

数。这一点在(22)式中并未考虑,因为该式中吸引作用和排斥作用仅仅以简单的相加形式 $[\lambda + (-\mu^*)]$ 出现,也就是说这两种作用互不影响,各自独立地作出贡献。对于这一点的修正,应当使(22)式中的

$$\lambda - \mu^* \rightarrow \lambda(1 - C_1\mu^*) - \mu^*$$

[注意: $1 + \lambda$ 因子来自重正化因子 $Z(0)$,它完全来自和声子的相互作用,而和屏蔽库仑作用无关,因此这里的 λ 无需修正]。其次, $Z(\omega)$ 的修正不能仅取 $\omega = 0$ 的值,而应当考虑各种频率下的贡献的平均效果。假定这种修正使 $Z(0) \rightarrow C_2Z(0) = C_2(1 + \lambda)$ 。最后,积分上限在 ω_D 处截断[由于(21)式的假定]是带有任意性的,这里 C_2 和 C_3 , C_1 一样也是特定的常数。综合这些考虑,(22)式应当改成

$$T_c = C_3\omega_D \exp \left[-\frac{C_2(1 + \lambda)}{\lambda - \mu^*(1 + C_1\lambda)} \right]. \quad (23)$$

这是(19)和(20)式的解的大致简单表式,McMillan正是给出象(23)式那样的 T_c 公式^[7]。更恰当的是应当把 $C_3\omega_D \rightarrow f$,这里 f 是随 λ , μ^* 缓变的函数。

最后提一下关于同位素效应的问题。按BCS理论 $T_c \propto \omega_D \propto M^{-1/2}$,即同位素效应指数是一恒定常数 $1/2$ 。可是实验上对各种元素的同位素的 T_c 的测量给出的 $T_c \propto M^{-\alpha}$,其 α 值都不是 $1/2$,如

$$\alpha(\text{Zn}) = 0.45, \alpha(\text{Sn}) = 0.47, \alpha(\text{Pb}) = 0.48, \\ \alpha(\text{Mo}) = 0.33, \alpha(\text{Os}) = 0.2.$$

有的元素没有同位素效应,有的甚至是负值,如

铀 $\alpha = -2.2 \pm 0.2$ 。在McMillan的 T_c 公式(23)中,除了 ω_D 和 M 有关($\omega_D \propto M^{-1/2}$)以外,还包含参量 $\mu^* = N(0)U_c$ 。根据(18)式, U_c 和 ω_c ($= 10\omega_D$)有关,因此在 T_c 和 M 的关系 $T_c \sim M^{-\alpha}$ 中,指数 α 不会简单地是一恒定值 $1/2$,利用(23)式容易得到 α 的表示式:

$$\alpha = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{(1 + \lambda)(1 + C_1\lambda)C_2\mu^{*2}}{[\lambda - \mu^*(1 + C_1\lambda)]^2} \right\}.$$

McMillan利用数字求解方程(19),(20),并要求结果在最小平方偏差下和 T_c 公式(23)式所给的符合,这样就决定了常数值:

$$C_1 = 0.62, C_2 = 1.04, C_3 = 0.69.$$

把这些代入 α 的表示式,因此 α 和材料的 λ , μ^* 两个参量有关。鉴于括号中第二项是一正数,因而 $\alpha < 1/2$,这要比BCS理论预测的合理。以后于1975年,Allen和Dynes^[8]对于McMillan的 T_c 公式再次作了修正,其中不仅 ω_D 要代以声子频率的某种平均值,而且系数 C_3 还和 μ^* 有关,因此同位素指数 α 也要作出相应的修正。

参 考 文 献

- [4] Г. М. Элиашберг, *ЖЭТФ*, **39**(1960), 966, 1437; Y. Nambu, *Phys. Rev.*, **117** (1960), 648.
- [5] W. L. McMillan and J. M. Rowell, *Superconductivity*, ed. R. D. Parks, Marcel Dekker, INC., New York, (1969), 593—595.
- [6] V. Ambegaokar and J. Woo, *Phys. Rev.*, **139** (1965), A1818.
- [7] W. L. McMillan, *Phys. Rev.* **167**(1968), 331.
- [8] P. B. Allen and R. C. Dynes, *J. Phys. C*, **8**(1975), L158; *Phys. Rev., B*, **12**(1975), 905.

光电倍增管的选择和使用 (I)

李 禄 华

(北京综合仪器厂)

引 言

随着科学技术的迅速发展,新的科技领域

物理

不断出现,光电倍增管的应用范围在日益扩大。各应用场合对光电倍增管提出了各种各样的要求,促进了光电倍增管研究与生产的发展。目前国际上制造光电倍增管的厂家,生产的品种有

的多达一百余种。由于制造时使用的窗材料、阴极材料、倍增极材料和倍增极结构多种多样，加上一系列不同的外形尺寸和倍增极级数的变化，形成了品种繁多的光电倍增管，为各方面的使用者提供了广泛选择管子的可能性。

对一特定光信号的测量，为要获得比较满意的结果，需要正确地选择光电倍增管，恰当地选择它的供电状态；注意光电倍增管的输出到记录装置之间的传输方式，注意环境条件的影响以及遵守有关注意事项。这些都离不开对光电倍增管基本特性的了解。本文的目的在于帮助使用者为满足使用要求而选择合适的光电倍增管，并力求获得优良的使用性能。

除了目前广泛应用的分立倍增极的光电倍增管外，近十几年来尚出现连续式倍增极的光电倍增管，如通道式和微通道板式的光电倍增管，以及真空-半导体混合式光电倍增管。关于连续式倍增极光电倍增管和混合式光电倍增管，本文不做介绍。

一、光电倍增管的工作原理和基本结构

光电倍增管是一种真空光电器件，它可把紫外、可见和红外辐射转变成电信号并加以放大。它的工作原理建立在光电发射、二次电子发射和电子光学的理论上。关于光电发射和二次电子发射的机理一般用固体能带理论处理。光电子、二次电子的聚焦和加速遵从带电粒子在电场中的运动规律。有关这些方面的知识，在许多光电倍增管的著作中都有叙述。

光电倍增管由下述几个部件组成：（1）一个光电阴极。对端窗管来说，光电阴极一般是半透明的，真空蒸发在光窗的内表面上；对侧窗管来说，光电阴极是不透明的，蒸发在金属基底上，置于管内离光窗一定距离处。光电阴极将落在它处的光谱灵敏区域的光子流转换成电子流。（2）一个电子光学输入系统。它由光电阴极与第一倍增极之间的电极结构和各电极所加的电位构成，它将光电阴极发射的光电子聚焦在第一倍增极的有效面上。（3）一个倍增系

统。它由若干个倍增极组成，每一个倍增极依次加上递增的电位，倍增极借助于二次电子发射来“倍增”电子。倍增系统的终端有一个阳极，它接收由最后一个倍增极来的电子流，并输出信号。上述各部件被密封在一个高真空的管壳内。管内建立和保持高真空，对光电发射层和二次电子发射层具有良好的工作状态，以及保持光电倍增管光电参数的恒定性都是重要的条件。

具体的管型结构通过结构设计来实现。结构设计任务就是根据带电粒子在电场中的运动规律，确定电极的形状、数目、电极之间的相互位置以及各个电极的电位分布，从而给出尽可能高的级间收集效率和良好的阴极均匀性，以及满足在一定的放大倍数下具有低的暗电流的要求。对快速管，还要求渡越时间分散小、高频特性好和大的线性电流。

光电倍增管作为微光探测器件具有如下特点：（1）灵敏度极高，噪声低，作光子计数时可探测来自光电阴极的一个光电子产生的输出脉冲；（2）时间响应快，在定时测量上时间分辨率可达200—300微微秒；（3）灵敏面积变化范围大，阴极有效直径大约从10毫米到几百毫米。加上其它方面的特点，使光电倍增管广泛地应用于科学技术的各个方面，如闪烁计数、光子计数、激光探测、空间科学、天体物理、表面科学、环境科学、工业检测和理化分析等方面。渗透到理、工、农、医和国防等国民经济的各个领域。

二、光电倍增管的主要参数

下面简单介绍一些光电倍增管的重要参数，这些参数反映了光电倍增管的性能。了解光电倍增管的参数和特性对选择和使用管子都是必要的。

1. 量子效率

量子效率的定义为光电阴极发射光电子的平均数与入射到阴极的光子数的比值，通常用百分数表示。量子效率与入射光波长有关，因

此给出量子效率的数据时必须注明波长。如无特别注明,通常是指阴极光谱响应的峰值波长。量子效率这一参数对不同阴极材料的阴极灵敏度能提供有效的比较。此外,对探测单色光它也给出了直接有用的信息。因此,随着单色性很好的激光器的广泛应用,量子效率这一参数引起了人们的更大兴趣。

2. 辐照灵敏度

辐照灵敏度的定义为光电阴极发射的光电流除以入射到阴极的辐射通量所得的商,单位用毫安/瓦表示。辐照灵敏度也是对某一波长而言的。辐照灵敏度与量子效率之间有如下关系:

$$\text{量子效率}(\%) = 1240S_i/\lambda,$$

式中 S_i 为辐照灵敏度(毫安/瓦), λ 为波长(埃)。例如对波长为 4000 埃的辐射,辐照灵敏度为 80.6 毫安/瓦时,其量子效率为 25%。

3. 光谱响应特性

量子效率(辐照灵敏度)只能反映某一波长上的阴极灵敏度,而光电阴极的光电发射是选择性光电效应,它在某一波长范围内的量子效率是随波长而变化的。因此引入“光谱响应特性”这一术语来表示量子效率(辐照灵敏度)与波长的依赖关系。虽然光谱响应特性给出了阴极灵敏度的完整信息,但所需测试设备比较复杂,测试烦琐费时。所以对一种阴极,制造厂家只给出一条典型的光谱响应特性曲线,对出厂的每一支管子通常不给出此测量数据。

4. 光照灵敏度

制造厂家普遍地采用光照灵敏度这一参数来表征阴极灵敏度。测试时采用一个色温为 2856 K 的钨丝灯作光源,用阴极发射的光电流除以入射到阴极的光通量所得的商来表示,单位为微安/流明。尽管光照灵敏度对光谱响应特性显著不同的阴极材料不能提供有效的比较,而需要采用量子效率(辐照灵敏度)这一参数。但长期以来仍一直被制造厂家所采用。这是因为所需测试设备简单,测试标准容易复制,测量简捷;对同一阴极材料的管子的测量数据仍能提供有效的比较。近几年来,许多制造厂

家又采用若干个“颜色灵敏度”参数来作为光照灵敏度的补充。这样使这一旧的参数显示出新的生命力。而且人们发现,对具有一定的光谱响应特性的管子,光照灵敏度与峰值辐照灵敏度之间存在一一对应关系。可以从光照灵敏度推算出峰值辐照灵敏度,它们的关系式如下:

$$C = \frac{S_p}{r_k} \frac{682 \int_0^{\infty} V(\lambda)W(\lambda)d\lambda}{\int_0^{\infty} R(\lambda)W(\lambda)d\lambda},$$

式中 S_p 为峰值辐照灵敏度(毫安/瓦), r_k 为光照灵敏度(微安/流明), $R(\lambda)$ 为光电阴极相对光谱响应特性, $W(\lambda)$ 为色温 2856 K 时钨丝灯的相对光谱功率分布, $V(\lambda)$ 为人眼视觉函数(白昼)相对分布, C 为转换因数。某些阴极材料的 C 值如表 1 所示。

表 1

阴极材料	Sb-Cs	Sb-K-Cs	Sb-K-Na-Cs	Ag-O-Cs
C 值	916	1236	440	88

5. 蓝光、红光和红外灵敏度

蓝光、红光和红外灵敏度的测试与光照灵敏度测试基本相同,所不同的是在光源与阴极之间加入有色滤光片。各制造厂家所加滤光片的型号不完全相同。对蓝光灵敏度测试,国际上一般采用康宁公司的 CS-5-58 型滤光片,厚度为 1/2 毛坯厚度。我国的制造厂家采用 QB-24 型滤光片(厚 2 毫米)。对红光灵敏度测试,我国的制造厂家采用 HB11 型滤光片,EMI 公司采用 CS-2-62 型滤光片,这两种型号滤光片的性能很接近。对红外灵敏度测试,EMI 公司采用 Wratten 87 型滤光片(对半透明阴极管)和 Wratten 88A 型滤光片(对不透明阴极管)。QB-24, CS-5-58, CS-2-62, Wratten 87 和 Wratten 88A 的光谱透过率曲线如图 1 所示。

光照、蓝光、红光和红外灵敏度的测试,可帮助我们粗略地了解管子光谱响应特性的大致情况。对多碱阴极管和其它对红外灵敏的管子,一般是同时测试这几个参数,并用它来表征阴极灵敏度特性。应该注意的是,各制造厂家

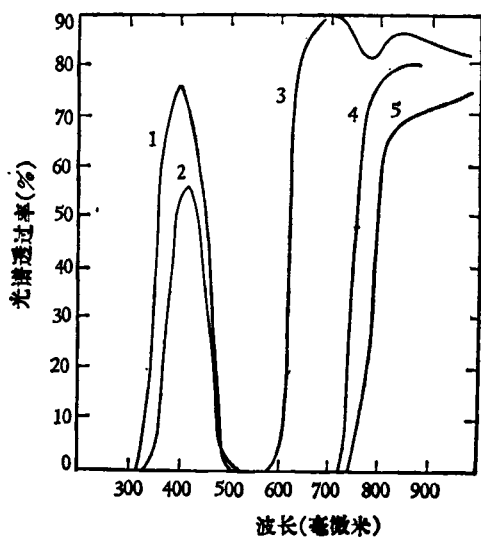


图1 测试光电阴极“颜色灵敏度”所用的几种滤光片的光谱透过率曲线

1—QB-24(厚2毫米); 2—CS-5-58; 3—CS-2-62; 4—Wratten 88A; 5—Wratten 87

测试这些参数时所采用的滤光片型号可能不同,可能带来数据上的差异。

6. 阳极光照灵敏度

阳极信号电流与阴极信号电流的比值称为放大倍数(也称增益)。光电倍增管的放大倍数一般在 10^6 — 10^8 范围,而对这样大的放大倍数直接进行测试往往有困难。因此制造厂家普遍采用测量阳极光照灵敏度作为测量放大倍数的替代办法。当阴极光照灵敏度为已知时,放大倍数与阳极光照灵敏度的关系如下:

$$\text{放大倍数 } G = \frac{\text{阳极光照灵敏度 } \gamma_a}{\text{阴极光照灵敏度 } \gamma_k}$$

例如,若 $\gamma_k = 50$ 微安/流明, $\gamma_a = 500$ 安培/流明,则 $G = 10^7$ 。

阳极光照灵敏度定义为:阳极输出的信号电流除以入射到光电阴极的光通量所得的商,单位用安培/流明。测试所用光源的色温为2856K。阳极光照灵敏度是表征倍增系统最重要的参数,它与倍增极结构、材料、级数、制造工艺、分压器以及供电电压有关。

7. 暗电流

光电倍增管在一定的阳极电压下,或在一定的阳极光照灵敏度的电压下,在完全隔离外

界辐射时阳极输出的电流称为暗电流。制造厂家对每支管子,暗电流都是必测参数。这一方面是因为制造过程中的各个工序(如结构设计、材料选择、电极加工、清洗、装架和激活等)都对暗电流有影响,它是反映光电倍增管制造工艺水平的重要参数之一。此外,也因为暗电流测试所需设备简单,测试简单易行。

暗电流按其起源可分为如下几类:

(1) 漏电流(欧姆漏电),即阳极与其它电极之间的漏电流。漏电流又分为管内漏电和管外漏电两种。管内漏电如支持电极的绝缘体和芯柱内表面的漏电。管外漏电如芯柱外表面和管座污染、受潮等形成的漏电。对管外漏电,可采用酒精清洗管子,使管基和管座保持清洁和干燥的办法来减小漏电。漏电流一般对噪声的贡献不大。

(2) 热电子发射。热电子发射来自光电阴极和倍增极,其中阴极和前面一两个倍增极的热发射是主要的。热发射电流服从理查森(Richardson)公式:

$$I_t = 1.20 \times 10^2 T^2 \exp\left(\frac{-1.16 \times 10^4}{T} \phi_t\right),$$

式中 I_t 为热发射电流密度(安培/厘米²), T 为绝对温度(K), ϕ_t 为阴极的热功函数(电子伏特)。

(3) 场致发射。电极边缘的毛刺、尖端等引起的各电极之间的场致发射电子落到倍增极工作面,放大后就形成阳极电流。

(4) 气体放电电流。它是由电子流在输出级区域内电离剩余气体和气化物质所形成的,这些气化物质是由最后几级倍增极发射面受到电子轰击时析出的。

(5) 反馈电流。它是由光反馈和离子反馈产生的。光子或者正离子打到阴极上产生附加的暗电流。这些光子来源于输出级区域中气体电离发光和受激发光,以及倍增极表面在一定电流密度的电子流作用下产生的荧光和玻璃在散射电子轰击下产生的荧光。

气体放电电流和反馈电流对暗电流的贡献大小与电流密度有关。

上述暗电流成份哪一种是主要的,通常取决于所加的电压.电压低时,漏电流为主;电压高时,场致发射、光反馈和离子反馈为主,而且还会导致管子工作不稳定.光电倍增管最好的工作条件是热发射电流占暗电流的主要成分.

此外,光电倍增管中含有少量的放射性物质,主要是⁴⁰K.其蜕变产物以及宇宙射线中的μ介子作用于窗玻璃上所产生的闪光也会形成暗电流,不过它们对暗电流的相对贡献是相当的.

8. 噪声

噪声是指光电倍增管无规则起伏的输出,它限制了光电倍增管所能探测的最小信号.对不同的应用场合,应采用不同的噪声参数,才能给出有意义的信息.通常用下面三个参数来表示信号不存在时光电倍增管的噪声:

(1) 噪声能当量.它用来表征核辐射能谱测量用的光电倍增管的噪声.噪声能当量 E_n 由下式计算:

$$E_n = \frac{D_n}{D_r} \times 662,$$

式中 E_n 单位为千电子伏. D_r 为¹³⁷Cs放射源与NaI(Tl)晶体产生的光电峰的峰位. D_n 为光电倍增管的积分暗计数率,其值为50计数/秒时甄别阈的阈值.

(2) 暗计数率.它用来表征应用于光子计数的或类似这种应用的光电倍增管的噪声.暗计数率是指按规定在某一阈值范围内的暗计数率.各制造厂家对阈值范围的规定不完全相同.要注意由此而产生的数据上的差异.

(3) 暗电流噪声均方根值或噪声等效输入.它一般用来表征光度和光谱等方面测量时用的光电倍增管的噪声.噪声等效输入由下式计算:

$$\sqrt{\Delta i_n^2} = \sqrt{2eI_k \Delta f \left[1 + \frac{1}{\delta_1} + \frac{1}{\delta_1(\delta - 1)} \right]},$$

式中 $\sqrt{\Delta i_n^2}$ 的单位为安培, I_k 为阴极电流(安培), e 为电子电荷(1.6×10^{-19} 库仑), Δf 为测试系统通频带(赫兹), δ_1 为第一倍增极的二次发射系数, δ 为倍增极的平均二次发射系数.

物理

9. 线性电流

光电倍增管的线性电流是指满足管子输出电流与人射于光电阴极的光流成线性关系的范围.通常定义输出电流与线性关系偏离10%的点作为线性电流值 i_l ,如图2所示.线性电流是光电倍增管作为线性探测器件的一个重要参数,在测量核辐射能量、脉冲幅度分辨率、上升时间、脉冲半宽度等参数时,都要求光电倍增管处于线性工作状态,就是说输出电流必须在线性电流值内,否则,测得的数据是不可靠的.线性电流也是快速管的重要参数之一.因为通常要求光电倍增管输出的快速信号要直接加在低阻抗的电路上,而不要通过高频放大器,因此大的线性电流对快速管是必需的.

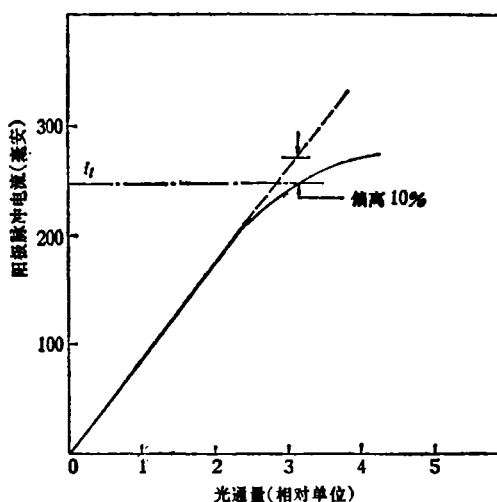


图2 光电倍增管的脉冲线性特性

10. 脉冲幅度分辨率

由于光子转换成光电子的固有统计起伏以及二次发射过程的统计性质,即使入射到光电阴极的每个脉冲的光子数相等,输出的信号电荷也是变化的,产生的脉冲幅度分布限制了器件对光子的分辨率.由于这个原因,我们引入“脉冲幅度分辨率”这一参数来表征器件对甄别两个稍为不同的输入信号幅度的能力.它定义为所研究的峰的脉冲幅度分布曲线上半高度处的全宽度与峰值的比值,通常用百分数表示.

常用的脉冲幅度分辨率有闪烁体-光电倍增管组合件对¹³⁷Cs的脉冲幅度分辨率、闪烁体-

光电倍增管组合件对 ^{55}Fe 的脉冲幅度分辨率和单电子脉冲幅度分辨率三种。

11. 时间特性

由于光电倍增管的电子初速效应和轨道效应以及电极引线电感和极间电容的存在,影响了光电倍增管的响应速度。通常采用下面几个参数来表征光电倍增管的时间特性。

(1) 上升时间。当管子被一个很窄的光脉冲(δ 函数脉冲)照射之后,输出电流脉冲从峰值的 10% 上升到 90% 所需的时间,称为上升时间。

(2) 脉冲半宽度。当管子被一个很窄的光脉冲照射之后,输出电流脉冲在峰值的半高度处的全宽度,称为脉冲半宽度。

(3) 渡越时间。闪光到达光电阴极的瞬间与输出电流脉冲前沿半幅度点出现的瞬间之间的时间间隔,称为渡越时间。

(4) 时间分辨率(也称渡越时间分散)。用一个重复的很窄的光脉冲照射光电阴极后,由于光电倍增过程中幅度和渡越时间的统计起伏,各脉冲到达输出端的时间是变化的,形成一个脉冲数目随时间的分布,称为时间谱。在时间谱上的半高度处的全宽度称为时间分辨率。

(5) 通频带。输出脉冲幅度从最大幅度下降 3 分贝处的频率称为通频带。

12. 稳定性

光电倍增管的稳定性通常是指时间的稳定性,即在输入信号幅度保持恒定的情况下管子输出信号幅度随时间的变化。输出信号幅度变化的大小和速度取决于光电倍增管制造和使用中各种因素的综合。按国际电工委员会的推荐,稳定性的一种测试和计算方法如下:先让光电倍增管在工作条件下预热 0.5—1 小时后读取数据,每隔 1 小时读取 1 次,连续读取 24 小时。稳定度的计算公式如下:

$$W = \frac{P_{\max} - P_{\min}}{P_{\max} + P_{\min}} \times 100,$$

式中 W 称为幅度的最大偏离,用百分数表示, P_{\max} 和 P_{\min} 为 24 小时测试期间所记录的最大值和最小值。有的制造厂家测试稳定性的时间

不是 24 小时(往往偏少),稳定度的计算公式也可能与上式不同,所以必须注意稳定度数据的测试条件和计算方法。

三、光电倍增管结构材料与参数特性的一般关系

光电倍增管光电阴极的窗材料、阴极材料、阴极大小和阴极形式,以及倍增系统的倍增结构形式、倍增极材料和级数的各种不同的组合,构成了各种不同的管型。了解各种结构、材料与光电倍增管参数、特性的一般关系,对于了解和掌握每一管型的性能及其特点,从而正确选择管子是有帮助的。下面我们分别对光电阴极和倍增系统的结构与材料作简单介绍。

1. 光电阴极

(1) 窗材料

粗略地说,光电倍增管的光谱响应特性取决于窗材料与阴极材料的组合。长波截止波长取决于阴极材料,短波截止波长取决于窗材料的光谱透过率。最常用的窗材料有三种,即硼硅玻璃、透紫玻璃和石英玻璃(熔硅玻璃)。它们的短波截止波长分别约为 3000 埃、1850 埃和 1650 埃。

其它窗材料尚有 MgF_2 , CaF_2 , LiF 。它们能透过更短波长的辐射,通常采用一专门胶合剂封接在管壳上。

上述窗材料的光谱透过率曲线如图 3 所示。

(2) 阴极材料

阴极材料除了决定光谱响应的长波截止波

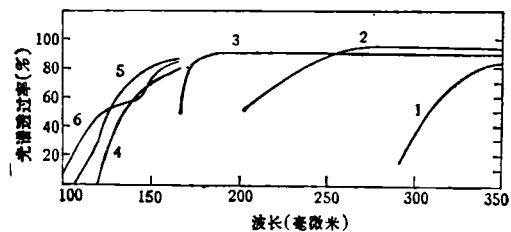


图 3 几种窗材料的光谱透过率曲线

1——硼硅玻璃(厚 3 毫米); 2——透紫玻璃(康宁 9741 型厚 0.5 毫米); 3——石英玻璃(厚 2 毫米); 4—— CaF_2 玻璃; 5—— MgF_2 玻璃; 6—— LiF 玻璃

长外,一般来说,还决定量子效率、热发射的大小和阴极电阻率.表1给出三种最常用的阴极材料的粗略数据.除了这三种最常用的阴极材料外,尚有Sb-K-Na(也称高温双碱)阴极,可应用于150°C的高温.Cs-Te阴极和Cs-I阴极对紫外辐射灵敏,对可见光不灵敏,因此也称“日盲管”.前者对中紫外灵敏,后者对远紫外灵敏.一般用于空间科学.

表 1

阴极材料	长波截止波长(埃)	峰值波长(埃)	峰值量子效率(%)	热发射电子数(1/厘米 ² 秒)	阴极电阻率
Sb-Cs	6500	3800—4300	20	70	中
Sb-K-Cs	6300	3800—4300	25	15	大
Sb-K-Na-Cs	8500	3800—4300	20	300	小

Ga-As(Cs)是一种新型阴极,它的量子效率高和光谱响应范围宽,类似于多碱阴极(Sb-K-Na-Cs),而且它的辐照灵敏度与波长的关系非常平坦,特别适用于红光和近红外辐射的探测.

Ag-O-Cs阴极光谱响应范围宽,长波截止波长约为12000埃,有两个峰,主峰在8000埃附近,第二峰在3800埃附近.它的缺点是量子效率很低,热发射很大,因而影响它的广泛应用.

(3) 阴极形式

阴极形式一般分为端窗和侧窗两种.端窗管的特点是阴极面积的变化范围大,直径从约10毫米到几百毫米,阴极均匀性好,与光信号

耦合好.但阴极电阻率高,磁场效应大.它在闪烁计数和光子计数等方面获得广泛应用.侧窗管的特点是磁场的影响小,阴极电阻率低,能输出大的阴极电流,因而可测量较大的辐射通量.但阴极均匀性差,与光信号耦合差.它适合于较强和窄束的光信号探测,广泛应用于分光光度计,一般价格较低.

(4) 阴极大小(参阅本文下一讲中“管子直径选择”一节)

2. 倍增系统

(1) 结构形式

常用的结构形式有盒栅式、百叶窗式、圆周聚焦式和直线聚焦式四种.结构形式的选择不仅与时间响应速度、线性电流和单电子幅度分辨率等参数有关,而且也与阴极直径有关.

盒栅式具有结构紧凑的特点,广泛用于端窗小型管.它的时间响应慢和线性电流小.

百叶窗式具有大的倍增极面积,与大面积阴极配合只需采用简单的电子光学输入系统,特别适合于大面积阴极管.它输出平均电流大,磁场的影响小,时间响应比较慢.

圆周聚焦式的主要特点是结构紧凑,时间响应快,这种结构大多用于侧窗管,少数用于端窗管,管子体积比较小.

直线聚焦式的特点是时间响应快,线性电流大和单电子幅度分辨率好,用于快速管和光子计数管.

以上四种结构的一般性能的粗略数据列于表2.

表 2

结构形式	上升时间(毫微秒)	脉冲半宽度(毫微秒)	线性电流(毫安)	单电子幅度分辨率(%)	主要用途
盒栅式	12—20	30—50	≈2		多用于小型管
百叶窗式	10—15	25—30	10—20	≈300	多用于直径≥50毫米管
圆周聚焦式	≈2	2—5	20—30		多用于侧窗管
直线聚焦式	≈2	2.5—6	100—300	50—200	用于快速管和光子计数管

(2) 倍增极材料

常用的倍增极材料有铯铯(或铯碱)、合金(铜铍、银镁)和磷化镓三种.合金倍增极与铯

碱倍增极相比,在同一放大倍数下,其阳极电压较高,这对时间响应和线性电流有利,因此绝大多数的快速管都采用合金倍增极.此外,合金

倍增极能在较高温度下工作,所以,需要在环境温度 150℃ 下工作的高温管也采用合金倍增极。铯碱倍增极所需的阳极电压较低,非快速管一般多采用这种材料。磷化镓是新型的倍增极材料,它在 600 伏电压下具有高的二次发射系数,利用它做第一倍增极材料可获得优良的单电子幅度分辨率(可达 50% 左右),适用于光子计数和低能粒子探测等方面。

(3) 倍增极级数

(上接第 429 页)

于随着基面一起与各八面体中心靠近。八面体是否存在这种收缩或扩张,是区别均匀还是非均匀收缩或扩张的主要标志之一。

晶格经上述的不均匀收缩后,各多面体都发生变化。以正离子为中心的 O^{-2} 所呈现的转动态如图 4 所示。对角线 O^{-2} 都近似以相对方向变化,如果是八面体,则处于三度空间旋转式收缩,十二面体的四根对角线中两根拉长,两根缩短,菱形边的 $O^{-2}-O^{-2}$ 之间距离短的得到拉长,因此受迫电偶极跃迁、荧光寿命^[7]、偏振和声子作用等激光性能都会有相应变化。

晶格收缩与扩张的可逆性,表明离子之间的相互作用力是属于弹性力。如正负离子相对平均位移 $2\Delta r$ 很小,恢复力可视为准弹性时,离子间互相作用势能 U 的变化等于弹性能^[8]:

$$U(\alpha + \Delta r) - U(\alpha) = \beta(\Delta r)^2 \\ = 2q^2 \frac{(n-1)}{\alpha^3} \Delta r^3,$$

式中 $q^2 = n_1 n_2 e^2$, n_1, n_2 均为常数, α 为平衡时正负离子的平均距离, n 为玻恩建议式中的常数。因 Δr 要受离子键能力约束,而离子键能力有正有负,所以各晶面距的变化有正负之分。 Δr 的变化主要是中子的作用、离子间的

(上接第 409 页)

测量,可用文献 [4] 的方法。

(5) 双相关技术不仅适合体内深中心分布的测量,同样也适合界面态密度分布的测量^[5]。对这方面的工作拟另作讨论。

最后,对陈开孝同志在提供样管方面的帮助表示深切谢意。

对同一倍增极材料来说,级数的多少反映了阳极光照灵敏度的高低,即放大倍数的高低。一般管子在工作电压下,一级的放大倍数可近似地估计为 4。管子的级数一般为 9—14 级,少数为 5—8 级,放大倍数一般为 10^6 — 10^8 。对于光子计数、低能探测和极弱光探测,要求放大倍数高,一般为 12—14 级。对较强光信号的探测,视具体情况采用级数少的管子。

(待续)

相对位移和相互碰撞。轻元素位移阈值低更易出现卢瑟福式的碰撞和形成二级离位离子,因而在恢复中 O^{-2} 稳定下来也最晚,离位较远和原来处于非稳定态离子更不易恢复原位。

YAG 晶格的正负离子在核辐射能作用下,出现位移碰撞,使局部重新排列。由于轻元素 O^{-2} 较敏感,在恢复过程的碰撞中,仍能克服离子间斥力,使八面体有更显著的收缩,出现晶格各向异性和致密化,这对要求获得具有特殊性能的激光是有利的。但这种变化是可逆的,如何克服这种可逆性,有待以后进一步探讨。

本文得到梁敬魁、麦振洪、吴乾章、张乐德、杨楨、程玉芬等同志的指教,在此深表感谢。

参 考 文 献

- [1] 激光材料分析组,激光与红外,5(1976),1.
- [2] C. A. Pimentel, *J. Appl. Cryst.*, 10 (1976), 390.
- [3] J. Burgeat, *J. Appl. Phys.*, 40-9 (1969), 3505.
- [4] W. R. DAVIS et al., *J. Appl. Phys.*, 36 (1965), 370.
- [5] 陆学善,激光基质钷铝石榴石的发展,科学技术出版社,(1972),23.
- [6] S. Geller, *Zeit. Krist.*, 125-5 (1967), 1—47.
- [7] H. Y. Phong et al., *Meteor. Res. Bull.*, 11-5 (1976), 461.
- [8] 谢希德、方俊鑫,固体物理(下册),上海科学技术出版社,(1962).

参 考 文 献

- [1] D. V. Lang, *J. Appl. Phys.*, 45(1974), 3014.
- [2] H. Lefèvre, M. Schulz, *Appl. Phys.*, 12 (1977), 45.
- [3] 杜永昌、晏懋洵,物理,10-2 (1981), 109.
- [4] 秦国刚,半导体学报,3(1982), 89.
- [5] N. M. Johnson, *Appl. Phys. Lett.*, 34 (1979), 802.