

# 试验束测量中的气体阈式契仑科夫计数器

崔象宗<sup>1)</sup> 李家才 赵小健 吴元明 张良生

周宝庆 刘正全 张少平 刘士兴 郑林生

(中国科学院高能物理研究所实验物理中心 北京 100039)

摘要 本文介绍了用于试验粒子束流中的电子选择的气体阈式契仑科夫计数器的研制,包括它的设计、加工安装和调试,并对其工作性能作了测量。采用CO<sub>2</sub>作为辐射体,用XP2020Q光电倍增管记录契仑科夫光信号,测量给出对电子的选择效率约为(99.0±0.5)%。

关键词 契仑科夫辐射 闪烁计数器 试验束

由于正负电子对撞机上第三代北京谱仪(BESIII)研制的需要,高能物理研究所利用从直线加速器上引出的电子束打靶,再经磁铁偏转和聚焦建立起了一条高能粒子(动量约在0.2~1.1GeV/c)试验束线,它可用于 BESIII的部分部件的性能测试与刻度。由于打靶产生的试验束中包含有不同种类的高能粒子(e,  $\pi$ , p 及  $\gamma$  等),因此为得到单一种类的粒子,我们研制了一台气体阈式契仑科夫计数器,它主要用于电子的选择,配合飞行时间测量系统,它也可选择  $\pi$  介子或质子束。

---

\*BEPC 改进专项经费

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

## 1 基本原理

当高能带电粒子通过介质时，粒子的速度达到或超过某一值(称为阈速度)后，便可辐射契仑科夫光，光的辐射角  $\theta$  与粒子速度  $v$ 、介质折射系数  $n$  有以下关系：

$$\cos\theta = \frac{v_p}{v} = \frac{c/n}{v} = \frac{1}{n\beta}, \quad (1)$$

式中  $c$  和  $v_p$  分别代表光速和光在介质中的速度， $\beta$  是以光速为单位的粒子的速度。

当满足条件  $\cos\theta < 1$  时便可产生契仑科夫辐射光。

### 1.1 气体阈式电子契仑科夫计数器的设计

该设计包括用以产生契仑科夫辐射光的辐射体(介质)种类、长度选择以及光的反射、收集和记录系统等。

为了选择高能电子，依据我们对试验束的要求，契仑科夫光辐射体必需选择气体，以尽可能减小对束流电子的散射和能量损失。

#### 1.1.1 契仑科夫光辐射体的选择

从方便和安全角度考虑，我们选择了近于常压下的 $\text{CO}_2$ 气体。依据Kosi 公式，折射系数  $n$ 与波长  $\lambda$  的关系可表为

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}, \quad (2)$$

对于一个大气压、室温下的 $\text{CO}_2$ 气体，若近似取前两项则折射系数可写成如下式<sup>[1]</sup>

$$n = 1.000414 + \frac{2.5}{\lambda^2}, \quad (3)$$

式中  $\lambda$  以  $\text{nm}$  为单位，一般来说可测契仑科夫光的最短波长约为  $\lambda = 180\text{nm}$ (而长波段可到  $600\text{nm}$ )，于是最大  $n$  值为

$$n = 1.000491,$$

对于动量  $p=1.5\text{GeV}/c$  的电子，其相对速度  $\beta = 0.999999942$ ，于是最大契仑科夫辐射角

$$\theta_{\max} \cong 31mr = 1.8^\circ .$$

刚好能产生契仑科夫光的粒子速度下限，即阈速度可按照公式(1)计算得到，而对应阈速度的粒子动量值，称为高能粒子产生契仑科夫光的阈动量，电子、 $\mu$ 子和 $\pi$ 介子在 $\text{CO}_2$ 中产生契仑科夫光的动量阈值分别为  $17.8\text{MeV}/c$ 、 $3.67\text{GeV}/c$ 和  $4.9\text{GeV}/c$ 。

契仑科夫光子数与光的辐射角和波长有关，按照Tamm—Frank理论，单位辐射体长度上产生的辐射光子数 $N_\gamma$ 可写为<sup>[2]</sup>

$$\frac{dN_\gamma}{dL} = 2\pi\alpha z^2 \left[ 1 - \frac{1}{n^2(\lambda)\beta^2} \right] \frac{d\lambda}{\lambda^2} , \quad (4)$$

对(4)式在波长从 $\lambda_1$ 到 $\lambda_2$ 范围内积分，并利用关系式(1)，则有

$$N_\gamma = 2\pi\alpha z^2 \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right) L \times \sin^2 \theta_c , \quad (5)$$

可见波长越短产生的光子数越多，在波长 $\lambda_1 = 2000\text{\AA}$ 到 $\lambda_2 = 5000\text{\AA}$ 之间，每厘米辐射体产生光子数为

$$N_\gamma = 1375 \times L \times \sin^2 \theta_c .$$

假定光学系统对该波段光的平均收集效率为 $\varepsilon_\gamma$ ，而测量契仑科夫光的光电倍增管的量子效率（光电转换效率）为 $Q$ ，则光电倍增管光阴极产生的光电子数为

$$N_e = N_\gamma \times \varepsilon_\gamma \times Q = A \times L \times \sin^2 \theta_c (cm^{-1}) , \quad (6)$$

系数 $A$ 取决于 $\varepsilon_\gamma$ 和 $Q$ 的值，式中 $L$ 应以厘米为单位。

### 1.1.2 辐射体长度 $L$ 的确定

依据文献[3]，平均光电子数 $\overline{N_e}$ 与计数器效率有如下关系：

$$\varepsilon = 1 - e^{-\overline{N_e}} , \quad (7)$$

若要求契仑科夫计数器效率 $\varepsilon$ 不低于 99.99%，则平均光电子数应为 $\overline{N_e} \geq 9.2$ ，式(6)中的参

数A与契仑科夫辐射光谱和光学系统的光传输和收集, 以及光电倍增管性能有关, 总结一系列工作, 有人指出<sup>[4]</sup>, 由于存在辐射体对光的吸收和散射, 以及带电粒子在计数器内产生的 $\delta$ 电子及少量荧光的影响, 即便使用具有石英窗和双硷金属(K-Cs-Sb)光阴极的光电倍增管(如XP2020Q型管子), 参量A值也不过在  $100\sim 150\text{cm}^{-1}$ , 我们选取XP2020Q光电倍增管和具有良好的光收集的光学系统(下节描述), 保守些取 $A=100\text{cm}^{-1}$ , 辐射角 $\theta_c$ 取动量为  $200\text{MeV}/c$  电子在 $\text{CO}_2$ 中产生的契仑科夫光的发射角, 即 $\theta_c=1.64^\circ$ , 则辐射体( $\text{CO}_2$ )长度应取

$$L = \frac{9.2}{100 \times \sin^2(1.64^\circ)} \geq 112\text{cm}$$

我们选取辐射体长度为  $120\text{cm}$ 。

### 1.1.3 契仑科夫光收集系统——反射镜与透射镜

反射镜采用焦距 $f=26\text{cm}$ 的球面镜, 反射镜直径D与试验束半径b有如下关系<sup>[5]</sup>

$$D = 2 \times (b + L \theta_c), \quad (8)$$

$\theta_c$ 取最大辐射角 $\theta_{\max}=0.031$  弧度,  $L=120\text{cm}$ , 并选择试验束半径为 $b=1.5\text{cm}$ , 于是有 $D=10.4\text{cm}$ , 考虑到光在辐射体中的散射以及镜子安装的需要, 取 $D=15\text{cm}$ 。

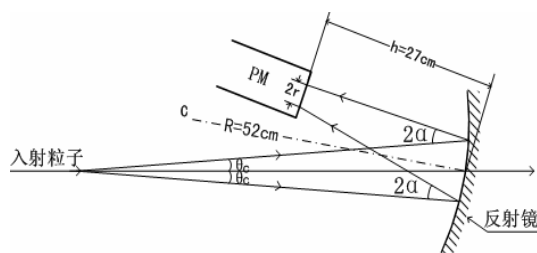


图 1 契仑科夫光的反射与收集

在实际应用中, 光的收集和测量系统不能

放在入射带电粒子的路径上, 故反射镜应以某一倾斜角度放置, 我们取反射镜相对于垂直方向

倾斜角 $\alpha$ 为  $11^\circ$ , 图 1 表示契仑科夫光在球面镜上的反射和在光电倍增管光阴极上的收集。按照光学几何成像原理<sup>[6]</sup>, 可以计算出像距h和像半径(高度)r分别为

$$h=R \times \cos(\alpha) - f \times \cos(2\alpha \pm \theta_c), \quad (9)$$

和

$$r=f \times [\sin(2\alpha \pm \theta_c) - 2\sin(\theta_c)], \quad (10)$$

式中 $R=2f$ 为镜子的曲率半径， $\pm \theta_c$ 分别表示入射光在中心轴的上方( $+\theta_c$ )或下方( $-\theta_c$ )，由此可以算得像距为 $h = 26.6\text{cm} \sim 27.3\text{cm}$ ，而沿其它方向入射的光的成像位置距中心的距离都在此范围内，所以用于测量契仑科夫光的光电倍增管的光阴极就应位于这一区域，且光电倍增管的中轴线应与计数器的中轴线成 $22^\circ$ 夹角，成像半径 $r=0.7\text{cm} \sim 1.04\text{cm}$ ，而我们选用的光电倍增管XP2020Q的光阴极直径为 $4\text{cm}$ ，故可满足要求。为使计数器桶部达到气密封要求，光电倍增管前加了一个石英玻璃窗，并要求它尽可能减小光传输的损失。

#### 1.1.4 契仑科夫计数器的桶部设计

契仑科夫计数器的总体结构如图2。

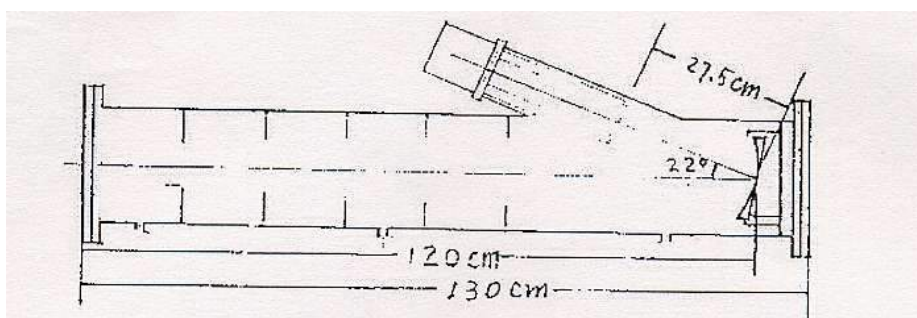


图2 契仑科夫计数器的总体结构

桶部由长 $130\text{cm}$ 、内径 $20.9\text{cm}$ 的钢筒制成，斜叉部分的细筒用于放光电倍增管，图中已标明镜子位置及它与光电倍增管光阴极的距离。为避免荧光发射和减少 $\delta$ 电子对契仑科夫光的干扰，桶内涂黑并加了五个成锥形分布的光栏，为减少计数器对电子的散射，两端窗选用直径为 $\Phi 50\text{mm}$ 、厚 $0.2\text{mm} \sim 0.4\text{mm}$ 的黑色Mylar薄膜。

### 1.2 契仑科夫计数器的加工、安装与调试

1.2.1 计数器的桶部，包括两端盖、内部光栏及反射镜托架由北京市一协作工厂负责加工完成。因没有黑色Mylar薄膜，两端的薄膜窗采用了厚 $0.02\text{mm}$ 的不透光黑色塑料薄膜做成，在图2中，桶部下方的三个突出孔用于安装进出气阀(两端的孔)和气压表。为使空气不致渗入桶部，充 $\text{CO}_2$ 气体达到 $\sim 1.2$ 大气压，采用气密封式，增大气压除可防止空气进入，还

可提高气体折射系数, 例如依据关系<sup>[6]</sup>

$$n = 1 + P(n_0 - 1), \quad (11)$$

将一个大气压的折射系数 $n_0=1.000414$  及气压 $P=1.2$  代入式(11), 有 $n=1.0004968$ , 这有利于增加契仑科夫辐射的光子数, 从而提高计数器的效率。

为减小对电子的散射和能损, 反射镜采用了有机玻璃材料做镜子背底, 且镜子中心直径 $\Phi 50$  区域内的厚度小于 2.5mm, 由于次级粒子束很弱, 故辐照损伤不会严重(估计用三年没问题), 在镜子用于光反射的凹面上, 由长春光机所采用高真空离子镀膜技术镀一层铝反射膜, 为增加反射率和保护铝膜, 铝表面又镀一层 175nm厚的 $MgF_2$ 膜, 这样反射镜对 1740Å和 3000Å波长范围内的光的反射率达到了 85%, 表明镜子的反射效率较高。表 1 给出了由长春光机所测量的反射率随波长的变化。

表 1 反射镜的光反射率随波长的变化

波长(nm)	入射光强	反射光强	反射率
149	0.231698	0.180944	0.7809476
174	0.649152	0.5516421	0.8497888
214	0.20415	0.173094	0.8478765
235	0.233978	0.201846	0.8626709
300	1.606742	1.36898	0.8520223

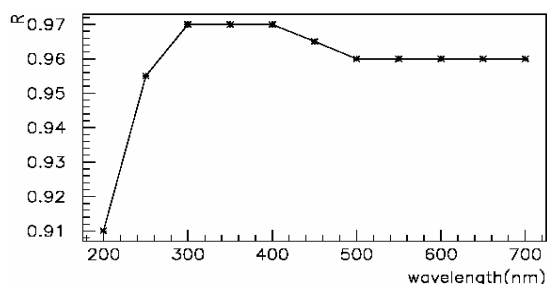


图3 石英窗对不同波长光的透射率

在倾斜的小桶内, 光电倍增管的光阴极前放一直径 $\Phi 60$ mm、厚 5mm的石英玻璃窗, 为了增加光的透射率, 石英玻璃窗的两侧各镀一层 87.5nm厚的 $MgF_2$ 膜, 测量结果给出, 对波长为 2000Å~4000Å 的光的

透射率达到了 91%~97%，波长与透射率的关系如图 3，石英玻璃窗与光电倍增管的阴极窗之间采用空气耦合。

1.2.2 XP2020Q 光电倍增管的测量。对用于契伦科夫计数器的光电倍增管测量了其坪特性和效率曲线，依据测量结果确定光电倍增管的工作高压宜取在 2050V~2150V。

## 2 实验测量

### 2.1 契伦科夫计数器输出信号幅度

契伦科夫计数器输出信号形状如图 4 所示，信号的半宽度约为 6ns。

契伦科夫计数器前后各置一闪烁计数器，用它们的符合信号作为 ADC 插件的触发开门信号，在线测量契伦科夫计数器输出信号的幅度谱，信号经长 30m 的 50Ω 同轴电缆传输后送到 ADC，对 400MeV/c 电子测得的信号幅度分布谱如图 5，

由于粒子束中存在多重数(即每次电子脉冲打靶可能产生多个次级电子)，故 ADC 给出的信号幅度不是单一的分布，但在谱中低幅度处的高峰应是由单电子产生的契伦科夫光信号，其最可几值(峰顶位置)对应电荷量 72.5pc(ADC 的 290.1 道处，用高斯拟合得到)，2249A 型 ADC 插件的电荷与输入信号幅度和宽度的关系为

$$256 pc = 12.8V \times ns ,$$

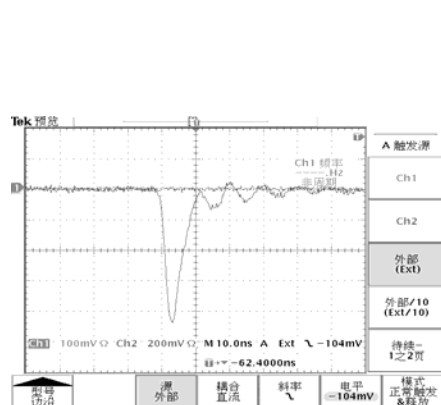


图 4 契伦科夫计数器信号

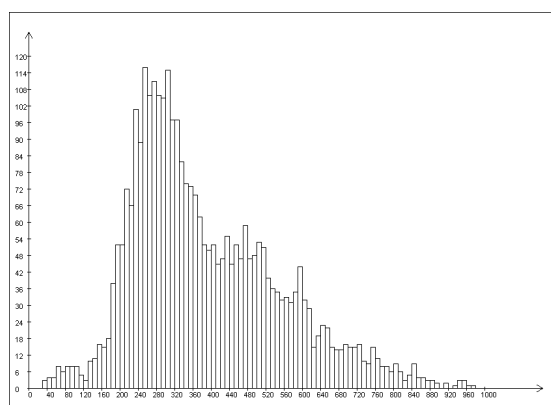


图 5 契科夫信号幅度分布谱

若取信号半高宽  $FWHM=6ns$ (如图(4)所示), 则平均信号幅度减台阶后为  $604mV$ , 而其最小值为  $175mV$ (84道),  $30m$  信号电缆对信号的衰减约为  $1/5$ , 故对单电子来说计数器输出信号幅度平均可达  $755mV$ 。对所用光电倍增管测量了它的单光电子信号, 得到其幅度平均约为  $63mV$ , 故契仑科夫计数器平均每个信号相当于 12 个光电子给出的信号, 它比设计时预期的 9.2 个光电子要大, 对普通甄别器来说, 这一信号幅度已足够大, 故不必使用放大器, 我们使用了 Mod. N413A 型低阈快甄别器接收契仑科夫计数器信号。

## 2.2 契仑科夫计数器对电子探测效率的测量

在契仑科夫计数器的前后各放一闪烁计数器, 其闪烁体大小皆为  $30 \times 30 \times 3mm^3$ , 第三个闪烁体大小为  $50 \times 60 \times 3mm^3$  的闪烁计数器 SC3 参与符合, 目的在于减少本底影响。测量当带电粒子穿过四个计数器时, 在同一时间段内的三个闪烁计数器信号的重符合计数  $N$ 、闪烁计数器加契仑科夫计数器信号的四重符合计数  $N_C$ , 以及闪烁计数器信号与契仑科夫计数器信号反符合的计数  $N_{VETO}$ , 设  $N_E$  为用三重符合应测到的粒子束中的电子数, 它与四重符合计数  $N_C$  之比, 即为契仑科夫计数器的测量效率:

$$\varepsilon = \frac{N_C}{N_E} \quad (12)$$

在分析中不考虑质子和极少量的  $K$  介子, 假定  $N_H$  为用三重符合应测到的粒子束中的  $\pi$  介子数(以及个别的  $\pi$  介子衰变产生的  $\mu$  轻子), 则各量间有如下一些关系:

$$N = N_E + N_H, \quad (13)$$

$$N_{VETO} = N_H + (1 - \varepsilon)N_E, \quad (14)$$

式(14)中的  $(1 - \varepsilon)N_E$  为由于契仑科夫计数器失效而漏记的电子数, 令  $N_e = (1 - \varepsilon)N_E$ , 则由方程(13)和(14)可得到  $N_E = N - N_H = N - N_{VETO} + N_e$ , 于是效率可表为



$$\varepsilon = \frac{N_C}{N_E} = \frac{N_C}{N - N_{VETO} + N_e} = \frac{N_C}{N_C + N_e} \quad (15)$$

我们分别用动量为 500MeV/c的带负电荷粒子束和带正电荷粒子束测量了式(15)中的各量, 测量方法如框图 6, 如此安排是为了在同一时间间隔内同时得到N、 $N_C$ 和 $N_{VETO}$ 三个被测量量。以上三类事例数可从TDC给出的粒子飞行时间(TOF)谱得到, 方法是: 用三重符合信号作为TDC的start信号, 而stop信号则分别是SC1、SC2、四重符合及反符合信号, 对四组测量数据计算得到三个TOF分布谱, 它们分别是高斯或双高斯分布, 由其中的三重符合TOF分布可得到N的值, 而由四重符合及反符合的TOF分布, 可分别得到 $N_C$ 和 $N_{VETO}$ 的值, 但由式(14)可知 $N_e$ 的值包含在 $N_{VETO}$ 中, 通过对反符合谱(即  $\pi$  介子的TOF分布谱)的拟合, 可得到  $\pi$  介子的分布范围, 在该范围以外在时间轴上低幅度区域一定范围内的事例数即为由于契伦科夫计数器失效而被漏记的电子数 $N_e$ , 如图 7, 对  $\pi^+$ 的TOF谱作高斯拟合, 在  $\pi^+$  介子分布范围(平均值左右三倍标准偏差区间)左侧的 $e^+$ TOF分布区域(图中从 167 道至 177 道) 内的事例数即 $N_e$ (可能包含个别  $\mu$  轻子), 图中横坐标为TDC道数。

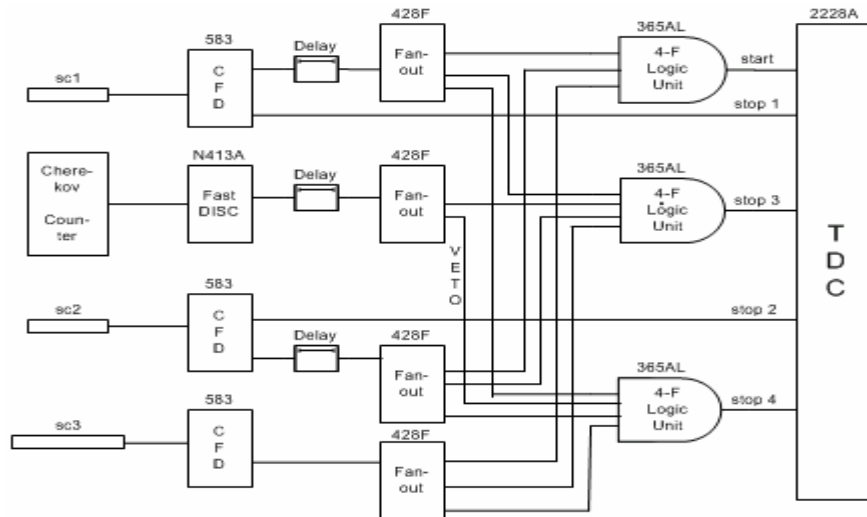


图 6 用于契伦科夫计数器效率测量的实验安排框图

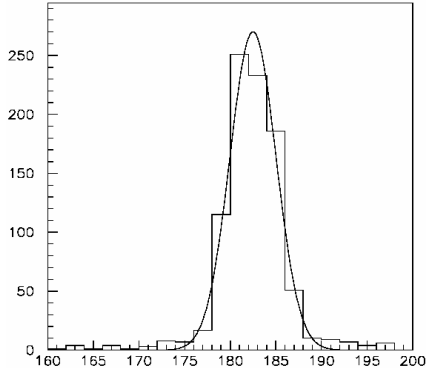


图 7  $\pi^+$ 的TOF分布谱

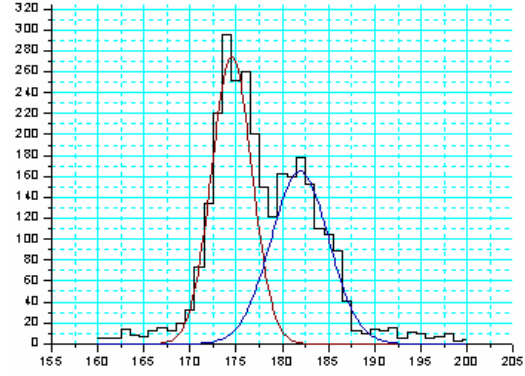


图 8  $e^+$ 和  $\pi^+$ 的TOF分布谱及高斯拟合

在不同束流强度和打不同类型靶条件下，分别对负、正电荷粒子束测量结果如下：

对正电荷粒子在 6573 秒时间内由所测 4 组TOF数据分别得到 $N=2629$ 、 $N_C=1717$  和  $N_{VETO}=912$ ，而从图 7 分析得到 $N_e=22$ ，于是契仑科夫计数器的效率为

$$\varepsilon = \frac{1717}{2629 - 912 + 22} = 98.7\% ;$$

对负粒子束在 1667 秒时间内由所测 4 组TOF数据分别得到 $N=1109$ 、 $N_C=1044$  和  $N_{VETO}=65$ ，并用与前面对 $N_{VETO}$ 谱同样的处理方法得到 $N_e=6$ ，此时契仑科夫计数器的效率为

$$\varepsilon = \frac{1044}{1109 - 65 + 6} = 99.4\% .$$

但在上述效率计算中没有考虑到TOF谱中 $e^+$ 与 $\pi^+$ 重叠部分中可能包含的 $e^+$ 的丢失数，如图 8，在 $e^+$ 和 $\pi^+$ 的双高斯拟合分布中，重叠部分估计约占 $e^+$ 分布的 16%，若重叠部分丢失电子数为  $x$ ，按同样比例估计在重叠区域内丢失的 $e^+$ 数，则按关系 $(22+x)/N_C=x/(0.16N_C)$ ，可得到 $x=4.2$  个，此时契仑科夫计数器对 $e^+$ 的计数效率变为

$$\varepsilon = \frac{1717}{2629 - 912 + 26.2} = 98.5\% ,$$

对负电荷粒子的测量表明， $\pi^-$ 的计数非常少，用同样的方法对 $e^-$ 和 $\pi^-$ 的TOF谱作分析，则在重叠部分得到 $e^-$ 数约为 42 个，它引起的 $e^-$ 的丢失数估计为 0.3 个，故对效率测量的影响可忽略不计。由上述分析可见契仑科夫计数器的效率在 98.5%~99.4%之间，于是可取平均计数

效率为 99.0%，而误差 $\leq 0.5\%$ ，即有

$$\varepsilon = (99 \pm 0.5)\% .$$

### 2.3 契伦科夫计数器在次级粒子束测量中的应用

契伦科夫计数器用于次级束线中的粒子鉴别。用相距 5.1m 的两个闪烁计数器 SC1 和 SC2 选择束流粒子，在它们中间靠近 SC1 处放置契伦科夫计数器，取这三个计数器间不同方式的符合输出作为 TDC 的 start 信号，SC1、SC2 的输出分别作为 stop 信号，测量粒子在 SC1 与 SC2 之间的飞行时间。对 500MeV/c 动量的正粒子束测量结果如下列图所示。

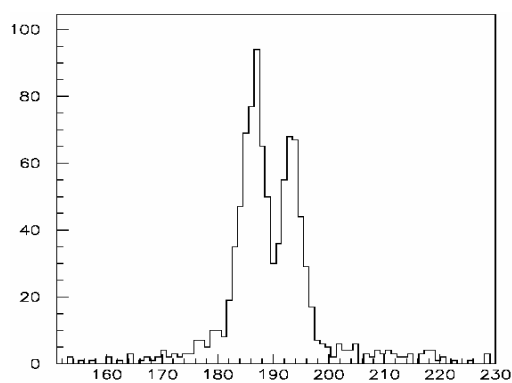


图 9  $e^+ \pi^+$  的飞行时间谱

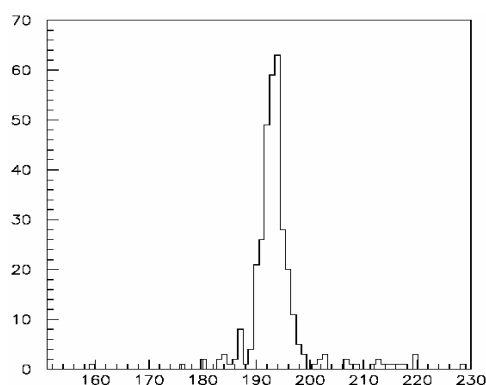


图 10  $\pi^+$  的飞行时间谱

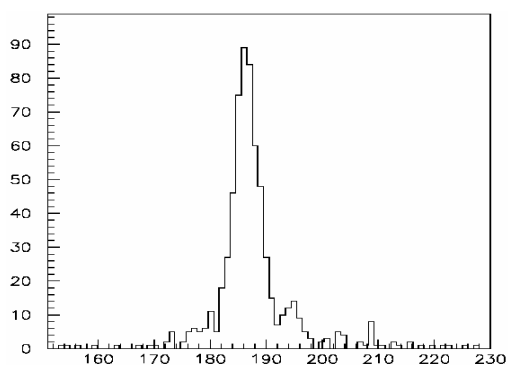


图 11  $e^+$  的飞行时间谱

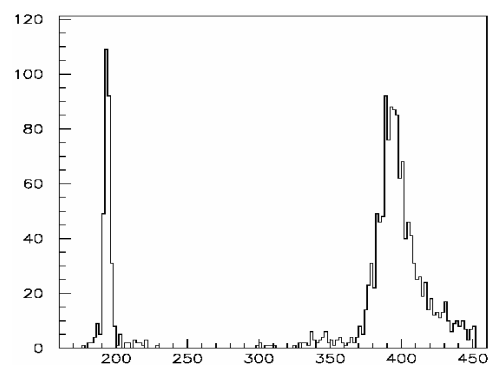


图 12  $\pi^+$  与质子的飞行时间分布谱

图 9 是用 SC1 和 SC2 二重符合输出作为 start 信号测得的  $e^+ \pi^+$  的 TOF 分布谱；图 10 是

SC1、SC2 加契仑科夫计数器反符合输出作为start信号得到的  $\pi^+$  的TOF分布谱，主峰前面的小的分布包括由于契仑科夫计数器失效记录到的  $e^+$  和极少量的  $\pi^+$  衰变产生的  $\mu^+$ ；而用SC1、SC2 加契仑科夫计数器三重符合作为start信号测量，得到如图 11 给出的  $e^+$  的TOF分布谱，其中很小的  $\pi^+$  分布部份源于多重粒子的存在(约 30%~40%)，即当其中的  $\pi^+$  穿过SC1、契仑科夫计数器和SC2 时，有其它的粒子( $e, \pi, p, \gamma$ )直接击中契仑科夫计数器的光电倍增管的窗口材料时，可能在玻璃上产生契仑科夫光，也可能直接击中在光阴极材料上，产生过阈的信号，误判为  $e$  的信号，而被记录，同样由于多重粒子的存在，SC2 只记录到其中之一时，若SC1 的时间起始是由另一粒子提供的，就会导致束流打靶前的时间结构( $\sigma_{\text{beam}}=2.5\text{ns}$ )也会耦合进SC1 和SC2 的飞行时间谱中，以上因素将作为本底而使各个飞行时间谱的底部展宽,并在图 11 中  $\pi^+$  位置形成分布。图 12 则是在与图 10 相同条件下测得的  $\pi^+$  与质子谱，可见利用契仑科夫计数器参与反符合测量SC1 和SC2 间的TOF分布，再配合TOF范围的选择，可分别得到  $\pi^+$  (可能混有少量的  $\mu^+$ ) 和质子的粒子束。以上图中横坐标为TDC道数，每道 0.1ns，纵坐标表示事例计数。

### 3 结果分析与讨论

只用于电子选择的气体阈式契仑科夫计数器，成本低，制做工艺简单，故容易实现。实验表明，我们所研制的契仑科夫计数器，对电子的计数效率较高，基本达到了设计要求，信号幅度大，节省了放大器的使用，使用的气体安全而价廉，由于反射镜和两端窗都采用轻物质材料，因此对电子的散射和带来的能损相对较小。用它参与符合选择的电子束，已用于第三代北京谱仪(BESIII)中的TOF探测器模型的时间分辨率的测量，目前已得到较好的结果。不足之处是  $\text{CO}_2$  气体的浓度对温度较敏感，再加上机械加工方面存在的不足，桶部的气密封

不太好, 要保持计数器桶部内的气压在 1.15~1.2 个大气压, 须 2~3 天充一次气。

感谢朱永生研究员对本文的修改提出许多宝贵的意见和建议。

---

#### 参 考 文 献(References)

1 GU Yue, LI Heng - Zhi, Physics, Part2, Beijing, Chemistry Publisher, Jun, 1985 (in Chinese)

古玥, 李衡芝编, 物理学, 第二册, 北京, 化学出版社, 1985 年 6 月

2 R. L. Anderson and J. A. Grant, N. I. M. , 135(1976)267—283。

3 D. D. Yovanovitch, D. R. Rust and I. AMBATS, N. I. M. , 94(1971)477—480

4 J. Litt & R. Meunier, Annual R. of N. S. , Vol23(1973)1—40

5 M. BENOT, J. LITT and R. MEUNIER, N. I. M. 105(1972)431—444

6 XU Ke-Zun et.al. Detection Technique of Particles, Shanghai, Shanghai Science and Technique Publisher of Shanghai, 1981,11(in Chinese)

徐克尊等, 粒子探测技术, 上海, 上海科学技术出版社, 1981 年 11 月

#### Cherenkov Counter for Particle Identification Test Beam

CUI Xiang-Zong LI Jia-Cai ZHAO Xiao-Jian WU Yuan-Ming ZHAN Liang-Hheng

ZHOU Bao-Qing LIU Zhen-Qquan ZHAN Shao-Ping ZHENG Lin-Sheng

IHEP, The Chinese Academy of Sciences

Abstract The Cherenkov counter used for selecting electrons of the test beam has been studied in

this article. The design, manufacture, assembly and testing of the Cherenkov counter are described. And the performance of this counter is measured. The CO<sub>2</sub> gas is used as Cherenkov radiator, the XP2020Q photomultiplier is applied for recording signals of the Cherenkov light. The  $(99.0 \pm 0.5)\%$  efficiency of the electron selection has been reached.

Key Words Cherenkov radiation, scintillation counter, test beam

---

\*Supported by the BEPC update special fund

1)E-mail: [cuixz@mail.ihep.ac.cn](mailto:cuixz@mail.ihep.ac.cn)