

水基切伦科夫 μ 子探测器的研究

徐杰 谏 乐永康 俞 熹

(复旦大学 物理系 上海 200433)

摘要: 利用高速带电粒子在透明介质中产生切伦科夫辐射的特性,以蒸馏水作为辐射介质,搭建了一个小尺寸($\pi \times 22.5^2 \text{ cm}^2 \times 45 \text{ cm}$)的切伦科夫探测器,对能量在 GeV 量级的 μ 子进行了相应的测量,考虑其他能量损耗、光传输和收集效率、阴极量子效率后,实验结果与理论估计值有比较高的相符度,可以初步断定仪器具备探测 GeV 量级 μ 子的能力。

关键词: 切伦科夫辐射; μ 子; 水基探测器; 光电倍增管

中图分类号: O 572.21+2

文献标识码: A

文章编号: 1000-0712(2011)06-0057-05

高能物理实验一直由于辐射源昂贵、防护措施复杂和探测条件苛刻等因素而受到极大限制,不易于广泛开展。宇宙射线是天然的高能粒子源,包含众多基本粒子并且数量可观。以 μ 子为例,在海平面上,每秒钟每平方米可以接收到 100 个以上、垂直向下入射、能量在 1 GeV 以上的 μ 子^[1]。而高速带电粒子穿过透明介质时,由于切伦科夫效应,会发射主要集中在紫外及可见光波段的光子。基于这些因素,我们设计并用低成本的材料搭建了一个水基切伦科夫 μ 子探测器,可以通过简单的操作在适当的精度范围内对 μ 子进行探测和切伦科夫辐射光谱分析。

1 实验原理与基本概念

1.1 切伦科夫辐射的基本特征

切伦科夫辐射是高速带电粒子与介质之间的一种电磁相互作用。高速带电粒子以匀速 v ($=\beta c$) 穿过折射率为 n 的透明介质,当它的运动速度超过光在该介质中的相速度(c/n)时,将产生沿圆锥波前发射微弱的光子流(集中在紫外线以及可见光波段)这种效应称为切伦科夫辐射。根据经典电磁理论^[2],带电粒子通过介质时,路径周围的原子或分子将因电磁作用瞬时极化。当粒子通过后,这些被极化的原子或分子立即退极化,引起具有加速度的振动,每个退极化的原子或分子作为辐射中心,把能量以电磁辐射的形式发射出来。切伦科夫辐射是多个邻近原子的辐射相干叠加的结果。为保证是相干光源,粒子必须作等速运动,使相邻原子所受的扰动相同;为保证波前干涉得到加强,粒子速度必须超前于电磁波在介质中的

传播速度($v > c/n$)使各点发出的元波位相相同,在一定方向得以加强,如图 1。根据惠更斯原理,可以得到产生切伦科夫辐射的条件为

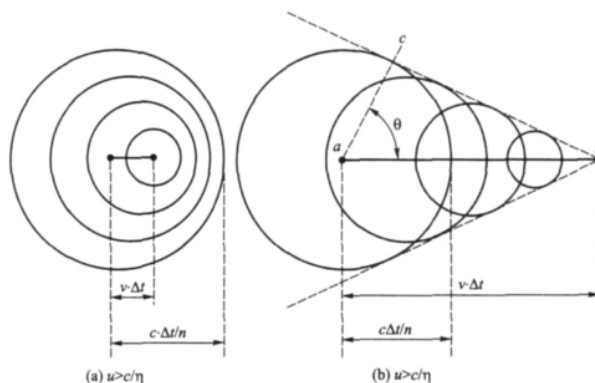


图 1 波前干涉示意图

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} \quad (1)$$

其中 $\beta = v/c$ 。由于 $n > 1$, θ 是锐角,所以切伦科夫辐射的方向总是向前的,带电粒子在某一点产生的切伦科夫辐射是以这点为顶点的一个光锥,张角 2θ 轴向是粒子运动方向。当 $\theta = 0$ 时,切伦科夫辐射最小阈速度为 $v = c/n$ 相应阈动能为

$$E_{\min} = E_0 \left| \frac{n}{\sqrt{n^2 - 1}} - 1 \right| \quad (2)$$

其中 E_0 为粒子静止能量。当 $\beta \approx 1$ 时 θ 角达到最大

$$\theta_{\max} = \arccos \frac{1}{n} \quad (3)$$

1.2 切伦科夫辐射光谱及光子密度分布

根据 Tamm 和 Frank 的经典电磁理论^[2],切伦

收稿日期:2010-08-10;修回日期:2010-11-29

基金项目:国家自然科学基金委基础科学人才培养基金(No J0730310)资助

作者简介:徐杰谏(1989—),男,湖南冷水江人,复旦大学物理系 2007 级本科生。

科夫辐射具有连续光谱. 电荷为 Ze 的带电粒子在 $L-L+dL$ 的路程上发射波长在 $\lambda-\lambda+d\lambda$ 之间的光子数 dN 服从如下分布

$$\frac{dN}{d\lambda dL} = \frac{2\pi\alpha Z^2}{\lambda^2} \sin^2\theta \alpha \frac{1}{\lambda^2}. \quad (4)$$

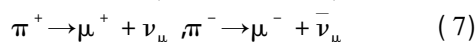
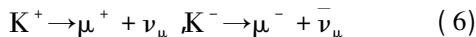
式(4)中, α 是精细结构常量 ($\alpha \approx 1/137$), $\lambda = hc/E$. 单位长度辐射体发射的切伦科夫光子数为

$$\frac{dN}{dL} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \sin^2\theta(\lambda, L) \frac{d\lambda}{\lambda^2} = 2\pi\alpha Z^2 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \quad (5)$$

$\lambda_1 \sim \lambda_2$ 是切伦科夫辐射的波长范围, 由于发射的光子数与波长的平方成反比, 所以大部分切伦科夫辐射集中在短波区. 如果切伦科夫辐射体中 n 与 λ, L 关系不大, 且计数器中光探测器对可见光 (400 ~ 700 nm) 灵敏, 则单电荷粒子穿过单位长度 (1 cm) 的辐射体发出的切伦科夫光子数为 $N = 490\sin^2\theta$. 切伦科夫辐射发光时间一般小于 10^{-9} s, 光量很微弱, 并且在介质中有各种损耗.

1.3 大气中的 μ 子及探测器设计依据

宇宙射线中的高能质子与上层大气中的原子核相互作用可以产生 K 介子和 π 介子, K^+ 介子和 π^+ 介子随后衰变为两种带不同电荷的 μ 子:



μ 子带一个单位的正电荷或者负电荷, 寿命 2.197 03 μ s, 动能在 GeV 量级, 是一种强相对论粒子. 静止质量为 105.658 389 MeV/c^2 , 与 π 介子 (139.6 MeV/c^2) 质量十分接近, 但在穿过介质层时, 既不发生强相互作用也不产生电磁簇射^[3,4], 因而对于高能 μ 子而言辐射效应产生的能量损耗占主要地位. 在接近海平面的区域, 宇宙射线成分包含 μ 子、中微子、 γ 射线、高能中子、电子等. 但只有运动速度大于光在介质中传播速度的高能带电 μ 子, 在穿透大规模的透明介质后, 仅产生有限的能量损耗和角度偏离, 且能量损耗中切伦科夫辐射损耗占主导地位. 在设计本实验的水基切伦科夫 μ 子探测器时充分考虑了这些因素, 因此采用了蒸馏水作为介质, 并将探测器尺寸设计得尽可能大. 原则上, 辐射介质的体积越大, 穿透距离越长, 辐射损耗越大, 切伦科夫光强越强. 但出于成本方面的考虑, 我们根据式(5), 在估计了接收器的光子灵敏度和各种无关损耗的基础上, 设计了 $\pi \times 22.5^2 \text{cm}^2 \times 45 \text{cm}$ 的圆

柱形容器, 使得光电管接收到的切伦科夫辐射光强大于其灵敏度阈值.

2 水基切伦科夫 μ 子探测器

2.1 实验设置

任何透明介质都可以作为切伦科夫辐射体, 出于成本与探测效率方面的考虑, 我们选择了蒸馏水, 因为其对可见光和紫外线均透明、折射率大小适当、密度较小且光学均匀性好. 实验装置主体部分见图2. 桶身为圆柱形, 底面直径 45 cm, 高 45 cm, 不锈钢制, 壁厚 1.5 mm, 加水后实际水深 40 cm. 内壁和桶盖下部覆盖一层经过氧化处理的铝箔, 使得桶内壁可以漫反射紫外线和可见光波段的光子, 以提高收集效率. 条件允许情况下, 使用高密度聚乙烯合成纸 (Tyvek) 可使效果更佳, 因为其表面是随机粗糙的, 不需要人工氧化, 且对于紫外光和可见光有较强的反射率^[5]. 桶盖边缘用 1 mm 厚的黑色胶带密封 5 层, 密封层宽 15 cm. 光电倍增管为圆柱形, 玻璃壳部分底面面积 28.5 cm^2 , 高压从 0—1 488 V 连续可调, 实际实验时管中心偏离桶中轴 10 cm, 管的最下部浸入水中 1 cm, 以排除水面、空气与玻璃界面的反射和折射的损耗. 光电管外壁与桶盖开口处用 1 mm 厚的黑色胶带密封 5 层, 密封层宽 10 cm. 在实验时, 用黑布遮盖整个装置, 并用输出端分别接数字示波器观察信号和接 0—1 024 道多道分析器测量能谱, 以确定是否测得相关信号.

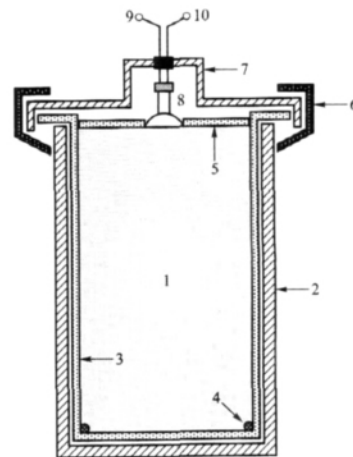


图2 探测器主体部分结构简图

1 蒸馏水 2 不锈钢桶身 3 铝箔(壁) 4 固定物 5 铝箔(盖) 6 密封层 7 不锈钢桶盖 8 光电倍增管 9 高压接口 10 输出端

2.2 实验结果

将输出信号接数字示波器, 输入端采取交流耦

合的方式,阻抗 $50\ \Omega$,上升沿触发,触发电平 $1\ \text{V}$,保持横向(时间轴)触发位置不变,得到了高压 $1\ 400\ \text{V}$ 下的波形和本底(图3)以及高压 $1\ 488\ \text{V}$ 下的波形和本底(图4)。测量本底信号时,将光电管上提,使管的最下部在水面以上 $1\ \text{cm}$,同时用 $1\ \text{mm}$ 厚的黑色胶带将管口密封3层,以起到隔光的作用。

示波器信号显示,光电倍增管完全隔绝辐射时也会产生暗电流。本底脉冲产生的主要因素有:阴极热电子发射(通常情况下暗噪声的最主要成分)、欧姆漏电(包括管内漏电与管外漏电)、残余气体电离(反馈电流)、场致发射、切伦科夫光子(μ 子穿过光电管的窗时形成)、玻璃壳放电和玻璃荧光。光电管的屏蔽层与玻璃壳做了分隔处理,目测玻璃壳部分厚度 $3\ \text{mm}$ 左右,长 $8\ \text{cm}$,所以最后两种影响因素几乎可以忽略。尽管测量本底时加了 $1\ 400\ \text{V}$ 以上的高压,但此高压并未超过倍增管正常工作电压及噪声范围,因此残余气体电离和场致发射的影响亦可排除。(即便这两种因素有作用,在恒定持续的高压下,引起的也应是持续性行为,而不是单一的脉冲行为。在接收到的本底信号中并没持续性增益的体现,所以这也从另一方面排除了残余气体电离和场致发射的影响。)从图3和图4可以看出,将光电管浸入水中后测量信号时本底峰会有加强,同时在时域上的其他位置有小峰(比本底脉冲弱)和大峰(比本底脉冲强)出现,对比本底信号,可以推断输出信号中包含着在频域上崖续分布的辐射成分。

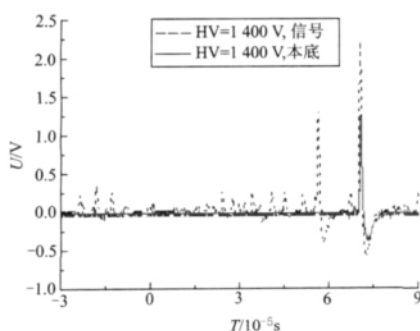


图3 高压 $1\ 400\ \text{V}$ 条件下的输出信号和本底信号

下面通过对波形的分析来就这一推断做一些论证:小峰幅度不及本底脉冲,如果加上鉴别器,将很难识别,所以这里不予考虑(尽管小峰有可能是强度极其微弱的信号)。一方面,如果认为本底峰的加强是切伦科夫光子的作用,那么扣除本底后,时域上除本底脉冲所在位置以外,其他位置也能够找到切伦科夫辐射导致的短脉冲;另一方面,如果认为这种

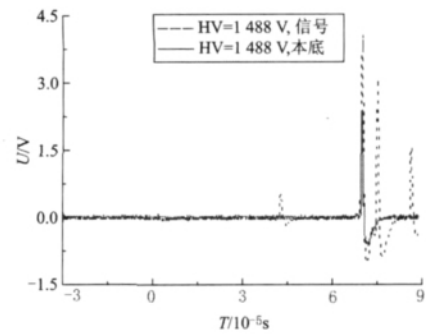


图4 高压 $1\ 488\ \text{V}$ 条件下的输出信号和本底信号

加强作用是玻璃壳表面和水接触造成的管外漏电,那么加强后的本底峰应该作为新的本底,扣除后,图3与图4中所有其他位置的峰都难以甄别。在测量高压 $1\ 450\ \text{V}$ 的信号时在时域上非本底峰位置发现了比加强的本底峰更高的峰(如图5),这说明输出信号中包含切伦科夫辐射成分。

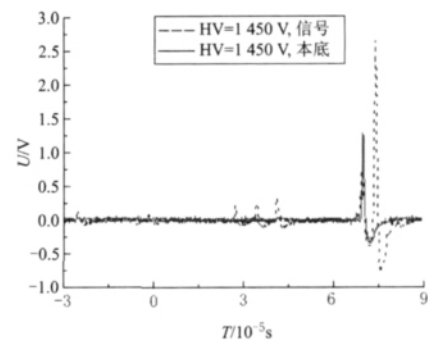


图5 高压 $1\ 450\ \text{V}$ 条件下的输出信号和本底信号

将输出端接 $0-1\ 024$ 多道分析器,每次测量定时 $1\ 800\ \text{s}$,分别在高压 $1\ 300\ \text{V}$ 、 $1\ 400\ \text{V}$ 、 $1\ 450\ \text{V}$ 和 $1\ 488\ \text{V}$ 条件下测量能谱,并分别在相同条件下测量本底曲线,将测得的能谱扣除本底,得到了如图6—9所示的光谱线。光电管前端未加闪烁体,所以无法将不同能量的入射光子转化成强度不同的荧光光子脉冲,以鉴别相应光子。但式(4)指出,切伦科夫辐射光强与波长($\lambda = hc/E$)成平方反比关系,所以实际测量时并不需要依靠闪烁体来对打在阴极上的光子能量进行均一化,能量不同的切伦科夫光子天然就对应着强度不同的辐射流,并在光阴极产生不同数量的光电子,使得其在能谱上可以对应不同的道址。由于实验室条件的限制,我们没有找到合适的定标装置来对脉冲强度和道址之间的关系进行定标,所以无法很精确地定量分析能谱。但总的来看,就谱线变化趋势而言,各高压下谱线在道址 $20-40$ 的区

域部有类似韧致辐射的部分,这应当对应着一部分切伦科夫辐射,道址0—20的部分有一个明显的强峰,这应该是另一部分切伦科夫辐射和管外漏电流共同的贡献.因为装置中的光电管玻璃壳直接与水处理接触,以排除水平面的镜面反射造成的不必要损耗;另外在高压电极和玻璃壳之间设置了隔离层,使得水蒸气很难通过此隔离带对电极产生影响;对高压电源电极进行了整体密封.考虑以上各方面原因,管外漏电流是唯一可能导致能谱图上有额外本底峰的因素.

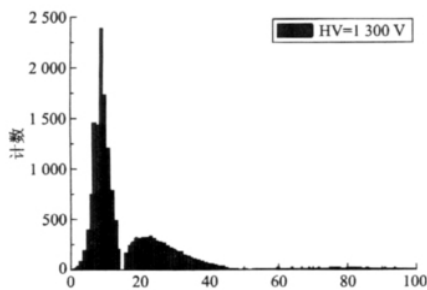


图6 高压1300 V条件下的能谱(已扣除本底)

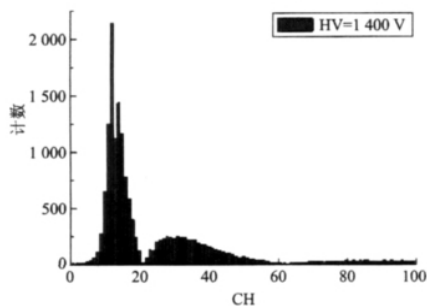


图7 高压1400 V条件下的能谱(已扣除本底)

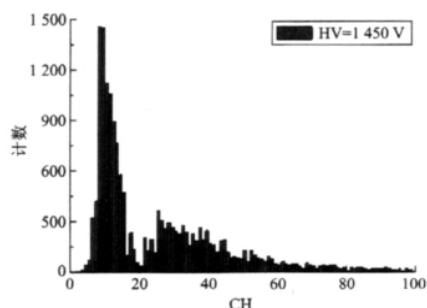


图8 高压1450 V条件下的能谱(已扣除本底)

下面对在我们装置的配置条件下,单个垂直向下入射的 μ 子能够在光电倍增管阴极产生的光电子数目做粗略的估计.如果辐射体的折射率 n 与波长 λ 以及辐射体长度 L 的依赖关系不大,则总体上

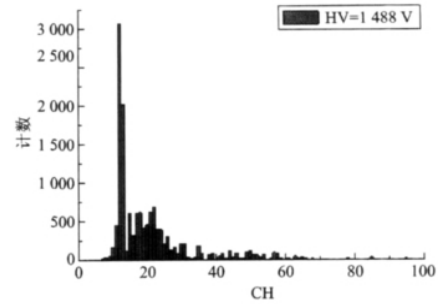


图9 高压1488 V条件下的能谱(已扣除本底)

可探测的光电子数为

$$n_{pe} = \frac{2\pi\alpha L}{hc} \int Q_{eff}(E) \Pi_i \varepsilon_i(E) dE \quad (8)$$

式中 Q_{eff} 是光电材料的量子效率, ε_i 是各种与光传输、收集有关的效率,包括光在辐射体中的透过率、探测器窗的透过率、镜子反射率及电子学阈值造成的接受效率等,这些系数都需要用特定的手段进行测量.由于条件有限,我们只能采取其他方式来估计这些参数. D. Alexander^[6]曾经对水基探测器的切伦科夫辐射损耗做了实验上的测算,利用吸收分光计(absorption spectrometer)将水的透射特性影响从测量结果中扣除后,他估计每个 μ 子在水中可以产生的光电子数是18(假设光阴极量子效率是10%).他测量得到的探测器损耗和效率因子对于水基切伦科夫探测器具有普适性,应用式(8),保持 Q_{eff} 和 ε_i 等效率因子函数形式不变,将 L 等与尺度有关的物理量从他们的探测器(180 cm × 120 cm × 120 cm)按比例缩放到我们的装置尺度上来,对200—700 nm(1.77—6.20 eV)的紫外和可见光段积分,可以估计出每个 μ 子在阴极产生约6个光电子.

其他文献^[7,8]中有使用不同的方法对其水基切伦科夫探测器产生的光电子数进行估计的,缩放后应用于我们的探测器上,估计出的每个 μ 子的阴极光电子产生数也在5~10个.

同样是由于条件限制的原因,我们无法得出阴极光电子数目与阳极输出脉冲强度之间的关系,但在较高高压(1400 V+)条件下,增益倍数较大,这种较弱的光电子脉冲应该可以被多道分析器识别.

根据我们的计算,高压1300 V、1400 V、1450 V、1488 V条件下能谱总积分面积分别为17 898、18 723、18 079、17 248,平均值17 987,表明分析器每秒钟接收到10个脉冲.我们的装置所处海拔接近于0,地表每秒钟每平方米可以接收到100个 μ 子,这样探测器每秒钟可以接收到 μ 子数目为15个.

根据之前的分析,在当前配置条件下,探测器中,平均每个 μ 子可以在光电管阴极产生6个光电子,这表明一部分 μ 子产生的切伦科夫辐射可能会由于强度太弱而无法被多道脉冲分析器接受,从而导致探测到的 μ 子数目比理论估计值小.

另外,即使认为0—20道之间的强峰全部是管外漏电所致,经我们计算,高压1 300 V、1 400 V、1 450 V、1 488 V条件下,剩余的连续谱部分的积分面积分别为6 753、8 373、8 828、8 164,平均值8 030,即平均每秒接收到4个脉冲,考虑到我们的装置光传输和收集效率较低,这一结果和理论估计值的偏差也在可以接受的范围内.

因此,我们的探测器所测得的脉冲数与理论估计的入射 μ 子数基本匹配.同时,脉冲分析器接收到的脉冲数目不随高压的变化而变化,而是保持在一个特定值的附近.考虑到高压直接决定了增益倍数,而除漏电所致的暗噪声都与高压成正相关,所以我们测得的信号只可能是高速 μ 子穿过蒸馏水时由于切伦科夫效应产生的辐射光子信号.

当然,目前探测器的测量精度有很大的提高空间.为实现这一目标,可以从提升光的传输和收集效率等方面入手.例如,制作简易的净水装置进行二次蒸馏,内壁贴膜采用Tyvek材料,使用黑色橡胶圈来密封桶盖边缘以及光电管与桶盖接触位置,利用Winston Cone结构聚焦漫散射光束,使用双闪烁体计数器进行符合计数等.

3 结论

我们利用低廉材料搭建了一个水基切伦科夫 μ 子探测器,可以简便地探测 μ 子信号,研究宇宙射线中高能粒子的相关特性.通过小成本的投入,我们

有效地提高了光传输和收集效率,完善已经初步成型的水基切伦科夫 μ 子探测器.这种水基探测器成本低廉、操作简便、稳定性高,具有广泛的应用前景,适合在各高校推广应用.

感谢:本文获得了美国Southern Methodist University(SMU)大学叶竞波副教授的指导,主要经费来自于国家自然科学基金委基础科学人才培养基金(No J0730310),特此感谢.

参考文献:

- [1] Denisov D. Detection of Muons [R]. Academic Lecture, Fermilab 2005: 2.
- [2] Frank I, Tamm I. Coherent visible radiation of fast electrons passing through matter [J]. Dokl Akad Nauk SSSR, 1937, 14: 109-114.
- [3] 谢一冈,等. 粒子探测器与数据获取 [M]. 北京: 科学出版社, 2003: 16-17.
- [4] 复旦大学, 清华大学, 北京大学合编. 原子核物理实验方法 [M]. 北京: 原子能出版社, 1981: 211-217.
- [5] 陈明君. 中微子水基契伦可夫量能器的研究 [D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2006: 19-22.
- [6] Alexander D, Pathak K M, Tompson M G. Cerenkov loss of energy in water [J]. J Phys A (Proc Phys Soc), Vol. 1 Ser. 2, 1968: 578-583.
- [7] Allison P S, Barnhill D. Calculation of the number of photoelectrons produced per tank based on PMT test and station monitoring data [J]. The Auger Project, GAP Note 2004 046: 1-3.
- [8] Barbosa A F, et al. Water Cerenkov muon detector near the Angra - II reactor core: the hardware [J]. The Angra Neutrino Project, AngraNote 2009 007: 2.

Experiment of a simple water – tank Cerenkov muon detector

XU Jie-chen, LE Yong-kang, YU Xi

(Department of Physics, Fudan University, Shanghai 200433, China)

Abstract: The process of setting up a simple water – tank Cerenkov detector from raw materials is described in detail. The experiment results of muon detection substantiate its effectiveness in probing high energy elementary particles. The low cost, user – friend and high stability of this instrument show its potential in application of college physics experiments.

Key words: Cerenkov radiation; muon; water based detector; photomultipliers