

一种用于中微子探测的3-inch光电倍增管的优化设计

郭乐慧 田进寿 卢裕 李红伟

Optimization of the 3-inch photomultiplier tube for the neutrino detection

Guo Le-Hui Tian Jin-Shou Lu Yu Li Hong-Wei

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 228501 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.228501

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.228501>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I22>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

超高真空系统中 GaAlAs 光电阴极的重新钝化研究

Recesiation of GaAlAs photocathodes in an ultrahigh vacuum system

物理学报.2014, 63(17): 178502 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.178502>

金刚石薄膜中二次电子输运的蒙特卡罗模拟

A Monte Carlo simulation of secondary electron transport in diamond

物理学报.2012, 61(7): 078503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.078503>

GaN 光电阴极表面势垒对电子逸出几率的影响

Effect of surface potential barrier on electron escape probability of GaN photocathode

物理学报.2012, 61(6): 068501 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.068501>

GaN 光电阴极的研究及其发展

Research and development of GaN photocathode

物理学报.2011, 60(8): 088503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.088503>

负电子亲和势 GaN 光电阴极的研究进展

Comprehensive Survey for the Frontier Disciplines Progress of negative electron affinity GaN photocathode

物理学报.2011, 60(3): 038503 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.60.038503>

一种用于中微子探测的3-inch光电倍增管的优化设计*

郭乐慧¹⁾²⁾⁴⁾ 田进寿^{1)4)†} 卢裕¹⁾ 李红伟³⁾

1)(中国科学院西安光学精密机械研究所, 超快诊断技术重点实验室, 西安 710119)

2)(中国科学院大学, 北京 100049)

3)(海南展创光电技术有限公司, 海南 571924)

4)(山西大学极端光学协同创新中心, 太原 030006)

(2016年7月16日收到; 2016年8月8日收到修改稿)

光电倍增管(PMT)作为当前中微子振荡研究的核心探测器件要求具有尽可能大的阴极有效探测面积与较小的渡越时间弥散, 其时间特性直接决定了中微子的探测精度. 针对高能粒子探测需求, 本文优化设计了一种大阴极面超短型3-inch光电倍增管, 基于Furman模型与电子轨迹追踪法展示了第一倍增极产生的二次电子向第二倍增极渡越的电子轨迹过程, 据此对倍增极结构进行了局部优化; 将Monte Carlo法与有限积分法相结合比较了不同分压下PMT内部电势分布对电子轨迹的影响并对优化后的大阴极面PMT的均匀性、收集效率、阴极至第一倍增极间渡越时间弥散(TTS_{CD1})等关键参数进行了统计与分析; 利用particle-in-cell经典算法获得了此款PMT的增益特性. 结果表明, 优化后的大阴极面超短型PMT阴极有效探测面积较传统模型相比有效提升了30.87%, 总长度仅103 mm, 为目前最短的3-inch PMT设计结构; 在1000 V阳极电压下, 阴极顶点单光电子 TTS_{CD1} 为0.75 ns, 较传统3-inch PMT模型相比提升了2.73倍, 平均收集效率可达96.40%; 当阳极电压为1100 V时, 其增益可达 10^6 以上.

关键词: 中微子探测器, 光电倍增管, 阴极有效探测面积, 渡越时间弥散

PACS: 85.60.Ha, 84.47.+w, 85.60.Bt

DOI: 10.7498/aps.65.228501

1 引言

超新星中微子、太阳中微子以及地球中微子的探测与发现为研究宇宙、天体、地球的起源与演化打开了新的大门, 已成为目前粒子物理研究的重要分支^[1-3]. 我国正在运行与建设中的大亚湾和江门大规模地下中微子探测器以及国外中微子探测器将为当前中微子振荡研究提供有效的实验平台^[3-5]. 光电倍增管(PMT)作为大型中微子探测器的核心组件大面积覆盖于其四周, 用于探测穿过闪烁体的高能中微子与周围物质相互作用

产生的带电粒子引发的切连科夫光, 并利用光信号到达PMT的时间来重建中微子的方向与位置信息^[6]. 因而, 增大PMT探测面积并提高其渡越时间弥散特性对中微子的精确探测及信息重建起着至关重要的作用. 为满足中微子探测器对于大阴极面、高探测效率以及高时间分辨率PMT的需求, Esso Flyckt于2003年首次提出了一种包含多个小型PMT的大面积球形电子光学组件的基本设想^[7]. 这种17-inch球形电子光学组件模型如图1所示^[8], 其内部装有31个小型3-inch PMT、输入电路、输出电路、制冷装置和校准装置等系统, 与传统单个大面积PMT相比^[9], 具有方向灵敏度

* 国家自然科学基金(批准号: 11475209)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: tianjs@opt.ac.cn

高、渡越时间弥散小、稳定性高、寿命长、受地磁场影响小等优势^[8,10,11],在中微子探测中获得了重要应用.

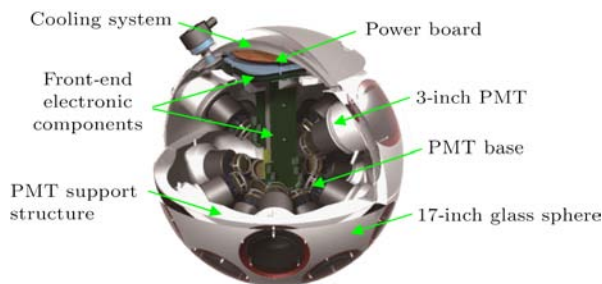


图1 (网刊彩色) 17-inch球形电子光学组件模型工程图
Fig. 1. (color online) Technical drawing of the 17-inch sphere digital optical module.

目前,针对高能粒子探测的3-inch PMT,国际上主要有日本Hamamatsu公司研发的窗口直径为80 mm,阴极有效面直径为76 mm的PMT,其平均电子渡越时间弥散约为3.9 ns^[12];英国EDEL公司研发的窗口直径分别为77 mm和86 mm的PMT,电子渡越时间弥散小于5 ns^[13].为增大PMT阴极有效探测面积,提高其时间特性与探测效率,本文优化设计了一款窗口直径为85 mm,有效阴极面直径为77.5 mm的大阴极面超短型PMT,总长度仅103 mm;采用Monte Carlo法与有限积分法对此款大阴极面超短型PMT的整体性能进行了全面分析,由于PMT阴极至第一倍增极间的单光电子渡越时间弥散(TTS_{CD1})对其总 TTS 起主要作用^[14],因而本文主要针对PMT的 TTS_{CD1} 进行了统计分析比较.

2 模型建立与方法

基于传统3-inch PMT结构^[15](如图2(a)所示),采用3维电磁软件CST Particle Studio^[16]优化设计了一款大阴极面超短型PMT,其几何结构如图2(b)所示.该PMT模型主要由光电阴极、聚焦极、10级倍增极及阳极组成,PMT第一倍增极采用类盒栅型结构以提高光电子收集效率,其余倍增极采用直线聚焦型可使PMT具有更快的时间响应特性^[17].

CST Particle Studio是基于有限积分技术的电磁场仿真软件,与传统电磁学数值算法相比^[18],有限积分法保持了麦克斯韦方程计算过程中能量和电荷的守恒,确保了计算结果的准确性.针对

3维PMT模型,采用六面体网格剖分法对其进行精细剖分并将积分形式的麦克斯韦方程离散化,在电边界条件($E_t = 0$)下计算了PMT的内部电场分布(见图8所示).由于PMT玻壳为玻璃材质,对其内部电场分布并无影响,因此后续模拟中去掉了玻壳结构以减少不必要的网格剖分.考虑到入射在PMT光电阴极面的微弱切连科夫光因光电效应从阴极面发射出的光电子满足一定的随机分布,因而本文采用Monte Carlo法对从阴极面发射出的光电子进行抽样计算^[19].采用直接抽样法使从光电阴极面发射的电子源初始能量满足0—0.6 eV上的 $\beta(1, 4)$ 分布;同时采用积分抽样法使电子源发射仰角服从0— $\pi/2$ 的余弦分布,方位角服从0— 2π 范围内的均匀分布.

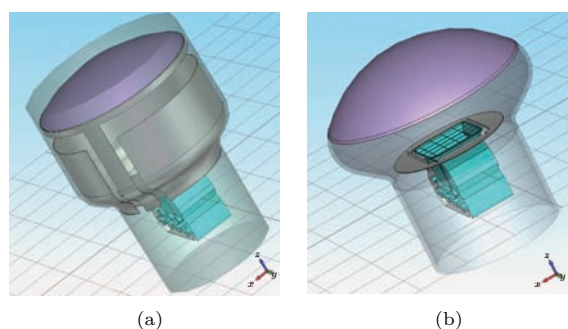


图2 (网刊彩色) 三维PMT几何结构模型 (a) 传统3-inch PMT模型; (b) 优化后的大阴极面超短型PMT模型
Fig. 2. (color online) 3D models of the 3-inch PMT: (a) The traditional one; (b) the one after optimization.

PMT倍增极的二次电子发射过程是一个非常复杂的物理过程,为研究其增益特性及二次电子运行轨迹,本文采用了Furman模型对PMT倍增极二次电子发射过程进行理论建模,该模型充分考虑了真二次电子、弹性散射二次电子和非弹性散射二次电子发射情况,保持了二次电子发射过程的自洽性并获得了相应的实验验证^[20].真二次电子发射系数 δ_{ts} 、弹性散射二次电子发射系数 δ_{bs} 以及非弹性散射二次电子发射系数 δ_{rd} 与一次电子能量 E 以及入射角度 θ 的函数关系分别如下式所示^[20]:

$$\delta_{ts}(E, \theta) = \frac{E\delta_{\max}s}{E(\theta)[s-1+(E/E(\theta))^s]} \times [1+t_1(1-\cos^2\theta)], \quad (1a)$$

$$\delta_{bs}(E, \theta) = \delta_{bs}(E, 0)[1+b_1(1-\cos^2\theta)], \quad (1b)$$

$$\delta_{rd}(E, \theta) = \delta_{rd}(E, 0)[1+r_1(1-\cos^2\theta)], \quad (1c)$$

其中, $E(\theta) = E_{\max}[1 + t_3(1 - \cos^4 \theta)]$, E 为初始电子能量, θ 为初始电子入射角度, δ_{\max} 为最大二次电子发射系数, E_{\max} 为二次电子发射系数最大时所对应的初始能量, $\delta_{\text{bs}}(E, 0)$ 与 $\delta_{\text{rd}}(E, 0)$ 分别为电子垂直入射时的弹性散射和非弹性散射二次

电子发射系数, $s, t_1, t_2, t_3, t_4, b_1, b_2, r_1, r_2$ 均为可调参数.

因此, PMT 倍增极的总二次电子发射系数 δ_{total} 可表示为

$$\delta_{\text{total}} = \delta_{\text{ts}} + \delta_{\text{bs}} + \delta_{\text{rd}}. \quad (2)$$

表 1 二次电子发射模型的主要参数
Table 1. Main parameters of the secondary electron emission model.

E_{\max}/eV	δ_{\max}	s	t_1	t_2	t_3	t_4	b_1	b_2	r_1	r_2
500	16	2.0	0.66	0.80	0.70	1.00	0.26	2.0	0.26	2.0

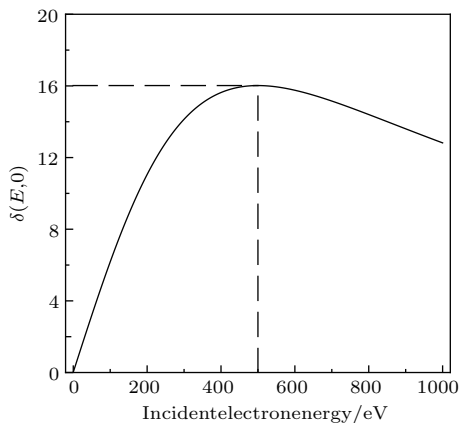


图 3 倍增极二次电子发射系数与一次电子能量的关系
Fig. 3. Secondary-emission coefficient as a function of the incident energy.

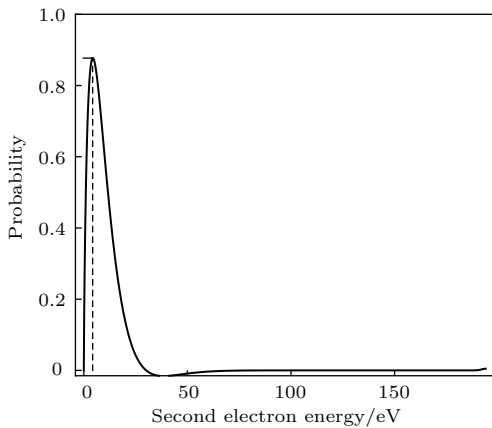


图 4 第一倍增极二次电子能量分布曲线
Fig. 4. Energy distribution of secondary electrons from first dynode at 194 eV incident energy.

本文二次电子发射模型的主要参数列于表 1, 当电子垂直倍增极表面入射时, 二次电子发射系数与一次电子能量关系曲线如图 3 所示, 在 0—500 eV 的一次电子能量范围内, 该模型计算结果与实验获得的铯钾铯倍增极的实际二次电子

发射特性符合良好^[21]. 基于 Monte Carlo 法对每一次碰撞产生的二次电子初始参量进行抽样^[20], 电子能量为 194 eV 的初级电子垂直入射第一倍增极后二次电子的能量分布如图 4 所示, 由图可知, 出射的二次电子最可几能量约为 3 eV.

3 优化设计与分析

3.1 玻壳优化

3-inch PMT 玻壳内部分别镀有光电阴极与用以屏蔽杂散光与外部电场干扰并为阴极提供相应电势分压的铝膜, 两者对 PMT 阴极至第一倍增极间的电势分布具有重要影响, 而电势分布又决定了光电子的收集效率与时间特性, 因而 PMT 玻壳形状对其性能尤为重要. 用于高能粒子探测的 17-inch 球形电子光学组件模型中的 31 个小型 PMT 要求其有效阴极探测面积应尽可能大而其玻壳窗口直径又不得超过电子光学组件模型的几何尺寸限制, 因此与传统 3-inch PMT 玻壳相比 (如图 5 (a) 所示), 本文采用类椭球型玻壳结构 (如图 5 (b) 所示), 结合实际工艺可行性反复调整玻壳曲率半径进行模拟计算, 在保证 PMT 收集效率的同时将窗口直径由传统 76 mm 增至 85 mm, 阴极有效探测面直径可达 77.5 mm, 有效探测面积较传统模型提升了 30.87%. 与传统 PMT 光窗结构相比, 该大阴极面 PMT 光窗无需封接, 整体玻壳结构简单容易制备.

在新玻壳结构中, 通过改变倍增极组件位置与聚焦极结构, 使优化后的 PMT 结构较传统模型更为小巧紧凑. 表 2 统计了在新玻壳结构中倍增极组件与光电阴极顶点的相对距离对光电子收集

效率与渡越时间弥散的影响(分压比设置如表5所示),其中, CE 表示光电子入射在第一倍增极上的概率, TTS_{CD1} 表示单光电子由光电阴极至第一倍增极间的渡越时间弥散. 结果表明, 纵然距离越短 TTS_{CD1} 越小, 利于提高PMT的时间特性, 但距离愈近或愈远都将减小第一倍增极的光电子收集效率, 因此在新玻壳内部将倍增极组件放置在距离阴极顶点41 mm处效果最佳. 且表2给出了该PMT玻壳中倍增极组件放置位置所能容许的工程误差范围应在1 mm之内.

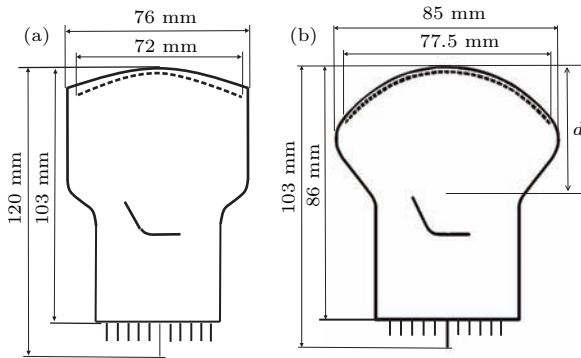


图5 PMT玻壳示意图 (a) 传统3-inch PMT玻壳; (b) 优化后的大阴极面超短型PMT玻壳

Fig. 5. Sketches of the PMT glass shell: (a) The traditional one; (b) the one after optimization.

表2 倍增极组件距离阴极顶点不同位置处光电子的 CE 和 TTS_{CD1} 统计
Table 2. CE and TTS_{CD1} when dynodes are situated on different locations.

距离 d /mm	收集效率 CE /%			渡越时间弥散 TTS_{CD1} /ns		
	最小值	最大值	平均值	最小值	最大值	平均值
39	85.20	99.07	95.25	0.64	0.95	0.74
40	90.17	99.37	95.53	0.69	1.06	0.80
41	91.93	99.07	96.40	0.75	1.16	0.88
42	88.50	99.17	96.03	0.82	1.27	0.96
43	85.73	99.07	94.77	0.89	1.44	1.06

优化后的大阴极面超短型PMT玻壳长度仅为86 mm, 加输入输出引脚后总长103 mm, 为目前最短的3-inch PMT设计结构, 与传统3-inch PMT模型相比, 可使17-inch球形电子光学组件的内部可用空间增大63.09%, 将为其内部电路系统与冷却装置等系统提供更多的设计空间.

3.2 倍增极结构优化

PMT第一倍增极光电子收集效率是描述PMT探测性能的首要参数, 但光电子倍增过程

图6为传统3-inch PMT与优化后的大阴极面超短型PMT在1000 V阳极电压下的光电阴极顶点至第一倍增极间的单光电子渡越时间统计分布. 采用多项式拟合法计算得传统3-inch PMT的 TTS_{CD1} 值约为2.05 ns, 而在相同分压比下优化后的大阴极面紧凑型PMT的 TTS_{CD1} 值仅为1 ns, 且时间响应速度较传统模型相比提高了约9.7 ns.

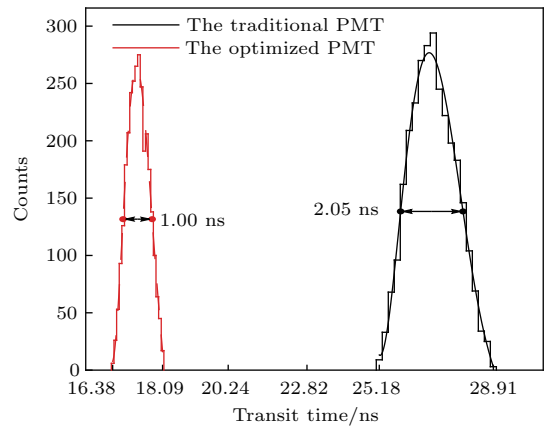


图6 (网刊彩色) 单光电子由阴极顶点至第一倍增极间的渡越时间分布

Fig. 6. (color online) Transit time distribution of single-photoelectron from photocathode to the first dynode.

中二次电子由第一倍增极至第二倍增极的收集效率对整个PMT探测性能的影响亦不容忽视^[22,23]. 因此, 本文采用Furman模型并利用电子轨迹追踪法更为直观地显示了入射在第一倍增极上的光电子产生二次电子并向第二倍增极渡越的运行轨迹, 据此对第一倍增极与第二倍增极栅网结构进行了局部优化以提高二次电子直接收集效率.

若从光电阴极面发射较多光电子经第一倍增极倍增后将产生大量二次电子, 其运动轨迹相互重叠难以进行有效判断与分析, 因此, 初始阶段我们

对7个从光电阴极面不同位置发射的光电子轨迹进行了分析. 图7为PMT第一倍增极(D1)与第二倍增极(D2)局部剖面图. 传统盒栅型第一倍增极有效电子收集区大多采用水平结构, 如图7(a)所示. 图7(c)为其电子轨迹追踪图, 由于第一倍增极产生的二次电子最可几能量约为3 eV(见图4)且方向各异, 在电场作用下, 并没有被第二倍增极完全收集. 除被第二倍增极直接收集外(如电子轨迹4所示), 其余二次电子运动轨迹主要存在以下3种情形: 1) 少量二次电子向第一倍增极栅网(Grid 1)

方向运动(如轨迹1所示); 2) 部分二次电子入射在第一倍增极导引板上(如轨迹2所示); 3) 部分二次电子被第二倍增极栅网(Grid 2)拦截(如轨迹3所示). 发生第1种情形的二次电子数量较少且第3种情形又暂时难以避免, 因此我们主要分析了第2种情形. 由于第一倍增极导引板亦具有二次电子发射性能, 入射在其上的二次电子会再次产生次级电子并向第二倍增极渡越(如轨迹5所示)致使电子渡越轨迹加长, 从而将会降低PMT的时间响应特性并引发阳极输出脉冲展宽.

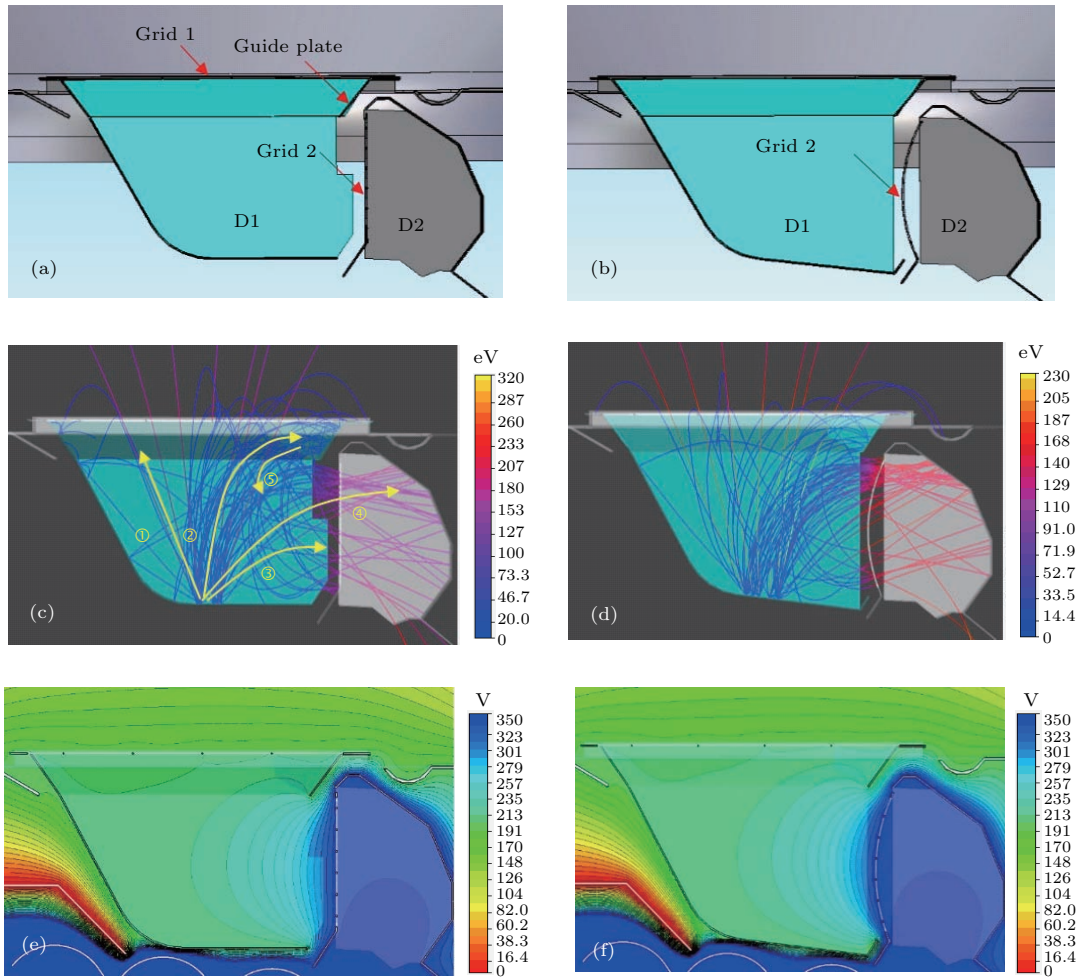


图7 (网刊彩色) 倍增极组件局部放大图 (a) PMT 传统倍增极结构; (b) 优化后的倍增极结构; (c) 传统倍增极的电子轨迹追踪图; (d) 优化倍增极后的电子轨迹追踪图; (e) 传统倍增极的电势分布; (f) 优化倍增极后的电势分布

Fig. 7. (color online) Partial enlarged details of dynodes: (a) Traditional dynodes; (b) dynodes after optimization; (c) electron trajectories of the traditional one; (d) electron trajectories of the modified dynodes; (e) potential distribution of the traditional one; (f) potential distribution of the modified dynodes.

为提高第二倍增极直接收集效率与时间响应特性, 我们将第一倍增极的水平部分进行适当倾斜以增大其与第一倍增极栅网及导引板之间的距离, 并采用弧形加速栅网结构以增强其与第一倍增极

间的电场强度, 优化后的几何结构剖面图如图7(b)所示. 图7(e)和图7(f)分别为倍增极优化前后的电势分布, 采用弧形加速栅网结构提高了第一倍增极的表面电场强度并增强了倍增极间的聚焦能

力. 图 7(d) 为优化结构后的电子轨迹追踪图, 可以看到, 入射在第一倍增极导引板上的二次电子数目明显减少, 更多的二次电子被第二倍增极直接收集. 为更准确地统计 PMT 第一倍增极至第二倍增极二次电子直接收集效率, 我们采用 Monte Carlo 方法抽取了从阴极全球面发射的 3000 个随机分布的光电子, 统计了经第一倍增极倍增后分别入射在导引板与第二倍增极上的二次电子数目, 计算得入射在导引板上的二次电子概率可由 19.56% 减小至 14.02%, 第二倍增极直接二次电子收集效率由 56.38% 提高至 61.01%.

3.3 分压比设置与分析

传统 3-inch PMT 级间分压比如表 3 所列^[15], 随着对玻壳形状的优化及对倍增极组件位置的调整, 加载在铝膜上分压较小的预聚焦极电势 (DA) 对提高光电子收集效率的作用逐渐减弱, 以至可忽略不计. 为减少 PMT 中不必要的引脚个数, 我们在原有分压比的基础上去除了 DA 分压. 表 4 为光电阴极 (K) 与 DA 等电位时的 PMT 分压比. 表 5 为 K 与 DA 等电位、圆盘聚焦电极 (G) 与第一倍增极 (D1) 等电位时的分压比. 在 1000 V 阳极电压下, 分别对表 4 与表 5 中两种级间分压比情况下的 PMT 电势分布、电子轨迹及阴极顶点处的光电子 TTS_{CD1} 值进行了比较.

基于有限积分法分别采用表 4 与表 5 中的级间分压比获得的 PMT 光电阴极至第一倍增极间的电势分布如图 8(a) 和图 8(b) 所示, 电场沿轴对称可形成静电透镜, 对阴极面发射出的光电子具有聚焦作用, 但与图 8(b) 相比图 8(a) 的等势面凸起更为明显. 图 9(a) 和图 9(b) 为分别在图 8(a) 和图 8(b) 两种电势分布下阴极面不同发射点的电子轨迹追踪图, 由图可见, PMT 输入系统不同电势分布对电子轨迹具有较大影响, 在表 4 中分压比的电势作用下, 电子呈过聚焦状态, 导致阴极面边缘部位发射出的光电子偏离正常轨迹而直接入射在第二倍增极上 (如图 9(a3) 所示), 使得阴极面边缘附近的电子收集效率急剧下降. 而在表 5 中的级间分压比情况下, 靠近有效阴极面的等势面分布均匀, 从不同纬度发射出的光电子除少数会不可避免地被第一倍增极栅网拦截外, 其余光电子均可被第一倍增极直接收集, 拥有较好的电子收集效率. 图 10 为光电阴极顶点至第一倍增极间的单光电子渡越时间统计分布. 采用表 4 中的级间分压比获得的单光电子渡越时间分布如图 10(a) 所示, 单光电子平均渡越时间约为 17.26 ns, TTS_{CD1} 为 1 ns; 图 10(b) 为采用表 5 中的级间分压比获得的单光电子渡越时间分布图, 平均渡越时间约为 15.42 ns, TTS_{CD1} 仅为 0.75 ns.

表 3 传统 3-inch PMT 分压比

Table 3. The traditional voltage ratio scheme of the 3-inch PMT.

K	DA	G	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	D9	D10	A
0.15	1	1.5	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	

表 4 阴极 (K) 与预聚焦极 (DA) 同电位时的分压比

Table 4. Voltage ratio scheme when the photocathode and aluminium film are at the same potential.

K(DA)	G	D1	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	D9	D10	A
1.15	1.5	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	

表 5 阴极 (K) 与预聚焦极 (DA) 同电位、圆盘聚焦极 (G) 与第一倍增极 (D1) 同电位时的分压比

Table 5. Voltage ratio scheme when the photocathode and aluminium film, focusing electrode and 1st dynode are at the same potential respectively.

K(DA)	D1(G)	D2	D3	D4	D5	D6	D7	D8	D9	D10	A
2.65	2	1	1	1	1	1	1	1	1	1	

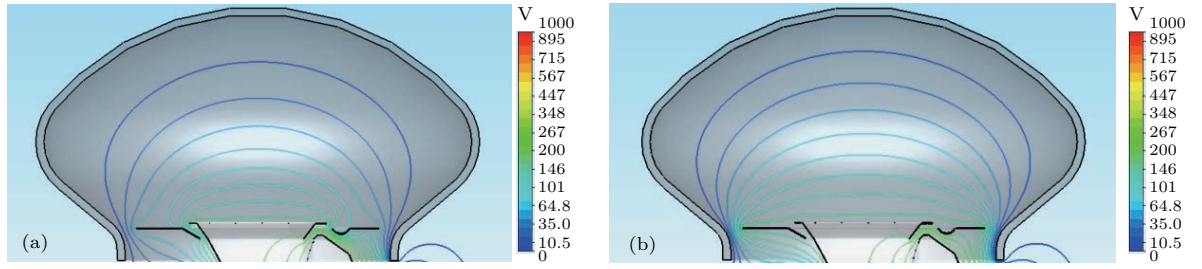


图8 (网刊彩色) 光电阴极至第一倍增极间的电势分布 (a) 表4分压比; (b) 表5分压比

Fig. 8. (color online) Potential distribution between photocathode and the first dynode: (a) Voltage ratio in table 4; (b) voltage ratio in table 5.

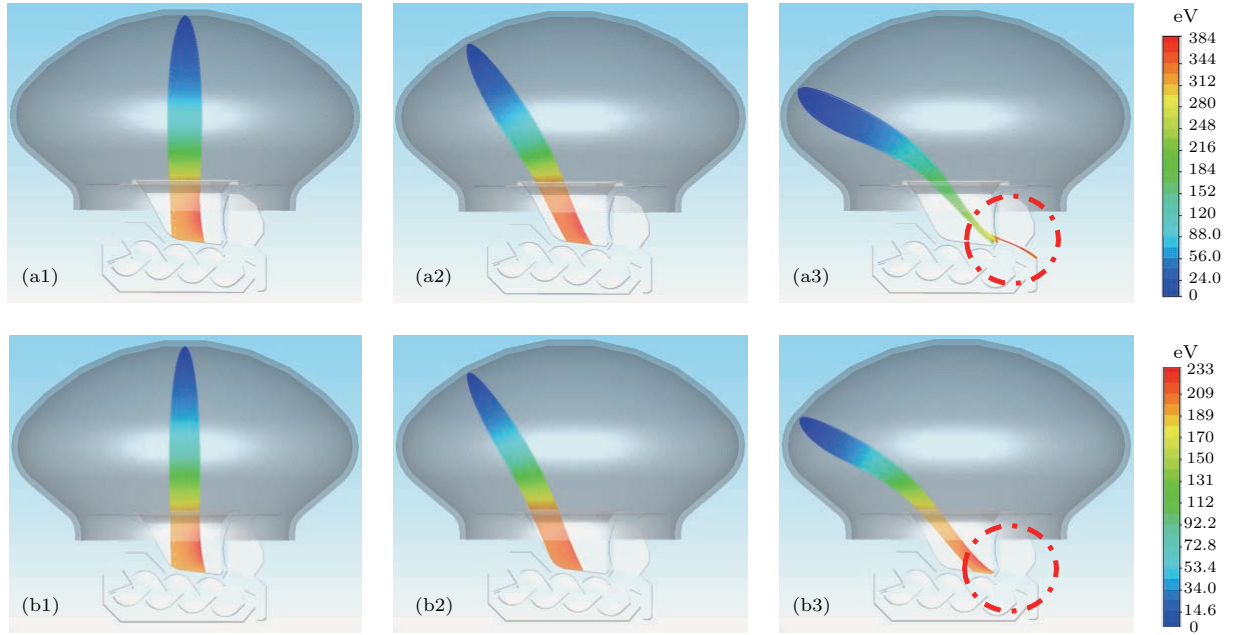


图9 (网刊彩色) 光电阴极至第一倍增极间的电子轨迹追踪图 (a) 表4分压比; (b) 表5分压比

Fig. 9. (color online) Electron trajectories from photocathode to the first dynode: (a) Voltage ratio in table 4; (b) voltage ratio in table 5.

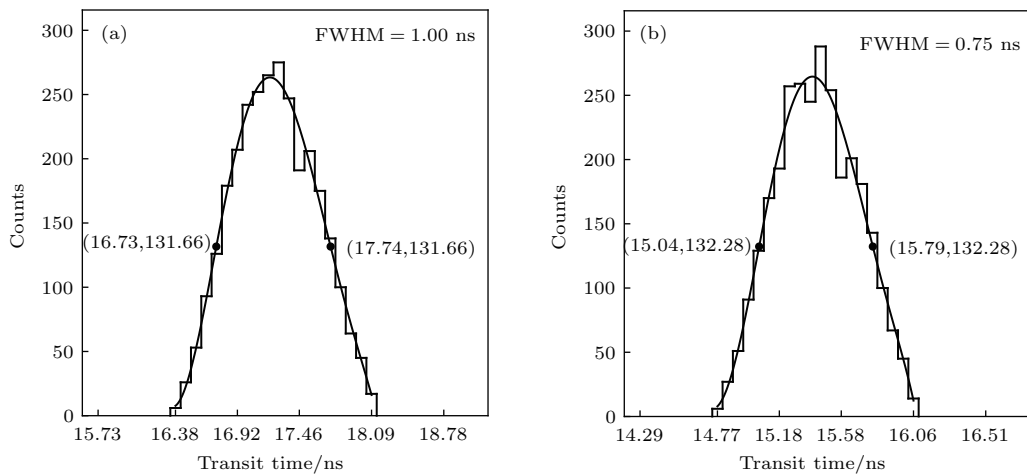


图10 阴极顶点至第一倍增极间的单光电子渡越时间分布 (a) 表4分压比; (b) 表5分压比

Fig. 10. Transit time distribution of single-photoelectron from photocathode to the first dynode: (a) Voltage ratio in table 4; (b) voltage ratio in table 5.

结果表明, PMT 分压比设置对其电子轨迹、收集效率以及 TTS_{CD1} 具有重要影响, 采用表 5 中的级间分压比可使 PMT 具有更高的收集效率与更小的渡越时间弥散, 且与表 3 中传统级间分压比相比有效减少了 2 根不必要的电势输入引脚, TTS_{CD1} 值较传统 3-inch PMT 模型 (见图 6 所示) 相比有效提升了 2.73 倍. 因此, 针对优化后的新型大阴极面紧凑型 PMT, 采用表 5 中的级间分压比设置更为合理.

4 结果分析与讨论

4.1 均匀性

PMT 阴极面灵敏度、收集效率、渡越时间弥散等特性随着探测光在阴极面上入射位置的改变呈现出一定的差异性. 针对此款新型大阴极面超短型

PMT, 我们在光电阴极面上不同光电子发射点处采用 Monte Carlo 法均抽取了 3000 个电子作为粒子源, 计算了 PMT 的收集效率与 TTS_{CD1} 并统计了其均匀性分布. 图 11 为在有效阴极面上选取的光电子发射点分布图, 分别选取了经度为 $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ, 135^\circ$ 和 180° , 纬度为 $90^\circ, 80^\circ, 70^\circ, 60^\circ, 50^\circ$ 和 40° 上的发射点. 由于此款 PMT 沿 y 轴镜面对称, 因此我们主要分析了 x 轴正半面情况.

优化后的大阴极面超短型 PMT 在 1000 V 阳极电压下光电阴极面不同发射点的收集效率如图 12 所示. 结果显示, 此款大阴极面超短型 PMT 的光电子收集效率呈现出一定的非均匀性, 但最大差值保持在 7.14% 以内. 阴极面上不同发射点收集效率呈现出非均匀性的原因主要是由于第一倍增极前的加速栅网并非旋转对称结构, 因而其截获的不同角度发射的光电子数亦有差别.

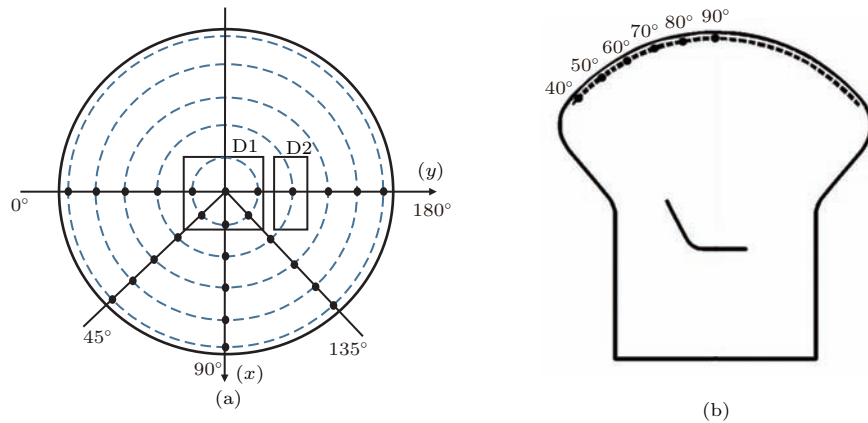


图 11 新型 PMT 阴极面光电子发射点分布 (a) 俯视图; (b) 侧视图

Fig. 11. Photoelectrons emission positions of the optimized PMT: (a) Top view; (b) side view.

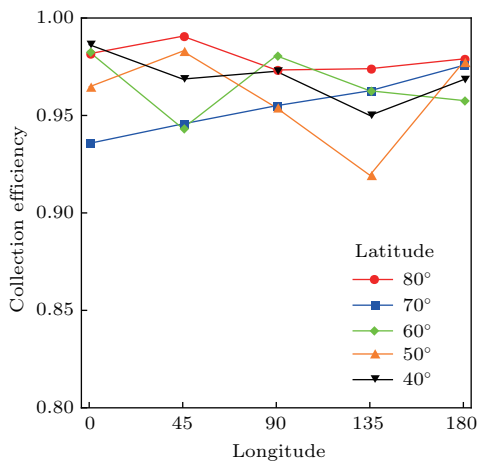


图 12 (网刊彩色) 光电子收集效率均匀性

Fig. 12. (color online) Uniformity of the collection efficiency.

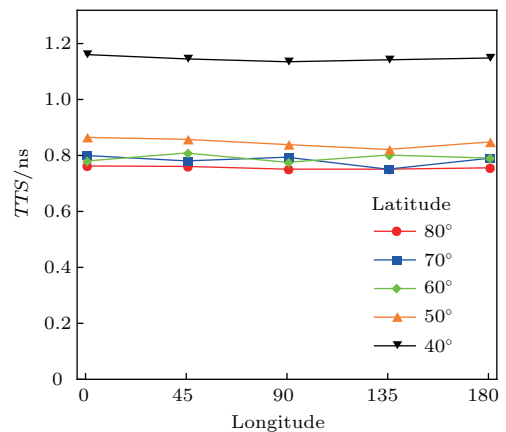


图 13 (网刊彩色) 光电子渡越时间弥散均匀性

Fig. 13. (color online) Uniformity of the transit time spread of single-photoelectron from photocathode to the first dynode.

光电阴极不同发射点的光电子入射在第一倍增极上 TTS_{CD1} 均匀性分布如图 13 所示, 同一纬度不同经度的光电子发射点 TTS_{CD1} 均匀性较好; 同一经度上, 随着发射点纬度的减小, TTS_{CD1} 逐渐增大, 且在靠近阴极边缘处光电子发射点的 TTS_{CD1} 增大最为明显, 但不同位置 TTS_{CD1} 最大差值保持在 0.42 ns 之内.

4.2 收集效率

PMT 的收集效率一般指光电子入射到第一倍增极有效部分的概率 [24], 与探测效率有如下关系:

$$DE = \eta \times CE, \quad (3)$$

其中, DE 表示 PMT 探测效率, η 表示 PMT 光电阴极量子效率, CE 表示倍增极收集效率.

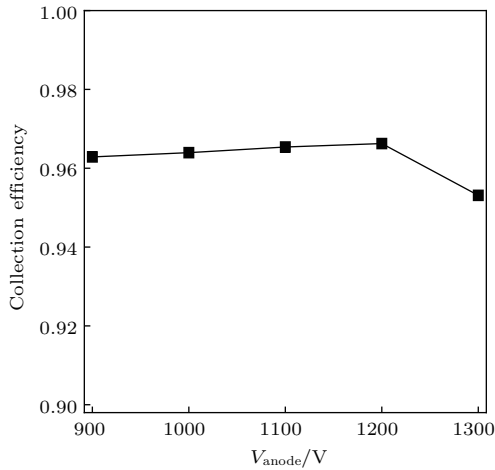


图 14 第一倍增极收集效率的电压特性

Fig. 14. Collection efficiency versus supply voltage.

由 (3) 式可知, 收集效率的高低将会直接影响 PMT 的探测效率, 收集效率越高, PMT 探测效率越好. 在中微子探测器中, 小型 3-inch PMT 的供电范围通常保持在 900—1300 V 之间 [12], 因此, 本文统计了在此范围内优化后的大阴极面紧凑型 PMT 的收集效率变化情况. 考虑到 PMT 阴极面为球面结构, 因而采用加权平均法计算了此款 PMT 光电阴极面不同发射点的光电子收集效率的平均值. 在 1000 V 阳极电压下, 该 PMT 收集效率可达 96.40%. 如图 14 所示, 在 900—1300 V 的小型 PMT 适用电压范围内, 收集效率随着电压的增大先增后减, 但变化幅度较小, 相差保持在 1.31% 之内, 即在此范围内收集效率对电压的依赖性较小. 因此, 在

900—1300 V 间的电压范围内, PMT 的收集效率并不能单纯依赖所加电压的变化来提高.

4.3 渡越时间弥散

PMT 的渡越时间弥散 (TTS) 指 δ 光脉冲照射光电阴极同一点处产生单光电子输出脉冲的渡越时间抖动, 是衡量 PMT 时间特性的重要参数 [14]. 一般来说, 光电倍增管的渡越时间弥散通常由光电阴极至第一倍增极, 相邻倍增极之间以及倍增极与阳极之间的渡越时间弥散组成, 单光电子渡越时间弥散可由下式表示 [14]:

$$TTS_{total} \approx 2.36 \left[t_{CD1}^2 + \frac{t_{D1D2}^2}{g_1} (1 + g_{\sigma 1}^2) + \frac{t_{DD}^2}{g_1(g-1)} (1 + g_{\sigma}^2) \right]^{1/2}, \quad (4)$$

其中, t_{CD1}^2 , t_{D1D2}^2 与 t_{DD}^2 分别为光电阴极与第一倍增极之间、第一倍增极与第二倍增极之间、相邻倍增极之间的渡越时间方差; g_1 与 g 分别为第一倍增极和其余倍增极的增益; $g_{\sigma 1}^2$ 与 g_{σ}^2 分别为 g_1 与 g 的方差.

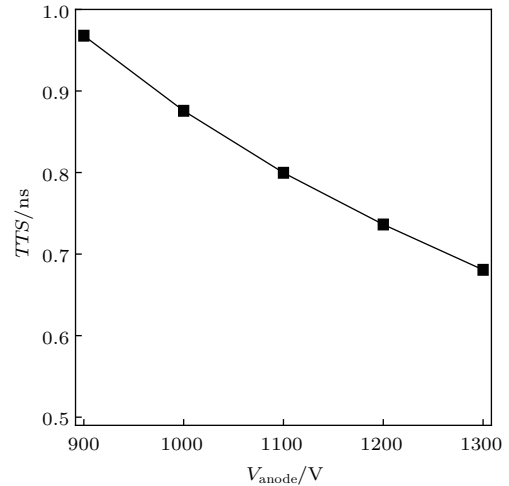


图 15 光电子渡越时间弥散的电压特性

Fig. 15. Transit time spread of single-photoelectron from photocathode to the first dynode versus supply voltage.

在表 5 分压比下, 由图 3 可知, $g_1 > 10$, $g > 4$. 由 (4) 式可知, TTS_{CD1} 对 PMT 的 TTS_{total} 起着主导性作用, 因此本文主要统计比较了光电阴极至第一倍增极间的 TTS_{CD1} . 采用加权平均法计算得此款大阴极面超短型 PMT 在 1000 V 阳极电压下阴极面不同发射点的单光电子平均 TTS_{CD1} 值约为 0.88 ns. 图 15 为单光电子在不同电压下的

TTS_{CD1} 统计分布, 在 900 V 至 1300 V 的适用电压范围内, 随着电压的增大 TTS_{CD1} 将逐渐减小.

4.4 增益

此款大阴极面超短型 PMT 阳极结构示意图见图 16, 栅网状阳极置于末级与倒数第二倍增极之间且靠近末级倍增极可减小阳极输出电容并消除空间电荷效应. 经第 9 倍增极发射出的二次电子在空间电场作用下向末级倍增极渡越, 有部分二次电子会不可避免地被栅网状阳极拦截而被直接收集 (如轨迹 1 所示), 未被拦截的二次电子通过阳极栅网后被末级倍增极收集再次激发出二次电子最终被阳极收集 (如轨迹 2 所示), 因此数值计算中我们在阳极前后分别设有电子监视器 1 与监视器 2 以统计不同时间通过阳极前后的电子数目.

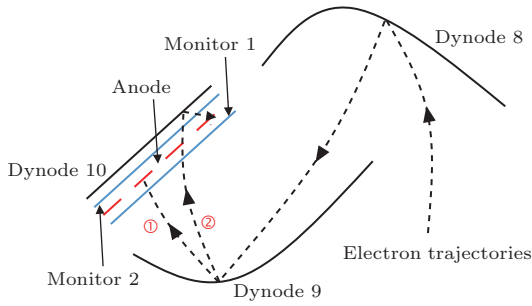


图 16 (网刊彩色) 大阴极面超短型 PMT 阳极电子收集示意图
Fig. 16. (color online) Collection-space configurations of anode of the modified PMT.

从光阴极面不同位置处同时发射 7 个均匀分布的光电子, 采用 particle in cell 经典算法进行电子倍增模拟. 图 17 所示分别为电子监视器 1 和监视器 2 的输出脉冲, 由于监视器 1 和监视器 2 的距离较近, 通过它们的电子渡越时间近乎重合, 且阳极与末级倍增极间具有很强的空间电场分布, 因此二次电子由末级倍增极至阳极的渡越时间可忽略不计, 7 个光电子经倍增后输出脉冲渡越时间约为 54 ns. 对监视器的输出脉冲分别进行面积分计算可得通过监视器 1 的电子总数 N_1 和监视器 2 的电子总数 N_2 分别为 1.11×10^6 和 7.76×10^5 , 由图 3 可知末级倍增极的平均二次电子发射系数 $\delta \approx 4.6$, 因此, 可由 (5) 式计算出在 1000 V 阳极电压下, 此款光电倍增的增益 $G_{1000\text{ V}}$ 约为 5.58×10^5 .

$$G_{1000\text{ V}} \approx \frac{(N_1 - N_2) + N_2\delta}{7} \approx 5.58 \times 10^5. \quad (5)$$

PMT 的增益取决于倍增极的二次电子发射系数, 且与阳极电压关系如 (6) 式所示, 电流增益与阳

极电压的 bn 次方成正比.

$$G = CE_{\text{total}} \cdot \delta_1 \cdot \delta_2 \cdots \delta_n = aV_{\text{anode}}^{bn}, \quad (6)$$

其中, CE_{total} 为 PMT 的总收集效率, δ_n 为第 n 倍增极的二次电子发射系数, a 和 b 为常数, V_{anode} 为阳极电压. 由于 CE_{total} 在该 PMT 适用电压范围内变化较小, 因此本文近似将其作为常数处理.

结合 (1) 式、(6) 式与 $G_{1000\text{ V}}$ 值我们可以定量推导出不同阳极电压下该新型大阴极面超短型 PMT 的增益特性. 图 18 给出了在 900 V 至 1300 V 的阳极电压范围内该 PMT 的增益特性曲线. 结果显示, PMT 增益随着电压的增大而快速增大, 当阳极电压高于 1100 V 时, 其增益可高达 10^6 以上, 满足中微子探测对于光电倍增管的增益需求.

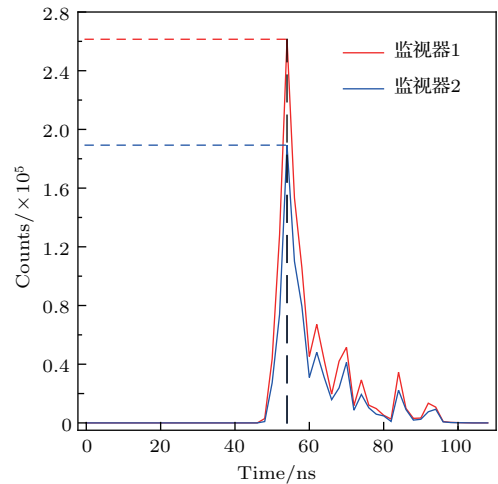


图 17 (网刊彩色) 电子监视器输出脉冲
Fig. 17. (color online) Output pulse of particle monitors in front and back of the anode.

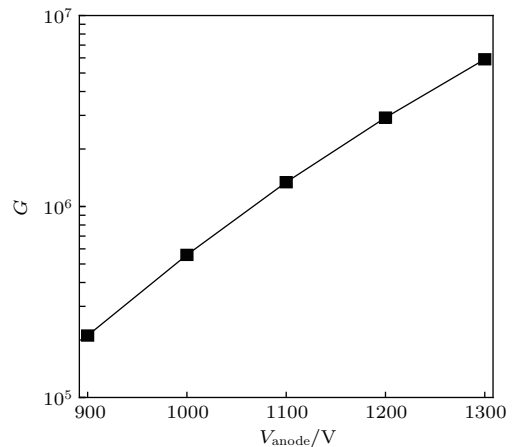


图 18 增益的电压特性

Fig. 18. Gain versus supply voltage.

5 结 论

为满足中微子探测对大阴极面高性能PMT的需求, 本文在CST Particle Studio环境下优化设计了一种大阴极面超短型PMT模型, 其阴极有效探测面较传统3-inch PMT模型相比有效增大了30.87%. 此款PMT模型结构紧凑, 长度仅103 mm, 为目前最短的3-inch PMT设计结构. 与传统3-inch PMT模型相比, 可为17-inch球形电子光学组件增大63.09%的可用内部空间. 分析了PMT倍增极组件与光电阴极间的距离对其收集效率的影响, 据此给出了该PMT倍增极组件的最佳放置位置; 比较了不同分压比对PMT电势分布及电子轨迹的影响, 给出了该PMT模型更为合理的分压比参数设置; 通过对PMT玻壳形状以及倍增极组件结构的优化设计有效提升了PMT的时间响应特性与探测性能. 在1000 V阳极电压下, 该PMT第一倍增极平均收集效率可达96.40%, 非均匀性最大差值保持在7.14%以内; TTS_{CD1} 仅0.75 ns, 优于传统模型. 随着阳极电压的增大, 渡越时间弥散将逐渐减小, 增益将快速增大, 在1100 V电压下, 该款大阴极面超短型PMT增益可达 10^6 以上, 满足中微子探测对于PMT的性能要求. 本文计算结果将对此款新型大阴极面超短型PMT的实际生产具有重要的工程指导意义. 下一步工作将对大阴极面超短型PMT样管进行性能验证与实验研究.

感谢法国Photonis公司的Pascal Lavoute和Peter Rozema在本工作中的讨论.

参考文献

- [1] Fukuda Y, Hayakawa T, Ichihara E, et al. 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1158
- [2] Araki T, Enomoto S, Furuno K, et al. 2005 *Nature* **436** 499
- [3] Cao J 2014 *Sci. Sin.: Phys. Mech. Astron.* **44** 1025 (in Chinese) [曹俊 2014 中国科学: 物理学 力学 天文学 **44** 1025]
- [4] Fukuda S, Fukuda Y, Hayakawa T, et al. 2003 *Nucl. Instrum. Meth. A* **501** 418
- [5] Katz U F, Spiering C 2012 *Prog. Part. Nucl. Phys.* **67** 651
- [6] Hasankiadeh Q D, Kavatsyuk O, Lohner H, Peek H, Steijger J 2013 *Nucl. Instrum. Meth. A* **725** 158
- [7] Kooijman P, Berbee E, de-Boer R, Rookhuizen H B, Heine E, Hogenbirk J, deJong M, Kok H, Korporaal A, Mos S, Mul G, Peek H, Timmer P, Werneke P, deWolf E 2011 *Nucl. Instrum. Meth. A* **626** S139
- [8] Katz U F 2014 *6th International Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescopes* Stockholm, Sweden, August 5–13, 2013 p38
- [9] Aiello S, Leonora E, Ameli F, et al. 2013 *J. Instrum.* **8** 07001
- [10] Kavatsyuk O, Dorosti-Hasankiadeh Q, Lohner H 2012 *Nucl. Instrum. Meth. A* **695** 338
- [11] Adrian-Martinez S, Ageron M, Aharonian F, et al. 2014 *Eur. Phys. J. C* **74** 3056
- [12] Aiello S, Classen L, Giordano V, et al. 2014 *6th International Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescopes* Stockholm, Sweden, August 5–13, 2013 p118
- [13] Bormuth R, Classen L, Kalekin O, et al. 2014 *6th International Workshop on Very Large Volume Neutrino Telescopes* Stockholm, Sweden, August 5–13, 2013 p114
- [14] Leskovar B, Lo C C 1975 *Nucl. Instrum. Meth.* **123** 145
- [15] Photomultiplier, Hainan Zhanchuang Photonics Technology Corporation <http://hzcp Photonics.com/products/XP53B20.pdf> [2016-07-12]
- [16] CST Particle Studio, Computer Simulation Technology Corporation <https://www.cst.com/Products/CSTPS> [2016-07-12]
- [17] Hamamatsu Photonics K. K. 2007 *Photomultiplier Tubes Basics and Applications* (3rd Ed.) (Hamamatsu: Hamamatsu Photonics K. K. Electron Tube Division) p44
- [18] Fen K S, Lu W Z, Zhu Z H 2005 *Shanxi Electron. Technol.* **06** 43 (in Chinese) [冯奎胜, 卢万铮, 朱章虎 2005 山西电子技术 **06** 43]
- [19] Tian J S, Zhao B S, Wu J J, Zhao W, Liu Y Q, Zhang J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3368 (in Chinese) [田进寿, 赵宝升, 吴建军, 赵卫, 刘运全, 张杰 2006 物理学报 **55** 3368]
- [20] Furman M A, Pivi M T F 2002 *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **5** 124404
- [21] Zhou R M 2015 *Photoelectric Emission, Secondary Electron Emission and Photomultiplier Tube* (1st Ed.) (Chengdu: University of Electronic Science and Technology of China Press) p127 (in Chinese) [周荣楣 2015 光电发射、次级电子发射与光电倍增管 (第一版) (成都: 电子科技大学出版社) 第127页]
- [22] Suzuki A, Mori M, Kaneyuki K, Tanimori T, Takeuchi J, Kyushimaand H, Ohashi Y 1993 *Nucl. Instrum. Meth. A* **329** 299
- [23] Flyckt S O, Marmonier C 2002 *Photomultiplier Tubes-Principles and Applications* (2nd Ed.) (Brive: Photonis) p14
- [24] Hamamatsu Photonics K. K. 2007 *Photomultiplier Tubes Basics and Applications* (3rd Ed.) (Hamamatsu: Hamamatsu Photonics K. K. Electron Tube Division) p45

Optimization of the 3-inch photomultiplier tube for the neutrino detection*

Guo Le-Hui¹⁾²⁾⁴⁾ Tian Jin-Shou^{1)4)†} Lu Yu¹⁾ Li Hong-Wei³⁾

1) (Key Laboratory of Ultra-fast Photoelectric Diagnostics Technology, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an 710119, China)

2) (University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

3) (Hainan Zhanchuang Photonics Technology Co. Ltd, Hainan 571924, China)

4) (Collaborative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan 030006, China)

(Received 16 July 2016; revised manuscript received 8 August 2016)

Abstract

Photomultiplier tubes (PMTs) widely used in neutrino detectors are critical to reconstructing the direction of the neutrino accurately. Large photocathode coverage, compact design and good time properties for single-photoelectron light are essential performances to meet the requirements for the next generation detectors. Therefore, a novel digital optical module housing 31 3-inch diameter PMTs is developed. In order to maximize the effective photocathode area and improve the time performance, a modified PMT with a larger photocathode area and 10 dynodes is optimized with the aid of the CST Particle Studio in this paper. Based on the Monte Carlo method and finite integration theory, the main characteristics of the modified PMT, such as uniformity, collection efficiency, gain and transit-time spread, are investigated. As the earlier stages of the PMT contribute the greatest weight to the total transit time spread, the transit time spread of single-photoelectron from photocathode to the first dynode (TTS_{CD1}) is discussed mainly in this paper. The influences of the dynodes position on collection efficiency and TTS_{CD1} are analyzed. The voltage ratio scheme is also optimized slightly to obtain better collection efficiency and minimum TTS_{CD1} . By tracing the trajectories of secondary electrons from the first to the second dynode stage, dynodes are optimized for improving timing performance and secondary electrons collection efficiency. Direct collection efficiency of secondary electrons from the first dynode to the second is improved from 56.38% to 61.01%. The effective photocathode diameter of the modified PMT is increased from traditional 72 mm to 77.5 mm and the effective area of photocathode is increased by 30.87% compared with the traditional one. What is more, the length of the new PMT is reduced to 103 mm so that the available space of the multi-PMT digital optical module is increased by 63.09% compared with the traditional one containing the high-voltage power supplies, front-end and readout electronics, refrigerating equipment, etc. The simulation results show that the mean collection efficiency of the modified PMT is $\sim 96.40\%$ with the supply voltage of 1000 V and it changes little by changing the supply voltage from 900 V to 1300 V. The mean transit time spread from photocathode to the first dynode is ~ 1 ns which is better than the transit time spread of the traditional model. And the gain can reach above 10^6 with a supply voltage of above 1100 V.

Keywords: neutrino detector, photomultiplier tube, effective photocathode area, transit time spread

PACS: 85.60.Ha, 84.47.+w, 85.60.Bt

DOI: [10.7498/aps.65.228501](https://doi.org/10.7498/aps.65.228501)

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11475209).

† Corresponding author. E-mail: tianjs@opt.ac.cn