

1339

博士学位论文

L3 τ Physics Analysis

Name: Chen Guoming

Supervisor: Tang Xiaowei

Degree: Doctor

May 1991

中国科学院高能物理研究所

L3 τ Physics Analysis

Name: Chen Guoming

Supervisor: Tang Xiaowei

Degree: Doctor

ABSTRACT

Three works around the L3 τ physics were done by the author:

The first is e/π separation. Based on the analysis of L3 calorimeter beam test data, "key" cut was introduced, and was found to be very powerful to separate e/π in the energy range above 10 GeV, while Δ cut is good for that below 10 GeV. Thus, in the Energy range from 4 to 20 GeV, e/π separation is better than 94%.

The second is a program for Energy Flow analysis. While e^+e^- collide, the energy will not disappear. along with the newly produced particles, the energy flows away from the colliding point, and is absorbed and read out by the detector. The program is aimed to separate particles, and to optimize the energy calculation of the particles. Mainly, the program is for τ physics, but it also serves as a basic software for Bhabha, Di-muon and hadron physics. In the program, automatic angle opening and closing mechanism is introduced to match sub-detector tracks. The parameters used in the mechanism was optimized by Monte Carlo hadron events. Beam test results are used to identify particles. The efficiency of identification is improved with the help of monte carlo events and the computer scanning of the real events. The energy of a particle is calculated based on the beam test energy calibration, then optimized by fitting the total energy of the real events to the beam energy. Thus, the efficiency of particle ID is better than 95% and the energy resolution for real Bhabha events is 1.9% and that for real hadron events is 10.9%. The program was accepted by the L3 Collaboration, and was released to the L3 users.

The last and the major one is L3 τ physics analysis itself.

Using the data recorded by the L3 detector at LEP during the 1990 running period, corresponding to an integrated luminosity 5.5 pb^{-1} , as well as a large amount of Monte Carlo data, an $e/\mu/h$ identifying scheme is introduced. Based on the final state particle identification, 2669 events were selected as τ events. Through carefully studying of these events, the τ topological branch ratio was found to be as follows:

1 prong: $86.25\% \pm 1.25\%(\text{stat.}) \pm 1.58(\text{sys.})$

3 prong: $13.66\% \pm 0.51\% \pm 0.77$

5 prong: $0.09\% \pm 0.05\% \pm 0.04\%$

and exclusive brach ratio:

e $17.7\% \pm 0.6\% \pm 0.6\%$

μ $17.0\% \pm 0.5\% \pm 0.5\%$

hadron $65.3\% \pm 1.1\% \pm 1.0\%$

From the measurements of the cross section of $Z^0 \rightarrow \tau^+, \tau^-$, we found:

$$\Gamma_{\tau\tau} = 83.20 \pm 2.98$$

This result is in favour of lepton universality, comparing with $\Gamma_{\mu\mu}$, Γ_{ee} measured by the L3 experiment.

Using the measured cross sections and asymmetries, the effective vector and axial vector coupling constants of the Z^0 to charged leptons are obtained:

$$\bar{g}_V = -0.063 \pm 0.023$$

$$\bar{g}_A = -0.498 \pm 0.004$$

The primary results of the asymmetry of polarization are also given:

$$\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu} \quad \lambda = -0.128 \pm 0.184$$

$$\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu} \quad \lambda = -0.227 \pm 0.168$$

$$\tau \rightarrow \pi \nu \quad \lambda = -0.245 \pm 0.225$$

分类号

UDC

密级

学 位 论 文

L3 τ 物 理 分 析

陈 国 明

指导教师： 唐 孝 威 研究员

高能物理研究所十四室

申请学位级别： 博 士

专业： 高能实验物理

论文提交日期：

论文答辩日期：

学位授与单位和日期

答辩委员会主席

评阅人

一九九一年五月

致 谢

本文是在导师唐孝威教授和金炳年副教授、陈和生副教授、童国梁副教授的指导下完成的。在瑞士苏黎世高工高能物理研究所学习期间的导师为 Prof. H. Hofer 和 Dr. J. Ulbricht。研究生许亚梯为线形拟合提供了帮助,博士生杨长根在 ρ/π 分辨方面做了大量工作,博士生叶竞波协助能量流分析程序的维护和数据传送,作者表示衷心感谢。尤其感谢七室的杨大鉴老师在计算机图形方面提供的指导和帮助。仲崇昌、贾秋萍、许亚梯打印了论文。作者还要感谢研究生高琼和同室全体同事,特别是唐向兰同志的大力协助,高能所计算中心提供了良好的工作环境,作者谨表敬意和感谢。

附 录 1

1) $e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}$ 截面:

$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Nevents	$L(\text{nb}^{-1})$	$\sigma_{\text{tot}}(\text{nb})$
88.224	1776	394.5	4.51 0.11
89.227	3841	455.5	8.47 0.14
90.227	6125	365.2	18.54 0.25
91.225	83835	2791.5	30.31 0.12
92.217	8637	401.4	21.62 0.26
93.221	6368	519.7	12.33 0.16
94.215	3915	481.8	8.17 0.14
Totals	115097	5409.6	

2) $e^+e^- \rightarrow \text{two muons}$ 截面:

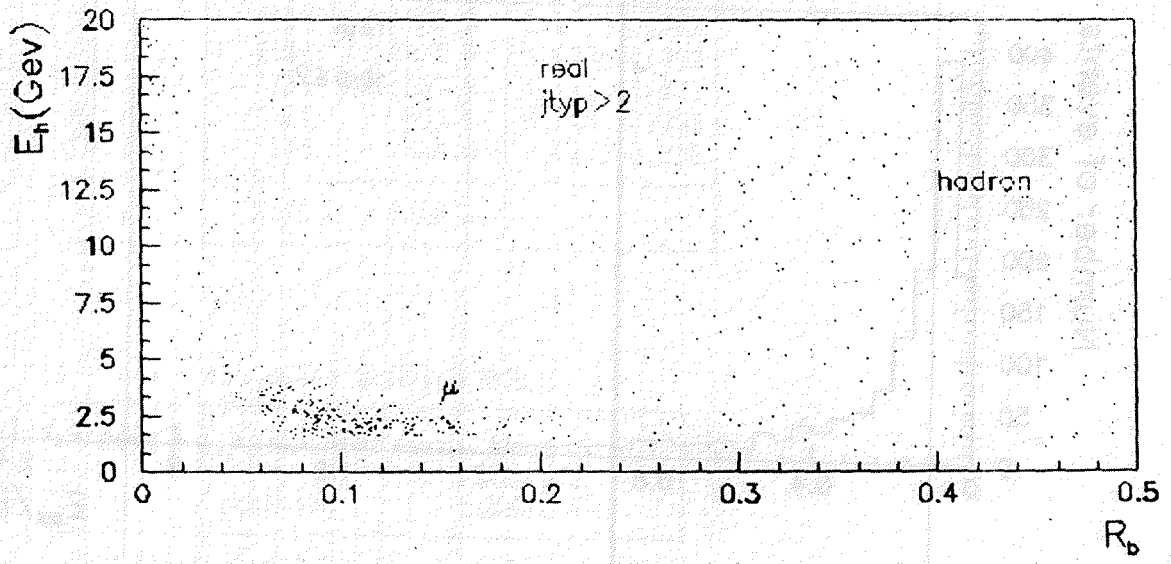
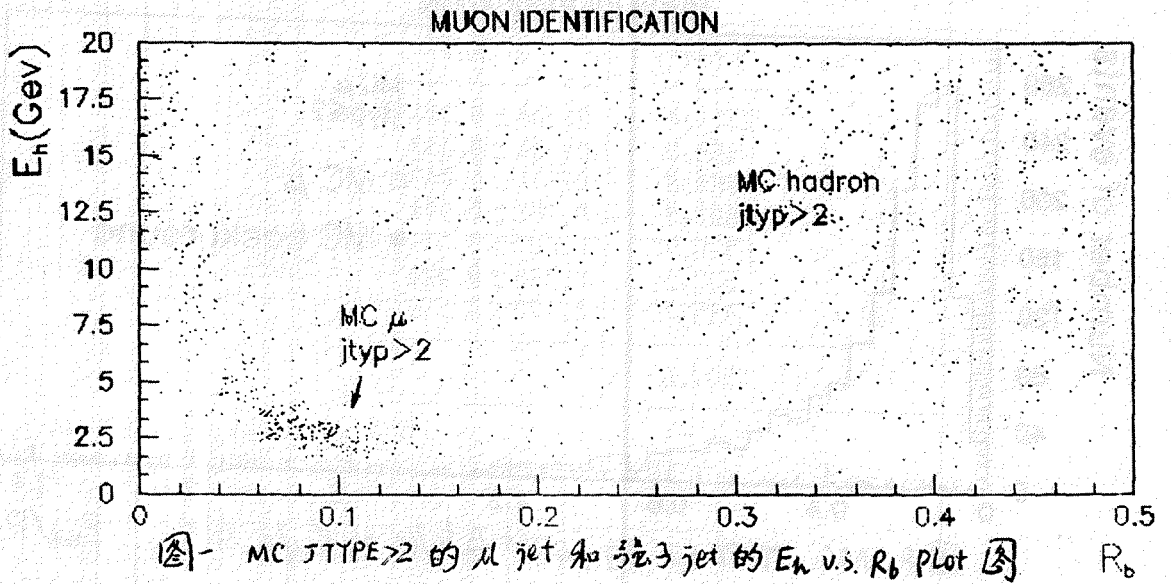
$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Nevents	$L(\text{nb}^{-1})$	$\sigma_{\text{tot}}(\text{nb})$
88.224	56	379.0	0.363 ± 0.035
89.227	91	419.2	0.381 ± 0.040
90.227	196	359.9	0.951 ± 0.068
91.222	2388	2812.9	1.479 ± 0.030
92.217	235	387.9	1.152 ± 0.071
93.221	144	503.1	0.503 ± 0.042
94.215	113	484.4	0.441 ± 0.038
Totals	3245	5346.4	

3) $e^+e^- \rightarrow \text{two muons}$ 前后不对称性:

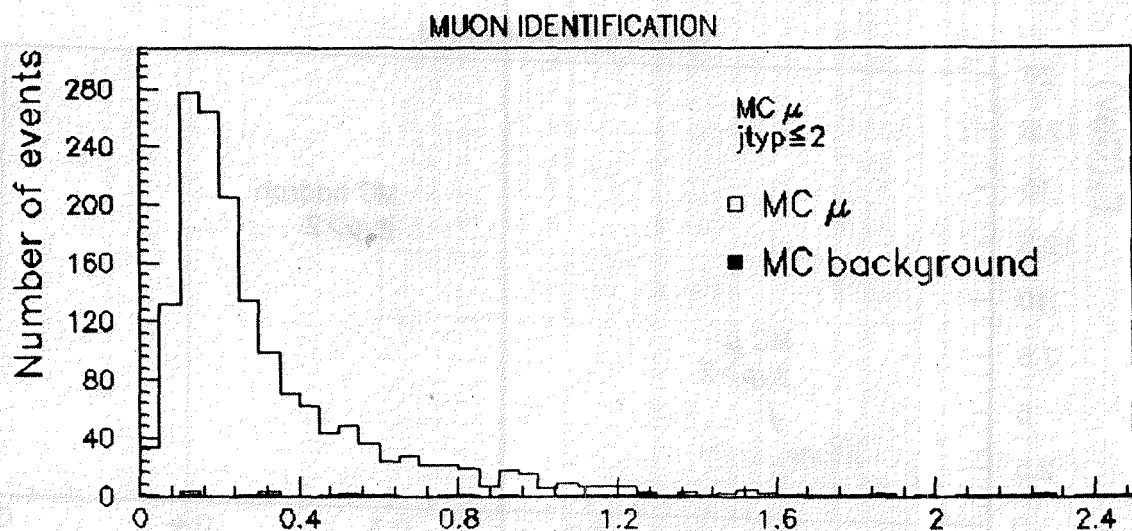
$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Afb	
	counting	likelihood
88.224	-0.410 ± 0.13	-0.440 ± 0.13
89.227	-0.020 ± 0.12	-0.030 ± 0.11
90.227	-0.130 ± 0.076	-0.144 ± 0.077
91.222	0.014 ± 0.022	0.017 ± 0.021
92.217	0.100 ± 0.066	0.106 ± 0.066
93.221	0.031 ± 0.090	0.130 ± 0.093
94.215	0.122 ± 0.098	0.164 ± 0.098

4) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 截面:

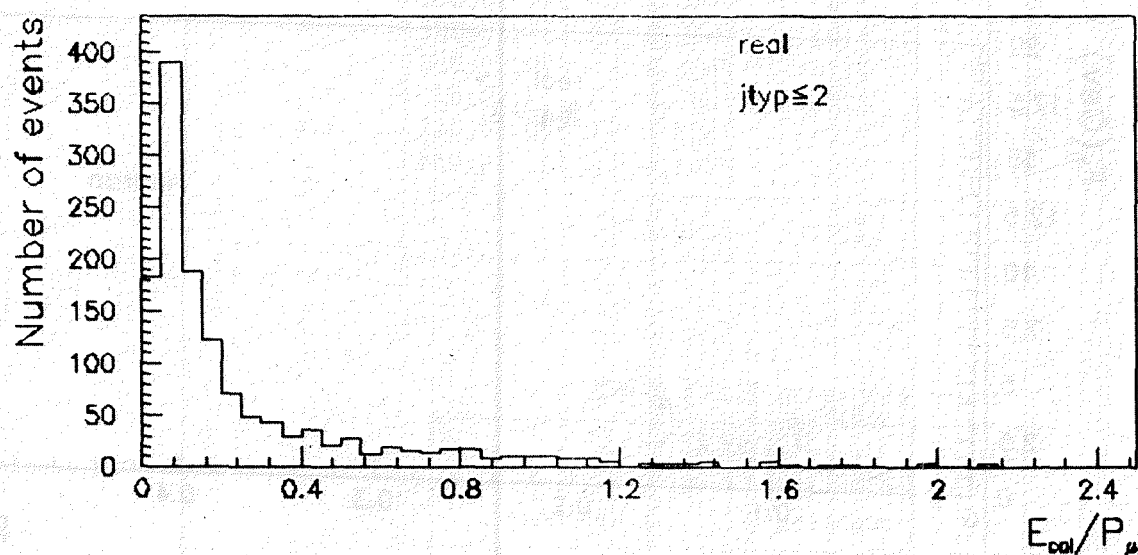
$\sqrt{s}(\text{GeV})$	Nevents	$L(\text{nb}^{-1})$	$\sigma(\text{nb})$
88.224	123	3811.4	0.298 ± 0.028
89.227	243	468.0	0.508 ± 0.033
90.227	303	360.6	0.818 ± 0.047
91.225	2929	2901.3	0.965 ± 0.018
92.217	267	399.2	0.637 ± 0.040
93.221	207	507.2	0.386 ± 0.028
94.215	103	489.7	0.170 ± 0.019
Totals	4175	5507.4	



图二 真实事例 $JTYPE > 2$ 的 jet 的 E_h v.s. R_b plot 图

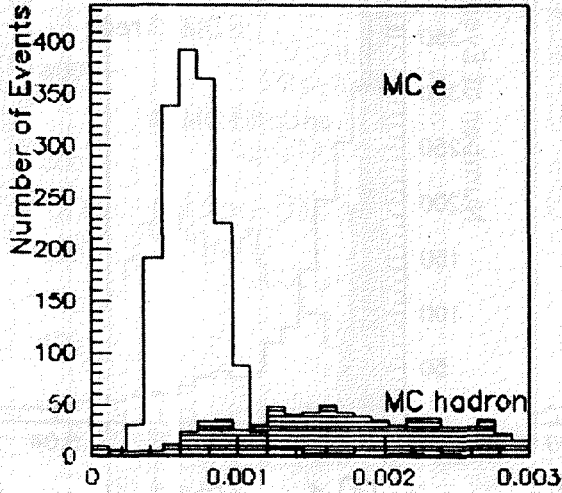


图三. MC $JTYPE \leq 2$ 的 μ jet 及本底的 E_{cal}/P_{μ} 分布



图四. 真实事例 $JTYPE \leq 2$ 的 jet 的 E_{cal}/P_{μ} 分布

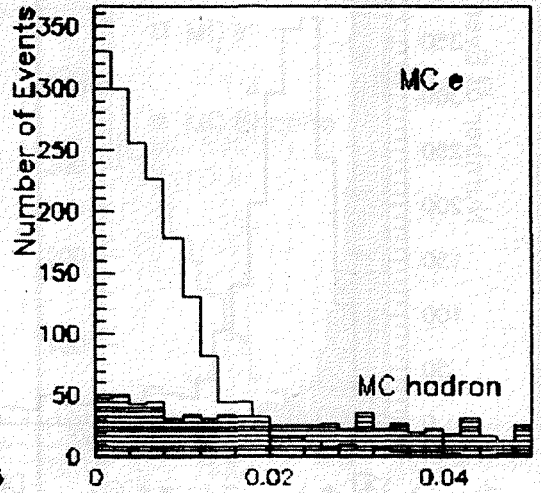
ELECTRON IDENTIFICATION



图六

rb=1

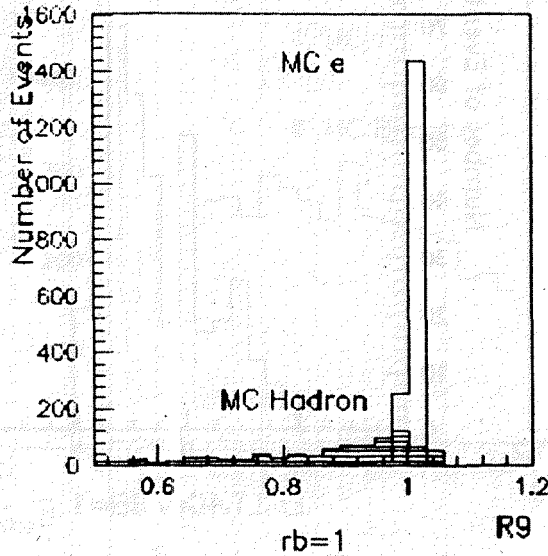
DR2



图七

Rb=1

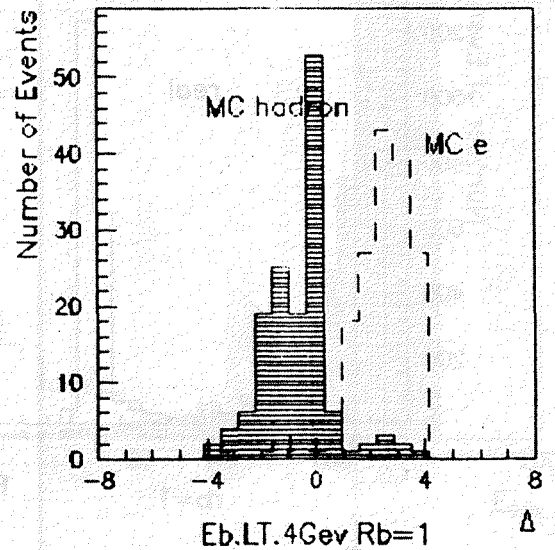
$\Delta\phi$



图八

rb=1

R9

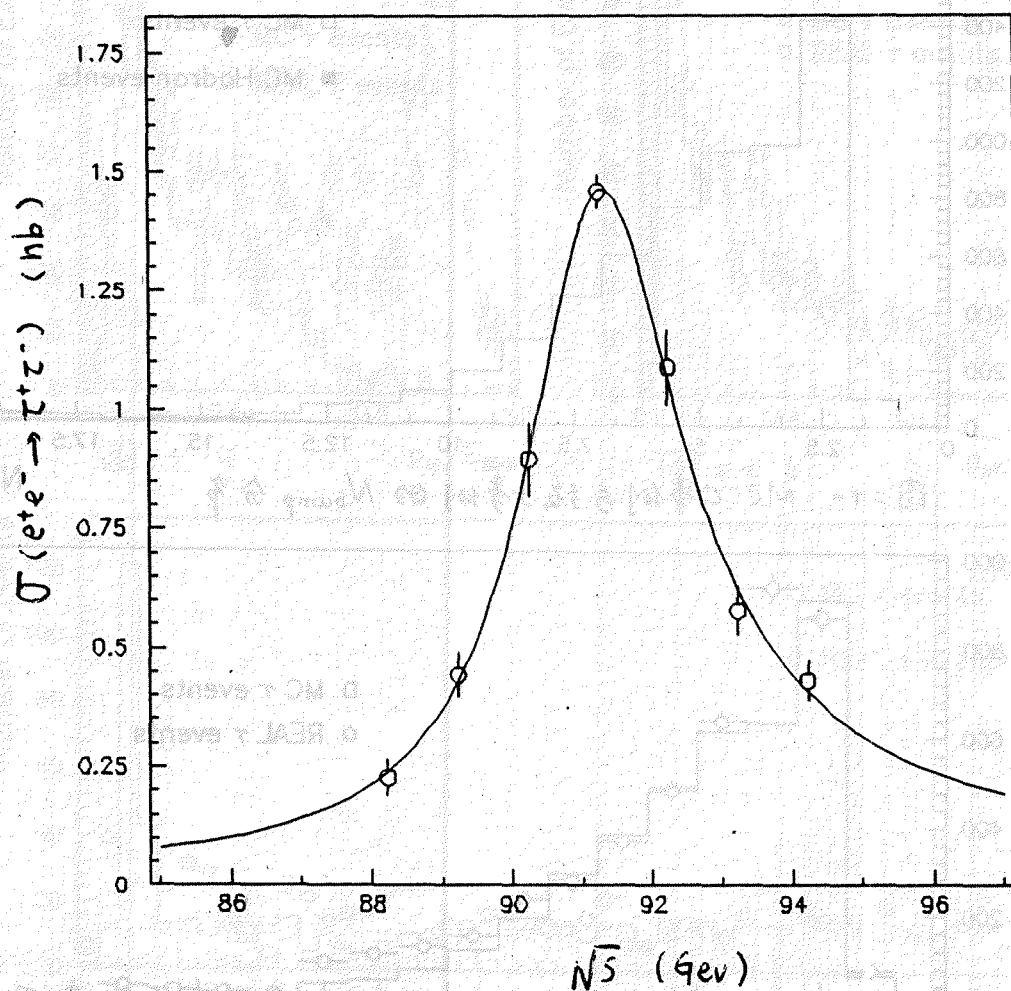


图九

Eb.LT.4Gev Rb=1

Δ

Monte Carlo 电子及其伴粒的分布



图二十三 τ 事例的线形拟合

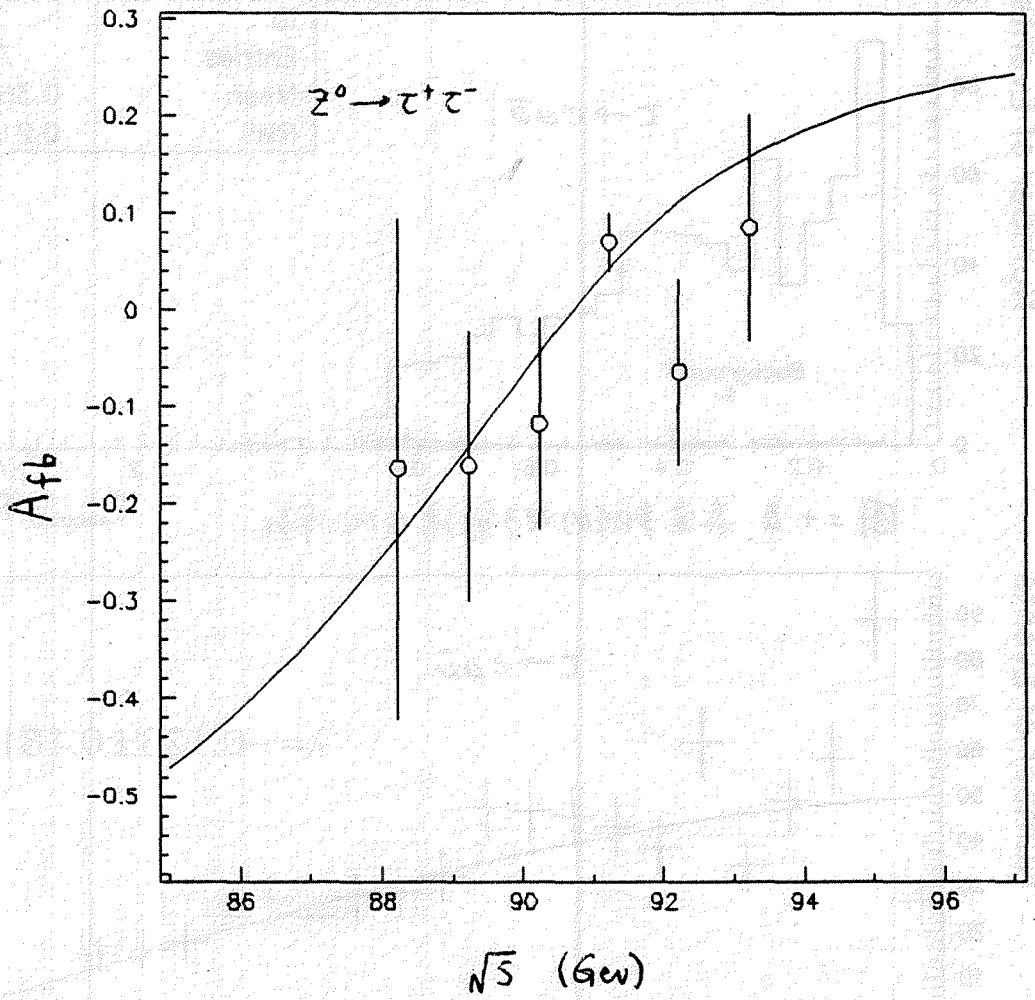


图 = + 四 A_{fb} 的拟合

Tau Polarization from Electron Spectrum

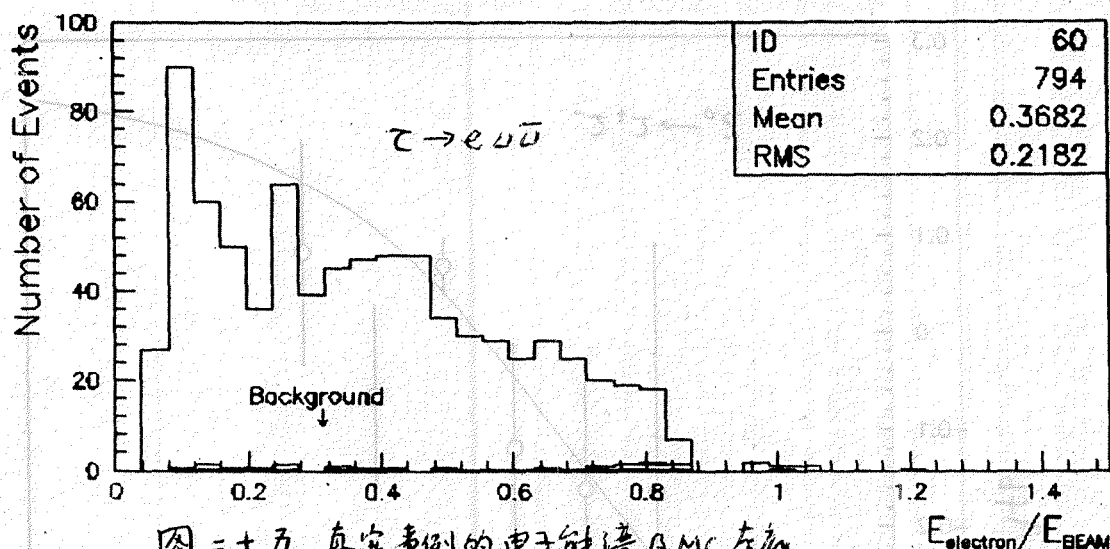


图 = + 五 真实事例的电子能谱及MC本底

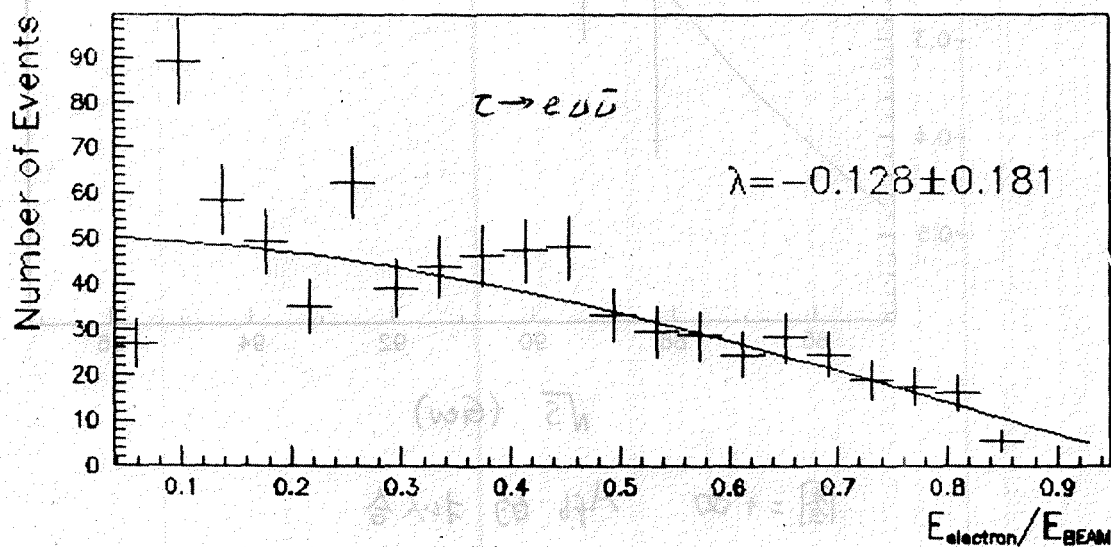
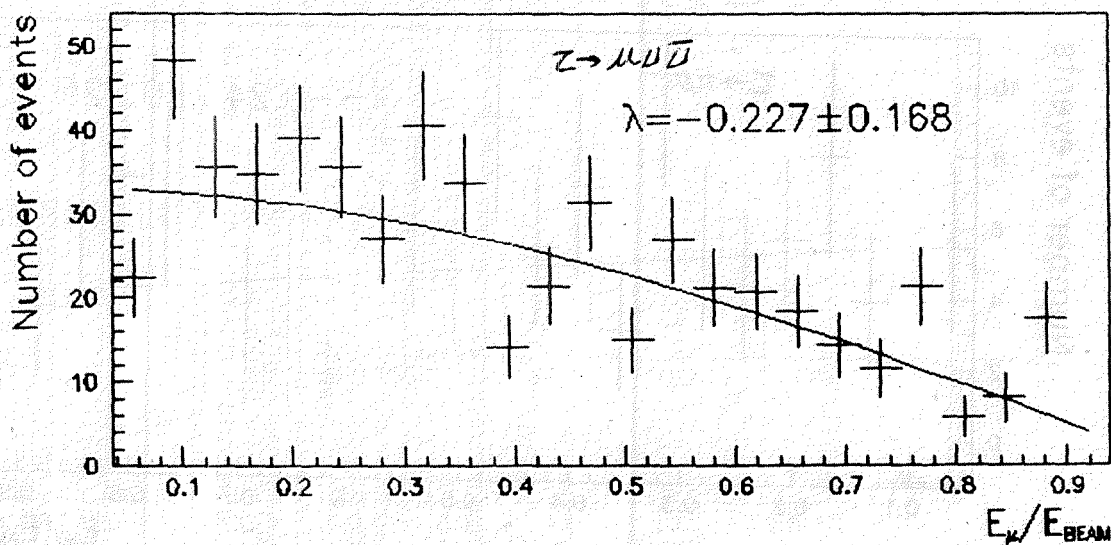
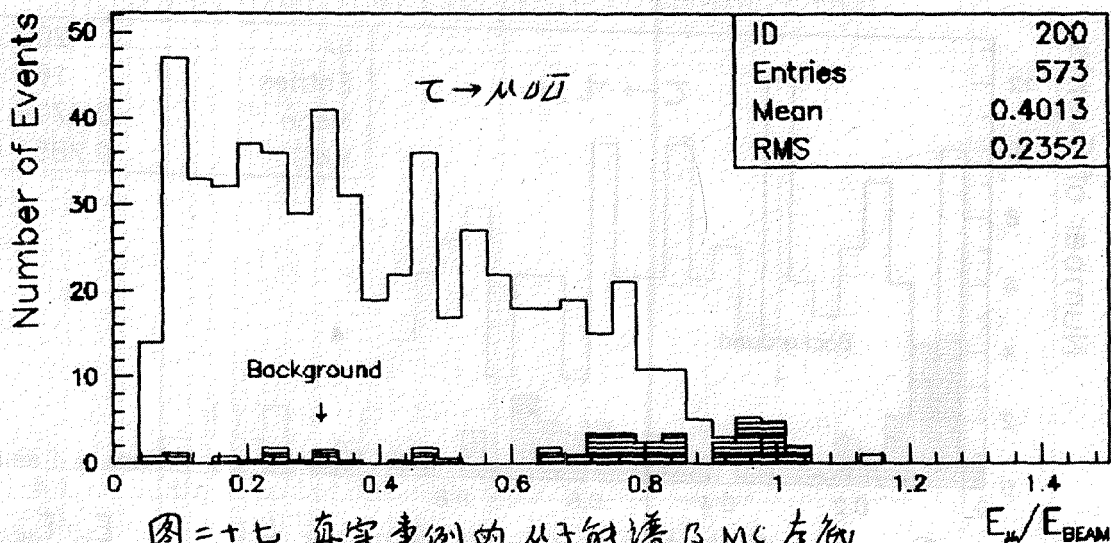
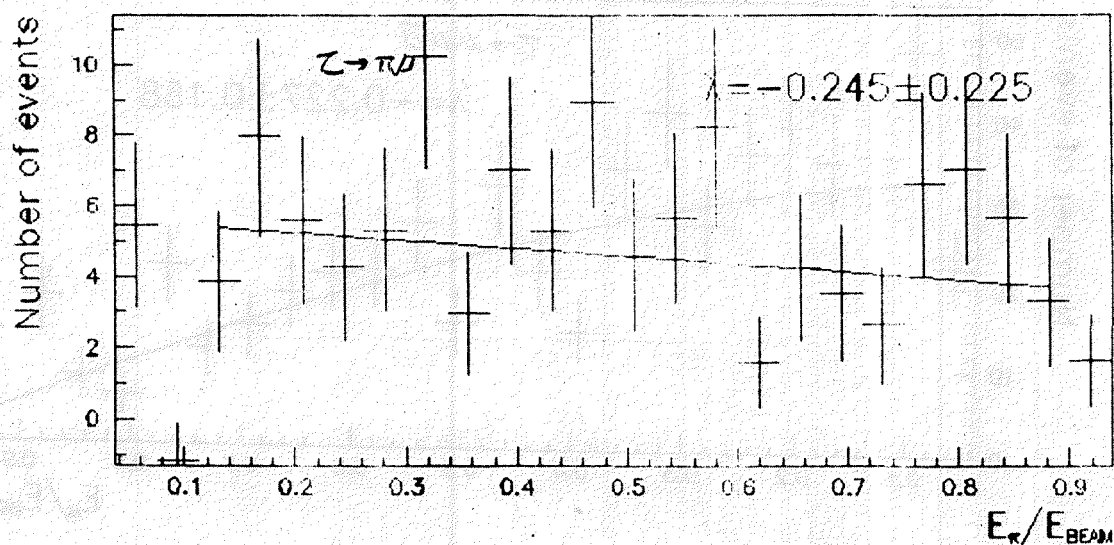
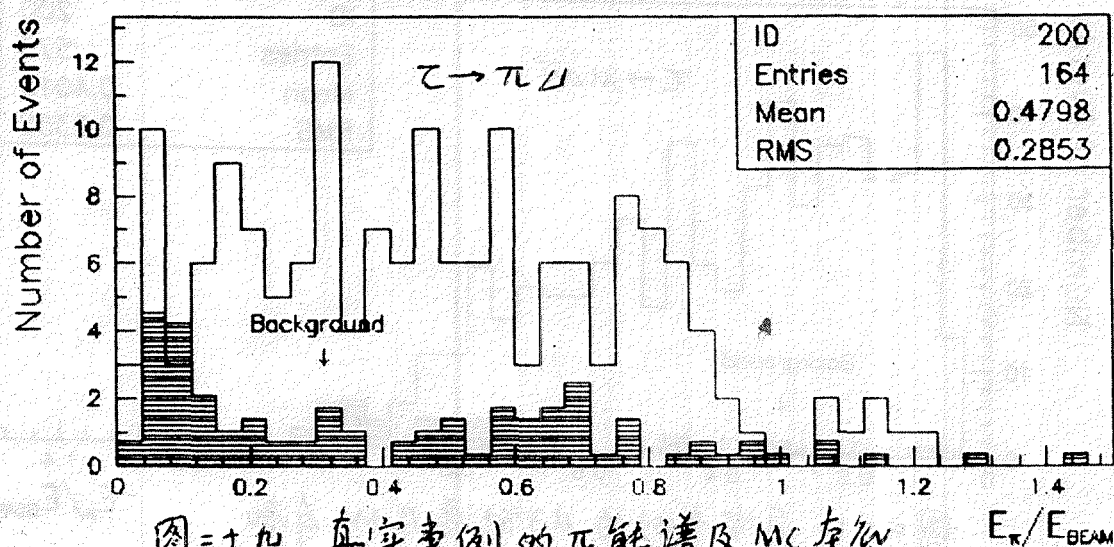


图 = + 五 从电子能谱拟合极化不对称性 λ

Tau Polarization from Muon Spectrum



Tau Polarization from Pion Spectrum



摘 要

本文通过对大量的 L3 实验的束流测试数据、Monte Carlo 事例和真实事例的分析,提出了 $e/\mu/h$ 粒子鉴别的方法,并在粒子鉴别的基础上,研究 τ 事例的末态特点,确定了 L3 实验中 $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 事例的选择标准,使用这个标准,2669 个事例被选为 τ 。通过拟合,得到的拓扑分支比为:

$$1 \text{ Prong: } 86.25\% \pm 1.25\%(\text{统计}) \pm 1.58\%(\text{系统})$$

$$3 \text{ Prong: } 13.66\% \pm 0.51\% \pm 0.77\%$$

$$5 \text{ Prong: } 0.09\% \pm 0.05\% \pm 0.04\%$$

e, μ, h 分支比为:

$$e \quad 17.7\% \pm 0.6\% \pm 0.6\%$$

$$\mu \quad 17.0\% \pm 0.5\% \pm 0.5\%$$

$$h \quad 65.3\% \pm 1.1\% \pm 1.0\%$$

$Z^0 \rightarrow \tau^+, \tau^-$ 的分宽度:

$$\Gamma_{\tau\tau} = 83.20 \pm 2.98 \text{ MeV}$$

因为,与 L3 实验中所测出的 $\Gamma_{ee}, \Gamma_{\mu\mu}$ 相比,在误差范围内三者是一致的,因此,本文支持轻子普适性。

进而通过对 τ 事例的前后不对称测量数据和截面数据同时拟合,得到矢量和轴矢量有效中性流耦合因子:

$$\bar{g}_V = -0.063 \pm 0.023$$

$$\bar{g}_A = -0.498 \pm 0.004$$

本文还给出了极化不对称性的初步测量结果。

目 录

§ 1 引 言	1
§ 2 理 论	5
2.1 标准模型	5
2.2 τ 的产生与衰变, 轻子的普适性	8
2.3 玻恩近似下 τ 的前后不对称和极化不对称	9
2.4 辐射修正	12
§ 3 L3 探 测 器 简 介	17
3.1 L3 探测器	17
3.1.1 时间扩展漂移室(TEC)	17
3.1.2 电磁量能器	18
3.1.3 强子量能器	19
3.1.4 闪烁计数器	20
3.1.5 μ 子漂移室	20
3.2 亮度监测和触发判选	21
3.3 离线分析的数据流程	23
§ 4 L3量能器束流测试中的 e/π 分辨研究	40
4.1 引言	40
4.2 实验装置	41
4.3 L3探测器 e/π 分辨的一般方法	42
4.4 束流的纯度检验和量能器能量校正	44
4.5 e/π 分辨的方法和结果	46

§ 5 能量流分析程序	67
5.1 目的	67
5.2 输入和输出	68
5.3 流程	70
5.4 径迹匹配	71
5.5 粒子鉴别	73
5.6 能量和重心计算	77
5.7 匹配优化	79
5.8 粒子分辨和能量计算的检验	80
5.9 讨论	82
§ 6 τ 物理分析及其结果	89
6.1. 数据来源	89
6.2 e, μ , 强子 的鉴别	89
6.2.1 μ 子的鉴别	89
6.2.2 e 的鉴别	90
6.2.3 π 的鉴别	91
6.3. τ 事例的选择和线形 (lineshape) 拟合	92
6.3.1 大角度 Bhabha 事例的排除	93
6.3.2 双 μ 子事例的排除	94
6.3.3 强子事例的排除	94
6.3.4 τ 事例的选择	95
6.3.5 线形拟合	95
6.4. τ 衰变的拓扑分支比	97
6.5 由 τ 衰变的 e, μ, h 的分支比	100
6.7. 极化不对称初步测量结果	103

6.8. 讨论 · · · · ·	104
-------------------	-----

附 录 1 · · · · ·	109
-----------------	-----

第一章 引言

关于弱电相互作用的标准模型已经取得了巨大的成功。它所预言的中间玻色子 Z^0 , W^\pm 相继被发现。到目前为止还没有实验结果相背于标准模型。但是标准模型所预言的 Higgs 粒子还没有被发现, 第三“代”的夸克中还缺少一味 t 夸克。模型中引入的参数, 如 M_Z , M_W , 也有待于在实验中精确地确定。最近建成投入运行的对撞机, 如西欧中心的 LEP, 美国的 SLC 和 西德的 HERA, 都是主要地为了这一目的的。HERA 为 $e p$ 对撞机, SLC 和 LEP 都是 $e^+ e^-$ 对撞机, 但 SLC 是直线加速器, 而 LEP 是环形加速器。SLC 和 LEP 的质心系能量都能超过 M_Z (SLC 的最高质心系能量为 100 GeV, LEP phase I 的最高质心系能量为 120 GeV), 但 LEP 的亮度为 SLC 的 1000 倍, 为 $1.7 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [1]。

LEP 隧道横跨瑞士、法国, 周长 27 公里。目前有四个实验组在束流线上安装了探测器。他们是 ALEPH, L3, DELPHI, OPAL, L3 所在的位置如图一所示。L3 探测器的结构将在第三章介绍。

本文研究 L3 实验的 τ 物理, 但注意点并不在 τ 物理本身。比如本文并不试图发现 τ 的新的衰变道, 也不想更准确地测量 τ 的寿命, 而是要从 $Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 这一侧面检验标准模型内部的一致性。具体地说:

- 1) 测量 $\tau \rightarrow e, \mu, \text{hadron}$ 的分支比, 以检验 $e/\mu/\text{hadron}$ 分辨的可靠性。
- 2) 测量 $\tau \rightarrow e, \mu, \pi$ 的能谱, 以确定 τ 的极化不对称性。

3) 做 τ 事例的 Z^0 lineshape 拟合, 以精确地确定 Γ_{τ} .

4) 测量 τ 的前后不对称性 A_{fb} .

比较 Γ_{τ} 和 Γ_{ee} , $\Gamma_{\mu\mu}$, 可以检验标准模型所预言的轻子普适性.

极化不对称性或前后不对称性与 Γ_{τ} 一起可以确定中性流耦合常数 g_V, g_A .

在 L3 实验中, 还可以从其他方面来检验标准模型, 比如 $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$, 这些事例有一个共同的本底, 这就是 $Z^0 \rightarrow \tau^+\tau^-$. 反过来说, 研究 τ 物理, $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$, $Z^0 \rightarrow \text{hadrons}$, 这些事例都是本底, 因此, 困难就要大一些.

继本章以后, 第二章介绍标准模型对所要测量的理论预言; 第三章介绍 L3 探测器; 第四, 五, 六章是作者围绕 τ 物理的三个方面的工作, 第四章写的是 e/π 分辨研究, 第五章是能量流分析程序, 第六章则是 τ 物理的分析过程和结果.

除个别以外, 每章的图和参考文献列在该章的后面.

以后各章所涉及的 x, y, z 坐标定义如下: 原点在 L3 对撞点上, z 轴与电子束流同向, x 轴水平指向 LEP 中心.

参考文献:

- [1] Rev. of Particle Properties. Phys. Lett. B-vol. 239 (1990) 1-516.

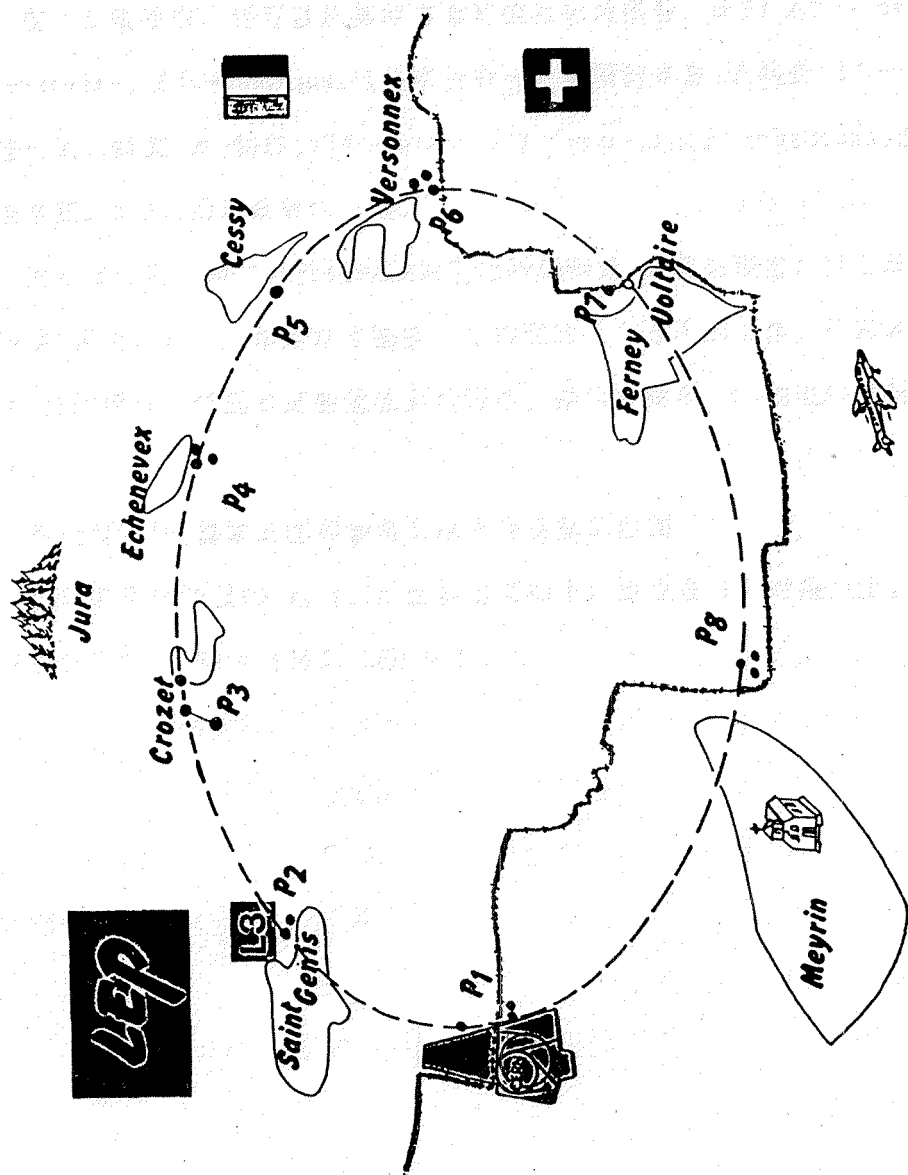


图1 L3 在 LEP 的位置

第二章 理 论

L3实验 τ 物理所依据和所要检验的理论是由温伯格--萨拉姆提出的关于弱电相互作用的模型, 这个模型现在被称为标准模型。本章首先简要介绍这个模型的主要内容, 然后描述该理论在玻恩近似下对 τ 物理几个具体实验可测值的预言, 一些待定的理论参数与这些可测值的关系。为了提高检验精度, 最后讨论一下辐射修正对上述预言的影响。

§ 2.1 标准模型

关于弱电相互作用的标准模型[1] 的依据即为规范群 $SU(2) \cdot U(1)$, $SU(2)$ 的生成元为 I , 其规范玻色子场为 $W_\mu^i (i=1,2,3)$, 耦合常数为 g 。而 $U(1)$ 群的生成元为超荷 Y , 规范场为 B_μ , 耦合常数为 g' 。

最先这个模型只包括轻子, 通过 GIM 机制, 这个模型又扩展到了夸克, 它们具有分数电荷和三种颜色, 并认为轻子和夸克共构成三代, 它们的电荷, 弱同位旋 (I, I_3) 和颜色因子如表一所示:

表一

'代'	I	II	III	Q	I	I ₃
ν_e	ν_μ	ν_τ	0	1/2	1/2	
e	μ	τ	-1	1/2	-1/2	
u	c	(t)	2/3	1/2	1/2	
d	s	b	-1/3	1/2	-1/2	

经过真空自发破缺以后，相互作用的拉氏量可以写成：

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_f = & \sum_f \bar{\psi}_f \left[i \not{\partial} - m_f - \frac{g m_f}{2 M_W} H \right] \psi_f - \frac{g}{2 N^2} \sum_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu (1 - \gamma^5) \\ & \cdot (I^+ W_\mu^+ + I^- W_\mu^-) \psi_f - e \sum_f Q_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu \psi_f A_\mu - \frac{g'}{2 \sin \theta_w} \\ & \cdot \sum_f \bar{\psi}_f \gamma^\mu (g_V^f - g_A^f \gamma^5) \psi_f Z_\mu \end{aligned} \quad (1)$$

在式中：

$$I^\pm = (I_1 \pm i I_2) / 2$$

是弱同位旋空间的升降算符；

$$\begin{cases} W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \pm W_\mu^2) \\ Z_\mu = \cos \theta_w W_\mu^3 + \sin \theta_w B_\mu \\ A_\mu = -\sin \theta_w W_\mu^3 + \cos \theta_w B_\mu \end{cases} \quad (2)$$

是实验上可观察到的中间玻色子场。

在式(1)中所定义的几个参数有如下关系：

$$\begin{cases} \cos \theta_w = M_W / M_Z \\ e = g g' / \sqrt{g^2 + g'^2} \\ g = e / \sin \theta_w \\ g' = e / \cos \theta_w \end{cases} \quad (3)$$

式(1)中 ψ_f 为 $\begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}$ 或 $\begin{pmatrix} \bar{u}_i \\ \bar{d}_i \end{pmatrix}$ 其中之一。

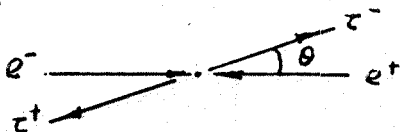
$$d_i = \sum_j V_{ij} u_j \quad i, j = 1, 2, 3$$

V 为 KM 矩阵

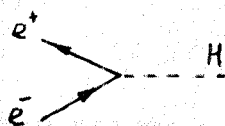
$$\text{而 } \begin{cases} g_V^f = I_3^f - 2 Q_f \sin^2 \theta_w \\ g_A^f = I_3^f \end{cases}$$

将上述理论应用到 $L3$ τ 物理实验，在 \sqrt{S} 等于 M_Z 附近， e^+e^- 对撞，

产生 τ^+, τ^- ：



比较顶点:

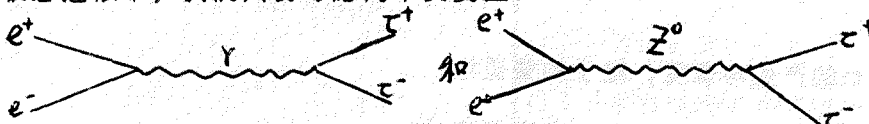


和



前者约为后者的 10^{-6} , 因此通过 H 传播的相互作用可以忽略。

在玻恩近似下, 我们只要考虑两个费曼图:



我们不难写出其相互作用矩阵元:

$$M_{\text{Born}} = \frac{e^2}{s} J_{em}^{(e)} J_{em}^{(\tau)} + e^2 \frac{J^{(e)} J^{(\tau)}}{s - M_Z^2 + iM_Z \Gamma_Z} \quad (4)$$

其中:

$$\begin{cases} J_{em}^{(e)} = \bar{V}_e \gamma_\mu U_e \\ J_{em}^{(\tau)} = \bar{U}_\tau \gamma_\mu V_\tau \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} J^{(e)} = \bar{V}_e \gamma_\mu (g_V^e - g_A^e \gamma^5) U_e / 2 \sin \theta_w \cos \theta_w \\ J^{(\tau)} = \bar{U}_\tau \gamma_\mu (g_V^\tau - g_A^\tau \gamma^5) V_\tau / 2 \sin \theta_w \cos \theta_w \end{cases} \quad (6)$$

$$\text{而 } \begin{cases} g_V^f = I_3^f - 2 Q^f \cdot \sin^2 \theta_w \\ g_A^f = I_3^f \end{cases} \quad \text{为中性流耦合常数}$$

在束流不极化, 实验也不观察末态的 Helicity 时, 我们可以得到

$e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 过程的微分截面 (忽略 $\mu_\tau = m_\tau^2/s$)^[3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \{ G_1(s) (1 + \cos^2 \theta) + G_3(s) \cdot 2 \cos \theta \} \quad (7)$$

$$\text{其中: } \begin{cases} G_1(s) = 1 + \frac{2g_V^e g_V^\tau \text{Re } \chi_0(s)}{4 \sin^2 \theta_w \cos^4 \theta_w} + \frac{(g_V^{e^2} + g_A^{e^2}) \cdot (g_V^{\tau^2} + g_A^{\tau^2}) |\chi_0(s)|^2}{16 \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} \\ G_3(s) = -\frac{2g_A^e g_A^\tau \text{Re } \chi_0(s)}{4 \sin^2 \theta_w \cos^4 \theta_w} + \frac{4g_V^e g_A^e g_V^\tau g_A^\tau}{16 \sin^4 \theta_w \cos^4 \theta_w} |\chi_0(s)|^2 \end{cases} \quad (8)$$

$$\chi_0(S) = \frac{S}{S - M_Z^2 + i M_Z \Gamma_Z^0} \quad (9)$$

Γ_Z^0 为 Z^0 的零级近似下的总宽度。

据估计, 在 Z^0 峰上通过光子交换的截面只占总截面的 0.02%, 因此我们可以说, 这时的 $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 实际上是 $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$, 即 $\tau^+ \tau^-$ 是由 Z^0 衰变来的。

§ 2.2 τ 的产生与衰变, 轻子的普适性

L3实验中的 τ 是由 Z^0 衰变而来的:

$$e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \quad (10)$$

将 (7) 对 4π 立体角积分, 可得 τ 产生的总截面:

$$\sigma_0 = \frac{S}{(S - M_Z^2)^2 + M_Z^2 \Gamma_Z^2} \left\{ \frac{12\pi \Gamma_{ee}^0 \Gamma_{\tau\tau}^0}{M_Z^2} + \frac{I(S - M_Z^2)}{S} \right\} + \frac{4\pi\alpha}{3S} \quad (11)$$

$$I = \frac{2\pi\alpha}{3\sin^2\theta_w \cos^2\theta_w} g_V^e g_V^\tau$$

根据标准模型,

$$\Gamma_{\tau\tau}^0 = \frac{g}{3} M_Z (g_V^{\tau^2} + g_A^{\tau^2}) / 4 S_w^2 c_w^2$$

$$c_w^2 \equiv \cos^2\theta_w, \quad S_w^2 \equiv \sin^2\theta_w$$

$$g_V^\tau = g_V^e = g_V^\mu = -\frac{1}{2} + 2S_w^2, \quad g_A^\tau = g_A^e = g_A^\mu = -\frac{1}{2}$$

尽管三种轻子的质量不同, 但 Z^0 到这三种轻子的衰变宽度是相等的:

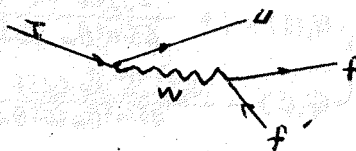
$$\Gamma_{\tau\tau}^0 = \Gamma_{ee}^0 = \Gamma_{\mu\mu}^0$$

这就是说轻子是普适的, 这种性质被称为轻子的普适性。

过程 (10) 的截面将随着 S 的变化而变化, 而在 M_Z 上有一个共振峰。

公式 (11) 则是玻恩近似下的线形 (lineshape) 公式。

τ 的衰变是一个带电流过程:



可以衰变成一个带电轻子带两个中微子，也可以衰变成强子带一个中微子。

目前，实验上已测得 [2]：

表 二

Prong	过 程	Br %	Sum
1	$\mu \nu \bar{\nu}$	17.8 ± 0.4	86.13 ± 0.3
	$e \nu \bar{\nu}$	17.7 ± 0.4	
	$\pi \nu$	11.0 ± 0.6	
	$\rho \nu$	22.3 ± 1.1	
	$\pi + n \pi^0 \nu$	14.7 ± 0.8	
	其 他	2.2 ± 0.2	
3	$3\pi n \pi^0 \nu$	13.7 ± 0.3	13.7 ± 0.3
5	$5\pi n \pi^0 \nu$	0.11 ± 0.03	0.11 ± 0.03

由表二知，大多数(86%)的末态是一根带电径迹，少数有三根径迹。

关于 τ 的寿命目前的实验值为：

$$\tau = (3.04 \pm 0.09) \cdot 10^{-13} \text{ s}$$

§ 2.3 玻恩近似下 τ 的前后不对称和极化不对称

一. 前后不对称

从微分截面 (7) 中知， $e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 的角分布是前后不对称的。

定义：

$$A_{fb} = \frac{\sigma_f - \sigma_b}{\sigma_f + \sigma_b} \quad (14)$$

其中：

$$\begin{cases} \sigma_f = 2\pi \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\Omega} d(\cos\theta) \\ \sigma_b = 2\pi \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\Omega} d(\cos\theta) \end{cases}$$

θ 是 e^- 与出射 τ^- 之间的夹角。

根据 (7) 式：

$$\begin{cases} \sigma_f = 2\pi \left[\frac{3}{4} G_1(s) + G_3(s) \right] \\ \sigma_b = 2\pi \left[\frac{3}{4} G_1(s) - G_3(s) \right] \end{cases}$$

于是, 在玻恩近似下:

$$A_{fb} = \frac{3}{4} \cdot \frac{G_3(s)}{G_1(s)} \quad (15)$$

从而, 微分截面 (7) 式可以写成:

$$\frac{d\sigma_0}{d\cos\theta} = \frac{\alpha^2}{4S} G_1(s) (1 + \cos^2\theta + \frac{2}{3} A_{fb} \cos\theta) \quad (16)$$

在 $\sqrt{s} = M_Z$ 时, 将 G_1 , G_3 代入 (15):

$$A_{fb} = \frac{3}{4} A_e A_\tau \quad (17)$$

其中: $A_l = \frac{2g_V^l \cdot g_A^l}{g_V^{l2} + g_A^{l2}} \quad l = e, \tau$

假设:

$$g_V^2 \ll g_A^2$$

$$2). A_{fb} = \frac{6S_W^2 C_W^2}{g_e^e g_\tau^e} (1 - \frac{M_Z^2}{S}) + 3 \cdot \frac{g_V^e g_V^\tau}{g_A^e g_A^\tau} \quad (18)$$

二. 极化不对称性

1. 定义:

$$A_{pol} = - \frac{\sigma(h=1) - \sigma(h=-1)}{\sigma(h=1) + \sigma(h=-1)} \quad (19)$$

A_{pol} 称为 τ 的极化不对称性. h 为 τ 的 helicity.

在束流不极化, 但实验上观察末态的 Helicity 时, 我们可以得到:

$$\frac{d\sigma_0^{[3]}}{d\cos\theta} = (1 + \cos^2\theta) \cdot (F_0 + h F_2) + 2C \cdot (F_1 + h F_3) \quad (20)$$

其中:

$$F_0 = \frac{\pi\alpha^2}{2S} (1 + \frac{2g_V^e g_V^\tau R_e X_0(s)}{4S_W^2 C_W^2} + \frac{(g_V^e + g_A^e) \cdot (g_V^\tau + g_A^\tau)}{16S_W^4 C_W^4} |X_0(s)|^2)$$

$$F_2 = \frac{\pi\alpha^2}{2S} (\frac{2g_A^e g_V^\tau R_e X_0(s)}{4S_W^2 C_W^2} + \frac{(g_V^e + g_A^e) \cdot 2g_V^\tau g_A^\tau}{16S_W^4 C_W^4} |X_0(s)|^2)$$

F_1, F_3 请参看 [3].

如果定义:

$$\Gamma(a, b) = 2\pi \int_a^b \frac{d\sigma}{d\Omega} d(\cos\theta) \quad (21)$$

则可以得到相应的

$$A_{pol}(a, b) = - \frac{g_+ F_0 + g_- F_1}{g_+ F_2 + g_- F_3}$$

其中:

$$g_+ = 1 + \frac{1}{3}(a^2 + ab + b^2)$$

$$g_- = a + b$$

取 $a = -0.7$, $b = 0.7$,

$$A_{pol}(-0.7, 0.7) = - \frac{F_0}{F_2}$$

设 $\sqrt{s} = M_Z$, 将 F_0, F_2 代入, 得:

$$\lambda = A_{pol}(-0.7, 0.7) \approx -A_\tau \quad (22)$$

2. λ 的实验测定

在实验上可以通过测量 τ 衰变的末态粒子的能谱来确定[5]:

$$\tau \rightarrow \pi \nu$$

$$\frac{dN}{dx_\pi} = [1 + \lambda(2x_\pi - 1)] \cdot N_\pi \quad (23)$$

$$\tau \rightarrow \rho \nu$$

$$\frac{dN}{dx_\rho} = [1 + 0.46\lambda(2x_\rho - 1)] \cdot N_\rho \quad (24)$$

$$\tau \rightarrow l \bar{\nu}_l, \quad l = e, \mu$$

$$\frac{dN}{dx_l} = [a(x_l) + \lambda b(x_l)] \cdot N_l \quad (25)$$

$$\begin{cases} a(x_l) = \frac{5}{3} - 3x_l^2 + \frac{4}{3}x_l^3 \\ b(x_l) = \frac{1}{3} - 3x_l^2 + \frac{8}{3}x_l^3 \end{cases}$$

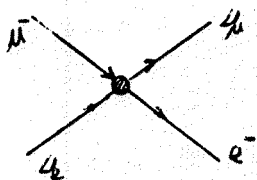
上述 $\frac{dN}{dx_i}$ ($i = \pi, \rho, l$) 即为能谱, $x_i = E_i/E_{beam}$

N_i 为归一化因子.

§ 2.4 辐射修正

一. 有效耦合常数 G

对于 μ 衰变, 我们可以根据 Fermi 模型来计算其宽度:



$$M = -\frac{4G_\mu}{\sqrt{2}} J^{(\mu)} J^{(e)} \quad (26)$$

考虑辐射修正后, 对应的宽度为:

$$\Gamma_\mu = \frac{1}{T_\mu} = \frac{G_\mu^2 m_\mu^5}{192 \pi^3} \left(1 - \frac{8m_e^2}{m_\mu^2}\right) \left[1 + \frac{\alpha}{2\pi} \left(1 + \frac{2\alpha}{3\pi} \log \frac{m_\mu}{m_e}\right) \left(\frac{25}{4} - \pi^2\right)\right] \quad (27)$$

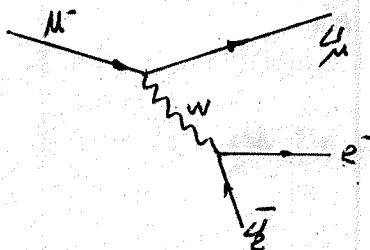
现在 μ 子的寿命 T_μ 已准确地测得:

$$T_\mu = (2.19703 \pm 0.00004) \cdot 10^{-6} \text{ s}$$

于是:

$$G_\mu = (1.166389 \pm 0.000017) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$$

另一方面, 我们也可以根据标准模型来推断, 如果只考虑玻恩近似:



$$M = \frac{e^2}{2S_W^2} \frac{J^{(\mu)} J^{(e)}}{q^2 - M_W^2} \quad (28)$$

$$\text{其中 } q^2 = (p_e - p_\mu)^2 \ll M_W^2$$

可以忽略

比较 (28) 和 (26) 我们得:

$$G_\mu = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{S_W^2 M_W^2} \quad (29)$$

注意到 (29) 式只在玻恩近似下成立, 如果考虑高阶修正, (29) 式写成:

$$G_\mu = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{S_W^2 M_W^2} \cdot \frac{1}{1 - \Delta r} \quad (30)$$

Δr 代表了高阶图对 (29) 的修正:

$$\Delta r = \Delta\alpha - \frac{S_W^2}{C_W^2} \cdot \Delta\rho + \dots$$

因为从 (3) 得:

$$S_W^2 = 1 - \frac{M_W^2}{M_Z^2} \quad (31)$$

根据 (30):

$$\begin{cases} M_W^2 = \frac{M_Z^2}{2} \left(1 + \sqrt{1 - \frac{4A}{M_Z^2(1-\Delta r)}} \right) \\ S_W^2 = \frac{1}{2} \left(1 - \sqrt{1 - \frac{4A}{M_Z^2(1-\Delta r)}} \right) \end{cases} \quad (32)$$

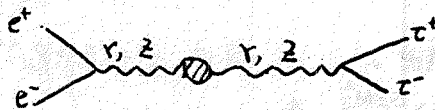
其中:

$$A = \pi \alpha / (G_\mu \sqrt{2}) = (37.2802 \pm 0.0003)^2 \text{ GeV}^2$$

二. 弱电修正及其影响

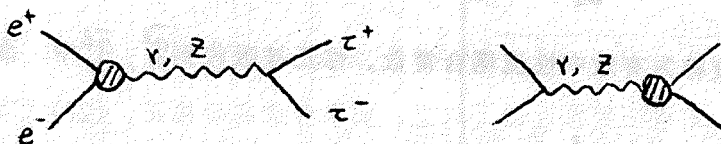
为了提高检验的精度, 必须考虑高阶图的贡献, 在这里, 它们被统称为辐射修正。按其特点可以分成弱电修正及 QED 修正两大类, 以下先讨论弱电修正及其影响。

1) 传播子的修正

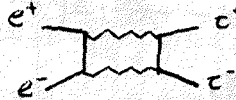


由于在圈中包含了所有的粒子, 这个修正的大小依赖于 M_t 和 M_H 。

2) 顶点的修正



3) BOX 图



如果只考虑到 Leading项 (next to Born), 则只要在相互作用矩阵元

(4)中作替换即可:

$$\begin{cases} \alpha \rightarrow \alpha(s) = \frac{\alpha}{1-\Delta\alpha} \approx \frac{1}{128} \\ M_Z \Gamma_Z^0 \rightarrow \frac{s}{M_Z^2} \cdot M_Z \Gamma_Z^0 \\ g_A \rightarrow \bar{g}_A = \sqrt{\rho} \cdot I_3 \\ g_V \rightarrow \bar{g}_V = \sqrt{\rho} \cdot [I_3 - 2Q(1+\Delta K) \cdot \bar{S}_W^2] \end{cases} \quad (33)$$

其中:

$$\rho = \frac{1}{1-\Delta\rho}$$

$$\bar{S}_W^2 = S_W^2 + C_W^2 \cdot \Delta\rho + \dots$$

$\Delta\rho$ 的主要贡献来自于 Mt :

$$\Delta\rho^{\text{top}} = 3 \cdot \frac{g_A \cdot M_t^2}{8\pi^2 N^2} \quad (34)$$

设 $M_t = 100 \text{ GeV}$, 则 $\Delta\rho \approx 0.003$

根据上述替换:

$$A_{fb}(M_Z^2) = \frac{3}{4} A_e A_\tau \quad (35)$$

$$\lambda = A_{\text{pol}}(-0.7, 0.7) \xrightarrow{S=M_Z^2} A_\tau \quad (36)$$

只不过其中:

$$A_\ell = \frac{2 \bar{g}_A^{\ell 2} \bar{g}_V^{\ell 2}}{\bar{g}_A^{\ell 2} + \bar{g}_V^{\ell 2}} \quad \ell = e, \mu, \tau \quad (37)$$

$\bar{g}_A^\ell, \bar{g}_V^\ell$ 被称为有效中性流耦合常数。修正被吸收到 $\bar{g}_A^\ell, \bar{g}_V^\ell$ 中。而修正以后的分宽度:

$$\Gamma_\tau = \frac{G_F M_Z^3}{6\sqrt{2}\pi} (\bar{g}_V^{\tau 2} + \bar{g}_A^{\tau 2}), \quad \text{辐射修正不改变轻子普遍性} \quad (38)$$

三. QED 修正及其影响

辐射修正对 Lineshape 的影响最大部分来源于初态的光子辐射. 设通过弱电修正后的截面为 σ_w , 初态的光子辐射带走了部分能量, 剩余的部分为:

$$S' = S \cdot Z$$

于是

$$\sigma(s) = \int_{z_0}^1 dz \sigma_w(sz) G(z) \quad (39)$$

其中:

$$4 \cdot \frac{m_e^2}{s} \leq z_0 \leq 1$$

关于 $G(z)$ 的具体表达式请见参考文献[3].

经过辐射修正以后的线形公式 (39) 中, 不但包括了 $M_z, \Gamma_z, \Gamma_{ll}$, 等待拟合的参数, 而且包括了 M_t, M_H, α_s 等参数. 但是由于 M_t, M_H 来自于圈图, 贡献很小, 且已被吸收到待拟合的参数中, 可以在一定范围内设定. α_s 的值可以取自其他实验的测量. 这样, 我们可以利用实验测量值和经过辐射修正以后的线形公式拟合出 $M_z, \Gamma_z, \Gamma_{ll}$, 而 \bar{g}_a, \bar{g}_v 的值可以通过 Afb 或 Apol 与 Γ_{ee} 一起来确定.

参 考 文 献

- [1] S.L.Glashow, Nucl. B22(1961)579;
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19(1967)1264;
A.Salam, in Proc. of the 8th Nobel Symp., P.367, N.Svartholm,
Almqvist and Wiksell, Stockholm, 1968
- [2] Rev. of Particle Properties, Phys. Lett. B--vol. 204(1988)
- [3] Z Phys. At lepl, Vol.1, CERN 89-08
- [4] Polarization in τ -Lepton Production at LEP and $\sin\theta_W$, L3 note,
#589, July, 1989
- [5] Phys. at LEP, p177, Vol.1, CERN 86-02
- [6] R.E.Behrends, R.Jfinkelstein, A.Sirlin, Phys.Rev. 101(1956)866;
T.Kinoshita, A.Sirlin. Phys.Rev. 113(1959)1652
- [7] Rev. of Particle Properties, Phys. Lett. B-vol. 239(1990)1-516

第三章 L3 探测器简介*

§ 3.1 L3探测器

L3探测器如图一和图二所示,内层紧包着束流管的是时间扩展漂移室(Time Expansion Chamber, TEC),紧包其外的是由BGO晶体砌成的电磁量能器。电磁量能器的端盖部分将在下一次运行之前装上。强子量能器由铀板和多丝正比室夹层而成,分桶部,端盖和 μ 子过滤器三部分,其中的 μ 子过滤器紧贴在桶部强子量能器外面。在BGO和强子量能器之间安装了闪烁体,同样桶部和端盖都有。所有上述子探测器都装在一个巨大的钢管里,这是出于机械方面的考虑。再外面是三层 μ 子漂移室,最外面是线圈和轭铁,用于产生磁场。下面将依次简要介绍各子探测器的物理性能。

§ 3.1.1 时间扩展漂移室(TEC)

时间扩展漂移室(Time Expansion Chamber, TEC)也称中心漂移室,用于:

- 1) 确定带电粒子的电荷
- 2) 确定带电粒子的横动量
- 3) 确定带电粒子的初始运动方向和击中BGO晶体时的运动方向
- 4) 确定一个事例中电荷多重数

如图三所示,这是一个紧包束流管的圆桶形漂移室,丝的走向与桶轴平行。根据丝的布置,沿R方向分成内漂移室和外漂移室两部分(Inner Sector and Outer Sector),沿 ϕ 方向,内漂移室可分成12个单元,外漂移室可分成24个单元。单元之间由场丝分开,每个单元的中间分布着信号丝(阳极),在信号丝的两侧有栅极丝,丝之间的位置及几何位置如图4所示。信号丝中有的是单端

读出,用以确定 ϕ 坐标.有的是两端读出,可由电荷分配法确定Z座标.栅极丝中有5根单端读出,用于确定左右分辨.

桶内充满 $80\%CO_2+20\%iC_4H_{10}$ 气体.工作时,桶内加 5KG 的平行于束流线的磁场,在栅极和信号丝之间加上强电场,而在场丝和栅极之间加上较弱电场.当一个或多个带电粒子穿过时,如图5所示,粒子将路径上的气体电离,电离电子在电场中缓慢地漂往栅极,进入栅极后,在较强电场作用下,速度突然加快,到达信号丝附近产生雪崩过程,信号由FADC(Flash ADC)读出,在这个机制中,时间得到了扩展,紧靠着的多根径迹被分开.图6是一组多根径迹的FADC信号谱,相继到达的不同信号被完全分开.

漂移室的最外边是 Z 漂移室,用以配合两端读出的丝作Z座标测量.紧贴着Z漂移室的内侧布着塑料闪烁纤 (Plastic Scintillating Fiber, PFS),用以刻度场丝和栅极间的漂移速度.

束流测试的结果表明,在R- ϕ 平面上的空间分辨约 $50\ \mu m$,而Z方向的空间分辨则为 $300\ \mu m$.空间分辨随着 θ, ϕ 的变化如图七所示.

§ 3.1.2 电磁量能器

L3的电磁量能器 (Electromagnetic Calorimeter, ECAL)由BGO晶体组成,因此又称BGO.晶体的排列形状如图八所示.目前已经投入使用的桶部BGO共有7680块晶体.每块晶体呈本棱台形,小头为 $2\cdot 2cm^2$,大头为 $3\cdot 3cm^2$,长为24cm,每块晶体的小头指向对撞点,大头由光电二极管作光收集和读出.用BGO作电磁量能器的特点是对电子和光子有很强的停止能力(辐射长度 X_0 很短),但对强子则较弱(核作用长度很长),因而可以进行有效的 e/π 分辨和准确的能量测量.由上海硅酸盐研究所研制出来的BGO晶体是目前世界上能得到的最好的晶体.其物理性能如表1所示:

表1: BGO的物理性质

密度(g/cm ³)	1	7.13
辐射度X. (cm)	1	1.12
核作用长度 (cm)	1	22.0
dE/dX (MeV/cm)	1	9.0
光折射率	1	2.15
最长发射光波长(nm)	1	480
温度系数 %/°C	1	-1.55

现在BGO长度为24cm, 因而共有21.4个辐射长度。但只有1.09个核作用长度。从表中可以看到, 温度系数为-1.55%/°C, 即温度每增加1°C, 光的收集效率降低1.55%, 为了保证能量分辨, 保持恒定的温度至关重要。图九所示是BGO冷却系统的示意图。该系统将BGO温度保持在40°C以下。

经过束流测试表明, 能量分辨 $\Delta E/E$ 随着能量的变化如图十所示, 在E)10 GeV时 $\Delta E/E \approx 1\%$ 。

§ 3.1.3 强子量能器

强子量能器(Hadron Calorimeter, HCAL)桶部的几何位置如图十一所示。它紧包在BGO外面, 用于阻挡透过BGO的强子, 并测量其能量。从结构上, 可分成九个环, 每个环上有十六个模块, 中间三环的模块稍长于边上六环的模块。

强子量能器的单模块结构如图十二所示。它是由铀板和多丝正比室夹层而成, 铀板作为吸收物质, 而多丝正比室用于取样。丝的走向平行于Z轴, 可以测量 ϕ 座标的室称为 ϕ 正比室, 而丝的走向垂直于Z轴, 可以测量Z座标的室称为Z正比室。桶部的强子量能器共包括7,968个正比室, 371,764根信号丝。为了抑制铀噪音的影响, 改进能量分辨, 降低造价, 将丝的信号进行了组合输出 [1]。

安装在桶部强子量能器外面的 μ 子过滤器由铜板和正比室夹层而成。是为了阻挡铀噪音进入 μ 子漂移室。

桶部的强子量能器的物理参数如表二所示(只列出长模块)。

表二:

量能器	BGO	闪烁体	HCAL	MUFL
微分辐射长度(X.)	21.43	0.02	99.25	11.54
微分最小电离能损 (MeV)	221	2	825	213
积分辐射 长度 (X.)	21.43	21.45	120.70	132.24
积分最小电离能损 (MeV)	221	223	1048	1261
微分 λ	1.09	0.01	3.52	1.03
积分 λ	1.09	1.10	4.62	5.65

其中 λ 为核作用长度单位。

束流测试的结果如图十三, 十四所示。图十三为入射强子能量为 20Gev 的能谱。图十四为能量分辨随能量变化的趋势。

§ 3.1.4 闪烁计数器

一厘米厚的BICRON BC-412 塑料闪烁体被安置在BGO和HCAL之间, 用于宇宙线触发和在选择双 μ 事例时排除宇宙线本底。测试结果表明, 其时间分辨率为 0.35 nsec.

§ 3.1.5 μ 子漂移室

μ 子漂移室 (Muon Chamber, MUCH), 安装在强子量能器外面, 用于鉴别 μ 子和测量 μ 子的动量。如图十五^{十六}所示, 沿径向有三层漂移室, 在第一层的内侧和第三层的外侧装有Z漂移室, 用于测量Z座标。沿 ϕ 方向, 分八个扇形(Octant)。每个扇形的结构和布丝情况如图十七^{十八}所示, 每个漂移室的框架材料为蜂窝状铝板,

主要是为了减小多次散射的影响，对于从内向外透出的 μ 子，内层和外层共有16个取样(信号丝)，中间层有24个取样。

L3 μ 子漂移室的与众不同之处在于对 μ 子的横动量有了测量，并且全部被包在与Z轴平行的5KG磁场里。这样，对于50Gev的 μ ，也有sagitta：

$$S = 3.4 \text{ mm}$$

测量sagitta的误差有以下三个来源：

- a) 单丝分辨
- b) 多次散射
- c) 几何准直

测试结果表明，根据漂移距离的不同，单丝分辨在 $110 \mu\text{m} \sim 250 \mu\text{m}$ 之间。取样次数能够抑制单丝分辨对sagitta测量误差的贡献。如图十八 a 所示。

各个漂移室之间的相对误差用激光进行了严密校正。几何位置的误差对sagitta测量误差的贡献小于 $10 \mu\text{m}$ ，而蜂窝状铝板框架也压低了多次散射的贡献。

§ 3.2 亮度监测和触发判选

§ 3.2.1 亮度监测

在公式：

$$N = L \cdot \sigma$$

中，若已知事例数N和截面 σ ，则亮度 $L = N/\sigma$ 。这就是亮度监测的原理。由于Bhabha事例的截面在理论上可以算出，只要我们统计出一定角度范围内的Bhabha事例，亮度就可被算出。

图十八 b 表示朝前方向上L3亮度监测器的位置,在朝后方向对称的位置也有相同的装置,其主要部分是由BG0晶体砌成的包在束流管上的厚园桶。沿R方向共有八层,沿 ϕ 方向共有十六扇。每块晶体有26厘米长,计24个辐射长度 X_0 ,足以将50Gev的电子全部挡住。这个由BG0晶体组成的园桶内径6.8cm,外径19.0 cm,有效接收Bhabha事例的范围为8.8-17.5cm。其有效角度区域为

$\theta: [31, 62]$ 毫弧度,而

$\phi: [0, 2\pi]$

理论上可算出这个角度区域内的截面 $\sigma(\text{Bhabha}) = 100\text{mb}$

挡在BG0晶体前面的是四个多丝正比室,用以测量带电径迹的根数,排除本底。

亮度测量误差优于2%,包括系统误差和统计误差。

§ 3.2.2 触发判选和数据的在线获取

触发判选系统决定一个事例是否最终被记录下来。这个系统是由以VAX8800为中心,连接VAX计算机,PC计算机和VAX Station而成的计算机系统自动控制。根据信号来源,事例的判选条件可分以下几类:

一 量能器判选条件:

其信号来源于强子量能器、电磁量能器和亮度监测器,具体地讲又分:

1) 总能量条件。如果一个事例的电磁量能器和强子量能器的能量之和超过阈值,则这个事例满足这个条件。

2) 单光子事例。如果在电磁量能器中找到一个簇射群(Cluster),且相同 ϕ, θ 角度区域内没有TEC径迹,则这个条件满足。

3) 强子簇射条件。如果在强子量能器中,相同角度区域内,不同层都有信号输出,那么这个条件满足。

二 μ 判选条件:

1) 单个 μ

如果在同一角度区域内, 三层漂移室都有信号输出, 所有Z漂移室都有信号, 则满足这个条件。

2) 双 μ

背靠背的两个 μ 子被发现, 则条件满足。

三 TEC 判选条件.

这类判选条件依据以下三个数字:

1) 找到的径迹根数;

2) 径迹群的个数(例如一个强子簇射形成一个径迹群);

3) 背靠背的径迹对个数。

这三个数被用以配合其他类型的判选条件, 决定事例的去留。

不同的判选条件用逻辑.OR.连接起来, 即有其中之一满足, 则被记录下来。一个事例往往满足多个判选条件, 在记录时, 这些判选条件(Trigger ID)也被标上, 用于以后的事例选择。

为了在判选时引入尽量小的死时间, 判选分为三级。满足判选条件的事例最终被VAX8800记录下来, 计录的内容包括判选条件, 监测数据(各子探测器的运行条件)和ADC, TDC数据(事例的信号)。

§ 3.3 离线分析的数据流程

离线分析的任务是以在线获取中记录下来的信号为依据, 重建物理事例。其总体流程如图十九所示。图中圆代表数据(data), 方框代表程序。首先读入的是在线记录下来的数据DAQ(Data Acquisition), 接下分析监测数据, 如高压, 温度, 气压等, 分析探测器工作状态, 决定读下的数据是否有效(Validating),

并且将信号ADC和TDC的地址从机箱中通道号转换成探测器信号源(如信号丝)的地址,并将信号及地址按 ZEBRA 格式记录下来,形成 Raw Data. 接下的任务可称之为拆包. 具体地说就是将地址换算成 X, Y, Z 坐标,将对应的 TDC, ADC 通过刻度数据换算成时间(以秒为单位)和能量(以Gev为单位). 所得的结果是PP Data (Pre-processed Data).

子探测器的重建(sub-detector reconstruction)和各子探测器之间的匹配(Across L3 reconstruction)是整个事例重建的核心. 子探测器重建的结果是object. 当然,不同的子探测器object的具体含义是不同的. 但 μ 子漂移室和中心漂移室却很相似. 它们都是先根据信号丝的位置和漂移时间计算出"着火点"的位置,然后进行模式识别(或径迹寻找)和径迹拟合,得到的object都是径迹(Track). 强子量能器重建的结果是簇射组(Cluster),其定义为强子量能器中所有相邻的"着火点"形成的群. 而在电磁量能器中,重建的结果是簇射峰(Bump, L3中特有的名词),一个区域的能量极大(local maximum)构成一个簇射峰,因此,在空间上,它比簇射组要小. 如图二十所示,这是在 $\theta-\phi$ 平面上的能量分布. 这里有两个簇射峰却只有一个簇射组.

匹配(Across L3 Reconstruction)就是将有可能来源于一个或一群无法分开(如喷注)的粒子的各子探测器的object匹配在一起,形成AOBJ. 目前有四个既有联系又相互独立的程序来完成这件任务.

1) AMUI (Across L3 Muon Identification)

主要依赖Muon漂移室,并参考其它探测器的信息,识别 μ . 所侧重的物理是单举 μ 事例和双 μ 事例. 这里的AOBJ就是 μ 子.

2) AJET (Across L3 Jet Reconstruction)

以强子量能器的信息为主,寻找喷注,计算其能量,冲度,球度等参数. 这里的AOBJ为喷注,其侧重的物理为强子事例.

3) ASRC (Across L3 Smallest Resolvable Cluster Reconstruction)

它以电磁量能器中的簇射峰(Bump)为基础,匹配中心漂移室的径迹和强子

量能器中的簇射组(Cluster)，并将它们尽量分开，比如分开几个靠在一起的光子，光子和电子等，其重建结果称SRC，其侧重的物理为大角度Bhabha，单举光子，单举电子。

4) AEFL(Across L3 Energy Flow Reconstruction)

能量流分析(AEFL)和最小可分辨簇射分析(ASRC)的任务比较接近。但AEFL更大地依赖于TEC，匹配量能器的簇射峰(Bump)和簇射组(Cluster)，进行 e/π 分辨，优化能量计算，其侧重的物理是 $Z^0 \rightarrow \tau\tau$

AEFL是以作者为主进行的一个工作，由于起步较晚，将在下一次物理运行中投入数据产生(Data Production)。上述四个程序虽然任务各有侧重，但并不截然分开。

下一步是根据末态特点选择有兴趣的事例，这一步称为事例选择(Event Selection)。将选到的某一类事例记录在一起，以便进行物理分析。

初选 τ 事例时将有可能是 τ 的事例都选上，记录在磁带上，从CERN寄回北京，通过对 τ 事例及其本底的信号特点的研究，使用严格的条件，选出真正的 τ 事例，进行 τ 物理分析。这将在第六章介绍。

流程图中还有一分支是Monte Carlo数据流。在这里，数据是由Monte Carlo产生器产生的，因而是已知的。对于 τ 物理，以下几个过程需要用Monte Carlo进行研究：

$$e^+ e^- \rightarrow \tau^+ \tau^-$$

$$e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$$

$$e^+ e^- \rightarrow \text{quarks}$$

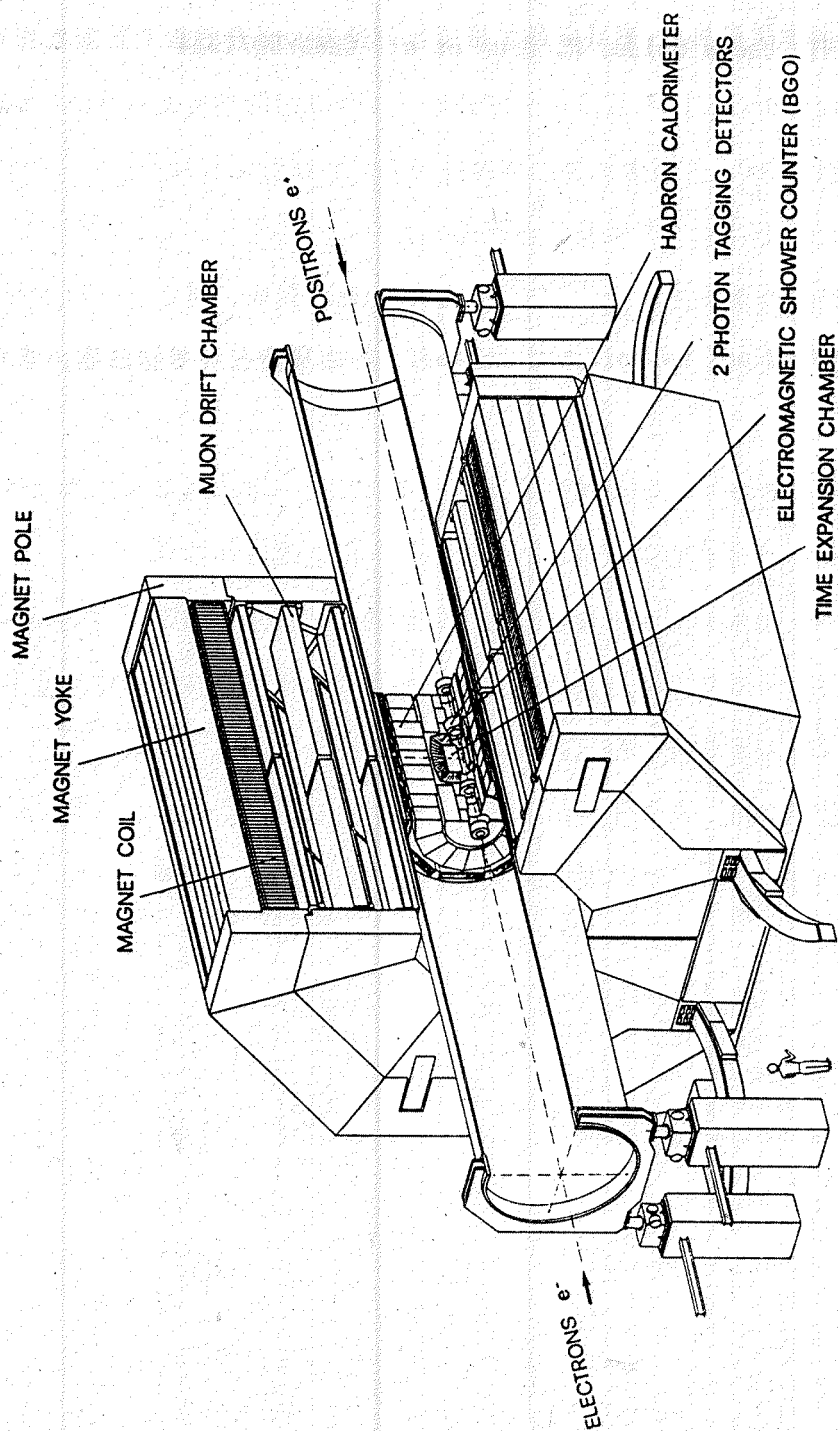
$$e^+ e^- \rightarrow 2\gamma \rightarrow 4f's$$

这些事例的产生器由LEP物理组提供，其所依据的截面和角分布公式都作了辐射修正。粒子与探测器物质相互作用这部分的模拟，使用了GEANT3程序包。Monte Carlo 数据 (Raw Data) 具有和真实事例相同的格式，于是可利用相同的事例重建程序进行分析。这些MC事例用于检验程序，计算事例选择效率，扣除本底。

• 本章内容的硬件部分摘要自《 The Construction of The L3 Experiment 》

参考文献

- [1] ZEBRA User Guide, R. Brun, J. Zoll, CERN/DD/1987
- [2] Z Physics at LEP1, Vol. 3, CERN 89-08
- [3] GEANT3 Users Guide, R. Brun et al. CERN/DD/1984



图一 L3 探测口立体图

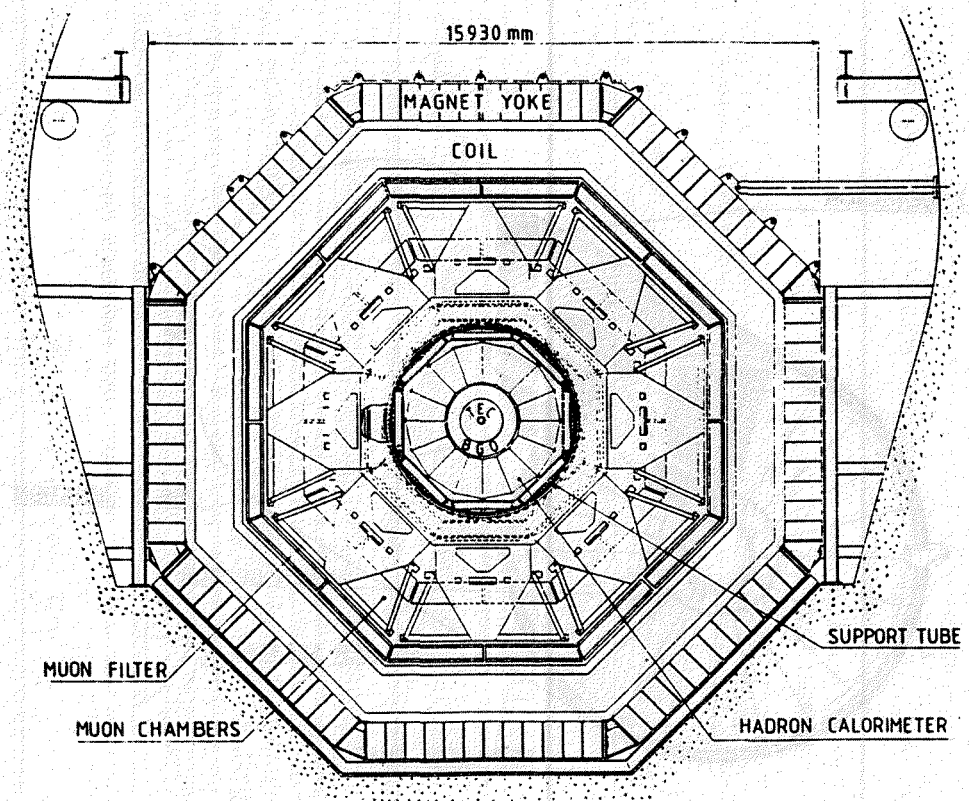
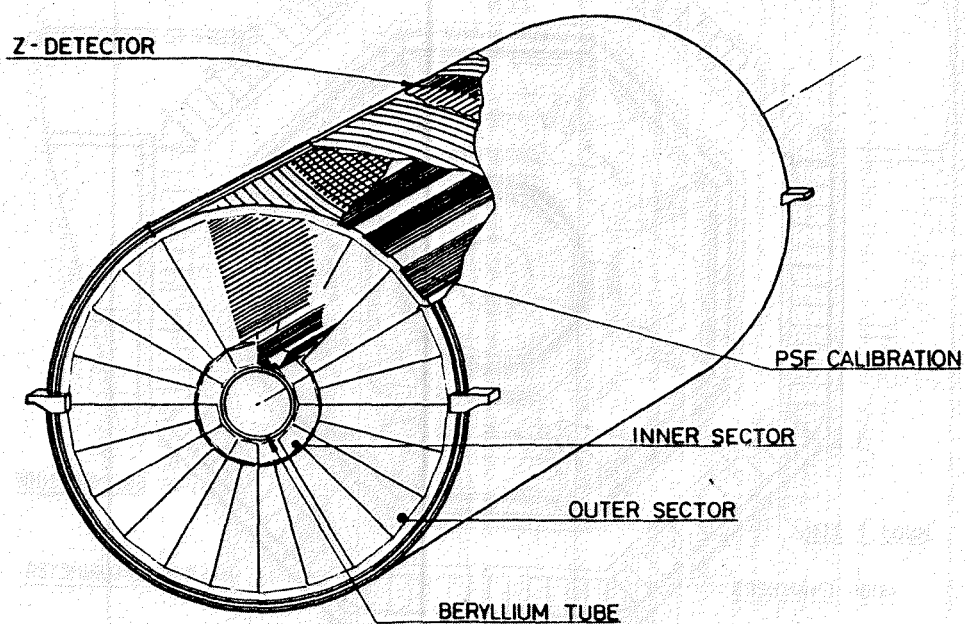
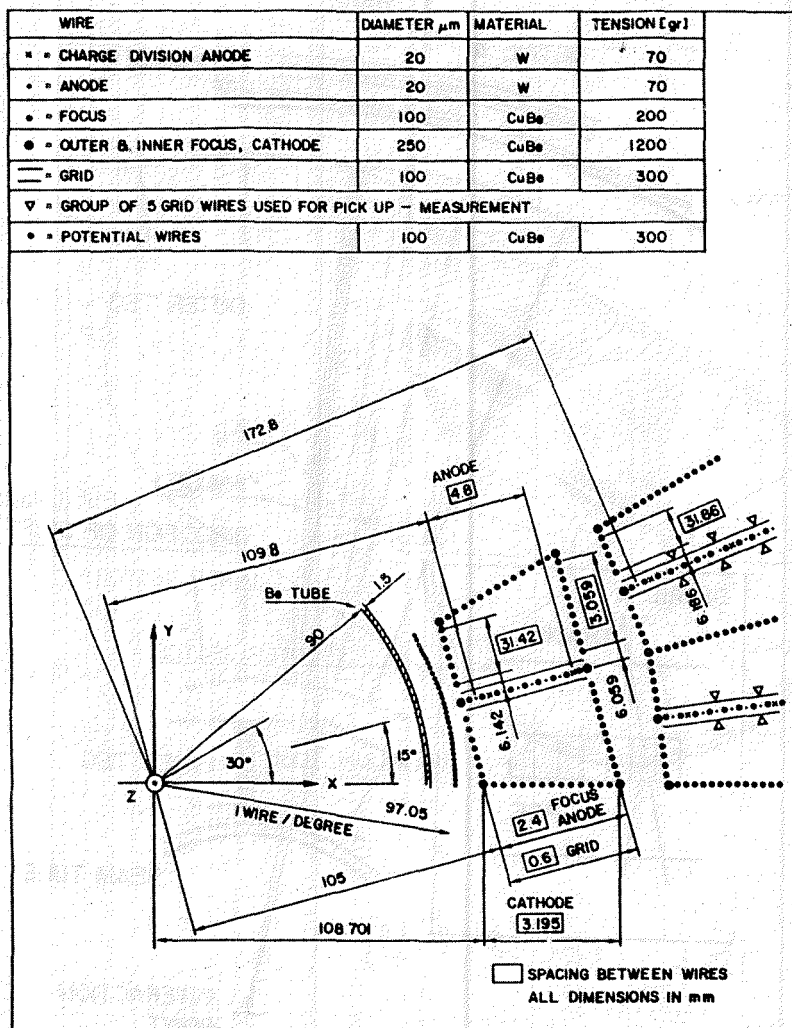


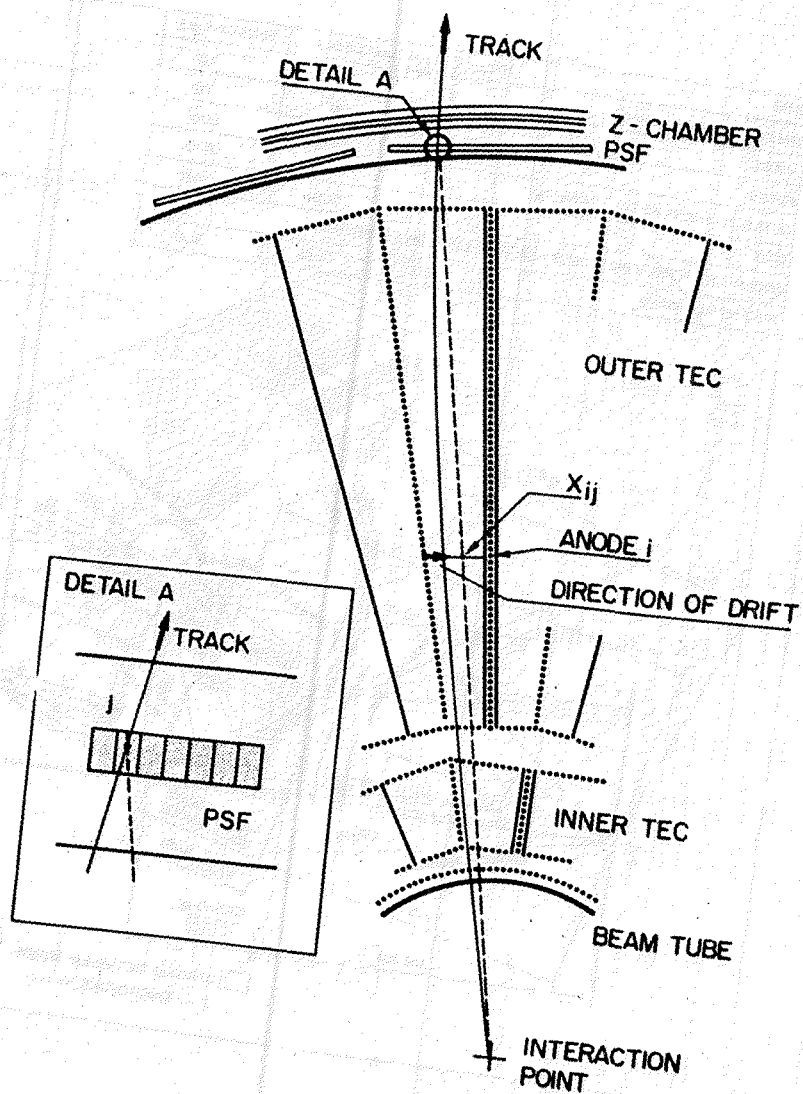
图 = L3 探测四横剖面图



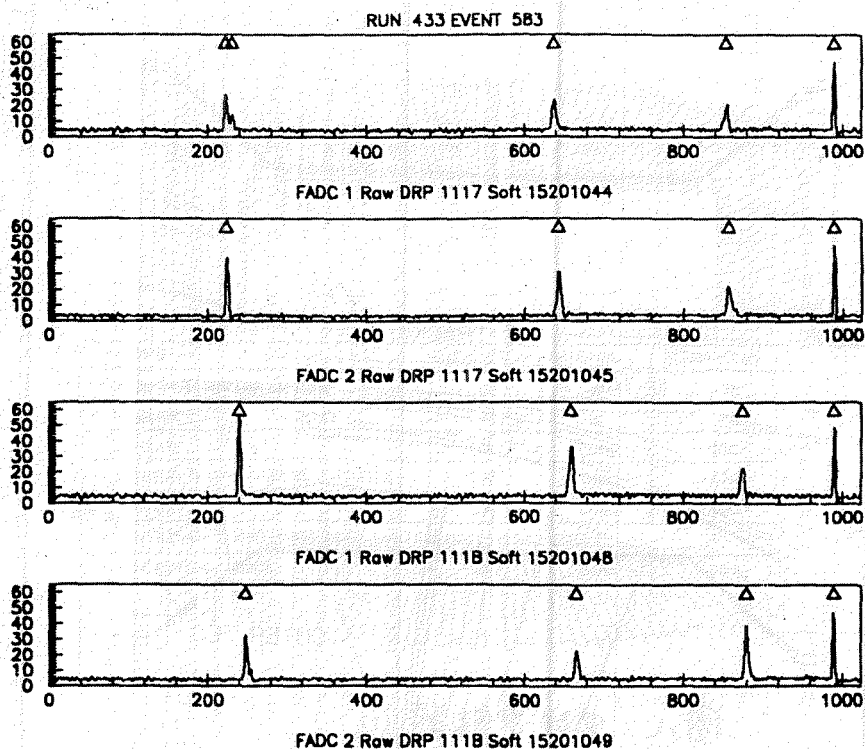
图三 TEC 立体图



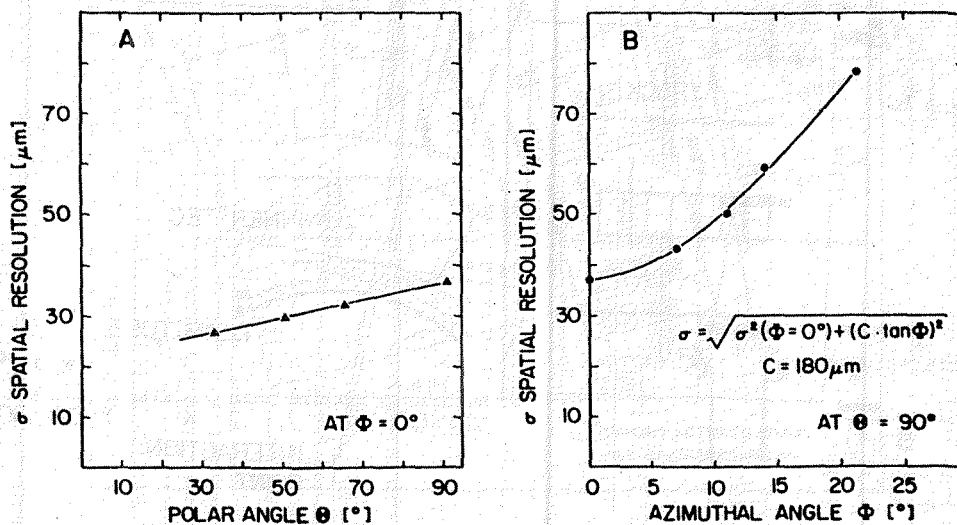
图四 TEC 各种丝的布置



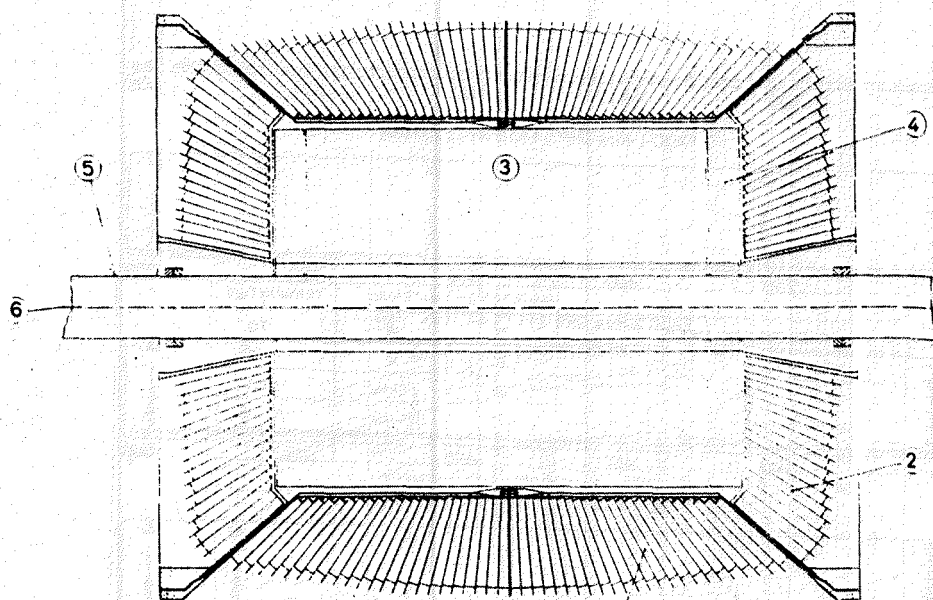
图五 径迹的测量原理图



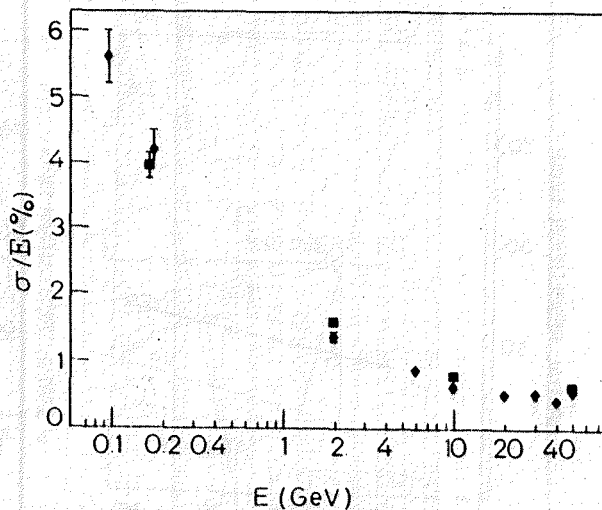
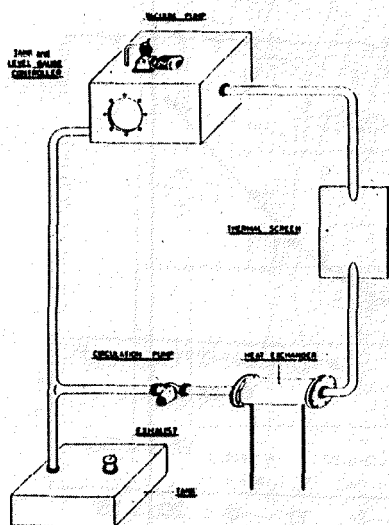
图六 TE FADC 信号谱



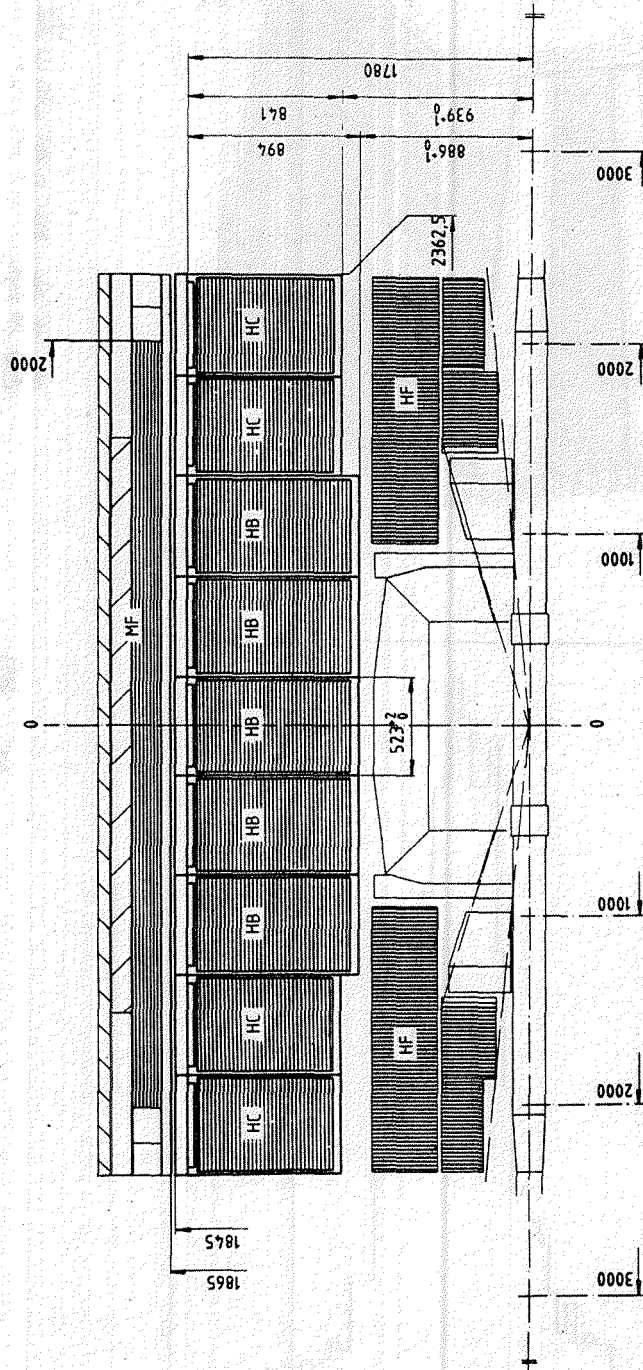
图七 TEC 的空间分辨率



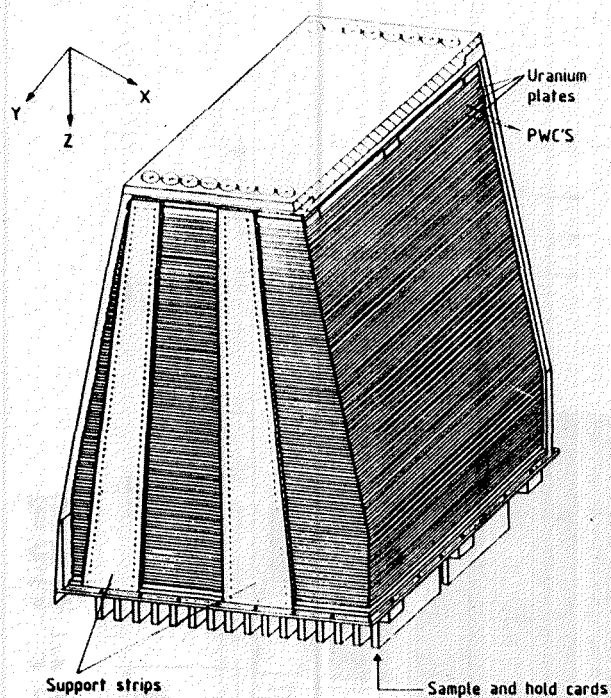
图八 电磁量能器 ①



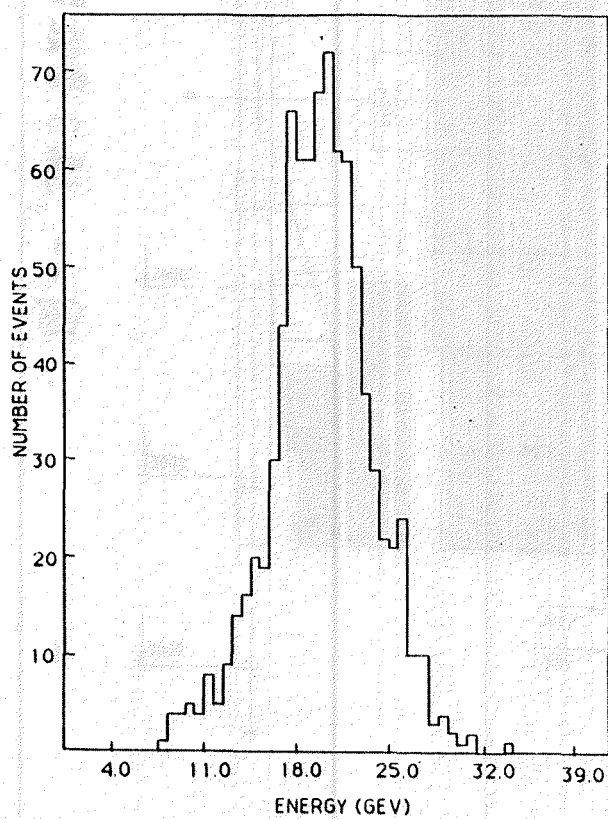
图九 BGO的恒温系统 图十 BGO的能量分辨率



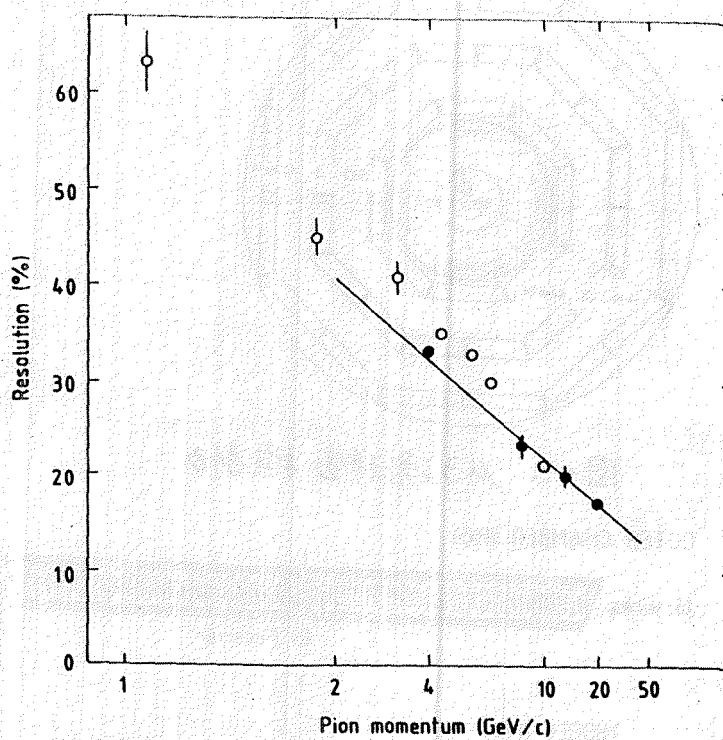
图十一 强子量能器的纵剖面图



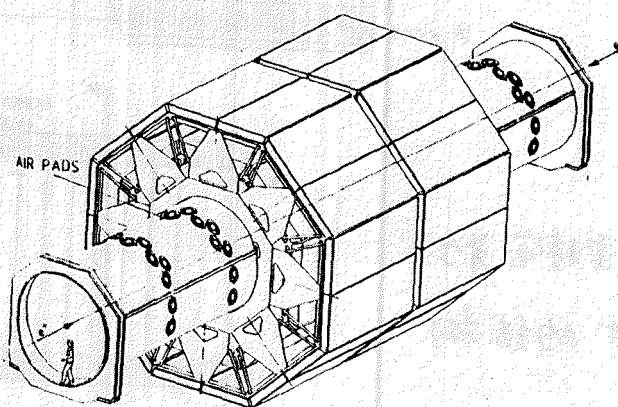
图十二
强子量能器模块图



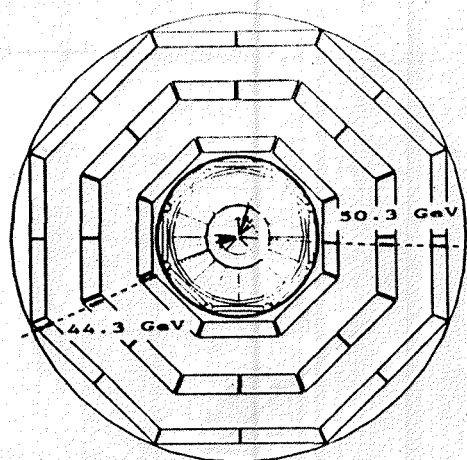
图十三
20GeV
的
测
量
能
谱



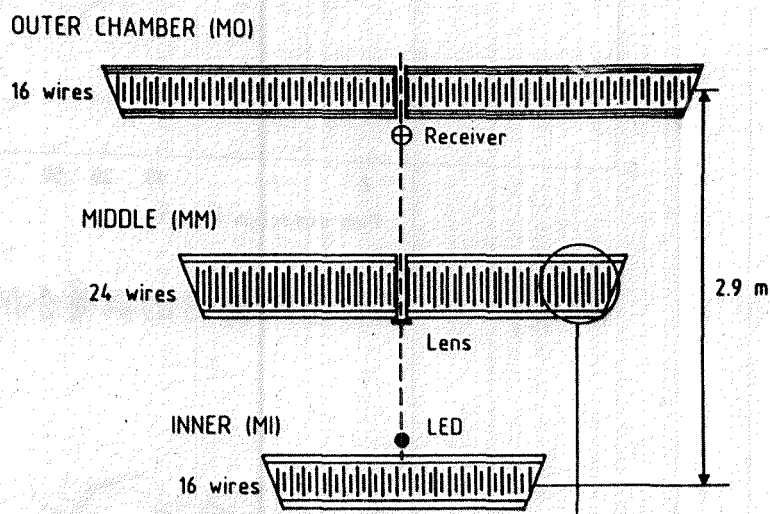
图十四 强子量能器的能量分辨率



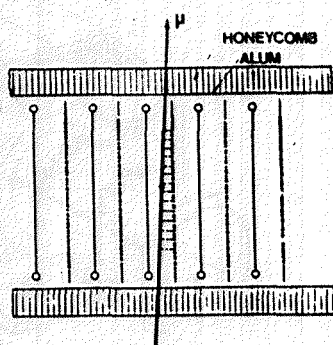
图十五 μ 子漂移室

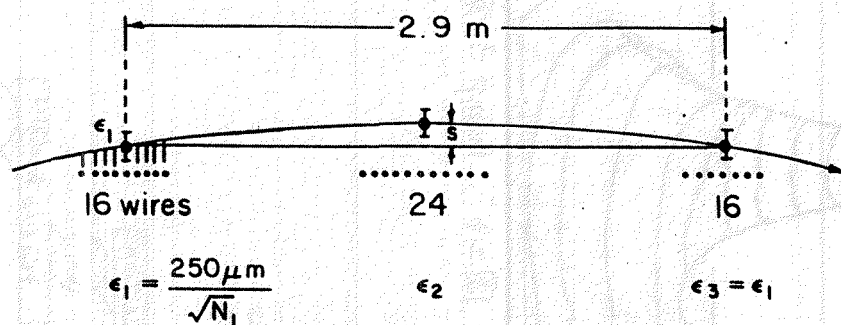


图十六 μ 子漂移室横剖面

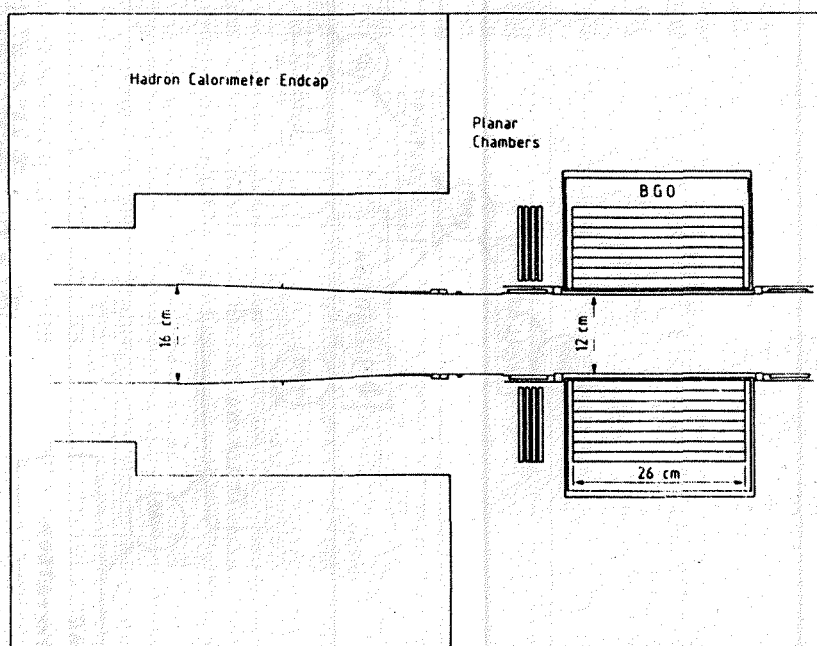


图十七
 μ 子漂移室单
octant 的结构





图+八 a M3 漂移室 Sagitta 的测量误差



图+八 b 亮度监测器的位置

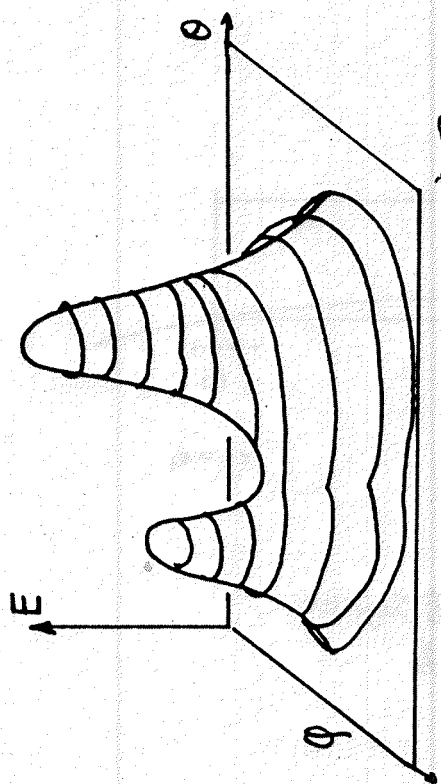


图 2 + Bump 示意图

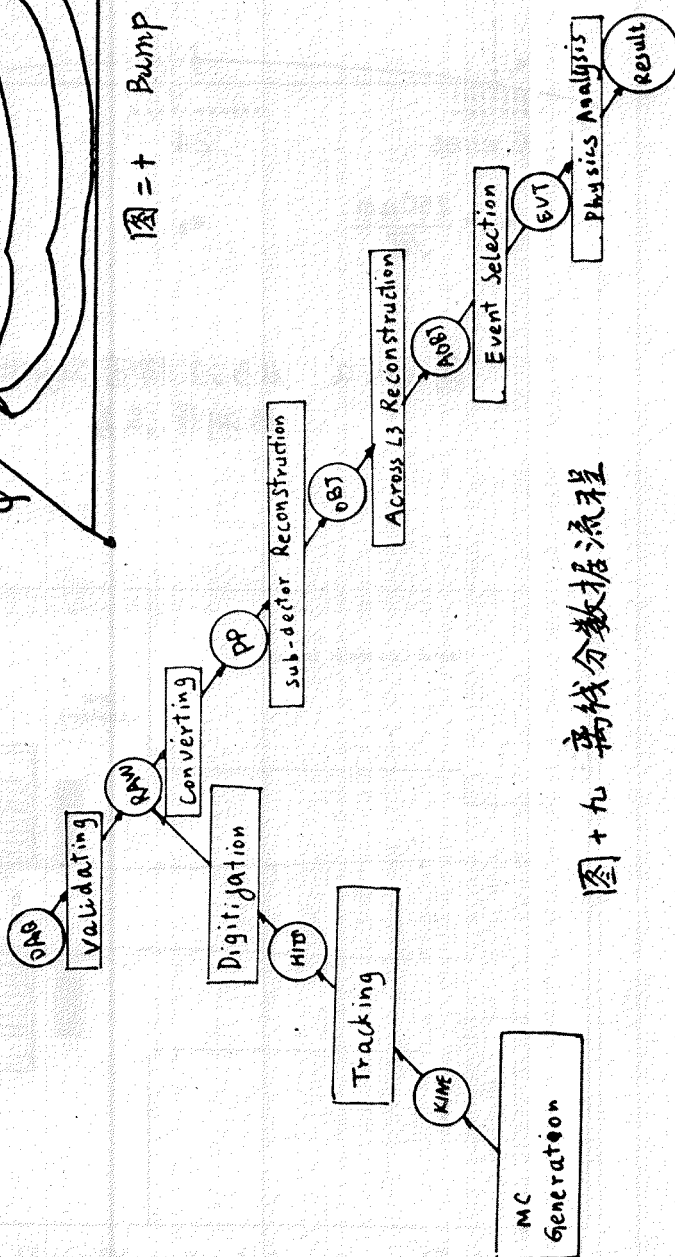


图 2 + 离线分数据流程

第 四 章

L3量能器束流测试中的 e/π 分辨研究

§ 4.1 引言

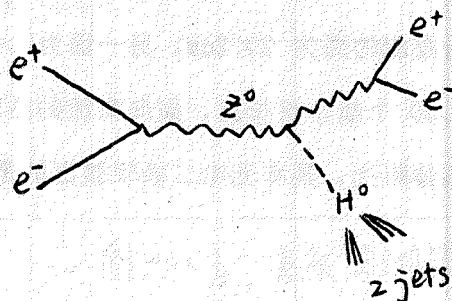
在L3实验中，大角度Bhabha事例是不难被鉴别出来的。假设束流能量为 $\sqrt{S}=Mz$ ， $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ ， e^+ 或 e^- 各带有 $\sqrt{S}/2$ 的能量，它们中绝大多数都停止在电磁量能器(BGO)里，而这么高能量的强子，一般都穿过BGO，将能量大部分沉积在强子量能器里。但对由 τ 衰变而来的 e 和 π 必须小心。在：

$$\tau^- \rightarrow e^- \nu \bar{\nu} \quad (1)$$

$$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu \quad (2)$$

过程中，由于中微子带走了能量，因此 e 和 π 的能量连续分布，低能的 π 很容易被误判成 e 。反之亦然。

过程(2)是很有意义的，因为根据 π 的能谱可以确定 τ 的极化不对称性，进而确定标准模型中的重要参数 $\sin^2 \theta_W$ ，从此可见 e/π 分辨对 τ 物理是关键性的，这也是对量能器束流测试数据进行 e/π 分辨研究的动机。同时，这也是L3实验中的一项基础性的工作，不但对 τ 而且对其它物理也是很有意义的，比如：



是一个用于寻找Higgs的过程，其信号是 e^+, e^- 和 2jets。如果 e^+e^- 实际上是强子，那么找到的Higgs就是赝品。

L3探测器的量能器由电磁量能器(BGO)和强子量能器组成。两者分别进行了束流测试以后，于87年夏进行了两者合在一起的束流测试，使用的束流是CERN的SPS产生，有 e, μ, π 三种，能量有4, 8, 12, 20Gev四个点。

这些束流测试数据已由童国梁等人作了详细的分析，他们不但对量能器进行了刻度，而且求出了量能器能量分辨随能量的变化规律[1]。 e/π 分辨的研究是在他们的工作的基础上进行的。

§ 4.2 实验装置

(一) 束流线

实验中所用的束流由 210Gev 的 质 子 轰 击 铍 靶 而 得 到。它可以提供 μ, e, π 束流，能量范围在 2 至50Gev内可调，动量分辨 $\Delta P/P$ 小于1%。整个实验装置如图一所示。在闪烁计数器 S1 后面跟有 2 个契伦柯夫计数器C1, C2, 然后有二个闪烁计数器S2和S7, 接着为量能器BGO晶体阵列和四个强子量能器模块，吸收体铁的核作用长度4.8个，最后的S6也是闪烁计数器。电子和 π 的束流由S1, S2和夹在中间两个契伦柯夫计数器鉴别。 μ 子不但能穿过具有约5个核作用长度的量能器，而且能穿过4.8个核作用长度的铁块，因此 μ 子由 S6 触发。

(二) 量能器

在束流测试中所用的量能器与最后安装在L3探测器内的量能器是完全一致的。每块BGO晶体是一棱台，向着束流的面为 $2 \times 2\text{cm}^2$ ，另一面为 $3 \times 3\text{cm}^2$ ，长度 24cm，具有 22 个辐射长度和 1.09 个核作用长度，面向束流的晶体排列如图二所示。这是一个 10×10 的BGO晶体阵列，具有光电二极管读出的是80道。

强子量能器有4个模块, 图 3 是一个模块的形状, 它由60层多丝正比室和58层5mm厚的U 及一层不锈钢块夹层而成。详细结构在参考文献[2]中作了描述。相邻两层正比室的丝的走向互相垂直。这是为了确定坐标。按其功能, 能够测量 ϕ 坐标的正比室被称为 ϕ 室, 而能够测量Z坐标的室称为Z室, R的坐标由室所在的层决定。为了减少读出道数, 降低造价, 又不带来能量分辨的损失, 陈和生用 Monte Carlo作了详细的研究, 提出一个将相邻的平行的同层的丝和几层隔层的丝组织起来一起读出[3]的方案, 每个这样的组织称一个“小塔”(tower)。

BGO信号的放大和数字化请见参考文献[4]。

对于强子量能器, 每个“小塔”的讯号先由LRS2724前置放大器放大100倍, 在由 LRS1882F 快总线 ADC 数字化, 然后由 VME CAMAC Controller 读出, 最后由VAX-750计算机记录到磁带上。

关于BGO的刻度请见参考文献[4], 而强子量能器的刻度请见参考文献[5]。

§ 4.3 L3探测器 e/π 分辨的一般方法

电子簇射是电磁簇射, 其形状是小而浅, 而强子则宽且深。根据这个特点, 在 L3 实验中, 可由以下几个量来区分 e/π :

1). $R_9 = E_9/E_{25}$

这个量来自于电磁量能器。电磁量能器是由棱台形的BGO晶体组成。如果有带电粒子击中某块晶体而产生簇射, 则这块晶体往往能输出最高的能量, 边上几块晶体次之, 从而形成了能量在空间分辨上的一个局部最大--簇射峰(Bump)。E9就是具有最大能量输出的晶体的周围 8 块晶体和这块晶体本身的能量之和。同样 E25 是环绕最大输出晶体的 25 块晶体的能量之和。R9 反映了簇射的横向分布。对于电子, 簇射一般不超出 9 个晶体的范围, 因此 $R_9 \sim 1$ 而对于 π , 簇射很宽, R9 应该小得多。

2). $R_f = E_f / E_{tot}$

这是来自于强子量能器的信息。我们已经知道，强子量能器由铀和多丝正比室夹层而成。 E_f 即 E_{front} ，这里定义为强子量能器最前二层能量输出之和。 E_{tot} 则为同一个簇射的全部强子量能器的能量输出。 R_f 反映了簇射的纵向发展，电子一般不穿过前两层，因而 $R_f \approx 1$ ，对于 π 则小得多。

3). $R_b = E_b / (E_b + E_h)$

这个量综合两个量能器的信息。 E_b 是一个簇射中的BG0能量输出， E_h 则是属于同一簇射的强子量能器能量输出。原则上说， E_b 不能与 E_h 相加，因为 E_b 是以电子刻度的，而 E_h 则是以 π 刻度的。如果是电子， E_b 反映了电子在BG0中真实的能量沉积，若是 π ， E_b 并不反映 π 在BG0中的真正能损。但作为 e / π 分辨的一个工具，这样定义的 R_b 仍有实用性。对于电子 $R_b \approx 1$ ，对于 π ， R_b 较小。

4). $P_{tec} \sim E_b$ ，动量能量关系

P_{tec} 是由漂移室 (TEC) 测量到的一个带电粒子的动量。 E_b 则是由相同粒子产生的BG0中簇射的能量输出。由于能量很高，粒子的静止质量可以略去不计，理想地说，对于停止在BG0内的电子， $P_{tec} = E_b$ ，但对于停止在BG0内的 π ，由于强子簇射中，中子带走了能量，因而响应低。令 $E_{pi} = G_b \cdot E_b$ ，其中 E_{pi} 为 π 在BG0中实际的能量损耗， E_b 为BG0的能量输出(以电子刻度)，已知 $G_b \approx 2$ ，称为几何因子[1]。因此对于 π ， $P_{tec} = E_{pi} \approx 2E_b$ ，因而区别于电子。

5). 径迹位置和簇射重心的关系

由于径迹测量非常准确，电磁簇射的重心与入射点符合得好，但强子簇射涨落较大，由此可以判断径迹和簇射重心相差较大的是 π 。不过本章没有研究这个关系。

§ 4.4 束流的纯度检验和量能器能量校正

在这次 e/π 分辨研究中，所依据的数据由下表所示：

表 1

e		π	
RUN	E (Gev)	RUN	E (Gev)
218	4	217	4
201	8	216	8
252	12	254	12
168	20	182	20

如果在 π 中混有电子，或者在电子中混有 π ，这势必影响 e/π 分辨的分析结果。另外量能器的标定如果不正确，也将给 e/π 分辨带来困难。因此纯度检验和量能器能量校正是一必要的步骤。

纯度检验的目的是要排除杂质，而能量校正的目的是要使量能器能量响应的峰恰好在束流能量上。纯度检验可用散点图 E_b v.s. E_h 来完成，能量校正则要复杂一些。

下面先讨论电子，其次 π 。

一. 电子。

图4 表示四个能量的电子 E_b v.s. E_h 散点图，纵轴为 E_b ，横轴为 E_h ，从图中可以看出 4Gev 和 8Gev 的电子运行中，明显地有一些杂质，这些杂质应该在分析中扣掉。其实，20Gev 的电子运行中，杂质更多，这些杂质已经在做散点图之前扣掉。

图5 表示这四个能量的电子在强子量能器中的能量响应，纵轴为计数，横轴为强子量能器的能量输出 E_h ，由此我们看到，对于 12Gev 和 20Gev， E_h 的平均值约

为 0.43Gev, 4Gev和 8Gev稍大, 原因是杂质尚未扣除, 如果扣除杂质, 则对于 4 - 20Gev的电子, $\langle E_h \rangle < 0.5\text{Gev}$.

图6 表示这 4 个能量的电子的 R_f 分布, R_f 的定义请见第三节。我们看到不同能量的 R_f 分布是一致的。绝大多数事例都在 $R_f=0$ 附近。 $\langle R_f \rangle < 0.2$ 这说明, 强子量能器的能量主要地不是来源于前两层。从 $\langle E_h \rangle < 0.5\text{Gev}$, $\langle R_f \rangle < 0.2$ 我们可以推断, 对于 4--20Gev的电子运行, 强子量能器的能量输出来源于 U^{238} 的放射性, 我们称之为铀噪音, 因此不应计入电子的能量。

能量校正的复杂之处在于量能器有电磁和强子两部分, 每部分对于相同入射能量, 不同粒子的能量响应是不同的, 现在既然断定 4--20Gev的电子不能穿出BG0, 因此 E_b 分布的峰值必须在束流能量上, 因而问题就十分简单。我们以此为依据, 对 E_b 做了校正 (以后的 E_b 都指校正以后的 E_b)。

二. π

从 E_b v.s. E_h 散点图中, 对于4个能量的 π , 看不出有明显的杂质混入, 图7a是12Gev的 π 的情况, 对于 π , 这样的分布是正常的。在图中, 我们看到, 在底部, 即BG0 能量很小的区域有密集的事例分布。图7b是这些底部事例的强子量能器能量响应 E_h 的分布图。而图8(12Gev) 则是这些事例的 E_b 分布。从 E_b 的分布中我们看到, 峰值在 $E_b=0.26\text{Gev}$ 上。我们已经知道, 一个最小电离粒子穿过BG0 的电离能损为0.216Gev, 乘以相对论上升因子1.3, 为0.288Gev。由此我们可以推断, 这些 π 在BG0 中没有展开簇射, 只是留下电离能损。从图7b中我们看到, E_h 分布有二个峰。大峰意味着绝大多数这样的 π 在强子量能器中簇射开来, 入射能量也在其中全部消耗。小峰意味着有少量这样的 π 穿过整个强子量能器, 没发生簇射, 只留下电离能损, 这些小峰中的事例被称为 Sailing through事例, 而所有这些穿过BG0, 没簇射开的事例称为 Penetrating(穿透)事例。一般的 π 都先在BG0中簇射, 并进

入强子量能器继续进行，能量在两个量能器中均有沉积。

Penetrating事例可以被用来作强子量能器的能量校正。由于这些事例在BG0中只留下电离能损，因此这些事例的总能量：

$$E_{pi} = E_b + E_h$$

这里的 E_b 是以电子刻度， E_h 由强子刻度。一般说来： $E_{pi} = G_b \cdot E_b + E_h$ ，而 $G_b > 1$ ，这是由于强子簇射中，中子带走能量而不产生光输出。

我们只要校正 E_h ，使得 E_{pi} 的峰值在束流能量上，如图7所示。

§ 4.5 e/π 分辨的方法和结果

(一) R_9 的比较

如前所述 $R_9 = E_9/E_{25}$ 。在分析中，先寻找具有最大能量输出的 BG0 晶体，然后将围绕这块晶体的 9个晶体的能量相加得 E_9 ，类似地可得 E_{25} 。

图9和图10分别为 π 和电子的 R_9 分布图。电子的峰值在 $R_9 = 0.95$ 左右， π 的分布较广，但是对 π ， $R_9 > 0.95$ 的事例很多，由此可见，光用 R_9 是不能区分 e/π 的。

对于 4个能量的 π ，都约有 $1/3$ 的事例 $R_9 = 1$ ，实际上这些为 Penetrating 事例，“着火”的晶体只有一两块，自然 $R_9 = 1$ 。

(二) R_f 的比较

图6是电子的 R_f 分布，图11则为 π 的分布。我们看到两者的分布基本相同，因此不能用 R_f 来区分 e/π 。其实上我们在前面的讨论中已知，对 4--20Gev的电子，能量都消耗在BG0中，强子量能器的能量为轴噪音。

(三) R_b 的比较

图12表示了电子和 π 的 R_b 分布，从中我们看到，相互交叉的区域很小，如果以此为标准来区分 e/π 是合适的。

(四) Rb和 R9的关系

图13和图14展示了 Rb vs. R9的散点图，纵轴是Rb，横轴是R9。对于电子，事例主要都集中在 $Rb \approx 1$ ， $R9 \approx 1$ 的区域， π 的分布较广，但在这个角上分布较疏这是因为，对于 π ， $Rb = E_b / (E_b + E_h) > 0.9$ 时，能量主要消耗在BG0中，这时强子量能器的宽度就要比电磁簇射要广，即R9比电子的要小。

如果我们使用 Cut:

对于电子: $Rb > 0.86$.or. $Rb > 0.6$.and. $R9 > 0.94$

否则即为 π 。

这就是图13中的划分，上区域为e，下区域为 π 。由于形状如钥匙，被称为“Key cut”，那么，我们可以得到以下结果：

表 二

E (Gev)	粒 子	效 率 (%)	本 底 (%)
4	π	91.3	2.2
	e	97.8	8.7
8	π	92.3	8.1
	e	91.9	7.7
12	π	93.0	2.3
	e	97.7	7.0
20	π	94.1	1.1
	e	98.9	5.9

误判的电子即为 π 的本底，反之亦然。从表中我们看到，这个Cut在高能区域的效果比低能区域好。

(五) 动量和BG0能量的关系

在束流测试中，动量被非常正确地测出，但在具体的L3实验中，动量依靠漂移室测出，有一定的动量分辨。在这次分析中，使用 Monte carlo方法对动量值进行抽

样，动量分辨比设计指标要大些：

$$\Delta P = 2\% P^2 + 1\% P$$

这样，对 $P=20\text{Gev}$ ， $\Delta P=8.2\text{Gev}$ 。

首先我们比较电子和 π 的 $P-E_b$ 的分布(如图15所示)

相交叉的区域很大，即 e/π 区分的不理想。

定义：

$$\Delta = |2 \cdot E_b - P_{tec}| - |E_b - P_{tec}|$$

图16为电子和 π 的 Δ 分布图。

在这个分布图中， e 和 π 基本分开。可见 Δ 是一个很好的 Cut。

如果我们说：

对于 e ， $\Delta > 0$ ，否则为 π 。

这个 Cut 被称为 Δ Cut。

我们可以得到如下结果：

表 三

E (Gev)	粒 子	效 率 (%)	本 底 (%)
4	π	96.3	2.7
	e	97.3	3.7
8	π	95.1	4.3
	e	95.8	4.9
12	π	91.2	5.0
	e	95.0	8.8
20	π	92.2	1.1
	e	87.2	7.8

从表中我们看到，这个 Cut 对低能区域更有利。

(六) 结果

从以上的讨论中，我们不难得到 e/π 分辨的方案：

对于 $(E_h + E_b) > 10\text{Gev}$ ，满足 “Key Cut” 的为 e ，否则为 π 。

对于 $(E_h + E_b) < 10\text{Gev}$ ，满足 “ Δ Cut” 的为 e ，否则为 π 。

使用这个方案，对每个粒子每个能量都检验了约5000事例，得到以下结果：

表 四

E (Gev)	粒 子	效 率 (%)
4	π	95.7
	e	97.3
8	π	95.3
	e	94.7
12	π	93.7
	e	96.8
20	π	94.9
	e	99.3

(七) 讨论

由表4可见，在4--20 Gev 能量区域内， e/π 分辨都在 93% 以上，这样的结果是可以接受的。但是实际事例中由 τ 衰变的 e 和 π 能量区域更大，我们不能武断地说，在 4--20 Gev 能量区域中的 cut 可以放心地用于真实事例的处理中，另外，在真实事例的数据处理中，BG0 “台阶”的扣除与束流测试稍有不同，还存在其它一些细微的不同之处，我们也不能肯定这些不同之处对 cut 的具体值没有影响。然而束流测试中的 e 和 π 与实验中出现的 e 和 π 必然遵循相同的规律，“key” cut 和 “ Δ ” cut 必将是有效的区分手段，只不过要用大量的真实事例做离线刻度，以确定具体的 cut 值。

参考文献

- [1] K. L. Tung et al., The Performance of Four L3 Hadron Calorimeter
Modules with BGO, to be published.
- [2] A. Arefiev et al. , Proportion Chambers For Barrel Hadron
Calorimeter of the L3 Experiment. to be published.
- [3] H. S. Chen, NIM A256(1987) 261
- [4] J. A. Bakken et al., NIM A254(1987)535
- [5] C. Chen et al., NIM A272(1988)713-721

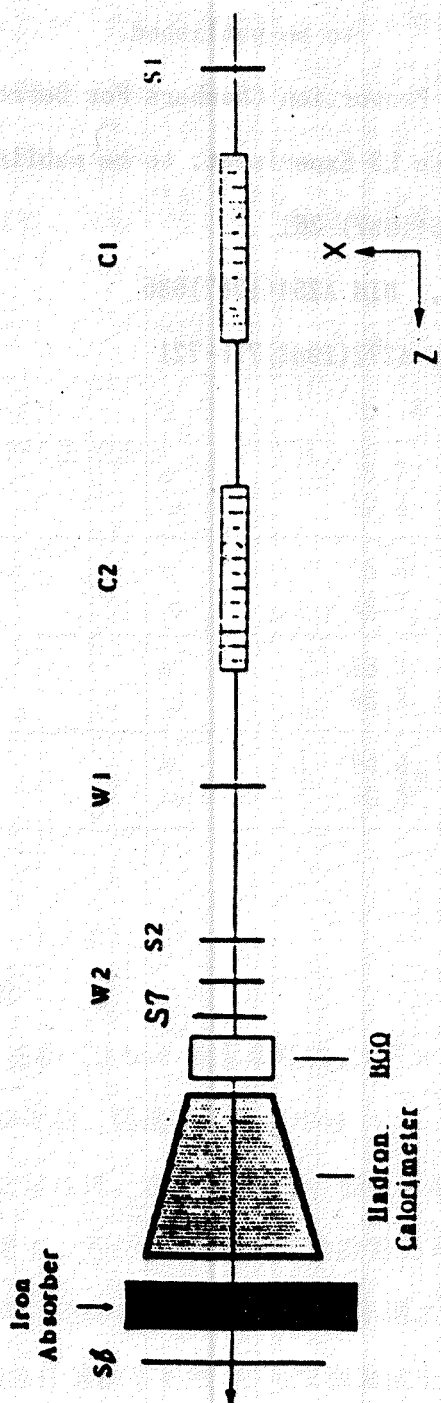


图- 束流测试的实验装置示意图

B60 Matrix 80 Channels

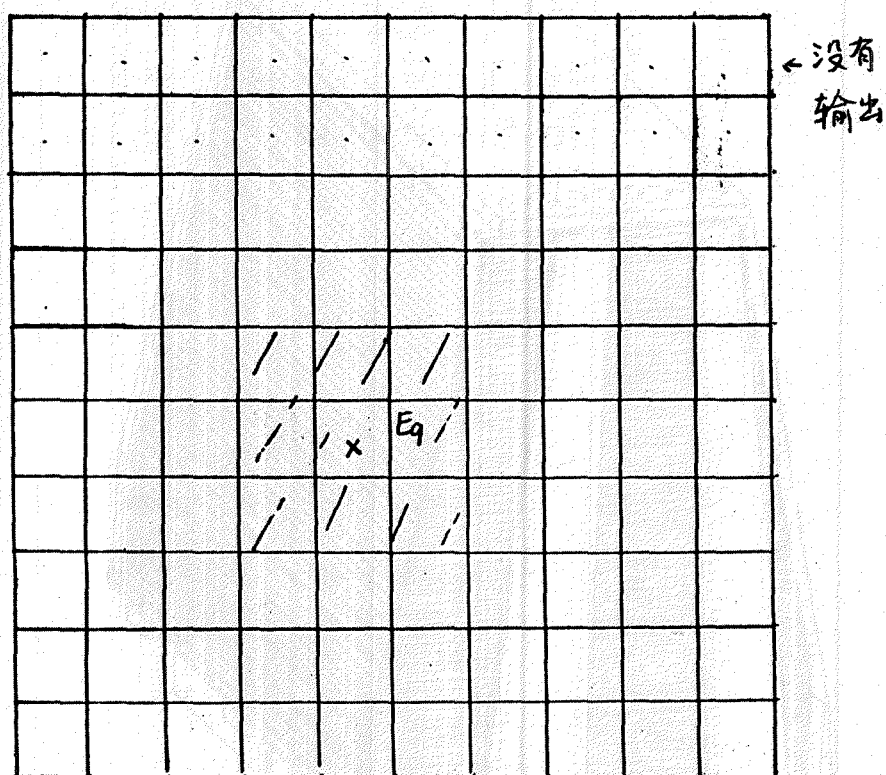
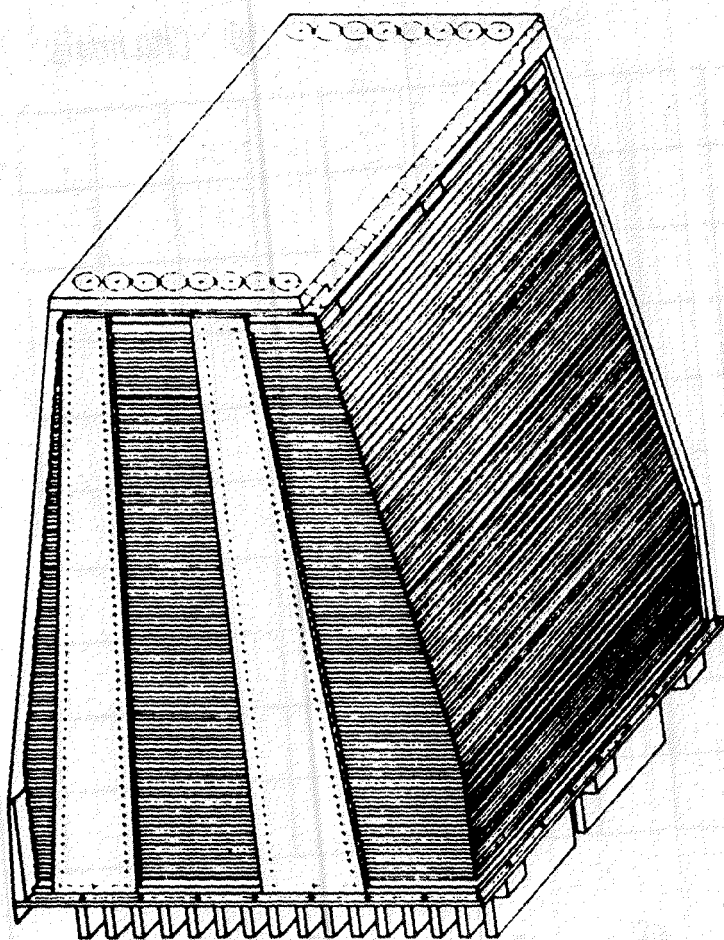
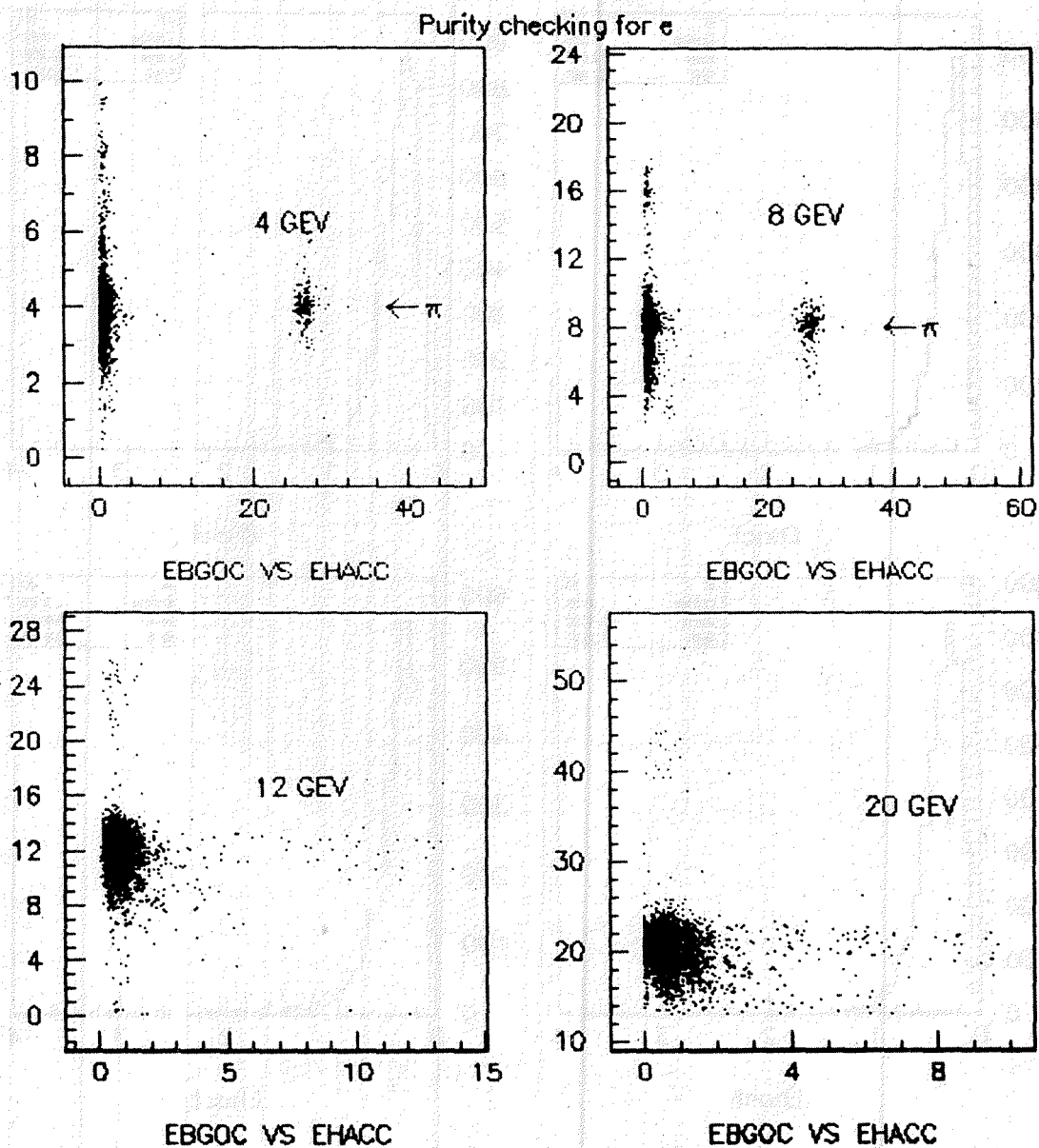


图 = B60 阵列图



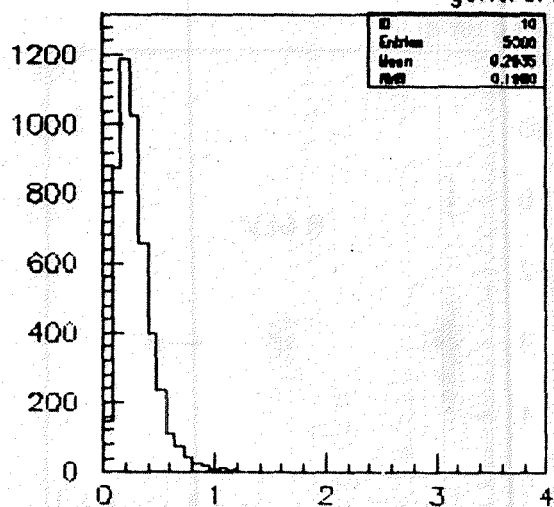
图三 单个强子量能器模块



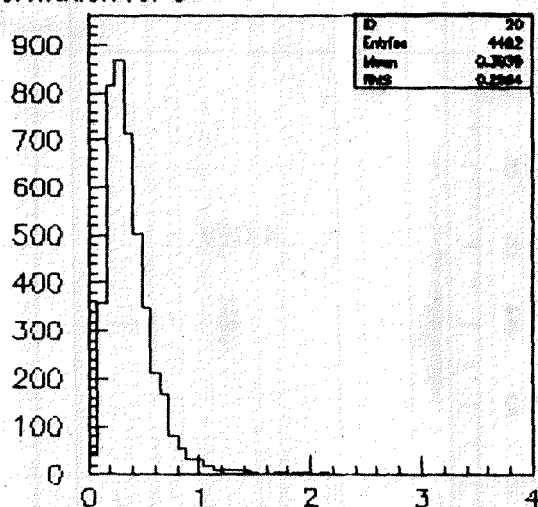
图四 电子的 E_{bgo} vs. E_h plot图

纵轴为 E_{bgo} , 横轴为 E_h

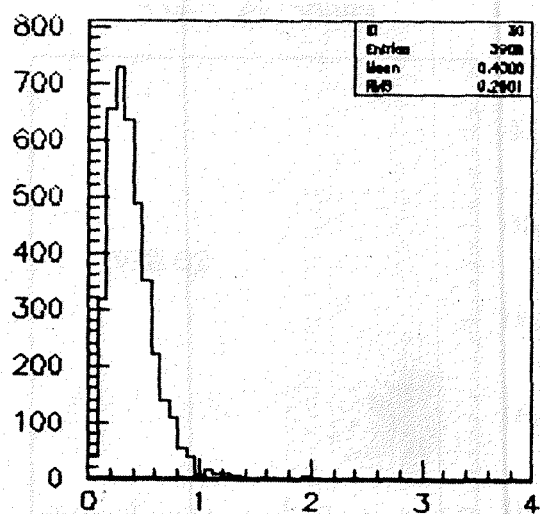
general information for e



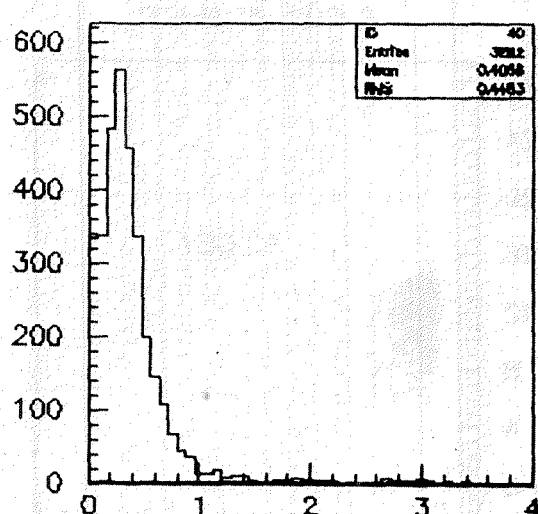
Ehact



Ehact

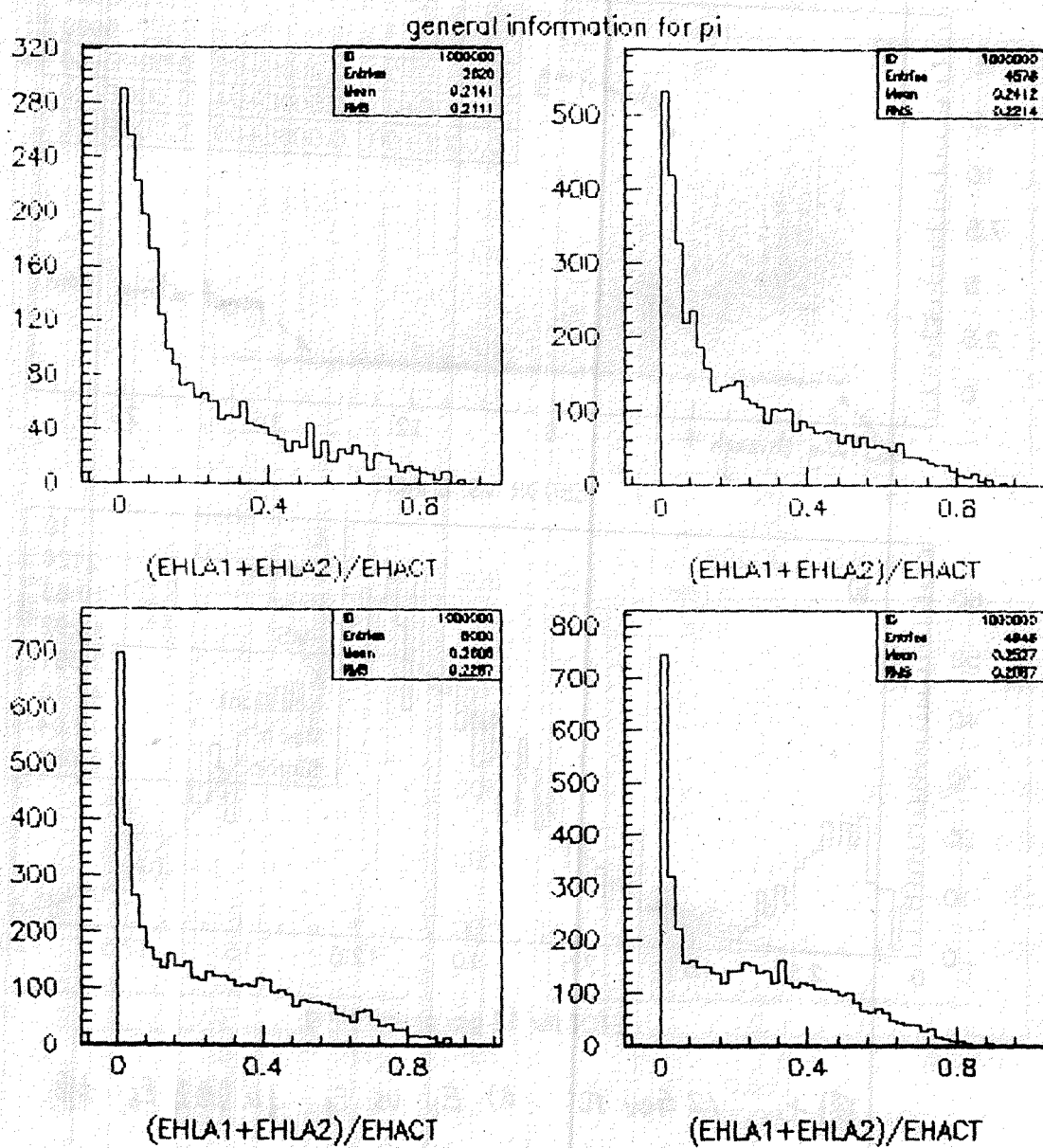


Ehact

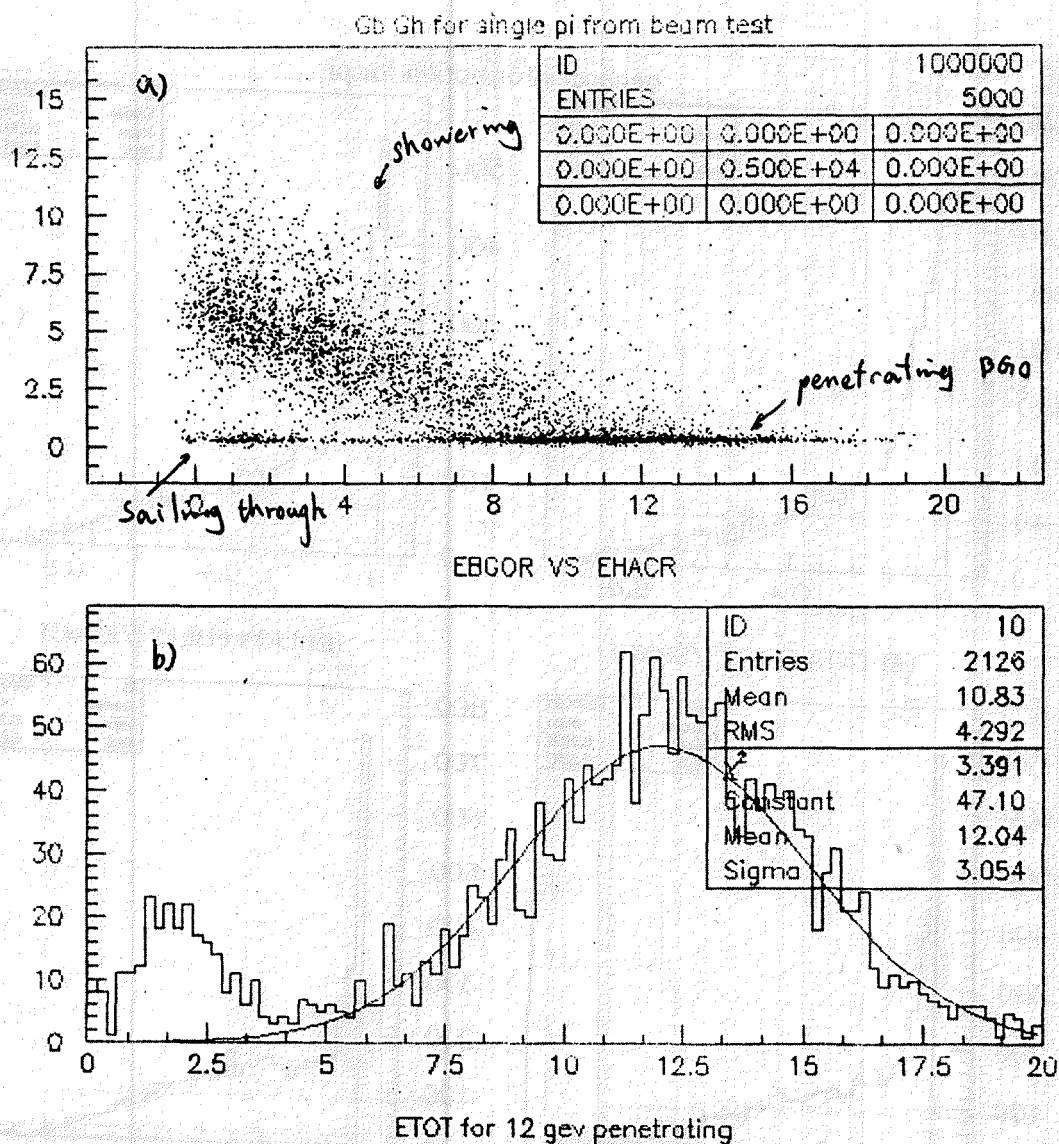


Ehact

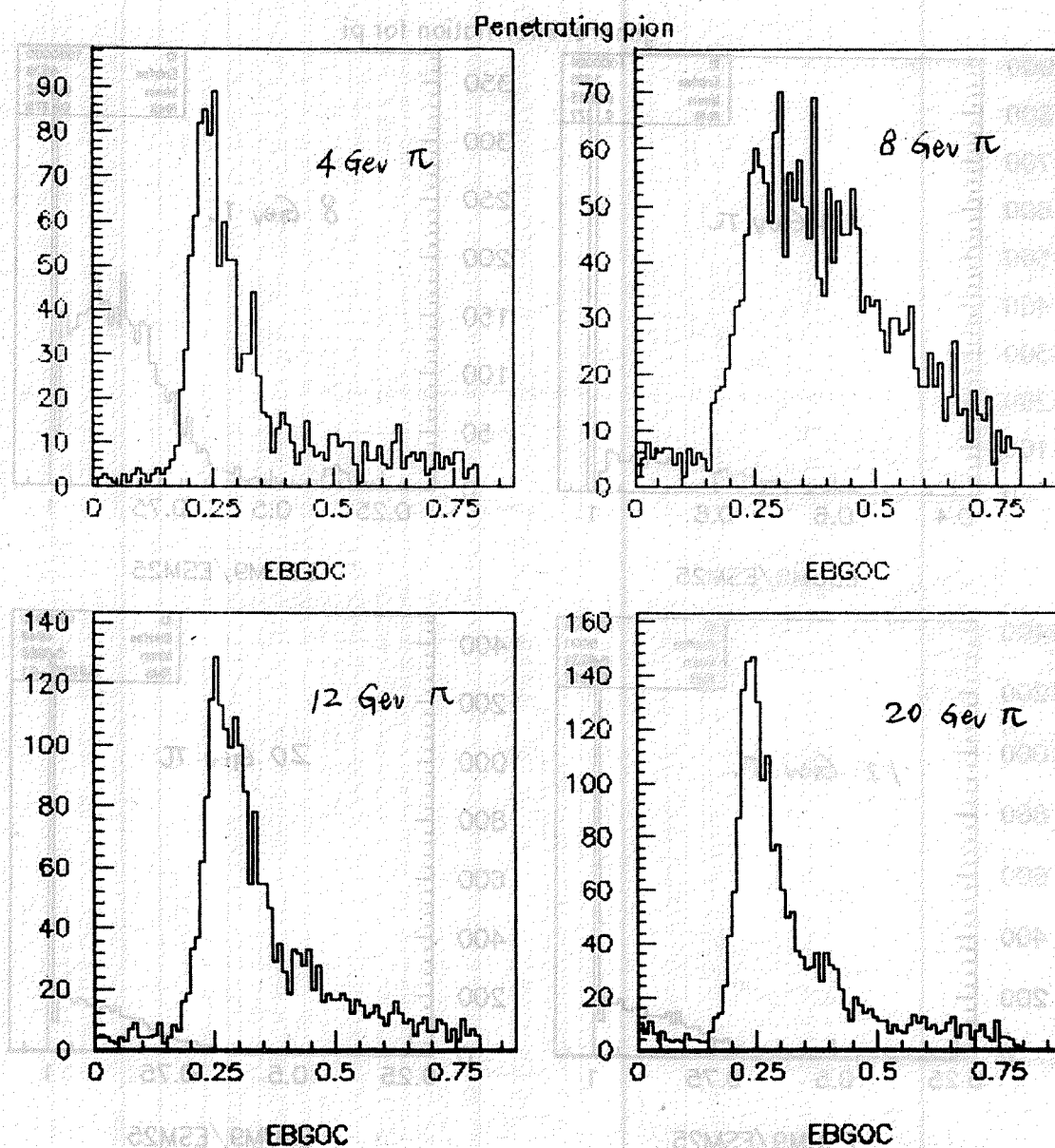
图五. 电子的强子量能器能谱



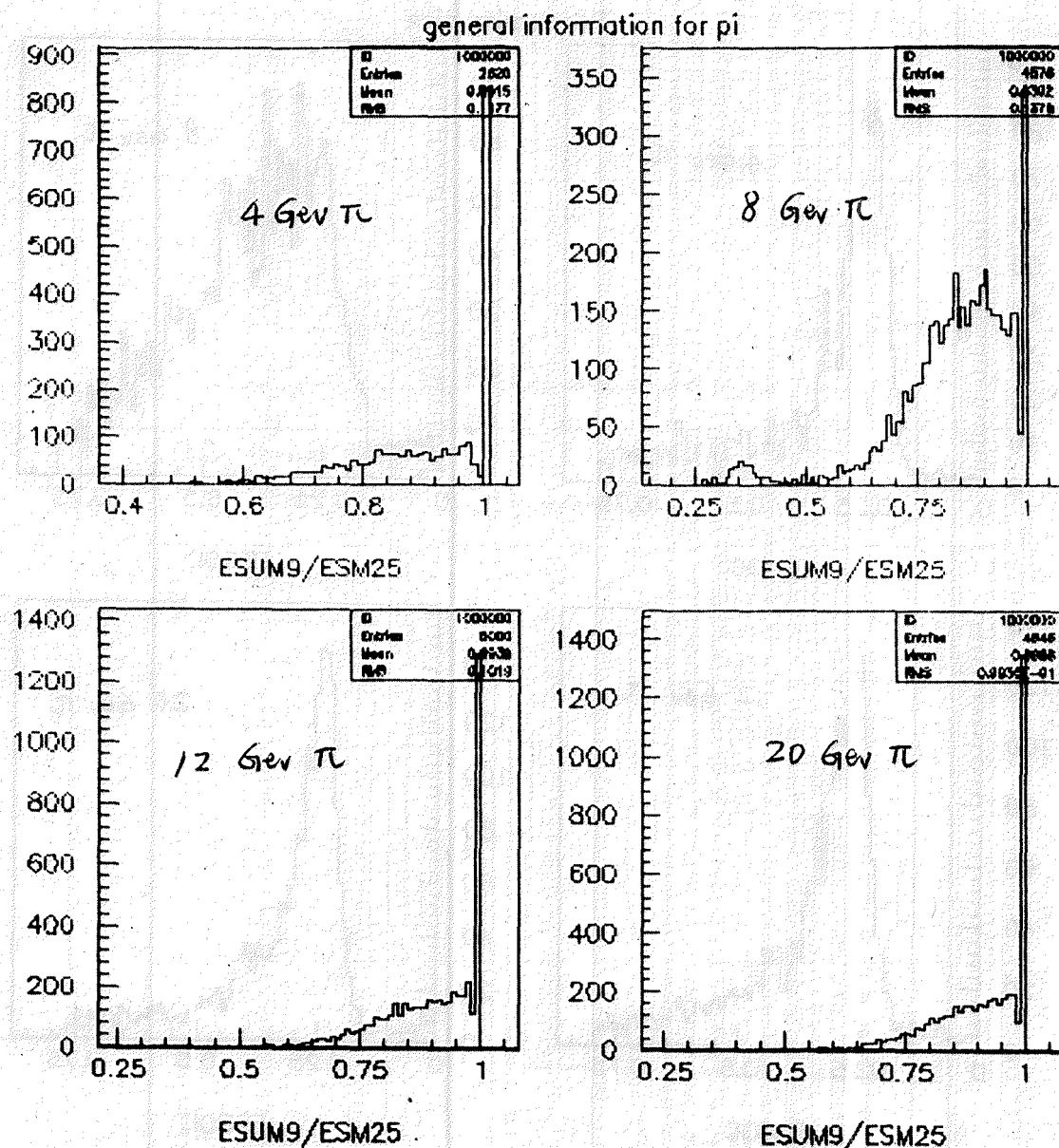
图六 电子的 R_f 分布



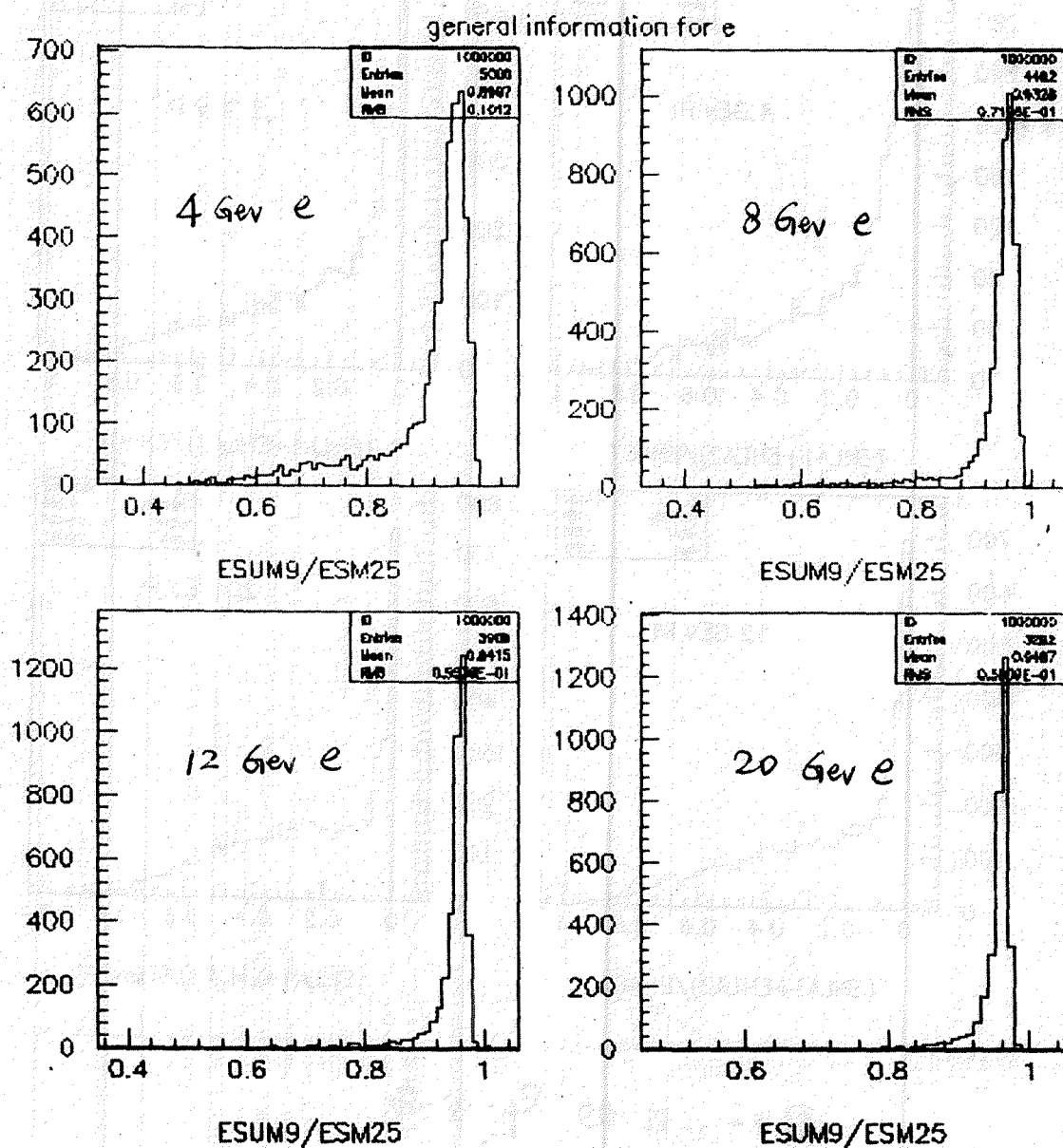
图七 12 GeV π a) E_b vs. E_h , 纵轴为 E_b , 横轴为 E_h . b) Penetrating 事例的 E_h 分布, 其中小峰为 Sailing through 事例



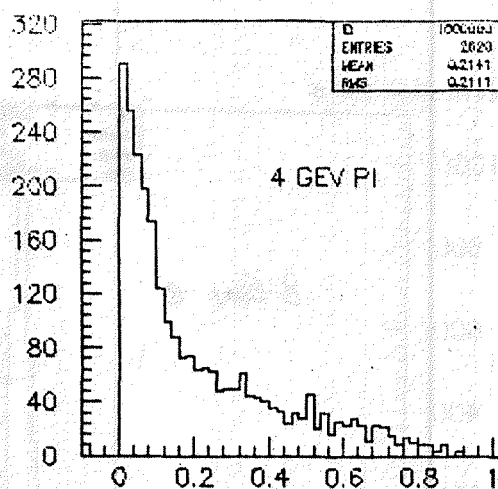
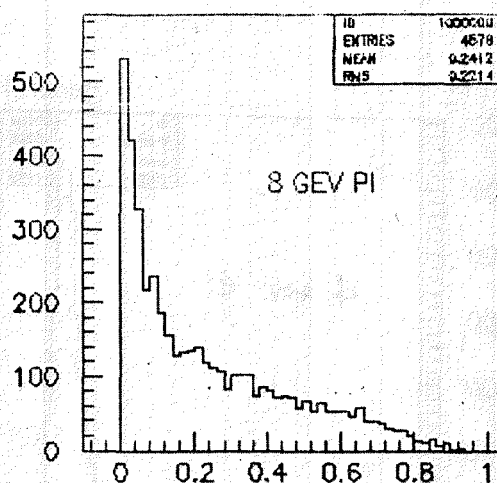
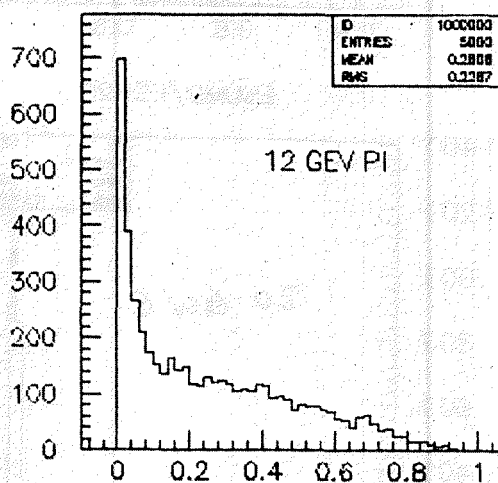
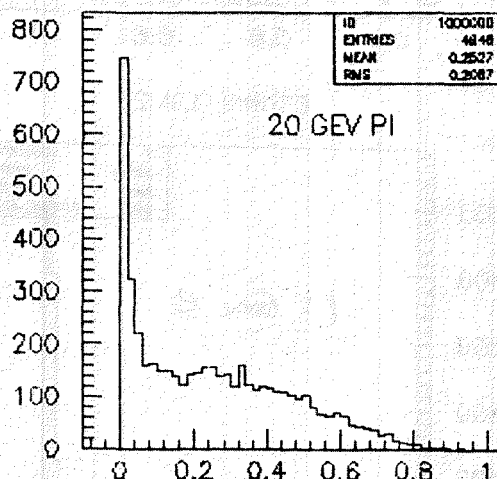
图八 Penetrating事例的 BGO能谱



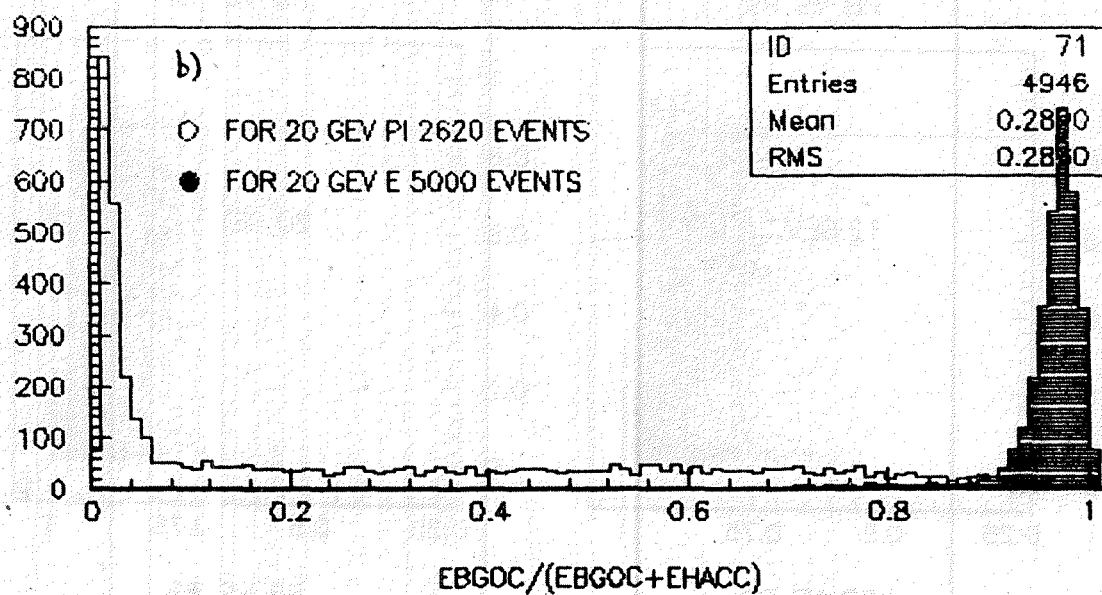
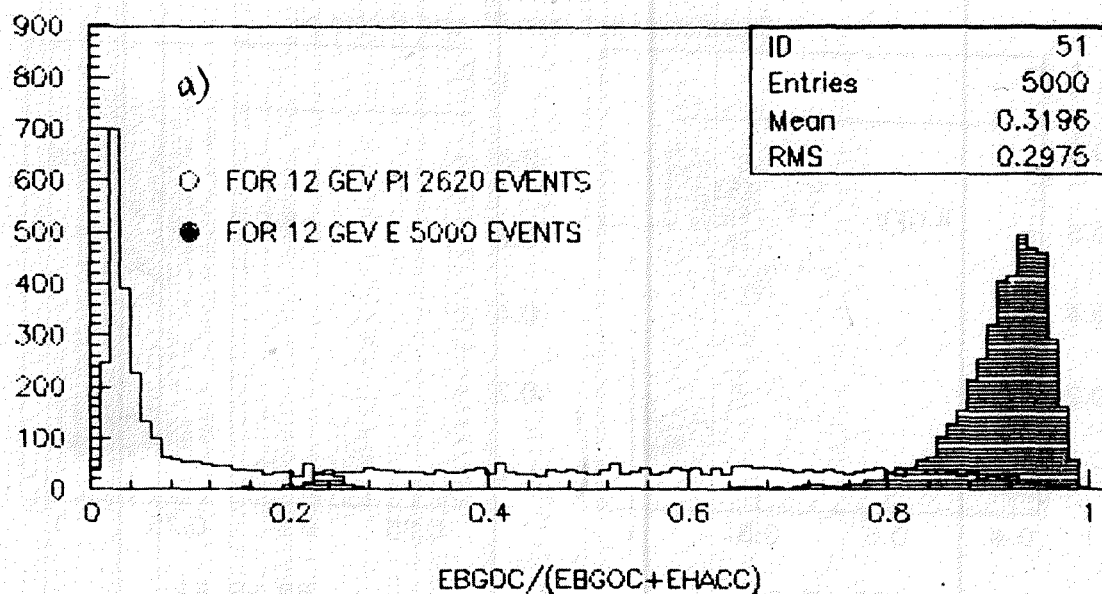
图九 π 的 R_q 分布



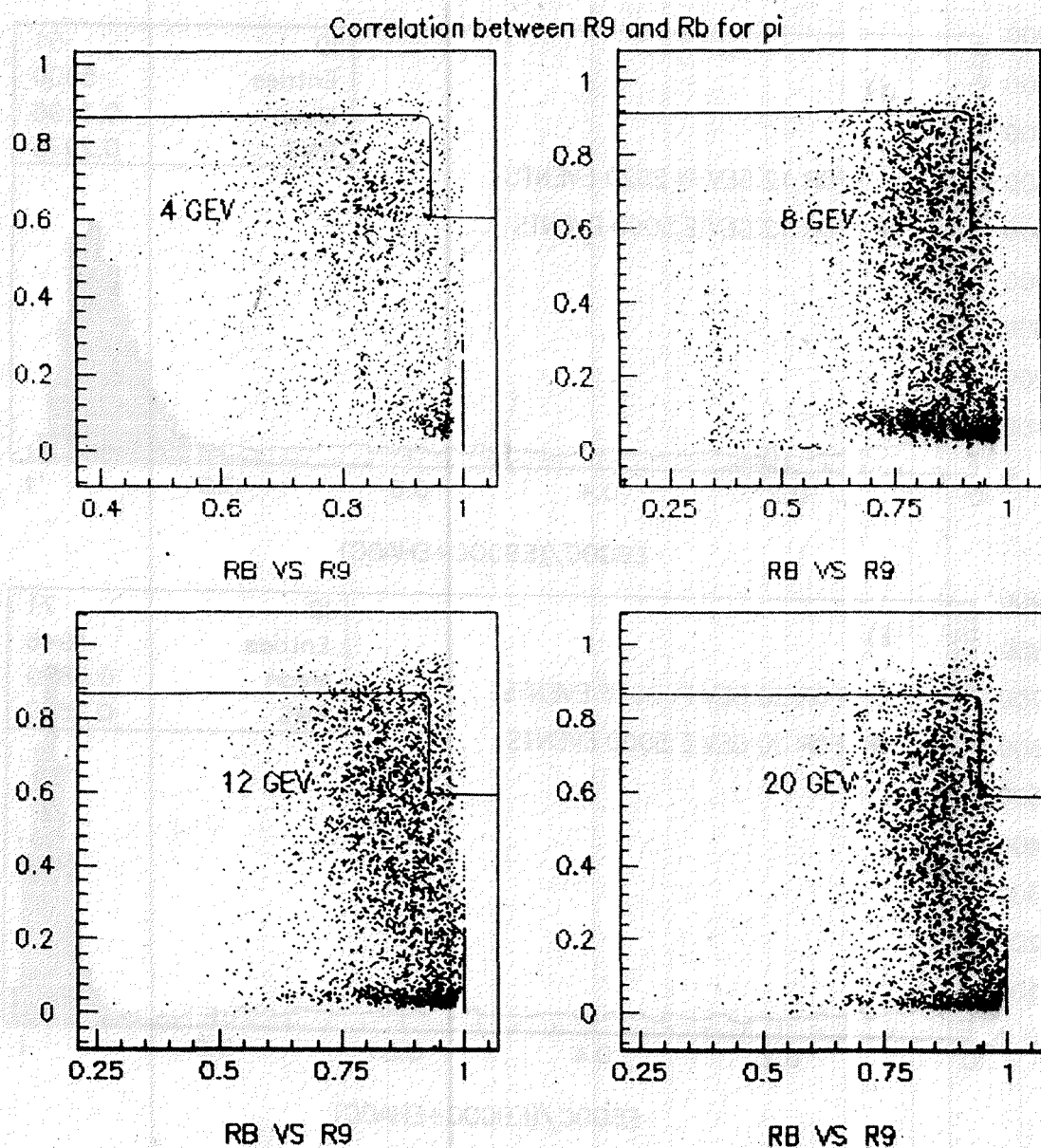
图+ 电子的 R_q 分布


 $(EHLA1+EHLA2)/EHACT$

 $(EHLA1+EHLA2)/EHACT$

 $(EHLA1+EHLA2)/EHACT$

 $(EHLA1+EHLA2)/EHACT$

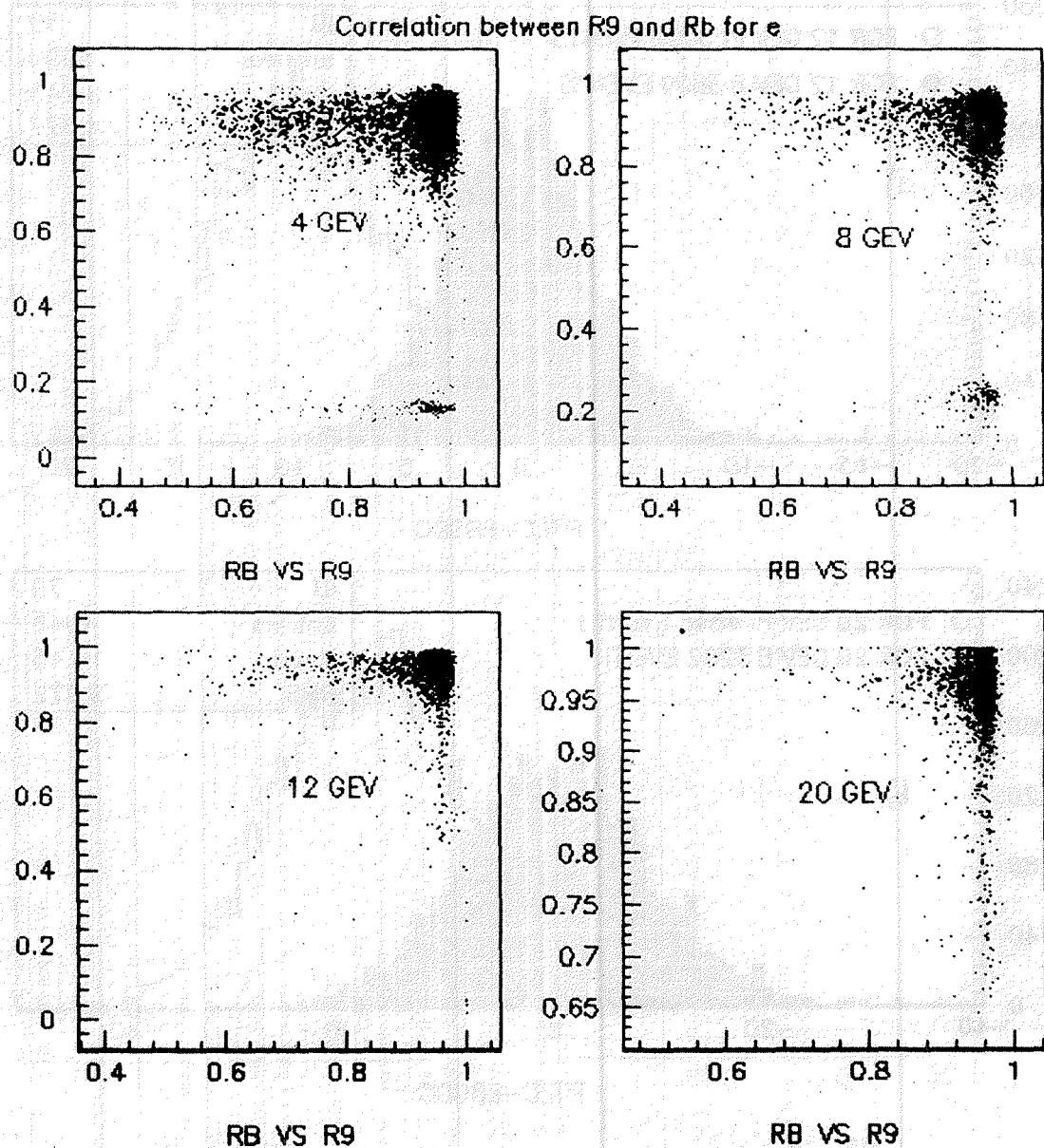
图+- π 的 R_f 分布



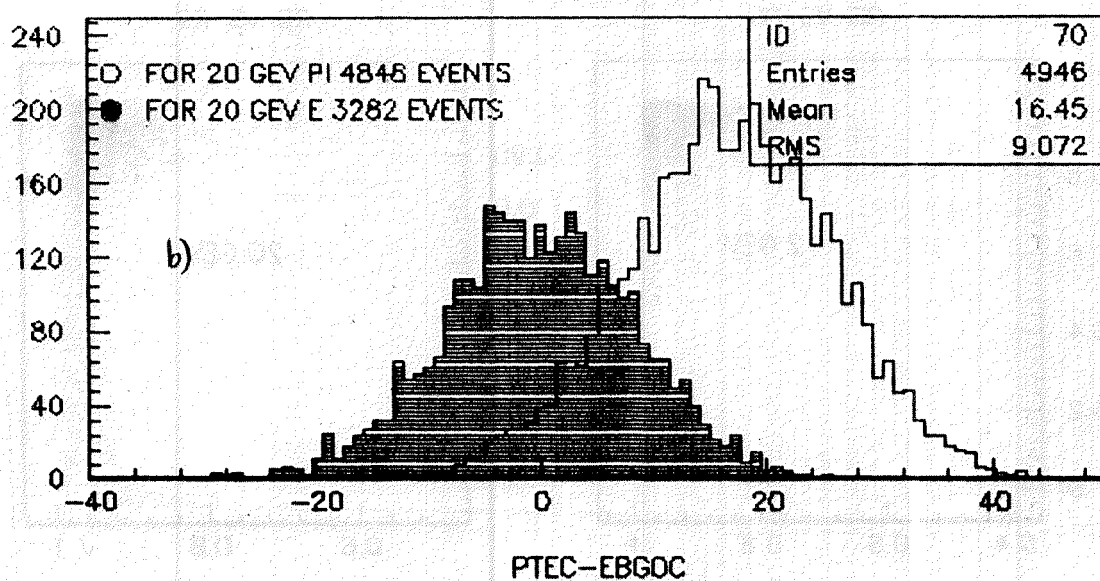
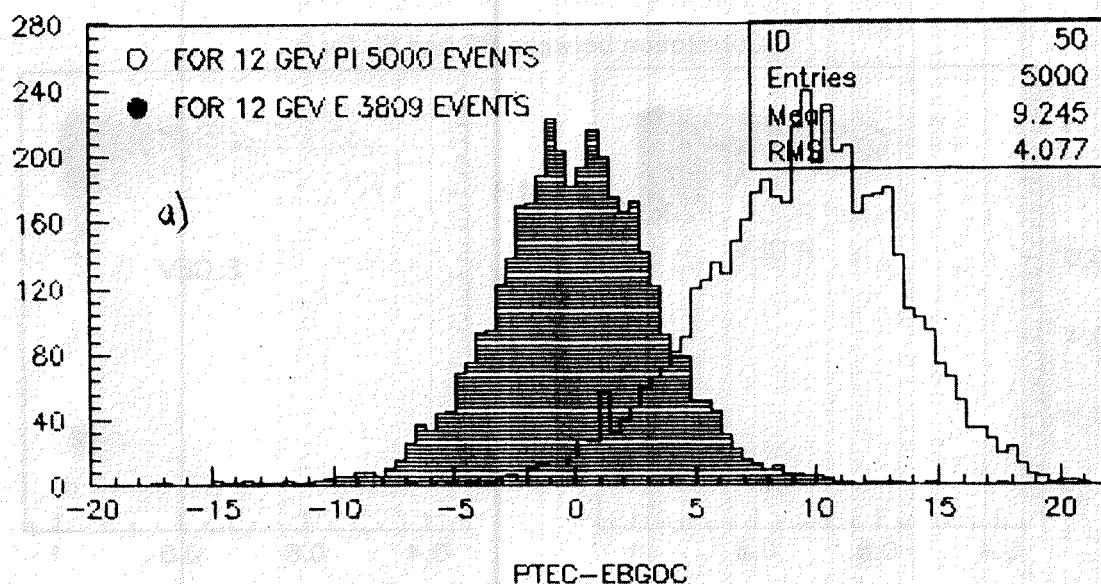
图十= 电子和 π 的 R_b 比较, 阴影直方图为
电子的 R_q 分布. a) 对 12 GeV b) 对
20 GeV



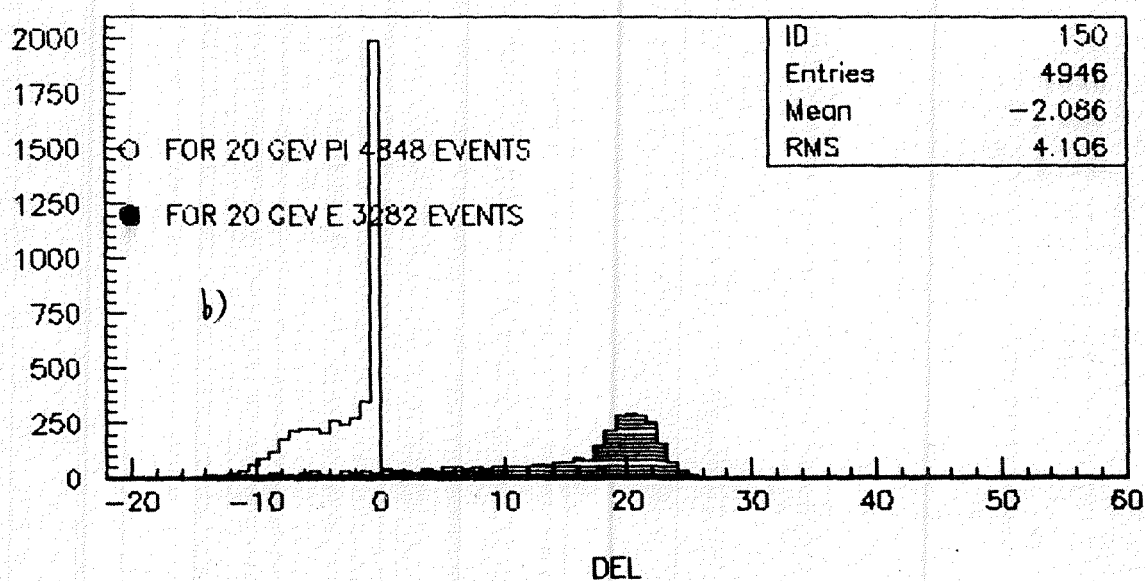
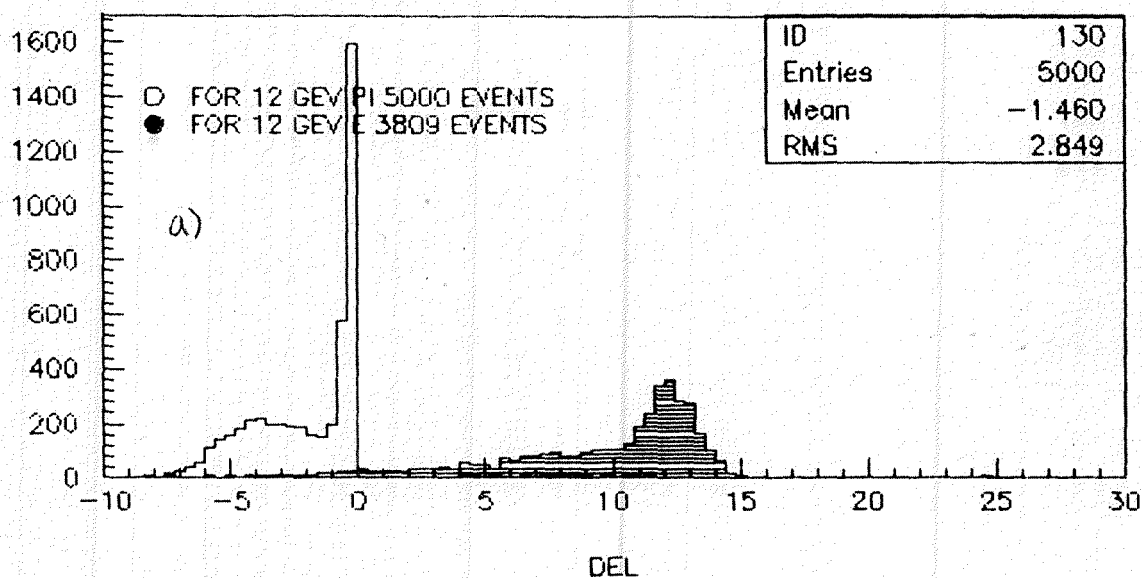
图十三 π 的 R_b vs. R_q plot 图. 纵轴为 R_b , 横轴为 R_q



图+四 电子的 R_b vs. R_9 plot 图, 纵轴
为 R_b , 横轴为 R_9



图+5 电子和 π 的 $P_{rec}-E_b$ 的比较。阴影直方图为电子的 $P_{rec}-E_b$ 分布。a) 对 12 GeV b) 对 20 GeV



图十六 电子和 π 的 Δ 分布, 阴影直方图

为电子的 Δ 分布。 a) 对 12 GeV.

b) 对 20 GeV

第五章

能量流分析程序

§ 5.1 目的

在L3实验中,正负电子对撞,湮灭,但这时能量并没有消失,随着新产生的粒子,这些能量呈辐射状,在L3探测器里,由中心向外流去,就象沙漠中的水,这些能量一边流动,一边被探测器吸收,读出.能量的流动也反映了其携带者的特点,因此我们可以通过对能量流的分析,鉴别粒子,求出粒子的初始动量(对于可测量到的末态粒子: e, μ, π, K 等,在L3实验能量范围内,动量值即为能量值).

在第二章和第四章中已提到, τ 的极化不对称性的测量就是拟合由 τ 衰变的 e, μ, π 等粒子能谱,在没有极化束流以前, τ 的极化不对称性测量是对 $\sin^2\theta_w$ 的最准确的推断,在 M_W 没有准确地测出以前,从 M_Z 和 $\sin^2\theta_w$ 的值及其误差,我们可以推断未知粒子Higgs和top夸克质量范围.与第四章中讨论的束流测试 e/π 分辨研究一样,能量流分析也是以 τ 物理为出发点的.其实上能量流分析是在数据生产中实现第四章中提出 e/π 分辨方法.作为一个基础软件,其基本功能是粒子识别和能量计算,因而,能量流分析程序还有其他方面的作用,比如:

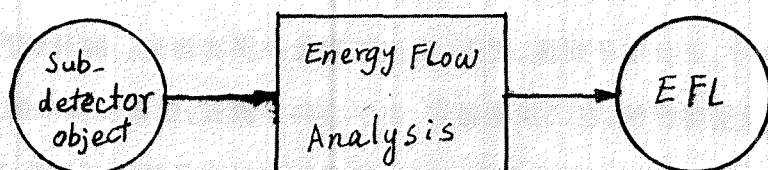
- .准确的强子识别和精确的能量计算;
- .有利于强子事例重建和强子事例的 Z^0 线形(line-shape)拟合.
- .多喷注的识别:QCD检验
- .丢失能量的测量:新粒子寻找等.

这个程序约有1万行FORTRAN语句,其中8000行是程序的主体,另2000行用于经过能量流分析以后的事例显示.比如强子喷注被定义为红色,因而对强子

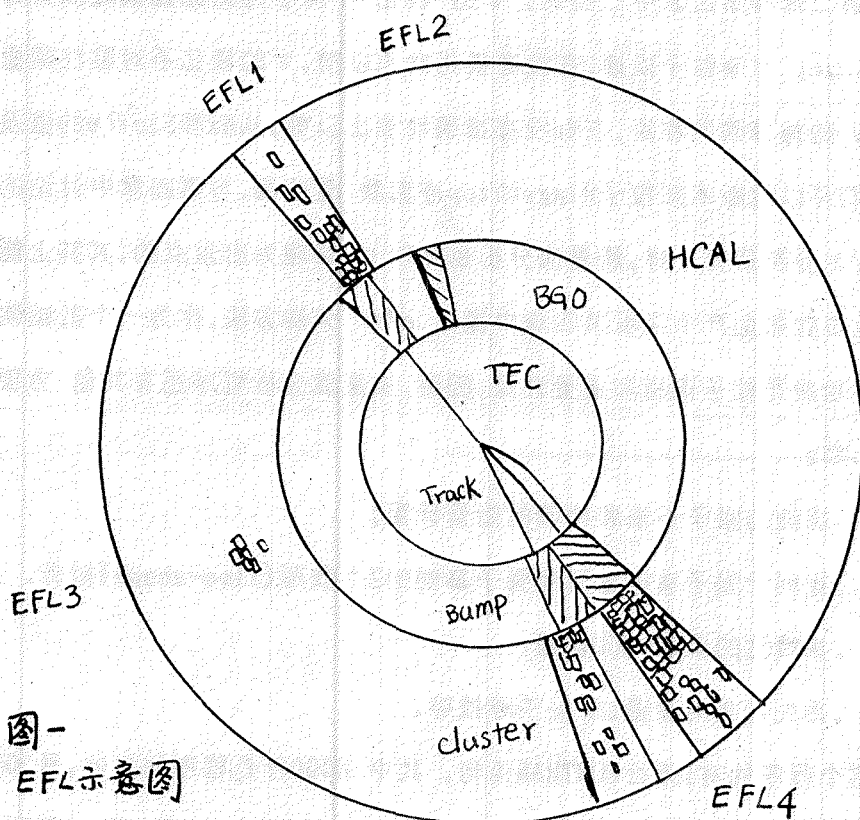
事例,我们可以看到几束由内向外涌出的火焰,能量的高低用辉度来表示,非常直观。

§ 5.2 输入和输出

第三章介绍了整个 L3离线分析的数据流程和能量流分析所在的位置.如果把能量流分析这一段取下来,那就是:



EFL即能量流(Energy flow)的英语缩写,EFL由各探测器的径迹匹配而成图一是一个示意图,中心漂移室的径迹,BGO中的簇射峰,强子量能器中的簇射组统称为子探测器的径迹(Sub detector object)。



图一
EFL示意图

属于同一角度区域的object被匹配成EFL。EFL2虽然靠近EFL1,且只有一个簇射峰,但可明确分出来,EFL4虽然拥有很多objects,却无法分开。实际上,这是一个典型的 $Z \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 事例。EFL1代表了 $\tau \rightarrow \pi$ 末态,EFL2是辐射的光子。EFL3 是铀噪声,EFL4代表了 $\tau \rightarrow 3\pi$ 末态。

能量流分析的输入和输出采用了ZEBRA[2] 数据结构,也就是输入信息从子探测器重建的 ZEBRA BANK 读入,经过分析,得到的结果存入能量流的ZEBRA BANK。一个 EFL 对应一个BANK, 以便下一步分析中使用。能够在各子探测器重建后得到的输入信息有:

.每根中心漂移室的径迹:

- 1) 横动量 P_T 及误差
- 2) 径迹参考点的位置 x_0, y_0, z_0
- 3) 在参考点上定义的径迹的切线方向及误差
- 4) 径迹离原点的最近距离 DCA (Distance of Closest Approach)
- 5) 电荷

.每个BG0簇射峰(Bump):

- 1) 以电子刻度的能量 E_b 及误差
- 2) 重心的位置 θ, ϕ, R 及误差(R 是固定的)
- 3) 围绕最高能量输出的晶体的9个晶体的能量之和 E_9
- 4) 围绕最高能量输出的晶体的25个晶体的能量之和 E_{25}

.每个强子量能器(HCAL)簇射组(cluster):

- 1) 以 π 刻度的能量 E_h 及误差
- 2) 重心的位置 θ, ϕ, R 及误差
- 3) 前两层能量之和 E_{front}

经过能量流分析以后，对每个EFL的输出量包括：

- 1) 粒子类型
- 2) 带电径迹数和电荷总和
- 3) 能量及误差
- 4) 中心漂移室的动量和
- 5) BGO的能量和
- 6) 强子量能器的能量和
- 7) $R9 = (E9/E25)$
- 8) $Rf = (E_{front}/E_h)$
- 9) 重心的位置 θ, ϕ 及误差

§ 5.3 流程

如图二所示。先在各子探测器重建后的ZEBRA BANK里取出如上节所述的输入信息，填入一个二维数组。这就好象一个平面图(MAP)。图的纵轴是各object的号，TEC的每根径迹，BGO的每个Bump，HCAL的每个cluster都依次有一个号来代表。横轴是能量，位置及其误差。横轴上空有一格，留待匹配时用。比如说第*i*个object如果被匹配到第*j*个EFL，那么这个空格就填上*j*。

接下就根据所填的MAP，将属于同一角度区域的object匹配成一个EFL。匹配时应注意两个倾向，一个是匹配范围太小，将本来属于同一个EFL的object肢解开，这样径迹失去了Bump，Bump失去了Cluster，都变成了无法鉴别或错误鉴别的粒子。另一倾向是匹配范围太广，将本来可以分开的粒子匹配到了一起，影响粒子鉴别和能量计算。

因此下一步是分析要不要增加匹配的范围，增加是全局性的。如果没必要增加匹配的范围，进行重新匹配，那么下一步是对匹配出来的EFL一个个进行分析。分析的第一步是考察要不要将现行的EFL分成几个更小的EFL，如果不，则对该EFL进行

粒子鉴别，计算出能量，重心及其误差，最后将结果存入BANK。

这个流程看上去很复杂，实际上是个三步曲：径迹匹配，粒子鉴别和能量计算。

§ 5.4 径迹匹配

这里的径迹是广义上的径迹，也即是前面提到的object，狭义的径迹只是TEC的带电粒子轨迹。

一. 整体匹配

整体匹配由一个称作AESORT(Across L3 EFL SORTing)的子程序承担，其流程如图三所示。

这是一个以堆栈方法将所有属于同一角度区域的object匹配成一个EFL的算法。其思想是先找一个没有被匹配的object，作为一个新EFL的起点，然后找到所有这个object的“邻居”，接下找“邻居”的“邻居”，所有这些“邻居”都属同一EFL。

“邻居”的定义是由主程序控制的，这就是所谓的匹配范围。我们知道，所有的object都有其角度和本征宽度：

$$\theta, \Delta\theta; \phi, \Delta\phi$$

现在考察第i object和第j object:

$$\Delta\theta = |\theta_i - \theta_j| \quad \alpha_\theta = \sqrt{(\Delta\theta_i + \Delta\theta_j)}$$

$$\Delta\phi = |\phi_i - \phi_j| \quad \alpha_\phi = \sqrt{(\Delta\phi_i + \Delta\phi_j)}$$

如果 $\Delta\theta < R \cdot R_\theta \cdot \alpha_\theta$

且 $\Delta\phi < R \cdot R_\phi \cdot \alpha_\phi$

则第i object和第j object是“邻居”，即两者被匹配到一起。

$R_0 * \sigma_0$ 和 $R_{\psi} * \sigma_{\psi}$ 是基本的匹配范围, 而 R 则是控制变量, 由主程序自动控制。在第三章中已介绍了BGO中簇射峰 (bump) 的概念。簇射峰为主程序决定是否要扩大匹配范围提供了依据。假设有两个簇射峰重叠在一起。其中一个被EFL所匹配, 而另一个没有, 这说明匹配范围太窄。在这种情形, 控制参量 R 将被加大, 并且重新匹配。

二. 二次匹配

二次匹配的任务是将整体匹配时产生的EFL一个个尽量小的分开。整体匹配主要是防止应该匹配在一起的object没有匹配上, 二次匹配则是防止属于不同入射粒子也能分开的object被团成一个大的EFL。整体匹配是全局性的。而二次匹配则是针对某一EFL, 根据其特点, 将它分成几个更小的EFL称为SEFL(sub EFL)。

定义: IT, 一个EFL中的TEC径迹根数。

IB, 一个EFL中BGO簇射峰个数。

IH, 一个EFL中的HCAL簇射组个数。

情形一: $IT=0, IB=0, IH > 1$

这种EFL如果在桶部, 则为铀噪音, 不必再分, 如果在端部, 由于没有端盖的BGO, 有可能是几个光子的簇射, 因此将该EFL分成IH个SEFL。

情形二: $IT=0, IB > 1, IH=0$

这往往是一个或几个 π^0 衰变的光子, 或者几个辐射光子造成。将这种EFL直接分成IB个SEFL。

情形三: $IT=1, IB > 1, IH$ 任意

这是由一个带电粒子和靠近的簇射光子或者 π^0 衰变的光子形成, 这时选择一个与TEC径迹最近的簇射峰(bump)作为该带电粒子的SEFL, 其余的也形成一个光子的SEFL。

情形四: $IT=0$, 或 $> 1, IB > 1, IH$ 任意

考察在这一EFL内的所有簇射峰(bump)是否都相互重叠, 如果没都相互重叠, 则缩小控制参数R, 调用子程序AESORT, 将它分开。

情形五: $IT > 1$, IB 任意, $IH > 1$

如果在这不止一个的HCAL簇射组(cluster)中, 有些是强子簇射类型(簇射发展的深), 有些是电磁簇射(簇射发展的浅), 则缩小R值调用AESORT, 将该EFL分开。

情形六: $IT=0$, $IB=1$, $IH > 1$

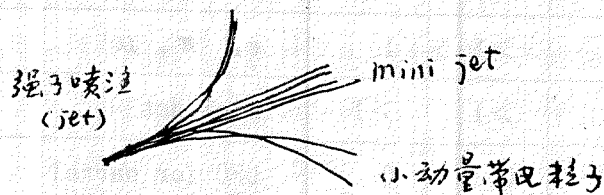
选择一个与BGO簇射峰(bump)最近的HCAL簇射组(cluster), 作为一个新的SEFL, 其余的簇射线则为铀噪音。

§ 5.5 粒子鉴别

第四章中提到的 e/π 分辨方法就在这里得到应用和实现。但在实际的事例里, 粒子(末态)的种类远不止 e 和 π 。粒子鉴别的任务就是将匹配成的EFL(或SEFL)的类型鉴别出来。在L3实验里, 能够被鉴别出来的粒子种类有:

1. mini jet

这比事例中的jet要小, 事实上是不能再被分开的jet的核心部分。



2. Charged hadron, 通常称为 π

3. e

4. γ

5. Uncharged Hadron, 如K1, 中子

6. μ

7. UFO, 指无法定义的EFL。

按照EFL或SEFL的形貌, 粒子鉴别按照表一所列的纲领进行:

表一

序号	IH	IB	IT	可能的粒子类型
1	0	0	1	UFO
2	0	0	>1	UFO
3	0	1	0	γ
4	0	1	1	e, π
5	0	1	>1	mini jet
6	0	>1	0	γ
7	0	>1	1	e, π
8	0	>1	>1	mini jet
9	1	0	0	UFO for barrel
10	1	0	1	UFO for barrel
11	1	0	>1	UFO for barrel
12	1	1	0	γ , K1
13	1	1	1	e, π , μ
14	1	1	>1	mini jet
15	1	>1	0	γ , K1
16	1	>1	1	e, π , μ
17	1	>1	>1	mini jet
18	>1	0	0	UFO for barrel
19	>1	0	1	UFO for barrel
20	>1	0	>1	UFO for barrel
21	>1	1	0	γ , K1
22	>1	1	1	e, π , μ
23	>1	1	>1	mini jet
24	>1	>1	0	γ , K1
25	>1	>1	1	e, π , μ
26	>1	>1	>1	mini jet

根据束流测试 e/π 分辨研究中所得到的知识及其他方面的考虑, 以下几个量将是粒子鉴别的根据:

- . $R_9 = E_9 / E_{25}$ 来自BG0
- . $R_b = E_b / (E_b + E_h)$ 来自BG0+HCAL
- . $R_f = E_f / E_{tot}$ 来自HCAL
- . $\Delta = |2 \cdot E_b - P_{tec}| - |E_b - P_{tec}|$ 来自TEC+BG0
- . $T_{shape} = W/L$ 来自HCAL

W: 强子量能器的簇射宽度, 以小塔(tower)为单位

L: 簇射的长度 (以层为单位)

具体地, 在程序中, 粒子的实别按以下标准进行:

1) mini jet

IT > 1, 且对桶部: IB > 1

对端部: IH > 1

2) π (charged hadron)

IT=1, 且对桶部: IB > 1

对端部: IH > 1

并且: $R_9 < R_{9cut}$

$R_b < R_{bcut}$

$T > T_{cut}$ (T 即 T_{shape})

$R_f < R_{fcut}$

3) e

IT=1, 且对桶部: IB > 1

对端部: IH > 1

并且: $R_9 > R_{9cut}$

$R_b > R_{bcut}$

4) γ

IT=0, 且对桶部: $IB = 1$

对端部: $IH = 1$

并且: $R9 > R9_{cut}$

$Rb > Rb_{cut}$

5) uncharged hadron

IT=0, 且对桶部: $IB \geq 1$

对端部: $IH \geq 1$

并且: $R9 < R9_{cut}$

$Rb < Rb_{cut}$

6) μ

IT=1, 且对桶部: $IB = 1$ 同时 $IH = 1$

对端部: $IH = 1$

并且: $R9 > R9_{cut}$

$Rb < Rb_{cut}$

$T < T_{cut}$

μ 子在L3探测器中是最容易被鉴别的,即使上述参数还不至于识别 μ 子,这 μ 子的轨迹与动量也被 μ 子漂移室准确地测定,然后将 μ 子径迹向内层探测器伸展,如果与没鉴别的 μ 子的EFL重合,则该EFL也为 μ 子。

7) UFO

(1) IT=0, $IB = 0$ $IH > 1$

这是铀噪音所造成的强子簇射。

(2) IT>1, $IB = 0$ $IH > 1$

对于桶部,这是真正无法理解的EFL。如果这种情形在分析中真正出现,那么说明匹配的方法有问题。

§ 5.6 能量和重心计算

重心的计算比较简单，只要将量能器(包括BGO和HCAL)中的object按能量加权平均就行。能量的计算则是能量流分析的主要任务之一。不同类型的EFL(即不同粒子)的能量计算方法也不同。在L3实验中，质心系能量在90GeV左右，TEC 直径小(1米)，因此 TEC 所测出的动量一般情况下误差很大，而量能器的能量的测量误差则小得多。因此，除能量很小的EFL(比如小于10GeV)，在计算该EFL能量时参考Ptec以外，一般以量能器的能量作为EFL的能量。

由于BGO的能量以电子刻度，而强子量能器以 π 刻度，所以一般来说：

$$E(\text{PID}) = G_b(\text{PID}, \theta, E) \cdot E_b + G_h(\text{PID}, \theta, E) \cdot E_h \quad (1)$$

其中： E_b 是以电子刻度的BGO沉积能量。

E_h 是以 π 刻度的HCAL沉积能量。

PID为以被鉴别出来的粒子种类 (Particle Id)。

G_b 和 G_h 统称为 G 因子，它们跟粒子的种类PID有关。关于粒子种类，事实上可分为两类，一是电磁簇射型，称EM型，它们是电子和光子，另一是强子簇射型，包括所有的强子， π 是其代表。

G_h 与极角 θ 有关，这是由于在非正入射情形，径迹的吸收物质相对增多，而取样物质相对减少的缘故，但与 E 无关。

G_b 与 E 有关，这是由于强子在 BGO 中的簇射在 高能时电磁成分增加，并且 BGO的光输出还有饱和效应，但与 θ 无关。

• 对于强子(π)

$$E = G_b(\pi, E) \cdot E_b + G_h(\pi, \theta) \cdot E_h \quad (2)$$

$$\text{其中 } G_b(\pi, E) = G_b(\pi, 0) - X_0 \cdot E_b \quad (3)$$

$G_b(\pi, 0)$ 为能量很低时的 $G_b(\pi, E)$

$$G_h(\pi, \theta) = G_h(\pi, 90^\circ) / \sin \theta \quad (4)$$

* 对于 e, γ

$$E = G_b(EM, E) \cdot E_b + G_h(EM, \theta) \cdot E_h \quad (5)$$

$$G_b(EM, E) = G_b(EM, 0) + \lambda \cdot E_b \quad (6)$$

$$G_h(EM, \theta) = G_h(EM, 90^\circ) / \sin \theta \quad (7)$$

* 对于 jet

在强子喷注中，主要的能量都由强子携带，但其中的 π^0 将立即衰变成光子，变成电磁簇射。我们假设在 BG0 的簇射中，电磁成分为 X_1 ，那么在 BG0 中，强子成为 $1-X_1$ ，又在 HCAL 中，电磁和强子成分分别为 $X_2, 1-X_2$ ，于是：

$$E = G_b(\text{jet}, E) \cdot E_b + G_h(\text{jet}, \theta) \cdot E_h \quad (8)$$

$$G_b(\text{jet}, E) = X_1 \cdot G_b(EM, E) + (1-X_1) \cdot G_b(\pi, E) \quad (9)$$

$$G_h(\text{jet}, \theta) = X_2 \cdot G_b(EM, \theta) + (1-X_2) \cdot G_h(\pi, \theta) \quad (10)$$

* 对于 μ

以 μ 子漂移室所测出的动量作为 μ 子的能量。

* 对于 $\pi \gamma$

π 和 γ 的簇射类型是不同的，因而能量的计算方法也不同，在 π 和 γ 的簇射重叠在一起的时候，就给能量计算带来了困难。事实上在能量较高时（比如 10 GeV 以上），我们只能按照 π 的情况来计算能量。但在能量较低时，TEC 测出的能量较正确。因此这时对于 $IT=1, IB>1, IH>1$ 的且判为 π 的 EFL，我们可以检验有否辐射光子或者 π^0 衰变的光子与 π 的簇射重叠在一起：

设 TEC 测得的动量为 P ，则

$$\Delta P = a \cdot P^{**2} + b \cdot P \quad (a \text{ 约为 } 2\%, b \text{ 约为 } 1\%)$$

量能器能量：

$$E = G_b(\pi, E) \cdot E_b + G_h(\pi, \theta) \cdot E_h$$

$$\Delta E = c \cdot E^{\frac{3}{2}} + d \cdot E \quad (c \text{ 约为 } 50\%, d \text{ 约为 } 5\%)$$

令 $P = G_b(\pi, E) * X + G_h(\pi, \theta) * E_h$

X 为 E 中属于 π 的能量。

可解得 X ,

于是 $E(\gamma) = G_b(E_M, E) * (E_b - X)$

如果 $E(\gamma) > \sqrt{(\Delta E)^2 + (\Delta P)^2}$

则有光子重迭在一起, 这一机制有利于 π/ρ 鉴别。

§ 5.7 匹配优化

在本章的第四节中介绍了匹配的方法, 基本的匹配范围是:

$$\text{对 } \theta: R_\theta * \sigma_\theta$$

$$\text{对 } \phi: R_\phi * \sigma_\phi$$

控制参量为 R 。开始时 $R=1$, 我们采用基本匹配范围进行匹配。如果决定扩大匹配范围, 则 $R=R*\gamma$, 即每次扩大 γ 倍。但匹配范围不能无限次扩大, 否则就要进入死循环或者增加不必要的 CPU 时间。因此有必要限制扩大的次数。我们设定最多扩大次数为 n , 同样缩小系数为 s , 最多缩小系数为 m 。因此, 对于匹配问题, 可调的参数有:

$$R_\theta, R_\phi, \gamma, n, s, m$$

其中 R_θ, R_ϕ 是关键性的, 因为如果首次匹配是合理的, 由于调整匹配范围的循环次数减少, CPU 时间得到节约。更主要的是提高了整体匹配的合理性。匹配的好坏可以用强子的 MC 事例来检验。强子的 Monte Carlo 产生器是 Lund 程序包, 因此这种事例又称为 Lund 事例。Lund 事例的特点是在末态中包含 2-3 个喷注 (jet), 每个喷注都包含许多带电或不带电的粒子。高能量的带电粒子和所有中性粒子紧靠在一起, 无法分开, 这样形成的 EFL 就是 mini jet。低能的带电粒子受到磁场的偏转, 往往可以被分开。最理想的匹配是将 jet 中所有粒子都分开, 分别得到鉴别, 计算能量, 但这是不可能的。而是否尽可能多地分开 jet 则可以衡量匹配的好坏。这就是说, 对每个 Lund 事例, 匹配出的 EFL 的个数越多则匹配得越好。另

一方面,在强子量能器中,总是存在由铀放射性造成的本底簇射,这将被鉴别为UFO,这是无法避免的.但如果匹配范围太窄,则将人为地引入UFO,因此UFO的个数也能衡量匹配的好坏,当然越少越好.

现在令 $n=m=0$,即不允许程序进行任何的扩大或缩小匹配的范围.对 200个 LUND 事例进行检验的结果如图五所示.

结果表明在 $R_0 > 2$ 以后,尽管匹配范围增加,UFO个数并不减少,因此 $R_0 = 2$ 是一个很好的选择.研究结果也表明 $R_0 = 2$ 是很好的.且在这附近,NEFL, Nminijet, Nufo 对 R_0, R_γ 不敏感.最后决定在程序中:

$$R_0 = 2.0$$

$$R_\gamma = 2.0$$

$$\gamma = 1.1$$

$$s = 0.9$$

$$n = 6$$

$$m = 6$$

§ 5.8 粒子分辨和能量计算的检验

粒子分辨和能量计算的优劣取决于第五和第六节所定义几个参数的设定.严格地说,由束流检验和Monte Carlo得到的关于粒子鉴别的cut不能直接应用到真实事例的分析中去,用于真实事例分析中的cut值必须经过大事例离线刻度得到.但由束流检验和Monte Carlo中得到cut将是一个很好的近似,目前程序中使用的cut值如下:

$$R9cut = 0.94$$

$$Rbcut = 0.90$$

$$Tcut = 0.2$$

$$\Delta cut = 0.0$$

$$R_f : \text{不用}$$

程序已用大量的单个不同能量的 e, μ, π ，的 Monte Carlo 事例进行了检验。

图六和图七表示粒子分辨的结果，在整个能量区间内，粒子分辨都优于95%。MC的结果稍优于束流检验，说明Monte Carlo模拟有理想化的处理。

目前在程序中，G因子的定义如下：

对 π ：

$$Gb(\pi, E) = Gb(\pi, 0) - X0 \cdot Eb$$

$$Gb(\pi, 0) = 1.86$$

$$X0 = 0.04$$

$$Gh(\pi, \theta) = Gh(\pi, 90^\circ) / \sin \theta$$

$$Gh(\pi, 90^\circ) = 1.0$$

对 e, γ ：

$$Gb(EM, E) = Gb(EM, 0) + \lambda \cdot Eb$$

$$Gb(EM, 0) = 1.$$

$$\lambda = 0.$$

$$Gh(EM, \theta) = Gh(EM, 90^\circ) / \sin \theta$$

$$Gh(EM, 90^\circ) = 0.8$$

对 Hadron jet：

$$Gb(jet, E) = X1 \cdot Gb(EM, E) + (1 - X1) \cdot Gb(\pi, E)$$

$$X1 = 0.33$$

$$Gh(jet, \theta) = X2 \cdot Gh(EM, \theta) + (1 - X2) \cdot Gh(\pi, E)$$

$$X2 = 0.0$$

图八，图九分别表示真实的Bhabha和强子事例的能量分布。能量分辨率为1.9%和10.9%。这时的质心能量在 Z^0 峰上。 $\sqrt{S} = 91.2 \text{ GeV}$ 。

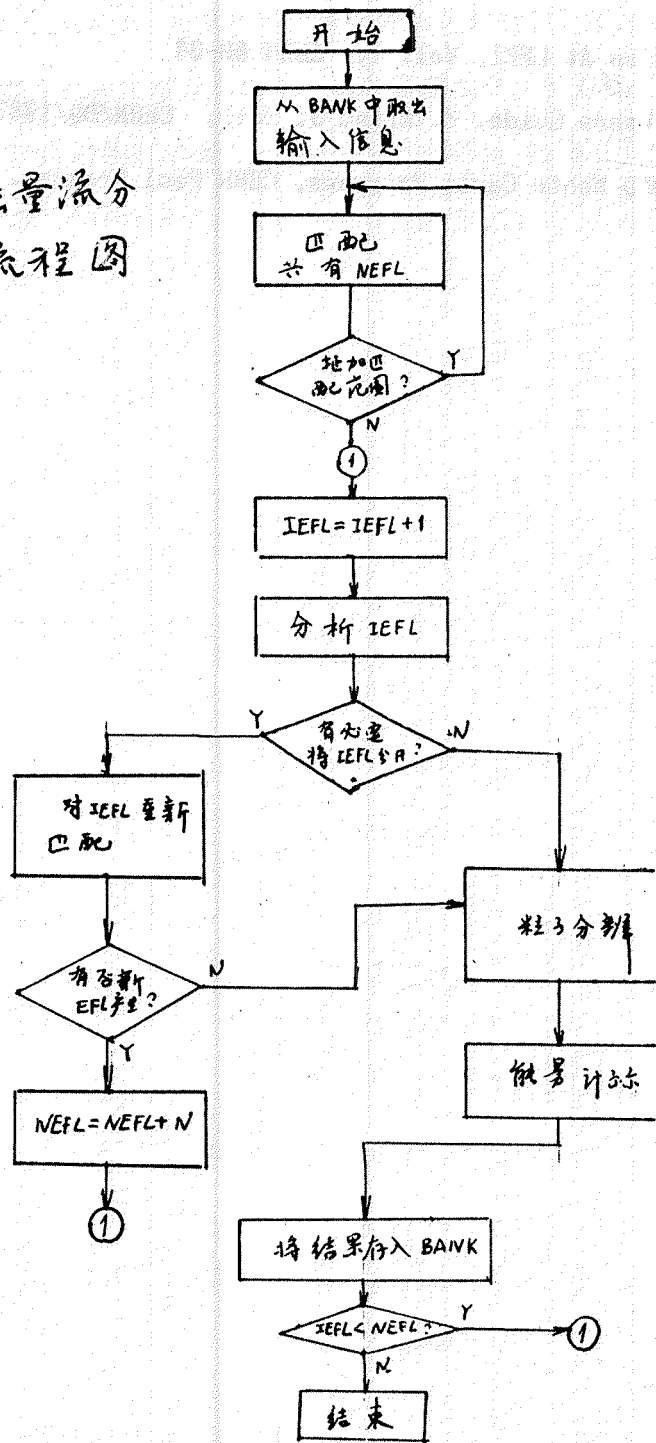
§ 5.9 讨论

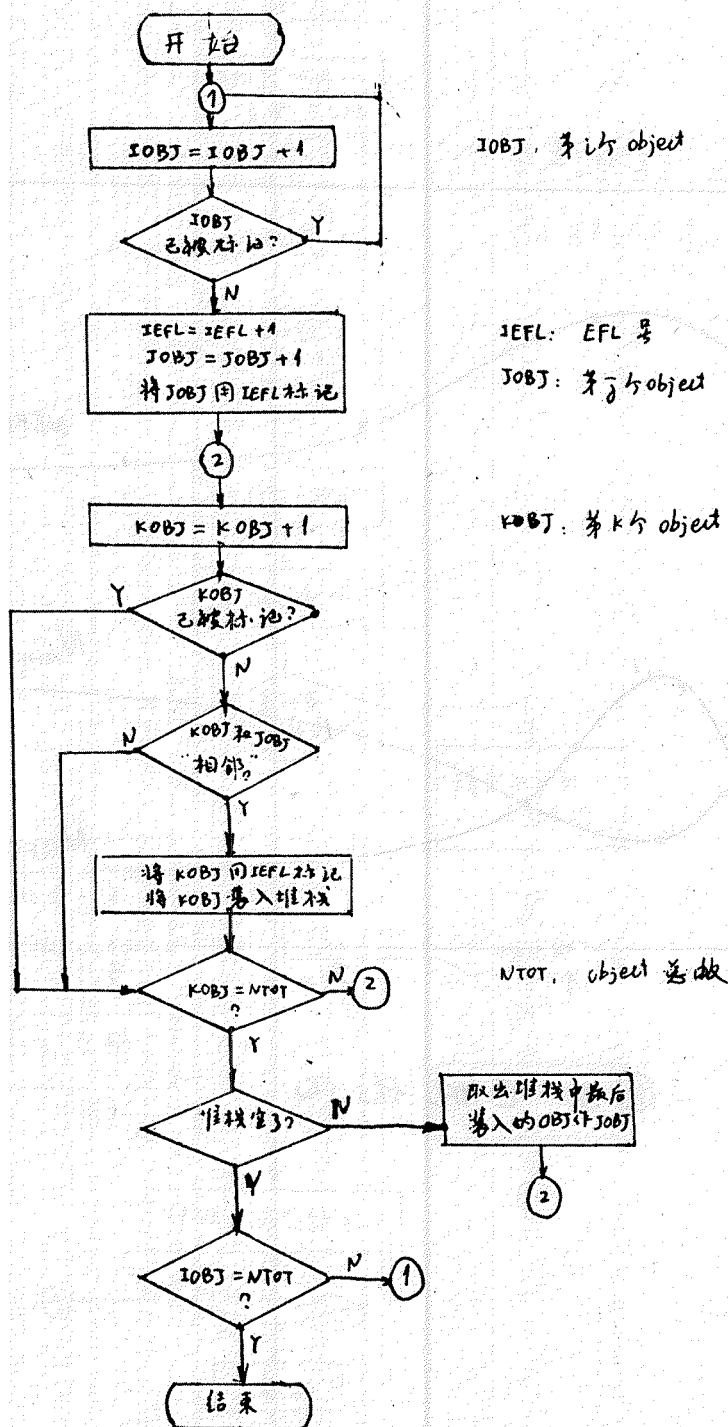
从上述 Monte Carlo 和 真实事例的检验结果表明粒子鉴别和能量分辨达到要求. 现在已经释放给用户使用并参加下一次的数据生产. 但是程序中还缺少端盖 BG0, 因此在程序中引入端盖 BG0 是下一步的工作, 同时, 程序中所用参数还要通过大事例的离线刻度, 不停地加以改进.

参考文献

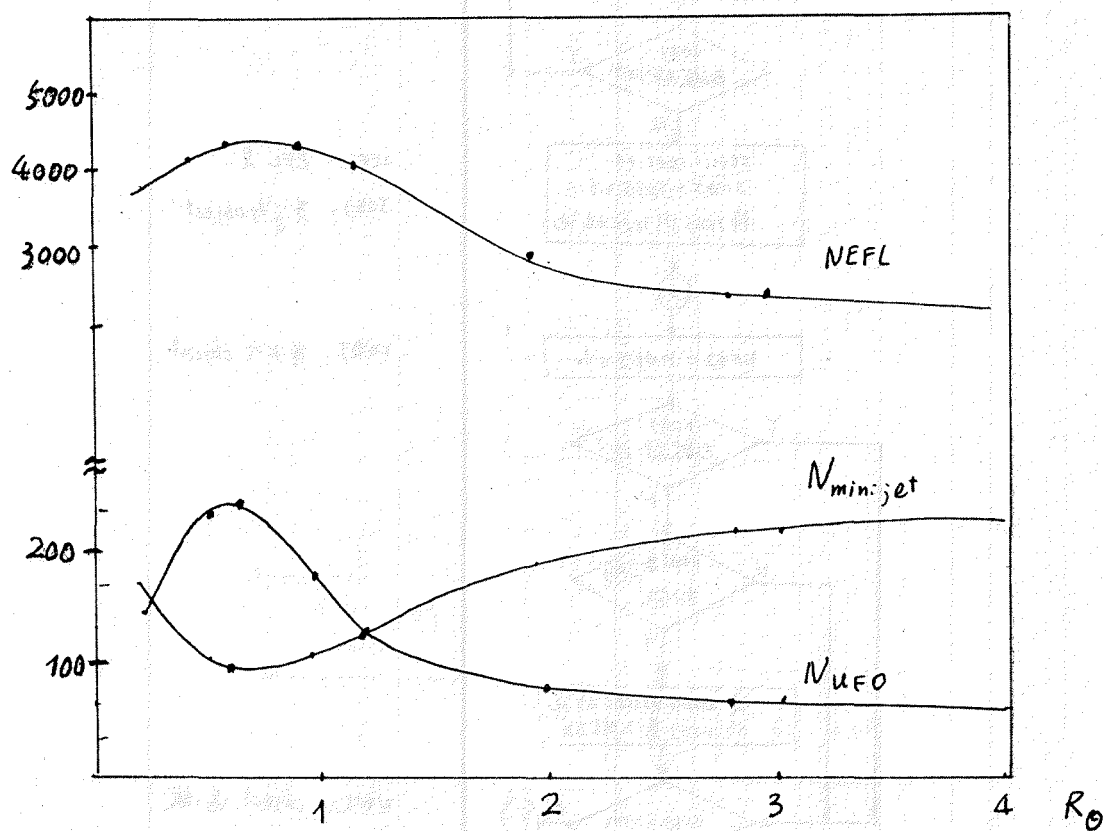
- [1] Z Physics At LEP1, Vol. 1, CERN 89-08
- [2] ZEBRA Users Guide, R. Brun, J. Zoll, CERN/DD/1987
- [3] The LUND Monte Carlo Programs, CERN Pool Program, 1987.4

图二 能量流分析总流程图

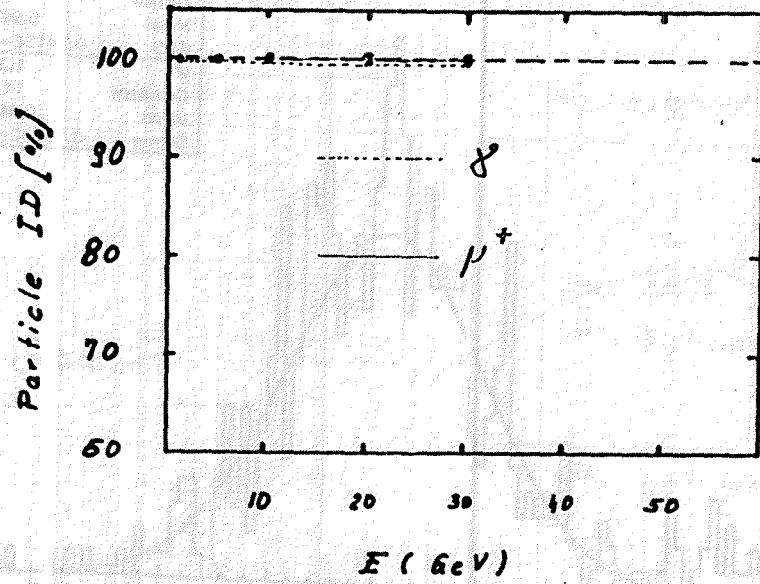




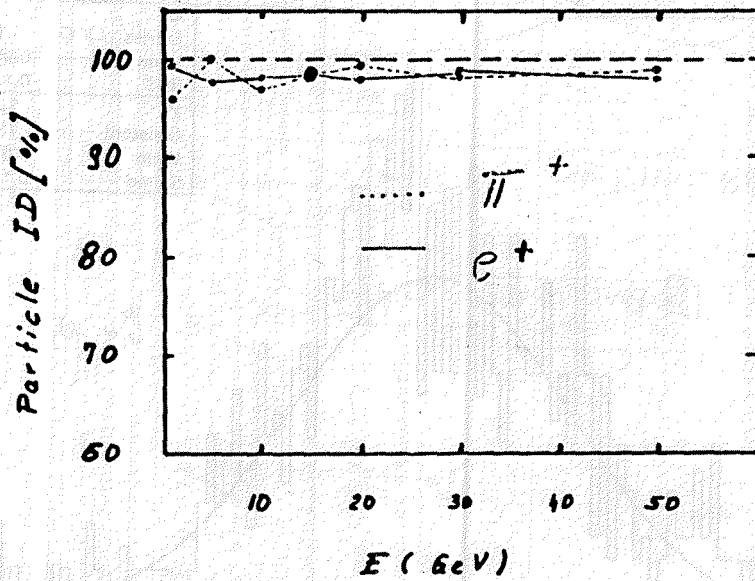
图三 轨迹匹配流程图



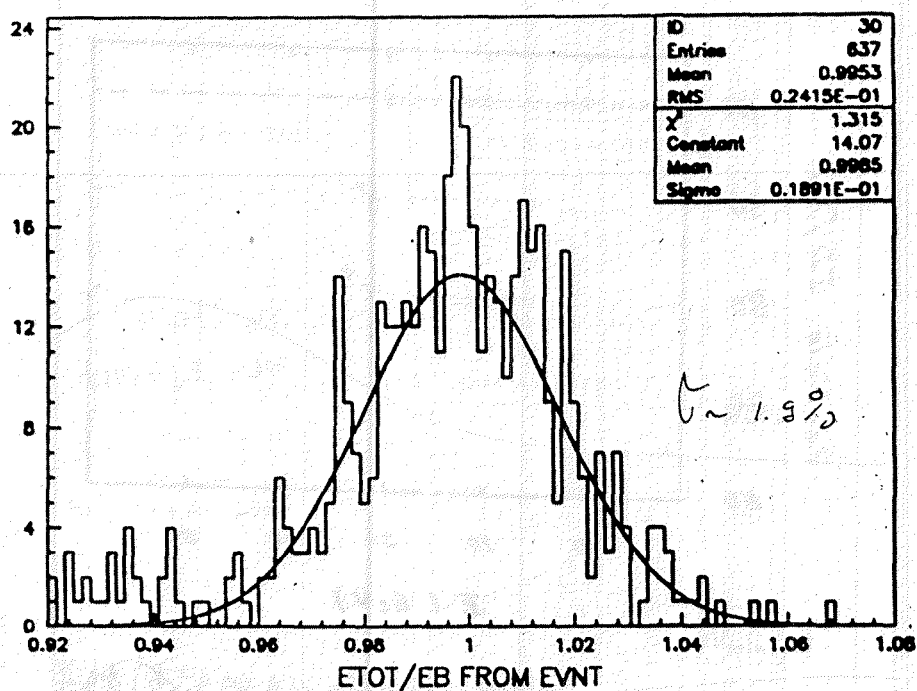
图五 匹配优化



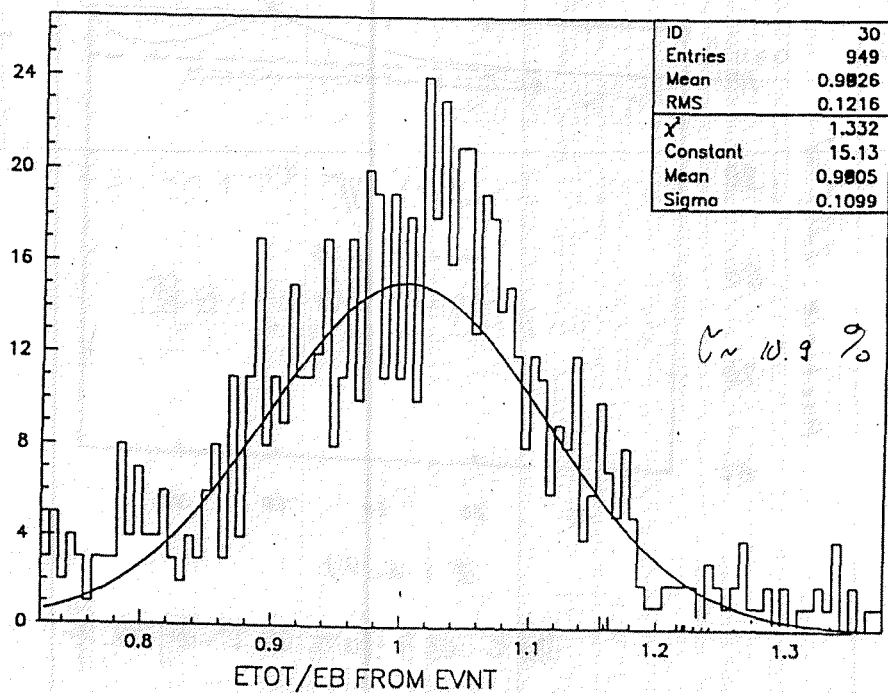
图六 光子和 μ 子的识别效率



图七 电子和 π 的识别效率



图八 Bhabha 事例的重建能谱, EB 代表束流能量



图九 质子事例的重建能谱, EB 代表束流能量

第六章

τ 物理分析及其结果

§ 6.1. 数据来源

自 1990 年 3 月至 8 月, LEP 正常运行, 能量以 Z^0 质量为中心扫描, 扫描范围从 88.22 GeV 到 94.22 GeV. L3 探测器在这段时间里总共记录了总积分量为 5.5 pb^{-1} 的数据, 相当于约 115000 个 $Z^0 \rightarrow$ 强子事例。由于数据量大, 我们的计算机处理能力有限, 运到北京的数据带只包括通过重建和初步选择的事例, 本文的分析就是以这些事例为依据的。

§ 6.2 e, μ , 强子的鉴别

§ 6.2.1 μ 子的鉴别

在 L3 的事例重建中, jet 的概念不是狭隘的。由 $Z^0 \rightarrow$ 夸克, 反夸克, 夸克碎裂成强子, 形成两个 jet, 这是真正的 jet, 但 $Z^0 \rightarrow$ 轻子, 比如 μ 子, 在探测器中留下细细的径迹, 也被称为 μ jets。宇宙线由径迹到作用点的最近出现距离(DCA) cut 和闪烁体的时间 cut 去除。具体的 μ 子鉴别是由 L3 的 μ 子分析小组做的, 鉴别条件请看参考文献[1]。如果一 jet 被认为是 μ 子 jet, 则 $JTYPE=1$ 或 2。

由于 L3 有 3 层 μ 子漂移室被包在磁场内, μ 子的识别率是很高的, 但对于由 τ 衰变的 μ 子, 动量连续分布。且以低能为主, 其效率就要比 $Z^0 \rightarrow \mu^+, \mu^-$ 事例要低。

图 1 是 Monte Carlo $Z^0 \rightarrow \tau^+, \tau^-$ 事例中, μ jet 误判为强子 ($JTYPE > 2$), 以及真正强子 jet 的 E_h v.s. R_b plot 图。其中 E_h 为该 jet 的强子量能器能量, $R_b = E_b / (E_b + E_h)$, 而 E_b 为 BGO 能量。图 2 为真实事例中所有 jet 的 E_h v.s. R_b plot 图。

另一方面,在被判别成 μ 子的 jet (JTYPE=1,2) 中,也有一些是 punch through 强子。图 3 的阴影部分就是强子本底,这是 MC τ 衰变的 jet 中 μ 子及其本底的 E_{cal}/p_{μ} 的分布图,其中 p_{μ} 为 μ 子的动量。图 4 是对应的真实事例的分布图。 E_{cal} 指量能器的能量。 p_{μ} 为 μ 子漂移室测得的动量。

从图 1 至图 4 可以得出提高 μ 子的识别率的途径:

对于 JTYPE=1,2 : $E_{cal}/p < 1.2$ 是 μ 子;

对于 JTYPE>3 : $E_h < 5.0$ GeV and $R_b < 0.2$ GeV 者也是 μ 子。

由 Monte Carlo 研究知,这样的 cut 条件,在被选择为 τ 事例且被识别为 μ 子的 jet 中,真的 μ 子占 96.8% (不计径迹丢失的 jet),强子占 3.2%。

§ 6.2.2 e 的鉴别

e/π 分辨已在第四章中作了专门研究。不过在实际事例中,由 τ 衰变而来的强子不只是 π , 还有 ρ , a_1 , k 等。其中 ρ 和 a_1 都可以衰变为一个 π 带几个光子。在光子能量占主要成分时,其簇射的形状就很象 e 。另外,对于 BGO 晶体的输出,在“台阶”扣除的方法上,束流测试与实验有所不同。在实验数据的处理中“台阶”扣除后,有些晶体有负能量输出,而在束流测试中,对“台阶”扣除后有负能量输出的晶体,其能量一律置 0。通过对大事例的对比研究,我提出了如下的电子识别方法:

1) $E_b < 0.5$ GeV or $R_b < 0.9$ 则不是电子;

2) 在 $E_h=0$. and $E_b < 4$ GeV 时:

$\Delta > 0$ and $DR_2 < 0.0011$ 者为电子;

3) 在 $E_h=0$. and $E_b > 4$ GeV 时:

$R_9 > 0.98$ and $\Delta\phi < 0.025$ 者为电子;

4) 在 $E_h > 0$ 时:

$R_9 > 0.995$ and $\Delta\phi < 0.015$ and $DR_2 < 0.0009$ 者为电子;

其中:

E_b 为 BGO 能量, E_h 为强子量能器能量;

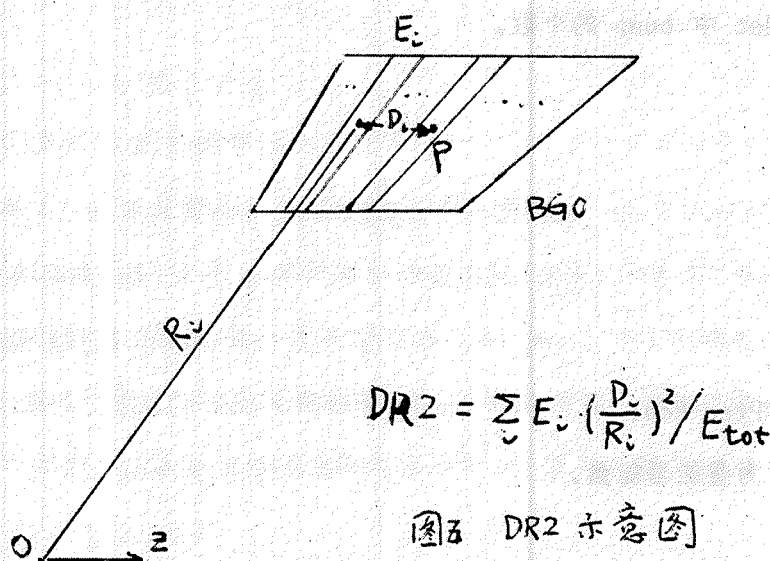
$R_b = E_b / (E_b + E_h)$;

$R_9 = E_9 / E_{25}$;

$\Delta = |P_{tec} - 2 \cdot E_b| - |P_{tec} - E_b|$

P_{tec} 即来自于 TEC 的动量;

$DR_2 = \sum E_i \cdot (D_i / R_i) \cdot \cdot 2 / E_{tot}$



如图 5 所示, P 点为 BGO 晶体中的簇射重心, E_i 和 D_i 分别为第 i 块晶体的能量和该晶体到 P 点的距离, 而 R_i 则为该晶体到对撞点的距离。这个量反映了簇射的离散程度;

$\Delta\phi = | \phi(TEC) - \phi(BGO) |$;

$\phi(TEC)$ 指 TEC 径迹入射 BGO 时的 ϕ 坐标,

$\phi(BGO)$ 指 BGO 中簇射重心 (Center of Gravity, COG) 的 ϕ 坐标。

e 一般都不穿过 BGO, 因此大多 $E_h = 0$ 或者说 $R_b = 1$ 。图 6 为 $E_h = 0$ 时

MC信号与本底的 DR2 分布. 图7 为 $\Delta\phi$, 图8 为 R9, 图9 为 $E_h=0$ 且 $E_b<4$ Gev 时的 Δ 分布图, 图 10 至 13 为相应的真实事例的分布图.

使用上述方法, 对于被选择为 τ 事例且被识别为 e 的 jet 中, 根据 MC, 真的 e 占 97.9%(不计径迹丢失的 jet), 强子 占 2.1%.

§ 6.2.3 π 的鉴别

进一步将 π 从别的强子中鉴别出来是很有意义的, 但 π 的末态特点与 ρ , a1 及 K 类似, 做起来很困难. 我试图用 SPSS 方法 [2] 来区分之. 如下量被选作鉴别 π 的参数:

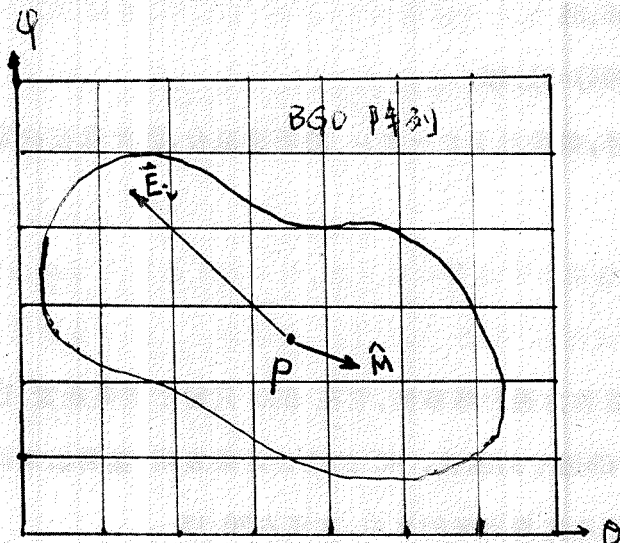
1. Nbump, jet 中 bump 的个数.
2. Eb
3. Eh
4. Rb
5. R9
6. Δ_{ep}

$$\Delta_{ep} = P_{tec} - E_{cal}$$

Ecal 为量能器能量.

7. Δ
8. DR2
9. $R_{mino} = m_{ino}/m_{ajo}$

mino 和 majo 的定义如图 14 所示,在 BGO 晶体阵列中,找到一个方向,使得每块晶体能量在这个方向的投影和为最大,即为 majo 的方向:



$$Majo = \max_{\hat{M}} \left(\frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \hat{M}|}{E_{tot}} \right)$$

图+四 Majo 示意图

E_i 的方向为从 COG 指向该晶体的中心。

mino 的方向则与 majo 垂直。

这个量反映了簇射的扁度。

10. $\Delta\phi$

$$\Delta\phi = |\phi(\text{TEC}) - \phi(\text{BGO})|;$$

11. Mass 不变质量。

以约 5000 个 MC $\tau \rightarrow$ 强子的 jet 作为 SPSS 的输入, 所得的判别函数和结果如下:

$$f = -0.808 - 0.074 \cdot Nb_{mp} + 0.043 \cdot E_b + 0.027 \cdot E_h + 1.658 \cdot R_b$$

$$- 1.650 \cdot R_9 - 0.0015 \cdot \Delta e_p + 0.0086 \cdot \Delta\phi + 0.011 \cdot DR_2$$

$$+ 0.018 \cdot \Delta + 0.140 \cdot \text{Mass}$$

$f < 0 : \pi$

在 1061 个 MC π 中, 919 个 $f < 0$, 即判为 π , 另外有 994 个本底,

效率: $\epsilon = 919/1061 = 86.6\%$

本底: $\eta = 994/(919+994) = 51.9\%$

由于结果是本底高于信号, 很难用于 $\tau \rightarrow \pi \nu$ 的能谱拟合, 因此现在决定用以下方法识别 π :

在 μ 子被去掉以后, 若:

$E_b < 0.8 \text{ GeV}$, 为 π

这样的 π 在第四章中被称为透射峰事例, 它在 BGO 只留下电离能量, 这样的 π 在计算能量时也不受 Gb 因子的困扰. MC 的统计结果表明, 鉴别出来的 π 只占产生的 π 的 32.2%, 而在鉴别出来的 π 中, 本底占 20.1%.

§ 6.3. τ 事例的选择和线形 (lineshape) 拟合

§ 6.3.1 大角度 Bhabha 事例的排除

对于 τ 事例:

$$Z^0 \rightarrow \tau^+, \tau^-$$

$$\quad \quad \quad \downarrow \quad \quad \quad \downarrow$$

$$\quad \quad \quad e^+ \nu_\tau \quad e^- \bar{\nu}_\tau$$

和 Bhabha 事例:

$$Z^0 \rightarrow e^+, e^-$$

末态都是背靠背的电子, 因此, Bhabha 事例是 τ 事例的本底来源之一. 但由 τ 衰变而来的 e , 由于两个中微子带走了能量, 平均地讲, 其能量比 Bhabha 电子低得多, 因此可以用 BGO 的输出能量来区分.

在以下的讨论中 jet1 为事例中能量最高的 jet, jet2 其次. 图 15 为 jet1 和 jet2 的信号 (τ 电子) 和本底 (Bhabha 电子) 的 E_{bgo} 分布图. 从图中可知, 我们可以要求每个 jet 的 BGO 能量小于 $0.86 \cdot E_{beam}$.

更进一步考虑, 即使有一些由 τ 衰变的 e 能量也很高, 但同一个事例中, 两

个 τ 都衰变为 e , 且能量都很高的几率很小, 因此我们可以用总的 BGO 能量来区分 τ 和 Bhabha 事例。图 16 是总的 Ebgo 信号与本底的分布图。从中可知我们可以 cut 在 60 Gev 上。

图 17 表明 MC 与实际事例基本符合。

§ 6.3.2 双 μ 子事例的排除

由于 τ 也衰变为 μ 子, $Z^0 \rightarrow \mu^+, \mu^-$ 事例也是 τ 事例的本底来源之一。

图 18 为 μ 子漂移室动量的信号与本底的分布图。

图 19 为 BGO 能量的信号与本底的分布图。

从中知 双 μ 子事例的排除方法:

$$p_{\mu}/E_{beam} < 0.87 \text{ and } E_{bgo} > 2.3 \text{ Gev 者为 } \tau$$

p_{μ} 为 μ 子漂移室动量。

图 20 表示 MC 与实际事例的符合情况。

§ 6.3.3 强子事例的排除

由 Z^0 衰变到 夸克 并进而碎 裂 成 强子 的事例的分支比很高。它是 $Z^0 \rightarrow \tau^+, \tau^-$ 的 20 多倍。并且, τ 主要地衰变为 强子。但在 Z^0 能区上, 强子 事例的多重数比 τ 事例高得多。99% 以上的 τ 衰变的带电粒子数为 1 或 3, 极少数为 5 个。因此, 我们可以要求在一个 τ 事例中, TEC 中的径迹根数小于 9。

图 21 是 BGO 中的 bump 数的分布, 空白直方图代表 τ 事例的分布。阴影部分表示 强子 事例。从中可得 强子 事例的排除方法:

$$Nbump < 13 \text{ 者为 } \tau$$

图 22 表示 MC 与实际事例的符合情况。

§ 6.3.4 τ 事例的选择

满足以下条件之一者为 τ jet:

1) jet 的种类是电子, 且 $E_{bjo} < 0.86 \cdot E_{beam}$

2) jet 的种类是 μ 子, 且 $p_{\mu} < 0.87 \cdot E_{beam}$

p_{μ} 为 μ 子漂移室动量.

3) jet 的种类是其他粒子, 且 $E_{bjo} > 0.05 \text{ GeV}$

满足以下所有条件的事例为 τ 事例:

1) $|\cos \theta| < 0.7$, θ 为事例的冲度的极角.

这是由于所分析的数据在采集时还没有端盖 BG0.

2) 至少有 2 个 τ jet, 至多有 3 个 τ jet, 且至多有 2 个 μ jet.

3) $N_{bmp} < 13$ and $N_{track} < 9$.

4) $2.3 \text{ GeV} < E_{bjo} < 60 \text{ GeV}$.

5) 两个最大能量的 τ jet 之间的非共线度 (acollinearity) 在 14° 之内, 这是为了排除具有末态硬光子辐射的 Bhabha 事例和双 μ 事例.

6) 扣除飞行时间后, 闪烁体所计录的时间小于 6 ns . 这是为了排除宇宙线本底.

Monte Carlo 统计表明, 使用这样的选择条件, τ 事例的接收度为 48.1% , 本底占所选择的 τ 事例的 2.1% . 其中 Bhabha 事例占 0.46% , 强子事例占 1.0% , 双 μ 事例占 0.65% . 双光子事例和宇宙线本底可以忽略.

§ 6.3.5 线形拟合

将所确定的选择条件应用到真实事例中去, 2669 个事例, 对应于 5146.6 nb^{-1} 积分亮度被选择为 τ . 按照束流能量, 分别统计 τ 事例的个数, 可得表一:

表一

\sqrt{s}	N	$L(nB^i)$	σ	$\Delta \sigma$
88.224	38	341.14	0.228	0.038
89.227	89	409.20	0.443	0.048
90.227	142	322.84	0.896	0.077
91.222	1965	2744.38	1.457	0.034
92.217	198	370.30	1.088	0.079
93.221	135	476.56	0.577	0.051
94.215	102	482.14	0.431	0.044
总 数	2669	5146.56		

表中,截面的计算如下式:

$$\sigma = \frac{N \cdot (1 - \eta)}{\varepsilon \cdot L}$$

其中, ε 为接收度, η 为本底.

所列的误差只包括统计误差,系统误差的估计为 $2.7\% \cdot \sigma$, 包括:

亮度测量	1.3%
接收度	0.9%
本底	0.7%
选择条件	2.0%

其中接收度和本底的贡献来自于MC的统计误差. 设 ε 为接收度, 则其误差为

$$\Delta \varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{N}}$$

其中N为所使用的MC事例数.

将几个敏感的选择条件作左右晃动, 统计信号和本底的变化, 可以估计出选择条件对截面的系统误差的贡献.

根据表一所提供的 $e^+ e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow \tau^+ \tau^-$ 截面关于 \sqrt{s} 的变化的数据在强子数据的限制下[附录1], 作线形拟合, 可得:

$$M_Z = 91.181 \pm 0.01 \text{ GeV} \pm 0.02 \text{ GeV (LEP)}$$

$$\Gamma_Z = 2.498 \pm 0.018 \text{ GeV}$$

$$\Gamma_{cc} = 83.20 \pm 2.98 \text{ MeV}$$

经过辐射修正以后的线形的理论公式包含了几个待定的参数,在这次拟合中,它们的值的设定如下:

$$M_{\text{top}} = 150 \text{ GeV}$$

$$M_{\text{higgs}} = 100 \text{ GeV}$$

$$\alpha_s = 0.115$$

具体的拟合方法请参看硕士生许亚梯的论文。

§ 6.4. τ 衰变的拓扑分支比

所谓拓扑分支比 (topological branching ratio) 即由 τ 衰变的 1 根, 3 根, 5 根径迹之间的比例而不考虑末态的粒子性质。

设 Br_1 为 1 根径迹的分支比, Br_2 为 3 根径迹的分支比, Br_3 为 5 根径迹的分支比。 $\{\epsilon_{ij}\}$ 为 MC 校正矩阵。比如矩阵元 ϵ_{21} 的意义为在测量到径迹数为 2 根的 τ 中, 实际上衰变为 1 根径迹的 τ 所占的比例。

$R_i (i=1, 2, 3)$ 表示 1 根, 3 根, 5 根之间由于事例选择造成的效率之比。

$$K_i = \sum \epsilon_{ij} \cdot N_j \quad (1)$$

$$(j=0, 1, 2, 3, 4, 5)$$

$$(i=1, 2, 3)$$

其中 N_j 是测量到的径迹数为 j 的 τ 的个数。

$$M_i = K_i / R_i \quad (i=1, 2, 3) \quad (2)$$

则为通过 MC 校正以后的测量值。比如 M_2 为衰变为 3 根径迹的 τ 的个数。

M_i 出现的几率服从泊松分布:

$$P(M_i) = \frac{n_i^{M_i}}{M_i!} e^{-n_i} \quad (3)$$

其中 n_i 为平均值:

$$n_i = N_{\text{tot}} \cdot B_{ri} \quad (4)$$

N_{tot} 为总的 τ 的个数:

$$N_{\text{tot}} = \sum M_i$$

B_{ri} 即为我们所要求的.

作最大似然函数:

$$L = \prod P(M_i) = \prod \frac{n_i^{M_i}}{M_i!} e^{-n_i} \quad (5)$$

$$\ln F = -\ln L \quad (6)$$

$$\text{于是 } F = \sum_{i=1}^3 \left(\sum_{n=1}^{M_i} \ln n + n_i - M_i \cdot \ln n_i \right)$$

只要在:

$$\sum_{i=1}^3 B_{ri} = 1 \quad (7)$$

的限制下优化 B_{ri} , 使得 F 最小:

$$\delta F = 0$$

就可得到分支比.

表二为 MC 校正矩阵:

表二

		M C		
		1prong	3prong	5prong
重	0	0.896	0.104	0.000
	1	0.997	2.543	0.000
	2	0.765	0.235	0.000
	3	0.116	0.883	7.993E-04
建	4	0.183	0.571	8.696E-03
	5	0.190	0.571	0.238

$$\text{而 } R1:R2:R3=0.818:0.875:0.909 \quad (8)$$

这是由于事例选择造成的,从Monte Carlo统计出来的各拓扑之间的效率比.

分析真实事例,在所选择的 τ 事例中,统计衰变的径迹数为0,1,2,3,4,5的 τ jet个数,得表三:

径迹数	0	1	2	3	4	5
τ jet数	708	3598	302	654	54	15

表三为测量到的每个拓扑(即径迹数)的 τ jet个数.归一以后的由Bhabha, 双 μ , 强子事例的本底如表四所示:

表四 本底的拓扑分布

径迹数	0	1	2	3	4	5
本底jet数	2	69	15	14	15	0

将表三减去表四,并按照(1)式,利用表二作校正以后

$$K1=4456, \quad K2=755, \quad K3= 4$$

按照(2)式作选择效率的校正,并利用程序包MINUIT对由(6)式定义的F作最小优化,可得:

表五

径迹数	分支比%	统计误差%	系统误差%
1	86.25	1.25	1.58
3	13.66	0.51	0.77
5	0.09	0.05	0.04

其中的系统误差来源于Monte carlo 校正矩阵,校正矩阵的误差如表六所示:

表六

		M C		
		1prong	3prong	5prong
重建	0	0.039	0.015	0.0000
	1	0.012	0.000	0.0000
	2	0.049	0.045	0.0000
	3	0.010	0.025	0.0000
	4	0.032	0.087	0.0088
	5	0.088	0.133	0.0880

§ 6.5. 由 τ 衰变的 e, μ, h 的分支比

τ 衰变为 e , 但重建出来并不一定是 e , 或许由于径迹丢失而重建成 γ , 也或许由于鉴别错误而重建成 h (强子). 这跟上节情况类似. 我们也可以通过与上面类似的处理方法, 求得 e, μ, h 的分支比.

表七是 MC 校正矩阵.

表七

		M C		
		e	μ	h
重建	γ	0.176	0.137	0.685
	e	0.979	0.000	2.084
	μ	0.000	0.968	3.154
	h	2.136	1.073	0.968

由于事例选择造成的 e, μ, h 之间的效率比为:

$$R_e : R_\mu : R_h = 0.838 : 0.669 : 0.859 \quad (9)$$

分析真实数据, 通过事例选择和粒子鉴别, 可得表八:

表八

粒子种类	γ	e	μ	h
测量数	536	794	639	3353
本底数	14	3	7	87

将测量数减去本底数, 通过校正矩阵表七的校正, 可得:

$$N_e = 937$$

$$N_\mu = 718$$

$$N_h = 3555$$

最后通过选择效率 (9) 的校正, 在 (7) 的限制下, 对如 (6) 式定义的 F 作最小优化, 可得表九:

表九

	Br %	统计 %	系统 %
e	17.7	0.6	0.6
u	17.0	0.5	0.5
h	65.03	1.1	1.0

当然,在 (6) 中,

$$i=e, \mu, h$$

系统误差主要地来自 MC 校正矩阵。校正矩阵的误差如表十所示:

表十

		M C		
		e	μ	h
重	γ	0.012	0.011	0.023
	e	0.021	0.0	0.003
	μ	0.0	0.232	0.004
建	h	0.002	0.001	0.010

§ 6.6. 电荷不对称性的测量

在第 2 章 中我们已经定了电荷不对称性:

$$A_{fb} = \frac{\sigma_f - \sigma_b}{\sigma_f + \sigma_b}$$

而

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta_e} = f \cdot (1 + \cos^2\theta_e + \frac{8}{3} A_{fb} \cos\theta_e)$$

由于一个事例是朝前事例还是朝后事例,取决于这个事例中带负电的 τ

与初态粒子 e^- 的夹角 θ_e , 或者说, 如果:

$$\cos \theta_e = -Q_1 \cdot \cos \theta_1 > 0 \quad \text{则为朝前事例}$$

其下标 1 代表 jet1, 即能量最大的 jet。为了统计朝前朝后事例, 在事例选择中附加如下两个选择条件:

- 1) 事例中两个能量最大的 jet 带有符号相反, 绝对值为 1 的电荷。
- 2) 事例的总电荷数为 0。

在 2669 个事例中, 1928 个事例通过以上 cut。在 $[-0.7, 0.7]$ 内, 将 $\cos \theta_e$ 分成关于 0 对称的 8 个小区间, 正的为前 (F), 负的为后 (B), 共有 4 对。将这 1928 个事例按束流能量和 $\cos \theta_e$ 分类, 可得表十一

表十一

\sqrt{s} Gev	cos(theta) bin							
	-0.613	-0.438	-0.262	-0.087	0.087	0.262	0.438	0.613
88.5	6	6	0	1	2	3	1	4
89.5	11	10	8	8	7	10	2	10
90.5	16	18	14	12	8	13	17	10
91.5	201	174	149	126	171	175	174	245
92.5	19	25	13	16	14	13	21	17
93.5	12	12	8	12	8	9	15	15

对每个束流能量点, 作最大似然函数:

$$L = \prod p(\cos \theta_{e_i})^{N_{Fi}} (1 - p(\cos \theta_{e_i}))^{N_{Bi}}$$

N_{Fi} 即为第 i 对朝前的事例数;

N_{Bi} 即为第 i 对朝后的事例数。

优化 Afb 使 L 值最大, 可得表十二所示的结果:

表十二

\sqrt{s}	88.227	89.230	90.231	91.225	92.221	93.225
A fb	-0.163	-0.160	-0.117	0.071	-0.063	0.086
Δ A fb	0.258	0.139	0.109	0.030	0.096	0.117

这里的误差只包括统计误差,系统误差来自电荷误判和本底事例.其中电荷误判造成的误差为 0.33%,本底事例造成的误差小于 0.1% .

在第 2 章中,我们已知 Γ_e 和 A fb(S) 都可写成 \bar{g}_a, \bar{g}_ν 的函数. 因此,我们可以用表十一和表十二的数据同时对 \bar{g}_a 和 \bar{g}_ν 进行拟合.在拟合中,令:

$$M_t=100 \text{ Gev}$$

$$M_h=100 \text{ Gev}$$

$$M_z=91.18 \text{ Gev}$$

$$\Gamma_z=2.50$$

并认为轻子是普适的,可得:

$$\bar{g}_\nu = -0.063 \pm 0.023$$

$$\bar{g}_a = -0.498 \pm 0.004$$

拟合的平均每个自由度的 χ^2 值为 1.5 . 实际上拟合只给出 \bar{g}_a, \bar{g}_ν 的绝对值,负号参考了中微子的散射实验[3],[4].

如果将选择条件 1, 2 换成:

在事例中有也只有一个 μ jet .

即选择末态是 $\mu+X$ 的事例,并且定义:

$$\cos \theta_e = -Q \cdot \cos \theta$$

则 669 个事例被选出,其中有 504个在 Z^0 峰上.通过拟合,可得:

$$A \text{ fb}(M_z^2) = 0.6\% \pm 5.1\%$$

由 L_{μ} 和 P_{μ} 可推得:

$$\bar{g}_V = -0.0224 \pm 0.0464$$

$$\bar{g}_A = -0.5006 \pm 0.0099$$

类似地可选择末态是 $e+X$ 的事例进行拟合,,可得:

$$A_{fb}(M_{Z^2}) = 5.9\% \pm 5.3\%$$

$$\bar{g}_V = -0.0703 \pm 0.0482, \quad \bar{g}_A = -0.4962 \pm 0.0099$$

§ 6.7. 极化不对称初步测量结果

在第二章中已经介绍了由 Z^0 衰变的 τ 的极化不对称性:

$$\lambda = A_{pol}(-0.7, 0.7)$$

可以由 $\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu}$, $\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu}$, $\tau \rightarrow \pi \nu$ 过程的 e, μ, π 能谱决定,但由于 e, μ 能谱是三次曲线,涨落对 λ 的影响很大, π 能谱虽然是一次曲线,但 π 的事例少,本底高,因此误差很大,下面所列的只是初步结果。

一. 电子能谱的拟合

由于 $P(\tau^-) = P(\tau^+) = \lambda$, 即极化度与电荷无关,因此可以收集 τ 事例中的所有 e jet 来作电子能谱,在 2669 个 τ 事例中,有 794 个 e jet,其能谱如图 25 所示,阴影部分来自强子本底,扣除本底,并按照下式

$$\frac{dN}{dx_e} = N_0 \cdot (a(x_e) + \lambda b(x_e)) \quad x_e = \frac{E_{electron}}{E_{beam}}$$

$$\text{其中: } a(x_e) = \frac{5}{3} - \frac{4}{3}x_e^3$$

$$b(x_e) = \frac{1}{3} - 3x_e + \frac{8}{3}x_e^3$$

对 N_0 和 λ 作最小 χ 拟合,可得

$$\lambda = -0.128 \pm 0.181$$

其曲线如图 26 所示。

二. μ 子能谱的拟合

μ 子能谱与电子能谱类似,图27是从 τ 事例中选出的 573 个 μ jet 的能谱及其本底. 图28是经过Monto Carlo效率校正以后的能谱,经过拟合的结果:

$$\lambda = -0.227 \pm 0.168$$

三. π 能谱的拟合

164个 π 从 τ 事例中挑出,其能谱及本底能谱如图29所示,扣除本底,并按照:

$$\frac{dN}{d\chi_{\pi}} = N_0 \cdot [1 + \lambda(2\chi_{\pi} - 1)] \quad \chi_{\pi} = \frac{E_{\pi}}{E_{beam}}$$

对 N_0 和 λ 作最小 χ 拟合,可得:

$$\lambda = -0.245 \pm 0.225$$

其拟合直线如图30所示.

§ 6.8. 讨论

1. 本文在 $e/\mu/h$ 粒子鉴别的基础上,研究 τ 事例的末态特点,确定 τ 事例的选择标准,使用这个标准, 2669 个事例被选为 τ . 通过拟合,得到的拓扑分支比为:

$$1 \text{ Prong: } 86.25\% \pm 1.25\%(\text{统计}) \pm 1.58\%(\text{系统})$$

$$3 \text{ Prong: } 13.66\% \pm 0.51\% \pm 0.77\%$$

$$5 \text{ Prong: } 0.09\% \pm 0.05\% \pm 0.04\%$$

对应的世界平均值为:

$$1 \text{ Prong: } 86.13\% \pm 0.33\%$$

$$3 \text{ Prong: } 13.66\% \pm 0.32\%$$

$$5 \text{ Prong: } 0.09\% \pm 0.03\%$$

得到的 e, μ, h 分支比为:

$$e \quad 17.7\% \pm 0.6\% \pm 0.6\%$$

$$\mu \quad 17.0\% \pm 0.5\% \pm 0.5\%$$

$$h \quad 65.3\% \pm 1.1\% \pm 1.0\%$$

对应的世界平均值为:

$$e \quad 17.8\% \pm 0.4\%$$

$$\mu \quad 17.7\% \pm 0.4\%$$

$$h \quad 64.5\% \pm 0.7\%$$

两个分支比与对应的世界平均值在误差范围内是符合的。由此可见,粒子鉴别方法和 τ 事例选择标准是合理的。Monte Carlo 和真实事例也是符合的。

2. 利用所选择的事例作线形拟合,可得 $Z^0 \rightarrow \tau^+, \tau^-$ 的分宽度:

$$\Gamma_{\tau\tau} = 83.20 \pm 2.98 \text{ MeV}$$

通过对 L3 Bhabha, 双 μ 事例作线形拟合,可得:

$$\Gamma_{ee} = 83.30 \pm 1.1 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\mu\mu} = 84.50 \pm 2.0 \text{ MeV}$$

在 2 MeV 的误差范围内,三者是一致的。因此,本文支持轻子普适性。

3. 将 τ 事例的前后不对称测量数据和截面数据同时拟合,可得矢量和轴

矢量中性流耦合因子:

$$\bar{g}_v = -0.063 \pm 0.023$$

$$\bar{g}_a = -0.498 \pm 0.004$$

如果同时拟合 L3 μ 子事例的前后不对称测量数据[附录1],可得:

$$\bar{g}_v = -0.046^{+0.015}_{-0.012}$$

$$\bar{g}_a = -0.500 \pm 0.003$$

$$M_W = 80.44 \pm 0.45 \text{ GeV}$$

$$\sin^2 \theta_W = 0.222 \pm 0.008$$

4. 极化不对称性的测量非常重要,目前的初步测量结果为:

$$\tau \rightarrow e \nu \bar{\nu} \quad \lambda = -0.128 \pm 0.184$$

$$\tau \rightarrow \mu \nu \bar{\nu} \quad \lambda = -0.227 \pm 0.168$$

$$\tau \rightarrow \pi \nu \quad \lambda = -0.245 \pm 0.225$$

由于误差太大,尚不能说明问题。这主要是由于在前阶段取数据时, L3 探测器端盖没有装上,前后向的事例没有利用,统计性差,并且 π 与别的强子区分不开,本底高。因此,今后还需要进一步研究 π/ρ 分辨,另外本文写作结束时, L3 的 BGO 端盖已经装好, LEP 新的运行已经开始,且分析极化不对称性的程序都已齐备,相信再经过一年或两年的数据积累,结果会有改进。

参 考 文 献

- [1] L3 Collaboration, A determination of electronweak parameters from $Z^0 \rightarrow \mu^+, \mu^-(\gamma)$, Phys. Lett. B 248(1990)3.
- [2] SPSS, Mc Graw-Hill, New York, 1975
M. De Palma et al., NIM A235(1985)70
金山, 上海复旦大学硕士论文.
- [3] CHARM Collaboration, Z. Phys. C41(1989)567
- [4] K. Abe et al. Phys. Rev. Lett. 62(1989)1709
- [5] Rev. of Particle Properties, Phys. Lett. B-vol. 239(1990)1-516