

# 软X射线稀有气体电离室

陈波 马玲 李福田\*

**摘要:** 软X射线稀有气体电离室<sup>[1][2]</sup>作为软X射线波段绝对探测器, 是通过测量光电离子流得出光谱辐射强度。介绍我们研制的1 m软X射线稀有气体电离室的工作原理及结构, 测出空阴极光源辐射出的He II 25.6 nm离子线及Henke源 Ck<sub>α</sub> 4.47 nm的强度随电离室工作气压的变化外推出零气压下谱线光谱辐射强度, 最终得出谱线的绝对光谱辐射强度。

## 一、引言

近二十年来, 随着X射线光学的发展, 人们对软X射线及其相关技术的研究不断深入, 迫切要求在软X射线波段得到准确可靠的测量数据, 为此建立起了一系列绝对定标装置以完成软X射线波段的绝对测量。自六十年代发展起来的软X射线波段探测器有正比计数器、盖革计数器、Si(Li)探测器等, 但因这些探测器均包含窗口, 不同窗口材料对软X射线的吸收具有不同的分布。正比计数器和盖革计数器都是依靠光电离产生的光电子来雪崩计数, 而不同的工作气体和气压, 光电离产额明显不同, 因而使用之前要对其进行绝对定标, 能量分辨率较高的Si(Li)探测器是靠内光电效应产生的电子空穴对来雪崩计数, 也有窗口吸收问题, 因此这些探测器都不宜于做标准探测器用。七十年代初期发展起来的软X射线稀有气体电离室很好地解决了这些问题, 它可以外推出零气压下的光谱辐射强度。排除了工作气体光电产额不为100%的问题。目前国际上一些先进的研究机构象美国的NBS T<sup>[3]</sup>、西德物理技术研究院<sup>[4]</sup>和美国Los Alamos国家实验室<sup>[5]</sup>等均采用稀有气体电离室<sup>[6]</sup>作为软X射线波段绝对探测器, 为此我们根据国内目前开展软X射线波段研究工作的需要, 于1989年开始研制软X射线波段稀有气体电离室, 现已研制成功1 m软X射线稀有气体电离室, 并已应用到软X射线波段绝对定标工作中。

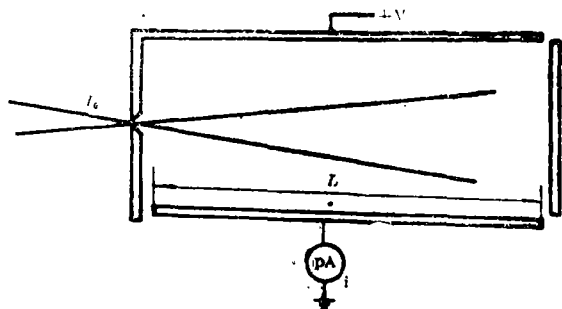


图1 电离室原理图

\*注: 参加此项工作的还有陈星且同志。

## 二、电离室工作原理

稀有气体对一定能量的光子具有吸收能力，当吸收光子的能量大于气体电离能时，就会发生外光电效应，产生光电离子和电子，我们可以通过准确测量光电离子流的大小而得到入射光谱辐射通量值，进而得到光谱辐射强度。光电产额因工作气压和电场强度不同而易。当入射光能量大于二次电离阈值时，光电产额随场强、气压的变化尤为明显。在此我们定义总光电产额  $r$  为：

$$r = n_i/n_p \quad (1)$$

其中  $n_i$ —全部离子数；  $n_p$ —全部吸收光子数；如已知  $r$ ，测出  $n_i$  即可推出  $n_p$ 。波长在 30nm 以上光子，因其能量低于 40 eV，小于一些惰性气体二次电离阈值，光电子二次电离的几率极小，可将光电产额很好地近似为 1，这也是真空紫外稀有气体电离室的基本假设。当波长在 30nm 以下时，光子能量大于一些气体二次电离阈值，如 (2) 式

$$E_s = h\nu - E_i \quad (2)$$

其中  $E_s$ —光电子动能；  $h\nu$ —光子能量；  $E_i$ —原子电离能，也即  $E_s$  大于  $E_i$  时光电子二次或多次电离的几率迅速增加，此时光电产额就要大于 1。据  $r$  定义及图 1 示参量推出。

$$r = \frac{i/e}{I_0[1 - \exp(-\sigma nL)]} \quad (3)$$

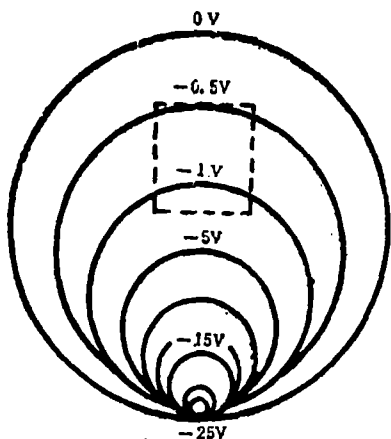


图 2 电场分布

其中  $I_0$ —入射光谱辐射通量；  $i$ —离子流；  $L$ —收集极长度；  $\sigma$ —光电离截面；  $n$ —工作气体密度；  $e$ —电子电量；由电动力学理论可计算出电离室中电场分布，其中等位线在收集极附近很密，越接近阳极越疏，因此可以得出收集极和阳极间的全部压降绝大部分是落在收集极附近，图 2 中虚线所表示的光电离区域的电位变化很小，一般只有 1.5V。而 He、Ne、Ar 惰性气体电离能大于 40eV，因而可以认为电子最初的能量相同，它们均可自由向阳极运动，光电子二次电离的几率主要取决于入射光子能量。光电子二次电离离

子流  $i'$  可表示为

$$i' = i_0[1 - \exp(-Qnl)]Y \quad (4)$$

其中  $l$ —光电子到达阳极的平均距离；  $Q$ —电子散射截面；  $n$ —气体密度；  $i_0$ —初始光电离子流；

初始光电离子流  $i_0$  由公式 (3) 求出为

$$i_0 = [1 - \exp(-\sigma nL)]r_0 I_0 e \quad (5)$$

$r_0$ —为气体的纯光电离产额。

以上分别求出  $i'$  和  $i_0$ 。最终由离子收集极测得的离子流为光电离子流和电子电离离子流之和为

$$i = i' + i_0 \quad (6)$$

由 (3)、(4)、(5) 求得

$$i = I_0 r_0 e \{ 1 - \exp(-\sigma n L) \} \{ 1 + [ 1 - \exp(-Q n l) ] Y \} \quad (7)$$

由光电产额定义  $r$  方程式 (7) 表示为

$$I_0 r = I_0 r_0 \{ 1 + [ 1 - \exp(-Q n l) ] Y \} \quad (8)$$

由  $r$  的定义还可以推出

$$I_0 r = \frac{i/e}{1 - \exp(-\sigma n L)} \quad (9)$$

据 (9) 式, 可以得到不同工作气压下的实验点 ( $I_0 r, P$ ) 将得到的实验点与 (8) 式拟合得到其中的参量  $I_0 r_0$ 、 $QlY$ , 稀有气体在 30nm 以下 He、Ne、Ar 的  $r_0$  值分别为 1.03, 1.13 和 1.16 因而可以求得绝对光谱辐射通量  $I_0$ , 在低气压下 (8) 式又可近似为

$$I_0 r = I_0 r_0 (1 + QYLn)$$

直线斜率为  $QYlI_0 r_0 / KT$ , 由此可求得电离碰撞截面值。在高气压时 (9) 式可表示为  $I_0 r \approx I_0 r_0 (1 + Y)$  由此可以求得电子电离产额  $Y$ 。总之我们可以拟合出公式中的未知参量, 最终求出光谱辐射通量, 电子产额  $Y$  及碰撞截面  $Q$  等。

### 三、电 离 室 结 构

据电离室的基本原理, 我们研制的电离室是由四节  $\phi 80\text{mm}$  的不锈钢真空室组成, 如图 3 所示电离室的背景真空度可达  $10^{-6}$  Torr, 可以很好地消除因气体不纯所引起的误差。电离室是由一个长 558mm, 两个长 200mm 真空室及一个长 42mm 的端头法兰构成, 串接起来总长度为 1000mm, 电离室的七个真空电极引线是由高绝缘性能的陶瓷封接, 电离室的阳极由聚四氟乙烯支撑, 阳极直径  $\phi 70\text{mm}$ , 阴极由  $\phi 5\text{mm}$  铜棒制成, 入射光经  $0.5 \times 0.5(\text{mm}^2)$  的密封狭缝进入电离室, 密封狭缝一方面为了维持电离室中的工作气压, 同时也确保光电离发生在场强较弱的区域。这种结构的电离室既可作为较短波长的软 X 射线电离室, 也可用其中一节真空室作为真空紫外双电离室使用。电离室的工作气体是由在真空室中部入口提供, 两端分别接有真空系统以确保电离室中气压均匀。通过控制端口处流量来改变电离室中的工作气压, 整个系统在工作时处于动态平衡, 这样就即保证了电离室具有不同的工作气压, 同时也保证了电离室工作时无窗口的要求, 排除了窗口对入射光的吸收所造成的误差。

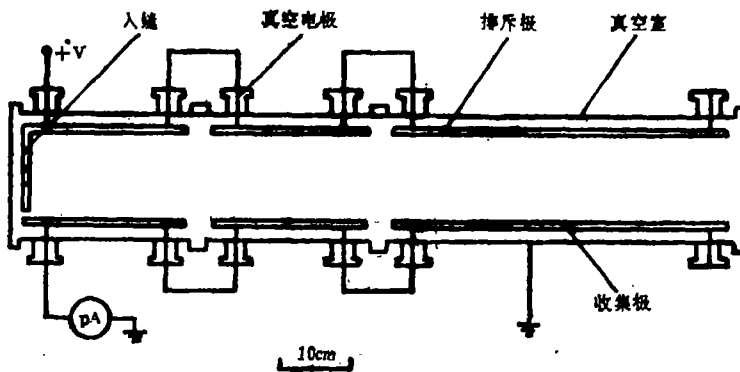


图 3 电离室结构图

## 四、测试结果

实验所用的光源有空阴极光源<sup>[7]</sup>和 Henke<sup>[8]</sup>光源。空阴极光源由高压稳流源供电，电压 2 kV，工作电流 50~400mA，光源光谱辐射稳定性  $\pm 1\%$ ，光源可通过更换不同的工作气体在 25~250nm 产生稳定的光谱辐射。Henke 光源，工作电压 4 kV，阳极电流 5 mA，可通过更换不同的靶材而产生不同的光谱辐射，本实验用碳靶产生  $C_{K\alpha}$  4.47nm 的特征谱线。光源产生的光谱经 McPherson 247 掠入射单色仪色散后产生单色谱线，软 X 射线辐射到稀有气体电离室中产生光电离，收集极接收到的光电离子流用美国 Keithley 617 静电计测出，数据经 IEEE-488 接口送入 IBM 微机存贮、打印。

### 1. 光电离子流随工作电压的变化

实际测得 He、Ar 气体在 He II 25.6nm 和  $C_{K\alpha}$  4.47nm 波长光电离子流随工作电压的变化如图 4 示，从图中看到 He 气在 25.6nm 处，电压大于 20V 时光电离子流随工作电压的变化基本不变，这主要是因为 25.6nm 波长光电子能量小于 He 二次电离的阈值，而电场提供的能量也不足以使其再次电离 He 原子，所以增大电压光电离子流基本不变，而 Ar 气却要发生明显的变化。由图 4、5 可以看到 Ar 气工作气体时光电离子流随工作电压的变化，工作电压增大光电离子流也不断增高，这是因为 25.6nm 的光子能量能够使 Ar 气再次电离所致。电场强度增大，光电子能量增大，二次电离 Ar 原子的几率增加，因此光电离子流也就随工作电压的增加而不断地增大

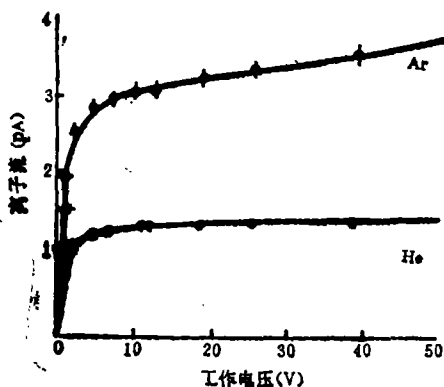


图 4 He、Ar 气在 25.6nm 光电  
离子流随电压变化关系

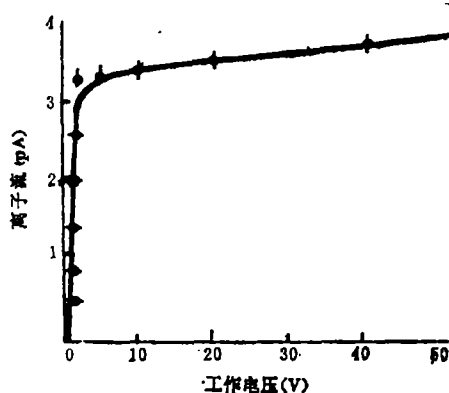


图 5 Ar 气在 4.47nm 光电离子流随  
电压变化关系

### 2. 光电离子流随工作气压的变化

由上面的实验我们找出适当的工作电压 25V，在入射光强  $I_0$  不变的情况下，测得 He II 25.6nm 处光电离子流随电离室工作气压的变化关系，如图 6、7 同时测得工作气体为 Ar 气波长为  $C_{K\alpha}$  4.47nm 时光电离子流随工作气压的变化关系。从图中可以看出，在 25.6nm 处 Ar 气光电离子流随气压的变化率大于 He 气的变化率，因 Ar 气在 25.6nm 处发生二次电离，He 气并未发生二次电离，因此变化缓慢。并在工作气体为 Ar 时工作气压高于 0.4 Torr 时出现明显的饱和现象。因 Henke 源的工作气压较低无法测出高工作气压下的饱和现象。

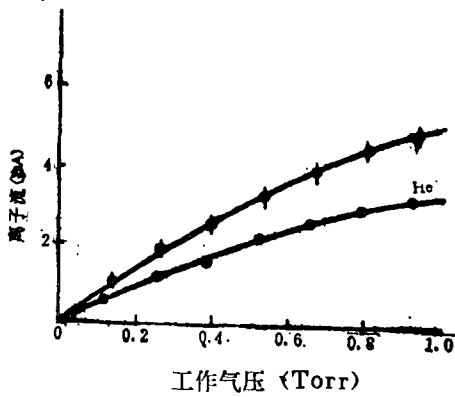


图6 He、Ar气在25.6nm光电  
离子流随工作气压变化关系

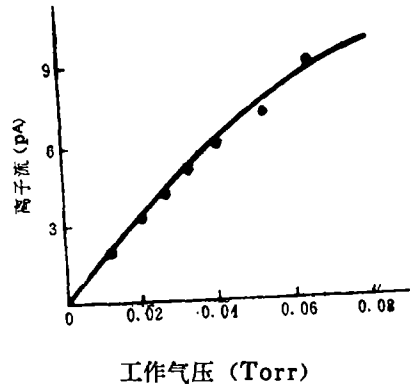


图7 Ar气在4.47nm光电  
离子流随工作气压变化关系

### 五、讨 论

据(3)式得光电离子流与工作气压的变化关系得出实验点  $(I_0 r, P)$ , 实验点与(8)式拟合求出(8)式中的参量  $I_0 r_0$ 、 $QYl$ , 在由高工作气压下

$I_0 r \approx I_0 r_0 (1 + Y)$  求得  $Y$  值, 据此可求出光谱辐射绝对强度, 有效电离产额率及电子散射截面如图8、9示。

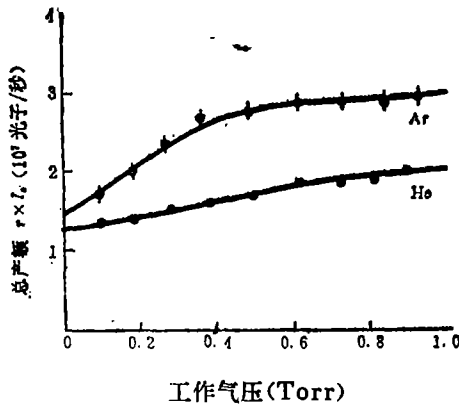


图8 He、Ar气在25.6nm, 总电产  
额随工作气压变化关系线性拟合参量  $I_0 r_0 QYl$   
对Ar和He两种气体分别为:  $4.73 \times 10^7$   
光子/s · Torr和  $0.68 \times 10^7$  光子/s · Torr

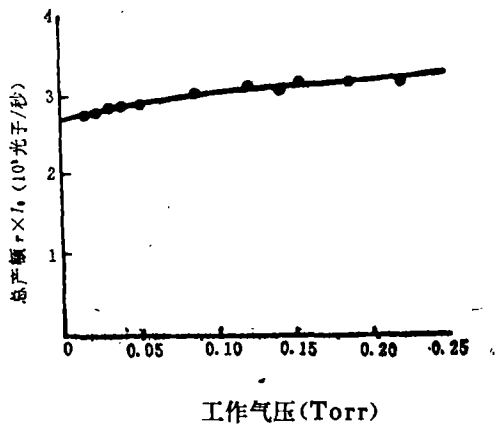


图9 Ar气在4.47nm总光电产  
额随工作气压的变化关系, 线  
性拟合参量  $I_0 r_0 QYl$  为  $1.06 \times$   
 $10^8$  光子/s · Torr

实际测得在He II 25.6nm处空阴极光源绝对光谱辐射通量为  $1.4 \times 10^7$  光子/s, 而且Samson双电离室测得同一光谱辐射绝对光谱辐射通量  $2 \times 10^7$  光子/s, 其两种不同模式电离室测出的结果不同主要是由二次电离所致。单电离室很好地消除了因二次电离引起的误差。在低气压下不同工作气压总光电产额随工作气压变化为线性关系, 实验中又保持入射光通量不变, 因此可由Ar、He两种气体随气压线性变化斜率之比求得25.6nm波长电离截面之比为

$$\sigma_{Ar} / \sigma_{He} = \frac{(QYl)_{Ar}}{(QYl)_{He}} = 7$$

这个结果比Carlson<sup>[9]</sup>结果小于30%。同时我们还用电离室测得Henke光源Ck.4.47nm波长的绝对通量为 $2.9 \times 10^8$ 光子/s 测试曲线如图9示。下面就电离室的几种主要误差进行讨论(1)在低气压下绝对压强测量误差;(2)弱电流测量误差( $10^{-16}$ A量级);(3)残余气体引起的误差;(4)来自出射狭缝的光子散射;(5)工作气体进入单色仪引起的光强衰减;(6)高能电子。这几种误差形成电离室测量误差的主要来源,其中的几种误差易于通过改进实验条件而减小,如不纯净的工作气体引起的误差,可以通过提高背景真空度( $10^{-6}$ Torr)和选用高纯的工作气体而消除;光子散射可以在背景真空度下测出,实验测得以上两种误差引起的光电子流之和为0.08pA;而源于高能电子引起的误差,可通过选用适当的工作电压抑制电子再次返回阴极;工作气体进入单色仪引起的变化不过是入射光通量的2%。由此可见电离室的主要误差来自绝对压强和弱电离的测量。

为了进行高精度的软X射线辐射计量研究,进一步的研究将在同步辐射装置上完成。

### 参 考 文 献

- [1] James A. R. Samson, Journal of Optical Society of America, 64, No.147 1974
- [2] James, A. R. Samson, «Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy», London, 1967
- [3] W. R. Ott et al., SPIE, 689, 1986, 178
- [4] M. Kuhne, SPIE, 689, 1986 178
- [5] Robert H. Day, SPIE, 689, 1986
- [6] B. O. Yang, Kirz and I. McNulty, SPIE, 689 1986, 34
- [7] Chen Bo, Optics and Fine Mechanics, No. 6, 1989.10
- [8] B. L. Henke, Physical Review, 19, 1979, 3004
- [9] T. A. Carlson, Physical Review 156, No. 1, 1967, 142

## Soft X-ray Ion Chamber

Chen Bo Ma Ling Li Futian

### Abstract

The technique of soft X-ray ion chamber includes the measurement of the ion current as a function of rare gas pressure in the ion chamber. The true photoionization current, and hence absolute photon flux, is obtained by extrapolating ion current to zero gas pressure. This paper describes measurement of the absolute photon flux at He II 25.6nm and Ck. 4.47nm,