

## 北京谱仪 II 顶点探测器的离线刻度\*

陈光培 袁野 毛泽普 刘靖 荣刚 邱进发 谢跃红  
孙良峰 李佩琴 赵海文 张长春 李卫国 严武光

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

**摘要** 介绍了在 VCJULI 基础上对北京谱仪 II 顶点探测器进行离线刻度的方法,包括整体  $T_0$  的获得、单丝零时间  $t_0$  的扣除、丝位的修正、顶点探测器相对于主漂移室位置的校正以及漂移时间-漂移距离关系的修正等. 并由此给出了北京谱仪 II 顶点探测器的主要参数:空间分辨好于  $100\mu\text{m}$ .

**关键词** 顶点探测器 离线刻度 空间分辨率

### 1 引言

北京谱仪(BES)<sup>[1]</sup>是一台工作在北京正负电子对撞机(BEPC)上的大型通用磁谱仪,由中心漂移室(CDC)、主漂移室(MDC)、飞行时间计数器(TOF)、簇射计数器(SC)、以及  $\mu$  子计数器(MUON)等子探测器组成. BES从1990年开始运行取数以来,已分别在  $\tau$  轻子质量测量、 $J/\psi$ 、 $\psi'$  和  $D_s$  等物理领域取得了一批科研成果. 从1994年到1996年, BEPC和 BES同时进行了升级改进,改进后的北京谱仪称为北京谱仪 II (BES II). 由 BES I 到 BES II, 探测器方面的主要改进为:更换了新的主漂移室与飞行时间计数器,并用顶点探测器(VC)替换了中心漂移室. BES II 将主要开展  $R$  值的精确测量以及收集更多  $J/\psi$  事例以进行深入的胶球研究<sup>[2]</sup>.

一般说来,高能物理实验可分为三步:在线取数,离线处理和物理分析. 离线处理做为中间环节,是把在线获得的实验数据进行加工并为物理分析提供粒子信息(粒子种类及动量)的关键步骤,这个过程称为事例重建. 由它得到的物理量的准确性依赖于重建前对原始数据的各种系统修正,这种修正过程即为离线刻度,它包括如下几个方面的因素:

- (1) 空间: 安装位置对位置测量以及动量测量的影响,探测器几何结构对测量的限制.
- (2) 时间: 反应发生的时刻、信号阈值的设置、电子学的晃动以及信号来源的多样性.
- (3) 算法: 理论计算中参数的选取与获得,如漂移时间-漂移距离关系函数形式的选取等.

1999-11-10 收稿,2000-03-24 收修改稿

\* 中国科学院“九五”基础研究重大项目(KJ95T-03)和国家自然科学基金(19991480)资助

## 2 北京谱仪 II 顶点探测器

由于多方面的原因, BES I 中心漂移室并未真正用于径迹测量. 在 BES 升级改进中, 美国合作者修复了 MARK III 退役的稻草管顶点探测器<sup>[3]</sup>, 用以取代 BES I 的中心漂移室以获得精确的径迹和顶点信息. BES II 顶点探测器由四部分组成, 即内/外筒、内外两组端面板和 640 根稻草管. 稻草管是由厚为 0.1mm、半径为 4mm 兼作阴极的镀铝 Mylar 管和直径为 50 $\mu\text{m}$  的中心阳极丝组成. 这 640 根稻草管分布于 12 层, 其中内四层和外四层为轴向( $z$  向)丝层, 用于  $r-\phi$  方向寻迹; 中间四层为斜丝层, 用于  $z$  向寻迹. 其几何结构见图 1. 这种结构使得每根径迹的斜丝击中数较少, 仅 2—3 次, 因而给  $z$  向寻迹带来困难. 鉴于近丝处空间分辨变坏, 在  $z=0$  处, 每个偶数层的稻草管较它前面那个奇数层错开半个管子, 这样可保证每根径迹在内/中/外每四层中至少有两次较高空间分辨的击中; 同时, 这种错位排列也使左右分辨相对容易. 稻草管顶点探测器具有价格便宜、结构牢固、制作容易, 对断丝的处理比较简单, 信号的串扰较小等优点.

中心横截面处丝位分布

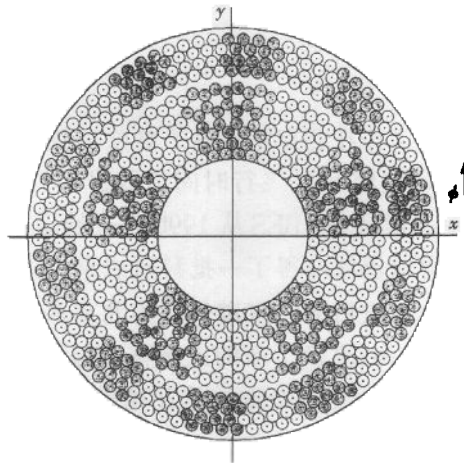


图 1 BES II 顶点探测器的结构示意图

● 西端读出, ○ 东端读出.

BES II 顶点探测器本征空间分辨率的设计值为 50 $\mu\text{m}$ . 离线得到的空间分辨率是其本征空间分辨率及读出电子学贡献的综合, 它可以由径迹重建中拟合的残差得到, 该残差定义为拟合中计算得到的漂移距离  $d_F$  与测量得到的漂移距离  $d_M$  之差, 即

$$\delta = d_F - d_M, \quad (1)$$

其中  $d_F$  是根据当前丝的位置计算得到的.  $d_M$  则并非由实验测量直接得到, 它与许多因素有关, 因为实验测量到的只是每根击中丝的漂移时间, 因此, 残差的获得与漂移时间—漂移距离关系以及每根击中丝的当前位置直接相关. 由于气体、电压、温度等环境因素及电子学的影响, 顶点探测器较好空间分辨率的获得必须经过离线刻度把上述因素的影响

扣除. 这种扣除对空间分辨率的改善可以从下式中清楚地看到:

$$\sum_i^N (\delta_i - \bar{\delta})^2 = \sum_i^N \delta_i^2 - N \cdot \bar{\delta}^2 \quad (2)$$

### 3 顶点探测器离线刻度原理

顶点探测器的离线刻度必须考虑各种相关因素,包括整体  $T_0$  的获得、单丝  $t_0$  台阶的寻求、丝的给定位置与物理位置偏离的校正、漂移时间-漂移距离关系的改善、以及顶点探测器与主漂移室的相对位置校准等<sup>[4]</sup>. 对顶点探测器的离线刻度可采用背对背事例如 Bhabha 事例、 $J/\psi \rightarrow e^+ e^-$  事例. 采用背对背事例是由于其拓扑结构的简单性而并非必需,原则上任何无失真的径迹样本均可用于离线刻度,而失真通常发生在多叉强子事例中径迹密度高的区域,例如当两根径迹同时穿过同一根稻草管时记录的漂移时间信息不准确. 离线刻度中所使用的径迹信息依赖于径迹重建. 对 BES II 而言,顶点探测器是一种全新的探测器,为此,我们对顶点探测器的径迹重建开发了采用模式匹配方法的重建程序 VCJULI<sup>[5]</sup>. 该方法具有速度快、效率高的特点.

顶点探测器的空间分辨率是从径迹重建中拟合的残差得到,而(1)式中实验测量到的漂移距离可以表示为

$$|d_M| = (v - \Delta v)(t - t_0), \quad (3)$$

其中  $v$  是漂移速度(漂移时间-漂移距离关系),  $\Delta v$  是对它的修正;  $t$  是减除整体  $T_0$  后的漂移时间,  $t_0$  是每根管子的零时间移动.  $d_M$  的符号反映了径迹与击中丝的相对位置关系:当径迹从击中丝的左边穿越时,  $d_M$  的符号为正;而当径迹从击中丝的右边穿越时,  $d_M$  的符号为负. 然而,程序从原始数据中并不能得到这个符号的信息,它需要通过径迹重建进行判断,这显然会引入一些偏差. 顶点探测器偶数层的稻草管与奇数层的错位排列正是使左右分辨相对容易.

另一方面,由于物理丝位与当前丝位数据会有一些差别,所谓丝位包括信号丝在端面板的座标以及其方向余弦,若假定  $d'_F$  是在完全正确的丝位数据下计算得到的拟合漂移距离,那么由于程序只知道当前的丝位数据,它计算得到的拟合漂移距离  $d_F$  就可以表示为

$$d_F = d'_F + ax + b, \quad (4)$$

其中  $b$  反映了击中丝在端面板的座标偏离( $\phi$  向),而  $a$  则反映了该击中丝的方向余弦与真值的差异.

这样,对于残差  $\delta$  而言,有

$$\begin{cases} \delta_L = \delta' - \Delta vt - vt_0 + ax + b, \\ \delta_R = \delta' + \Delta vt + vt_0 + ax + b. \end{cases} \quad (5)$$

其中  $\delta_L$  与  $\delta_R$  分别是当径迹从击中丝的左边与右边穿越时残差的表达式. 对一个大击中样本而言,残差的真值  $\delta'$  是遵循 Gauss 分布的,其标准偏差就是空间分辨率. 显然,丝位的偏离、方向余弦的差异,以及  $t_0$  台阶和漂移时间-漂移距离关系等因素都会使这个

Gauss 峰展宽, 因而导致空间分辨率变坏.

### 3.1 整体 $T_0$ 的获得

对顶点探测器而言, 原始数据中记录到的信息包括三方面的内容:

(1) BES II 原始数据事例数据第二子类, 为脉冲前沿 TDC, 顶点探测器事例重建即是用此类数据获得漂移时间信息的.

(2) BES II 原始数据事例数据第三子类, 为脉冲后沿 TDC, 与第二子类一起反映幅度大小, 尚未用于重建.

(3) BES II 原始数据顶点探测器在线刻度数据, 目前尚未利用.

图 2(a) 为顶点探测器的 TDC 分布. 顶点探测器电子学系统采用公共停止的方式, 但顶点探测器原始数据中包装起来的 TDC 实际上是 TDC 总道数 (512) 与实际 TDC 道数值之差, 因而 TDC 分布的前沿相当于径迹穿过稻草管的最近点, 而分布的后沿相当于径迹穿过稻草管的边缘. 由于顶点探测器采用的 1879 TDC 具有多次击中的功能, TDC 分布图中一共可以看到 3 个峰, 但只有其中的首次击中峰是离线要求的.

对于同一根稻草管而言, 由于径迹穿过  $r-\phi$  截面不同位置的几率是一样的, 因而首次击中峰的理想分布应当是一个矩形, 即

$$f(T_0, T, t) = \begin{cases} N & t \in [T_0, T_0 + T], \\ 0 & \text{其它}, \end{cases} \quad (6)$$

其中  $T_0$  对应径迹穿过信号丝的最近点,  $T_0 + T$  对应径迹穿过信号丝的最远点,  $N$  为归一化常数.

对所有稻草管而言, 由于制作公差、电离电子漂移时间的涨落、信号在丝上产生时间的涨落、以及电子学读出系统时间晃动等多种因素的影响, 使其前沿分布变坏. 假定这种影响是随机的, 则  $T_0$  和  $T$  都不再是固定值而是 Gauss 分布, 即  $T_0 \rightarrow (T_0, \sigma_{T_0})$ ,  $T \rightarrow (T, \sigma_T)$ , 于是实际的 TDC 分布成为

$$f(T_0, T, \sigma_{T_0}, \sigma_T, N, t) = N \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{t - T_0}{\sqrt{2}\sigma_{T_0}} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{t - T_0 - T}{\sqrt{2}(\sigma_{T_0}^2 + \sigma_T^2)} \right) \right], \quad (7)$$

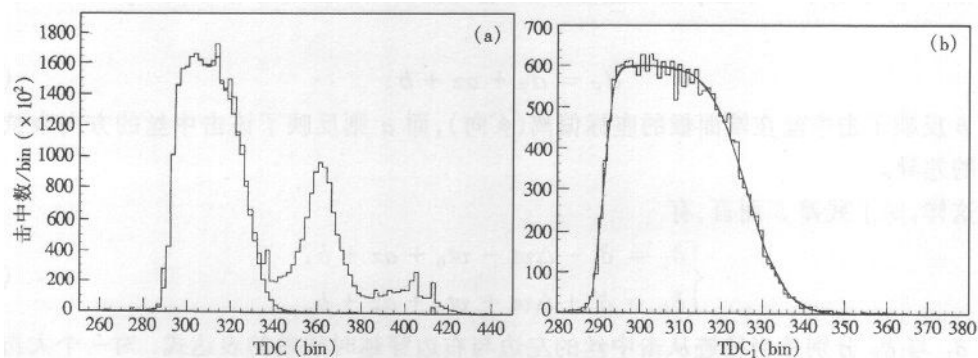


图 2 (a) BES II 顶点探测器的 TDC 分布 (Runs 11971-12123) (左侧第一个峰为首次击中峰); (b) BES II 顶点探测器首次击中的 TDC 分布 (Run 12123)

其中  $T_0$  即为当前 Run 的整体  $T_0$ , 而  $T$  则是与稻草管半径和漂移速度相关的一个量. 图 2(b) 给出了单个 Run 首次击中 TDC 的分布及采用(7)式进行拟合的情况.

通常来说, Run 的整体  $T_0$  在一段时间内是稳定的, 过一段时间后会突然跳动, 导致这种跳动的原因通常是 BEPC 时间测量系统或 BES 触发系统的改变. 图 3 给出了 1999 年 R 值取数期间顶点探测器整体  $T_0$  随 Run 的变化情况. 同时, 在由 TDC 计算漂移时间的过程当中, 顶点探测器室内气体成分、温度、压力, 信号丝所加高压, 电子学系统的工作状况等都会给 TDC 的测量带来很大的影响, 因而不同信号丝之间 TDC 的起始值会不一样. 因此, 在计算漂移时间时应先根据 TDC 分布采用上述方法求出当前 Run 的整体  $T_0$ , 而每根信号丝精细的  $t_0$  移动(相对于  $T_0$ )的修正则采用下面与丝位修正统一的方法进行<sup>[6]</sup>.

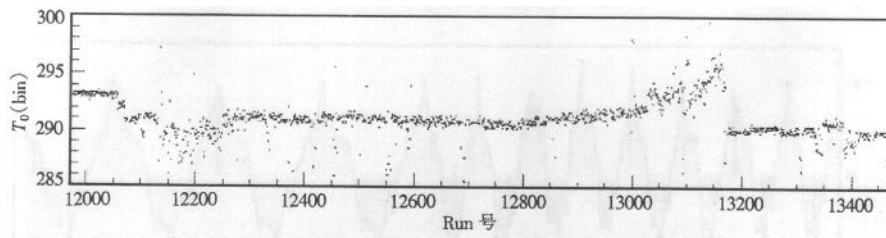


图 3 1999 年 R 值取数期间 BES II 顶点探测器整体  $T_0$  随 Run 的变化

### 3.2 单丝 $t_0$ 的扣除与丝位修正

顶点探测器各个稻草管的几何位置在制作时已经过仔细测定, 安装好以后其位置也经过了精细的测量. 然而由于各种环境因素如重力、温度、压力、磁场等的影响, 运行时各稻草管信号丝的 TDC 起始值相对于整体  $T_0$  的单丝  $t_0$  移动以及丝位与测量值之间都会有程度不同的差别. 这种差别只能通过离线刻度多次迭代找出.

对于单丝  $t_0$  移动而言, 若不考虑漂移速度的修正及方向余弦与真值的差异, 则根据(5)式有:

$$t_0 = \frac{\langle \delta_R \rangle - \langle \delta_L \rangle}{2v}, \quad (8)$$

其中  $\langle \delta_L \rangle$  和  $\langle \delta_R \rangle$  分别是左右残差的期望值,  $v$  为当前速度. 图 4(a) 给出了多次修正后所有信号丝  $t_0$  移动的分布情况, 而图 4(b) 是(a)的放大, 即第一层各信号丝  $t_0$  的分布, 从中可清楚地看出相同电缆中各读出道的关联情况. 例如, 第一根电缆(共十六根信号丝)由前四层每层的头四根信号丝组成(见图 1). 类似地, 丝位在  $\phi$  方向的移动可由下式得到:

$$b = \frac{\langle \delta_R \rangle + \langle \delta_L \rangle}{2}. \quad (9)$$

图 5 给出了多次修正以后各丝丝位移动的分布情况, 该分布的结构表明由初始丝位给定的顶点探测器的位置相对于束流对撞中心在垂直方向有一系统偏离.

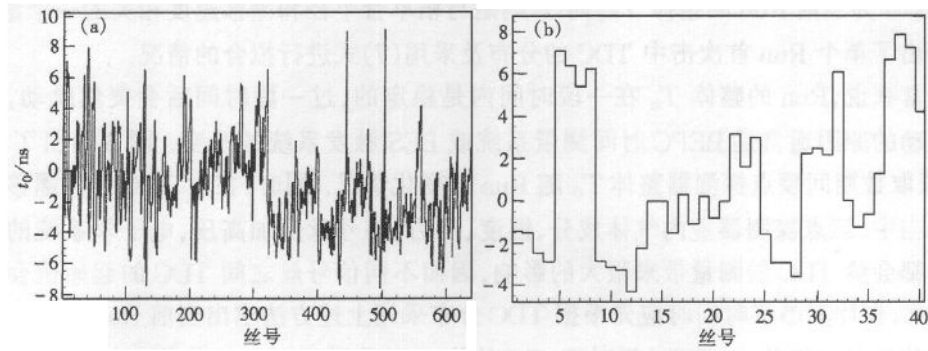


图 4 (a)多次修正后顶点探测器所有信号丝  $t_0$  移动的分布; (b)多次修正后顶点探测器第一层各信号丝  $t_0$  移动的分布

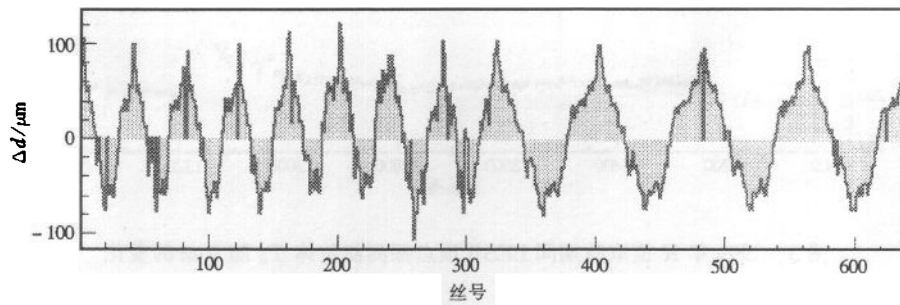


图 5 多次修正后顶点探测器各信号丝丝位移动  $\Delta d$  的分布情况

### 3.3 与主漂移室相对位置的校正

由于 VC 和 MDC 是两个相对独立的子探测器, 它们的空间分辨本领与动量分辨本领均不一样, 但可以进行联合径迹重建互为补充. 在进行联合重建时必须对两个子系统的相对位置进行校正. Nelson 等人采用比较两个子探测器分别进行径迹重建时得到的径迹参数的办法来进行相对位置的校正<sup>[7]</sup>. 对 BES II 的 VC 和 MDC 而言, 两个子系统分别进行径迹重建时已各自把径迹在 MDC 内筒的投影点记录下来, 这样通过比较这些投影点位置的系统偏差就可以很方便地使 VC 在 MDC 中的相对位置得到校准, 这些系统偏差最后通过几何关系折算到顶点探测器各信号丝丝位的数据之中.

### 3.4 漂移时间 - 漂移距离关系

顶点探测器的工作气体为 50% 的氩和 50% 的乙烷, 工作气压为 3 个大气压, 工作电压为 3900V (目前实际工作电压值略低). 工作区的设计给出理想的饱和漂移速度大致为一个常数, 设计的漂移速度为  $50 \mu\text{m}/\text{ns}$  左右. Rusty 通过与 CLEO PTL 的定性比较提出: 漂移时间 - 漂移距离关系在稻草管  $1/2$  半径以内采用线性式, 以外则采用二次式<sup>1)</sup>. 为简化

1) 个人通信, 1996 年

处理,目前在顶点探测器的离线刻度中采用线性的漂移时间 - 漂移距离关系. 实际刻度给出稻草管信号丝的漂移速度大致为  $56\mu\text{m}/\text{ns}$ .

### 4 结论

BES II 顶点探测器的在线监测与离线修正均表明其性能稳定、运行可靠. 图 6 给出采用空间螺旋线拟合对 1999 年数据进行多次刻度后顶点探测器的拟合残差的分布情况. 是把同一根径迹中 MDC 的击中点同时包括进来的结果. 若对该分布进行单高斯峰拟合给出空间分辨率为  $130\mu\text{m}$ , 比不包括 MDC 的击中点进行径迹拟合的空间分辨率( $100\mu\text{m}$ )要大. 图 7 中的 (a), (b) 分别给出了不包含与包含 MDC 击中点时对同一段数据进行刻度后顶点探测器残差的分布及拟合情况. 若对图 6 的残差分布进行双高斯峰拟合, 即在一个低而宽的高斯峰上叠加一个高而窄的高斯峰, 后一个为顶点探测器真实的残差分布, 而前一个理解为噪声点的贡献以及由于 MDC 点的加入导致分布变坏的部分, 拟合曲线与实际分布符合得很好. 窄高斯峰的宽度约为  $100\mu\text{m}$ , 宽高斯峰的宽度约为  $200\mu\text{m}$ , 与 MDC 的空间分辨相当. 这样用不同方法得到的顶点探测器的空间分辨率自洽为  $100\mu\text{m}$ . 1996 年数据给出的顶点探测器空间分辨率较好一些, 为  $90\mu\text{m}$ , 1997 年以后稍差. 该数据的变

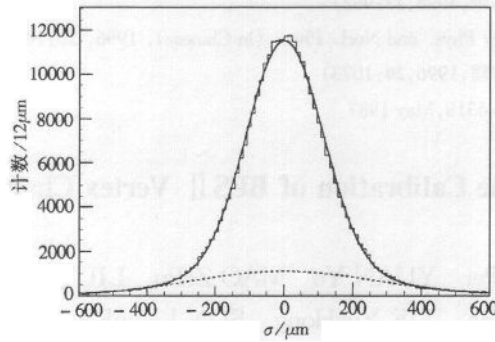


图 6 多次修正后 BES II 顶点探测器拟合残差( $\delta$ )的分布情况  
---为拟合得到的宽高斯峰.

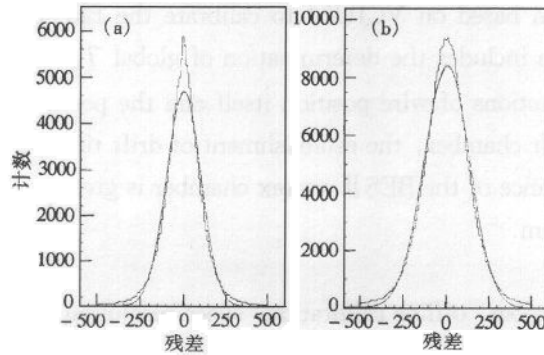


图 7 不包含(a)与包含(b)MDC 击中点时对同一段数据进行刻度后  
BES II 顶点探测器残差的分布及拟合情况

化可能反映出顶点探测器的寿命. 考虑到顶点探测器所采用的 1879TDC 的位宽为 2ns, 即存在 $[0, 2]$ ns 的舍入误差, 且在线电子学刻度常数的使用尚有待研究, 因而电子学读出系统对空间分辨率的独立贡献估计在  $50\mu\text{m}$  以上, 目前还无法进一步减小. 综合上述贡献, 离线给出的顶点探测器的空间分辨率数值与设计指标是基本一致的.

顶点探测器离线刻度程序的开发与运行得到了高能物理研究所计算中心及物理一室数据组和总体组的大力支持, 同时还得到了美国 Georgia 州立大学 Russell Malchow 教授及中国科学院高能物理研究所黄秀萍等人协助. 作者在此一并致谢.

### 参考文献 (References)

- 1 BAI J Z et al (BES Collaboration). Nucl. Inst. and Meth. , 1994, **A344**:319
- 2 ZHENG ZhiPeng, ZHU YongSheng. Electron-Positron Physics on BES(in Chinese). Nanning: Guangxi Sci. & Tech. Press, 1998  
(郑志鹏, 朱永生. 北京谱仪正负电子物理. 南宁:广西科学技术出版社, 1998)
- 3 Adler J et al. Nucl. Instr. Meth. , 1989, **A276**:42
- 4 Walter H Toki. SLAC-PUB-5232, March 1990
- 5 CHEN GuangPei et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1998, **22**:982  
(陈光培等. 高能物理与核物理, 1998, **22**:982)
- 6 MAO ZePu et al. High Energy Phys. and Nucl. Phys. (in Chinese), 1996, **20**:1073  
(毛泽普等. 高能物理与核物理, 1996, **20**:1073)
- 7 Henry N Nelson. SLAC-PUB-4318, May 1987

## Offline Calibration of BES II Vertex Chamber\*

CHEN GuangPei YUAN Ye MAO ZePu LIU Jing RONG Gang  
 QIU JinFa XIE YueHong SUN LiangFeng LI PeiQin  
 ZHAO HaiWen ZHANG ChangChun LI WeiGuo YAN WuGuang  
 (*Institute of High Energy Physics, CAS, Beijing 100039, China*)

**Abstract** An algorithm based on VCJULI to calibrate the BES II vertex chamber is described. The calibration includes the determination of global  $T_0$ , the subtraction of  $t_0$  shift for each wire, the corrections of wire position itself and the position of the vertex chamber relative to the main drift chamber, the establishment of drift time to drift distance relation, etc. The main performance of the BES II vertex chamber is given accordingly: space resolution is better than  $100\mu\text{m}$ .

**Key words** vertex chamber, offline calibration, space resolution

Received 10 November 1999, Revised 24 March 2000

\* Supported by Major Subject of The Chinese Academy of Sciences (KJ95T-03) and NSFC (19991480)