

Z^0 能区正负电子对撞 γ 末态物理的实验研究

博 士 论 文

博士生	叶竞波
导 师	唐孝威 教授
专 业	高能实验物理
单 位	中国科技大学近代物理系
日 期	一九九二年六月

Jun, 92

目 录

0. 摘要.....	(1)
1. 引言.....	(3)
2. 理论.....	(9)
2.1 量子电动力学关于 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 的计算.....	(9)
2.2 Z^0 稀有衰变.....	(11)
2.3 复合模型.....	(13)
2.4 超对称粒子 Neutralinos	(14)
3. LEP对撞机和L3探测器.....	(26)
3.1 LEP对撞机.....	(26)
3.2 L3探测器.....	(28)
4. L3离线数据分析系统.....	(39)
4.1 L3 Monte Carlo 事例产生程序集.....	(39)
4.2 L3探测器模拟系统 SIL3.....	(40)
4.3 L3数据重建程序 REL3.....	(42)
5. 量子电动力学(QED)的实验检验.....	(59)
5.1 事例选择和数据样本.....	(59)
5.2 实验结果与QED检验.....	(63)
5.3 高阶(α^3)QED过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	(65)
6. Z^0 稀有衰变.....	(84)
7. 标准模型以外新物理寻找.....	(89)
7.1 寻找 e^*	(89)
7.2 $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	(90)
7.3 寻找新反应.....	(90)
7.4 实验寻找Neutralino, χ_2^0	(91)

8. 总结.....	(97)
9. 发表文章列表.....	(98)
10. 致谢.....	(102)

表 图 索 引

表1-1	基本粒子及其量子数.....	(8)
表3.1-1	LEP储存环主要参数.....	(32)
表4.1-1	L3现有Monte Carlo事例产生程序.....	(46)
表4.2-1	SIL3 简化流程图.....	(48)
表4.3-1	REL3 简化流程图.....	(51)
表4.3-2	重建程序REL3的数据结构.....	(54)
表4.3-3	程序AEFL主流程图.....	(55)
表4.3-4	程序ABGGGSEL流程图.....	(56)
表5.2-1	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 微分截面.....	(67)
表5.2-2	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 优化分道法.....	(67)
表5.3-1	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 事例列表.....	(68)
表6-1	各质心系能量下的实验数据和反应截面.....	(87)
表6-2	本文结果与LEP其它实验组结果的比较.....	(87)
表7.1-1	95%置信度下的CUTOFF参量, $M_{e^+e^-}$, 及与其它实验组结果的对比.....	(94)
表7.3-1	特征质量标度实验值.....	(94)
图2.1-1A	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 过程最低阶费曼图.....	(18)
图2.1-1B	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 顶点修正费曼图.....	(18)
图2.1-1C	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 初致辐射费曼图, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 过程费曼图.....	(19)
图2.1-2	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 过程 γ 的 $\cos\theta$ 分布.....	(20)
图2.1-3	能量最小的 γ 的能谱图.....	(20)

图2.1-4	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 中 能量最大和次最大的 γ 的共线度.....	(21)
图2.1-5	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 中 能量最大和次最大的 γ 的共线度与二者能量和 (对质心系能量归一)的关系.....	(21)
图2.1-6A	$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 中 能量最小的 γ 能量 E_{γ_3} 与其 $ \cos\theta $ 的关系.....	(22)
图2.1-6B	通过3 γ 判选条件后的 E_{γ_3} 与 $ \cos\theta $ 的关系.....	(22)
图2.1-7A	E_{γ_3} 和共线度的关系.....	(23)
图2.1-7B	通过3 γ 判选条件后的 E_{γ_3} 和共线度的关系.....	(23)
图2.1-8	辐射修正随 $\cos\theta$ 的变化.....	(24)
图2.2-1	$Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 费曼图.....	(25)
图2.3-1	交换 e^+ 的 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 过程费曼图.....	(25)
图3.1-1	位于CERN的LEP对撞机和L3的位置示意图.....	(32)
图3.2-1A	L3探测器立体图.....	(33)
图3.2-1B	L3探测器横剖面图.....	(33)
图3.2-2	L3中心径迹探测器立体图.....	(34)
图3.2-3A	TEC各种丝的布置.....	(34)
图3.2-3B	TEC径迹的测量原理.....	(34)
图3.2-4	L3电磁量能器.....	(35)
图3.2-5	L3强子量能器.....	(38)
图3.2-6	L3 μ 子探测器.....	(37)
图3.2-7	L3亮度监测器.....	(38)
图4-1	L3软件结构与L3物理目标.....	(57)
图4.3-1	EFL示意图.....	(58)
图5.1-1A	几种过程在BGO中 能量最大的BUMP的能谱图(对束流能量归一).....	(69)
图5.1-1B	几种过程在BGO中的BUMP数, N_{BUMP}	(70)

图5.1-1A 几种过程在BGO中的总能量沉积(对质心系能量规一).....	(71)
图5.1-2A $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 的事例图.....	(72)
图5.1-2B $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, \text{Hadrons}$ 的事例图.....	(73)
图5.1-2 几种过程的事例图.....	(73)
图5.1-3B 加TEC好径迹判选条件后HITS, SPAN随 θ 的分布.....	(74)
图5.1-4 几种过程在TEC中留下的好径迹数.....	(75)
图5.1-5A 测试束电子的EBGO/(EBGO+EHC)与 $E_0/E_{2.5}$ 的关系.....	(76)
图5.1-5B 测试束 π^- 的EBGO/(EBGO+EHC)与 $E_0/E_{2.5}$ 的关系.....	(77)
图5.1-6 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 中一个 γ 转换为 e^+e^- 对的事例图.....	(78)
图5.1-7 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 典型分布的数据与M.C.事例对比图.....	(79)
图5.1-6 γ_1, γ_2 共线角与 $(E_{\gamma_1}+E_{\gamma_2})/\sqrt{s}$ 的关系.....	(80)
图5.2-1 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 重建效率随 $\cos\theta$ 的变化.....	(80)
图5.2-2 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 微分截面实验值与QED理论比较.....	(81)
图5.2-3 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 截面 ($\cos\theta \leq 0.7071$) 随质心系能量的变化.....	(81)
图5.3-1 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 的事例图.....	(82)
图5.3-2 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 中 能量最小的 γ 能量 E_{γ_3} 与其 $ \cos\theta $ 的关系.....	(83)
图6-1 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 实验数据与 Z^0 稀有衰变的拟合结果.....	(88)
图7.1-1 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 实验数据与CUTOFF参量, M_{0*} 的拟合.....	(95)
图7.1-2 实验对 M_{0*} 和耦合强度 λ 的限制.....	(96)

摘 要

用LEP/L3 1990和1991年的实验数据, 仔细分析了 Z^0 能区(质心系能量88.2~94.2GeV, 7个能量点, $M_Z=91.18\text{GeV}$, $\Gamma_Z=2.50\text{GeV}$, L3测量值)

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

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

过程, 结果表明:

量子电动力学(QED)在 Z^0 能区仍然很好地描述了这两个过程, 即在 $2 \times 10^{-16}\text{cm}$ 线度内, QED仍然成立;

给出 γee^* 耦合的CUTOFF参量下限为119GeV(95%置信度);

Z^0 稀有(或禁戒)衰变的分支比上限为:

过程	分支比上限(95%置信度)
$Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$	9.1×10^{-5}
$Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma$	9.1×10^{-5}
$Z^0 \rightarrow \eta\gamma$	1.3×10^{-4}
$Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$	2.7×10^{-5}

在实验已积累的统计下没有支持复合模型;

通过 $Z^0 \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow \gamma\gamma + \text{Pairing}$ 过程寻找了超对称粒子 Neutralino χ_2^0 , 没有找到合适的候选事例。

A B S T R A C T

Based on 1990's and 1991's LEP/L3 data, on the Z^0 energies (center of mass energy $88.2 \sim 94.2 \text{ GeV}$, 7 energy points, $M_Z = 91.18 \text{ GeV}$, $\Gamma_Z = 2.50 \text{ GeV}$, the L3 results) detailed studies have been done on the processes:

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

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

the analyses show:

The Quantum Electrodynamics(QED) still well describes the above two processes on Z^0 energies, i.e., QED holds down to a dimension of $2 \times 10^{-16} \text{ cm}$,

The lower boundary of the CUTOFF parameter of Yee^* coupling is set to be 119 GeV (95% Confidence Level),

The upper limits of branch ratios of the following Z^0 rare-decays (or forbidden decay) are set to be:

Processes	Upper limits of branch ratio (95% C.L.)
$Z^0 \rightarrow \gamma \gamma$	9.1×10^{-5}
$Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$	9.1×10^{-5}
$Z^0 \rightarrow \eta \gamma$	1.3×10^{-4}
$Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma$	2.7×10^{-5}

In the present experimental statistics gained, no support to compositeness has been found;

A search on the super symmetrical particle Neutralino χ_2^0 via the process $Z^0 \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow \gamma \gamma + P_{missing}$ was performed, no candidate events found.

1. 引言

科学最高目的之一是回答世界是“由什么”和“如何”构成的。数千年前古希腊和中国古代哲学家曾致力于给出他们关于所有自然现象的统一解释。春秋时期的《孙子·虚实》中即有“五行”学说的出现,“金、木、水、火、土”学说力图说明世界万物的起源和多样性的统一[1],但是由于历史的局限,他们的理论虽然简洁优美,却不正确。这也是为什么我们至今仍然契而不舍。

人们熟知的门捷列夫(Mendeleev)元素周期表是对物质基本构成首次科学、正确的解释,这之后经过许多科学实验上的努力(成功与失败),至今,我们对世界是“由什么”构成这一问题的回答归纳在表1-1中[2]。这一回答既具有古代中国和希腊哲学家理论的简洁优美性,又符合实验事实。

问题的另一面,世界是“如何”构成的,激起人们寻找能解释自然界一切反应的统一理论。麦克斯韦尔(Maxwell)的电磁理论首次将电作用和磁作用统一为电磁作用,是这一努力的第一硕果。很长一段时间,量子电动力学(QED)是电磁作用唯一成功的重整化的量子理论。QED的各种预言已为许多实验所验证,其中一部分实验精度达ppm量级[3]。MARK-J实验在质心系能量高达46.78GeV时对QED理论的检验发现理论和实验结果仍然很好地吻合。[4]

继费米(Fermi)建立 β 衰变理论之后,Feynman,Gell-Mann以及Marshak提出V-A理论。过去的二十年里,粒子物理界在统一电磁作用与弱作用上取得了巨大进步。Glashow和Salam将两种中性流合并成为 $U(2) \times U(1)$ 模型。Weinberg将自发破缺思想与局域规范对称性(local gauge symmetry)合并成为 $SU(2)_L \times U(1)$ 模型[5],找到了产生中间玻色子质量的机制并指明了弱带电流与弱中性流之间的相对强度。实验上,

Quark-parton模型为电子深度非弹性散射所确立。电弱统一理论的主要预言之一——弱中性流——于1973年被发现。之后进行了许多中微子散射实验和e-D 散射实验。实验结果表明低 q^2 的弱相互作用现象与 $SU(2)_L \times U(1)$ 理论所预言的符合非常好。 J/ψ 粒子的发现是高能物理实验的一个里程碑[6]。之后 τ 共振态很快被发现[7]。 τ 轻子在1975年被发现[8]。这些成功是电弱统一理论的实验基础。

高 q^2 的电弱作用理论在位于汉堡DESY的PETRA正负电子储存环上进行了仔细的检验。实验与理论符合很好，而且弱耦合常数也得到很好的测量[4]。

在这众多激动人心的成功之后，位于日内瓦远郊的欧洲核研究中心（CERN, European Organization for Nuclear Research）的大型正负电子对撞机（LEP, Large Electron Positron Collider）于1989年秋投入了运行。至今，约有 2.5×10^6 Z^0 在其四个实验（ALEPH, DELPHI, L3, OPAL）点产生。许多关于 Z^0 物理的文章在世界各地发表。LEP是在 Z^0 峰上验证电弱统一理论的最佳实验地，而且因其高亮度（ $10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ ），LEP也是寻找标准模型以外新物理的最理想处。

本文通过对过程

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \quad (1)$$

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma \quad (2)$$

的实验研究，对QED在 Z^0 能区进行了检验。 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 过程是 e^+e^- 对撞物理研究的重要过程之一[9]，在 Z^0 能区它成为QED检验的最理想反应，因其仍为一“干净”的QED过程，弱作用修正仅在圈图中出现。过程(2)提供对高阶（ α^3 ）QED的检验，同时 Z^0 稀有衰变之一 $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 也具有同样终态。对 $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 分支比的测量是寻找标准模型以外新物理的重要过程之一。

其它一些 Z^0 稀有衰变道：

$$Z^0 \rightarrow \pi^0\gamma \quad (3)$$

$$Z^0 \rightarrow \eta\gamma \quad (\eta \rightarrow \gamma\gamma, 3\pi^0, \pi^0\gamma\gamma, \text{分支比} > 70.9\%) \quad (4)$$

由于高能 π^0 和 η 的中性衰变产物为 γ 而被认为具有 $\gamma\gamma$ 终态。本文给出其分支比上限。

复合模型以假设基本粒子(轻子, quark以及规范玻色子)有内部结构来试图解决标准模型中诸如质量产生, Higgs的人为性, 许多任意参数等等的问题。本文用过程(1)来对 γee^* 耦合的CUTOFF参量进行研究。该过程的优点在于CUTOFF参量的下限可被推至高于质心系能量值, 而由 $e^+e^- \rightarrow ee^* \rightarrow ee\gamma$ 或 $e^+e^- \rightarrow e^*e^- \rightarrow ee\gamma\gamma$ 所得CUTOFF参量值均不超过质心系能量值。[10]

本文测量了 $Z^0 \rightarrow \gamma\gamma$ (标准模型中禁戒)的分支比, 该反应在复合模型中认为是可行的。

最后本文从实验的角度对超对称粒子Neutralino的产生道

$$Z^0 \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow \gamma\gamma + \text{Missing}$$

进行了初步研究。这方面的工作有待深入。

论文第二章给出与实验有关的主要公式, 第三章简要描述了LEP对撞机和L3 探测器, 第四章对L3离线数据分析系统加以说明, 第五章从实验上精确检验量子电动力学(QED)在 Z^0 能区的适用性, 第六章测量了 Z^0 若干稀有衰变道的分支比, 第七章从实验与QED理论的可能偏离对复合模型进行了检验, 本文的最终结果总结于第八章中。

参考文献:

- [1] 《辞海》, 上海辞书出版社, 1989年版, 77页
- [2] Francis Halzen, Alan D. Martin, Quarks & Leptons (1984).
- [3] Arther Rich, John C. Wesley,
'The Current Status of the Lepton g Factors'
Reviws of Modern Physics, Vol.44, Number 2, April 1972.

[4] HE SHENG CHENG,

Experimental Tests of Electroweak Theories at MARK-J

La Rivista del Nuovo Cimento 11(1988)1.

[5] S.L.Glashow, Nucl. Phys., 22(1961)579;

S.Weinberg, Phys. Rev. Lett., 19(1967)1264

and Phys. Rev., D, 5(1972)1412;

A.Salam and J.C.Ward, Phys. Lett., 13(1964)168;

S.L.Glashow, J.Iliopoulos and L.Maiani, Phys. Rev., D, 2(1970)1285.

[6] J.J.AUBERT et al., Phys. Rev. Lett., 33(1974)1404;

C.Bacci et al., Phys. Rev. Lett., 33(1974)1408.

[7] S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett., 39(1977)252;

[8] Adone Proposal, INFN/AE-67/3 (March 1967)

Adone Frascati, unpublished

M.Bernardini et al., Nuovo Cimento A, 17(1973)383

M.Perl et al., Phys. Rev. Lett., 35(1975)1849;

[9] JADE Collaboration, 'Test of Quantum Electrodynamics at PETRA'

Phys. Lett., Vol 82B, number 1,2, (1980)206;

PLUTO Collaboration,

'Measurement of the Reaction $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ at CMS Energy from 9.4 to 31.6GeV'

Phys. Lett., Vol 94B, number 1, (1980)87;

CELLO Collaboration,

'Measurement of $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ and $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ at Energy up to 36.7GeV'

Phys. Lett. Vol. 103B, number 2, (1981)148;

CELLO Collaboration,

'Investigation of Two Photon Final States in e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} = 43.2\text{GeV}$ '

Phys. Lett., Vol. 123B, number 1,2, (1983)127;

B.Adeva et al.,

'Search for New Particles in e^+e^- Annihilation from 39.79 to 45.52 GeV'

Phys. Rev. Lett., Vol. 53, number 2, (1984)134;

MARK-J Collaboration, 'New Particle Searches'

Phys. Lett., Vol. 152B, number 5,6 (1985)439;

M.Derrick et al.,

'Precision Test of QED by

Direct Comparison of $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ and $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ at 29GeV'

Phys. Lett., Vol. 166B, number 4 (1986)468;

M.Derrick et al.,

'Experimental Study of the reactions

$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ and $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ at 29GeV'

Physical Review D, Vol. 34, number 11, (1986)3286;

E. Fernandez et al.,

'Test of Quantum Electrodynamics with Two-, Three-, and Four-photon

Final States from e^+e^- Annihilation at $\sqrt{s} = 29\text{GeV}$ '

Physical Review D, Vol. 35, number 1 (1987)1;

TOPAZ Collaboration,

'Measurement of the Processes $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ at $\sqrt{s} = 52\text{GeV}$ '

Phys. Lett. B, Vol 200, number 3 (1988)391

[10] L3 Collaboration,

'Mass Limits for Excited Electrons and Muons from Z Decay',

Phys.Lett.B, 247(1990)177;

'Search for Excited Taos from Z^0 Decays',

Phys.Lett.B, 250(1990)205

表1-1 基本粒子及其量子数

名 称	自旋	重子数	轻子数	电荷
Quarks:				
u c t [~]	1/2	1/3	0	+2/3
d s b	1/2	1/3	0	-1/3
轻子:				
e μ τ	1/2	0	1	-1
ν _e ν _μ ν _τ	1/2	0	1	0
规范玻色子:				
γ (光子)	1	0	0	0
W [±] , Z ⁰ (弱作用中间玻色子)	1	0	0	±1, 0
g _i (i=1, ..., 8, 胶子)	1	0	0	0

* t(top) quark 尚未找到, ν_τ 尚未直接探测到。

2. 理 论

2.1 量子电动力学关于 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 的计算

Z^0 能区弱作用在轻子对产生中占主要成份,但反应

$$e^+(p_+) e^-(p_-) \rightarrow \gamma(q_1) \gamma(q_2) \quad (1)$$

仍是纯QED过程,因而它是质心系能量在 Z^0 共振峰附近检验QED的唯一合适过程。 Z^0 能区是至今人们在正负电子对撞机上获得的最高质心系能量,在此能区对QED的直接检验有明显的的重要性, QED计算的正确性是 Z^0 物理其它方面精确测量的基础: 在截面的精确绝对测量时, 过程(1)将是亮度测量的可靠参考过程。而且, 人们可以在实验与QED理论的偏离中寻找新的反应, 或者由一定的实验误差内实验与QED理论的吻合而对一些可能的新反应的特征质量标度(characteristic mass scale)加以限制。

图2.1-1A 是过程(1)的最低阶费曼图。左图表示中间虚电子态具有类空动量 q , $q^2 = -s \cdot \sin^2(\theta/2)$, 右图表示交换的虚电子具有类空动量 q' , $q'^2 = -s \cdot \cos^2(\theta/2)$, 二图服从玻色-爱因斯坦统计。在 Z^0 能区, 束流能量 ($\sim 45\text{GeV}$) 远大于电子质量 (511KeV), 由此在极端相对论性近似下, 过程(1)的微分截面为:

$$\frac{d\sigma_0}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \frac{1 + \cos^2 \theta}{1 - \cos^2 \theta} \quad (2)$$

这里 θ 为出射光子动量与束流方向的夹角, $s=4E_0^2$, E_0 为束流能量, α 为精细结构常数。

考虑顶点修正和“软”韧致辐射(所谓“软”韧致辐射, 是指辐射光子动量 $q_3 \cdot |p_-| = k_0 \ll 1$, 为实验上不可测得, 本文分析中取 $k_0=0.01$), 图2.1-1B为顶

点修正费曼图,图2.1-1C为“软”韧致辐射费曼图(此时认为第三个光子 q_3 为实验上不可测得),则微分截面变为:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \delta_A) \quad (3)$$

δ_A 可由顶点修正与“软”韧致辐射修正相加而得,有解析表达式。最初的计算见[1],其后许多人也作过计算,这里引用文献[2]中的计算式:

$$\begin{aligned} \delta_A = & -\frac{\alpha}{\pi} \left\{ 2(1-2v)(\ln k_0 + v) + \frac{3}{2} - \frac{1}{3}\pi^2 + \frac{1}{2(1+c^2)} \right. \\ & \times [-4v^2(3-c^2) - 8vc^2 + 4uv(5+2c+c^2) \\ & + 4wv(5-2c+c^2) - u(5-8c+c^2) - w(5+8c+c^2) \\ & \left. - 2u^2(5+2c+c^2) - 2w^2(5-2c+c^2) \right\} \end{aligned}$$

$$\text{这里: } c = \cos \theta, \quad v = \frac{1}{2} \ln \frac{4}{m^2}, \quad m = \frac{m_e}{|p_-|}$$

$$u = \frac{1}{2} \ln \frac{2(1+c)}{m^2}, \quad w = \frac{1}{2} \ln \frac{2(1-c)}{m^2}$$

反应

$$e^+(p_+) e^-(p_-) \rightarrow \gamma(q_1) \gamma(q_2) \gamma(q_3) \quad (4)$$

的费曼图见图2.1-1C(此时认为第三个光子 q_3 为实验上可测量),在极端相对论性近似下,微分截面为:

$$\frac{d\sigma}{d\Gamma_{123}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_1 d\Omega_2 d\Omega_3} = \frac{\alpha^3}{8\pi^2 s} \omega_{123} F \quad (5)$$

这里 $\omega_{123} = x_1 x_3 / y(z_2)$, $x_i = q_i / |p_-|$

$$y(z_2) = 2 - x_3 + x_3 z_2, \quad z_2 = \cos \alpha_2$$

α_2 为 q_1 和 q_3 的夹角, Ω_i 为第 i 个光子的立体角。

$$F = \sum_P \left(\frac{-2m^2 k_4'}{k_3^2 k_1'} - \frac{2m^2 k_2}{k_3'^2 k_1} + \frac{2}{k_3 k_4} \frac{k_2^2 + k_2'^2}{k_1 k_1'} \right)$$

P 表示(1,2,3)的全排列,

$$k_+ = \hat{p}_+ \cdot \hat{q}_+ = x_+(1 - \cos \theta_+)$$

$$k_- = \hat{p}_- \cdot \hat{q}_- = x_-(1 + \cos \theta_-)$$

$$\hat{p}_\pm = p_\pm / |p_-|, \quad \hat{q}_\pm = q_\pm / |p_-|,$$

过程(1), (4)的Monte Carlo事例产生程序(event generator), 至 α^3 , 最初由 Berends 和 Kleiss 写成[2], 可由CERN获得。EGGBV201是该程序的一个改写版本, 使之适合于L3探测器模拟程序的输入。本文在数据分析中使用EGGBV201来计算 QED 对实验的预期值。在完成本文数据分析过程中对EGGBV201曾作了一些的改进, 便于在事例产生程序级(generator level)上进行简单而灵活的模拟研究。 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 和 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 的 γ 的 $\cos \theta$ 分布图见图2.1-2, 图中可见在前后向上很尖的峰。图2.1-3是能量最小 γ 的能谱图, 在小能量区有一很尖的峰。图2.1-4为能量最大和次大的 γ 的共线度(colinearity)分布, 图2.1-5则为此共线度与此二 γ 能量和对质心系能量归一后的分布图, 图上可见分布集中在共线度 180° 和能量比接近于1的地方。图2.1-6A为能量最小 γ 与其 $\cos \theta$ 的分布, 图2.1-6B为经过3 γ 判选后的分布(见第五章), 图上可见QED过程的此 γ 集中在低能量和前后向区。图2.1-7A为能量最大和次大的 γ 的共线度与能量最小 γ 能量的关系, 图2.1-7B同样是经过3 γ 判选后的分布, 图中可见此 γ 能量对共线度的影响。图2.1-8则是辐射修正随 $\cos \theta$ 的变化, 图中实线为质心系能量为91.2GeV时的修正值, 两种虚线分别为质心系能量为88.2GeV和94.2GeV时的修正值, 详细的讨论见第五章。

2.2 Z^0 稀有衰变

Z^0 的主要衰变道, $Z^0 \rightarrow l^+l^-$, $Z^0 \rightarrow \nu_l \bar{\nu}_l$, ($l = e, \mu, \tau$)和 $Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ 的大量实验结果已作了分析, 实验结果完全支持标准模型。然而, 在CERN产生的(和正在产生的)大量 Z^0 事例($L3 \sim 4 \times 10^5$)为观测分支比小于 10^{-4} 的 Z^0 稀有衰变(对应分宽度 $\sim 10^{-2}$ KeV)提供了可能性。这些 Z^0 稀有衰变对标准模型以外的物理现象很敏感, 便于实验上发现新物理。文献[3]汇集了标准模型内 Z^0 稀有衰变的理论公式和计算。在此仅引用与本文数据分析有关的部分。

自旋为1的 Z^0 不能衰变为 $\gamma\gamma$ [4], 然而反应

$$Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma \quad (6)$$

在标准模型中却不是禁戒的, 其费曼图如图2.2-1所示, 仅包括费米子圈图的分宽度为:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = \alpha_{\text{em}}^3 \left(3 \sum_q e_q^3 v_q + \sum_l e_l^3 v_l \right)^2 \frac{M_Z}{72 \pi^3} X \quad (7)$$

$$= 0.7 \text{ eV}$$

对应于 $\text{Br}(Z^0 \rightarrow \gamma\gamma\gamma) = 3 \times 10^{-10}$, 这里 $\alpha_{\text{em}} = \alpha / (\sin^2 \theta_w \cos^2 \theta_w)$, e_q 为quark电荷, v_q 为 Z^0 与quark的矢量耦合常数, 对所有“轻”quark求和; e_l 和 v_l 分别为轻子电荷和其与 Z^0 的矢量耦合常数, 对所有轻子求和; X 是由quark和轻子矩阵元对三体相空间积分所得出的因子。

W圈图的贡献在理论计算上引起了很大的兴趣[5]。根据江向东等人的最新计算, W圈图的贡献仅为0.0194 eV, 与费米子圈图贡献相比, 可略去不计。因此在标准模型下 Z^0 衰变到三光子的分支比约为 3×10^{-10} 。

Z^0 衰变为质量为 M_P 轻赝标量介子P和一个光子的分宽度为:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow P\gamma) = \frac{\alpha_{\text{em}} \pi}{96} |V_P(M_Z^2)|^2 M_P^2 (1 - M_P^2/M_Z^2)^3 \quad (8)$$

这里 V_P 为中性流形状因子。计入低质量中性介子的混合效应, 标准模型预言:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) = 0.027 \text{ eV}$$

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \eta \gamma) = 0.53 \text{ eV}$$

分别对应:

$$\text{Br}(Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma) = 1.1 \times 10^{-11}$$

$$\text{Br}(Z^0 \rightarrow \eta \gamma) = 2.1 \times 10^{-10}$$

2.3 复合模型

基于文献[6],过程(1)的一种可能修正的费曼图见图2.3-1,即假设交换的中间虚电子为质量为 M_{e^*} 的激发态电子 e^* ,等效Lagrangian为

$$L_{\text{eff}} = \frac{e\lambda}{2M_{e^*}} \bar{\Psi}_{e^*} \sigma_{\mu\nu} \Psi_{e^*} F^{\mu\nu} + \text{h.c.}$$

其中 $F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu$ 为电磁场张量, λ 为 γee^* 的以 α 为单位的耦合强度。

当 M_{e^*} 远离 \sqrt{s} 时,上述修正可参数化为在电子传播子中引入CUTOFF参量 Λ_{\pm} ,进而最低阶微分截面为:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{s} \frac{1+\cos^2\theta}{1-\cos^2\theta} \left(1 \pm \frac{s^2}{2\Lambda_{\pm}^4} (1-\cos^2\theta) \right) \\ &= \frac{d\sigma_{\text{QED}}}{d\Omega} \left(1 \pm \frac{s^2}{2\Lambda_{\pm}^4} (1-\cos^2\theta) \right) \end{aligned} \quad (9)$$

Λ_{\pm} 与 M_{e^*} 存在关系 $\Lambda_{\pm}^2 \cdot \lambda = M_{e^*}^2$

当 $M_{e^*} \gg \sqrt{s}$ 时,文献[6]中附录A给出

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{d\sigma_{\text{QED}}}{d\Omega} + \alpha^2 \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{M_{e^*}} \right)^4 \frac{q^4}{(q^2 - M_{e^*}^2)^2} \left(\frac{s}{4} \sin^2\theta + M_{e^*}^2 \right) \right. \\ &\quad + \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{M_{e^*}} \right)^4 \frac{q'^4}{(q'^2 - M_{e^*}^2)^2} \left(\frac{s}{4} \sin^2\theta + M_{e^*}^2 \right) \\ &\quad + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{M_{e^*}} \right)^4 \frac{M_{e^*}^2 \sin^2\theta}{(q^2 - M_{e^*}^2)(q'^2 - M_{e^*}^2)} \\ &\quad + \left(\frac{\lambda}{M_{e^*}} \right)^2 \frac{q^2}{q^2 - M_{e^*}^2} + \left(\frac{\lambda}{M_{e^*}} \right)^2 \frac{q'^2}{q'^2 - M_{e^*}^2} \\ &\quad \left. + \frac{1}{4} \left(\frac{\lambda}{M_{e^*}} \right)^2 s \sin^2\theta \left(\frac{1}{q^2 - M_{e^*}^2} + \frac{1}{q'^2 - M_{e^*}^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (10)$$

其中 $q^2 = -s \cdot \sin^2(\theta/2)$, $q'^2 = -s \cdot \cos^2(\theta/2)$

依照文献[7],如果 Z^0 为一束缚态,其亚结构(subconstituents)通过其电荷 Q 与光子耦合,在假设类 $q\bar{q}$ 束缚态时,

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma) = \frac{84 \alpha^3}{9} (\pi^2 - 9) M_Z \frac{|\Phi(0)|^2 N_c N_H \langle Q^6 \rangle}{4 \pi M_Z^3}$$

$$\cong 500 \text{KeV} \langle Q^6 \rangle$$

当假设同位旋标量(ISOSCALAR)矢量玻色子 V 和标量玻色子 S 为 Z^0 玻色子的复合态partner而且标量玻色子 S 不太重时, $Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma$ 可由级连衰变 $Z^0 \rightarrow \gamma S$, $S \rightarrow \gamma \gamma$ 完成。

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \gamma S) = \frac{\alpha}{24 \Lambda^2} \frac{(M_Z^2 - m_S^2)^3}{M_Z^3}$$

$$\Gamma(S \rightarrow \gamma \gamma) = \frac{\pi \alpha^2}{12 \Lambda^2} m_S^3$$

Λ 为一CUTOFF参量,其余各量含义见文献[7]。

文献[7]给出:

$$\text{Br}(Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma) \cong 2.0 \times 10^{-4},$$

比标准模型给出的 $\text{Br}(Z^0 \rightarrow \gamma \gamma \gamma) \cong 3.0 \times 10^{-10}$ 高约6个数量级。

文献[7]同时指出,复合 Z^0 还使得诸如在标准模型下禁戒的 $Z^0 \gamma \gamma$ 耦合成为可能,其耦合强度对模型依赖很大,因此实验上对 $Z^0 \rightarrow \gamma \gamma$, $Z^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$, $Z^0 \rightarrow \eta \gamma$ 等的测量就显得十分重要。

2.4 超对称粒子Neutralinos

基于超引力理论(Supergravity theories), 对标准模型的发展之一的超对称理论(Supersymmetry theory)是人们为解决标准模型中某些问题而在理论上的一个努力方向,一如复合模型以提出基本粒子有内部结构的想法一样。虽然到目前为止超对称理论与实验结果的比较还都是否定结果,然而验证或否定该理论尚需实验上

的进一步努力。

在 $N = 1$ 的超引力模型 (Supergravity Model) 中 Neutralinos χ_i^0 和 Charginos χ_{\pm}^{\pm} 可能具有小于 Z^0 质量的质量[8], Neutralinos 和 Charginos 是中性和带电的度规 (gauge) 和 Higgs 费米子的质量本征态。L3 和 ALEPH 实验组发表的结果已将 Chargino 的质量下限推至 44 GeV[4], 同样地, 在 Z^0 能区的带电 Slepton 产生也在现有实验能区下被排除。于是, 仍然十分感兴趣的 Z^0 超对称性衰变模式 (supersymmetric decay modes) 为 Z^0 衰变为 Neutralinos[10], [11]:

$$Z^0 \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0 \quad (i, j=1, 2, 3, 4, \text{依质量由小到大排序})$$

χ_i^0 假设为最轻的超对称粒子, 不与探测器发生作用。在 Minimal Supersymmetric Model 中, Neutralinos 和 Charginos 的质量和耦合常数由中性和带电的 gaugino-Higgsino 混合矩阵确定:

$$\begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \sin \beta \sin \theta_w \\ 0 & M_2 & -M_Z \cos \beta \cos \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_w & M_Z \cos \beta \cos \theta_w & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_w & -M_Z \sin \beta \cos \theta_w & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

这里 M_1, M_2 为 $SU(2)$ 和 $U(1)$ 度规费米子质量, μ 为 Higgsino 质量参数,

$\cot \beta = v_1 / v_2 = \tan \theta_w$, v_1, v_2 为 Higgs 双重态的真空期望值。计算中取

$$M_1 / M_2 = 5/3 \cdot \tan^2 \theta_w.$$

相空间允许的衰变模式为 $\chi_1^0 \chi_1^0, \chi_1^0 \chi_2^0, \chi_2^0 \chi_2^0, \chi_1^0 \chi_3^0$, 衰变分宽度:

$$\Gamma(Z^0 \rightarrow \chi_i^0 \chi_j^0) = (1 - 1/2 \cdot \delta_{ij}) \frac{g^2 M_Z}{12 \pi \cos^2 \theta_w} |O_{ij}^Z|^2 \cdot \sqrt{1 - \frac{2(m_i^2 + m_j^2)}{M_Z^2} + \frac{(m_i^2 - m_j^2)^2}{M_Z^4}} \cdot \left[1 - \frac{(m_i^2 + m_j^2)}{2M_Z^2} - \frac{(m_i^2 - m_j^2)^2}{2M_Z^4} - 3 \frac{\eta_i \eta_j m_i m_j}{M_Z^2} \right]$$

这里 $Z^0 \chi_i^0 \chi_j^0$ 耦合常数 O_{ij}^Z 为:

$$O_{ij}^{\gamma\gamma} = 1/2 \cdot (N_{i3}N_{j3} - N_{i4}N_{j4})\cos^2\theta_\gamma - 1/2 \cdot (N_{i3}N_{j4} + N_{i4}N_{j3})\sin^2\theta_\gamma$$

m_i, η_i 为 χ_i^0 的质量本征值及其符号, N_{ik} 为使 Neutralino 质量矩阵对角化的实正交 (4×4) 矩阵元。与本文分析有关的衰变道为:

$$Z^0 \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0 \rightarrow \chi_1^0 \gamma + \chi_1^0 \gamma \rightarrow \gamma \gamma + P_{\text{missing}}$$

文献[10]的计算表明:

	$\mu = -30\text{GeV}$ $M_2 = 30\text{GeV}$	$\mu = -60\text{GeV}$ $M_2 = 25\text{GeV}$
$\text{Br}(Z^0 \rightarrow \chi_2^0 \chi_2^0)$	7×10^{-3}	2×10^{-4}

参考文献:

- [1] I.Harris, L.M.Brown, Phys. Rev., 105(1957)1658
- [2] F.A.Berends, R.Kleiss, Nucl. Phys., B186(1981)22-34
- [3] E.W.N.Glover, J.J. van der Bij
'Z Physics at LEP I', Vol. II, Chapter 1, page 1 - 57
- [4] C.N.Yang, Phys. Rev., 77(1950)242
- [5] XIANG-DONG JIANG and XIAN-JIAN ZHOU, BIHEP-TH-91-37
Fang-Xiao Dong, Xiang-dong Jiang and Xian-jian Zhou,
'Partial Decay width of the Z into three photons via the W loops'
BIHEP-TH-92-32, 以及其所引文献:
X.Y.Pham, 'Non-abelian effects in non-linear quantum
electrodynamics and in Z^0 decay into three photons'
Phys. Lett. B, 272(1991)373-382
- [6] A.Litke, Harvard Univ., ph.D Thesis (1970) unpublished
- [7] F.Boudjema and F.M.Renard
'Z Physics at LEP I', Vol. II, Chapter 5, page 185 - 211

- [8] H.E.Haber, G.L.Kane, Phys.Rep. 117(1985)75;
H.P.Nilles, Phys.Rep. 110(1984)1;
P.Nath, R.Arnowitz, A.H.Chamseddine: Applied N = 1 supergravity.
Singapore: World Scientific 1984;
A.Bartl, H.Pietschmann, H.Stremnitzer:
Proc. of the 28th Schladming Winter School, 1989;
- [9] L3 Coll., Phys. Lett. B233(1989)530;
ALEPH Coll., Phys.Lett. B236(1990)241;
- [10] A.Bartl et al., "Signatures for neutralinos at the Z^0 "
Z. Phys. C-Particles and Fields 47. 235 - 239 (1990);
- [11] R. Barbieri
"Z Physics at LEP I", Vol. II, Chapter 3, page 119 - 143
K.Hidaka, P.Ratcliffe, "Search for neutralinos at the Z^0 peak
in the e^+e^- collider"
Phys. Lett. B Vol. 253, number 3 (1990)476;
John ELLIS et al., "Pursuing Supersymmetry In Z^0 Decays"
Phys. Lett. B Vol. 237, number 3,4 (1990)423;
及其所引文献

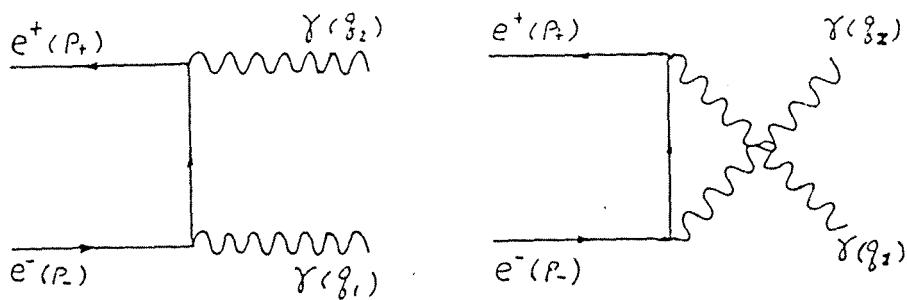


图2.1-1A $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 过程最低阶费曼图

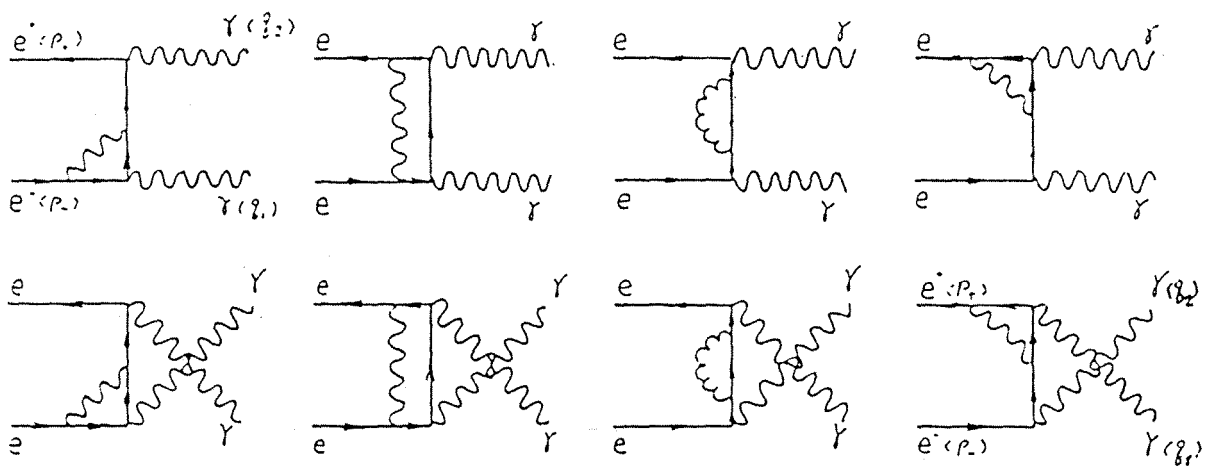


图2.1-1B $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 顶点修正费曼图

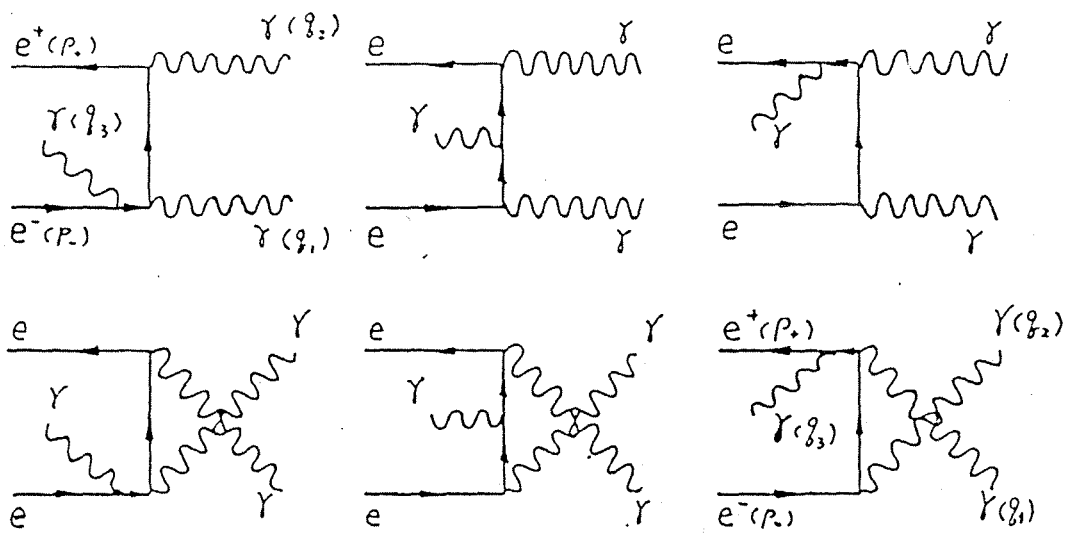


图2.1-1C $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 初致辐射费曼图,

$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 过程费曼图

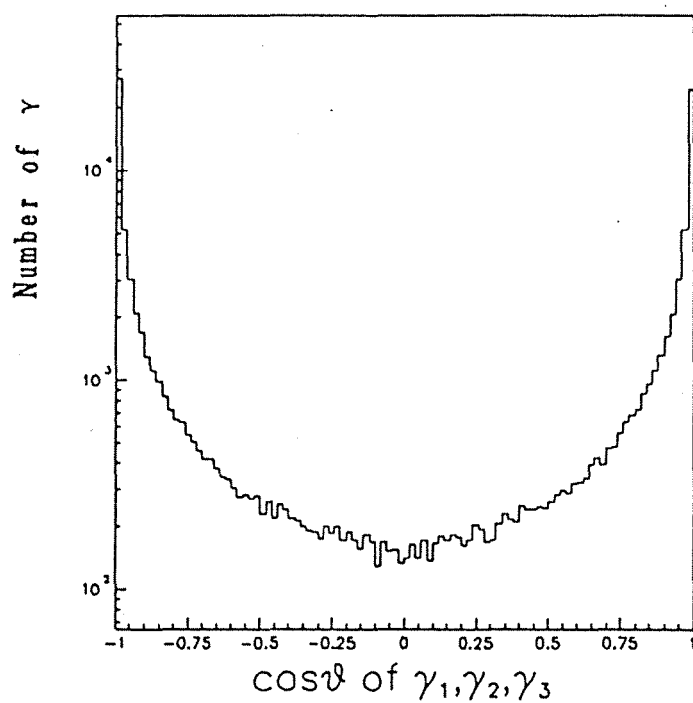


图2.1-2 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 过程 γ 的 $\cos \theta$ 分布

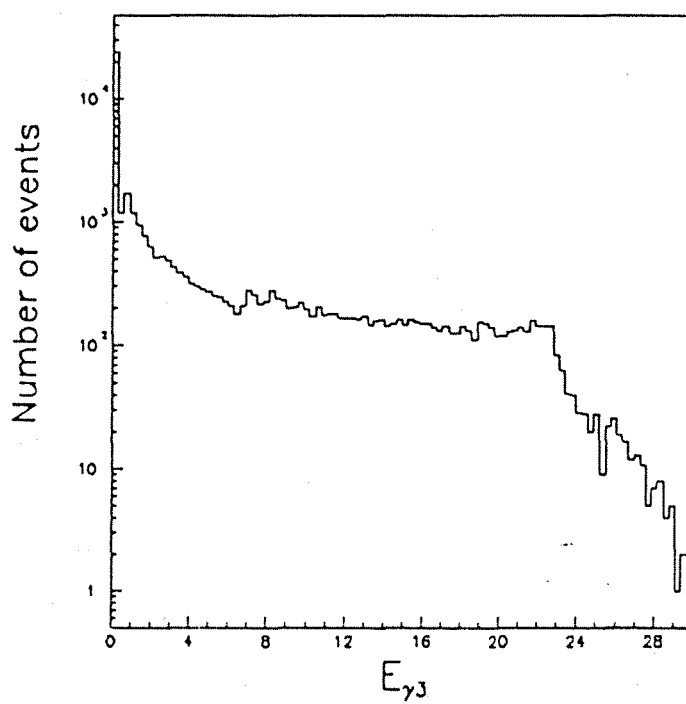


图2.1-3 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 中能量最小的 γ 的能谱图

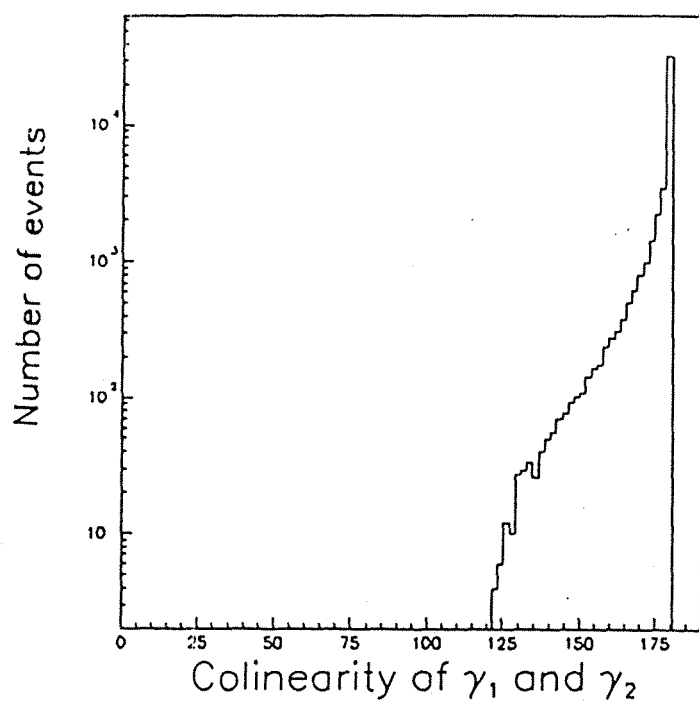


图2.1-4 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 中
能量最大和次大的 γ 的共线度

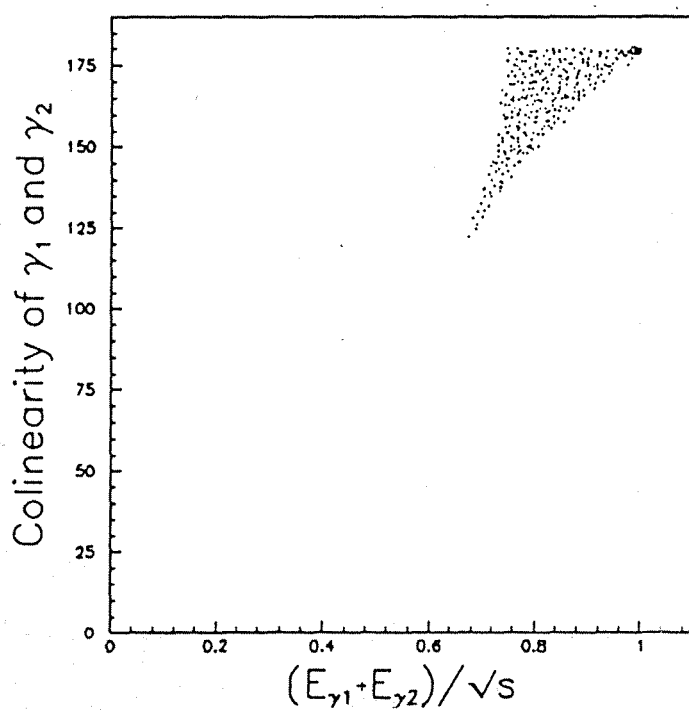


图2.1-5 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$ 中
能量最大和次大的 γ 的共线度与
二者能量和 (对质心系能量归一) 的关系

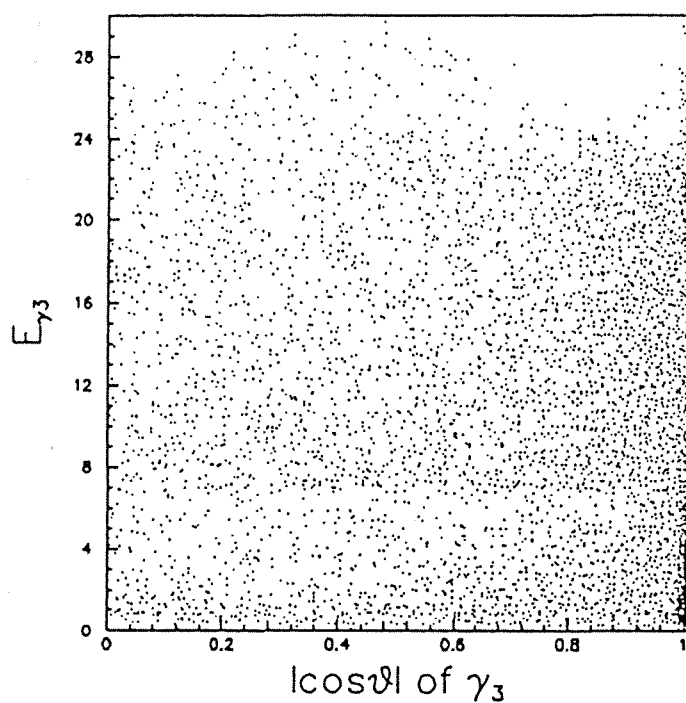


图2.1-6A $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ 中能量最小的 γ
能量与其 $|\cos \theta|$ 的关系

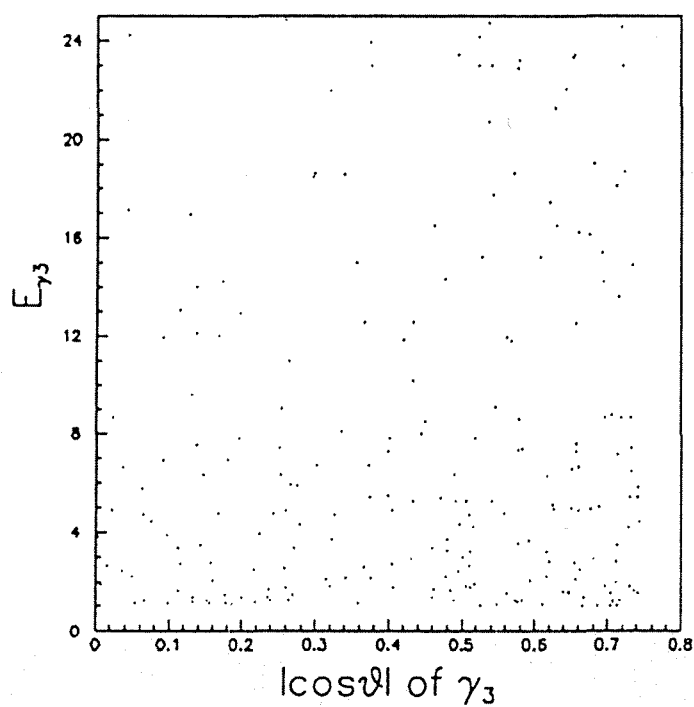


图2.1-6B 通过 3γ 判选条件后的 E_{γ_3} 与 $|\cos \theta|$ 的关系

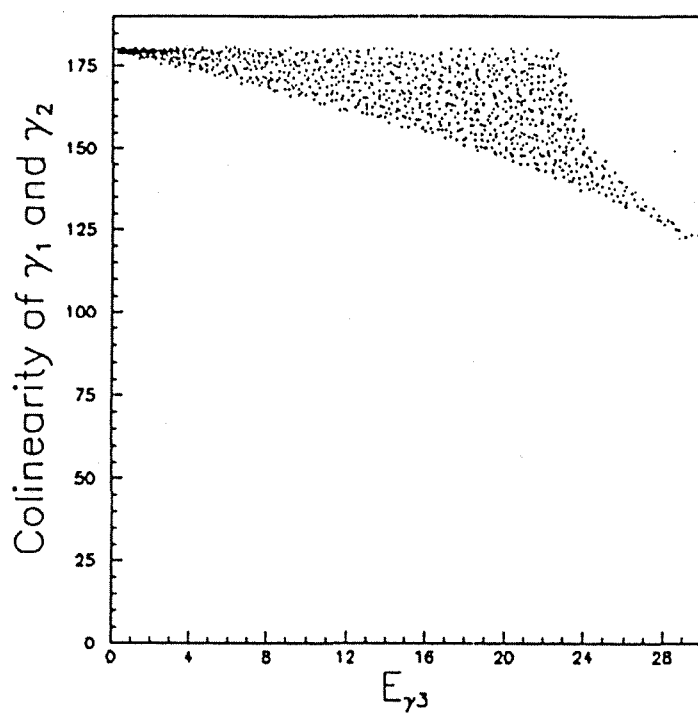


图2.1-7A E_{γ_3} 和共线度的关系

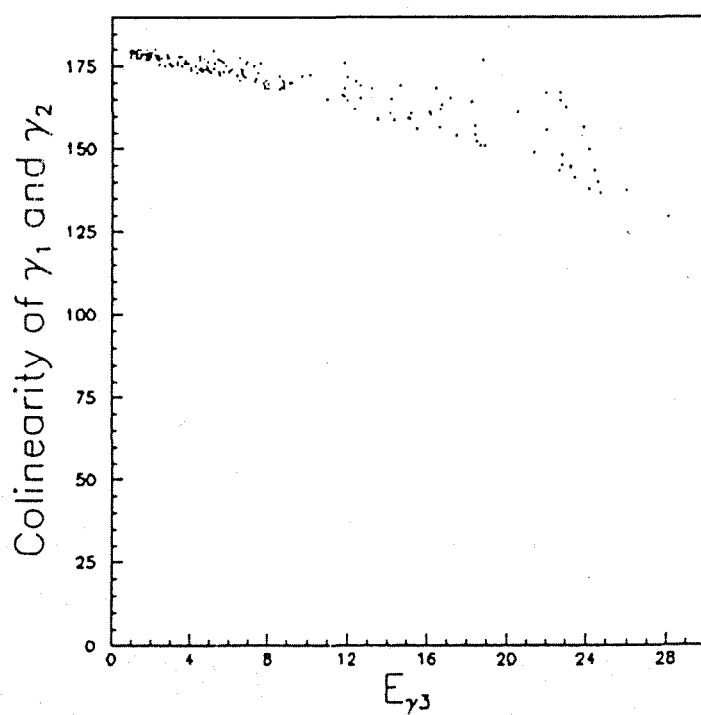


图2.1-7B 通过 3γ 判选条件后的 E_{γ_3} 与共线度的关系

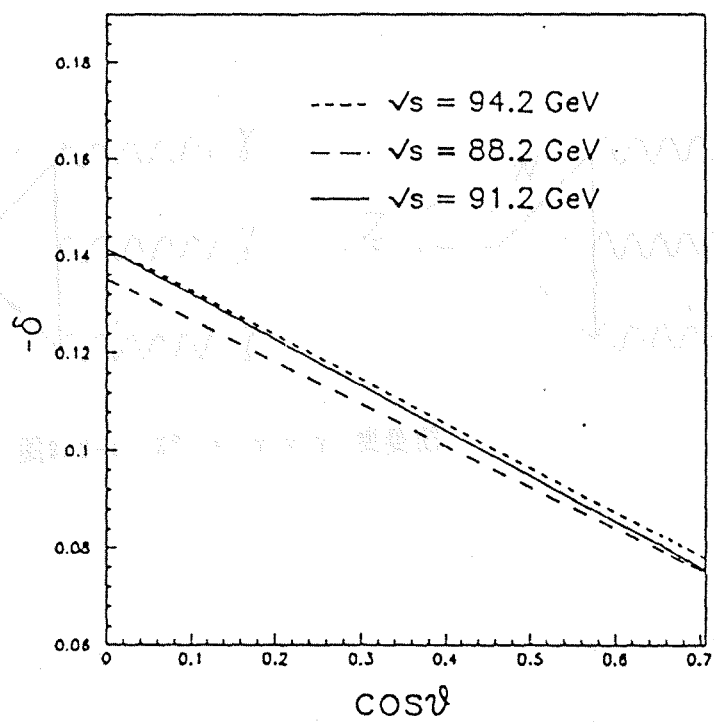


图2.1-8 辐射修正随 $\cos \theta$ 的变化

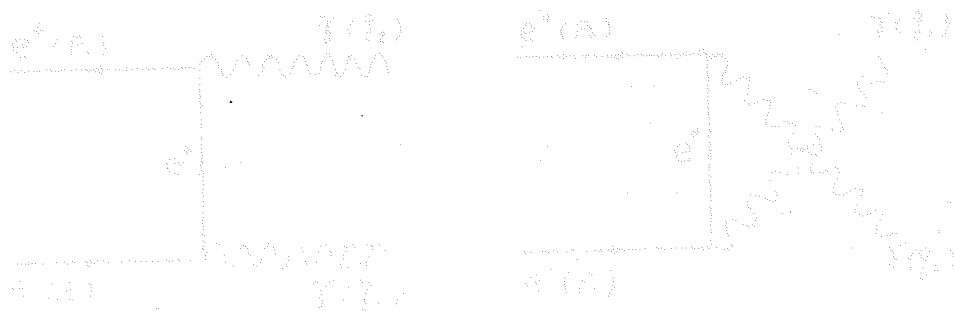


图2.1-9 过程 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 的费曼图

3. LEP对撞机和L3探测器

3.1 LEP对撞机[1]

LEP对撞机是目前世界上最大的 e^+e^- 对撞机。如图3.1-1,储存环位于地下约100米,周长约27公里的坑道内,在日内瓦郊外,横跨瑞士和法国国境线。束流管中45GeV的正负电子束团以相反方向运行,为128个加速腔加速,3000多个偏转磁铁和2000多个聚焦、校正磁铁约束束流的正常运行。表3.1-1是LEP储存环的主要参数。

3.2 L3探测器[2]

历史上大多数粒子加速器上的重大发现都是通过精确测量末态轻子和光子而实现的,因为光子和(或)轻子反应道信号清晰,易于判选,事例本身也易于理解和从理论上解释。

L3探测器是为LEP正负电子对撞机而设计的四大探测器之一(见图3.2-1),而且侧重轻子、光子动量及位置的精确测量,同时也测量强子喷注能量流(energy flow)及事例顶点。L3探测器位于LEP第二对撞点,在法国境内,地下约50米深处的实验大厅内。从对撞点向外L3探测器主要由以下子探测器构成:

1) 中心径迹探测器

主要由时间扩展室(Time Expansion Chamber, TEC)组成,用于测量带电粒子径迹。在 $R-\phi$ 平面上带电粒子径迹平均单丝精度为 $58\text{ }\mu\text{m}$,双径迹分辨为 $640\text{ }\mu\text{m}$,这

对本文数据分析中确定 γ 通过“对产生”变为 e^+e^- 的事例很有帮助：在R-Z平面上单径迹分辨为 $500\mu\text{m}$ ，双径迹Z坐标分辨为 7mm 。

L3中心径迹探测器精确测量源于对撞点及其附近的带电径迹的位置和方向，确定径迹多重数，区分中性和带电粒子，并测量带电粒子的动量。对 $P=50\text{GeV}$ 的带电粒子电荷正负性区分正确率达96%。如图3.2-2，中心径迹探测器长约1米，内、外径9cm，49cm，覆盖极角区 $|\cos\theta| \leq 0.8$ ；探测器由时间扩展室（Time Expansion Chamber, TEC），阴极条读出的Z-Chamber和塑料闪烁纤维（PSF）定标系统组成。如图3.2-3，TEC分内、外漂移室两部分。内漂移室紧贴束流管，均分为12个子区（sector），外漂移室内、外径为15cm至46cm，均分为24个子区。这样的设计使在离线分析的模式识别中很大程度上解决了左右不确定性。信号丝长82cm，有三种类型：阳极丝精确测量R- ϕ 坐标；CD丝（Charge Division sense wire）通过测量丝两端电荷比例而对Z坐标进行测量；加速区两侧每五根栅极丝为一组，通过比较两侧信号强弱解决左右不确定性。TEC内充80% CO_2 和20% C_4H_{10} ，100MHz的Flash ADC用于其数据数字化。

在高压正常时TEC具有很高的径迹重建效率，但由于断丝和实验具体情况等，TEC高压并不总是工作在正常值，另外，在阴、阳极丝面附近由于电场的非均匀性，径迹重建效率也将下降，这些因素必须在数据分析中加以注意。

Z-Chamber由阴极读出的两层柱状正比室构成，用于加强电磁量能器前径迹Z坐标的精确测量。Z-Chamber包住TEC，充混合气体80%Ar和20% CO_2 。

2) 电磁量能器

由锗酸铋（ BCO ， $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ ）晶体组成，22个辐射长度，对于大于 2GeV 的电子、光子能量分辨率为1.5%，在 100MeV 时为5%。

4) 强子量能器

L3强子量能器(HCAL)由铀吸收体与正比管夹层构成, 单个强子的能量分辨率为 $(55/\sqrt{E} + 5)\%$, 喷注角分辨为 2.1° 。强子量能器连同前面BGO晶体的核吸收长度约为6, 能为其后的 μ 子探测器吸收绝大部分强子。强子量能器位于BGO之外, 支撑管以内, 内外径分别是88cm和213cm, 与BGO一道, 强子量能器对强子簇射能量及位置进行测量, 同时簇射在BGO 和强子量能器中能量沉积的比例可被用于判别簇射类型(见本文第五章中使用的判据 $EBGO/(EBGO+EHC)$)。强子量能器由三部分构成: 桶部(HB), 端盖(HC)和 μ 子过滤器(HM)。HB于HC一道的 θ 覆盖为 $5.5^\circ < \theta < 174.5^\circ$, $2\pi\phi$ 覆盖, 4π 立体角覆盖率为99.5%, 由测试束和由 Z^0 事例所得的能量分辨率为

$$\frac{\sigma}{E} = \frac{0.55}{\sqrt{E}} + 0.05$$

HB, HC由铀吸收层与正比管层构成三明治状, HB中相邻正比管层中正比管正交放置以提供 Z 和 ϕ 坐标测量。信号丝按一定规则组合读出, 以减少读出道数, 同时优化能量和位置测量[3]。正比管中混合气体为80%Ar和20%CO₂。

HB由9个环, 每环16个模块构成, 见图3.2-5, 6个外环由短模块构成, 3个内环由长模块构成, 最内一个环正对碰撞点。HC则由2个内环和1个外环构成。HM紧贴支撑管内壁, 由黄铜与正比管构成, 核吸收长度1.03。

5) μ 子漂移室

L3 μ 子漂移室(MUCH)由三层漂移室组成, 能精确测量 μ 子动量, $P = 45 \text{ GeV}$ 时 $\Delta P/P = 2\%$, 这对应 Z^0 峰质量分辨率1.4%。MUCH位于支撑管和磁铁之间, 内外径为2.5米5.4米, 极角覆盖 $44^\circ < \theta < 134^\circ$ 。如图3.2-6A所示, 图3.2-6B是MUCH一个OCTANT单元的截面图。

6) 小角度亮度监测器

L3亮度监测器由测量带电径迹的丝室和其后的BGO晶体阵列组成。通过测量小角度Bhabha事例而实现对亮度的测量。L3亮度监测器(FLUM)位于 $Z = \pm 2785 \text{ mm}$ 处,由两组完全一样的带电粒子径迹室加BGO电磁量能器组成,对亮度的测量精度为1%。如图3.2-7,亮度监测器平行于束流管,BGO阵列由8个环组成。在 ϕ 方向上,它们被分为16个区,每个区19根晶体。在前后向 $24.7\text{mrad} < \theta < 69.3\text{mrad}$ 上FLUM的效率为1,对应Bhabha等效截面约100nb。

除 μ 子漂移室外,其它子探测器位于一长32米,直径4.45米的支撑管中,支撑管平行于束流方向,位于磁铁中央。

整个L3探测器位于一巨大的螺线管磁铁中,磁场均匀,场强为0.5T,磁铁呈八边形,长14米,直径16米,重8000吨,主要由线圈、轭铁、磁铁门构成。场强由支撑管内的霍尔(HALL)探测器以及装在 μ 子漂移室上的上千个磁致电阻(magnetoresistors)测量。

L3探测器对电子、光子和强子喷注的立体角覆盖为 $97\% \times 4$,对 μ 子为 $82\% \times 4\pi$ 。L3探测器还包括触发系统,在线数据获取电子学和在线计算机。

L3触发系统包括能量触发, μ 子触发,闪烁体触发,TEC径迹触发等等。与本文分析有关的是能量触发:

- 沉积在量能器中的能量总和 $> 20\text{GeV}$, 或
- 沉积在EB和强子量能器桶部中的能量和 $> 15\text{GeV}$, 或
- 沉积在EB中的能量 $> 10\text{GeV}$, 或
- 沉积在EC中的能量 $> 20\text{GeV}$ 。

TEC径迹触发要求至少有两条TEC径迹, 在 $R-\phi$ 平面内夹角大于 120° 。TEC径迹触发主要是为 μ 子触发和能量触发而设计的臆余触发。

$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 的判选条件(见第五章)与 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 的判选条件仅在TEC径迹的要求上有差别, 因此实验上往往用 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 来估算 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 的触发效率。在筛选 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 的同时, 选取相同几何接收度内的 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, 差别在于 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 要求BG0中电磁簇射不与TEC径迹匹配, 而 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 则要求此匹配(详见第五章)。在本文分析中共选出(1990, 1991年)13270个 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 事例, 其中因TEC触发的为12280, 因能量触发的为13124, 则 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 的触发效率为 $1 - (1 - 13124/13270)(1 - 12280/13270) = 99.92\%$, 因此, 若认为 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 的触发效率为1, 则其中总能量的触发效率为 $13124/13270 = 98.90\%$, 以此作为 $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ 的触发效率。

有关L3探测器的其它部分的描述, 以及上述部分的详细描述, 请参阅[2]。

参考文献:

- [1] LEP Design Report, Vol. I, II, CERN-LEP/84-01, June 1984
- [2] 'The Construction of the L3 Experiment',
Nucl. Instr. and Meth., A289(1990)35
- [3] H.S.CHEN, 'The Segmentation of Hadron Calorimeter',
Nucl. Instr. and Meth., A256(1987)261

表3.1-1 LEP储存环主要参数

Circumference	26658.883 m
Dipole bending radius	3096.175 m
Phase advance/period	60°
Horizontal betatron wave number	70.44
Vertical betatron wave number	78.20
Number of bunches per beam	4
Number of interaction points	4
Number of RF cavities	128
RF frequency	352.20904 MHz
Injection energy	20 GeV
Maximum beam energy	~ 60 GeV
Peak luminosity (3 mA beam current)	$1.6 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

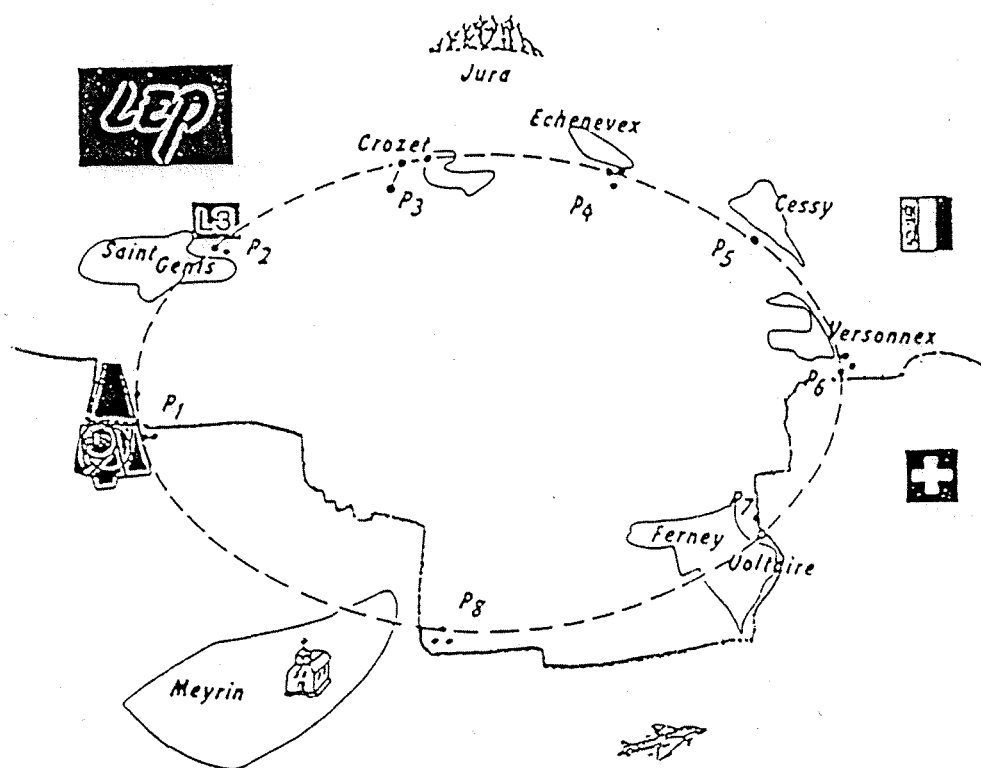


图3.1-1 位于CERN的LEP对撞机和L3的位置示意图

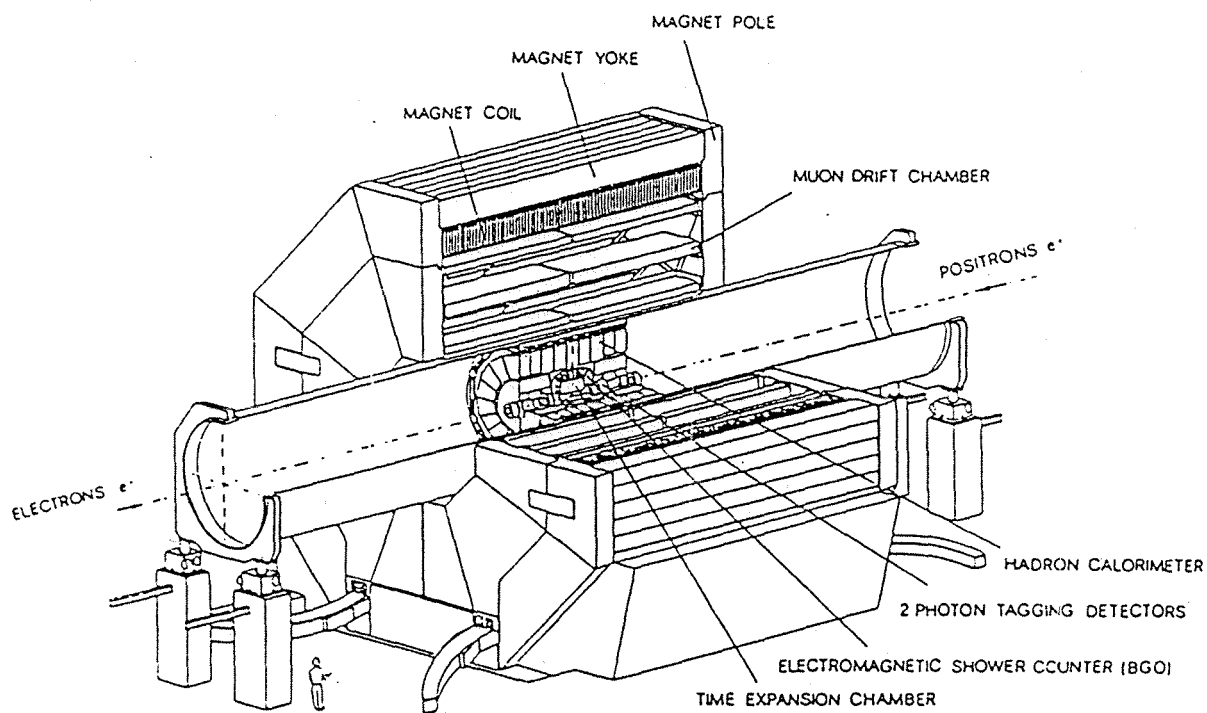


图3.2-1A L3探测器立体图

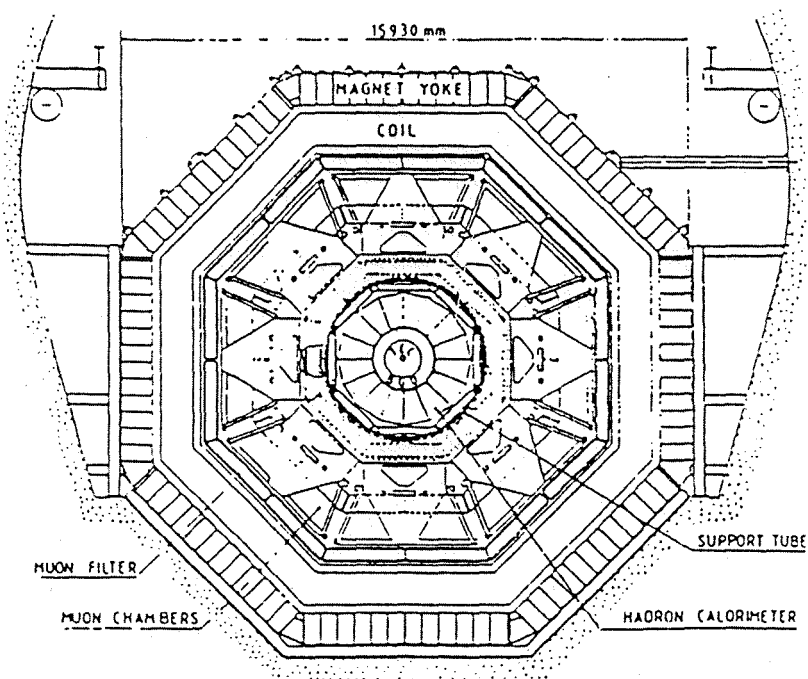


图3.2-1B L3探测器横剖面图

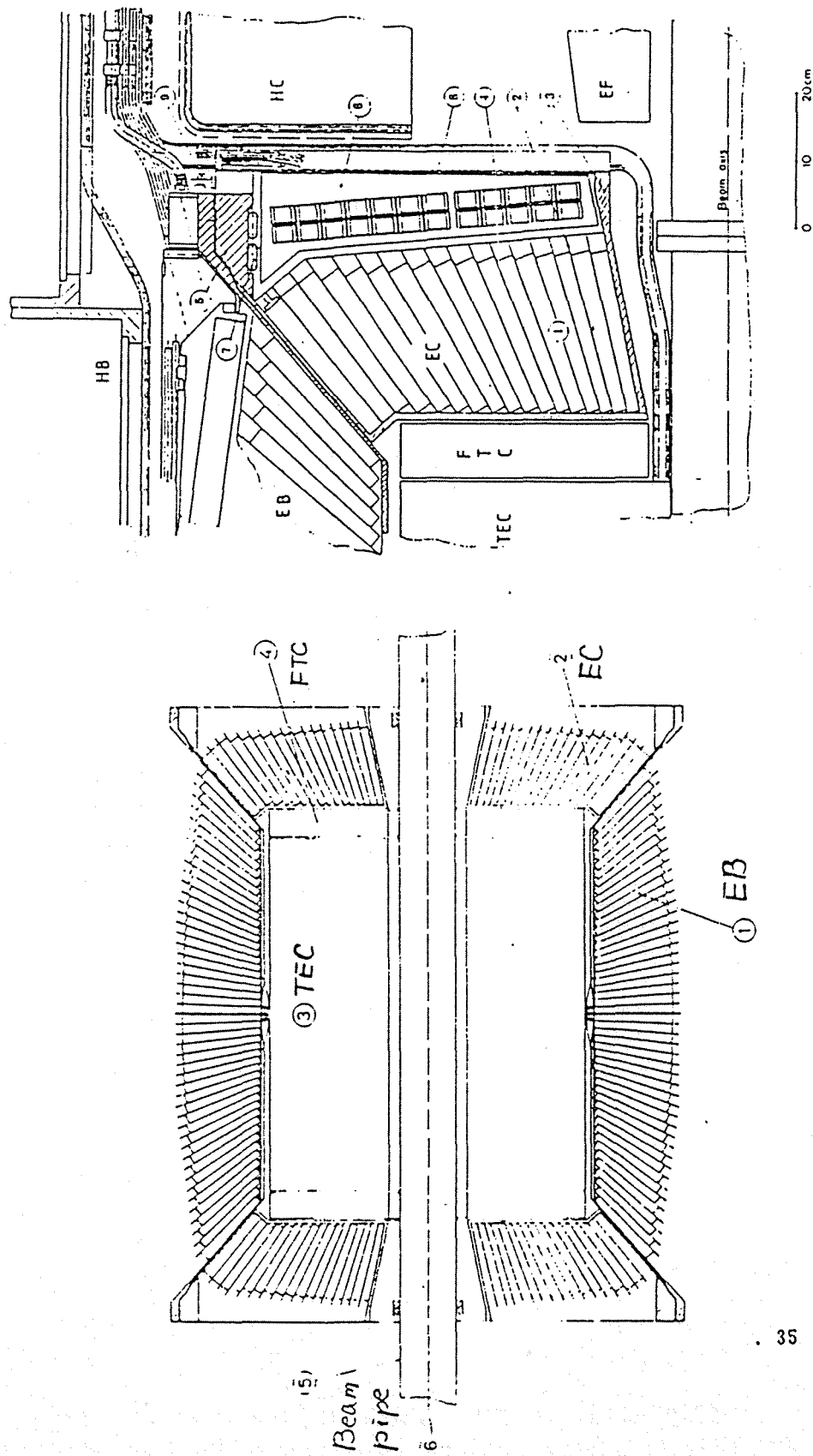


图3.2-4 L3电磁量能器

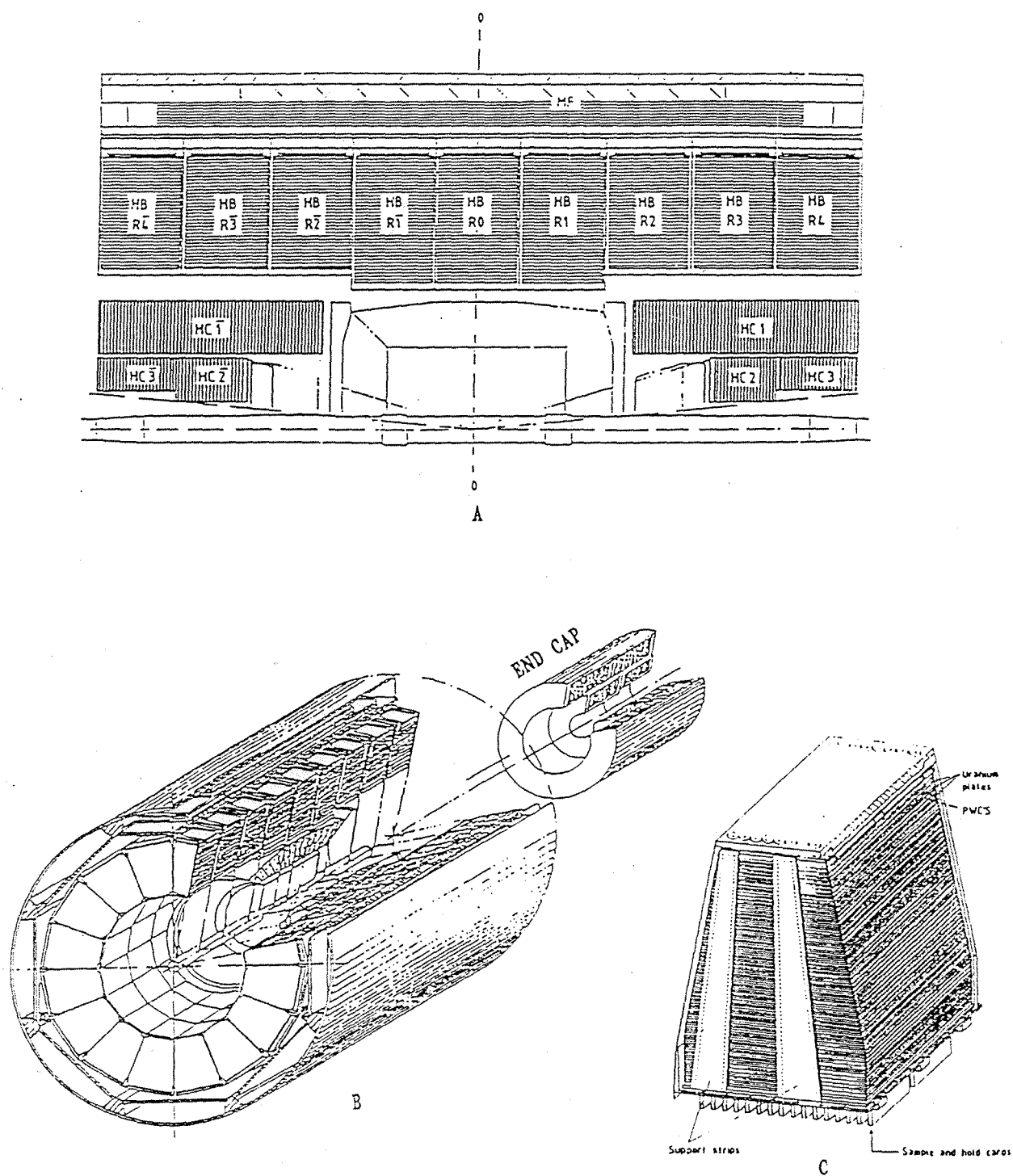


图3.2-6 L3强子量能器

A: 纵剖面图, B: 立体图, C: 单个模块

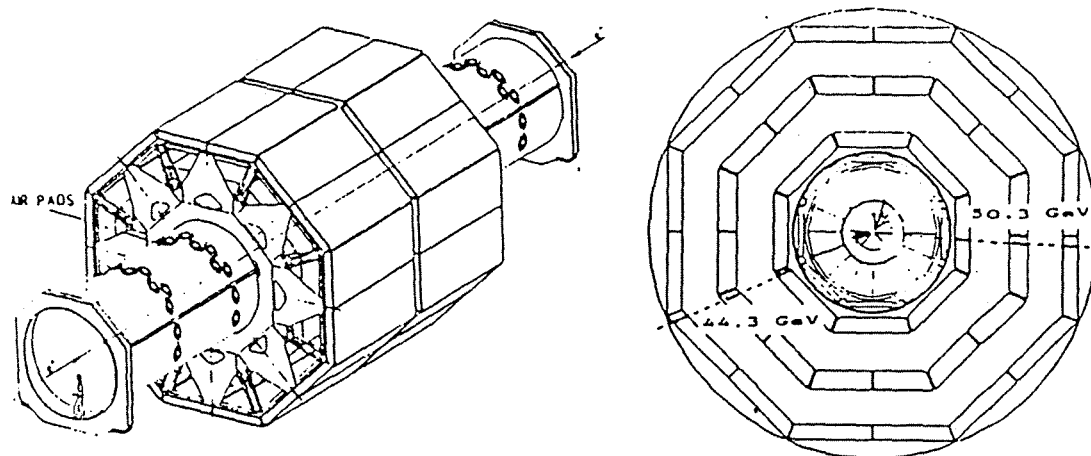


图3.2-6A μ 子探测器立体图和横截面图

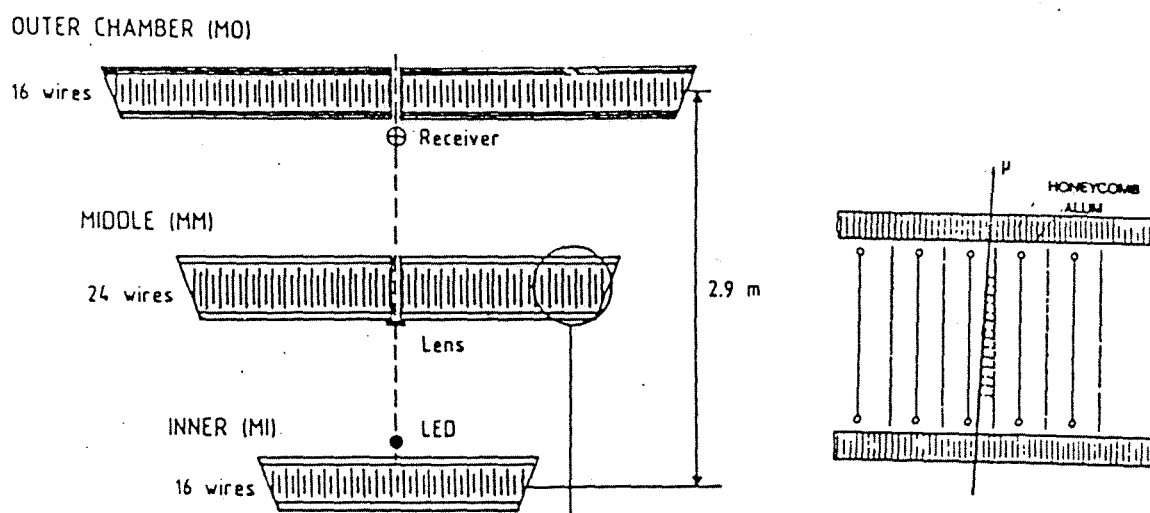


图3.2-6B μ 子漂移室单个OCTANT的结构

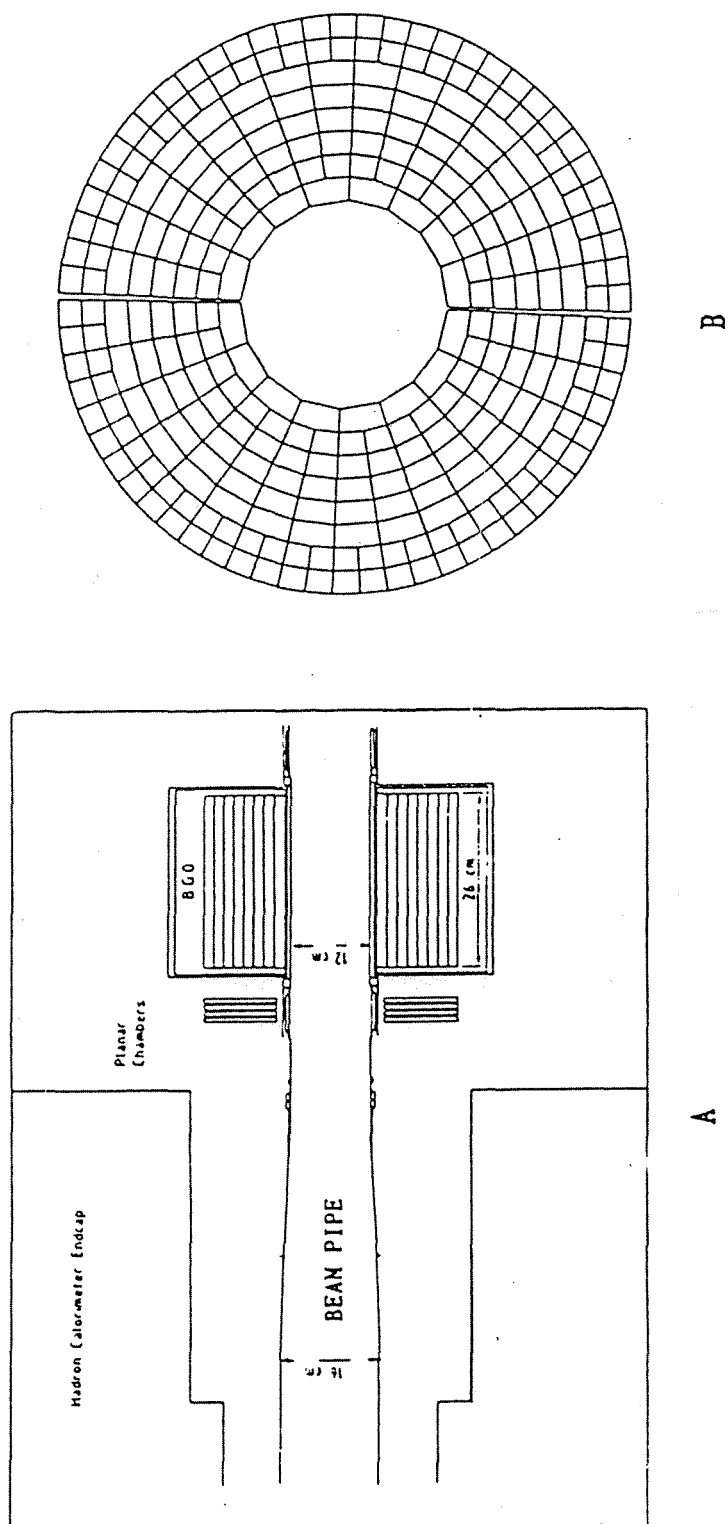


图3.2-7 L3亮度监测器

A : 纵剖面图, B : BGO晶体阵列

4. L3离线数据分析系统

图4-1形象化地表明L3离线数据分析系统的组成及其与物理分析的关系[1]。在探测器的设计和研制以及实验数据的处理和分析,如探测器响应和接收度,粒子鉴别和事例判选,测量结果与理论计算的对比或拟合等一系列研究工作中, Monte Carlo模拟起了巨大作用;实验数据的重建,分析与图形化再现,都必须依靠重建程序。和探测器与在线系统一样,离线数据分析系统是整个物理实验中不可缺少的一环。

4.1 L3 Monte Carlo 事例产生程序集 EGL3[2]

LEP实验物理目的之一是对标准模型进行精确检验。今天,使用Monte Carlo方法来进行实验数据与理论预言的对照已被广泛接收。根据理论公式应用 Monte Carlo方法编写能产生模拟事例(即按照理论公式分布的出射粒子种类和四动量)的软件系统,称为Monte Carlo事例产生器(generator)。这些计算机产生的事例将提供产生器一级(generator-level)的研究(末态粒子分布、判选条件的初步确定等)和作为后续探测器模拟的输入,以产生和真实事例很类似的“模拟实验”记录,用于研究探测器响应、效率、几何接收度,事例判选条件(selection criteria)的确定和接收度与本底,也可用于调试重建程序。

L3现有各类物理过程的Monte Carlo事例产生程序33个。表4.1-1列出事例产生程序名和主要作者。详细描述请参阅[2]。本人曾独立编写过一个 $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ 过程的事例产生程序并在1989年用它对有关实验分析作过研究[3]。

4.2 L3探测器模拟系统 SIL3 [4]

基于GEANT3[5], 程序SIGEL3模拟L3探测器对入射粒子的响应。

SIGEL3的功能有:

- 在卡片GEOM控制下定义L3实验装置的某些部分或全部, 并在卡片IOPA 控制下将其存入一个文件或 database//DBL3/SETUP 以备后续再使用而节约实验装置初始化时间。
- 在卡片IOPA和KINE控制下读入(EGL3产生的)或由内含事例产生程序产生事例(比如在给定方向上产生给定能量的某种粒子, 给定分布的多个粒子和LUND事例等)。
- 对入射粒子在当前定义的实验装置中的发展进行追踪。
- 卡片SETS控制灵敏探测器的定义, 被定义的灵敏探测器将记录其中的探测器响应, 如能量沉积, 原初电离团等(称HITS)。
- 同样在卡片SETS的控制下对一部分或全部灵敏探测器的HITS作数字化(digit.), 并同时模拟探测器噪声。
- 在卡片VIEW和PLOT控制下对实验装置及其中的粒子径迹, HITS等绘图。

SIGEL3主要由三个Pam文件构成: SIL3, XSL3, UTL3。SIL3为L3探测器模拟的主控程序, 它也包括初始化程序, 事例产生程序, 模拟探测器响应的程序, 对响应作数字化的程序, 快速模拟以及模拟铀噪声的程序, 并行处理所需的特殊程序等; XSL3存放所有描述L3实验装置的程序, L3实验装置的几何定义基于GEANT3, 呈树状结构, 最高层为“LEP3”, 其下为五个主要的探测器部分: EREG(电磁量能器区), FREG(前后向区), HREG(强子量能器区), MREG(μ 子漂移室区)和TREG(中心径迹室区); 再下为各区内探测器的定义。探测器定义的详尽程度由用户通过卡片GEOM控制; UTL3包括模拟和重建的所有通用工具程序, 如通用卡片的定义和解释, 控制标准的几何和灵敏探测器定义, 标准的探测器响应记录和数字化, 输出控制和I/O格式转变等等。SIGEL3能批处理运行(选用PATCH选择项 \$BATCH) 和使用KUIPC6]而交互运行(关闭