重数末态; 有瞬子参与的顶点产生的那部分末态粒子(称为瞬子末态)在其质心系中是各向同性分布的; 瞬子参与的事件最大地违背了手征性守恒. 理论上预言, 瞬子参与的事件对总截面的贡献约为0.5%^[6].

运行于德国电子同步加速器中心(DESY)的强子电子储存环(HERA)是世界上唯一的一个进行电子质子碰撞的实验. 从实验室系看, 电子动量为 $27.5\text{GeV}/c$, 质子动量为 $-820\text{GeV}/c$. HERA上的两个实验组, H1和ZEUS, 都做过寻找瞬子末态的工作,

观察到了瞬子存在的迹象^[6, 7].

瞬子参与的散射过程, 图2(b), 其末态由4个部分组成, 散射电子, 流喷注, 瞬子末态和质子剩余物. 在强子化之前的部分子阶段, 各个部分的划分是相当清楚的. 在强子化的时候, 为了形成色中性的末态, 瞬子产生的部分子与流夸克和质子剩余物中的部分子之间有色交换, 这样, 末态中的个别强子, 可能既包含有瞬子产生的部分子, 又包含有流喷注内的部分子或质子剩余物中的部分子. 这样就使得重建瞬子末态和流喷注不可能完全严格.

QCDINS^[8] 是一个与 HERWIG^[9] 接口的模块. 它以瞬子微扰理论为理论基础, 模拟了如图2(b)所示的 e^+p 深度非弹性散射事件中瞬子参与的硬子过程产生部分子. 部分子随后的演化和强子化由 HERWIG 实现. HERWIG 是一个具有相干胶子的强子发射反应模型, 它处理了强子化时的色关联.

瞬子的重建对于研究瞬子末态的性质是一个关键问题. 在下一节里, 用 QCDINS 模块产生的 e^+p 碰撞事件, 研究瞬子末态和流喷注的重建, 分析了各种重建方法的优劣, 给出了一种最佳的重建方法.

2 瞬子末态和流喷注重建方法的研究

2.1 质子剩余产物的识别

在 HERWIG 模型中, 散射电子可以通过粒子的 ID 和状态编码来识别. 首先从未态粒子中把散射电子扔掉, 剩下的粒子是流喷注(简记为 C), 瞬子产物(简记为 I), 质子剩余产物(简记为 R)三者的混合物. 把这3部分粒子的四动量变换到它们的质心系(简记为 $cm3$). $cm3$ 坐标系实际上是 $\gamma + P \rightarrow C + I + R$ 过程的质心系, 取光子动量方向为坐标系的 $+z$ 方向. 图3给出了 $cm3$ 坐标系中的一些 θ 分布 (θ 定义为粒子动量与 z 轴的夹角), (a) 是这3部分末态粒子的 θ 分布, (b), (c), (d) 分别是强子化前的流夸克、瞬子、质子剩余夸克三者的 θ 分布. 模型中, 强子化前的部分子四动量信息是已知的, 根据四动量守恒, 要识别的3种末态 (C, I 和 R) 的四动量就等于各自在部分子阶段的四动量.

从图3可以看出, 在 $cm3$ 坐标系中, 末态粒子集中在 $\theta=0$ 和 π 两个背对背的方向, $\theta < \frac{\pi}{2}$ 方向分布的是 C 和绝大多数的 I, $\theta > \frac{\pi}{2}$ 方向分布的是 R 和极少数的 I. 实验上甩掉 R 的方法是在 $cm3$ 坐标系中取 $\theta = \frac{\pi}{2}$

的截断, $\theta > \frac{\pi}{2}$ 的所有粒子被认为是 R^[6]. 这样就丢掉了一部分 I. 实际上从图 3 末态粒子的 θ 分布来看, R 的分布非常窄, 集中在 $\theta = \pi$ 附近宽度远小于 $\frac{\pi}{2}$ 的区间中. 所以, 为了去掉 R 而不损失 I, θ_{cut} 应该选在 $\frac{\pi}{2}$ 以右的某个位置. 我们发现, $\theta_{\text{cut}} = \frac{2\pi}{3}$ 比 $\theta_{\text{cut}} = \frac{\pi}{2}$ 更合理, 这反映在对 R 的能量的重建上. 把变量 Y 重建的误差 ΔY 定义为变量被重建出来的取值与强子化前的取值相比的差别, 表示为 $\Delta Y = \frac{Y_{\text{cons}} - Y_0}{|Y_0|} \times 100\%$, 其中 Y_{cons} 代表变量 Y 的重建值, Y_0 代表变量 Y 在强子化前的取值. 与 $\theta_{\text{cut}} = \frac{\pi}{2}$ 方法相比, $\theta_{\text{cut}} = \frac{2\pi}{3}$ 方法重建 R 的能量的误差更集中在 0 附近, 且宽度更窄, 如图 4. 也就是说, $\theta_{\text{cut}} = \frac{2\pi}{3}$ 方法重建的 R 的能量更加准确.

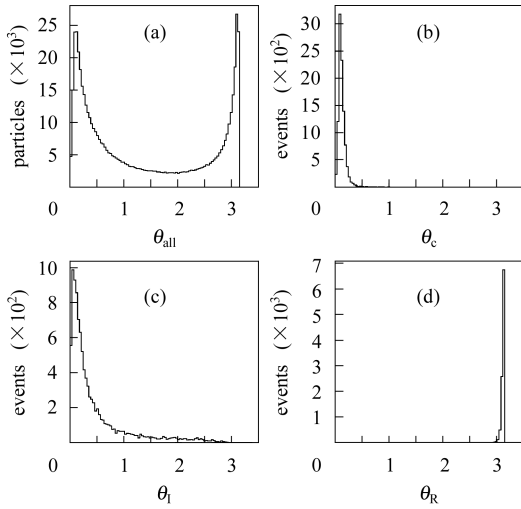


图 3 cm3 坐标系中的一些 θ 分布 (a) 是 3 部分末态粒子的 θ 分布, (b), (c), (d) 分别是强子化前的流夸克、瞬子、质子剩余夸克三者的 θ 分布.

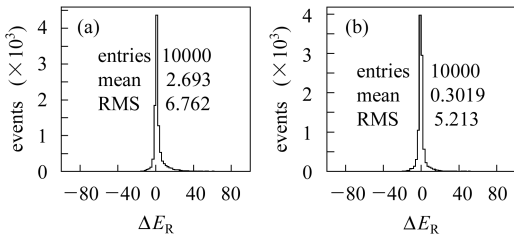


图 4 在 cm3 坐标系中对 θ 取两种截断所得到的 R 的能量重建误差 (a) 是 $\theta_{\text{cut}} = \frac{\pi}{2}$ 的情况; (b) 是 $\theta_{\text{cut}} = \frac{2\pi}{3}$ 的情况.

2.2 流喷注的识别

用 $\theta_{\text{cut}} = \frac{2\pi}{3}$ 甩掉 R 后, 剩下的是 C+I 的混合物. 把这两部分粒子的四动量变换到它们的质心系(简记为 cm2). 以强子化前的流夸克动量方向(也就是流喷注的喷注轴方向)为 cm2 坐标系的 +z 方向. 两部分末态粒子的 θ 分布如图 5(a), 强子化前 I 的 θ 分布如图 5(b). 图 5(a) 的两个峰分别代表喷注 C 和瞬子产物 I, 喷注粒子集中分布在 $\theta=0$ 附近, 瞬子末态分布得比较宽, 但是大多数集中在与喷注背对背的方向. 下面讨论如何把喷注与瞬子产物分开.

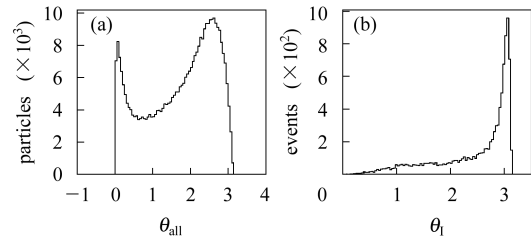


图 5 末态粒子(C+I)在其质心系 cm2 的角分布(a)和强子化前瞬子的角分布(b)

在 cm2 坐标系中把 C+I 的全部 n 个粒子按 p_z 的大小排序, 重新编号, 使得 $p_{z1} > p_{z2} > \dots > p_{zn}$. p_z 越大(即在喷注轴方向的动量投影越长)的粒子越像喷注粒子, 优先挑选 p_z 大的粒子. 从编号为 1 的粒子算起, 把粒子的能量累加, 直至加到某个粒子 (k) 时, 累加的能量 $E_k = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \dots + \epsilon_k$ (ϵ_i 表示第 i 个粒子的能量) 与强子化前 C 的能量 E_C 最接近时为止, 即喷注的能量重建误差 $\Delta E_{\text{jet}} = \frac{E_k - E_C}{E_C} \times 100\%$ 绝对值达到最小. 此时, 认为第 1, 2, \dots , k 个粒子属于喷注, 第 $k+1, \dots, n$ 个粒子是 I 产物. 这种方法记为方法 1. 方法 1 无疑把喷注的能量重建得最好, 然而, 瞬子的能量和质量都重建得极差, 如图 6 第一行的 3 个图.

原则上讲, 由于色交换的存在, 流喷注与瞬子产物不可能严格区分开, 再加上在这之前对 R 的能量重建有一定的偏差, 导致了喷注的能量重建得好, 瞬子的能量却重建得不好.

首要目的是要把瞬子产物挑出来, 因此, 把强子化前的瞬子的动量方向取为 +z 方向, 把这个坐标系定义为 cm2p. 同样地, 把 cm2p 坐标系中的粒子按 p_z 大小编号, 使得 $p_{z1} > p_{z2} > \dots > p_{zn}$. p_z 越大的粒子越像瞬子产物, 从编号为 1 的粒子算起, 把粒子的能量累加, 直至加到某个粒子 k 时, 累加的能量 E_k 与强子化前 I 的能量 E_I 最接近时为止, 即瞬子的能量重建误差

$\Delta E_1 = \frac{E_k - E_1}{E_1} \times 100\%$ 绝对值达到最小, 此时, 认为第 1, 2, \dots , k 个粒子就是 I 产物, 第 $k+1, \dots, n$ 个粒子属于喷注. 这种方法记为方法 2. 方法 2 无疑把瞬子的能量重建得最好, 然而, 这时喷注的能量重建得极差, 如图 6 第二行的 3 个图.

进一步, 尝试以瞬子的质量为重建的标准, 在 $cm2p$ 中, 从编号为 1 的粒子算起把粒子的四动量累加, 直至加到某个粒子 k 时, 累加的四动量对应的质量 M_k 与强化前 I 的质量 M_1 最接近时为止, 即瞬子的质量重建误差 $\Delta M_1 = \frac{M_k - M_1}{M_1} \times 100\%$ 绝对值达到最小, 此时, 认为第 1, 2, \dots, k 个粒子就是 I 产物, 第 $k+1, \dots, n$ 个粒子属于喷注. 这种方法记为方法 3. 方法 3 把瞬子的质量、能量和喷注的能量整体上重建得比前两种方法要好, 但喷注能量取大误差的几率仍然相当

大, 如图 6 第三行的 3 个图.

再尝试另一种办法. 在 $cm2$ 坐标系中, 综合考虑喷注的能量重建误差 ΔE_{jet} 和瞬子的能量重建误差 ΔE_1 , 从编号为 1 的粒子算起, 把粒子的能量累加到粒子 k 时认为是喷注. 同时, 从编号为 $k+1$ 的粒子累加到 n 认为是瞬子产物, 以总误差 $\Delta E = \frac{|\Delta E_{jet}| + |\Delta E_1|}{2}$ 最小为重建的标准, 这种方法记为方法 4. 方法 4 把喷注的能量重建得好, 瞬子能量误差分布太宽, 如图 6 第四行的 3 个图.

改进方法 4, 提高瞬子能量误差在总误差中的比重, 令 $\Delta E = 0.4 \times |\Delta E_{jet}| + 0.6 \times |\Delta E_1|$, 这种方法记为方法 5. 喷注和瞬子的能量误差都集中分布在 0 附近, 只是误差大的事件仍有一定的几率, 且质量重建得不理想, 如图 6 第五行的 3 个图.

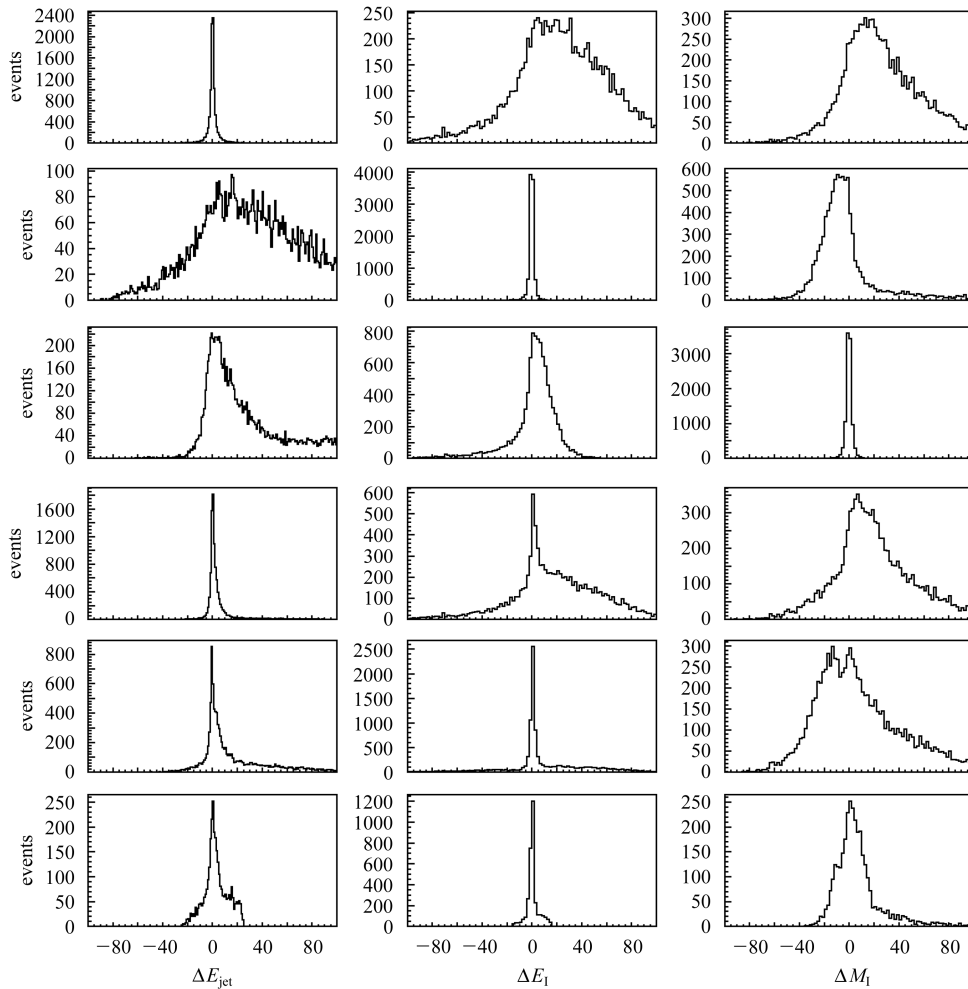


图 6 5 种重建方法比较

第 1 列是喷注能量的重建误差 ΔE_{jet} , 第 2 列是瞬子能量的重建误差 ΔE_1 , 第 3 列是瞬子质量的重建误差 ΔM_1 . 上面 5 行分别对应 5 种方法的结果, 第 6 行是第 5 种方法在取了 $\Delta E < 10\%$ 截断的结果 (即方法 6).

尝试在方法5的基础上,对 ΔE 加一个截断,只保留 $\Delta E < 10\%$ 的事件.这样保留的事件占总事件数的33%.结果使瞬子质量误差得到明显改善,如图6第6行的3个图.这种方法记为方法6.

2.3 各种重建方法的比较

把各种方法对喷注能量,瞬子能量,瞬子质量的重建误差 ΔE_{jet} , ΔE_1 , ΔM_1 画在一张图上以做对比,如图6.从图6可以看出,方法1,以喷注的能量重建得好为识别喷注的标准,结果瞬子的能量和质量都重建得差;方法2,以瞬子的能量重建得好为识别瞬子的标准,结果喷注的能量重建得差;方法3,以瞬子的质量重建得好为识别瞬子的标准,结果瞬子的质量,能量,和喷注的能量整体上重建得比前两种方法要好,但喷注能量取大误差的几率仍然相当大;方法4,综合考虑喷注的能量和瞬子的能量,以 $\Delta E = \frac{|\Delta E_{\text{jet}}| + |\Delta E_1|}{2}$

最小为重建标准,结果喷注的能量重建得好,瞬子的能量重建误差集中在0附近,但是误差大的事件仍有相当大的几率;方法5,以 $\Delta E = 0.4 \times |\Delta E_{\text{jet}}| + 0.6 \times |\Delta E_1|$ 最小为重建标准,结果喷注的能量重建误差和瞬子的能量重建误差都集中在0附近,误差大的事件的几率很小,瞬子质量重建稍差一些;方法6,对 ΔE 加一个截断,只保留 $\Delta E < 10\%$ 的事件.这样会丢掉67%的事件,而使瞬子的质量重建情况改善很多.

评判重建好坏的标准是重建得到的喷注能量、瞬子能量、瞬子质量与强子化前的取值接近,即重建误差在0附近、宽度窄.从图6来看方法6是最理想的.把这种方法识别出来的喷注和瞬子的末态粒子的角分布画出来,如图7.喷注粒子集中分布在 $\theta=0$ 附近,瞬子末态集中分布在 $\theta=\pi$ 附近, θ 在中间值时二者有重叠,本文是通过按 p_z 排序,把二者区分开来.

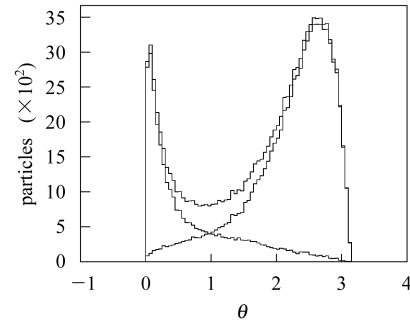


图 7 喷注和瞬子末态粒子的角分布

综上所述,识别瞬子末态和流喷注的最佳方法是:

- (1) 在(C+I+R)的质心系cm3中,做 $\theta = \frac{2\pi}{3}$ 的截断, $\theta > \frac{2\pi}{3}$ 的粒子被认为是R,扔掉;

(2) 在(C+I)的质心系cm2(取流夸克动量方向为坐标系的+z方向)中,粒子按 p_z 大小排序, p_z 越大的粒子越像喷注产物,从编号为1的粒子算起,把粒子的能量累加到粒子 k 时认为是喷注,同时,从编号为 $k+1$ 的粒子累加到 n 认为是瞬子产物,找到合适的 k ,使 $\Delta E = 0.4 \times |\Delta E_{\text{jet}}| + 0.6 \times |\Delta E_1|$ 最小,认为第1, 2, ..., k 个粒子属于喷注,第 $k+1$, ..., n 个粒子是瞬子产物.

- (3) 对 ΔE 加一个截断,只保留 $\Delta E < 10\%$ 的事件.

3 小结

本文对QCDINS事件产生器中识别瞬子末态和流喷注的几种不同方法作了对比研究,提出了一种能使重建得到的喷注能量、瞬子能量、瞬子质量与强子化前的取值均比较接近的最佳方法.采用这一方法,能对瞬子末态的性质进行蒙特卡罗研究.同时这一方法对于在实验中区别出瞬子末态也有参考价值.

参考文献(References)

- 1 Ringwald A et al. Nucl. Phys., 1991, **B365**: 3
- 2 Gibbs M et al. Z. Phys., 1995, **C66**: 285
- 3 Ringwald A, Schrempp F. Towards the Phenomenology of QCD-Instanton Induced Particle Production at HERA. hep-ph/9411217. In: Quarks '94, Proc. 8th Int. Seminar. Vladimir, Russia, 1994. ed. by Grigoriev D et al. World Scientific, Singapore 1995. 170
- 4 Ringwald A. Vacuum Structure and High-Energy Scattering. Preprint DESY-02-158, hep-ph/0210209 and references therein
- 5 ZHANG Z(H1 Coll). Structure Function Results from H1, contribution to ICHEP 02, Amsterdam, 2002
- 6 Sonja Hillert's Doctoral Dissertation. A Search for QCD-Instantons in Deep-Inelastic ep Scattering with the ZEUS Detector at HERA. <http://www-library.desy.de/diss02.html>
- 7 H1 Collab(Adloff C et al). Search for QCD Instanton Induced Processes in Deep-Inelastic Scattering at HEAR. Eur. Phys. J., 2002, **C25**: 495—509
- 8 Ringwald A, Schrempp F. QCDINS 2.0 — A Monte Carlo Generator for Instanton-Induced Processes in Deep-Inelastic Scattering. Comput. Phys. Commun., 2000, **132**: 267. hep-ph/9911516
- 9 Marchesini G et al. Comput. Phys. Commun., 1992, **67**: 465

A Monte Carlo Study on the Reconstruction Method for Instanton in Deep-Inelastic e^+p Scattering^{*}

XU Ming-Mei LIU Lian-Shou¹⁾

(Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan 430079, China)

Abstract Instantons can induce characteristic events in deep-inelastic e^+p scattering. Such effects are expected to become sizable in QCD. In the present paper QCD-instanton induced events are modelled by the Monte Carlo generator QCDINS. Different methods to reconstruct the instanton part and the current jet are tried in the boson-gluon fusion events of deep-inelastic e^+p scattering with instantons as background, using QCDINS Monte Carlo event generator. A comparison among these methods are performed and an optimum method is proposed, which can reconstruct well the energies of current jet and instanton as well as the mass of instanton. The proposed method will be useful in the Monte Carlo study of the physical properties of instanton, and can serve as a reference in the experimental identification of instanton.

Key words deep-inelastic e^+p scattering, boson-gluon fusion, QCDINS, instanton, current jet

Received 26 June 2006

^{*} Supported by NSFC (10475030, 10375025) and CFKSTIP (704035)

¹⁾ E-mail: liuls@iopp.cnu.edu.cn