

# 用于漂移室中宇宙线径迹重建的 Cellmap 的研究<sup>\*</sup>

雷宇<sup>1;1)</sup> 姚志国<sup>1,2</sup> 马宇倩<sup>1</sup>

1 (中国科学院高能物理研究所粒子天体物理重点实验室 北京 100049)

2 (瑞士联邦工学院(ETH) 苏黎士 CH-8093)

**摘要** 以 L3 宇宙线实验的径迹重建为例,讨论了一个在磁谱仪漂移室中对大斜率宇宙线径迹着火点进行重建的 Cellmap,并与 L3 宇宙线实验中已采用的 Cellmap 进行了比较. 对大斜率径迹,用新的 Cellmap 可以重建出更多的着火点,并且径迹重建  $\chi^2$  量的分布有所改善.

**关键词** 漂移室 宇宙线 径迹重建 Cellmap

## 1 引言

利用漂移室精确测量带电粒子的动量,速度,能量损失,首先需要将漂移室探测到的时间信息转换为粒子径迹的着火点,然后拟合出粒子的空间径迹. 选择适当的漂移室时间-空间信息转换关系能够提高漂移室的时间分辨和空间分辨能力<sup>[1]</sup>. 本文对用漂移室测量宇宙线径迹的情况进行了研究.

### 1.1 Cellmap 函数

高能带电粒子穿过磁谱仪中的漂移室时会引起漂移室中的气体分子电离,其中电离产生的电子在漂移室电场和外加磁场的作用下向阳极信号丝漂移. 信号丝电场在靠近丝的区域中很强,会引起漂移电子加速并形成雪崩放大过程(放大倍数约  $10^3$ ),最终在信号丝上产生可测的电脉冲信号. 经过甄别器将此反映电子到达信号丝的时刻( $t_d$ )的脉冲信号转化为数字信号. 在扣除了带电粒子穿过漂移室的起始时间和带电粒子的飞行时间以后,可以得到电离电子的漂移时间  $t_d$ . 根据漂移时间和入射带电粒子径迹的斜率  $S$  计算得到的粒子径迹上着火点坐标的函数  $Q = (X(t_d, S), Y(t_d, S))$  被称为 Cellmap 函数. 在实际计算中,取最先到达信号丝的电离电子的

漂移起始位置为  $Q$ . 同一根信号丝对应的漂移区内所有对应相同漂移时间的空间点的集合为等时线(Isochrone). 所以  $Q$  点应是入射粒子径迹和等时线的切线点. 如果知道等时线方程和粗略估计的粒子径迹方程,联立求解就能求出着火点的坐标值. 再通过反复迭代的方法,可以最终求出径迹上着火点坐标的精确值. 因此求 Cellmap 的问题主要归结于确定漂移室中的等时线方程.

在对撞机实验中,漂移室探测到的粒子基本来自对撞中心,粒子径迹与漂移室丝平面的夹角比较小,用于粒子着火点重建的 Cellmap 比较成熟. 但在宇宙线探测中,宇宙线粒子来自各个方向,与漂移室丝平面的夹角可能很大. 这种情况下,用于对撞机实验的 Cellmap 就不再适用,需要寻找更普适的 Cellmap. 本文以 L3 宇宙线实验的  $\mu$  漂移室为例,对用于宇宙线事例重建的 Cellmap 进行了研究.

定义 L3 宇宙线实验的与外加在漂移室上的磁场垂直的平面为  $x-y$  平面,与磁场平行的方向为  $z$  轴. 考虑到粒子主要在  $x-y$  平面内受磁场的偏转,所以以下的讨论主要限于  $x-y$  平面内. 粒子径迹在  $y-z$  平面内的重建相对简单得多,这里不作讨论.

### 1.2 L3 宇宙线实验

L3 宇宙线实验<sup>[2]</sup>(简称 L3 + C 实验)是一个浅

2004-11-15 收稿

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(1999500)资助

1) E-mail: leiy@mail.ihep.ac.cn

层地下宇宙线  $\mu$  子实验. 它的探测器主要由 L3<sup>[3]</sup> 磁谱仪(图 1-B)的磁铁, 高精度  $\mu$  漂移室, 以及加装在 L3 磁谱仪顶部 202m<sup>2</sup> 闪烁探测器(图 1-A)组成, 以记录宇宙线  $\mu$  子并测量其动量, 进行宇宙线  $\mu$  子能谱精确测量<sup>[4]</sup> 和寻找宇宙线中的奇异事例等多个宇宙线物理课题的研究.

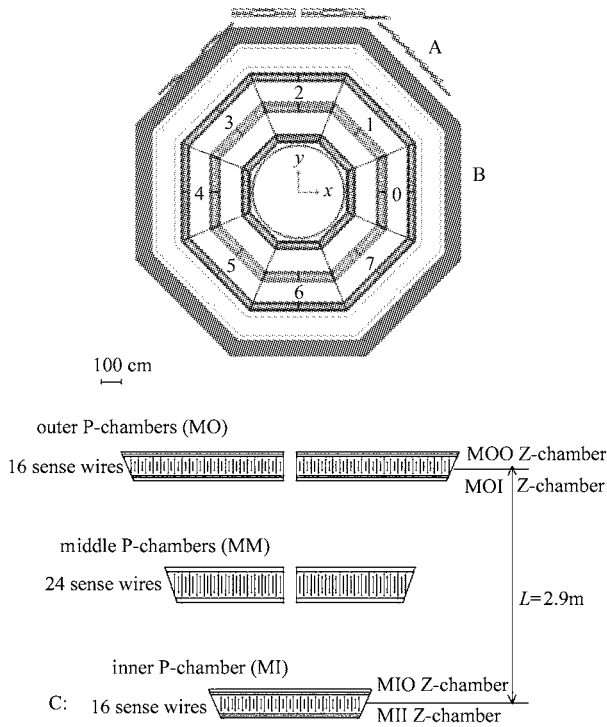


图 1 L3 + C 探测器的横截面图(A, B)和一个漂移室单元中的 P 室和 Z 室结构(C)示意图

L3 + C 探测器的漂移室部分由 8 个结构相同的单元组成, 形成以束流为轴的正八面柱状结构. 整个漂移室被置于强度为 0.51T、方向和八面柱轴相平行的磁场内. 每个单元内安装 3 层漂移室 (MO, MM, MI), 称作 P 漂移室(图 1-C), 其信号丝方向与磁场方向平行, 用以测量  $\mu$  子径迹在  $x$ - $y$  平面内的投影, 从而测量  $\mu$  子的动量; 同时, 为了测量  $\mu$  子径迹在  $y$ - $z$  平面内的投影, 在外层 (MO) 和内层 (MI) P 漂移室的顶部和底部分别安装了两层 z 漂移室(图 1-C), 如图 1 所示. 通过组合  $x$ - $y$  面和  $y$ - $z$  面内的投影可以得到  $\mu$  子的三维径迹.

### 1.3 L3 + C 实验的 Cellmap 函数

L3 + C 实验使用的 Cellmap 是在 L3 实验的 Cellmap 基础上修改得到的. L3 实验是对撞机实验, 在能量较高 ( $> 7\text{GeV}$ ) 的情况下,  $\mu$  子径迹和漂移室丝平面的夹角不大于  $26.5^\circ$ . 对于这样的径迹, L3 的

Cellmap 函数<sup>[5]</sup>采用  $\mu$  子径迹与所谓标准漂移路径 (Standard Drift Path, SDP) 的交点  $P$ (图 2)作为径迹在一根信号丝的漂移区内的着火点. 在只有电场的情况下, SDP 就是经过所对应的信号丝与丝平面垂直的直线  $y = y_{\text{wire}}$ ; 在 L3 实验中, 由于同时存在相互垂直的电场和磁场, SDP 定义如下:

$$Y(t) = \begin{cases} y_{\text{wire}}, & (X(t) \leq d_r) \\ y_{\text{wire}} + I_b \tan(\alpha_L)(X(t) - d_r), & (X(t) > d_r) \end{cases}$$

其中  $d_r$  是信号丝周围雪崩区的半径,  $\alpha_L$  是由于磁场存在而导致的电子漂移路径与电场方向的夹角, 称为 Lorentz 角<sup>[6]</sup>, 由漂移室的性质所决定;  $I_b = +1$  表示着火点在信号丝右侧时,  $I_b = -1$  表示在左侧.  $X(t)$  是着火点的  $X$  坐标, 可以表示成

$$X(t) = V_x t + c_0 + b_0 \tilde{B} + c_1 \tilde{S} + c_2 \tilde{S}^2 + c_3 \tilde{S}^3 + c_4 \tilde{S}^4, \quad (1)$$

其中  $V_x$  是与漂移室气体的压强, 温度以及磁感应强度有关的漂移速度;  $\tilde{S}, \tilde{B}$  分别是  $\mu$  子径迹的约化斜率和约化磁感应强度<sup>[5]</sup>. (1) 式中的漂移速度  $V_x$  和其他参数由漂移室 Beam test 实验所确定. 从图 2 中可以看到, 用这种 Cellmap 函数计算得到的着火点  $P$  在径迹斜率较大的情况下会落到对应信号丝所在的漂移室单元外去, 从而导致着火点的丢失. 同时这种 Cellmap 函数中的参数都是在 beam test 实验时用小斜率事例测得, 所以, L3 的标准重建程序的 Cellmap 适用于来自对撞中心, 与丝平面相交斜率  $|S| < 0.5$  的  $\mu$  子径迹, 但是 L3 + C 实验需要重建来自各个方

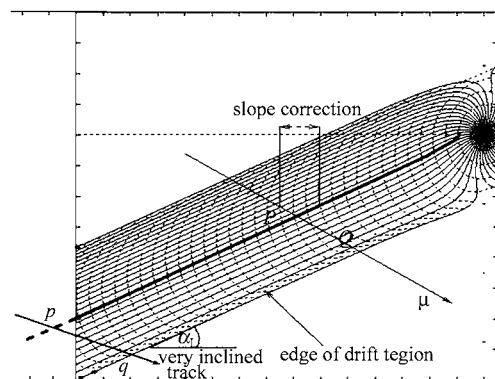


图 2 有正交的外加磁场和电场时, 在一根信号丝漂移区内  $\mu$  子径迹, 电子的漂移路径以及等时线的分布. 图中的水平虚线是无磁场时的标准漂移路径, 斜粗线是有磁场时的标准漂移路径. 左下角是大斜率径迹情况的示意图, 此时径迹与标准漂移路径的交点已经落到该信号丝对应的漂移区外, 而径迹和等时线的交点还在漂移区内.

向的宇宙线  $\mu$  子,所以需要一个能对各种可能斜率的  $\mu$  子径迹都有效的 Cellmap.

## 2 Cellmap 函数的改进

M. Zillig<sup>[7]</sup>利用 Garfield 程序包<sup>[8]</sup>模拟电子在 L3 的  $\mu$  漂移室中的行为,拟合出一个描述等时线的函数,并以  $\mu$  子径迹与等时线的切点作为着火点,得到一个 Cellmap 函数.但在后来的数据分析中发现这个 Cellmap 函数对大斜率径迹重建出的着火点的空间分布存在明显的系统偏差.基于 Zillig 的模拟结果,考虑到 Cellmap 依赖于等时线函数的确定,所以用实验数据对等时线方程的参数进行了重新拟合.在 Zillig 提出的等时线函数

$$f(y) = \begin{cases} f_{\text{left}}, & -|p_3| < y < y_0 \\ f_{\text{middle}}(y), & y_0 \leq y \leq y_1 \\ f_{\text{right}}, & y_1 < y < |p_3| \end{cases} \quad (2)$$

其中  $f_i = \frac{p_i(1)(y - p_i(2))^2}{y^2 - p_i^2(3)} + p_i(4)$ , ( $i = \text{left}, \text{right}$ ) 的基础上将两个参数  $p_{\text{left}}(4)$  和  $p_{\text{right}}(4)$  减少为一个  $RX$ (即等时线右分支与  $x$  轴的截距),而取左分支的截距  $LX$  与  $RX$  相差一个常数  $CL$ ,  $CL$  由 Zillig 模拟得到的  $p_{\text{left}}(4)$  和  $p_{\text{right}}(4)$  的差值给出.于是有

$$f_i = \frac{p_i(1)(y - p_i(2))^2}{y^2 - p_i^2(3)} + V_x \cdot t_d + RX(+CL), \quad (3)$$

( $i = \text{left}, \text{right}$ ).如图 3.当没有外加磁场时,等时线的

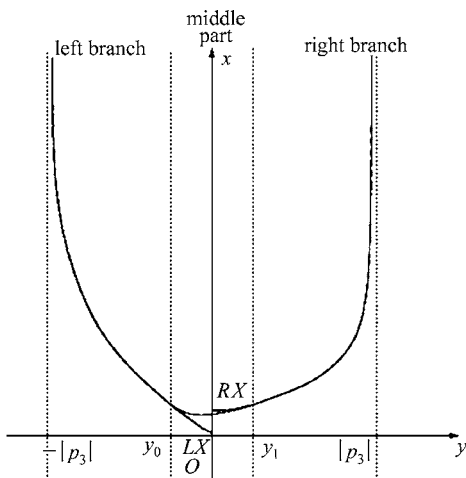


图 3 等时线函数示意图  
其中  $LX = RX + CL$ ,  $x$  轴沿着  
标准漂移路径指向信号丝.

左右分支是相对  $x$  轴对称的;在有外加磁场时,从模拟的结果(图 2)可看出,等时线的左右两支因为磁场的影响变得左右不对称,因此需要对等时线方程左右两支函数参数分别进行拟合.在(3)式中,等时线的左右分别用一组参数  $p_{\text{left}}(j)$  和  $p_{\text{right}}(j)$ , ( $j = 1, 2, 3$ )描述,  $V_x$  是漂移速度,  $CL$  是常数,  $RX$  与  $(RX + CL)$  分别为等时线左右两支与  $x$  轴的截距(图 3),  $t_d$  是漂移时间.  $f_{\text{middle}}(y)$  是一个三次多项式:

$$f_{\text{middle}}(y) = k_1 y^3 + k_2 y^2 + k_3 y + k_4, \quad (4)$$

用来连接等时线的左右两个分支以保证整个等时线函数光滑.  $f_{\text{middle}}(y)$  定义在区间  $[y_0, y_1]$  上,其中取  $y_0$  和  $y_1$  使等时线左分支和右分支的顶点分别落在  $y_0$  右侧和  $y_1$  左侧,即  $y_0 < p_{\text{left}}(2)$ ,  $y_1 > p_{\text{right}}(2)$ .实际计算时,根据 Zillig 模拟的结果,取  $y_1 - y_0 = 0.5\text{mm}$ .通过等时线函数光滑的条件可以将多项式中的参数  $k_i$  ( $i = 1, 2, 3, 4$ ) 用参数  $p_{\text{left}}(j)$  和  $p_{\text{right}}(j)$ , ( $j = 1, 2, 3$ ) 表示.为了得到参数  $p_{\text{left}}(j)$  和  $p_{\text{right}}(j)$ , ( $j = 1, 2, 3$ ) 的值,以确定等时线函数,利用 L3 + C 实验的数据通过拟合的办法来确定参数的值.在拟合时,为了避免其他因素的影响,选取了质量很好的单  $\mu$  径迹事例(Good-Match 事例),事例的挑选条件如表 1.采用 Zillig 模型得到的参数值作为 7 个参数( $p_i(j)$ , ( $i = \text{left}, \text{right}; j = 1, 2, 3$ ),  $RX$ ) 拟合的初值,然后根据新的 Cellmap 函数来计算着火点坐标并进行径迹拟合.定义径迹拟合的  $\chi^2$  为

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^n \delta_i^2 / \sigma_i^2}{n - 7},$$

其中  $n$  是径迹上所有着火点的数目,  $\delta_i$  是第  $i$  个着火点对径迹的残差,  $\sigma_i^2$  是第  $i$  个着火点坐标的方差.在拟合时,让 7 个待定参数同时变化,对径迹拟合的  $\chi^2$  进行最小化以寻找对应的参数值.我们采用 MINUIT<sup>[9]</sup> 软件包来实现这一最小化过程.对于每一个事例的径迹拟合 MINUIT 会不断调整 Cellmap 里的参数使  $\chi^2$  达到最小值.对每一次调整后的参数,代

表 1 Good-Match 事例的选择条件

Good-Match 事例选择条件	
1	每个事例径迹都包含两条上下匹配的子径迹
2	每条子径迹都包含 3 层 P 室着火点
3	每条子径迹都包含 2 层以上的 Z 室着火点
4	径迹与丝平面的夹角小于 $25^\circ$
5	径迹在着火的 P 室中的每层着火点数大于一个 Cell 中信号丝数的 70%
6	径迹圆拟合的约化 $\chi^2$ 量 $\chi^2/\text{dof} < 10$
7	事例的天顶角小于 $25^\circ$

入 Cellmap 中算得径迹上的着火点坐标,并进一步拟合径迹,得到新的  $\chi^2$  值,如此反复迭代,直到  $\chi^2$  值收敛.由于拟合的 7 个参数之间并非相互独立,所以拟合得到的参数分布不是显著的单峰分布.于是采用参数分布的最可几值作为参数拟合值.这样确定了等时线函数,也就最终确定了 Cellmap.

### 3 结果与讨论

为了检验新得到的 Cellmap,分别用新的 Cellmap 和 L3 + C 实验所用 Cellmap 对 L3 + C 实验的一个 run 的原始数据(共 350000 个事例)进行重建,并对重建结果进行了比较,发现对于大斜率的径迹,新的 Cellmap 函数重建出的着火点数比 L3 + C 的 Cellmap 的结果多 50000 多(3.5%).可见新的 Cellmap 函数有利于大斜率径迹的重建,可以和适合小斜率径迹重建的 Cellmap 结合使用.同时,对于大斜率径迹,新的 Cellmap 对单  $\mu$  事例径迹重建的  $\chi^2$  量分布优于 L3 + C 的 Cellmap,如图 4.

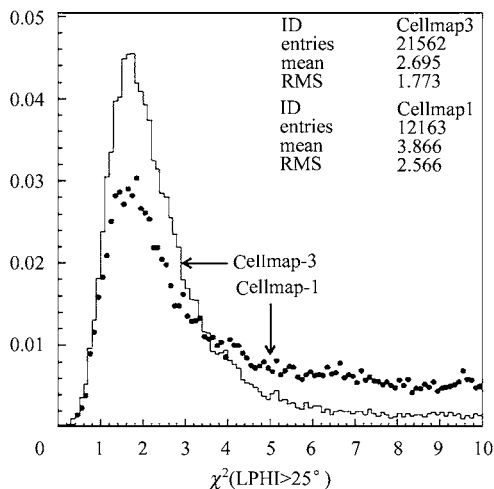


图 4 新 Cellmap(图中的 Cellmap3)与 L3 + C 的 Cellmap

(图中的 Cellmap1)对于大斜率径迹重建的  $\chi^2$  量的比较分布已经用总计数归一化. LPHI 是 L3 + C 的  $\mu$  漂移室一个单元中所有径迹段与丝平面夹角的最大值. LPHI > 25° 表示径迹属于大斜率径迹.

需要注意的是,在上面给出的等时线函数的中间部分与  $x$  轴的交点并不在原点(如图 3),而原点位置与相应的信号丝之间的距离等于  $V_d \cdot t_d$ ,这会带来一个对漂移时间计算的修正  $\Delta t_{\text{drift}}$ .因此在拟合 Cellmap 参数的同时,计算了这个时间修正,得到其分布如图 5.在分布的左边是由于拟合 Cellmap 参数时,由于多参数拟合的复杂性,导致一些拟合过程不收敛,从而形成的非高斯成分.对分布右边的高斯成分进行拟合,拟合得到高斯分布的期望值即  $\Delta t_{\text{drift}}$ ,被添加 Cellmap 中.

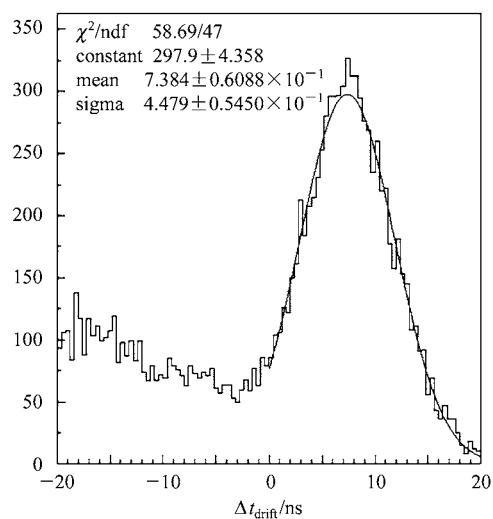


图 5 因为等时线函数形式造成的漂移时间修正量的分布及其高斯拟合结果

综合前面的讨论,对于大斜率的径迹,相对于基于加速器实验的 Cellmap,用等时线与粒子径迹的切点作为着火点的 Cellmap 对大斜率径迹能够重建出更多的着火点.这对于漂移室中宇宙线径迹的重建是有利的.

作者感谢合作组内的 Bert Peterson, Henric Wilkens, Michael Unger, Rolf Nanhauer, 李立, 丁林恺研究员等的讨论和建议.

## 参考文献 (References)

- 1 MA Ji-Mao et al. HEP&NP, 1989, **13**(9):784—786 (in Chinese)  
(马基茂等. 高能物理与核物理, 1989, **13**(9):784—786)
- 2 Adriani O et al. Nucl. Instrum. Methods, 2002, **A488**:209
- 3 Adeva B et al. Nucl. Instrum. Methods, 1989, **A227**:187
- 4 Achard P et al(L3 Collaboration). Phys. Lett., 2004, **B598**(1—2):  
15—32
- 5 Onvlee J. The Behavior of the L3 Muon Chambers in a Magnetic Field.  
Ph.D. Thesis, University of Amsterdam, 1989
- 6 Bock R K, Vasilescu A. The Particle Detector Brief Book. Berlin:  
Springer, 1998
- 7 Zillig M. L3 + Cosmics: First Data Analysis——Reconstruction of Very  
Inclined Tracks. Diploma Thesis, ETH, Zürich, 1998
- 8 Veenhof R. Garfield, a Drift-Chamber Simulation Program. User's  
Guide. CERN, 1995
- 9 James F. MINUIT, Function Minimization and Error Analysis, Refer-  
ence Manual. CERN, 1994

## Study on a Cellmap for the Reconstruction of Cosmic Ray Tracks in Drift Chamber\*

LEI Yu<sup>1;1)</sup> YAO Zhi-Guo<sup>1, 2</sup> MA Yu-Qian<sup>1</sup>

1 (Key Laboratory of Particle Astrophysics, Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100049, China)

2 (Swiss Federal Institute of Technology, Zürich CH-8093, Switzerland)

**Abstract** Taking L3 Cosmics experiment (L3 + C) as an example, we discussed a new Cellmap to reconstruct the hit in drift chamber of magnetic spectrometer for the very inclined cosmic-ray tracks, and compared the reconstruction results with the standard Cellmap of L3 + C. It shows that, for the very inclined cosmic-ray tracks, the new Cellmap can reconstruct more hits than the standard Cellmap, and the distribution of  $\chi^2$  of track reconstruction is also improved.

**Key words** drift chamber, cosmic rays, track reconstruction, Cellmap

---

Received 15 November 2004

\* Supported by National Natural Science Foundation of China (1999500)

1)E-mail: leiy@mail.ihep.ac.cn