

大功率端窗 X 射线管的束流优化

王思霖^{1,2}, 刘俊标^{1,2*}, 王大正^{1**}, 王鹏飞¹, 韩立^{1,2}¹中国科学院电工研究所, 北京 100190;²中国科学院大学, 北京 100049

摘要 目前,国产大功率端窗 X 射线管存在束流和功率小于设计值的问题。从热电子发射理论和空间电荷受限发射理论出发,对大功率端窗 X 射线管的束流进行优化研究。在理论仿真中,计算两种理论模型下的电子束轨迹、束流大小和靶面焦斑。计算分析表明,现有问题主要是灯丝附近的电势分布不合理造成的。基于这一分析,对现有结构提出两种优化方案:一种不改变现有结构仅通过改变灯丝电势来克服灯丝附近的电荷效应;另一种通过改变灯丝位置来使灯丝附近的加速电压分布更加合理。基于这两种优化方案,再次进行仿真计算,计算结果显示,两种方案可以有效提高现有大功率 X 射线管的束流。最后设计了验证性实验,测得了该结构在额定最大灯丝电流下的温度限制束流大小,并验证了仿真计算的准确性,同时也验证了提出的两种优化方案的可行性。

关键词 X 射线源; 空间电荷限制; 热电子发射; 性能优化

中图分类号 O434 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/AOS231000

1 引言

波长色散型 X 射线荧光光谱仪(WDXRF)广泛应用在冶金制造、建材制造、地质调查等领域^[1-5]。其检测原理是:利用分光晶体,将原级 X 射线在样品上激发出的荧光光束按波长色散后,测定各波长位置的强度并绘制谱图,进而实现对样品组成元素的定性分析和定量分析。测试时,由于 X 射线荧光经分光晶体色散后会造成一定程度的强度损失,需要原级 X 射线有更高的强度,一般采用大功率 X 射线管作为激发源。大功率 X 射线管按照结构形式不同,分为侧窗和端窗两种^[1]。对于端窗 X 射线管,由于窗口不吸收反向散射电子,铍窗的厚度相对更薄,因此可以提高对长波辐射的透射率,有利于对轻元素的激发^[6]。X 射线管的功率由管电压和管电流决定。管电压越高,产生的 X 射线能量越高;管电流越大,产生 X 射线的亮度越高。X 射线管的功率与其内部两电极间的电场分布,阴极的材料、温度、表面积、形状等因素有关。目前,国外生产大功率端窗 X 射线管的代表性公司是 Malvern Panalytical 公司,设备性能一般以 75 kV/4 kW 为主。国内的端窗 X 射线管主要以小功率为主,对于大功率端窗 X 射线管,国内尚无产品上市,仍处于设计测试阶段,在管功率和靶面焦斑^[7]的控制等方面与国外先进水平仍有差距。因此,需要对大功率端窗 X 射线管的

相关结构开展进一步的仿真研究。

本文基于热电子发射理论^[8]和空间电荷受限发射理论^[9]分析端窗 X 射线管的发射性能,利用 COMSOL Multiphysics 软件进行静电场、粒子轨迹和束流仿真计算,研究现有 X 射线管结构尺寸、阴极电势等参数对束流的影响,并设计验证性实验,确定优化方案的合理性,为大功率端窗 X 射线管的结构设计提供参考。

2 大功率端窗 X 射线管的束流分析与计算

2.1 大功率端窗型 X 射线管结构分析

大功率端窗 X 射线管的结构如图 1 所示,主要包括端窗、靶材、灯丝、壳体、阳极和反射栅极等。大功率端窗 X 射线管采用静电偏转的环形电子枪结构^[10]发射电子束,该结构可以降低正离子轰击灯丝概率,有效延长 X 射线管寿命。同时,该结构可以减小阳极靶材与被测样品之间的距离,使得照射到样品上的原级 X 射线量率最大化。

本文中,为方便有限元计算,将不闭环的灯丝简化成圆环结构;不考虑阳极内部的水冷结构对仿真结果的影响,靶材和阳极为同电位,将两者看为一个整体进行建模;忽略灯丝柱和灯丝的支撑部分和端窗结构。简化后的几何模型如图 2 所示。图 2 中, h_c 为射线管灯丝相对于端窗的距离, D_c 为灯丝的圆环半径, d_c 为灯丝

收稿日期: 2023-05-17; 修回日期: 2023-06-07; 录用日期: 2023-06-26; 网络首发日期: 2023-07-10

基金项目: 国家重点研发计划(2022YFF0707301)

通信作者: *liujb@mail.iee.ac.cn; **dzwang@mail.iee.ac.cn

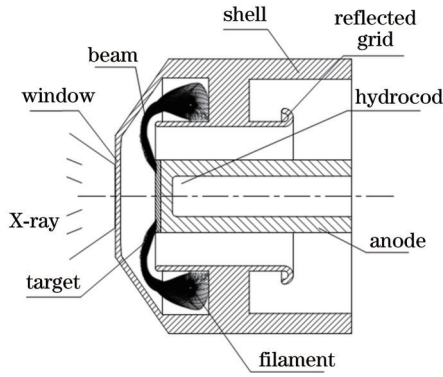


图 1 X射线管部分结构示意图

Fig. 1 Schematic of part X-ray tube structure

的圆环环宽, h_a 为阳极相对于端窗的距离, D_a 为阳极的直径, θ 为 X 射线管尖端的锐角大小。它们具体的值如表 1 所示。

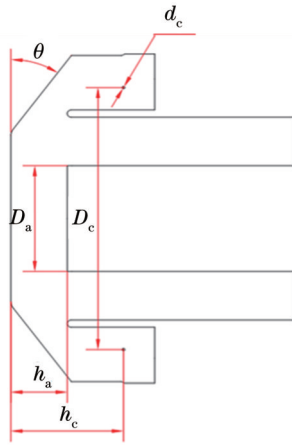


图 2 简化后的几何模型尺寸示意图

Fig. 2 Dimension sketch of simplified geometric model

表 1 几何模型的关键初始参数

Table 1 Key initial parameters of geometric model

Parameter	Value	Parameter	Value
h_c / mm	17.02	h_a / mm	8.52
D_c / mm	44.60	D_a / mm	18.00
d_c / mm	0.40	θ / (°)	35

2.2 电子在静电场中的运动分析

在不考虑空间电荷效应和相对论效应的情况下, 阴极发射的电子只受电场力的作用。电子的运动方程遵循牛顿第二定律^[11], 表达式为

$$\frac{d(mv)}{dt} = F_e(t) = -e\nabla u, \quad (1)$$

式中: m 表示电子的质量; v 表示电子在静电场中的速度矢量; $F_e(t)$ 表示电子在静电场中所受的电场力矢量; e 表示电子的电荷量; ∇u 表示电子所在位置处的电势梯度。在考虑空间电荷效应的情况下, 需要计算阴极发射的电子在计算域的空间电荷密度, 并且在计算

电势时, 将上一个时间步的空间电荷密度作为源 $\rho(x, y, z, t)$, 求解下一个时间步的静电场和空间电荷密度, 此时静电场方程变成了有源场 $u_i(x, y, z, t)$, 电子的运动方程为

$$\frac{d(mv)}{dt} = F_e(t) = -e\nabla u_i(x, y, z, t). \quad (2)$$

2.3 发射束流限制因素的分析

热发射阴极的最大发射束流主要受温度限制和空间电荷效应限制, 这两种限制分别对应了热电子发射理论和空间电荷受限发射理论。在热电子发射理论中, 在不考虑空间电荷限制的情况下, 阴极电子发射的电流密度 J_T 主要由材料的逸出功和工作温度决定^[12], 表达式为

$$J_T = AT^2 \exp\left(-\frac{e\phi}{k_B T}\right), \quad (3)$$

式中: A 为 Richard 常数, 采用钨灯丝时取 $120 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$, 采用六硼化镧时取 $60 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$; T 为灯丝工作温度, 由不同材料的使用寿命决定, 单位为 K; ϕ 为阴极的功函数; k_B 为玻尔兹曼常数。因此, 灯丝的热电子发射电流为

$$I_T = \iint_{\Omega} J_T d\Omega, \quad (4)$$

式中: Ω 为阴极的热电子发射表面。在热电子发射理论中, 初速度的大小通过归一化动能 W 得到采样, 其中速度与归一化动能的关系为

$$|v| = \sqrt{\frac{2k_B T}{m} W}. \quad (5)$$

利用 COMSOL Multiphysics 软件进行计算。静电场仿真计算的边界条件为: 阳极和靶材电势 $u_a = 80 \text{ kV}$; 灯丝表面电势 $u_f = 5 \text{ V}$; 外壳和反射栅极表面的电势为 $u_g = 0 \text{ V}$; 阳极和外壳间的真空域边界的电势为 0 V 到 80 kV 的线性插值。利用热电子发射理论, 计算温度限制束流大小和电子初速度分布时, 取 Richard 常数 $A = 120 \text{ A}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{K}^{-2}$, 灯丝的工作温度 $T = 2800 \text{ K}$, 钨灯丝的功函数 $\phi = 4.55 \text{ V}$, 热电子的归一化动能 W 根据 Lambert W 函数取值, 根据电子在电场的运动分析计算电子束轨迹, 计算时间步长取 0.1 ns 。获得的计算结果如表 2 所示, 由于阴极发射的电子束很大部分没有到达靶材, 远远没有达到温度限制最大束流的水平。

当束流足够大时或电场足够小时, 空间电荷效应将会是主要因素, 并决定了最后发射束流的大小。此时所采用的发射模型是由一维 Child 定律推导出来的, 一维 Child 定律^[9]的束流密度 J_s 与电势的关系^[13]为

$$J_s = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2}, \quad (6)$$

式中: U 表示两极板间的电势差; d 表示极距。在该发射模型^[14]中, 假定在阴极表面附近存在虚构的发射面,

表 2 热电子发射的结果

Table 2 Result of thermal electron emission

Parameter	Value	Parameter	Value
Emission current / A	10.74	Inner diameter of the beam spot / mm	10.10
Probability / %	0.30	Outer diameter of the beam spot / mm	15.00
Target current / mA	32.65	Kinetic energy / keV	90.30

称为虚阴极。虚阴极与实际发射面的距离称为偏置距离 d , 单位为 cm。虚阴极的电势为 $\varphi(d)$, 阴极电势为 $\varphi(0)$ 。根据一维 Child 定律, 可以得到空间电荷受限发射条件下的电流密度方程, 为

$$J_s = \frac{4\epsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{[\varphi(d) - \varphi(0)]^{\frac{3}{2}}}{d^2}, \quad (7)$$

$$I_s = \iint_{\Omega_s} J_s d\Omega_s, \quad (8)$$

式中: Ω_s 为虚阴极表面。该发射模型规定电子从阴极表面以零初始速度发射, 不考虑电子的热初始速度, 因此在虚阴极表面的电子初始速度为

$$v(d) = \sqrt{2 \frac{e}{m} |\varphi(d) - \varphi(0)|}. \quad (9)$$

利用 COMSOL Multiphysics 软件的空间电荷受限发射 (SCLE) 模块进行束流计算, 取阴极电压 5 V, 偏置距离 $d=0.2$ mm, 获得的电子束计算结果如表 3 所示。

表 3 空间电荷受限发射的结果

Table 3 Result of space charge limit emission

Parameter	Value	Parameter	Value
Emission current / mA	18.05	Inner diameter of the beam spot / mm	13.00
Probability / %	99.80	Outer diameter of the beam spot / mm	14.20
Target current / mA	18.01	Kinetic energy / keV	84.20

表 2 和表 3 分别计算了两种限制因素下的束流大小和靶面焦斑。基于热电子发射理论的计算结果表明, 大量的电子由于初始能量不足以克服阴极附近的电势会重新回到灯丝表面, 最终到达靶材的束流只有 32.65 mA。热电子发射理论没有考虑空间电荷效应, 因此计算结果是偏大的。空间电荷受限发射理论考虑了电子的空间电荷效应, 但没有考虑热发射的电子初始速度, 束流计算结果较实际值是偏小的, 其值为 18.01 mA。根据仿真结果分析, 阴极附近的电势分布对到达靶材的束流计算结果影响是很大的。因此, 考虑空间电荷效应的发射模型更能体现出电势分布对发射束流的实际影响。针对大功率端窗 X 射线管存在的问题, 使用空间电荷受限理论下的发射模型进行优化仿真计算更符合实际情况。

3 大功率端窗 X 射线管的束流优化与仿真

如图 3 所示, 阴极附近的电势梯度远小于阳极附近的电势梯度。根据 Child 定律, 阴极附近的电势梯度越大, 阴极为发射束流越大。因此, 可在阴极附近提供一个更大的电势梯度, 可增大阴极的发射束流。

3.1 灯丝电势对 X 射线管发射束流的影响

为了研究灯丝阴极电势变化对 X 射线管发射束流的影响, 在 5~−40 V 区间上, 计算了束流和传输概率。随着灯丝电势变化, 电子到达靶材的能量没有发生明显的变化, 计算结果均在 83 keV 左右。阴极的发

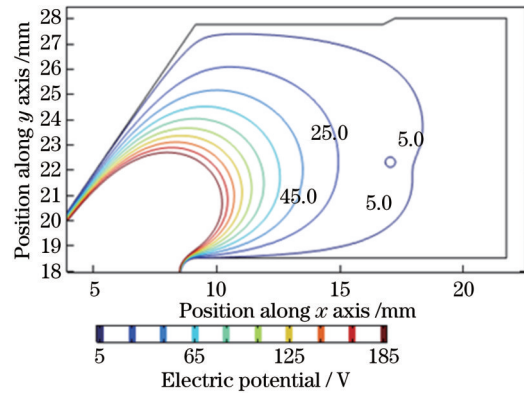


图 3 灯丝附近的电势分布

Fig. 3 Potential distribution near the filament

射束流随着灯丝电压向负压增加而增大。但随着灯丝电压朝负压变化, 灯丝附近的电势梯度变大, 从虚阴极表面发射的电子初速度也会变大。而电子初速度的变大导致了束流传输概率的减少。但整体来说到达靶材的束流是增加的, 束流计算结果如图 4 所示。

3.2 电势分布对 X 射线管发射束流的影响

除了改变阴极电势, 改变灯丝位置也可以达到改变灯丝附近电势的效果。主要研究结构参数 h_c 对 X 射线管发射束流的影响。根据图 5, 随着 h_c 的减小, 阴极附近的电势梯度迅速变大, 阴极为发射束流也快速增加; 在 h_c 为 14~17 mm 区间上, 束流的传输概率均能达到 99% 以上。同时灯丝位置的改变也会改变靶材焦斑的形状。当灯丝高度为 14 mm 时, 靶材焦斑的小径

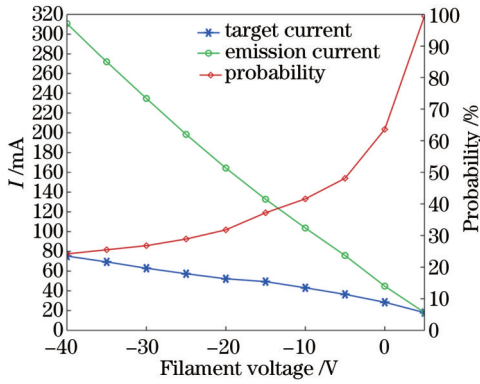


图 4 不同灯丝电压下束流计算结果

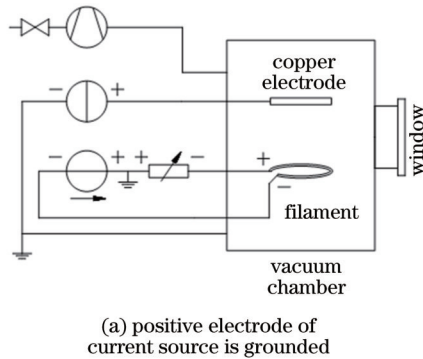
Fig. 4 Beam current calculation result for different filament voltages

为 10 mm, 大径为 16 mm, 焦斑面积相比灯丝高度为 17 mm 时的焦斑面积增大了 3.8 倍。

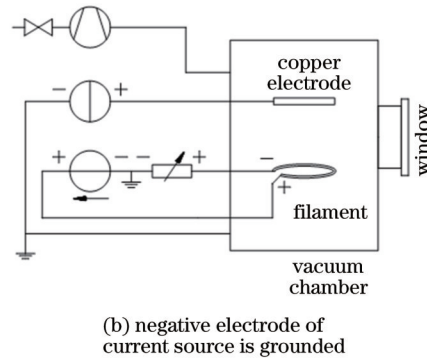
4 实验验证

4.1 实验设计

为了对仿真计算结果进行验证, 搭建了实验平台。



(a) positive electrode of current source is grounded



(b) negative electrode of current source is grounded

图 6 实验原理示意图

Fig. 6 Schematic of experimental principle

4.2 实验结果

不同灯丝电流下的束流测试结果如图 7 所示。在 500 V 的加速电压下, 灯丝电流为 8 A 时, 测得束流值为 0.03 mA, 灯丝的焦耳热功率为 38.8 W; 当灯丝电流施加到 12 A 时, 测得束流值为 53.5 mA, 灯丝的焦耳热功率为 129.12 W。在 1000 V 的加速电压下, 在灯丝电流为 8.5 mA 时出现束流, 测得束流值为 0.1 mA, 灯丝的焦耳热功率为 48.36 W; 当灯丝电流施加到 12 A 时, 测得束流值为 66.0 mA, 灯丝的焦耳热功率为 128.16 W。通过灯丝的焦耳热功率和灯丝电流, 可以获得灯丝电阻。

在该实验中, 得到了 1000 V 加速电压下的不同加热功率的束流。假设该加速电压下的束流大小为温度限制下发射束流, 根据式 (3) 和式 (4), 可以得到该束流下的理论灯丝温度。将计算得到的理论灯丝温度代入到钨的电阻率温度特性曲线的经验公式中, 得到灯丝

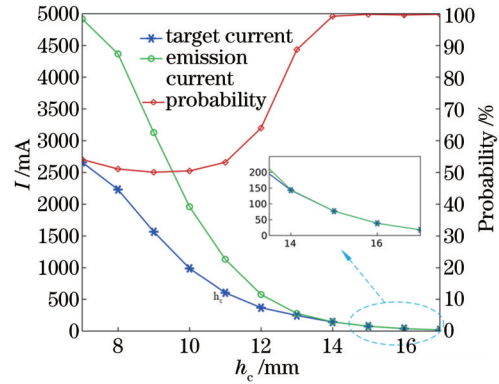


图 5 不同灯丝高度下束流计算结果

Fig. 5 Beam current calculation result for different filament heights

装置原理如图 6 所示, 实验装置由真空泵组、电压源、电流源、可变电阻、真空室、X 射线管灯丝和铜制电极组成。主要实验探究灯丝电流、加速电压、灯丝电势 3 个因素对灯丝发射束流的影响。

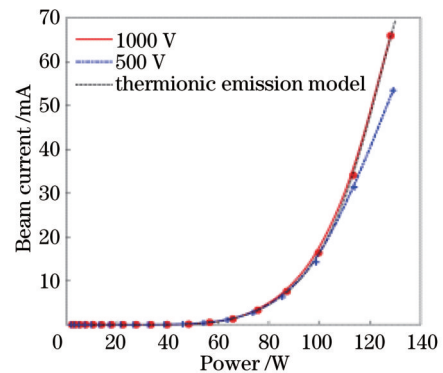


图 7 束流随灯丝焦耳热功率的变化

Fig. 7 Change of beam current with joule heat power

电阻的推导值, 并对灯丝电阻的测量值和推导值进行比较。本文中, 采用两组数据对应数据差值的 2 范数来表征两组数据的差异性, 计算结果如图 8 所示, 误差

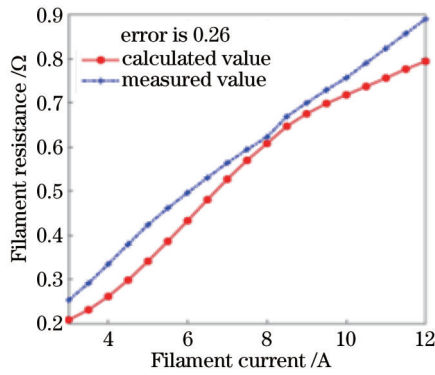


图 8 灯丝电阻计算值和测量值

Fig. 8 Filament resistance calculation and measurement

的计算结果为 0.26, 两组数据的差异性较小, 验证了热电子发射模型对该结构的适用性。并得到了该结构灯丝的加热功率和温度的关系曲线, 如图 9 所示。

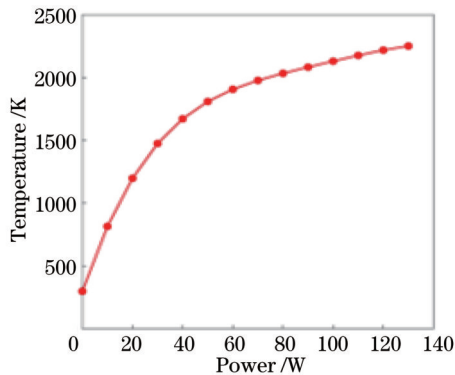


图 9 温度随焦耳热功率的变化

Fig. 9 Relationship between temperature and joule thermal power

加速电压的实验结果如图 10 所示。图中虚直线分别表示温度在 2240 K 时的温度限制发射的理论束流曲线和极距为 24.19 mm、灯丝电势为 0 V、偏置距离为 0.3 mm 时的空间电荷受限发射的理论束流曲线。当电流源正极与地等势时, 灯丝整体处于负电位,

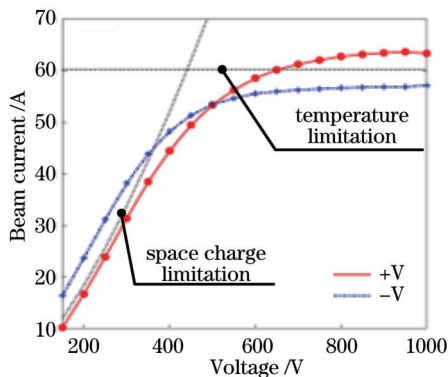


图 10 在 12 A 下束流随加速电压的变化

Fig. 10 Relationship between beam current and voltage when filament current is 12 A

极间电势会比计算值偏大, 导致实际测得的束流大于理论值。同理, 当电流源负极与地等势时, 测得的束流小于理论值。当加速电压大于 500 V 时, 测得的束流曲线逐渐趋近于温度限制发射的理论计算结果, 并当加速电压大于一定值时, 基本保持不变。束流在加速电压较小时, 以空间电荷受限发射理论为主, 在加速电压足够大时空间电荷效应可以忽略, 主要以温度限制发射理论为主。因此, 束流一般随加速电压的增大呈先增大后不变的趋势, 这一结论是与实验结果相吻合的。

灯丝电势的实验结果如图 11 所示, 星曲线为电流源正极接地时测得的数据, 圆曲线为电流源负极接地时测得的数据。当电流源正极接地时, 灯丝电位小于地电位, 为负值; 随着可变电阻电压的增加, 灯丝电位进一步降低。同理, 电流源负极接地时, 灯丝电位为正值且随着可变电阻电压的增加而增大。根据实验结果可知, 在灯丝发射束流达到 60 mA 之前, 改变灯丝电位可以改善空间电荷效应对束流的影响。在加速电压为 150 V, 灯丝电位从 +12.69 V 降低到 -12.65 V 的过程中, 灯丝的发射束流从 3.7 mA 增加到了 27.6 mA。在加速电压 200 V 时, 灯丝的发射束流从 8.3 mA 增加到了 36.1 mA。综上, 在不改变 X 射线管结构的基础上, 对灯丝电位进行调整, 可以有效提高 X 射线管阴极的发射束流, 与仿真结果相吻合。

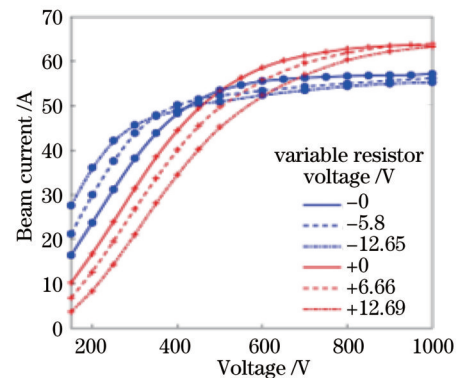


图 11 不同灯丝电位对束流的影响

Fig. 11 Effect of different filament potentials on beam current

5 结 论

针对现有大功率端窗 X 射线管结构存在的功率较小的问题, 讨论了热电子发射理论和空间电荷受限发射理论下的大功率端窗 X 射线管的发射束流限制因素, 认为利用空间电荷受限理论的模型进行优化仿真计算更符合实际情况。据仿真结果分析, 其主要原因是灯丝附近的电势分布不合理导致的。基于这个分析, 提供了两种优化方案: 一种改变灯丝电位, 增大灯丝附近的电势梯度来改善空间电荷效应带来的影响; 另一种通过改变灯丝位置来增大灯丝附近的加速电

压,从而更好地引出束流。实验结果验证了所采用的发射模型对大功率端窗 X 射线管同样适用;得到了灯丝电流为 12 A 时的温度限制最大束流,其值为 63.4 mA;同时验证了两种优化方案切实可行。由于钨灯丝的体积相对较大,灯丝电流施加到 13 A 时,灯丝的温度仍达不到 2800 K,因此尚未在理论计算采用的工作温度下进行实验。在后续的研究中,考虑替换灯丝材料进行实验。

参 考 文 献

- [1] 宋苏环, 黄衍信, 谢涛, 等. 波长色散型 X 射线荧光光谱仪与能量色散型 X 射线荧光光谱仪的比较[J]. 现代仪器, 1999, 5(6): 47-48.
Song S H, Huang Y X, Xie T, et al. Comparison between wavelength dispersive X-ray fluorescence spectrometer and energy dispersive X-ray fluorescence spectrometer[J]. Modern Instruments, 1999, 5(6): 47-48.
- [2] 邓赛文, 吴晓军, 甘露, 等. 多通道波长色散 X 射线荧光光谱仪的升级改造[J]. 岩矿测试, 2007, 26(6): 481-484.
Deng S W, Wu X J, Gan L, et al. Upgrading and reforming of multi-channel wavelength dispersive X-ray fluorescence spectrometer[J]. Rock and Mineral Analysis, 2007, 26(6): 481-484.
- [3] 郝军, 李福生, 杨婉琪, 等. Russian roulette 优化小波算法在 X 射线荧光光谱去噪中的应用[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(9): 0930006.
Hao J, Li F S, Yang W Q, et al. X-ray fluorescence spectral denoising analysis based on the Russian roulette optimized wavelet algorithm[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(9): 0930006.
- [4] 王忠东, 张云刚, 张亮敬, 等. 基于深度学习的石油污染物三维荧光光谱识别技术研究[J]. 激光与光电子学进展, 2023, 60(15): 1530001.
Wang Z D, Zhang Y G, Zhang L J, et al. Research on the three-dimensional fluorescence spectrum identification technology of petroleum pollutants based on deep learning[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2023, 60(15): 1530001.
- [5] 陈壮, 姜红, 郝丁成, 等. 基于 K-means 和簇内误差平方和的塑料快递包装袋 X 射线荧光光谱检验[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(11): 1130001.
Chen Z, Jiang H, Hao D C, et al. X-ray fluorescence spectrum inspection of plastic express packaging bags based on K-means and sum of squares of intra-cluster errors[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(11): 1130001.
- [6] 中国科学技术大学. X 射线荧光光谱分析[EB/OL]. (2015-06-10)[2023-03-30]. http://pic.ustc.edu.cn/_upload/article/files/63/ac/455c49bd4d26b654201289f62707/5b6cd3d53222-4631-b802-80e8437f4b3e.pdf.
University of Science and Technology of China. X-ray fluorescence spectrometry[EB/OL]. (2015-06-10)[2023-03-30]. http://pic.ustc.edu.cn/_upload/article/files/63/ac/455c49bd4d26b654201289f62707/5b6cd3d5-3222-4631-b802-80e8437f4b3e.pdf.
- [7] 聂洋洋, 吕向英, 龚海华. X 射线管的焦点仿真设计研究[J]. 真空电子技术, 2023(1): 36-41.
Nie Y Y, Lü X Y, Gong H H. Simulation design on focal spot of X-ray tubes[J]. Vacuum Electronics, 2023(1): 36-41.
- [8] Son S H, Bae J S, Kim T H, et al. Development of 80-kW high-voltage power supply for X-ray generator[J]. IEEE Transactions on Industrial Electronics, 2023, 70(4): 3652-3662.
- [9] Child C D. Discharge from hot cathode[J]. Physical Review (Series I), 1911, 32(5): 492-511.
- [10] 张以忱. 电子枪与离子束技术[M]. 北京: 冶金工业出版社, 2004: 169.
Zhang Y C. Electron gun and ion beam technology[M]. Beijing: Metallurgical Industry Press, 2004: 169.
- [11] 杜秉初, 汪健如. 电子光学[M]. 北京: 清华大学出版社, 2002: 100-102.
Du B C, Wang J R. Electron optics[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2002: 100-102.
- [12] 林祖伦, 王小菊. 阴极电子学[M]. 北京: 国防工业出版社, 2013: 22-26.
Lin Z L, Wang X J. Cathode electronics[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2013: 22-26.
- [13] Langmuir I. The effect of space charge and residual gases on thermionic currents in high vacuum[J]. Physical Review, 1913, 2(6): 450-486.
- [14] Humphries S, Jr. Numerical modeling of space-charge-limited charged-particle emission on a conformal triangular mesh[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 125(2): 488-497.

Optimization of Electron Beams for End-Window X-Ray Tubes with High Power

Wang Silin^{1,2}, Liu Junbiao^{1,2*}, Wang Dazheng^{1**}, Wang Pengfei¹, Han Li^{1,2}

¹Institute of Electrical Engineering, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China;

²University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China

Abstract

Objective Wavelength dispersive X-ray fluorescence spectrometer (WDXRF) is widely applied in disparate fields such as metallurgy, building materials, and geological surveys. Its detection principle involves employing a primary X-ray beam to excite a fluorescent beam on the sample, which is then dispersed by a dispersive crystal based on wavelength. The intensities at different wavelengths are measured and a spectrum is generated to qualitatively and quantitatively analyze the elemental composition of the sample. During the test, certain degree of intensity is lost due to the dispersion of X-ray fluorescence by the dispersive crystal. Thus, a higher intensity of the primary X-ray beam is required, which is typically

achieved by an X-ray tube with high-power as the excitation source. X-ray tubes with high power can be categorized into two types of side-window and end-window X-ray tubes based on their structural forms. For end-window X-ray tubes, since the window does not absorb backscattered electrons, the beryllium window is relatively thinner, which increases the transmissivity of longer wavelength radiation and facilitates the excitation of light elements. The power of an X-ray tube is determined by the tube voltage and current. Higher tube voltage produces X-rays with higher energy, while larger tube current increases the X-ray brightness. The power of an X-ray tube is influenced by factors such as the distribution of the electric field between the two electrodes inside the tube, cathode material, temperature, surface area, and shape. Currently, Malvern Panalytical is a representative company overseas that produces end-window X-ray tubes with high power, with 75 kV/4 kW being the main specification. In China, end-window X-ray tubes are mainly focused on low-power applications, and no products are available on the market for end-window X-ray tubes with high power. They are still in the design and testing phase, and there is still a gap in power control and target focal spot control compared with the advanced international level. Therefore, further simulation studies are needed for the relevant structures of end-window X-ray tubes with high power.

Methods We develop methods to address the problem that the beam current and power of domestically produced end-window X-ray tubes with high power are below the design values. First, the structure of the end-window X-ray tube with high power is analyzed, and the structure is simplified based on the requirements of finite element calculations. The simplification method of the end-window X-ray tube with high power is as follows. 1) The unclosed filament is simplified into a closed ring structure. 2) The influence of the water-cooled structure inside the anode on the simulation results is not considered. 3) As the target and anode are at the same potential, both of them are modeled as a whole. 4) The ceramic column, the support structure of the filament, and the end-window structure of the X-ray tube are ignored. Then, the limiting factors for beam current emission in the end-window X-ray tube with high power are determined based on the thermionic emission theory and the theory of space charge limited emission. Two optimization schemes are proposed based on the analysis of simulation results. Finally, the feasibility of the optimization schemes is verified through simulation analysis and experiments.

Results and Discussions In the theoretical simulation calculations, the electron beam trajectory, beam current, and target focal spot are computed for the two theoretical models (Tables 2 and 3). The results based on the thermionic emission theory show that a large number of electrons return to the filament surface due to insufficient initial energy to overcome the potential near the cathode, resulting in a beam current reaching the target material of only 32.65 mA. Considering the space charge effect, the beam current value obtained from the theory of space charge limited emission is 18.01 mA. The analysis of simulation results indicates that the potential distribution near the cathode has a significant influence on the beam current reaching the target material. Based on this analysis, we propose two optimization schemes. One scheme is changing the filament potential and increasing the potential gradient near the filament to improve the influence of space charge effects. The other is changing the filament position to increase the accelerating voltage near the filament, thereby better extracting the beam current (Figs. 4 and 5).

Conclusions According to the simulation results, both schemes can improve the beam current of existing X-ray tubes with high power. An experimental platform is set up to validate the simulation results. The experimental setup consists of a vacuum pump unit, voltage source, current source, variable resistor, vacuum chamber, X-ray tube filament, and copper electrodes. The experiments confirm the applicability of the emission models adopted in our study to end-window X-ray tubes with high power, and the maximum beam current limited by temperature is obtained when the filament current is 12 A, with a value of 63.4 mA. The feasibility of the two optimization schemes is also verified.

Key words X-ray source; space charge limitation; thermal electron emission; performance optimization