

# 改进型Henke超软X光源的研究

杨名恪 崔松鹤

**摘要:** 本文介绍了改进型Henke超软X光源的结构特点及电子光学特性。新研制的改进型Henke X光源在原型基础上作了许多改进。首次采用了双阴极四焦线的结构。通过四条焦线的合理分布,有效地改善了辐射强度的空间分布,使原Henke型软X光源的驼峰形辐射强度分布变平坦了。同时,在改进的Henke源中采用了新型六硼化铜(LaB<sub>6</sub>)高效阴极取代了原来的钨阴极,从而降低了灯丝功率,提高了阴极发射效率。同时本文还推导了当电子垂直入射靶面时的辐射强度最大值所对应之靶电压的计算公式: $U_{0m} = 3.77 \times 10^6 \left( \frac{\mu}{\rho} \right)^{-\frac{1}{2}}$ 。利用该公式计算了Al-K<sub>a</sub>、Cu-L<sub>a1,2</sub>、B-K<sub>a</sub>以及Be-K<sub>a</sub>等特征谱线辐射强度的峰值靶压,计算结果与Henke等学者发表的实验结果完全符合。

## 一、前 言

随着X射线光谱分析技术、X射线显微技术、X射线天文学、软X射线光学以及软X射线在各个科研生产领域中的开发应用,对X光源提出了各种不同要求,从而出现各种类型的X光源。六十年代,美国学者B·L·Henke教授设计了一种低能X射线源,它工作于软及超软X波段。从此便出现了Henke X光源。为了提高该X光源的辐射功率和性能,我们进行了长期研究工作,研制成功了改进型Henke X光源。

## 二、Henke型超软X光源的结构特点

Henke型X光源是基于高速电子轰击特定材料的靶面而产生所需特征X射线的X光源。早期Henke<sup>[1]</sup>光源的原理结构示于图1。其中1为窗口,2为阳极(靶面),阳极二侧面之夹角为60°。其后面是栅极3,栅极之后是直热式螺旋状钨阴极4,其后是聚焦极5,壳体6包围着各电极形成了电子光学聚焦系统,其中阳极接正高压,其余各极均接零电位。阴极发出的电子(图中虚线)分别在阳极二侧面上形成焦线。

该种X光源具有以下特点:

(1) 结构为可拆卸型,阳极(靶面)和阴极均可更换。通过选用不同元素的靶,使其辐射谱线在软X及超软X射线光谱区域内变更。通过更换新阴极使其寿命可无限延续下去。

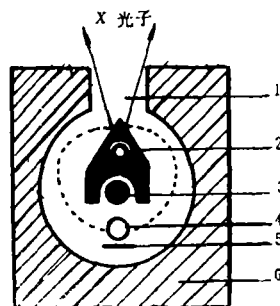


图1 早期Henke型X光管结构剖面图

(2) 电极结构虽比普通的 X 光管复杂, 但其仍属于二极管型, 改变阳极电压将引起阴极发射电流的变化。

(3) 阴极置于靶背面的栅极之后, 可以避免其蒸发物污染靶面并防止正离子轰击阴极, 从而有利于高效阴极的采用。

(4) 由于阳极为正高压且耗散功率达 1 千瓦以上, 因此需要良好的冷却系统。

### 三、电子光学特性

电子光学特性是 X 光源设计的依据, 我们用模拟方法实验测得了 Henke 型 X 光源电子光学系统的特性, 发现 (1) 当阴极为 1 根时, 其发射的电子分别在阳极二侧面上形成对称的二根焦线。换言之, 该系统具有一物二像的聚焦特点。(2) 改变栅极的形位尺寸 (主要是宽度和位置), 能有效地改变焦线的位置和几何尺寸, 可以使二条焦线向前移动, 直至合而为一于阳极棱上。反之, 可使其向后移。还可使二条焦线变宽甚至变成与靶面同样宽的焦面。

(3) 栅极中心线与聚焦极中心线构成的平面, 可视为电子光学系统的物面。阳极的二侧面则为像面。若在物面内放置二根阴极, 则在像面内可获得四根互相平行的焦线。(4) 改变阴极的位置, 只改变焦线的位置, 不改变焦线的几何尺寸。(5) 聚焦极对电子轨迹的影响不明显, 可以省掉。

### 四、改进型 Henke-X 光源的设计

我们的主要设计目标是在油冷却条件下, 最大限度地提高靶极功率, 以获得高辐射强度。依据上述电子光学特性的研究, 通过模拟实验确定了电子光学系统的几何参数, 设计了图 2 所示之改进型 Henke X 光源。在新设计中除将阳极二侧面的夹角由原来的  $60^\circ$  度改为  $90^\circ$ , 并取消了聚焦极外, 同时还在以下几方面进行了改进。

(1) 采取措施提高阳极散热效率

由于油冷对于正高压系统极为方便, 故拟定采用油冷却系统。于是, 提高冷却效率的主要方法是增大靶面的几何尺寸, 减小靶的壁厚, 从而加大冷却管道的横截面, 增大了冷却油的实际流量, 有效地改善了散热效果。

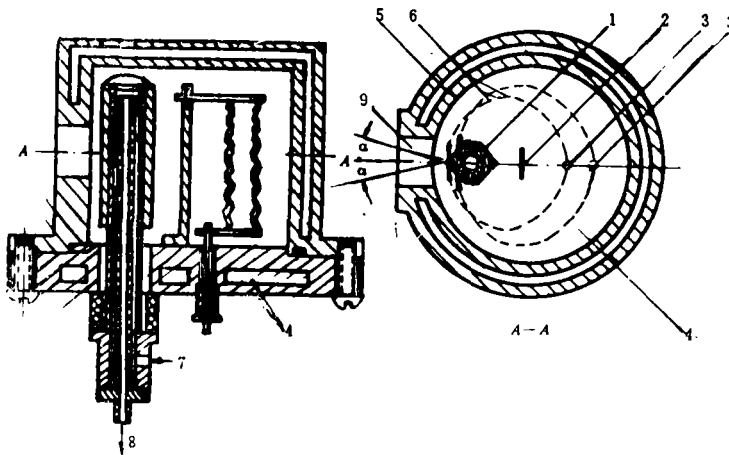


图 2 改进型 Henke 超软 X 光源结构图

(2) 采用双阴极四焦线结构

根据Cosslett的实验结果<sup>[1]</sup>, 对于直径为 $1\mu\text{m}$ 的焦斑, 功率密度可达 $100\text{kW}/\text{mm}^2$ , 无须冷却, 而较大面积的焦斑在良好冷却条件下, 其功率密度 $<0.1\text{kW}/\text{mm}^2$ , 二者相差三个数量级。这表明, 焦斑愈小, 其径向散热作用愈显著, 阳极允许功率密度越大。从这一观点出发可以得到, 在允许功率密度方面, 点(焦点)光源优于面(焦面)光源。许多点光源连起来即形成线(焦线)光源, 所以, 线光源具有和点光源同样的允许较大功率的特点。Henke源不仅利用了线光源这一优势, 并巧妙地把焦线一分为二置于二个冷却面上形成二条线光源。这就有效地提高了靶面所能承受的功率, 同时改变了辐射强度的空间分布。不难看出, 继续提高阳极功率的捷径是增加焦线长度。基于这一分析, 我们把Henke源原设计的一根阴极改为二根平行阴极, 其结构示于图3。这样, 在焦面上获得4条焦线, 即双阴极四焦线结构。其效果相当于四个独立的线光源, 不仅保持了点光源允许功率高的特性, 同时, 进一步改善X光辐射强度的空间分布(见图8)。

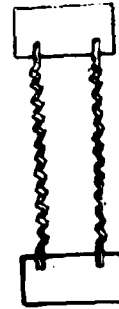


图3 双阴极结构

(3) 使用新型高效阴极

靶功率的增加要求阴极提供更强的电子束流。为此, 新设计的X光源采用了 $\text{LaB}_6$ (六硼化镧)阴极取代原Henke源的钨阴极。

$\text{LaB}_6$ 阴极是在 $1 \times 0.05\text{mm}^2$ 的钼条绕制的螺旋状阴极基底上, 电泳上 $\text{LaB}_6$ 粉而形成的, 如图3所示。复旦大学完成了 $\text{LaB}_6$ 阴极电泳制备工艺的研究。与钨阴极相比,  $\text{LaB}_6$ 阴极具有逸出功低, 发射电流密度大, 发射效率高, 耐离子轰击, 可以暴露大气等优点。表1给出了二种阴极的对比。

表1

阴 极	逸出功(eV)	工作温度(℃)	辐射功率 $\text{W}/\text{cm}^2$	发射电流密度 $\text{A}/\text{cm}^2$	发射效率 $\text{mA}/\text{W}$
钨	4.4~4.63	2200~2400	70~80	0.3~0.7	2~20
六硼化镧	2.26~2.68	1300~1600	40	1~10	100~250

(4) 改善真空系统

由于该种X光源是开窗(无窗膜)可拆卸型X光管, 因此, 必须在抽真空的动态条件下工作。实验表明: 工作时光源靶面大量出气, 要求真空系统的抽气速率大于 $300\text{L}/\text{s}$ , 真空度好于 $1 \times 10^{-6}\text{Torr}$ 。

## 五、主要性能

(一) 辐射特性

X光源辐射特性测试系统的方块图示于图4。测量中使用了封闭型超软X射线正比计数管作为探测器。为了防止正比计数管在高计数率下, 产生复合损失、阻塞等现象, 测试中正比计数管的计数率必须限制在 $5 \times 10^3$ 光子/s以下。为此在计数管窗口前加入直径为 $30\mu\text{m}$ 的光栏, 并使Henke源经过2.2m长的真空通道与正比计数管联接。

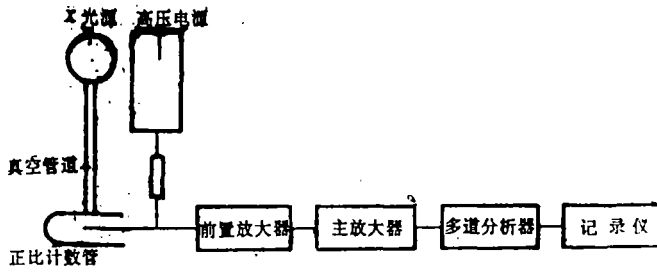


图4 测试系统方块图

1. 特征谱线

该X光源由于是可拆卸型的，因此通过更换不同元素的靶可以获得 $1\sim 100\text{ \AA}$ 的软X及超软X射线。因测试条件限制，我们只测量了S- $k_{\alpha}$  ( $5.37\text{ \AA}$ )、Al- $k_{\alpha}$  ( $8.34\text{ \AA}$ )、Cu- $l_{\alpha}$  ( $13.3\text{ \AA}$ )、及C- $k_{\alpha}$  ( $44.7\text{ \AA}$ )谱线。图5示出C- $k_{\alpha}$ 和Al- $k_{\alpha}$ 谱线。

机电工业部九院二所何绍堂同志使用该X光源测得了Mo- $M_{\beta}$  ( $64.38\text{ \AA}$ )和Be- $k_{\alpha}$  ( $114\text{ \AA}$ )特征谱线。

2. 辐射强度:

由于正比计数管符合损失的限制，我们没有测量最大辐射强度，只测量了靶流（阳极电流）55mA，靶电压5kV条件下的辐射强度。利用文献<sup>[3]</sup>提供的测量方法测得C- $k_{\alpha}$ 谱线强度为 $2.7 \times 10^9$ 光子/ $\text{cm}^2 \cdot \text{s}$ 。

3. 辐射强度随靶电压的变化特性

我们利用上述测试系统测量了阳流为7mA时Al- $k_{\alpha}$ 和C- $k_{\alpha}$ 谱线强度随靶电压的变化特性。其结果示于图6。实验结果表明：辐射强度并不总是随靶压的增加而增加，而是先随靶压的增加达到最大值，继而下降（见图6中C- $k_{\alpha}$ ）。这是软X及超软X特征X光源的突出特点，后面将详尽讨论。

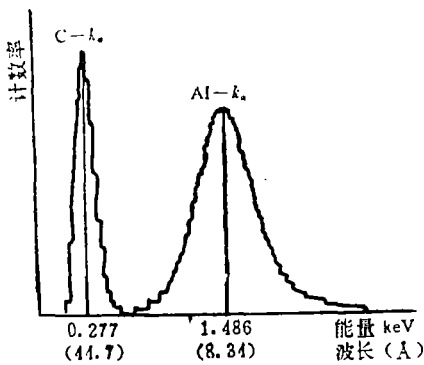


图5 C- $k_{\alpha}$ 和Al- $k_{\alpha}$ 特征谱线

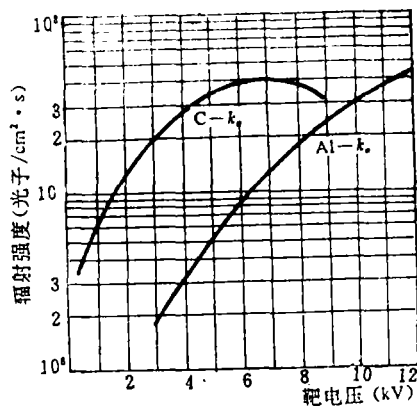


图6 辐射强度随靶压的变化特性

4. 辐射强度随阳极（靶）电流的变化特性

在靶压一定时，X光源的辐射强度与入射到靶面上的电子数成正比，因而也就与阳极电流成正比。图7给出了靶压为4kV C- $k_{\alpha}$ 强度随阳极电流的变化特性。

5. 辐射强度分布

该X光源辐射强度的角分布示于图8。由于这种X光源是焦线光源，所以其辐射强度的空间分布不是回转对称的。此处是在图2所示之横截面中由 $-\alpha$ 至 $\alpha$ 角度范围内测得了该光源的强度分布。由于采用4焦线结构，通过4条焦线的合理分布，有效地改善了强度分布的均匀性，使原Henke源驼峰形强度分布（峰谷比为8）变平坦了。

(二) 电特性

(1) 最大功率

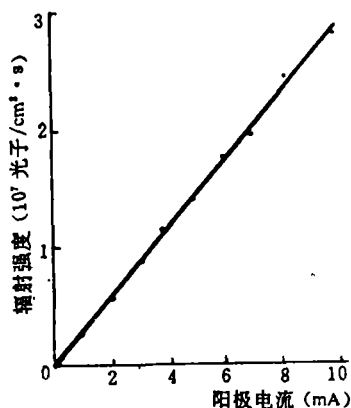


图7 C— $k_{\alpha}$ 谱线强度随阳极电流的变化特性

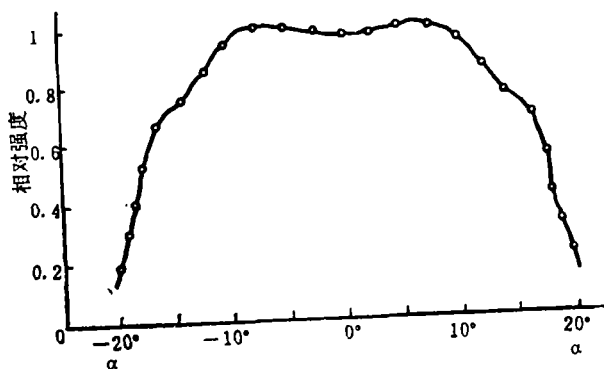


图8 辐射强度分布

X光源的功率容量随靶材料而异。对于铝靶，其最大功率为1kW (100mA × 10kV)，对于碳靶可达1.5kW (150mA × 10kV)。但是，由于靶电压 $>8$ kV之后，C— $k_{\alpha}$ 谱线强度不再随靶压的增加而增加，所以，其有效功率为1.2kW (150mA × 8kV)。

(2) 阳极（靶极）电流随阳极电压的变化特性

Henke源属二极管型X光管，阳极电压的变化将导致阳极电流的变化。不同灯丝电流下的阳极电压——阳极电流特性曲线示于图9。

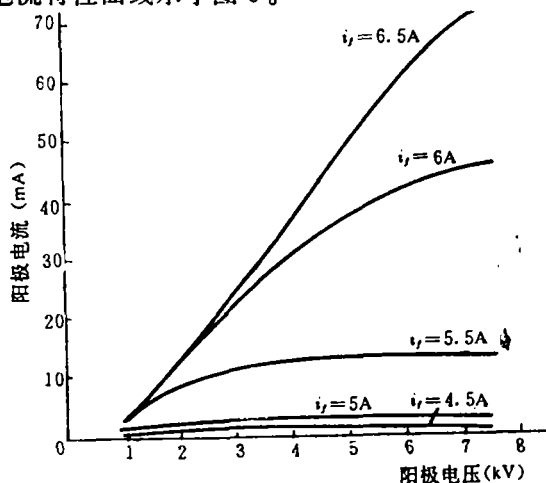


图9 阳极电流随阳极电压的变化特性  
 $i_f$ : 灯丝电流

## 六、辐射强度极值电压及其计算公式的推导

图6所示之实验结果表明，特征谱线强度最初随靶电压的增加而增加，达到极大值之后

则随靶压的增加而减小。这种现象是软及超软 X 光源中的特殊现象。弄清楚这种现象的实质及辐射强度极大值所对应的靶电压（以下称极值靶压），对于软 X 光源的设计和正确使用无疑有重要意义。下面将首先推导极值靶压的计算公式，然后分析这种现象的实质。

### （一）极值靶压计算公式的推导

特征 X 射线主要是由特定原子壳层被电离而产生的。这种电离的途径有二种，其一是由入射电子直接使之电离，其二，是由连续谱线造成的间接电离。二者之中，直接电离占绝大多数。因此在下面的讨论中忽略了间接电离的影响。在电离过程中，并非所有被电离的壳层都放出 X 射线，被电离的壳层中实际能放出 X 射线的比例称为荧光产额。原子特定壳层产生的特征 X 射线的强度  $I$  可用电离总数  $n$  和荧光产额  $\omega$  之积表示： $I = n\omega$ ，对于  $k$  系，

$$I_k = n_k \omega_k \quad (1)$$

初能量为  $E_0$  的电子在靶内部沿其路经所产生的总电离数  $n$  可用下式表示<sup>[4]</sup>：

$$n = 9.54 \times 10^{10} \frac{R}{Ac} (u_0 \ln u_0 - u_0 + 1) \quad (2)$$

式中， $u_0 = \frac{E_0}{E_c}$ ； $E_c$ ：临界激发能量； $R$ ：入射电子的背散因子； $A$ ：原子量； $c$ ：常数  $1.8 \times 10^{11} \text{eV}^2 \text{cm}^2 \cdot \text{g}^{-1}$ 。

将（2）式代入（1）式：

$$I_k = n_k \omega_k = 9.54 \times 10^{10} \frac{\omega_k R}{Ac} (u_0 \ln u_0 - u_0 + 1) \quad (3)$$

式中， $I_k$ ： $k$ 系特征 X 射线强度；

$$u_0 = \frac{E_0}{E_c}；E_c：k 系列临界激发能量；\omega_k：k 系荧光产额。$$

Green 和 Cosslett<sup>[4]</sup>用  $0.365(U_0 - 1)^{1.67}$  代替式（3）中的  $(u_0 \ln u_0 - u_0 + 1)$  得：

$$I_k = 3.48 \times 10^{10} \frac{\omega_k R}{Ac} (u_0 - 1)^{1.67} \quad (4)$$

对于  $1.5 < u_0 < 16$  时，这种代替引入的误差不超过 10%。

Green 和 Cosslett 提出的这种替代，对于硬 X 射线是可取的，然而对于软及超软 X 射线，在多数情况下， $12 \leq u_0 \leq 56$ ，因而上式已不适用，如果仍采用上述替代，引入的误差可高达 70%。为此，我们重新验算并发现用  $(u_0 - 1)^B$  代替  $(u_0 - 1)^{1.67}$  更为准确，其引入的误差  $\leq 5.6\%$ 。于是

$$I_k = 3.48 \times 10^{10} \frac{\omega_k R}{Ac} (u_0 - 1)^B \quad (5)$$

式中， $B$  是随  $u_0$  略有变化的常数，其值引入表 2。

表 2

$u_0$	1.5~11	12~20	21~34	35~56
$B$	1.670	1.620	1.58	1.547

以上推导了单个人射电子在靶元素内使原子电离所产生的特征 X 射线强度公式。但是，产生的 X 射线不等于出射的 X 射线。尤其是对于软及超软 X 射线，靶材料对其吸收非常严

重。考虑到由于靶吸收而引起的X射线的衰减，真正射出靶外的特征X射线的强度  $I_{\lambda}$ ，可用Lenard定律表征如下：

$$I_{\lambda} = I_0 \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho x\right) \quad (6)$$

式中， $\frac{\mu}{\rho}$ ：靶元素的质量吸收系数； $x$ ：电子穿透深度，假定电子能量  $\geq E$ ，时不被散射地垂直穿透； $\rho$ ：靶元素密度。

将(5)式代入(6)式得：

$$I_{\lambda} = 3.48 \times 10^{10} \frac{\omega_{\lambda} R}{A c} (u_0 - 1)^B \cdot \exp\left(-\frac{\mu}{\rho} \cdot \rho x\right) \quad (7)$$

根据汤姆逊——惠丁顿(Thomson—Whiddington)近似定律，电子穿透深度可由下式表示<sup>[5]</sup>：

$$E_0^2 - E^2 = c \rho x \quad (8)$$

式中， $E_0$ ：电子初始能量； $E$ ：电子穿透  $x$  深度时的能量； $c$ ：常数〔与(2)式中同〕，将(8)式代入(7)式得：

$$I_{\lambda} = 3.48 \times 10^{10} \frac{\omega_{\lambda} R}{A c} (u_0 - 1)^B \cdot \exp\left[-\frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{E_{\lambda}^2}{c} (u_0^2 - 1)\right] \quad (9)$$

取  $D = 3.48 \times 10^{10} \frac{\omega_{\lambda} R}{A c}$ ， $M = \frac{\mu}{\rho} \cdot \frac{E_{\lambda}^2}{c}$

$$\text{则： } I_{\lambda} = D (u_0 - 1)^B \cdot \exp[-M(u_0^2 - 1)] \quad (10)$$

$$\text{极值处斜率为零： } \frac{dI_{\lambda}}{du_0} = 0 \quad (11)$$

$$\text{则有： } (u_0 - 1)^{B-1} [B - 2Mu_0(u_0 - 1)] = 0 \quad (12)$$

$$B - 2Mu_0(u_0 - 1) = 0 \quad (13)$$

解方程(13)得：

$$u_0 = \frac{1}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{2Bc}{\frac{\mu}{\rho} \cdot E_{\lambda}^2}}\right), \text{ 对于软X射线 } \frac{2Bc}{\frac{\mu}{\rho} \cdot E_{\lambda}^2} \gg 1, \text{ 所以}$$

$$u_0 \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2Bc}{\frac{\mu}{\rho} \cdot E_{\lambda}^2}} \quad (14)$$

将  $u_0 = \frac{E_0}{E_{\lambda}}$  代入(14)式：

$$E_0 = \frac{1}{2} (2Bc)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

以伏表示靶电压时，其值与  $E_0$  值相等，故得极值靶压  $U_{0m}$  计算公式：

$$U_{0m} = \frac{1}{2} (2Bc)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu}{\rho}\right)^{-\frac{1}{2}} \quad (15)$$

在软及超软X光谱范围内，取  $12 \leq u_0 \leq 56$  范围内各  $B$  值之平均值  $\bar{B} = 1.58$  代替  $B$  值其引入的误

差约为1%，这样可得到更简单的极值靶压公式：

$$U_{0m} = 377 \cdot \left( \frac{\mu}{\rho} \right)^{-\frac{1}{2}} (\text{kV}) \quad (16)$$

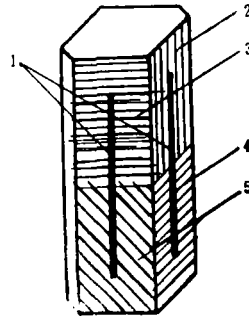
在上述推导过程中，虽然用的是  $k$  系特征谱线，但最后由于  $E_0$  被约掉，因此，(16) 式成为与原子壳层无关，适应于各系特征 X 射线的通用公式。我们利用该公式计算了 Al- $k_{\alpha}$ ，Cu- $k_{\alpha}$ ，C- $k_{\alpha}$ 、B- $k_{\alpha}$ 、Be- $k_{\alpha}$  等谱线的极值靶压，其结果与我们的以及 B. L. Henke 的实验结果<sup>[6]</sup>完全符合。

## (二) 极值靶压的分析

上述特征 X 射线极值靶压公式表明，靶元素的质量吸收系数是直接影晌极值靶压的唯一因素。其他许多与特征 X 射线强度有关的因素，如入射电子的穿透、散射过程、电离截面、背散因子、荧光产额等，虽然它们对特征 X 射线的强度有直接影响，但对极值靶压无直接影响。这说明软及超软 X 光源辐射强度出现极值的根本原因在于靶元素的吸收，而和特征 X 射线的产生过程无直接关系。

## 七、Henke 源的扩展应用

根据 Henke 源焦线光源的特点，适当延长焦线长度，可作成多靶面特征 X 光源。其方法是把靶体二侧面分成四个区域，如图 10 中 2、3、4、5，每个区镀上不同的材料，即形成四种不同元素的靶面，电子焦线 1 贯穿各靶面区，在靶前对应各区设置四个窗口，使各区产生的特征谱线只能从其对应的窗口射出。这样可由一个 X 光源同时获得四种不同波长的特征 X 射线。



面10 多靶面结构

### 参 考 文 献

- [1] B. L. Henke, *Advan. X-Ray Anal.*, 5. (1962), 285~305
- [2] V. E. Cosslett, *Proc. Phys. Soc.*, B65 (1952) 782
- [3] 杨名恪, *光学机械*, 1 (1984), 24~28
- [4] M. Green and Cosslett, V. E., *Proc. Phys. Soc.*, 78 (1961), 1206
- [5] R. Whiddington, *Proc. Roy. Soc.*, 1912 A 86. 360
- [6] B. L. Henke, *Advan. X-Ray Anal.*, 18 (1975) 76~85

## Improved Henke Ultra-soft X-ray Source

Yang Mingke Cui Songhe

### Abstract

In this paper the construction characteristic and the

electron-optical character of the improved Henke ultra-soft X-ray source are presented. Many improvements on the basis of the Henke source have been done in the new improved one. For the first time the double cathodes and four focus lines structure are adopted. The spatial distribution of radiative intensity is effectively improved and flattened by the rational allocation of four focus lines. A new cathode ( $\text{LaB}_6$ ) takes the place of tungsten filament, which reduce input power and raises cathode emitting efficiency. In addition the target voltage formula of radiation intensity maximum is derived for the normal incidence of the electron beam. The characteristic line spectra of  $\text{Al-}k_\alpha$ ,  $\text{Cu-}l_{\alpha_1, \alpha_2}$ ,  $\text{B-}k_\alpha$  and  $\text{Be-}k_\alpha$  are calculated by use of this formula. The calculation results accord with the Henke's measurement results.