

离子束修形中光学元件表面热量沉积数值模拟*

袁征[†] 戴一帆 解旭辉 周林

(国防科技大学机电工程与自动化学院, 长沙 410073)

(2012年4月16日收到; 2012年6月14日收到修改稿)

根据 Sigmund 溅射能量沉积理论建立了低能离子入射光学元件引起的能量扰动层厚度模型. 理论推导了离子束倾斜入射时光学元件表面的束流密度, 并建立了低能离子束对光学元件的热量沉积模型. 采用 Monte Carlo 方法模拟了低能离子与熔石英光学表面的相互作用. 分析了离子能量、离子类型、入射角度等参数对光学元件热量沉积和扰动层深度的影响规律. 以离子束沉积在工件的能量作为热源, 采用有限元分析软件 ANSYS 模拟了离子束入射工件的温度场分布、温度梯度场分布和温度应力分布. 入射表面温度和热梯度呈高斯分布, 束斑中心最高并向工件边缘逐渐减小. 入射表面束斑区域受热膨胀, 其膨胀受到外环区域的制约, 从中心区域到大约束斑半峰值半径的区域, 所受环向应力为压应力, 在大致束斑半峰值半径以外区域为拉应力.

关键词: 离子束修形, 热沉积, 光学加工, 热场

PACS: 52.25.Tx, 52.65.Pp, 81.65.Ps, 41.85.-p

1 引言

离子束修形技术是加工高精度光学元件的确定性加工方法. 离子束修形技术是基于物理溅射效应, 入射离子通过级联碰撞将能量传递给工件表面原子, 当原子获得的能量足以克服表面束缚能时, 便从工件表面脱离出来. 低能离子束以可变的或驻留时间结合特定的路径扫过光学元件表面, 从而精确地修正光学表面的局部面形误差^[1,2]. 光学元件表面材料以原子形式去除, 离子束修形技术被认为是加工高精度极紫外线刻光学元件的最终工艺方法^[3].

与传统加工方法不同, 离子束抛光在低压真空环境中进行, 在材料去除过程中, 入射离子的绝大部分能量转移给光学元件原子并以热量的形式储存在光学元件中. 离子束扫描顺序的先后和离子束在光学元件表面各点驻留时间的不同造成对光学元件的非均匀加热, 进而在光学元件内部产生较高的温度和较大的温度梯度及温度应力. 一些学者主要关注热引起的光学表面变形^[4,5], 主要是因为

他们的研究对象是微晶、硅等对温度不敏感的低热膨胀材料. 但是对于高热膨胀系数的 BK7, CaF₂ 和 KDP(磷酸二氢钾) 等热敏感光学材料来说, 高的温度梯度产生的温度应力一旦超过光学材料的机械应力极限, 光学元件将会产生裂纹甚至造成光学元件的破碎. 此外, 在较高的温度下, 光学材料的光学性能发生改变^[5], 甚至表面组成成分将变得不稳定甚至发生改变^[6]. 因此, 对热敏感材料而言, 降低离子束抛光过程中离子束对光学元件的热效应具有极其重要的意义.

为解决这个问题, 我们首先必须知道离子束对光学元件传递的热量. 传递的热量与入射离子的能量、类型和入射角度有关. 本文建立了离子束对光学元件的热量沉积模型和扰动层厚度模型, 并采用 Monte Carlo 方法研究了离子束与光学元件的相互作用, 分析了离子能量、类型和入射角度对模型的影响规律. 利用有限元分析软件 ANSYS 将热量沉积模型作为内热源加载到工件上, 得到了离子束辐照工件的温度场、温度梯度场和温度应力场, 为进一步优化工艺参数以减小离子束加工对光学元件的热效应的基础.

* 国家自然科学基金(批准号:91023042, 51105370)资助的课题.

[†] E-mail: bcd420@163.com

2 物理模型及模拟方法

2.1 能量沉积理论

离子溅射的动量转移机理认为溅射是入射离子和工件原子之间碰撞引起的. 离子束入射靶材, 与靶原子发生两种碰撞过程 [7], 一方面是与原子核发生弹性碰撞, 同时把能量传递给靶原子, 这部分能量损失称为核碰撞能损. 另一方面是与靶原子发生非弹性碰撞, 主要是将靶原子中的电子激发与电离因此这部分能量损失称为电子碰撞能损. 低能离子溅射中核阻止本领是主要因素, 忽略电子阻止本领.

根据 Sigmund 溅射理论, 入射离子通过碰撞产生的能量散射发生在工件表层, 并呈现高斯分布 [8]

$$E(r) = \frac{\varepsilon}{(2\pi)^{3/2} a_\sigma a_\mu^2} \exp\left(-\frac{z^2}{2a_\sigma^2} - \frac{x^2 + y^2}{2a_\mu^2}\right), \quad (1)$$

其中, ε 为入射离子在固体中沉积的总能量, 其能量散射中心距入射点距离为 a , 沿着离子入射方向的能量散射宽度为 a_μ , 垂直于入射方向的能量散射宽度为 a_σ , 如图 1 所示.

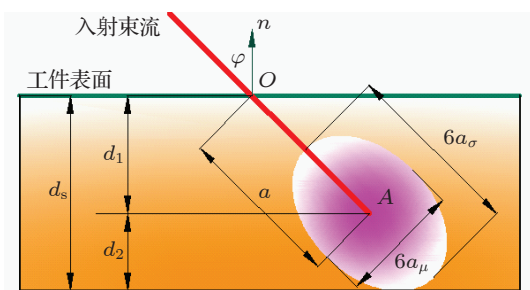


图 1 入射离子在固体中的能量沉积分布图

碰撞过程中入射离子与靶表面原子碰撞传递能量深度大于入射离子的射程. 如图 1 所示, 定义扰动层厚度为入射离子在工件中能量散射的厚度, 即能量散布椭圆边界距工件表面的距离, 可以求解出其表达式为

$$d_s = d_1 + d_2 = a \cos \varphi + \frac{1}{3} \sqrt{a_\mu^2 \sin^2 \varphi + a_\sigma^2 \cos^2 \varphi}. \quad (2)$$

2.2 光学元件表面束流分布模型

Kaufman 离子源光学系统几何原理如图 2 所示. 采用球面同心双圆弧栅 (加速栅 A 和屏栅 S),

两栅上的所有孔心一一对准圆形栅的圆心. 由于加速栅为负电势, 阳离子通过加速栅栅孔将发生减速, 由带点粒子在减速场中的运动特性可知离子束将成发散状. 具有一定的发散角并在中性面下游呈直线运动 [9]. 为获得更小束径, 以提高离子束修正中高频误差的能力, 通常在现有离子源上端 L_1 处增加一个光阑. 离子束通过光阑仍然呈现发射状, 发散角为 α , 且在光阑上方距离 L_0 处的束流测试面上具有一定的束流分布 (近似高斯分布). 通过实验用法拉第杯测得的在 L_0 束流测试平面上的束流一维分布如图 3 所示. 采用最小二乘法进行曲线拟合 [10], 得到离子束流密度高斯型分布模型

$$f_0(x', y') = \frac{J_0}{2\pi\sigma_0} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{2\sigma_0^2}\right). \quad (3)$$

定义接收 99.73% (6σ) 束流圆面积的直径为离子束直径. 则离子束发散角 α 定义为

$$\alpha = \arctan \frac{d_b - d_a}{2L_0}, \quad (4)$$

其中, d_a 为光阑直径; d_b 为接收 99.73% ($d_b = 6\sigma_0$) 积分束流圆面积的直径; L_0 为光阑至束流测试面的距离.

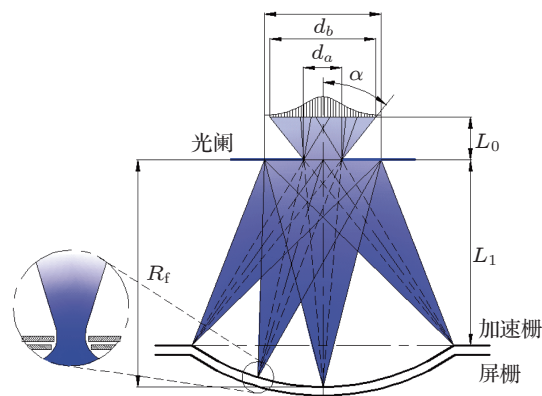


图 2 离子源光学系统几何原理图

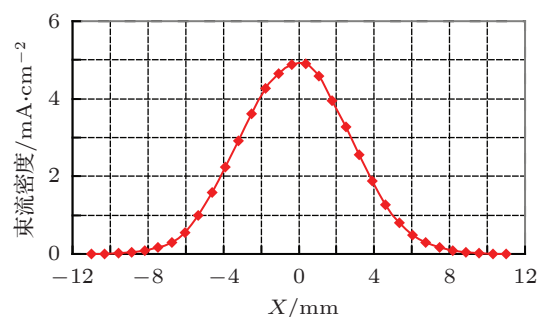


图 3 法拉第杯在 L_0 束流测试平面上所测得的束流一维分布

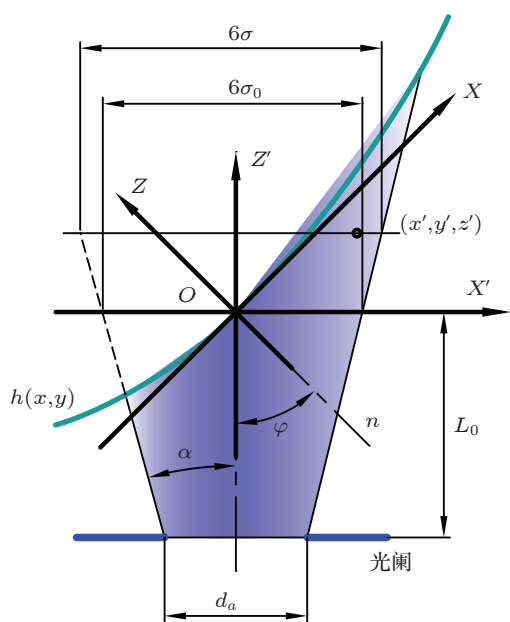


图4 离子束倾斜入射工件表面示意图

假设名义靶距为 L_0 的离子束以 φ 角入射工件表面 O 点, 定义入射角 φ 为离子束回转对称轴线与入射点 O 的法线的夹角, 如图4所示. 建立如图4所示的坐标系. 坐标系 $OXYZ$ 可以看作是坐标系 $OX'Y'Z'$ 绕 Y' 轴旋转角度 φ 得到的, 则 $OXYZ$ 坐标系中, 工件表面方程 $z(x, y)$ 在 $OX'Y'Z'$ 坐标系中可表示为 $z'(x', y')$, 且有

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} = M(\varphi) \begin{pmatrix} x \\ y \\ z \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中

$$M(\varphi) = \begin{pmatrix} \cos \varphi & 0 & -\sin \varphi \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin \varphi & 0 & \cos \varphi \end{pmatrix}$$

为坐标系变换矩阵.

则, $OX'Y'Z'$ 坐标系内离子束辐照区域内工件表面上任一点 (x', y', z') 的束流密度为

$$f(x', y', z') = \frac{\eta J_0}{2\pi\sigma} \exp\left(-\frac{x'^2 + y'^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6)$$

其中, σ 为束流密度分布的高斯参数, 根据图4中几何关系易得

$$\sigma = \sigma_0 - \frac{z' \tan \alpha}{3}, \quad (7)$$

η 为束流修正系数^[8], 主要取决于谐振电荷交换截

面 σ_{RCE} 和束离子速度 v_b :

$$\eta = \exp\left(-\frac{kTz'}{\sqrt{2P_0}\sigma_{\text{RCE}}}\right), \quad (8)$$

$$\sigma_{\text{RCE}} = a - b \ln(v_b \cdot b),$$

$$v_b = \sqrt{2eE_i/M_i},$$

上式中, e 为束离子所带电荷量; E_i 为束离子能量, M_i 为束离子质量; a, b 为与束离子相关的常数, k 为波尔兹曼常量, T 为离子源工作温度, P_0 为工作压力.

2.3 离子束抛光中的沉积热量模型

均匀束流倾斜入射, 工件参考系上的束流密度与入射角呈余弦关系, 能量沉积的功率密度为

$$P = E(r) \cdot f \cdot \cos \varphi / e, \quad (9)$$

其中, e 为单个离子所带的电量. 对于非均匀束流, 虽然宏观上时非均匀的, 但在局部微区域可以看作是均匀束流, 因此将均匀束流替代为非均匀束流即可得到功率密度模型,

$$P = E(r) \cdot f(x', y', z') \cdot \cos \varphi / e. \quad (10)$$

由于能量沉积的高斯分布参数是微观尺寸, 相对于束流分布的宏观尺寸可以忽略, 而且并不是所有沉积的能量都转化为热量, 考虑到工件表面溅射原子克服表面束缚能而脱离工件表面带走一部分能量, 则转化为工件热量功率密度为

$$P = (\varepsilon - \xi) \cdot f(x', y', z') \cdot \cos \varphi / e, \quad (11)$$

其中, ξ 为单个入射离子产生的溅射原子带走的能量.

2.4 离子束入射光学元件表面传热模型

假设离子束垂直入射轴对称特性的工件表面. 以离子束入射表面中心为原点, 原点处垂直于表面指向光学元件内部的方向为 z 轴, 建立如图5所示圆柱坐标系.

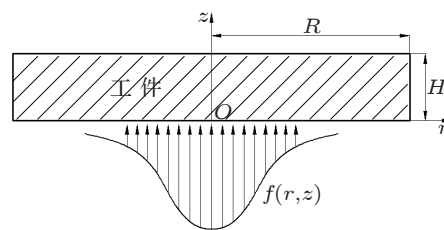


图5 离子束轰击工件示意图

根据傅里叶传热公式,在圆柱坐标系下建立工件三维轴对称瞬态热传导微分方程如下:

$$c\rho\frac{\partial T}{\partial t} - k\left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2}\right) + q = 0, \quad (12)$$

式中, c, ρ, k, q 分别为工件的比热容、密度、导热系数和热功率,计算中将其看做恒定值, T 为工件的温度场分布,它是径向坐标 r , 轴向坐标 z 和时间 t 的函数. 离子束加工在高真空中进行,光学元件表面无对流作用,并忽略光学元件表面对外的热辐射作用,边界条件可以描述为

$$\begin{aligned} -k\frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{z=0} &= q, \\ -k\frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{r=R} &= 0, \\ -k\frac{\partial T}{\partial z}\Big|_{r=H} &= 0. \end{aligned} \quad (13)$$

初始条件:

$$T(r, z, 0) = T_0, \quad (14)$$

式中, R, H 分别为工件的半径以及厚度, T_0 为工件的初始温度.

2.5 数值模拟

在模拟热量沉积时,采用国际上通用的 Trim 程序 (Monte Carlo 方法) 模拟离子同光学元件的相互作用^[11]. 通过计算机模拟跟踪一定数量的入射离子的运动,离子的位置、能量损失和次级粒子的各种参数都在跟踪过程中保存下来,最后进行统计处理,得到各种所需物理量的期望值和相应的统计误差^[12]. 用有限元分析软件 ANSYS 中的参数化设计语言 (APDL) 对离子束加热工件进行有限元仿真,并将所得的温度场加载到工件上,计算工件的热应力场分布. 数据处理采用 MATLAB 进行.

3 计算结果和讨论

3.1 扰动层厚度

在离子束修形加工中,常用的入射离子为 Ar^+, Kr^+ 和 Xe^+ . Monte Carlo 模拟 5000 个能量为 500 eV 的入射离子以不同的角度入射厚度

为 10 mm 的熔石英表面,对单离子能量沉积参数进行模拟,并根据模拟结果计算扰动层厚度,扰动层厚度模拟计算结果如图 6 和图 7 所示.

从图 6 中可以看出,低能离子垂直入射熔石英扰动层深度在几十埃量级,并且随着入射离子能量的增加而增加. 扰动层深度与入射离子能量呈近似线性关系. 这是因为随着能量增加,入射离子在固体中的平均射程增加,能量散射中心距入射点距离 a 增加,且离子与固体原子级联碰撞的次数增加,平行和垂直于离子入射方向的能量散射宽度 a_μ 和 a_σ 增加,使得扰动层深度增加. 从图 7 中可以看出,扰动层深度随着入射角度的增加先增大再减小,并在入射角度为 $40^\circ\text{--}50^\circ$ 时达到最大值. 这是因为随着入射角度的增加,能量平均散射中心距入射点的距离减小,其在工件表面法线上的投影长度减小,而能量散射宽度增加,两者相互作用使得扰动层深度在某个入射角度达到最大值. 此外,扰动层深度同时受到入射离子类型的影响,在相同的离子能量和入射角度情况下,重离子对光学元件的扰动层深度较大,且重离子引起的扰动层深度对入射角度的变化较敏感.

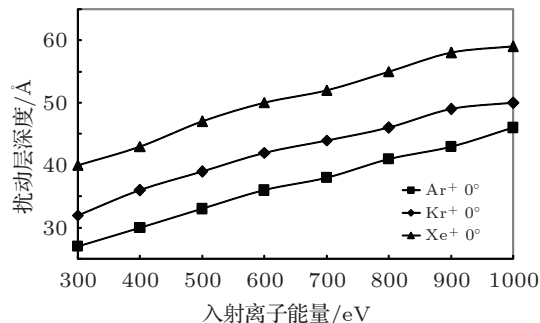


图 6 扰动层厚度随入射离子能量的演化

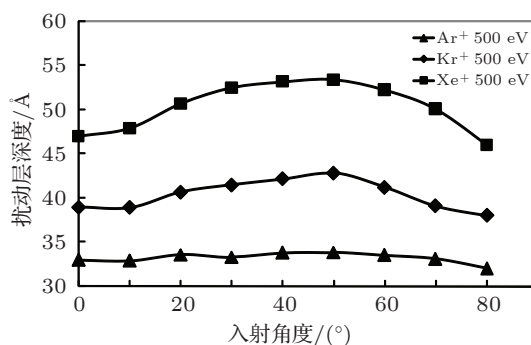


图 7 扰动层厚度随离子入射角度的演化

3.2 热量沉积

离子源温度为 $150\text{ }^{\circ}\text{C}$, 工作压强为 $2.0 \times 10^{-2}\text{ Pa}$, 采用的光阑孔径为 10 mm , 光学元件到光

阑的距离为 30 mm . 峰值束流密度为 1 mA/cm^{-2} 、高斯分布参数为 $\sigma = 3.5\text{ mm}$, 能量为 500 eV 的 Kr^+ 离子束以不同角度入射平面光学元件, 在光学元件表面产生的热功率密度模型如图 8 所示.

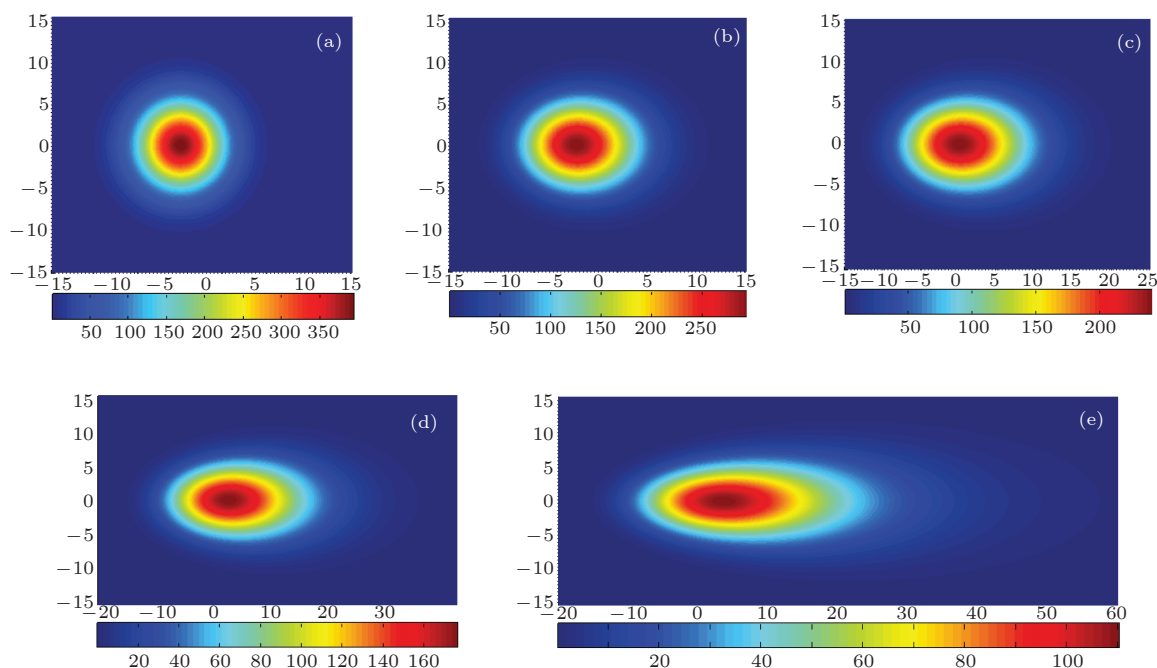


图 8 离子束以不同角度入射平面时热功率密度仿真模型 (a) 0° 入射; (b) 40° 入射; (c) 50° 入射; (d) 60° 入射; (e) 70° 入射

图 8 中的热作用域形状与文献 [13] 中实验得到的材料去除斑点形状具有很好的相似性, 说明按照 2.2 节推导光学元件表面束流分布模型是可行的. 从图 8 中可以看出, 入射角对热功率密度模型有重要的影响. 离子束倾斜入射平面时, 热作用域偏离原来的圆形, X 轴方向的尺寸被拉伸, 且 X 轴正向的尺寸拉伸的程度大于 X 轴负向的尺寸拉伸程度. 入射角度越大, 尺寸拉伸程度差别越明显, 热作用域的面积也进一步增大. 另外一方面, 当倾斜入射时, 热功率密度的峰值点不再与理论入射点重合, 而是向理论入射点负方向偏离, 并且入射角度越大, 峰值功率密度点和理论入射点的距离越大. 产生上述现象的原因可通过图 4 中的几何关系说明: 当离子束倾斜入射时, X 轴负向半平面处于离子束上游, X 轴正向半平面处于离子束下游. 由于离子束存在一定的发散角, 相对于下游离子束而言, 上游离子束径小、束流密度大, 则会出现 X 轴负向某点处的束流大于入射点 $(0, 0)$ 处的束流, 而且入射角度越大, X 轴负向越靠近离子束上游和离子束回转轴, 工件上束流密度峰值点越向 X 轴

负向移动, 从而峰值功率密度点和理论入射点的距离越大.

图 9、图 10 和图 11 所示的分别是离子束入射角度、入射离子能量和入射离子类型对热功率的影响. 可以看出, 总热功率在低角度入射时变化不明显, 在高入射角度时随着入射角度的增加而急剧减小. 此外, 入射离子的能量越高, 热功率变化的梯度越大. 热功率随着入射离子能量增加而呈近似线性增长, 并且入射角度越小, 总热功率增长越快. 而入射离子类型对热功率影响甚微.

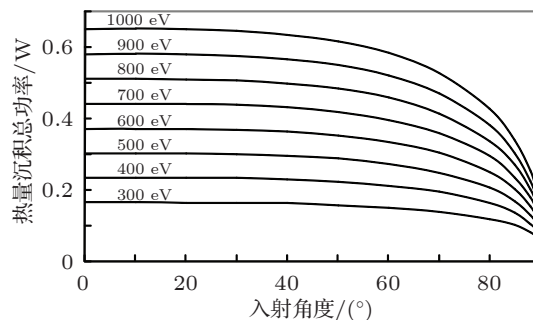


图 9 不同能量 Kr^+ 离子束作用下, 入射角度对总热功率的影响

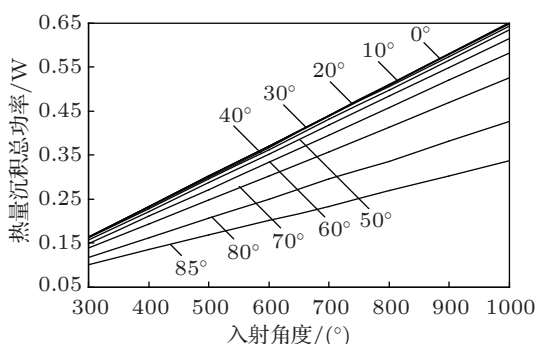


图 10 不同入射角度情况下, Kr⁺ 离子束入射能量对总热功率的影响

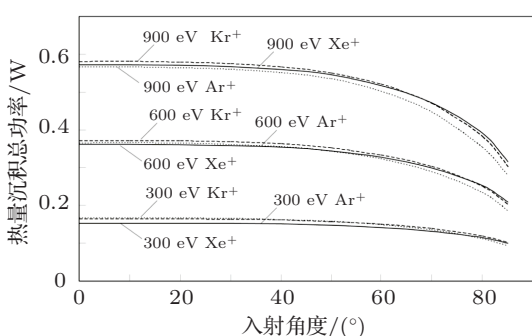


图 11 入射离子类型对总热功率的影响

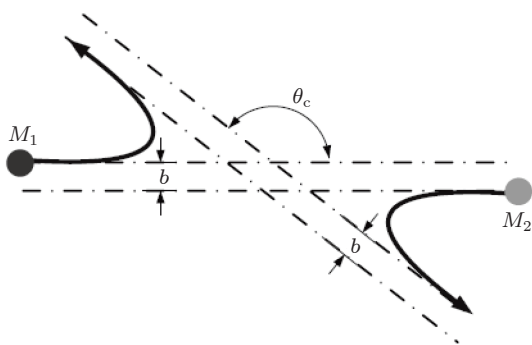


图 12 质心坐标系中两体碰撞示意图

上述计算结果可由离子溅射的动量转移机理解释. 如图 12 所示, 根据弹性碰撞过程的动量和能量守恒, 得到碰撞过程传递给工件原子的能量为^[14]

$$T = \frac{4M_1M_2\varepsilon}{(M_1 + M_2)^2} \sin^2 \frac{\theta_c}{2}, \quad (15)$$

其中, θ_c 为质心坐标系中两体运动轨迹之间的夹角, ε 为入射离子能量, M_1 为入射离子质量, M_2 为工件原子的质量, b 为两碰撞体在离子入射垂线上的距离.

设碰撞过程中两体之间的相互作用势函数

为 $V(r)$, 则可求解出 θ_c 为^[14]

$$\theta_c = \pi - 2b \int_{r_{\min}}^{\infty} r^{-2} \left(1 - \frac{V(r)}{E_c} - \left(\frac{b}{r} \right)^2 \right)^{-1/2} dr, \quad (16)$$

其中: r_{\min} 为碰撞两体最接近距离; $E_c = M_2\varepsilon/(M_1 + M_2)$ 为两体质心动能.

由 (16) 式可知, 入射离子传递给工件的能量 T 与入射离子能量 ε 成正比. 当离子倾斜入射时, 随着入射角度的增加, 两碰撞体在离子入射垂线上的距离 b 增加, 由 (16) 式可知质心坐标系中两体运动轨迹之间的夹角 θ_c 减小, 且入射角越大, θ_c 越小, 从而根据 (15) 式可知入射离子传递给工件的能量减小, 且入射角度越小, 入射离子传递给工件的能量增长越快. 入射离子类型主要影响 (15) 式中的 $M_1M_2/(M_1 + M_2)^2$ 项, Ar⁺, Kr⁺, Xe⁺ 轰击融石英时, 该项变化微弱, 因此入射离子类型对热功率影响较小.

3.3 热场分布

通过上述仿真分析可知, 扰动层深度仅仅为几个纳米, 远小于离子束的宏观尺寸, 因此可将入射离子传递给工件的能量看作是施加在工件表面的面热源. 假设峰值束流密度为 1 mA/cm^{-2} 、高斯分布参数为 $\sigma = 3.5 \text{ mm}$ 、能量为 500 eV 的 Kr⁺ 离子束垂直入射直径 40 mm 、厚度 10 mm 、初始温度 $20 \text{ }^\circ\text{C}$ 的熔石英工件表面中心, 根据 (11) 式可得到面热源的功率密度为

$$P = 1787.6 \times \exp \left(-\frac{r^2}{2 \times 0.0035^2} \right) (\text{W/m}^2), \quad (17)$$

利用有限元分析软件 ANSYS 仿真得到的工件在该离子束作用下熔石英的温度分布、热梯度分布和热应力分布分别如图 13—图 18 所示.

图 13 和图 15 分别为前表面径向温度和热梯度分布曲线. 可以看出, 同一时刻工件前表面的温度和热梯度分布特征与入射高斯离子束的分布特征相似, 前表面中心点处温度和热梯度最高, 向工件边缘逐渐降低, 符合入射离子束在上表面的能量沉积为高斯分布的特征. 图 14 和图 16 分别为前表面中心点处轴向温度和温度梯度分布曲线. 可以看出, 工件温度和温度梯度沿纵向深度逐渐降低. 随着离子束作用时间的增加, 工件温度和温度梯度逐渐升高.

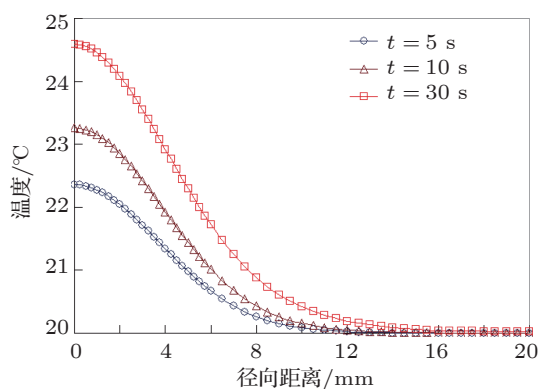


图 13 前表面径向温度分布曲线

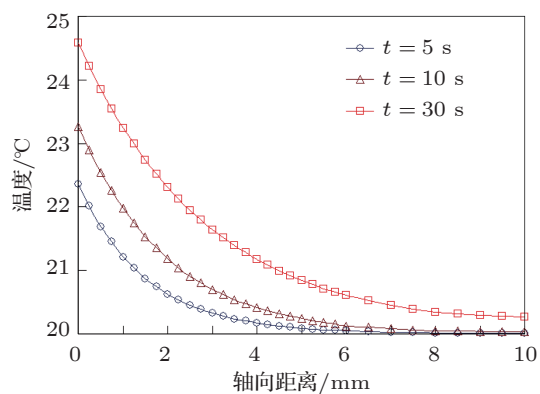


图 14 前表面中心点处轴向温度分布曲线

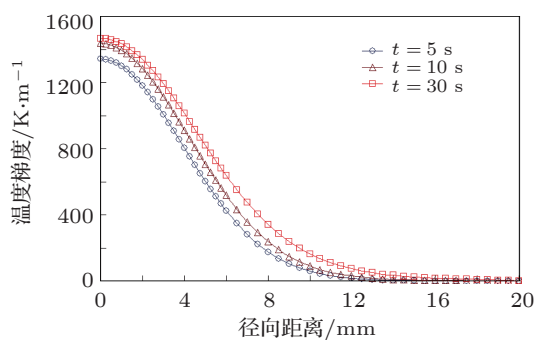


图 15 前表面径向温度梯度分布曲线

束作用时间的增加, 热应力逐渐增加.

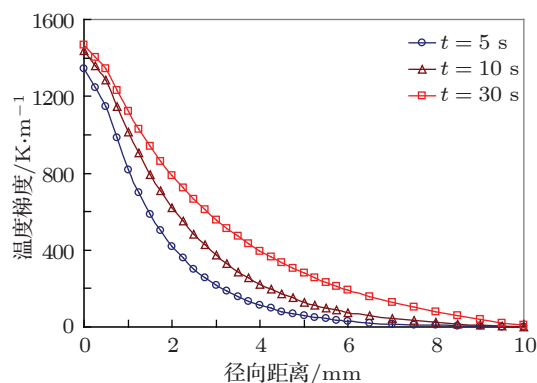


图 16 前表面中心点处轴向温度梯度分布曲线

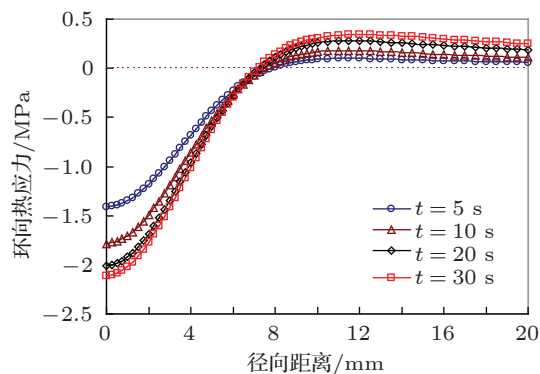


图 17 前表面环向热应力分布曲线

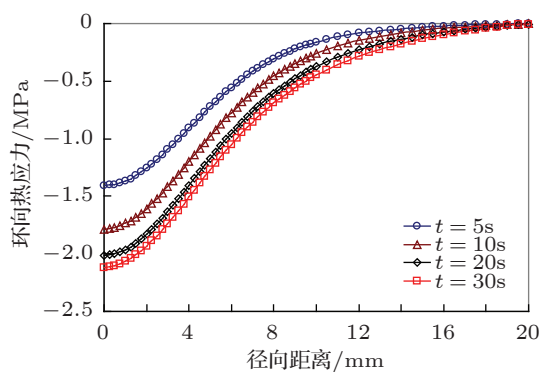


图 18 前表面径向热应力分布曲线

图 17 为离子束辐照工件不同时刻前表面的环向热应力分布曲线, 其中负值代表压应力, 正值代表拉应力. 中心束斑区域受热膨胀, 其膨胀受到外环区域的制约, 从中心区域到大约束斑半峰值半径的区域, 所受环向应力为压应力, 在大致束斑半峰值半径以外区域为拉应力. 图 18 给出了工件前表面不同时刻径向应力的分布. 径向压应力在中心处最大, 并向边缘方向逐渐减小至接近零. 随着离子

4 结论

本文建立了离子束入射光学元件表面热量沉积模型和热量扰动层厚度模型, 通过 Monte Carlo 方法研究了离子能量、离子类型和离子束入射角度对上述模型的影响规律. 利用有限元分析软件 ANSYS 仿真了离子束入射光学元件的温度分

布、温度梯度分布和热应力分布. 计算结果表明:

1. 扰动层厚度随着入射离子能量的增加而近似线性增大, 随着入射角度的增加先增大再减小并在 40° — 50° 入射熔石英表面时达到最大值. 轻离子引起较小的扰动层厚度, 且对入射角度的变化不敏感. 因此, 应采用低能量重离子配以小入射角度加工光学元件有利于减小热扰动层厚度, 而轻离子只需考虑采用较低的离子能量即可.

2. 总热功率随着入射离子能量的增加而近似线性增大, 但其增长率随着入射角的增大而降低. 因此, 采用低能量利于减小离子束加工的热功率. 如考虑到离子能量和入射角度对溅射产额的影响, 可适当提高离子束能量配以大入射角度可以在不增加热功率的前提下提高材料去除速率, 减小加工时间.

3. 随着离子束入射角度的增加, 热作用域愈发偏离 0° 角入射时的回转对称形状且热作用域面积越大, 但总热功率降低. 因此, 采取离子束倾斜入射方式将有利于减小热沉积功率及其梯度.

4. 离子类型对总的热功率和峰值热功率密度影响甚微, 考虑到所用惰性气体成本, 优选 Ar 气作为离子源气体.

5. 离子束辐照表面的径向温度和温度梯度分布反应出入射离子束在上表面的能量沉积为高斯分布的特征. 轴向温度和热梯度分布沿纵向深度逐渐降低. 离子束辐照表面的环向应力在大约离子束半峰值半径内为压应力, 在离子束半峰值半径外为拉应力, 而径向应力均为压应力. 因此, 离子束辐照中心点附近区域的热效应最为明显, 将是材料屈服或改性现象的主要关注区域.

-
- [1] Marcel D, Michael Z, Frank A 2010 *Proc. SPIE* **7591** 75910Y
- [2] Shanbhag P M, Feinberg M R, Sandri G 2000 *Appl. Opt.* **39** 599
- [3] Fujiwara K, Pahlovy S A, Miyamoto I 2011 *Microelectronic Eng.* **88** 2527
- [4] Gailly P, Collette J P, Renson L, Tock J P 1999 *Proc. SPIE* **3739** 124
- [5] Jiao H F, Cheng X B, Lu J T, Bao G H, Liu Y L, Ma B, He P F, Wang Z S 2011 *Appl. Opt.* **50** C309
- [6] Park J H, Lee K S, Kim J N 1998 *J. Phys.: Condens. Matter* **10** 9593
- [7] Olivier B. Duchemin 2001 *Ph. D. Dissertation* (Pasadena: California Institute of Technology)
- [8] Sigmund P J 1973 *Mater. Sci.* **8** 1545
- [9] Liu J S 1995 *The Technology and Application of Ion Beam* (Beijing: National Defence Industry Press) p50 (in Chinese) [刘金声 1995 离子束技术及应用 (北京: 国防工业出版社) 第 50 页]
- [10] Wu D, Gong Y, Liu J Y, Wang X G 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1636 (in Chinese) [吴迪, 宫野, 刘金远, 王晓刚 2005 物理学报 **54** 1636]
- [11] Wu D, Gong Y, Lei K M, Liu J Y, Wang X G, Liu Y, Ma T C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4826 (in Chinese) [吴迪, 宫野, 雷凯明, 刘金远, 王晓刚, 刘悦, 马腾才 2010 物理学报 **59** 4826]
- [12] Gong Y, Zhang J H, Wang X D, Wu D, Liu J Y, Liu Y, Wang X G, Ma T C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5095 (in Chinese) [宫野, 张建红, 王晓东, 吴迪, 刘金远, 刘悦, 王晓刚, 马腾才 2008 物理学报 **57** 5095]
- [13] Hansel T, Nickel A, Schindler A 2008 *Optical Fabrication and Testing (OFT) JWD6*
- [14] Wang G H 1988 *Physics of Reciprocity Between Particle and Solid* (Beijing: Science Press) p7 (in Chinese) [王广厚 1988 粒子与固体相互作用物理学 (北京: 科学出版社) 第 7 页]

Numerical simulation on the thermal deposition of optical surface irradiated by low energy ion beam in ion beam figuring*

Yuan Zheng[†] Dai Yi-Fan Xie Xu-Hui Zhou Lin

(School of Mechatronic Engineering and Automation, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

(Received 16 April 2012; revised manuscript received 14 June 2012)

Abstract

Based on energy deposition theory of Sigmund, the model of thickness of energy perturbation layer caused by low energy ion bombarding optical surface is built up. Beam current density on the optical surface is obtained by theory analysis, and the model of thermal deposition caused by low energy ion bombarding optical surface is built up. TRIM program is used to simulate the collision between low energy ions and atoms on the optical surface. And then, contributions to the thermal deposition and energy perturbation layer thickness from parameters such as ion energy, ion type and incidence angle are discussed. Finally, by taking the thermal quantity of deposited workpiece as a heat source in ANSYS, temperature field, thermal gradient field and stress field of the workpiece are obtained. The temperature and thermal gradient of the surface radiated by ion beam each present a Gaussian profile, and decrease along the radius from the center to the edge. The stress on the surface is a compressive stress within the radius of Half Maxim, and it is a tension-tension stress from the radius of Half Maxim to the edge.

Keywords: ion beam figuring (IBF), thermal deposition, optical fabrication, thermal field

PACS: 52.25.Tx, 52.65.Pp, 81.65.Ps, 41.85.-p

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 91023042, 51105370).

[†] E-mail: bcd420@163.com