

使用曲面微通道板和感应电荷位置灵敏阳极的 软 X 射线-极紫外光子计数成像探测器研究

尼启良

(中国科学院 长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033)

摘要: 本项目对我国空间探测的极紫外(EUV)波段大视场相机所需求的球面光子计数成像探测器的关键技术进行了研究。首先,建立了光阴极材料次级电子产出模型,利用该模型计算了软 X 射线-EUV 波段常用的光电阴极材料—碱卤化物的次级电子产出,分析了微通道板(MCP)的次级电子产出。建立了测量 MCP 量子探测效率的装置,并推导出 MCP 量子探测效率的计算公式,测量了 MCP 在软 X 射线-EUV 波段的量子效率以及 MCP 量子效率随掠入射角的变化。其次,建立了球面实芯微通道板的制备装置,利用高温热成型方法制备出曲率半径为 150 mm 球面 MCP,利用光刻技术制备出有效直径为 48 mm 的楔条形感应电荷位置灵敏阳极,在此基础上集成了一套使用球面 MCP 和感应电荷位置灵敏阳极的两维光子计数成像探测器。再次,研制出包括快速前端模拟电路与后续数字电路的成像读出电路,编制了能矫正图像畸变的图像实时采集和处理软件。最后,建立了 MCP 探测器空间分辨率、图像线性的检测装置,对研制出的探测器性能进行了检测,检测结果表明:探测器的各项技术指标完全满足要求。

关键词: 软 X 射线极紫外; 曲面微通道板; 位置灵敏阳极; 感应电荷

中图分类号: TP394.1; TH691.9 **文献标识码:** A **doi:**10.3788/CO.20150805.0847

Soft X-ray and extreme ultraviolet photon-counting imaging detector with curved surface micro-channel plate and induced charge position-sensitive anode

NI Qi-liang

(Changchun institute of Optics, Fine mechanics and Physics,
Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China)

* Corresponding author, E-mail: niqiliang@hotmail.com

Abstract: The research on key techniques of wide field extreme ultraviolet(EUV) spherical micro-channel plate(MCP) photon-counting imaging detector which will be used in space probe in China have been done. Firstly, the secondary electron yield model of photocathode material was built, and the secondary yield of alkali halide and MCP in soft X-ray and EUV band were calculated using the model. The measurement equipment of MCP's quantum detection efficiency also was set up. The calculated fomula of MCP's quantum efficiency was introduced, and MCP's quantum efficiency vs. wavelength and incidence angle in soft X-ray and EUV region were measured. secondly, the instrument of solid core spherical MCP fabrication was established, a set of

收稿日期:2015-07-08; 修订日期:2015-07-22

基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 60677043)

spherical MCP with 150 mm radius were made using the instrument. The 48 mm induced charge wedge and strip anode in effective diameter was made by the use of traditional UV lithography, and the photon-counting imaging detector was integrated based on the anode and spherical MCP stack in Z configuration. Thirdly, the position readout electronics including analog front-end and digital processing circuit and the software with image distortion rectification and real-time collection were developed. Finally, the measurement instrument of spherical MCP detector's spatial resolution and image linearity was built, and the specifications of the detector were measured using the instrument, showing that all technical specifications of the detector satisfy the design requirements.

Key words: soft X-ray and EUV; curved surface microchannel plate (MCP); position-sensitive anode; induced charge

1 研究概述

球面光子计数成像探测器是空间探测极紫外(EUV)波段大视场相机中的关键部件,也是我国空间探测和研究所需的技术之一。本研究设计并加工完成使用球面微通道板和楔条形感应电荷位置灵敏阳极的软X射线-极紫外光子计数成像探测器,并对探测器的性能进行了检测。具体研究概括如下:

(1)在光电阴极方面,建立了光阴极材料次级电子产出模型,研究了X射线激发材料产生光电子、俄歇电子和次级电子的过程,以及这3种电子在材料内部传输的过程。给出了光电子、俄歇电子、次级电子的微分发射强度,3种电子在材料表面的发射强度都遵从余弦分布。

(2)利用已有的实验结果及相关的近似,将X射线激发产生次级电子的理论模型应用于EUV波段,详细分析研究了碱卤化物光阴极在EUV波段的次级电子产出特性。从理论上计算软X射线-极紫外波段常用的光电阴极材料—碱卤化物(如,CsI、KBr、CsBr、RbBr、KCl、NaBr、MgF₂等)的次级电子产出。当阴极的厚度大于100 nm时,对于掠入射角大于阴极临界角的光子,厚度的增加和入射角的改变对次级电子的产出影响可以忽略;次级电子产出的光谱响应特性由 $E_0 L_a^{-1}$ 决定。

(3)利用建立的光阴极材料次级电子产出模型分析了MCP的次级电子产出。分析结果表明:

对于Ni-Cr电极和MCP玻璃两种材料来讲,当材料厚度大于20 nm时,厚度的继续增加对次级电子产出的影响变化可以忽略;实验测得的波长响应变化趋势与理论分析结果基本一致;实验测得的量子效率随掠入射角的变化也与理论分析一致。MCP经极紫外光辐照后产生的电子是由电极和玻璃这两种材料产生的电子之和。利用最小二乘法对实验结果的线性拟合表明:电极对MCP经光电效应所产生电子的贡献要大于玻璃成分的贡献。

(4)在现有的波段范围为5~61 nm、光谱分辨率为0.2 nm的XCT型掠入射单色仪以及激光等离子体光源的基础上,建立了测量MCP量子探测效率的装置,并推导出MCP量子探测效率的计算公式。

(5)利用建立的实验装置测量MCP在EUV波段的量子效率以及MCP量子效率随掠入射角的变化,实验结果表明:MCP在12~40 nm波长范围内的量子效率在2%~12.3%之间;在小于临界角的范围内,量子效率随掠入射角的增大而逐渐增大。

(6)在现有的紫外平行光管的基础上,建立了MCP探测器空间分辨率、图像线性的检测装置,该装置还包括紫外光源和高真空系统。

(7)建立了球面实芯微通道板的制备装置,利用高温热成型方法制备出曲率半径为150 mm球面实芯微通道板,最终制备出曲率半径为150 mm、有效面积为40 mm²、通道直径12.5 μm、通道间距15 μm的球面微通道板。

(8) 制备出有效直径为 48 mm 的楔条形感应电荷位置灵敏阳极,设计并加工出陶瓷可伐合金球面 MCP 支撑结构,并将其与阳极和球面 MCP 集成出球面 MCP 探测器。

(9) 研制出包括快速前端模拟电路与后续数字电路的成像读出电路,它由前置放大电路、脉冲整形电路、A/D 转换电路、采样保持电路, FPGA 数字电路及计算机接口电路等组成。

(10) 编制了快速图像实时采集和处理软件,该软件能矫正图像的畸变。

对探测器的各项指标进行了检测,具体技术指标见表 1。

表 1 探测器具体技术指标

Tab. 1 Specific technical indicators of electector

参数名称	参考值
空间分辨率/ μm	50 ~ 160
最高计数率/ $(\text{counts} \cdot \text{s}^{-1})$	10^5
最大像元数	500×500
暗噪声/ $(\text{counts} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1})$	≤ 1
图像非线性/ μm	≤ 50
MCP 曲率半径/mm	70 ~ 200
有效口径/mm	25 ~ 60

使用球面微通道板和楔条形感应电荷位置灵敏阳极的软 X 射线-极紫外光子计数成像探测器实际检测结果及分析如下:

图 1 是我们设计的球面 MCP 探测器的结构简图,将三片曲率半径为 150 mm、斜切角分别是 $0^\circ/13^\circ/13^\circ$ 、长径比 80:1、MCP 有效口径 $\phi 40$ mm、通道孔直径 $12.5 \mu\text{m}$ 、孔间距 $15 \mu\text{m}$ 的球面 MCP 叠放在一起,然后放入陶瓷-可伐合金支撑结构体内,在球面 MCP 上放置不锈钢垫圈和弹簧压圈,并用不锈钢压环将其安装在陶瓷-可伐合金支撑结构上,感应电荷位置灵敏阳极安装在球面 MCP 的下面,其制备有电阻层的一面用于接收 MCP 产生的电子云,在制备阳极的一面感应出电脉冲。图 2 是球面 MCP 探测器照片,将其安装在真空法兰上,并接上高压电源引线和偏流电阻的照片。

在对光子计数成像探测器空间分辨率进行检测时,通常使用美国空军 USAF1951 分辨率板作

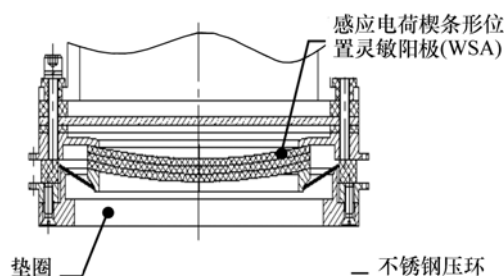


图 1 光子计数成像探测器结构图

Fig. 1 Structure diagram of the photon counting imaging detector



图 2 球面 MCP 光子计数成像探测器照片

Fig. 2 Photo of the spherical MCP photon counting imaging detector

为检测物,它由不同空间频率的明暗条纹组成,每个大组包括六组空间频率不同的明暗相间条纹,其编号称为套号,每组中的六个小组的编号称为组号。探测器所能分辨的最细条纹就是它的空间分辨率,找出其对应的组号,可以查出对应的线对数。具体的检测方法是将 USAF1951 分辨率板放置在球面 MCP 探测器前面,然后用紫外平行光束照射分辨率板,由于紫外光束的口径大于 MCP 的有效面积,所以分辨率板的图像能成像在 MCP 的有效口径内。图 3、图 4、图 5 分别是计数率为 20、50 和 100 kcounts/s 时探测器所成分辨率板的图像,计数率是指每秒钟内触发 A/D 的脉冲个数。图 5 (b) 是 USAF1951 分辨率板 2、3 组灰度值图像,所能分辨的最细条纹组编号为 2 组 6 单元,如图 5 (b) 中方框部分所示,其对应的线对数为 7.13 lp/mm,即一对黑白条纹的线宽为 0.14 mm,对应的像元大小为 $70 \mu\text{m}$,这是探测器

所能达到的分辨率。探测器的 MCP 有效口径为 40 mm,这相当于最大像元数为 571×571 ,完全满足技术指标的要求。

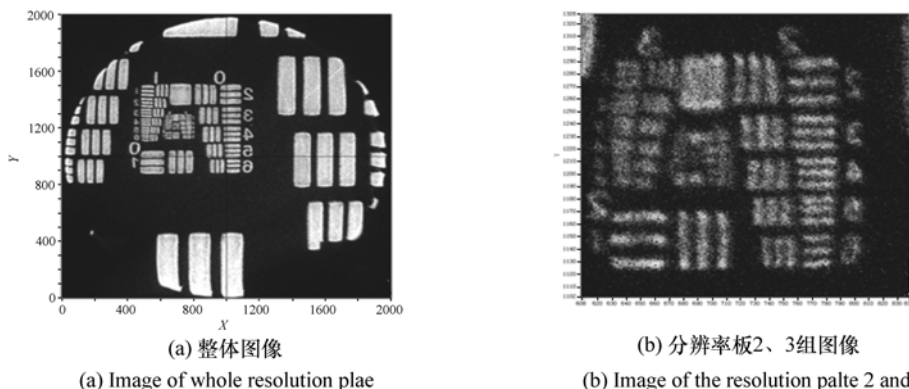


图 3 计数率为 20 kcounts/s 球面 MCP 光子计数成像探测器美国 US1951 空间分辨率板图像

Fig. 3 Images of US 1951 spatial resolution plate for spherical MCP photon counting imaging detector with counting rates of 20k counting/s

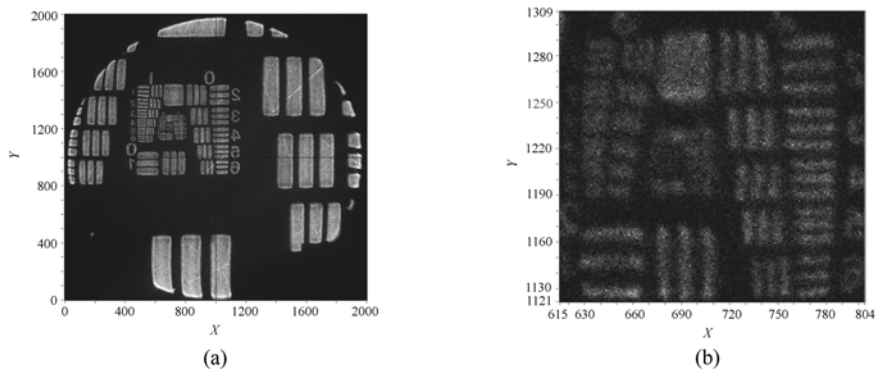


图 4 计数率为 50 kcounts/s 球面 MCP 光子计数成像探测器美国 US1951 空间分辨率板图像

Fig. 4 Image of US 1951 spatial resolution plate for the spherical MCP photon counting imaging detector with counting rates of 50k counting/s

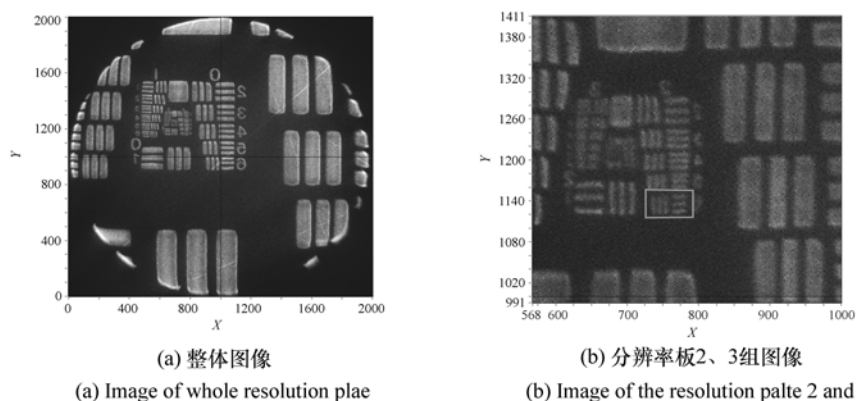


图 5 计数率为 100 kcounts/s 球面 MCP 光子计数成像探测器美国 US1951 空间分辨率板图像

Fig. 5 Image of US 1951 spatial resolution plate for the spherical MCP photon counting imaging detector with counting rates of 100k counting/s

探测器所能分辨的2组6单元条纹的调制传递函数(MTF)的计算公式为:

$$MTF = \frac{\text{像调制度}}{\text{物调制度}}, \quad (1)$$

式中的调制度是图像最大亮度与最小亮度的差除以它们的和,即:

$$\text{调制度} \% = \frac{I_{\text{最大亮度}} - I_{\text{最小亮度}}}{I_{\text{最大亮度}} + I_{\text{最小亮度}}} \times 100\% , \quad (2)$$

通过计算2组6单元条纹的调制度可以求出其MTF值。

表2 2组6单元条纹成像调制度

Tab.2 Modulation of the fringe imaging in group 2 unit 6

方向	条纹数	I_{max}	I_{min}	调制度/%	平均调制度/%
垂直	条纹1	21	4	68	57
	条纹2	33	9	57	
	条纹3	25	9	47	
水平	条纹1	21	9	40	37
	条纹2	24	10	41	
	条纹3	19	10	31	

图6是探测器的暗计数率图像,即探测器在没有任何光照条件下产生的图像,图像采集时间是30 min,总共记录的光子数为4 182个,计数率为2.42 counts/s, MCP的有效面积是12.56 cm²,因此,探测器的暗计数率为:0.2 counts/s · cm²,满足暗计数率的技术指标要求。

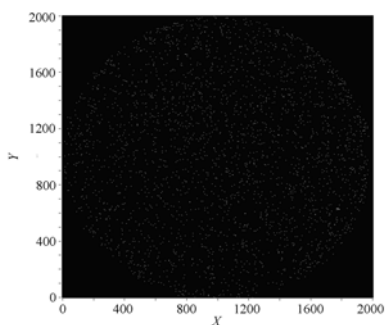


图6 球面MCP光子计数成像探测器暗计数图像
Fig.6 Dark counting image for the spherical MCP photon counting imaging detector

图7是针孔阵列的图像,实验条件与分辨率

测试相同,针孔大小20 μm,孔间距2 mm。由此图可以计算出每个针孔像的强度分布,由此可确定该分布的峰值位置,该位置偏离针孔中心的统计平均值即为探测器的空间线性值。从图7可知,在直径38 mm范围内图像的线性好于50 μm,但边缘稍差,原因在于平面分辨率板与球面MCP不匹配。此外,阳极边缘的电场不均匀也会造成一些影响。

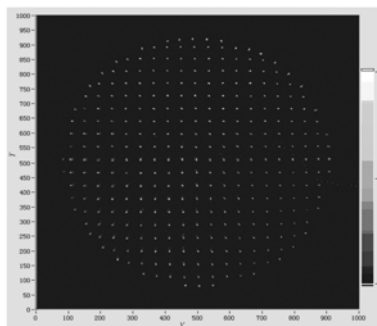


图7 球面MCP光子计数成像探测器针孔阵列图像
Fig.7 Pinhole array image for the spherical MCP photon counting imaging detector

图8、图9分别是2组6单元条纹组的垂直条纹和水平条纹的灰度值分布图,红线是其拟合曲线。所计算的该组条纹在水平和垂直方向的调制度如表2所示,对应的两个方向的调制度平均值分别为57%和37%,因此,该组条纹是可分辨的,探测器分辨率可以达到7.13 lp/mm。

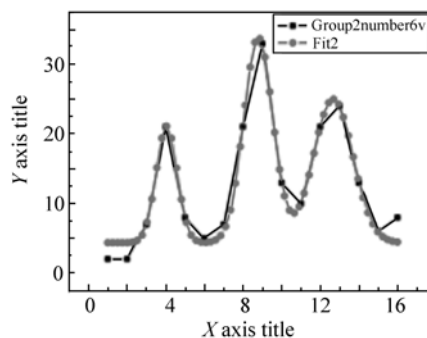


图8 水平方像元灰度分布
Fig.8 Pixel intensity distribution in the horizontal direction

综上所述,我们研制的球面MCP探测器的技术指标完全满足要求。

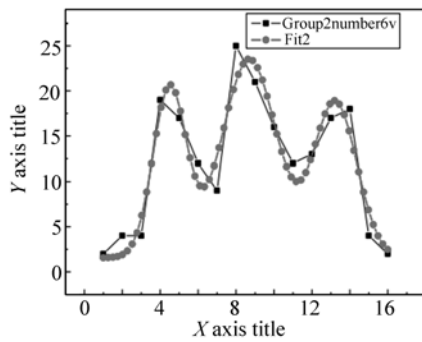


图 9 垂直方向像元分布

Fig.9 Pixel intensity distribution in the vertical direction

2 研究内容

2.1 软 X 射线-极紫外波段碱卤化物绝缘体次级电子产出

Henke 的实验结果表明, X 射线激发产生的初级电子数(光电子和俄歇电子之和)远远小于

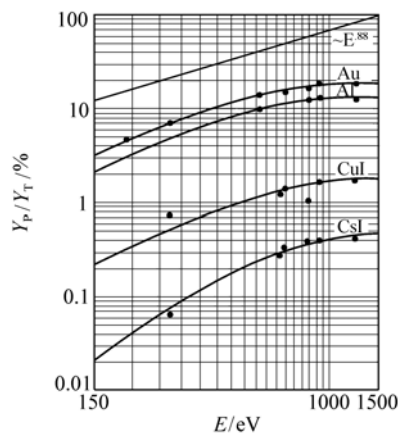


图 10 Henke 实验测得的初级电子数与总电子数之比。 Y_p 代表初级电子数,即光电子和俄歇电子之和; Y_t 是总电子数,即光电子、俄歇电子和次级电子三者之和

Fig.10 Ratio of the primary electrons and the total electrons in the Henke's experimental. Y_p is primary electrons which is the sum of the photoelectrons and the Auger electrons. Y_t is the total electrons which is the sum of the photoelectrons, Auger electrons and secondary electrons

次级电子数,如图 10。因此,对于光阴极材料来

讲,实验测得电子主要是由于次级电子构成的,所以,本节重点分析和研究我们感兴趣的碱卤化物绝缘体在 EUV 波段的次级电子产出,并讨论光阴极厚度、入射角对次级电子产生的影响。

在前面的计算中,都是假设 X 射线的穿透深度远远大于电子的逃逸深度,并且认为 X 射线的反射率为零(即, $T = 1$)。在 EUV 波段,我们将保留光子的穿透深度和反射率因子,同时考虑次级电子的逃逸几率和折射影响,在一维情况下,单位时间、单位面积,单位能量间隔、厚度 dx 内的次级电子数目:

$$\frac{dN}{dt dA dE} = 2\pi I_0 [1 - R(\phi)] \frac{\sin\phi}{\sin\phi'} \times$$

$$\exp\left(-\frac{\mu\rho x}{\sin\phi'}\right) \times f(E_0)\rho E_0\mu(E_0) \times$$

$$Q(E + \gamma x) \left(\frac{E_K}{E_K + E_A}\right) B e^{-u_1 x} dx, \quad (3)$$

对于绝缘体, $B \approx 1$, $R(\phi)$ 是非涅尔反射系数。要想利用式(3)计算得到 $dN/dt dA$, 就要计算 $Q(E + \gamma x)$ 对能量和 x 的积分,但是,这种积分是困难的。为了避免复杂的积分,从 $dN/dt dA$ 的量纲分析可见, $Q(E + \gamma x)$ 对能量的积分后的量纲应该是能量量纲的倒数,从物理意义上讲,应该是次级电子的能量平均值。所以,本文中利用现有的实验结果来计算次级电子在材料内的能量平均值,避免来处理复杂积分的麻烦。根据实验数据可知次级电子分布的形状与入射光波长无关,假设外部次级电子能量分布形状函数(能量分布密度函数)为 $q(E_K)$, 从物理意义上讲,它要满足两个条件:(a)归一化条件:

$$\int_0^{E_{Kmax}} q(E_K) dE_K = 1, \quad (4)$$

(b) $q(E_K)$ 存在极大值,即次级电子在某个能量的数目最多。 $q(E_K)$ 表示为:

$$q(E_K) = \frac{aE_K}{(E_K + b)^3}. \quad (5)$$

根据 $q(E_K)$ 满足的两个条件,计算得到: $a = 2b(1 + b/E_{Kmax})^2$, $b = 2E_{Kp}$ 。 E_{Kp} 是实际测量的次级电子峰值位置对应的能量。发射的次级电子能量的平均值为:

$$\bar{E}_K = \int_0^{E_{Kmax}} E_K q(E_K) dE_K =$$

$$2a(1 + \frac{a}{E_{Kmax}})^2 \ln(1 + \frac{E_{Kmax}}{a}) - (\frac{2a^2}{E_{Kmax}} + 3a). \quad (6)$$

次级电子运动到表面在逃逸之前,在材料内部的平均能量为: $\bar{E} = \bar{E}_K + E_A$ 。从平均效果计算,式(3)可以表示为:

$$\frac{dN}{dt dA} I_0 [1 - R(\phi)] \frac{\sin\phi}{\sin\phi'} \exp(-\frac{\mu\rho x}{\sin\phi'}) \times \frac{f(E_0)\rho E_0\mu(E_0)}{\bar{E}} (\frac{\bar{E}_K}{E_K + E_A}) e^{-u_1 x} dx. \quad (7)$$

考虑折射角近似等于入射角,则:

$$\sin\phi/\sin\phi' \approx 1,$$

$$\frac{dN}{dt dA} = I_0 E_0 f(E_0) [1 - R(\phi)] \times \frac{L_s \sin\phi}{L_a \sin\phi + L_s} \eta f(t, \phi), \quad (8)$$

$$\eta = \bar{E}_K / [(\bar{E}_K + E_A)\bar{E}], \quad (9)$$

$$f(t, \phi) = \{1 - \exp[-(-\frac{1}{L_a \sin\phi} + \frac{1}{L_s})t]\}, \quad (10)$$

$$L_s = \mu_1^{-1} \quad L_a = (\mu\rho)^{-1}, \quad (11)$$

2.1.1 次级电子产出随厚度的变化

从式(10)可知,次级电子产出随阴极厚度变化由因子 $f(t, \phi)$ 决定,当 $\phi = 90^\circ$ 时, $f(t) = \{1 - \exp[-(1/L_a + 1/L_s)t]\}$, 由于 $f(t) < f(t, \phi) < 1$, 且 $f(t, \phi)$ 和 $f(t)$ 随厚度 t 的变化规律是一致的。因此,只需考察 $f(t)$ 随厚度的变化趋势就能说明光阴极材料厚度对次级电子产生的影响。由同一种阴极得到的 L_s 值见表3,而 L_a 值取自参考文献。图11是 CsI、KI、KBr、RbI、NaI、CsBr 6种材料的 $f(t)$ 计算结果。在计算中 $\lambda = 11.3 \text{ nm}$ (109.35 eV), 此外,入射光子能量 $30 \sim 250 \text{ eV}$ 范围内计算结果也表明 $f(t)$ 的变化趋势与图11中的曲线的变化化趋势一致。由此可知: $t < 100 \text{ nm}$, $f(t)$ 随厚度的增加而迅速增加; $t > 100 \text{ nm}$, $f(t) \cong$

表3 次级电子的逃逸长度

Tab.3 Escape length of the secondary electrons

阴极材料	CsI	KI	KBr	RbI	NaI	CsBr
L_s/nm	25.6	20	24.5	25	10	20

1,即厚度的增加对次级电子产出没贡献。因此,在制备光阴极时,其厚度要大于 100 nm 。

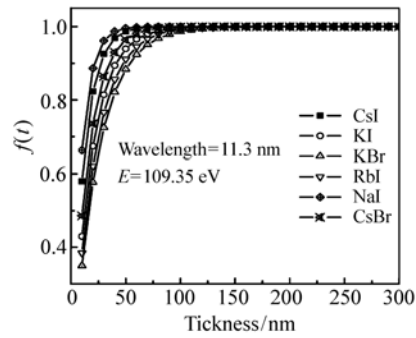


图11 $f(t)$ 随 t 变化曲线

Fig.11 Curve for t vs. $f(t)$

2.1.2 次级电子产出随入射角的变化

$t > 100 \text{ nm}$ 时式(8)简化为:

$$\frac{dN}{dt dA} = I_0 \eta E_0 (1 - R(\phi)) \times \frac{L_s \sin\phi}{L_a \sin\phi + L_s}. \quad (12)$$

在 EUV 波段,假设光子贡献于次级电子产生的能量转换率 $f(E_0)$ 等于 1。

(1) 正入射

当光以 90° 入射角入射到光阴极表面时, $\phi = 90^\circ$, $\sin\phi = 1$ 。此时 $R(\phi) = 0$, 因此,式(12)变为:

$$\frac{dN}{I_0 dt dA} = \eta E_0 \frac{L_s}{L_a + L_s}, \quad (13)$$

$dN/(I_0 dt dA)$ 表示一个光子在在单位时间、单位面积内产生的次级电子数。要计算 $dN/(I_0 dt dA)$, 需要确定 η 值。下面将根据文献已有的数据来计算 η 值,而 \bar{E} 由式(6)的 \bar{E}_K 和 E_A 之和计算得到。 η 值计算结果见表4。选取 $E_{Kmax} = 6 \text{ eV}$,

表4 平均能量 \bar{E} 和 η 的计算结果

Tab.4 Result of the average energy \bar{E} and η

Material	CsI	KI	KBr	RbI	NaI
E_A/eV	0.2	1.2	0.8	1.1	1.5
E_{Kp}/eV	0.35	0.26	0.47	0.2	0.22
\bar{E}_K	1.68	1.48	1.91	1.27	1.34
$\bar{E} = \bar{E}_K + E_A$	1.88	2.66	2.71	2.37	2.84
η	0.48	0.21	0.26	0.23	0.17

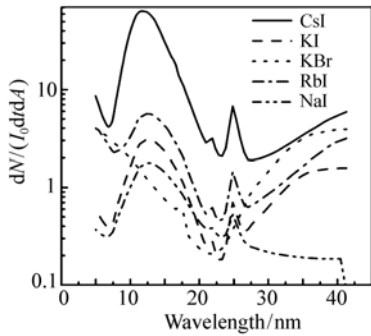


图12 正入射时次级电子产出随波长的变化

Fig. 12 Relationship between the secondary electrons with the wavelength when it is normal incidence

CsI、KI、KBr、RbI、NaI 五种阴极内部次级电子平均能量 \bar{E} 和 η 值的计算结果见表4。再由式(13)计算出这5种阴极在5~40 nm波段的 $dN/(I_0 dt dA)$, 如图12所示。由图12可知,除KBr之外的其余阴极的次级电子产出的变化趋势基本一致,但CsI的次级电子产出最高,此外,CsI、KI、RbI、NaI的次级电子产出的峰值位置均在12.5 nm附近,这是 I^- 和 Cs^+ 两种离子 $4d \rightarrow 4f$ 类原子跃迁产生共振吸收的结果。

(2) 非正入射

在非正入射条件下,次级电子产出由式(12)计算。为了说明次级电子产出与掠入射角的关系,取 $\lambda = 11.3$ nm 来计算 $dN/(I_0 dt dA)$ 随掠入射角 ϕ 的变化曲线,11.3 nm 是CsI正入射次级电子产出峰值位置所对应的波长,计算结果如图13所示。由图13可知,次级电子产出随掠入射角 ϕ 的增加而迅速增大,但 $> 15^\circ$ 后,次级电子产出趋于常数。我们推断次级电子产出趋于常数可能是从光阴极的临界角开始的,为此需要计算CsI、KI、KBr、RbI、NaI的临界角。

在软X射线-EUV波段,临界角 $\theta_c = (2\delta)^{1/2}$, θ_c 是入射光与阴极表面之间的夹角,其中 $\delta = n_a r_e \lambda^2 f_1^0 / (2\pi)$ 为折射率实部, n_a 代表原子数密度, r_e 代表玻尔半径, f_1^0 代表散射因子实部。对于碱卤化物, δ 可以表示为:

$$\delta = \delta_I + \delta_{II} = \frac{r_e \lambda^2}{2\pi} (n_I f_{I1}^0 + n_{II} f_{II1}^0), \quad (14)$$

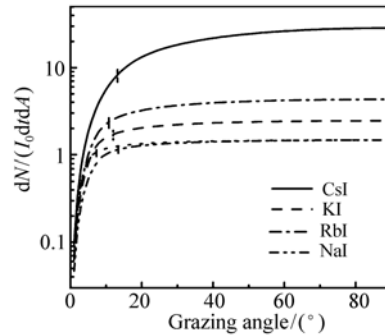


图13 次级电子产出随掠入射角的变化

Fig. 13 Relationship between the secondary electrons with the grazing angle

式中, n_I 和 n_{II} 表示是碱卤化物中的两种元素在化合物中的原子数密度, f_{I1}^0 和 f_{II1}^0 分别代表相应两种元素的原子散射因子实部。用 δ_0 表示单质I的 δ 值, $\delta_{I0} = n_{I0} r_e \lambda^2 f_{I1}^0 / (2\pi)$, n_{I0} 是单质的原子数密度。元素I在化合物中和单质时原子数密度分别是 $n_I = \rho/A$, $n_{I0} = \rho_I/A_I$, ρ 和 A 分别代表质量密度和原子量,前者为化合物,后者为单质。则有下式:

$$\frac{\delta_I}{\delta_{I0}} = \frac{n_I}{n_{I0}} = \frac{\rho A_I}{A \rho_I}, \quad (15)$$

由式(15)推导出 $\delta_I = \rho A_I \delta_{I0} / (A \rho_I)$ 。类似地也可推导出 $\delta_{II} = (A_{II} \delta_{II0} / (A \rho_{II}))$, 将 δ_I 和 δ_{II} 带入式(14)得到:

$$\delta = \frac{\rho}{A} \left(\frac{A_I}{\rho_I} \delta_{I0} + \frac{A_{II}}{\rho_{II}} \delta_{II0} \right), \quad (16)$$

由式(16)计算的CsI、KI、KBr、RbI、NaI的临界角如表5所示。因此,由图13给出的结果与我们的推断是一致的,要想获得高的次级电子产出,掠入射角必须大于阴极的临界角。

表5 临界角计算结果

Tab. 5 Value of the critical angle

阴极材料	CsI	KI	KBr	RbI	NaI
$\theta/(\circ)$	13.16	11.98	7.29	10.78	13.45

2.1.3 碱卤化物次级电子产出

如前所述:为了获得高的次级电子产出,需满足 $t > 100$ nm, θ_c 大于阴极的临界角。在此条件下,将式(13)表述为:

$$\frac{dN}{dt dA(I_0 \eta)} = E_0 \left(\frac{L_s}{L_a + L_s} \right). \quad (17)$$

对于给定阴极, η 为常数, 在 EUV 波段, $L_s \ll L_a$, 即次级电子的逃逸长度远小于光子的吸收长度, 式(17)简化为:

$$\frac{dN}{dt dA(I_0 \eta)} \approx E_0 \frac{L_s}{L_a} \propto E_0 L_a^{-1}. \quad (18)$$

由式(18)可知, 碱卤化物产生的次级电子数

正比于 $E_0 L_a^{-1}$ 。因此, 碱卤化物波长响应特性也由 $E_0 L_a^{-1}$ 决定, 计算结果如图 14 所示。从图 14 可以得到以下结论:

(1) 在 $\lambda = 11.5 \text{ nm}$ 附近, 含碘和铯的碱卤化物的次级电子产出呈现明显的峰值, 峰值的出现与 I^- 和 Cs^+ 离子 $4d \rightarrow 4f$ 的类原子跃迁所导致的共振吸收有关。

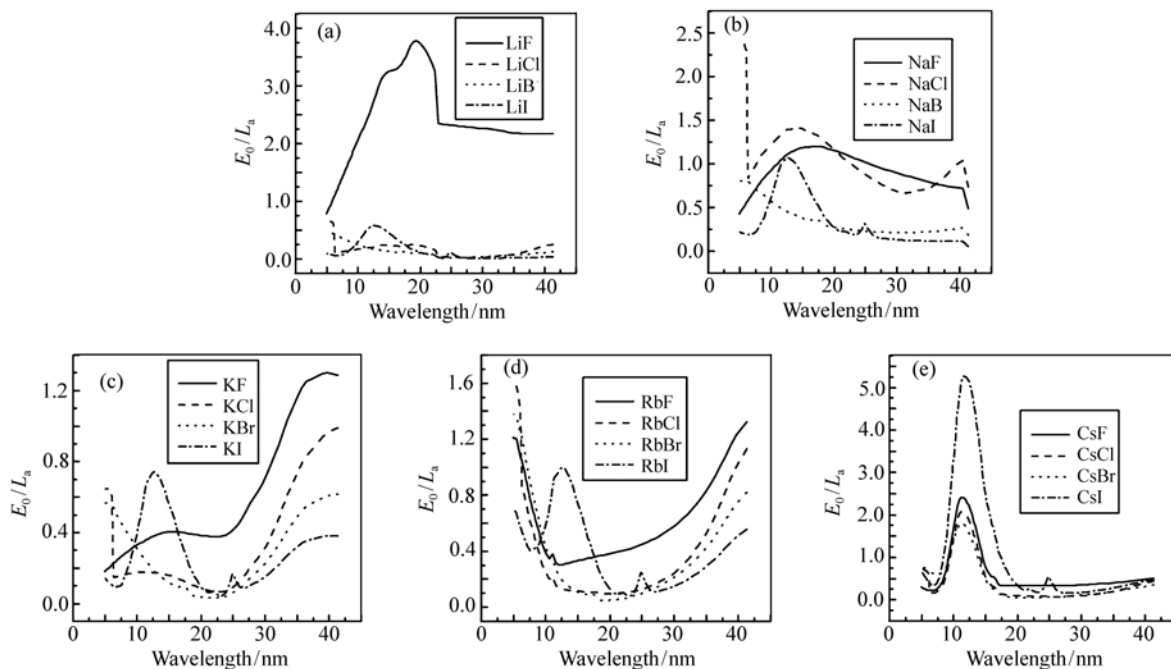


图 14 碱卤化物次级电子产出的光谱响应. (a) LiF、LiCl、LiBr 和 LiI; (b) NaF、NaCl、NaBr 和 NaI; (c) KF、KCl、KBr 和 KI; (d) RbF、RbCl、RbBr 和 RbI; (e) CsF、CsCl、CsBr 和 CsI

Fig. 14 Spectral response for the output of secondary electrons from alkali halide. (a) LiF、LiCl、LiBr and LiI; (b) NaF、NaCl、NaBr and NaI; (c) KF、KCl、KBr and KI; (d) RbF、RbCl、RbBr and RbI; (e) CsF、CsCl、CsBr and CsI

(2) CsF、CsCl、RbF、RbCl 之外的含氟或含氯碱卤化物的次级电子产出有比较宽的分布, 主要由于这些阴极在 $5 \sim 45 \text{ nm}$ 波段内不存在共振吸收。

(3) RbI、CsBr 之外的含溴或含铯碱卤化物的次级电子产出在大约 20 nm 处的分布最低。此外, CsBr 之外的含溴碱卤化在 $7 \sim 8 \text{ nm}$ 处的次级电子产出存在峰值, 这是因为 Br^- 离子 $3d \rightarrow 3f$ 类原子跃迁的共振吸收对应的波长约为 $7 \sim 8 \text{ nm}$ 。当 $\lambda > 30 \text{ nm}$ 时, KBr 和含铯的碱卤化物次级电子产出随波长的增大而逐渐增大。

在实际应用过程中, 还需要综合考虑光阴极材料吸水性、次级电子产出的稳定性、镀膜工艺的

难易等因素之后才能选出最佳的光阴极材料。

2.1.4 CsI 光电阴极的制备

- (1) 材料纯度: 大于 99.999% ;
- (2) 镀膜时, 光阴极材料与 MCP 的距离约 15 cm ;
- (3) 真空度: $1.3158 \times 10^{-4} \text{ Pa}$;
- (4) 镀膜之前, 先将 MCP 和光阴极材料 (CsI) 加热几个小时, 除去材料吸收的水分;
- (5) 镀膜时 MCP 的旋转轴与 MCP 的通道轴平行, 镀膜基本参数要求见表 6。
- (6) 镀膜完成后, 光阴极材料在微通道内壁的平均厚度约是 100 nm , 光阴材料在微通道内的沉积深度约是通道直径的几倍。

镀膜完成之后,将镀膜后的 MCP 放在真空或在氮气中,尽可能少的将其暴露于空气中。

表 6 镀膜基本参数表

Tab. 6 Basic parameters for coating

材料	蒸发速率/ ($\text{nm} \cdot \text{sec}^{-1}$)	蒸发角/ ($^{\circ}$)	MCP 旋转速 度/($\text{rev} \cdot \text{s}^{-1}$)	膜厚/ (nm)
CsI	0.3	5	0.5	741.5
KBr	0.8	5~10	0.5	710

2.2 球面 MCP 探测器量子探测效率的测量

自从美国伯克利空间科学实验室的实验天体物理学研究小组开发了基于 MCP 的光子计数成像探测器以来, MCP 探测器已经成功应用于 SOHO、ROSAT、HST-STIS、EUVE、CHANDRA、SAMPEX、IMAGE、FUSE、TIMED、ROSETTA、CHIPS、GALEX、LRO、COS-HST、ALEXIS、New Horizons P-ALICE 等空间任务中,其中 ROSAT、IMAGE 和 ALEXIS 使用了球面 MCP 探测器,这些任务所涉及的光谱范围从可见光到 X 射线。MCP 探测器能够在 X 射线、EUV、FUV 空间天文研究中得到广泛应用的原因是 MCP 具有非常高的空间分辨率和很小的暗噪声,但是, MCP 探测器存在两个缺陷:一是不能给出能量分辨率;二是量子效率远远小于正比计数器、气体计数器、CCD 或负电子亲和势探测器的量子效率。

MCP 作为软 X 射线-EUV 光子计数成像探测器上的关键元件之一,其性能直接影响整个探测器的成像质量,而量子效率是描述 MCP 性能的参数之一。MCP 在组装成光子计数成像探测器之前,必须先对 MCP 的量子效率进行测量,因此,本项目设计并建立了软 X 射线-EUV 波段 MCP 量子效率测量装置,利用此装置实测了 MCP 在软 X 射线-EUV 波段的量子效率,最后,利用建立的理论模型对实验结果进行了分析。

2.2.1 MCP 量子效率测量装置设计

MCP 的工作原理分为两个过程:第一步是,光子入射到 MCP 上,通过 MCP 输入端光阴极材料的光电效应发射电子;第二步是,在高压作用下,发射的电子在 MCP 的微通道内经过倍增后,从 MCP 输出端输出与光子数对应的一个个电子云。实验中测量的 MCP 量子效率(即,文献中称

为的“量子探测效率”)是描述第一个过程的物理量,其定义为:一个光子经 MCP 的光阴极材料后产生并且进入到 MCP 微通道内被探测到的电子数。这些电子主要是由光子激发材料产生的次级电子。

国外,对这方面的测量工作主要集中于在伯克利空间实验室 O. H. W. Siegmund 的课题组,他们通常是将“Z”型 MCP 堆和位敏阳极组成光子计数探测器,然后测量整个探测器的效率,即他们在文献中称作的“量子探测效率”。量子探测效率是指 MCP 光子计数探测器探测到得光子数与标准探测器测量的光强之比。无论是对 MCP 光子计数探测器在哪个波段(Soft X-ray、EUV、FUV、UV)量子探测效率的测量,从实验装置上讲,都是由光源、单色仪、两个探测器组成。其中一个探测器是标准探测器,用于测量入射光的强度;另一个探测器是待测 MCP 光子计数探测器。由于标准探测器是非计数模式的,而 MCP 探测器是计数模式的,这就需要通过不同方式的处理电路分别探测来自两个探测器的信号。整个测量系统中所涉及到的电子元件就非常多,并且结构也就比较复杂。因此,我们从结构简单、容易实现、所涉及到的电子元件少且能够实现 MCP 在 EUV 波段量子效率随波长变化的连续测量和入射角度变化对量子效率影响的测量等方面考虑来涉及 MCP 量子效率的测量装置。在设计中,主要考虑以下几点要求:

- (1) 光源要稳定,且在软 X 射线-EUV 波段有较强的连续辐射;
- (2) 标准探测器在软 X 射线-EUV 波段有较高的量子效率且稳定性好;
- (3) 将 MCP 及阳极组成非计数方式的探测器;
- (4) 标准探测器和待测 MCP 探测器输出的电荷经过相同的电路处理;
- (5) 探测器的转动在不破坏真空系统的情况下由真空系统外的控制程序完成。

2.2.2 实验装置

我们建立的 MCP 在软 X 射线-EUV 波段量子效率测量装置主要由激光等离子体光源(LPP)、XCT 型单色仪、样品室、真空系统、数据采

集处理电路、计算机几部分组成,图 15 显示的是测量系统中光源、单色仪和真空室三部分的布局示意图,图 16 显示的是三部分的实物图。待测探测器和标准探测安装在真空室内的转动平台上,分别测量来自单色仪的单色光。实验过程中系统处于真空中,所有运动由真空无油步进电机驱动。下面将对量子效率测量装置中各部分组成的工作特性进行研究,这包括选择激光等离子体光源的

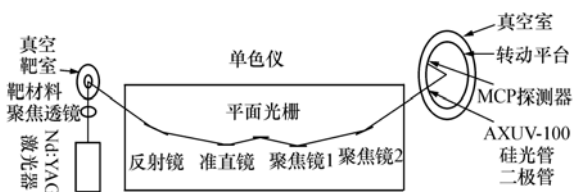


图 15 实验装置示意图

Fig. 15 Schematic diagram of the experimental facility

考虑、掠入射单色仪的基本结构、真空室内转台的改进、标准探测器的选择、待测 MCP 探测器的组建以及对信号处理电路的说明。



图 16 实验装置实物图

Fig. 16 Physical photo of the experimental facility

2.2.3 光源的选择

在 MCP 的软 X 射线-EUV 波段量子效率的测量中,选择在软 X 射线-EUV 波段具有连续光谱且稳定性好的光源是关键。

软 X 射线-EUV 波段光源的种类很多,大致可分为同步辐射型和非同步辐射型。与同步辐射相比,LPP 光源小型、廉价、便于维修和使用,非常适合在普通实验室中使用。LPP 光源根据靶材不同,分为气体靶、液体靶、固体靶。靶材的密度越大,吸收效率越高,转换效率高,输出的光辐射强度就高。因此,综合考虑各种因素及实验室现有的条件后,我们选择的是固体靶 LPP 光源。

从图 15 可见,LPP 光源由 Nd:YAG 激光器、聚焦镜及位于真空室的金属靶三部分组成。由激光器产生的短脉冲激光(见图 17)经过聚焦镜聚焦后轰击到靶面上(见图 18),在焦点处的功率密度约为 $10^{11} \sim 10^{14} \text{ W/cm}^2$,形成高温等离子体,在此过程产生软 X 射线-EUV 辐射。

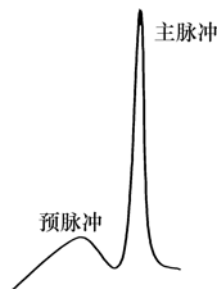


图 17 激光双脉冲

Fig. 17 Double-pulse of laser

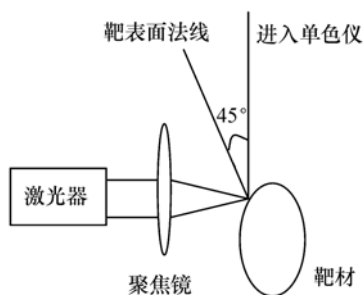


图 18 固体靶激光等离子体光源

Fig. 18 Solid target laser plasma light source

LPP 光源特点如下:(1) 高峰值亮度及宽光谱范围,(2) 高转换率,(3) 小光源尺寸(10 ~

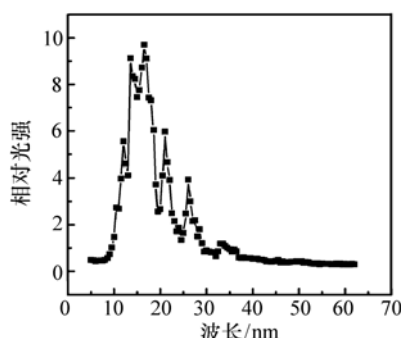


图 19 铜靶激光等离子体光源谱线

Fig. 19 Spectrum for the copper target laser plasma light source

500 μm)及高位置稳定性和辐射稳定性。实验中
所用调 Q Nd:YAG 激光器的脉冲宽度 9 ns、工作
频率 10 Hz、工作波长 1.06 μm 、基频每个脉冲的
能量为 1 J。聚集镜是双凸透镜,焦距为 75 mm。
激光器输出的激光经透镜聚焦后,在焦点处的功
率密度约 $8 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ 。靶材是抛光后的圆柱
形铜靶。图 19 显示的是铜靶激光等离子体光源
在软 X 射线-EUV 波段的光谱,从图 19 可见,铜
靶在很宽的波长范围内都有谱线,且是连续谱,非

常适合用于测量 MCP 在软 X 射线-EUV 波段的量
子效率。

2.2.4 掠入射单色仪

实验中使用的美国 McPherson 公司生产的
XCT 型真空掠入射单色仪的工作波长是 5 ~
62 nm、光谱分辨率 0.2 nm。单色仪由超环面反
射镜(M1)、球面准直镜(M2)、平面光栅(G1)、球
面聚焦镜(M3)和超环面聚焦镜(M4)组成,每个
部分的基本参数见表 7,它们之间的距离见表 8。

表 7 单色仪中每个组成部分的基本参数

Tab. 7 Parameters of the each component in
the monochromator

	入射角(度)	大小,长×宽/mm	曲率半径 1/mm	曲率半径 2/mm
M1 (toroidal premirror)	8	65 × 20	2 594	228.5
M2 (collimating)	8	75 × 50	2 000	-
G1 (grating)	8	50 × 50	-	-
M3 (focusing)	8	75 × 50	2 000	-
M4 (toroidal refocus)	8	60 × 30	2 906	368

表 8 单色仪各个部分之间的距离 (mm)

Tab. 8 Distance of the each component in
the monochromator (mm)

光源到反射镜 M1 的距离	325
反射镜 M1 到入射狭缝的距离	325
入射狭缝到准直镜 M2 的距离	139.2
准直镜 M2 到光栅 G1 的距离	196.7
光栅 G1 到聚焦镜 M3 的距离	196.7
聚焦镜 M3 到出射狭缝的距离	139.2
出射狭缝到再聚焦镜 M4 的距离	340
再聚焦镜 M4 到探测器的距离	1 700

2.2.5 真空室转动平台的改进

真空室的五维样品台可以实现三维平动及二
维转动,可实现样品的 $0 \sim 180^\circ$ 转动及 $0 \sim 50 \text{ mm}$
平动和探测器的 $0 \sim 90^\circ$ 转动,转动精度均为
 0.005° ,所有转动和平动都是由真空无油步进电
机驱动。真空室内的机械结构是为了测量多层膜
反射率而设计的,不能实现 MCP 量子效率的测
量。为此,我们在原有机机械结构的基础上进行了
改进。

因为在 MCP 量子效率测量的过程中,需要对
标准探测器和待测探测器进行转动,因此,我们仍

然利用多层膜测量中实现探测器转动的转盘来完
成。由于现在在原来的转盘上只能固定了一个探
测器,要固定两个探测器。考虑到 MCP 量子效率
测量中使用的两个探测器的外形尺寸和多层膜测
量中的转动探测器的外形尺寸不同,所以需要重
新设计探测器的固定装置,如装配示意图 20 所
示。待测 MCP 探测器和标准探测器分别固定于
图 20 中的两块滑块上。因探测器的高度对接收

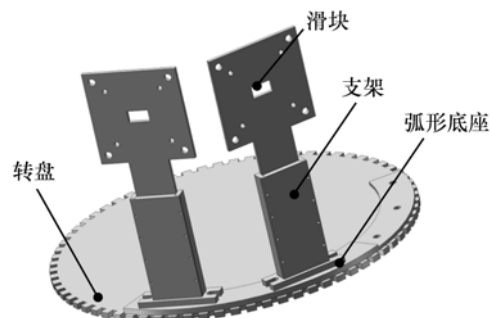


图 20 弧形底座、支架、滑块连同转盘的装配图

Fig. 20 Assembly drawing of the curve base, frame,
slide along with the turntable

光子数有重要的影响,为此我们特设计的上下滑
动装置。在测量 MCP 在 EUV 波段的量子小之

前,先用绿光激光器取代铜靶激光等离子光源,根据绿光经单色仪后到达探测器位置的高度,分别调节两个探测器的高度,使绿光光斑正好位于探测器的中心位置。两个滑块相对于转盘中心的夹角为 45° ,在测量量子效率测量过程,只需要转动 45° ,就可以使两个探测器分别位于光路中。

2.2.6 标准探测器和待测探测器

实验选择的铜靶 LPP 光源产生的光信号是短脉冲信号,实验中所用激光器的脉冲宽度是几个纳秒(9 ns),产生的相应光脉冲的脉冲宽度也为几个纳秒,因此需要的标准探测器的响应时间也是几个纳秒(至少等于 9 ns)或者更小。实验所用 MCP 的响应时间是几 ns,完全能够探测到光源的信号。

由于在软 X 射线-EUV 波段的绝对标准探测器数量非常少,且价格昂贵,不可能在普通实验室广泛使用,所以,从实际工作考虑,我们选择了普遍使用且价格相对便宜的传递标准探测器来标定光强。Si p-n 结光电二极管是美国国家标准技术研究院(NIST)标定的传递标准探测器之一,在负载 50Ω 时,硅雪崩光电二极管的上升时间是 2 ns,完全符合测量脉冲激光等离子体光源的要求。本实验中选用的 Si 光电二极管传递标准探测器是由 IRD 公司开发的,型号为 AXUV100。

Si 光电二极管采用陶瓷包装,使用时要求真空度小于 10^{-7} Pa,适用于软 X 射线-EUV 和 SXR (5 ~ 254 nm)。图 21 显示的是 Si 光电二极管的内部结构,它的 p-n 结与普通的 p-n 结不同,没有掺杂的死区。图 22 显示的是 AXUV100 的外形尺寸。

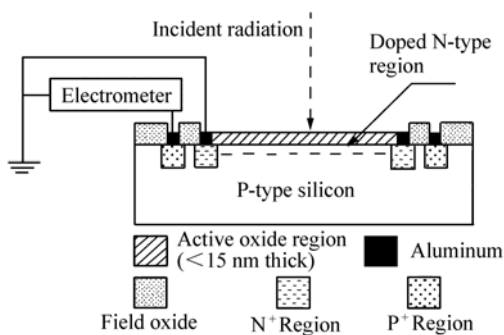


图 21 Si 光电二极管内部结构图

Fig. 21 Internal structure diagram of Si photodiode

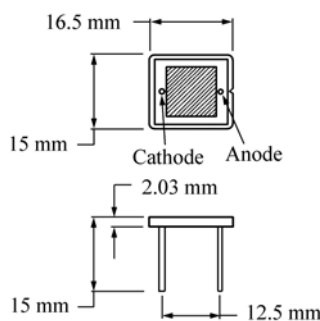


图 22 AXUV100 光电二极管尺寸
Fig. 22 Size of the AXUV100 photodiode

图 23 显示的是 IRD 公司开发的 AXUV 系列光电二极管的典型量子效率,图 24 是将图 23 中在 EUV 的量子效率曲线放大后的曲线,数值没有变化。正是由于 AXUV100 光电二极管的这种特性,它在短波的量子效率非常接近理论值 $E_p/3.7$, E_p 是入射光子能量。由于 AXUV100 是内光电效应探测器,不易受到外部环境污染的优点决定了它适合作为传递标准探测器。

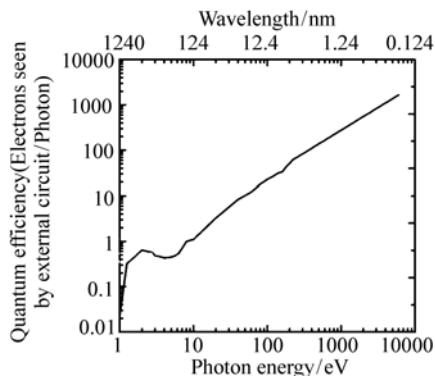


图 23 AXUV 100 Si 光电二极管的典型量子效率
Fig. 23 Typical quantum efficiency of the AXUV100 Si photodiode

AXUV100 光电二极管的量子效率是指一个光子进入探测器后产生的光电子,实际标定的波长范围 5 ~ 50 nm。图 24 是 AXUV 100 Si 光电二极管在 EUV 波段的实际量子效率曲线(由 NIST 标定)。NIST 标定的量子效率误差在 7 ~ 22% 之间(由德国 PTB 标定能使误差能小于 15%),作为传递标准探测器时自身的校准误差为 4 ~ 6%。

因此,可以根据下面的公式:

$$I = I_0/P_{se} = i_d/(eP_{se}), \quad (19)$$

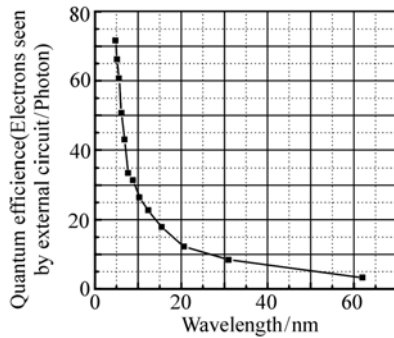


图 24 AXUV100 光电二极管在软 X 射线-EUV 波段的典型量子效率

Fig. 24 Typical quantum efficiency of the AXUV100 Si photodiode working in the wavelength of the soft X-ray and UVE

计算测得的光强 I , I_0 是实验测得的相对光强, P_{sc} 是 Si 光电二极管的量子效率, i_d 是 Si 光电二极管测得的电流, 它们是波长的函数。

为了测量球面 MCP 的量子效率, 将一个 MCP 和阳极组装成了一个非计数方式的探测器。球面 MCP 用两个金属环固定, 两个金属环之间是绝缘的, 通过两个金属环给 MCP 加高压, 两者之间的电阻是 $10\text{ M}\Omega$, MCP 与铜阳极之间的电阻是 $1\text{ M}\Omega$, 这样 MCP 两端的电压与 MCP 和阳极之间的电压之比接近 $10:1$ 。MCP 与阳极之间的距离约为 5 mm 。实验中, 软 X 射线-EUV 辐照 MCP 后转变为光电子, 光电子经 MCP 倍增变成电子云被阳极收集, 然后进入外部电路中处理和测量。MCP 的基本参数: 斜切角为 13° , 有效直径是 $\Phi = 46\text{ mm}$, 电极直径是 66 mm , 通道直径 $D = 12.5\text{ }\mu\text{m}$, 长径比为 $80:1$, 曲率半径 150 mm , 当两端电压是 800 V , 电流增益为 $8\ 880$ 。

2.2.7 数据采集电路

为了消除信号处理电路不同带来的测量误差, 我们将待测 MCP 探测器和传递标准探测器 AXUV100 Si 光电二极管输出的电流 (即电荷总量) 信号输出到相同的电路中, 即两个探测器输出的信号都经过电荷灵敏前置放大器、线性放大器、峰值保持器、数据采集卡, 最后到达计算机记录并保持, 两个探测器是并联相接的, 电路示意图如图 25 所示。

假设单位时间内到达 MCP 探测器的光子数

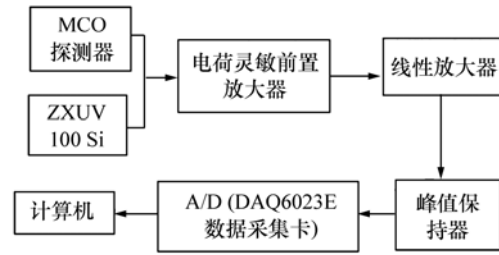


图 25 信号处理电路示意图

Fig. 25 Schematic diagram of signal processing circuit

为 I_m , 用 G_m 表示 MCP 的增益, G_m 是已知的, P_m 表示 MCP 的量子效率, 那么, 从 MCP 探测器输出的电荷总量为:

$$Q_m = I_m P_m G_m e, \quad (20)$$

式中, e 是单位电荷的电量。同理, 根据式 (19), 传递标准探测器 AXUV100 Si 光电二极管输出的电荷总量为:

$$Q_d = I_d P_d e, \quad (21)$$

式中, I_d 为单位时间到达标准探测器的光子数, P_{sc} 是传递标准探测器的量子效率, 为已知量。

由图 25 可见, 探测器输出的电荷总量被电荷灵敏前置放大器测量。由于电荷灵敏前置放大器输出的电压幅值 V_0 与流入电荷灵敏前置放大器的电荷 Q_d 成正比。即: $V_0 = Q_d / C_f$, C_f 是电荷灵敏前置放大器反馈电路中的电容。因此, 采集卡采集到的两个探测器电压幅值之比为:

$$\frac{V_m}{V_d} = \frac{Q_m}{Q_d} = \frac{I_m P_m G_m}{I_d P_{sc}}, \quad (22)$$

如果光源是稳定的, 则 $I_m = I_d$ 。那么, MCP 的量子效率可以表示为:

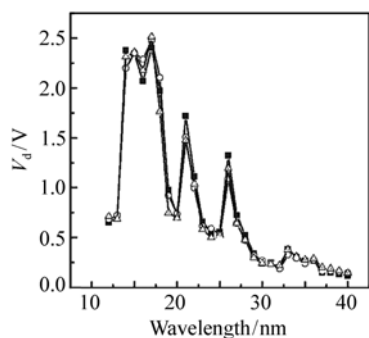
$$P_m = \frac{V_m P_{sc}}{V_d G_m}, \quad (23)$$

由于待测 MCP 探测器和传递标准探测器输出的电荷总量经过相同的电路处理, 而实验结果最终得到的是一个比值, 所以, 数据采集电路对测量结果的影响可以忽略不计。但是, 在利用式 (23) 计算 MCP 量子效率时, 要考虑光源不稳定性影响, 对实验结果做一定的修正。

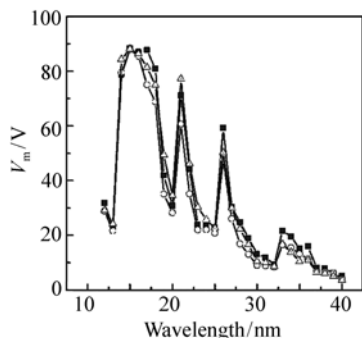
2.2.8 软 X 射线-EUV 波段 MCP 的量子效率实验结果

实验中, 通过软件的控制, 分别将固定在真空样品室内样品台转动圆盘上待测的 MCP 探测器

和 AXUV100 传递标准探测器交替转入光路中。采用多次测量取其平均值作为一个有效数据的方法来减少光源不稳定性对测量结果的影响。整个实验过程的真空度好于 2×10^{-4} Pa。波长扫描步长为 1 nm。图 26(a) 是 AXUV100 Si 光电二极管



(a) AXUV100硅光电二极管测量结果



(b) MCP探测器测量结果

图 26 传递标准探测器和待测探测器测得的软 X 射线-EUV 光谱

Fig. 26 Spectroscopy of the soft X-ray and EUV measured by transfer standard detector and the testing detector

测得的铜靶光谱 (V_d), 多次测量重复性在误差 $\pm 5.5\%$ 内; 图 26(b) 是光正入射条件下测得的同一波段范围的铜靶光谱 (V_m), 多次测量的重复性为 $\pm 10.5\%$, 测量过程中加在 MCP 两端的电压为 800 V, 使用上述数据, 由式(21)可得到 MCP 的量子效率, AXUV100 光电二极管的量子效率 P_{sc} 选用图 24 的数据, MCP 量子效率的计算结果如图 26 所示。从图 26 可见, 对于波长 12 ~ 40 nm (相应能量范围为 103 ~ 31 eV) 的软 X 射线-EUV 光辐射来说, MCP 的量子效率在 2% ~ 12.3% 之间。

图 27 是伯克利空间科学实验室测量得到的

“Z”MCP 堆和楔形阳极组成的光子计数探测器的量子探测效率图, 其中, “Bare” (未镀膜阴极材料的) 代表裸露 MCP 光子计数探测器的量子探测效率。无论是我们组建的非计数 MCP 探测器还是伯克利实验室的 MCP 计数探测器, 它的效率 (量子效率和量子探测效率) 随波长的变化都是前面的 MCP 决定的, 即 MCP 输入端的光阴材料决定。对于“裸露”MCP, 光阴极材料是指 MCP 的电极。因此, 我们测量的 MCP 量子效率与伯克利测得量子探测效率两者随波长的变化应该是一致的。通过对图 27 和图 28 的对比可见, 在 12 ~ 40 nm 波段

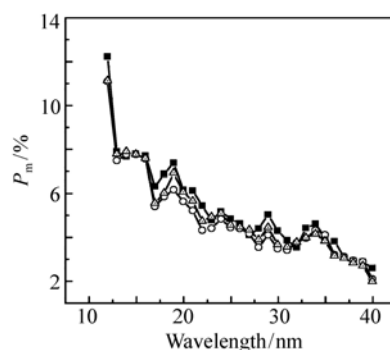


图 27 裸露 MCP 的量子效率

Fig. 27 Quantum efficiency of the bare MCP

范围内, 二者的变化趋势是一致的, 本项目的实验结果比较低的原因是伯克利空间科学实验室在探测器前面放置了防止电子反馈的金属网, 这一措施增加了进入 MCP 的电子数, 从而提高了 MCP 的量子效率。此外, 由于被测 MCP 量子效率依赖于光的入射角, 而图 28 是在最佳光入射角下获得的, 故本项目的测量结果比较低。但是, 从两者的变化趋势一致性上可验证本项目采用非计数方式测量的 MCP 量子效率结果是可靠的。

2.2.9 入射角度对 MCP 量子效率的影响

研究表明, MCP 探测器的量子效率与光子的入射角度有很大的关系。因此, 利用设计的实验装置和组建的 MCP 探测器, 测量了不同入射角时 MCP 的量子效率。

根据式(20)及 $V_0 = Q_D/C_f$ 可以得到 MCP 探测器输出的信号经电路处理后的电压信号。

$V_m = I_m P_m G_m e / C_f$, 在 I_m 、 P_m 、 G_m 和 C_f 等 4 个参数中, 只有 MCP 的量子效率 P_m 与入射光的入射角度有关。如果, 光源稳定性很好, 那么, 对于特

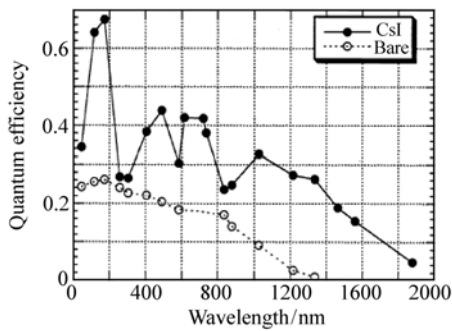


图 28 镀 CsI MCP 和“裸露”MCP 的量子效率

Fig.28 Quantum efficiency of the bare MCP and the MCP coating CsI

定的波长, P_m 就与 V_m 成正比, 其它 3 个参数都是常数, 因此, 只要测得某个波长下, V_m 随入射角的变化, 就可以真实地反映 P_m 与入射角度的变化。实验中, 选择了的波长是 15 nm, 这是因为铜靶在此处有较强的辐射, 单色仪前后狭缝大小为 $0.03 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$, MCP 探测器所加电压为 -800 V 。测量中, 我们从信号最小的位置开始沿着一个方向旋转 MCP 探测器, 直到信号再次变为最小时, 停止。然后, 从停止位置再反向旋转到开始位置时, 停止。旋转间隔角度为 1° , 图 29 显示的是 MCP 探测器测得相对光强, 即 V_m 的大小。从图 29 可见: 除去少数几个点之外, 两次测量结果基本重复; 相对光强, 即量子效率, 随着掠入射角的增大逐渐增大, 当增大到一定程度是突然减少。两次测量不完全重合, 主要是由于机械转动的回程误差造成的。随着掠入射角的增大, 光的吸收逐渐增大, 产生的电子数随着增大, 因此, 量子效率也就随之增加, 最终得到的电压信号也相应的增加。另外, 实验中, 通过旋转 MCP 探测器来改变光子入射角的同时, MCP 探测器也在远离光轴, 当 MCP 探测器旋转到一定角度后, 光子将不会再辐照到 MCP 探测器上, 因此, 相对光强会突然下降, 它并不能真实反映量子效率的下降, 此下降主要是由于入射光子数减少所导致。

2.2.10 误差分析

在 MCP 量子效率测量的过程, 影响测量结果的因素有激光器输出能量的稳定性、激光器的输出激光的指向性、靶材本身产生辐射的稳定性、光栅转动误差、真空室内转盘转动误差、传递标准探

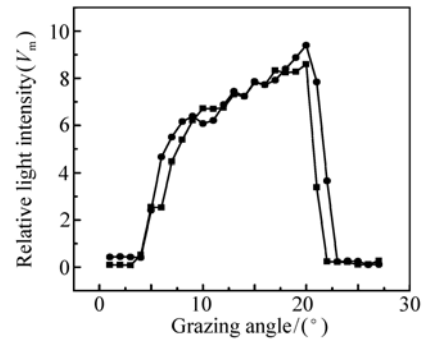


图 29 MCP 探测器测得的相对光强随掠入射角的变化

Fig.29 Relationship between the relative intensity that the MCP detector measured and the grazing angle

测器本身量子效率标定误差。

实验中 Nd:YAG 激光器能量输出稳定性 2.5% 及指向稳定性为激光焦点大小的二十分之一导致激光器对光源稳定性影响在 3% 左右。传递标准探测器 AXUV100 Si 光电二极管量子效率的自身校准误差在 4~6% 之间。对传递标准探测器所测得的铜靶光谱, 采用误差传递的高斯形式, 由于激光器输出激光不稳定性和光电二极管自身校准误差而引入的最小误差 $[(3\%)^2 + (4\%)^2]^{1/2} = 5\%$, 最大误差为 $[(3\%)^2 + (6\%)^2]^{1/2} = 6.7\%$ 。从图 26(a) 的实验数据可以获得传递标准探测器光电二极管的光谱稳定性在 5%~6.7% 之间。这说明靶材产生辐射的不稳定性和光栅转动误差的影响很小。从图 26(b) 的实验数据计算出, MCP 探测器测得光谱稳定性为 $\pm 10.5\%$, 远远大于光电二极管测得结果, 我们认为, 导致 MCP 探测器测得的光谱存在较大抖动的主要因素是 MCP 本身量子效率的不稳定性和 MCP 增益的不确定度。从图 27 计算出得到 MCP 量子效率相对误差约为 $\pm 12\%$, 这个误差来自于 MCP 量子效率本身的误差、MCP 增益的误差和转台转动误差。

2.2.11 MCP 次级电子产出特性的理论分析

Henke 从实验上已验证初级电子数是远远小于次级电子 (见图 10), 因此, 我们认为 MCP 被 EUV 激发后发射的电子数主要是次级电子构成的, MCP 的量子效率是指 MCP 发射的次级电子

数与入射光子数之比。

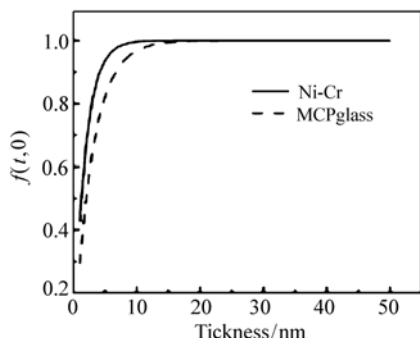


图30 Ni-Cr 电极和 MCP 玻璃的次级电子产出随材料厚度的变化曲线

Fig. 30 Relationship between the material thickness and the secondary electrons output from the Ni-Cr electrode and the MCP glass

本项目研制的 MCP 位敏阳极光子探测器所用的 MCP 主要成分是含铅玻璃,在 MCP 两端镀有 Ni-Cr 电极,并且电极在微通道内的深度大约是几个微通道直径的大小,因此,裸露微通道板中的铅玻璃及所镀电极可看作光阴极材料,它们共同将入射光子转化为光电子。可利用第三章建立的理论模型来研究 Ni-Cr 电极和含铅玻璃两种材料次级电子产出在 EUV 波段的特性。

对于有限厚度的 Ni-Cr 电极和铅玻璃来讲,忽略电子在表面折射的影响,一个光子能够产生的次级电子数可以表示为:

$$Q_e = \frac{dN}{I_0 dt dA} = [1 - R(\phi)] \frac{E_0}{E_e} \times f(t, \phi) \frac{L_s \cos \phi}{L_s + L_a \cos \phi} P_s, \quad (24)$$

式中, $f(t, \phi) = \{1 - \exp[-(\frac{1}{L_a \sin \phi} + \frac{1}{L_s})t]\}$, E_0 是入射光子能量, E_e 表示一个光子吸收后产生的一系列次级电子的平均能量, $f(E_0)$ 是光子吸收后贡献于次级电子产生的能量转换因子, P_e 是光电子在材料表面的逃逸几率, L_s 是次级电子的平均逃逸长度, L_a 是光子的吸收长度, $L_a^{-1} = 2\lambda r_e n f_2^0 = \rho \mu(E_0)$, f_2^0 是原子散射因子, ρ 是质量密度, $\mu(E_0)$ 是质量吸收系数。对于化合物,吸收长度可以用原子散射因子表示为: $L_a^{-1} = 2\lambda r_e \sum_i n_i f_{2i}^0$, n_i 是化合物中 i 元素的原子数密度, f_{2i}^0 是 i 元素的原子散

射因子。在推导式(24)的过程中,已经假设 $f(E_0) = 1$ 。

表9 MCP 玻璃的成分及百分比($\rho = 4.0 \text{ g/cm}^3$)

Tab.9 MCP glass composition($\rho = 4.0 \text{ g/cm}^3$)

Element	Weight percent/%	Z
Pb	47.8	82
O	25.8	8
Si	18.2	14
K	4.2	19
Rb	1.8	37
Ba	1.3	56
As	0.4	33
Cs	0.2	55
Na	0.1	11

计算了 Ni-Cr 电极和 MCP 玻璃两种材料厚度对各自次级电子产出的影响,计算中每种元素的散射因子来自于文献, $f(t, 0)$ 的计算结果如图 30 所示。计算中 $\lambda = 25.3 \text{ nm}$, Ni-Cr 电极的质量密度为 8.4 g/cm^3 , Ni 所占比例是 80%, Cr 占 20%, MCP 铅玻璃所含成分及各种成分占比例见表 9, Ni-Cr 电极的次级电子逃逸长度 L_s 为 2 nm, MCP 玻璃的为 3.3 nm。因此,对 MCP 来说, $f(t, \phi) = 1$ 。当 EUV 光子正入射时, MCP 微通道斜切角将导致光在每个微通道内的掠入射,其掠入射角等于微通道板的斜切角,这使光在微通道内发生多次反射,因此,次级电子产出式(24)应修正为:

$$Q_e = [1 - R^m(\phi)] \frac{E_0}{E_e} \frac{L_s \cos \phi}{L_s + L_a \cos \phi} P_s, \quad (25)$$

式中, m 是光在微通道内反射次数。如果假设光子在微通道内经过多次反射后被完全吸收,即 $1 - R^m(\theta) \approx 1$, Q_e 可以表示为:

$$Q_s = \frac{E_0}{E_e} \frac{L_s \cos \phi}{L_s + L_a \cos \phi} P_s. \quad (26)$$

式(26)中的 E_e 和 P_e 可以认为是常数,则有

$$Q_e \propto \frac{E_0 L_s \cos \phi}{L_s + L_a \cos \phi}, \quad (27)$$

根据式(27),计算了 $\lambda = 25.3 \text{ nm}$ 时 Ni-Cr 电极和 MCP 玻璃的次级电子产出随角度的变化曲线,以及 $\phi = 77.5^\circ$ 时两种材料次级电子产出随波长的变化曲线,如图 31 和图 32 所示。利用的临

界角计算式(14)计算出的两种材料在临界角分别为 10.74° 和 10.03° 次级电子产出随波长的变化曲线如图 31 中的“竖实线”所示。从图 32 可见, Ni-Cr 电极和 MCP 玻璃在 EUV 的次级电子产出随波长的增加呈下降趋势, 这说明随着波长的增加, 光子能量降低, 单个光子产生的次级电子数也随之减少, 量子效率随之下降。

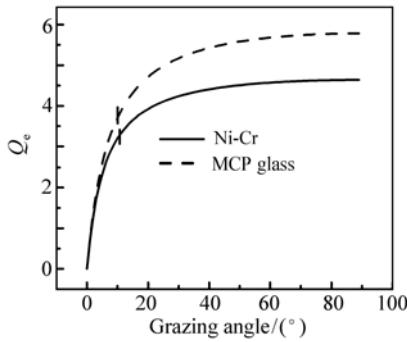


图 31 Ni-Cr 和 MCP 玻璃的次级电子产出随掠入射角的变化曲线

Fig. 31 Relationship between the grazing incidence angle and the secondary electrons output from the Ni-Cr electrode and the MCP glass

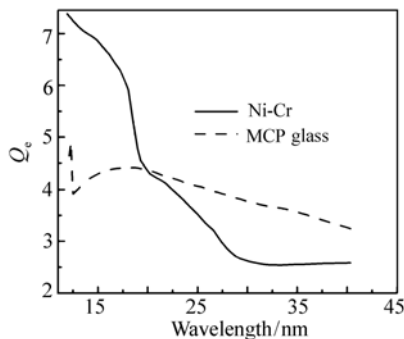


图 32 Ni-Cr 和 MCP 玻璃的次级电子产出随波长的变化曲线

Fig. 32 Relationship between the wavelength and the secondary electrons output from the Ni-Cr electrode and the MCP glass

(1) 波长响应特性、电极和玻璃对 MCP 电子产出贡献分析

微通道板的量子效率在 EUV 的响应特性由下式表示:

$$Q_{\text{MCP}} = A Q_{\text{eNiCr}} + B Q_{\text{eMCPglass}}, \quad (28)$$

式中, Q_{eNiCr} 和 $Q_{\text{eMCPglass}}$ 由式(27)计算得到, A 和 B

分别是 Ni-Cr 电极和微通道板玻璃贡献于次级电子产出的比例因子, A 和 B 可以通过对实验结果进行拟合得到。为了对理论计算结果和实验结果进行对比, 将式(28)的计算结果和实验测量结果绘制于图 32 中。

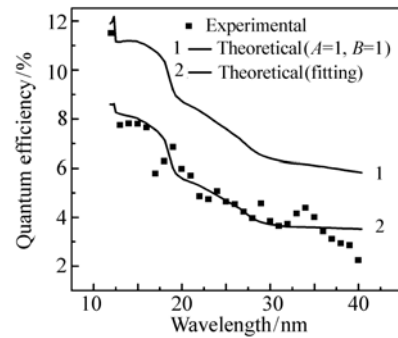


图 33 MCP 量子效率的理论计算与实验结果对比图

Fig. 33 Results of theoretical calculations and the experiments on MCP quantum efficiency

(2) 掠入射角对 MCP 量子效率影响的理论分析与实验对比

对于“裸露”MCP 来说, Ni-Cr 电极是主要产出电子的光阴极材料, 因此, 我们只分析电极的次级电子产出随掠入射角的变化与实验结果的对比情况。仍然, 根据式(27)计算了波长为 15 nm 时, Ni-Cr 电极的次级电子产出与掠入射角的变化趋势, 计算结果如图 32 中“实线”所示。根据临界角计算式(14)计算得到的相应临界角为 14.59° , 如图 34 中“竖实线”所示。为了便于将理论分析结果同实验结果进行对比, 将 MCP 探测器旋转到信号由最大逐渐变化到最小的第一个位置作为光线与微通道平行的位置, 即光子的掠入射角为零的位置, 然后将实验结果绘制在图 34 中。从图 34 可见, 根据我们建立的次级电子产出模型分析计算的曲线与实验曲线在 $0^\circ \sim 17^\circ$ 之间是一致的。在 17° 到更大的掠入射角度, 实验结果突然减少, 是由于入射光已经离开探测器, 入射到探测器的光子数迅速减少导致的, 而非量子效率变化引起的。

利用建立的实验装置测量 MCP 在 EUV 波段的量子效率以及 MCP 量子效率随掠入射角的变化, 实验结果表明: MCP 在 12 ~ 40 nm 波长范围内的量子效率在 2% ~ 12.3% 之间; 在小于临界

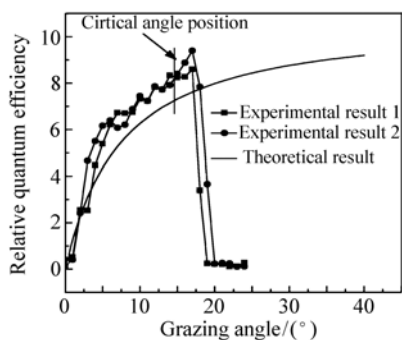


图 34 MCP 量子效率随掠入射角的变化,理论分析与实验结果对比图

Fig. 34 Theoretical calculations and the experimental results of MCP quantum efficiency changing with the grazing incidence angle

角的范围内,量子效率随掠入射角的增大而逐渐增大。利用建立的光阴极材料次级电子产出模型分析了 MCP 的次级电子产出。分析结果表明:对于 Ni-Cr 电极和 MCP 玻璃两种材料来讲,当材料厚度大于 20 nm 时,厚度的继续增加对次级电子产出的影响变化可以忽略;实验测得的波长响应变化趋势与理论分析结果基本一致;实验测得的量子效率随掠入射角的变化也与理论分析一致。MCP 经 EUV 光辐照后产生的电子是由电极和玻璃这两种材料产生的电子之和。利用最小二乘法对实验结果的线性拟合表明:电极对 MCP 经光电效应所产生电子的贡献要大于玻璃成分贡献。

2.3 球面 MCP 的制备

平面 MCP 的制造过程是将芯料(实芯棒料)与皮料(空心玻璃管)套在一起,经过拉单丝、排丝、拉复丝、熔片、切片、两个表面光学抛光等工序而制成平面实芯 MCP,然后将实芯面板浸入盐酸溶液中进行腐蚀,芯料被腐蚀掉,剩下皮料,除边缘外平面实芯 MCP 的其余部分成为网状的空芯面板,再放入高温氢气炉中还原,冷却后在真空镀膜机蒸镀一层导电电极,经检验合格后成为平面 MCP 成品。

球面 MCP 制备方法有两种:高温成型法和光学加工法。前一种方法是利用平面 MCP 制备过程中所形成的平面实芯 MCP,采用加热的方法把平面弯成所需要的球面,经盐酸腐蚀、氢气还原、蒸镀电极等过程后制成球面 MCP。后一种方法

是使用光学抛光和研磨技术在制备 MCP 的坯料上加工出所需要的球面实芯 MCP,同样经过盐酸腐蚀、氢气还原、蒸镀电极等过程后制成球面 MCP,此方法的缺点是需要使用大量制备 MCP 的坯料,成本很高;同时,制成的球面 MCP 增益、增益均匀性及在软 X 射线-EUV 波段的量子效率等方面均不如使用高温成型法制备的球面 MCP。

本项目采用高温成型法制备球面 MCP,图 35 是我们建立的球面 MCP 制备装置结构简图,整个装置由传动机构和真空加热装置两部分组成,传动机构位于整个装置的上部,真空加热装置在整个装置的下部。其中传动机构包括蜗杆 7、蜗轮 8、传动轴 9、传动块 10、压块 11、传动机构支撑架 12、波纹管 13、波纹管法兰 14、第一螺钉 15、密封圈 16、第二螺钉 17;真空加热装置包括高温加热炉 18、上压环 19、平面实芯微通道板 20、第三螺钉 21、下压环 22、球冠形胎具 23、真空腔体 24、支撑底板 25、支撑座 26、第四螺钉 27、真空腔体上盖 28。

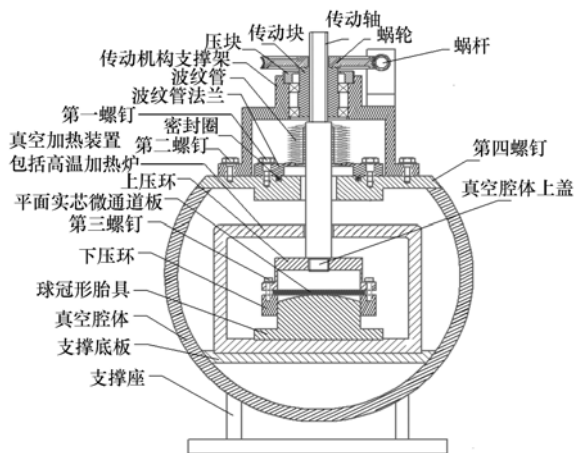


图 35 球面实芯 MCP 制备装置结构简图

Fig. 35 Preparation device of the spherical solid core

工作原理说明:首先,用上压环和下压环将平面微通道板实芯面板用第三螺钉装夹在一起使之与球冠形胎具接触;其次,将真空腔体抽成真空状态后,启动高温加热炉,当炉内温度上升到平面实芯微通道板的软化温度时,保温 20 ~ 30 min,然后启动传动机构使传动轴向下运动,运动的距离正好是要制备的球面微通道板实芯面板的矢高,在此过程中平面微通道板实芯面板逐渐向上突起而

形成具有平面环状边缘的球冠;最后,关闭高温加热炉,冷却后取出。

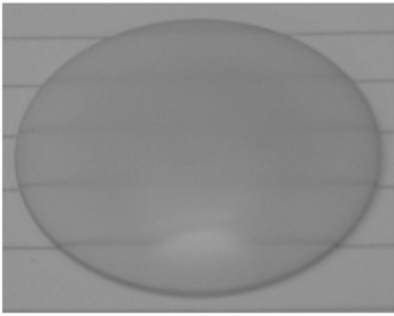


图 36 曲率半径为 150 mm 面实芯 MCP 照片

Fig. 36 Photo of the solid core MCP with curvature radius of 150 mm

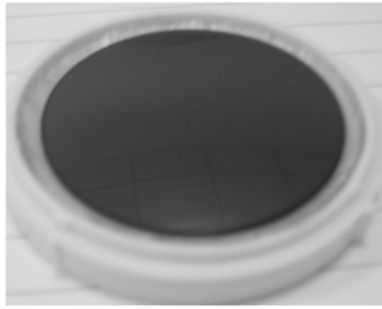


图 37 曲率半径为 150 mm 球面 MCP 照片

Fig. 37 Photo of a spherical MCP with curvature radius of 150 mm

2.4 感应电荷楔条形位置灵敏阳极的设计与制备

选择合适的感应电荷位置灵敏阳极。能用于感应电荷技术的金属位置灵敏阳极主要是楔条形阳极 (WSZ) 和 Vernier 阳极等单层阳极,从位置灵敏阳极的制备工艺和所需放大电路的数量来看,楔条形位置灵敏阳极制备工艺简单,且仅需三到四路放大电路;而 Vernier 位置灵敏阳极则需要六到九路放大电路,因此,我们选择了楔条形阳极作为研究对象。对于感应电荷位置灵敏阳极,电阻膜的材料通常选择锗,锗膜的厚度和电阻率的大小决定了探测器的响应时间,也决定了探测器的整体计数能力。另一方面,探测器的空间分辨率主要决定于放大电路的信噪比,而放大电路的噪声主要来自楔条形位置灵敏阳极的极间电容,极间电容与阳极所用基片的介电常数、厚度、阳极的

周期大小有关,所以需要对上面提到的所有参数进行优化,才能制备出高性能的感应电荷位置灵敏阳极。

感应电荷 WSZ 阳极的空间分辨率 (FWHM) 由电子噪声决定。电子噪声对空间分辨率影响为:

$$R_E = \frac{2.36L}{FQ} \{ Q_{WN} (1 - 2f_i + f_i^2) + f_i^2 (Q_{SN}^2 + Q_{ZN}^2) \}^{1/2}, \quad (29)$$

式中, f_i 是一周期内电极 S 占的面积比例, $F = f_{i\max} - f_{i\min}$ (f_i 的最大和最小值), Q_{WN} 、 Q_{SN} 和 Q_{ZN} 分别是 W、S、Z 三个电极产生的电子噪声, Q 是 MCP 增益。

电子噪声 Q_{WN} 、 Q_{SN} 和 Q_{ZN} 主要取决于电极间的电容,电极间电容:

$$C_{tot} = \varepsilon_{\text{eff}} s (k_1 C_{\text{line}} + k_2 C_{\text{strip}}) / (k_1 + k_2), \quad (30)$$

$$\varepsilon_{\text{eff}} = (\varepsilon + 1) / 2, \quad (31)$$

$$s = 4L^2 / p, \quad (32)$$

式中, L 阳极的大小, ε 是阳极基底的介电常数; k_1 电极间隙, k_2 阳极基底的厚度, P 是阳极的周期。

W、S、Z 三个电极之间电容产生的噪声可以用下面公式计算 (单位为电子数):

$$Q_i = \sqrt{\frac{20(C_{tot} + 15)^2}{\tau} + 15\tau(I_d + 800) + 40000} \quad (i = WN, SN, ZN), \quad (33)$$

式中, τ (单位: μs) 是整形电路的整形时间, I_d (单位: pA) 是 MCP 产生的暗电流, C_{tot} 的单位为 pF 。

在 WSZ 阳极的设计中主要考虑三个电极之间的电容,根据上面的分析极间电容主要取决于阳极的大小 L 、所用的基底的介电常数 ε 、电极间隙 K_1 、阳极的周期 P 。总的来说,WSZ 阳极的设计要遵循以下原则:最大化阳极的周期,最大 $F = f_{i\max} - f_{i\min}$,选择具有低介电常数的基底。但通常用于阳极制备的基底材料是石英和 95 型陶瓷,前者有小的介电常数 ($\varepsilon \approx 2.4$),表面易于加工成高的表面光洁度,易于制备牢固的金属膜;后者虽然介电常数高 ($\varepsilon \approx 9.0 \sim 10.0$),但有高的电绝缘性和强度,易于在表面金属化,因此也成为制备阳极的材料。

电阻层的表面电阻的选择。球面 MCP 产生

的电子云落在电阻层上,在背面的 WSZ 阳极上感应出电荷,假设落在电阻层上的是点电荷分布 σ_A ,则感应电荷的分布可用下面公式表示:

$$\sigma(r) = \frac{\epsilon\sigma_A}{(r^2 + d^2)^{3/2}}, \quad (34)$$

式中, r 是在 WSZ 阳极表面的坐标, d 是阳极基片的厚度, ϵ 是基片材料的介电常数。从上面的表达式可知:感应电荷的分布(FWHM 值)与基片的厚度在同一数量级。因此,可以通过选择 d 来使感应电荷云覆盖几个 WSZ 阳极周期,避免图像的调制(Modulation)效应。

位置读出电路的带宽 f_{BW} 应该满足下面的条件:

$$\rho > 3\pi\mu f_{BW} t^2, \quad (35)$$

式中, ρ 是电阻层的电阻率(单位: $\Omega \cdot \text{cm}$), μ 是基片材料的绝对磁导率, t 是电阻层的厚度。

电阻层的表面电阻 R_s 与电阻率 ρ 关系如下:

$$R_s = \frac{\rho}{t}, \quad (36)$$

因此,可以获得电阻层的表面电阻 R_s 需要满足的条件为:

$$R_s > \sqrt{3\pi\mu\rho f_{BW}}, \quad (37)$$

感应电荷 WSA 阳极的计数率由下面的公式估算:

$$\text{rate} \propto 1/R_s C_s, \quad (38)$$

式中, C_s 是电阻层与 WSZ 阳极之间的电容:

$$C_s = \epsilon\epsilon_0 S/d, \quad (39)$$

式中, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12} \text{ C}^2/\text{N}(\text{m}^2)$, S 是 WSZ 阳极



图 38 制备在石英基片上的 WSZ 阳极

Fig. 38 WSZ anode fabricated on the quartz substrate

的面积。根据 WSZ 阳极的设计原则,我们设计了周期 $p = 1.5 \text{ mm}$, 电极间隙 $K_1 = 30 \mu\text{m}$, 阳极大小

为 $L = 48 \text{ mm}$, 周期数为 32 的 WSZ 阳极,采用传统的光刻方法将 WSZ 阳极分别制备在石英和 95 陶瓷基片上,金属膜为厚度为 $1 \sim 2 \mu\text{m}$ 的铝膜。对于 95 陶瓷阳极,3 个电极之间的电容分别是 270 pF 、 270 pF 和 160 pF ;对于石英阳极,3 个电极之间的电容分别是 120 pF 、 120 pF 和 70 pF 。在 WSZ 阳极的另一个表面制备了锗(Ge)膜,根据式(2.38),使用石英基片时, $C_s = 10 \text{ pF}$,使用 95 陶瓷基片时, $C_s = 40 \text{ pF}$,因此,若使感应电荷 WSZ 阳极的计数率达到 100 kHz ,根据(39)式,Ge 膜的表面电阻分别是 1 和 $0.25 \text{ M}\Omega/\square$ 。

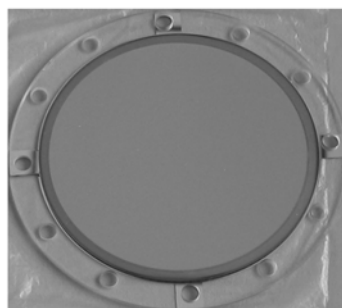


图 39 制备在 95 陶瓷基片另一表面的 Ge 电阻膜

Fig. 39 Ge resistance film fabricated on another surface of 95 ceramic substrate

2.5 位置读出电路的研制及探测器性能的测量

WSZ 阳极探测器位置读出电路包括模拟前端电路及数字处理电路两部分。模拟前端电路由电荷灵敏前置放大器、整形放大器、峰值保持电路组成。数字处理电路包括 A/D 转换电路、FPGA 控制电路、接口电路及计算机。来自 W、S 和 Z 阳极的信号同时通过一个接口输入计算机,并由软件计算出像元位置(X, Y)坐标,并在计算机屏幕上将图像显示出来。整个电路的计数率最高可达 200 kHz 。

对于基于 MCP 和 WSZ 阳极结构的探测器来说,探测器的分辨率与 MCP 堆的增益成正比,探测器的脉冲高度分布测量则是探测器性能优化的关键因素。在 MCP 堆两端加上不同高压时,阳极输出的脉冲高度分布的变化情况如图 43 表示。不同高压下 MCP 堆的增益与脉冲高度分布的 FWHM 的关系如图 44 所示。上述不同的增益值对应的 FWHM 值分别是:185%、173%、154% 和 133%,因此,优化出的探测器性能参数是: MCP

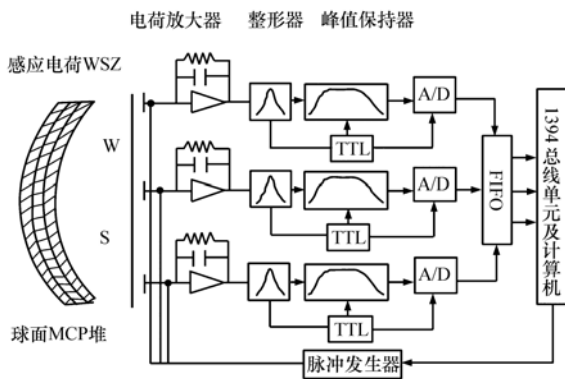


图 40 球面 MCP 感应电荷 WSZ 阳极位置读数电路原理示意图

Fig. 40 Schematic diagram of spherical MCP induced charge WSZ anode position readout circuit

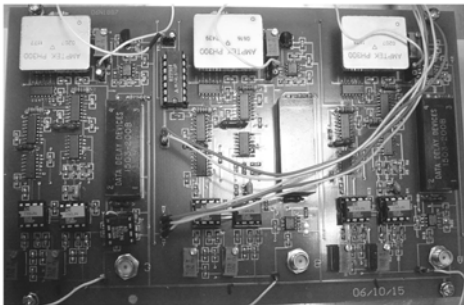


图 41 前端模拟电路照片

Fig. 41 Photo of the front-end analog circuitry

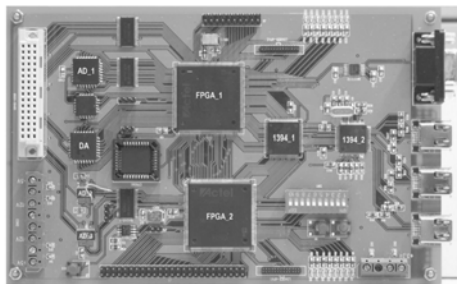


图 42 数字处理电路照片

Fig. 42 Photo of the digital processing circuit

两端电压为 3 000 V, 对应的增益为 $1.1 \times 10^7 e$, 对应的 FWHM 值为 133%。

2.6 快速图像实时采集和处理软件及图像畸变的矫正

WSZ 输出的 3 个电荷信号都是短而尖的脉冲, 而噪声干扰不利于电荷信号的准确采集, 因此

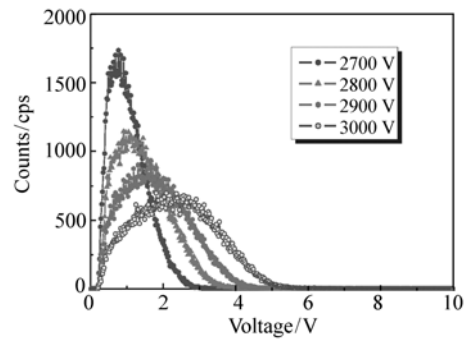


图 43 不同电压下 MCP 堆脉冲高度分布

Fig. 43 Pulse height distribution for the MCP heap under different voltage

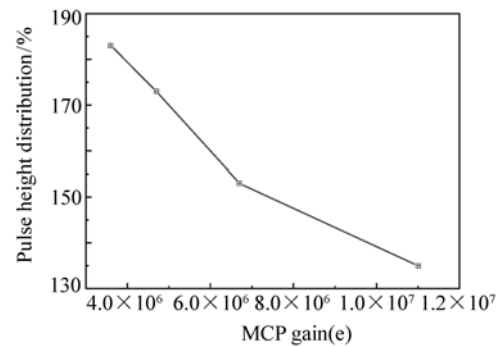


图 44 MCP 堆增益与 FWHM 关系

Fig. 44 Relationship between MCP gain and FWHM

我们对它们进行了电荷前置放大、整形放大处理。电荷前置放大器将电荷信号转变为稳定的电压信号并放大, 不过此时的信号仍然是尖脉冲; 我们通过整形放大电路将它们调整为宽度为 200 ns 的矩形脉冲, 然后再按照采集需求对信号再次进行放大。精细调整后的输出信号都是幅值 $\leq 10V$ 、宽度 = 200 ns 的矩形脉冲。通过后续的 14 位 A/D 转换器将整形后的脉冲数字化, 再将采集到的数据通过 1394 总线传输给上位机。

位置灵敏阳极的作用是收集 MCP 产生的电子云, 产生包含电子云质心位置的电荷脉冲。WSZ 是平板式导电阳极结构, 即通过细微绝缘沟分割成的 Wedge、Strip、Zigzag 3 个电极。每个周期中, Wedge 电极面积随它们在 Y 方向的长度线性变化, 同样, Strip 电极面积随其在 X 方向长度线性变化; Zigzag 电极则覆盖剩余面积。电子云的质心位置为:

$$x = \frac{kQ_w}{Q_w + Q_s + Q_z}, \quad (40)$$

$$y = \frac{kQ_s}{Q_w + Q_s + Q_z}, \quad (41)$$

式中, Q_w 、 Q_s 、 Q_z 为阳极的 3 个电极收集到的电荷量, k 为归一化常数, 不同的阳极面板可能 k 值不同. 阳极收集的电子云电子同时积累在 3 个电极端, 后面的电子系统需要对这 3 个脉冲进行前端放大、整形, 最后同时 A/D 转换获得 3 个数字量. 得到这 3 个数字信号后, 通过式(34)、(35) 计算出电子云质心位置, 这个位置即认为是入射光子位置. 采集一定数量光子后, 再对光子位置进行统计, 即可获得成像目标的图像.

图像重构及优化解码算法如下:

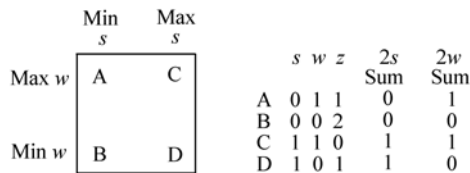


图 45 阳极位置示意图

Fig. 45 Sketch diagram of anode position

在式(40)、(41)的算法中, K 一般取值为 2, 这样能将光子在阳极平面内位置 x 、 y 归一化到 0 ~ 1 范围内, 如图 45 所示. 按照虚拟像元的思想, 我们将 WSA 阳极平面分为 $N \times N$ 个虚拟像元, 通过式(42)、(43) 将 x 、 y 映射到相应的虚拟像元(X , Y):

$$X = x * N, \quad (42)$$

$$Y = y * N, \quad (43)$$

式中, X 、 Y 表示该光子入射在虚拟像元的位置, 该象像元的灰度值加 1 表示捕获一个光子. 通过对大量入射光子进行采集统计, 就能对成像目标进行图像重构. 在图像重构过程中, 需要调整 N 的大小, 使虚拟象元尺寸尽可能符合探测器实际的分辨率. 对于我们的样机来说, $N = 2\ 000$ 是合适的.

由于阳极电极间存在电容, 3 个电极之间会相互产生电容串扰, 按照上述算法计算处理得到的图像会存在非线性现象. 如图 46 所示, 未作优化的算法采集的图像呈椭圆形状, 而正常情况下由于 MCP 口径是圆形, 得到的图像也应该呈圆

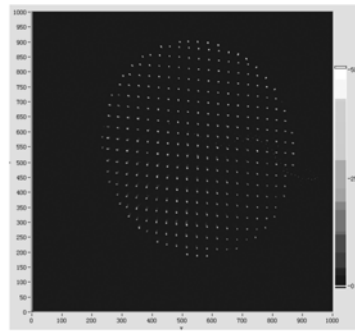


图 46 矫正前具有串扰产生畸变的图像

Fig. 46 Image with crosstalk distortion before correction

形. 这种现象的出现, 主要是因为电容串扰导致电极收集到的电荷中不仅有光子入射产生的电子云, 还有电极电容相互耦合产生的干扰电荷. 为了对收集到的电荷量进行修正, 我们提出以下算法消除来干扰电荷对解码算法的影响:

$$a = ws + wz + sz, \quad (44)$$

$$b = ws \cdot wz + ws \cdot sz + wz \cdot sz, \quad (45)$$

$$Q'_z = Q_z \cdot (1 - ws - a + b) + Q_w \cdot (b - wz) + Q_s \cdot (b - sz), \quad (46)$$

$$Q'_w = Q_w \cdot (1 - sz - a + b) + Q_s \cdot (b - ws) + Q_z \cdot (b - wz), \quad (47)$$

$$Q'_s = Q_s \cdot (1 - wz - a + b) + Q_w \cdot (b - ws) + Q_z \cdot (b - sz), \quad (48)$$

$$x' = \frac{2Q_w}{Q_w + Q_s + Q_z} - x_0, \quad (49)$$

$$y' = \frac{2Q_s}{Q_w + Q_s + Q_z} - y_0, \quad (50)$$

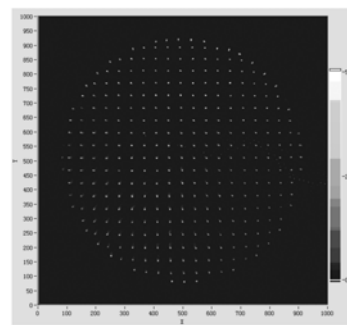


图 47 矫正后的图像

Fig. 47 Corrected image

ws 、 sz 、 wz 为 3 个电极之间的电容串扰强度, x_0 、 y_0 为位置偏移量(使目标中心位于图像中心)。

通过上述优化后的解码算法对图像进行计算处理,我们采集的图像基本上消除了由电容串扰引起的图像非线性,图 47 为矫正后的图像。

2.7 探测器检测装置的建立

软 X 射线-EUV 光子计数成像探测器测试装置由紫外光源、紫外平行光管和真空系统组成。紫外光源的紫外辐射经平行光管后产生口径大于探测器有效口径的平行光束,见图 48,用这束平行紫外光照明放置在真空室内的石英基底美国空军分辨率板 (USAF1951 分辨率板),再将分辨率板图案投影到探测器的 MCP 上,美国空军分辨率板置于 MCP 前面,具体见图 49 和图 50 所示。

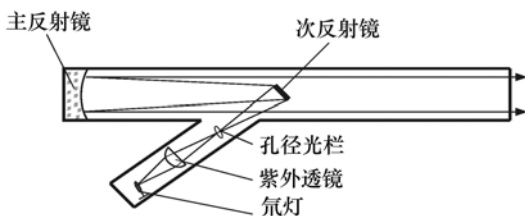


图 48 紫外平行光管结构示意图

Fig. 48 Schematic diagram of UV collimator

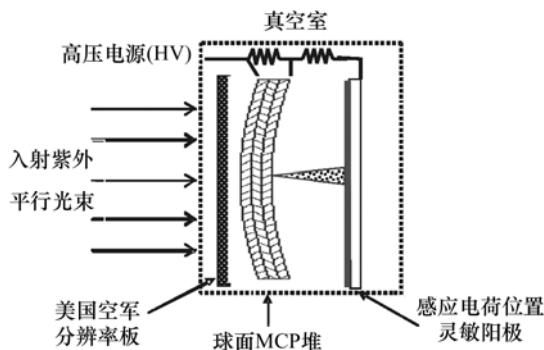


图 49 真空室内探测器和分辨率板示意图

Fig. 49 Schematic diagram of detector and resolution plate in the vacuum chamber



图 50 探测器检测装置照片

Fig. 50 Image of detector detecting device

3 结 论

本项目对极紫外 (EUV) 波段大视场相机所需求的球面光子计数成像探测器的关键技术进行了研究并建立了光阴极材料次级电子产出模型,利用该模型计算了软 X 射线 - EUV 波段常用的光电阴极材料 - 碱卤化物的次级电子产出,以及分析了微通道板 (MCP) 的次级电子产出。推导出 MCP 量子探测效率的计算公式,测量了 MCP 在软 X 射线 - EUV 波段的量子效率以及 MCP 量子效率随掠入射角的变化。制备出了曲率半径为 150 mm 的球面 MCP;制备出了有效直径为 48 mm 的楔条形感应电荷位置灵敏阳极;在此基础上制备了一套使用球面 MCP 和感应电荷位置灵敏阳极的两维光子计数成像探测器。研制出包括快速前端模拟电路与后续数字电路的成像读出电路,编制了能矫正图像畸变的图像实时采集和处理软件。建立了 MCP 探测器空间分辨率、图像线性的检测装置,对研制出的探测器性能进行了检测,检测结果表明:探测器的各项技术指标完全满足要求。

参考文献(相关基础研究成果):

- [1] 尼启良,陈波,李敏. 极端紫外波段碱卤化物光阴极材料量子效率计算[J]. 物理学报,2009,58(10):6894-6901.
NI Q L, CHEN B, LI M, *et al.*. Calculation of quantum efficiency of alkali halide photocathode materials in the extreme ultraviolet region[J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(10): 6894-6901. (in Chinese)
- [2] 尼启良,刘世界,陈波. 极紫外位置灵敏阳极光子计数成像探测器研究[J]. 中国光学与应用光学,2009,2(1):36-40.
NI Q L, LIU SH J, CHEN B. Investigation on extreme ultraviolet photon-counting imaging detector with position-sensitive

- anode[J]. *Chinese Opt. and Appl. Opt.*, 2009, 2(1):36-40. (in Chinese)
- [3] 尼启良,陈波. CO₂, O₂, CF₄液体微滴喷射靶激光等离子体光源光谱[J]. *光谱学与光谱分析*, 2008, 28(11):2465-2468.
- NI Q L, CHEN B. The spectra of a laser-produced plasma source with CO₂, O₂ and CF₄ liquid aerosol spray target[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2008, 28(11):2465-2468. (in Chinese)
- [4] 王丽辉,何玲平,王孝坤,等. 30.4 nm 正入射成像系统滤光片[J]. *光学精密工程*, 2008, 16(1):42-47.
- WANG L H, HE L P, WANG X K, *et al.*. The study of 30.4 nm filter in the normal incidence imager[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2008, 16(1):42-47. (in Chinese)
- [5] 李敏,范鲜红,尼启良,等. 微通道板在 12~40 nm 波段的量子效率测量[J]. *光学精密工程*, 2008, 16(1):1-5.
- LI M, FAN X H, NI Q L, *et al.*. Experimental study on quantum efficiency of a microchannel plate in 12 nm~40 nm[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2008, 16(9):1-5. (in Chinese)
- [6] 范鲜红,陈波,尼启良,等. 中心波长为 13.9 nm 的正入射 Mo/Si 多层膜[J]. *发光学报*, 2008, 29(2):405-408.
- FAN X H, CHEN B, NI Q L, *et al.*. Normal-incidence reflectivity of Mo/Si multilayer at 13.9 nm[J]. *Chinese J. Luminescence*, 2008, 29(2):405-408. (in Chinese)
- [7] 董宁宁,李敏,刘震,等. 极紫外单色仪波长定标[J]. *光学精密工程*, 2008, 16(9):1660-1665.
- DONG N N, LI M, LIU ZH, *et al.*. EUV monochromator wavelength calibration[J]. *Opt. Precision Eng.*, 2008, 16(1):1660-1665. (in Chinese)
- [8] 范鲜红,李敏,尼启良,等. Mo/Si 多层膜在质子辐照下反射率的变化[J]. *物理学报*, 2008, 57(10):6494-6499.
- FAN X H, LI M, NI Q L, *et al.*. Change of reflectivity of Mo/Si multilayer irradiated by proton[J]. *Acta Physica Sinica*, 2008, 57(10):6494-6499. (in Chinese)

项目负责人简介:



尼启良(1966—), 博士, 研究员, 博士生导师, 目前主要从事空间应用的软 X 射线、紫外、可见光、近红外波段基于微通道板(MCP)及位置灵敏阳极的二维光子计数成像探测器研究工作。主要研制低噪声曲面 MCP, 包括常用的球面 MCP 及柱面 MCP 及具有高图像线性及空间分辨率的感应电荷楔条形、Vernier、交叉延迟线阳极等新型位置灵敏阳极及其位置读出电路, 并将所研制的曲面 MCP 与感应电荷位置灵敏阳极相结合形成一种适合大视场应用的新型二维光子计数成像探测器, 这些探测器能用于 CCD、CMOS 及 ICCD、ICMOS 等低灵敏度传感器无法使用的微光成像探测领域, 包括紫外天文学、电离层紫外遥感、深空探测、紫外导弹告警、空间天气预报、激光雷达等。

2009~2012 年, 作为嫦娥三号有效载荷“极紫外相机”分系统负责人, 负责相机的二维位置灵敏阳极光子计数成像探测器的研制工作, 研制出使用球面 MCP 及感应电荷楔条形阳极二维光子计数成像探测器, 这也是这类探测器首次在我国空间领域获得应用; 作为课题负责人主持国家自然科学基金、中科院重大装备研制项目、吉林省科技发展计划项目重大专项、应用光学国家重点实验室基金项目的研究工作; 作为骨干参与了国家自然科学基金重点项目、中科院一期、二期、三期创新项目、863 项目等的研究工作。2000 年获军队科技进步一等奖一项, 在国内外发表学术论文 30 余篇, 作为第一发明人授权专利 6 项。

基金项目简介:

1. 项目名称: 紫外波段柱面微通道板光子计数成像探测器研究
2. 项目类型: 国家自然科学基金面上项目
3. 批准号: 60677043
4. 项目特色与主要创新点:

(1) 使用光学抛光与热成型相结合的方法制备球面 MCP, 制备出的球面 MCP 成品既有精确的曲率半径, 球表面各处又有相同的长径比;

(2) 将感应电荷 WSA 阳极与球面 MCP 相结合研制出具有较高空间分辨率及计数率的 EUV 波段二维光子计数成像探测器。

此项目提出的这种探测器作为关键器件已经成功用于嫦娥三号的有效载荷极紫外相机, 此相机随嫦娥三号于 2012 年发射, 获得了大量地球等离子层的图像。