

用于探测能量为 0.1—10keV 光子的夹心结构 CsI 光阴极*

谈凯声

(中国科学院电子学研究所)

提 要

为了稳定而有效地探测能量范围在 0.1—10keV 之间的软 X 射线,研制并优化了一种高低密度夹心结构的透射式 CsI 光阴极。它的光子探测效率大约是高密度透射式 CsI 光阴极的 1—10 倍。所测得的光电发射次级电子能量分布曲线与高密度 CsI 光阴极类似,半极限值的全宽度 (FWHM) 不到 2eV。由于它的量子效率高而次级电子能量分布范围相当窄,这种夹心结构透射式 CsI 光阴极广泛地应用于软 X 射线探测器和计数器,特别是软 X 射线条纹摄相管。

一、引 言

人们对于探测光子能量在 0.1—10keV 之间的软 X 射线的兴趣日益浓厚。皮秒 X 射线能谱学对于受控热核聚变过程中的高温等离子体诊断、亚稳态分子和原子寿命测量以及某些光化学过程的测量都是一种有用的工具^[1-3]。要提高应用于上述不同目的的各种 X 射线探测器的性能,研制一种量子效率高、次级电子能量分布范围窄、生产重复性好、性能稳定、贮存方便以及能把软 X 射线转换成光电子的光阴极是非常重要的。

本文简述了软 X 射线光阴极的光电发射机理;比较了对软 X 射线敏感的各种光阴极的次级电子能量分布曲线以及两种结构不同的 CsI 光阴极的特性;同时介绍了高低密度夹心结构透射式 CsI 光阴极的制备工艺,它的优化方法以及绝对量子效率的测量方法;并对这种新型的软 X 射线光阴极进行了评价。

二、软 X 射线光阴极的光电发射机理

软 X 射线光阴极的光电发射机理不同于一般的光阴极。由于紫外光、可见光和红外光的光子能量较低,对这些光子敏感的光阴极发射出来的电子主要是光电子。但是软 X 射线的光子能量比较高,软 X 射线阴极不仅产生通常称为一次电子的光电子和俄歇电子,在它们的作用下,还会产生次级电子。在软 X 射线光阴极发射的全部电子中,次级电子占主要比例。

Henke 等人^[4,5]对能量在 0.1—10keV 范围内的软 X 射线光阴极的光电发射机理作了

详细的阐述,提出了一个光电发射模型. 根据这一模型,软 X 射线光阴极的发射过程划分为激励、迁移和逸出三个阶段.

在激励阶段,发射体内的原子吸收入射的 X 射线光子产生光电子,而受激原子在弛豫过程中又释放出动能与光电子相当的俄歇电子和荧光光子. 在荧光光子(又称次级光子)的作用下,发射体内的原子还可能被激发出少量的光电子和相应的俄歇电子. 部分原电子能够直接逸出光阴极的表面. 因为这部分电子在逸出过程中,能量散射很少或者说没有能量散射. 所以,又称这些原电子为弹性散射光电子和俄歇电子. 留在发射体内的那部分电子,在它们运动过程中,与发射体内的原子碰撞或感应产生大量的低能二次电子.

实际上,不同性质材料的软 X 射线光阴极产生次级电子的机理亦不相同. 对于金属光阴极(如 Al, Au)来说,由于金属中自由电子多,原电子与自由电子碰撞几率大,电子-电子散射占主要地位. 这是原电子的主要能量损失. 半导体光阴极(如 CuI)内自由电子不如金属中多,在原电子作用下,电子-空穴对的形成是低能次级电子的主要来源. 在介质光阴极(如 CsI)中,电子-光子(晶格振动)过程起着主导作用.

图 1 表示能量在 0.1—10 keV 之间的光子激励下,软 X 射线光阴极的电子发射能谱图. 从中可以看出发射电子的绝大部分是由次级电子组成的. 它们的能量低于 10 eV. 能量较高的是原电子,它们仅占整个发射电子中的很少一部分.

Henke 等人^[5]曾推导出软 X 射线光阴极的量子效率关系式. 透射式光阴极

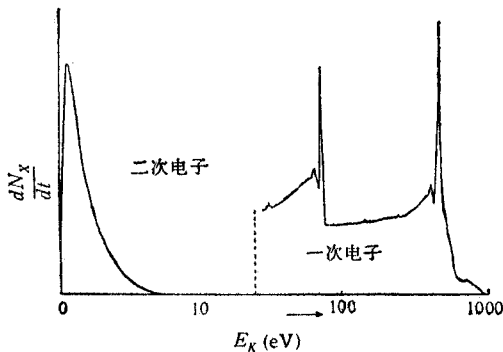


图 1 软 X 射线光阴极的电子发射能谱图

的量子效率关系式为:

$$Y = K\rho E\mu(E)\lambda_s e^{-\lambda_x \rho t} \text{th}(t/2\lambda_s), \quad (1)$$

式中 Y 是光阴极的量子效率; K 是与光阴极材料有关的电子常数,如: 介质材料的禁带宽度 E_G 、电子亲和势 E_A 、金属材料的费米能级 E_F , 功函数 W 等; ρ 是质量密度; E 是入射光子的能量; λ_s 是光阴极逸出长度; λ_x 是 X 射线的衰减长度; t 是光阴极的厚度.

从(1)式可以看到光电发射的量子效率与入射光子能量、光子吸收特性、材料性能以及光阴极的厚度有关.

在光子能量和光阴极材料确定的情况下,根据(1)式可以推导出光阴极最佳厚度(t_{opt})的关系式

$$t_{\text{opt}} = \lambda_s \text{sh}^{-1}(\lambda_x/\lambda_s). \quad (2)$$

对于某种光阴极材料,它的逸出长度(λ_s)是一定的. 例如 $\lambda_{\text{CsI}} = 250 \text{ \AA}$. 不同能量光子的衰减长度也是一定的. 如光子能量为 193 eV 时,它的衰减长度(λ_x)为 3620 \AA . 根据这两个数据就可以计算出光阴极的最佳厚度. 从而获得最佳量子效率. 实验证明,实际的光阴极测量值和理论计算值非常一致.

三、CsI 光阴极的特点

次级电子的产生机理不仅影响光阴极的光电发射效率, 而且也决定了光电子的能量分布范围. 图 2 表示 Au、Al、CuI 和 CsI 等光阴极在 C-K α (44.7 Å/277eV) X 射线照射下的次级电子能量分布. 这些光阴极在同等激励条件下测量. 测量设备是静电半球分析仪, 其分辨率为 0.05eV. 图中 E_{KP} 表示峰值位置, Δ 表示次级电子能量分布曲线的半峰值时的全宽度 (FWHM). 值得注意的是次级电子能量分布曲线的形状与入射的光子能量无关, 在 0.1—10keV 范围内基本上没有变化.

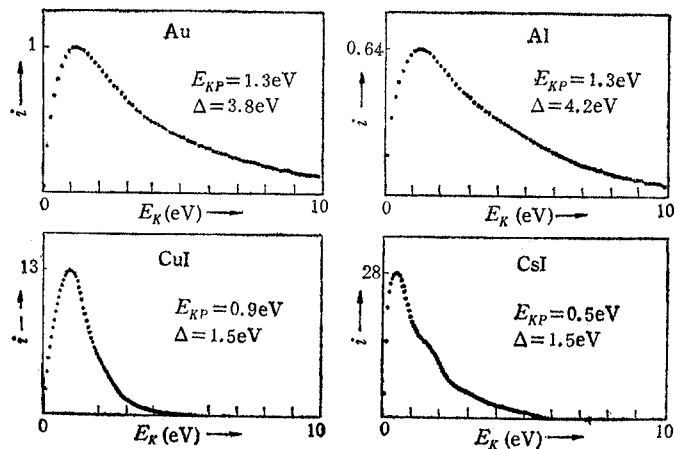


图 2 Au、Al、CuI 和 CsI 等光阴极在 C-K α (277eV) 辐射下的次级电子能量分布

从图 2 可以看出: Al、Au、CuI 和 CsI 等光阴极的峰值发射是不同的. 其中以 CsI 为最大. 若以 Au 光阴极的峰值发射为 1, 则 CsI 的峰值发射是 Au 光阴极的 28 倍; CuI 为 Au 光阴极的 13 倍; Al 光阴极发射最差, 只有 Au 光阴极的 0.64 倍. CuI 和 CsI 都有窄的 FWHM. 它们的 Δ 值都是 1.5eV, 而 Al 和 Au 光阴极的 Δ 值分别是 4.2eV 和 3.8eV, 比 CsI 和 CuI 光阴极大 1 倍以上.

由于 CsI 光阴极具有高的量子效率 (是 Au 光阴极的 10—100 倍) 和窄的次级电子能量分布, 所以它能够广泛地应用于软 X 射线探测器和计数器, 特别是时间分辨率为皮秒数量级的高速摄影系统^[6]. 图 3 是一个软 X 射线条纹摄像管的示意图. 它的时间分辨率 (τ) 与次级电子能量分布的 Δ 值, 电场强度 $E_0 = V_0/S$ 以及摄像管的几何尺寸 L 和

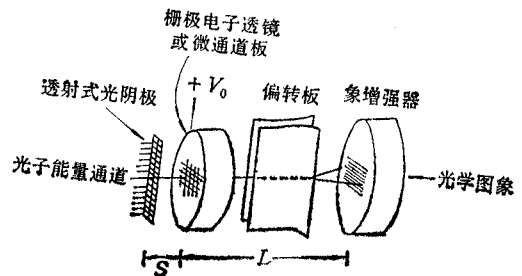


图 3 X 射线条纹摄像管示意图

S 有关. 图 3 中的 L 为栅极电子透镜到象增强器的距离, S 为光阴极与栅极电子透镜之

间的距离。分辨率 (τ) 与它们之间的关系如下:

$$\tau = 3.37 \frac{(\Delta)^{1/2}}{E_0} \left\{ 1 + \frac{1}{4} \left(\frac{L}{S} - 2 \right) \left(\frac{\Delta}{eV_0} \right)^{1/2} \dots \right\}. \quad (3)$$

在上述结构中,如取 $E_0 = 5\text{kV/mm}$, $\Delta = 2\text{eV}$. 它的时间分辨率(τ)可达到 1ps. CsI 光阴极的 $\Delta = 1.5\text{eV} < 2\text{eV}$, 所以非常适用于时间分辨率为皮秒数量级的条纹摄像管.

CsI 光阴极除了具有上述特点外,还有下列优点:(1) CsI 光阴极不仅在真空中是稳定的,而且短时间(如半小时)暴露在湿度为 63% 的大气中,仍然是稳定的. 即使在大气中暴露较长的时间(如两小时),它的次级电子能量分布曲线的形状仍无明显变化.(2) CsI 光阴极在干燥的氮气中的贮存性能亦很稳定. 实践证明,这种光阴极在干燥的氮气中贮存九个月之后,它的性能依然保持不变.(3) 在 CsI 光阴极制备过程中,它的量子效率和次级电子的能量分布特性的重复性好,变化率在百分之几的范围内. 这些优点对 X 射线光谱学的研究都很有用.

四、高低密度夹心结构透射式 CsI 光阴极

所谓高低密度夹心结构透射式 CsI 光阴极,即这种阴极的中部是一层疏松的低密度 CsI 层,两侧是比较致密的高密度 CsI 层. 高密度层是在高真空状态下蒸敷的,低密度层则是在氩气或氮气中蒸敷而成. 光阴极的基底材料根据软 X 射线的能量选择,可以是铝膜、碳膜、或表面敷有导电层的有机膜.

光阴极制备工艺可在普通的真空蒸发台内进行. 光阴极的基底放在钽蒸发舟上方的一定距离的位置上. 共使用三个钽舟,其中两个用作蒸发高密度 CsI 层,另一个用来蒸发低密度 CsI 层. 钽舟内的 CsI 载量在 50—600mg 之间变化.

工艺过程简述如下:在系统真空度达到高真空时,先蒸敷一层高密度 CsI 层. 接着在氩气或氮气中蒸敷低密度 CsI 层. 然后,把系统重新抽到高真空,再蒸敷一层高密度 CsI 层. 整个制备工艺便告结束.

如果保持高密度 CsI 层的蒸发载量不变,仅改变低密度 CsI 的蒸发载量,分别测量低密度层 CsI 载量不同的各个光阴极的计数效率,就可以得到图 4 所示的 CsI 光电阴极的计数效率与低密度 CsI 层的载量(在钽舟中)的关系. 图 4 表示在 1254eV 的光子能

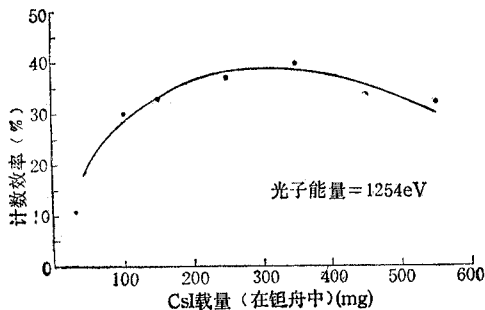


图 4 计数百分比与夹心结构 CsI 光阴极厚度的关系

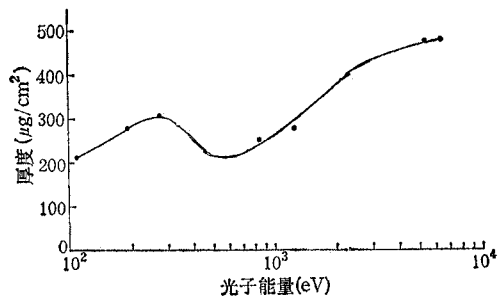


图 5 计数效率为峰值时,夹心结构透射式 CsI 光阴极的最佳厚度与入射光子能量之间的关系

量下, CsI 载量约为 320mg 时, 计数效率最大 (峰值计数效率)。如果改变入射光子的能量, 则可获得在不同的光子能量的软 X 射线辐射下, 光阴极的计数效率与低密度层 CsI 载量之间的关系曲线。每条曲线都有与峰值计数效率相对应的 CsI 载量 (算做最佳载量)。把人射光子的能量以及在该能量光子辐射下产生峰值计数效率的最佳 CsI 载量一一对应地记录下来, 就可以作出图 5 所示的关系曲线, 该曲线表示, 光阴极的计数效率为峰值时, 入射光子能量与最佳光阴极厚度之间的关系。根据这条曲线, 我们就可以按照所要探测的光子能量来选取最佳光阴极厚度, 从而得到最优探测效率。

五、绝对量子效率的测量

对于能量在 0.1—10keV 之间的光子敏感的光阴极的绝对量子效率的测量系统如图 6 所示。在一个功率为 2—4kW, 可拆卸 X 射线源附近放着六块荧光辐射靶。在 X 射线

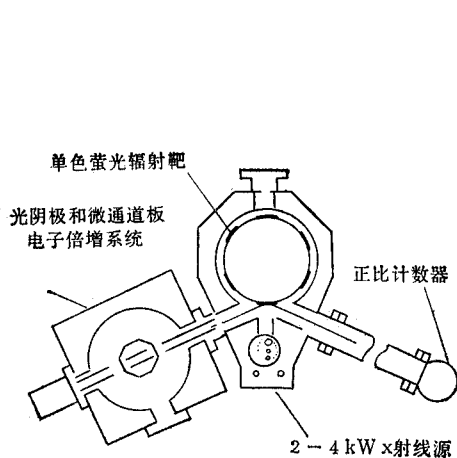


图 6 绝对量子效率测量系统

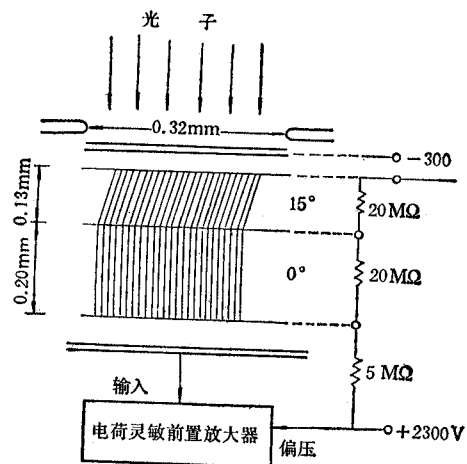


图 7 微通道板电子倍增系统
微通道板: 孔径为 $35\mu\text{m}$ 中心间距为 $45\mu\text{m}$,
长度是孔径的 35 倍或 54 倍。

辐射下, 正对着 X 射线源的那块荧光辐射靶放射出相应波长的单色光。这六块靶装在一个可旋转的支架上。旋转这个支架, 依次改变靶的位置便可得到不同波长的 X 射线单色光。为了使所测量的光电发射电流尽可能大, 光阴极应尽可能地靠近光源。为了提高测量灵敏度, 在光阴极的后方放置了两块微通道板电子倍增器 (如图 7 所示) 以放大接收到的光电子信号。

X 射线的光通量由位于荧光光源另一侧的气体正比计数器进行绝对测量。在 X 射线源与气体正比计数器之间插入一个精确测量过的光阑, 用来限制计数率, 同时使得 X 射线的光子不直接打到气体正比计数器的金属丝上。通常 CsI 光阴极受到 X 射线光子照射的面积也用一个同样大小的光阑限制着, 使得辐射到光阴极表面上和进入正比计数的光通量相等。此外, 在正比计数器前方的光阑上还要贴上一块与光阴极基底材料相同的材料。这样在计算光阴极的绝对量子效率时可以不考虑基底材料的影响。毫无疑问, 辐

射到光阴极表面上去的与入射到气体正比计数器中去的 X 射线的角度应该相同。

在 0.1—10keV 光子能量范围内,选用了 9 个点,测量它们所对应的量子效率(%). 这些点对应的波长,光子能量值以及有关数据如表 1 所示.

表 1 X 射线荧光辐射源的参数

$\lambda(\text{\AA})$	$E(\text{eV})$	荧光源	激发源	正比计数器		
				气体	压强	效率(%)
1.94	6397	Fe- K_{α}	Cu-K	P-10	760	69
2.29	5411	Cr- K_{α}	Cu-K	P-10	760	84
5.41	2292	Si- K_{α}	Cr-K	P-10	760	85
9.89	1254	Mg- K_{α}	Al-K	丙烷	200	80
14.6	852	Ni- L_{α}	Al-K	丙烷	200	99
23.6	525	O- K_{α}	Ni-L	丙烷	50	99
44.7	277	C- K_{α}	Cu-L, O-K*	丙烷	100	82
64.4	193	Mo- M_{β}	C-K	丙烷	50	88
114	109	Be- K_{α}	C-K	丙烷	50	100

六、对高低密度夹心结构透射式 CsI 光阴极的评价

图 8 表示透射式 CsI 光阴极的厚度为最佳值时,它的光子计数效率与光子能量之间

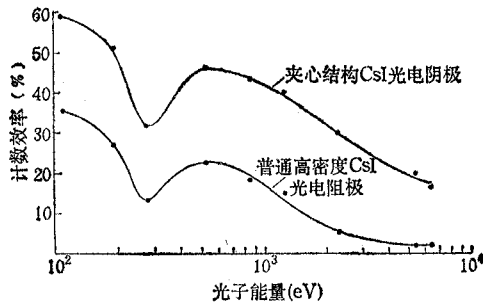


图 8 光阴极厚度为最佳值时,普通的 CsI 光阴极和夹心结构 CsI 光阴极的计数效率与光子能量之间的关系

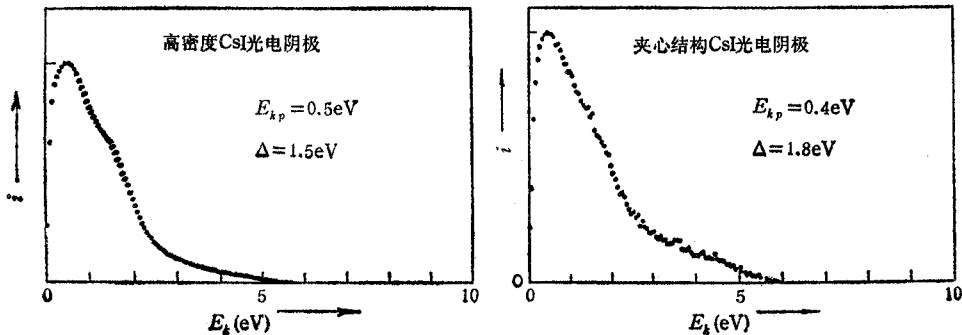


图 9 CsI 光阴极的次级电子能量分布

的关系。夹心结构透射式 CsI 光阴极的光子计数效率比普通的高密度 CsI 光阴极的高。在低能端,前者约比后者大一倍;而在高能端,前者则要比后者大近十倍。因此,如果用夹心结构 CsI 光阴极替代高密度 CsI 光阴极,探测效率将获得明显提高。

图 9 是这两种光阴极的次级电子能量分布。夹心结构透射式 CsI 光阴极的 $\Delta = 1.8$ eV, 普通 CsI 光阴极的 $\Delta = 0.15$ eV。两者都适用于时间分辨率为皮秒数量级的高速探测器件。

夹心结构 CsI 光电阴极计数效率高的一个重要原因是这种光阴极的光子吸收率高。根据测量,光子能量为 1254eV 时,夹心结构 CsI 光阴极的光子吸收率为 66%,而普通 CsI 光阴极的仅为 19%。前者的计数效率为 42%;而后者的只有 19%。

夹心结构 CsI 光阴极除了量子效率高,次级电子能量分布范围窄,同样具备高密度 CsI 光电阴极的各种优点:耐大气污染、工艺重复性好以及易于长期贮存等。因此,可以说夹心结构 CsI 光阴极是目前能得到的各种对软 X 射线敏感的光阴极中的佼佼者。实际应用的结果也证明它是一种实用的光阴极。

本工作是在美国夏威夷大学 X 射线物理实验室 B. L. Henke 教授指导下进行的。在工作中曾得到 P. Y. Maeda 和 M. Tester 等人的协助。本人谨在此表示深切的谢意。

参 考 文 献

- [1] D. J. Brodley, Proc. 11th Congress on High Speed Photography, London, 1974.
- [2] D. J. Brodley et al., *Opt. Commun.*, 15(1975), 231.
- [3] D. T. Attwood et al., *Phys. Rev. Letters*, 38(1976), 107.
- [4] B. L. Henke et al., *Phys. Rev.*, B19(1979), 3004.
- [5] B. L. Henke et al., *J. Appl. Phys.*, 52(1981), 1509.
- [6] B. L. Henke et al., *Jpn. J. Appl. Phys., Suppl.* 17-2(1978), 477.
- [7] K. Premaratne et al., *Nucl. Instru. Methods*, 207(1983), 465.

THE SANDWICH CsI PHOTOCATHODES FOR PHOTON DETECTING IN THE 0.1—10keV REGION

Tan Kaisheng

(Institute of Electronic, Academia Sinica)

The high and low density sandwich CsI photocathodes have been developed and optimized to yield relatively stable and efficient systems for photon detecting in the 0.1—10 keV region. For sandwich CsI photocathodes, the photon detecting efficiency is 2—10 times higher than that obtained with the high density CsI photocathodes in the 0.1—10 keV region. The energy distributions of the photoemitted secondary electrons have been measured to be similar for the high density sandwich photocathodes and with about 2eV full-width-half-maximum. The high efficiencies and relatively narrow emitted electron energy distributions have made the CsI transmission photocathodes extensively useful in soft x-ray detectors and counters especially in x-ray streak camera applications.