

1064 nm 激光对中性密度滤光片的损伤机理研究*

刘岩岩¹⁾ 韩敬华^{1)†} 段涛²⁾ 牛瑞华³⁾ 孙年春¹⁾ 高翔¹⁾
杜永兆¹⁾ 杨李茗⁴⁾ 冯国英¹⁾

1) (四川大学电子信息学院, 成都 610064)

2) (西南科技大学极端条件物质特性实验室, 绵阳 621010)

3) (西南技术物理研究所, 成都 610041)

4) (成都精密光学工程研究中心, 成都 610041)

(2011年11月23日收到; 2011年12月16日收到修改稿)

中性密度滤光片的典型结构是在 K9 玻璃上镀金属膜, 来实现对激光的有效吸收. 由于损伤阈值较低, 严重限制了其在高能激光系统中的应用. 实验研究了较高激光能量密度下滤光片的损伤形貌和损伤机理. 损伤形貌的变化特征是: 随着激光能量密度的增加, 滤光片先出现损伤点, 后以损伤点为中心产生裂纹, 且裂纹长度逐渐变长, 最终连接成线状和块状, 导致大面积的薄膜脱落. 建立了缺陷吸收激光能量升温致中性密度滤光片表面薄膜损伤的模型, 计算了薄膜表面的温度和应力分布, 讨论了薄膜表面不均匀温升造成的径向、环向和轴向热应力分布. 理论分析显示: 环向应力是造成薄膜沿径向产生裂纹的主要原因. 当激光能量密度大于约 2.2 J/cm^2 , 杂质粒子半径大于 140 nm 且相邻杂质粒子之间的距离小于 $10 \mu\text{m}$ 时, 裂纹才能大量连接起来引起薄膜的大面积脱落.

关键词: 中性密度滤光片, 杂质粒子诱导损伤, 薄膜, 损伤机理

PACS: 61.80.Ba, 42.70.-a, 68.35.Rh

1 引言

滤光片可以衰减光强度, 改变光谱成分或限定振动面, 所以被广泛应用于光学实验中. 但是滤光片在高能激光系统中是极易损伤的, 研究它的损伤机理对于提高高能激光系统的性能有重要的意义. 滤光片是镀膜元件, 它的损伤主要集中在膜层^[1,2]. 国内外对于杂质诱导薄膜损伤的理论研究有很多. 基于杂质吸收的热机械过程, 薄膜的损伤概率与杂质密度、杂质尺寸、杂质埋藏深度、激光功率密度、薄膜厚度都有一定的关系^[3-5]. 以杂质粒子强吸收和热辐射模型为基础, 结合热传导方程、热弹性方程等研究发现杂质粒子诱导薄膜损伤过程中薄膜出现了块状、环状和坑状损伤, 损伤的大小与激光能量密度和杂质填满深度等有关^[6-8]. 以上的

研究工作主要集中在激光作用于薄膜引起的薄膜层裂, 而对薄膜表面的径向裂纹和径向裂纹连接起来引起的薄膜脱落, 报道较少, 因此对该问题的研究是很有必要的.

本文对中性密度滤光片的损伤形貌及其演化过程进行了观测, 分析强吸收杂质粒子对薄膜损伤的诱导作用, 讨论了激光能量密度、杂质粒子的尺寸和分布密度对滤光片损伤的影响.

2 实验部分

2.1 样品

中性密度滤光片是在 K9 光学玻璃基底上, 镀不同光密度金属膜, 使其在从可见光到近红外光区的宽波段内保持近似相等的能量透过率. 文中采用

* 国家自然科学基金重大项目 (批准号: 60890203), 西南科技大学极端条件物质特性实验室开放基金 (批准号: 11zxjk08) 和四川大学青年教师科研启动基金 (批准号: 2009SCU1108) 资助的课题.

† E-mail: hjh.scu@163.com

的是型号为 GCC-301071 的中性密度滤光片. 滤光片厚度为 2 mm 左右, 镀的是 Ni-Cr 膜, Ni 和 Cr 的比例约为 4:1, 膜厚约为 500 nm, 光密度是 3.0.

杂质粒子在薄膜中是广泛存在的, 是镀膜过程中不可避免的, 是薄膜内的最薄弱环节, 是导致薄膜损伤的初始源头. 因此确定滤光片的杂质成分是非常必要的. 能谱测试的结果显示, 薄膜的主要杂质是 Ti 和 Sr, 它们在薄膜中的质量百分比分别是 3% 和 10%.

2.2 实验装置

本文所采用的实验装置如图 1 所示. 将波长为 1064 nm 的脉冲激光经过两个分光镜 (透射率和反射率之比为 8:2) 分成三束光, 一束光经能量透过率为 10% 的衰减片后进入光束质量分析仪; 一束光经能量透过率为 10% 的衰减片后进入能量计; 一束光直接作用在中性密度滤光片的表面, 并用 CCD 监测损伤过程, 光束质量分析仪、能量计、CCD 都将信号送入计算机进行实时测量.

实验中输出 1064 nm 激光的激光器为镭宝公司生产的 SGR-10 固体脉冲 Nd:YAG 激光器. 输出的激光频率为 1—10 Hz, 脉冲宽度约为 10 ns, 光束直径约为 9 mm, 光束发散角不大于 0.5 mrad, 输出能量的稳定度约为 2%—3%. Nd:YAG 激光器输出

的激光为高斯分布, 光束质量分析仪测得输出激光的 M^2 因子约为 1.45. 文中滤光片的损伤形貌是由基恩士公司生产的 VHX-600 显微镜观察的, 能量是由 Ophir 公司生产的 PE25 能量计进行测量的, 实验中用 He-Ne 激光来准直整个光路.

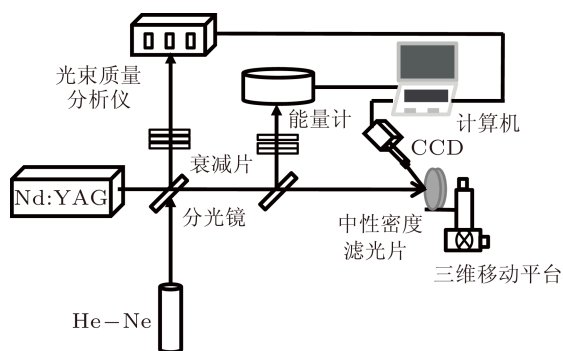


图 1 实验装置示意图

2.3 实验结果

首先采用图 1 所示的实验装置对中性密度滤光片进行了激光损伤阈值测试. 采用的测试方法是 1-on-1, 损伤阈值定义为零概率损伤阈值. 通过显微镜判断出滤光片的损伤阈值约为 0.48 J/cm^2 .

逐渐增大激光器输出的单脉冲激光能量 (光斑面积约为 $4.78 \times 10^{-5} \text{ cm}^2$), 经过多次实验, 我们使用显微镜测得的典型损伤形貌如图 2 所示.

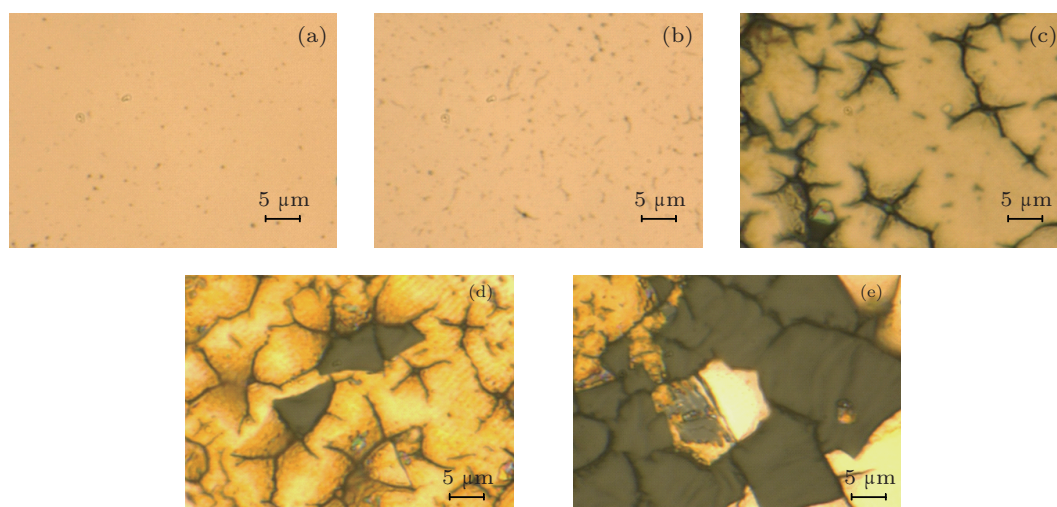


图 2 不同能量密度 E 的损伤形貌 (a) $E = 0.8 \text{ J/cm}^2$; (b) $E = 1.5 \text{ J/cm}^2$; (c) $E = 5.8 \text{ J/cm}^2$; (d) $E = 7.0 \text{ J/cm}^2$; (e) $E = 10.0 \text{ J/cm}^2$

通过观察损伤形貌得到以下规律: 当激光能量密度较低时, 薄膜表面零散地分布着大小不同的损伤点, 如图 2(a) 所示. 随着激光能量密度的增大, 薄

膜表面以损伤点为中心产生了裂纹, 开始时裂纹较短, 后来裂纹变长并逐渐连成了线状. 但是有的损伤点没有出现裂纹, 有的损伤点虽然出现了裂纹但

是裂纹较短也不能连接起来,如图 2(b) 和 (c) 所示. 当激光能量密度继续增大时,大量的裂纹连成了块状,块状薄膜沿裂纹处脱落,且脱落的面积逐渐变大,基底也开始产生裂纹. 但是有的损伤点的裂纹仍然没有连接起来,如图 2(d) 和 (e) 所示.

3 理论分析

3.1 薄膜内的温度分布

从图 2 可以看出,滤光片的损伤应该是由杂质粒子吸收激光能量造成的. 假设激光在材料均匀处形成的电场是 E_0 , 则杂质粒子处的电场为 $E' = \frac{3\varepsilon}{2\varepsilon + 1} E_0$, 其中 ε 为薄膜的相对介电常数 $\varepsilon > 1$, 所以存在杂质粒子的地方损伤阈值要低, 因此更容易产生损伤 [9]. 因为 Sr 在杂质粒子中所占的比例较大约为 77%, 且它的沸点比薄膜低, 所以杂质粒子比薄膜更容易汽化.

假设薄膜中的杂质粒子都是球状的理想导体, 半径为 R , 则距离杂质粒子表面 r 处的薄膜温度为 [10]

$$T(r) = \frac{3\varepsilon\lambda p R^2}{2C_{vi}(R+r)Dm} \left\{ (q-m)^{-1} \operatorname{erfc} \frac{r}{2(Dt)^{1/2}} - (q-m)^{-1} \exp \left[\frac{(q-m)r}{2R} + \frac{(q-m)^2 Dt}{4R^2} \right] \times \operatorname{erfc} \left[\frac{r}{2(Dt)^{1/2}} + \frac{(q-m)(Dt)^{1/2}}{2R} \right] - (q+m)^{-1} \operatorname{erfc} \frac{r}{2(Dt)^{1/2}} + (q+m)^{-1} \times \exp \left[\frac{(q+m)r}{2R} + \frac{(q+m)^2 Dt}{4R^2} \right] \times \operatorname{erfc} \left[\frac{r}{2(Dt)^{1/2}} + \frac{(q+m)(Dt)^{1/2}}{2R} \right] \right\} + T_0. \quad (1)$$

计算中用到的薄膜和杂质粒子的参数如表 1 和表 2 所示. 其中 p 是激光的功率密度, E 是能量密度, 环境温度 $T_0 = 300 \text{ K}$, $q = 3C_v/C_{vi}$, $m = \sqrt{q(q-4)}$.

当 $E = 5.8128 \text{ J/cm}^2$ 时, 令 (1) 式中的 $r = 0$, 得到脉冲结束时杂质粒子表面的温度 $T(0)$ 随杂质粒子半径 R 的变化规律, 如图 3 所示. 从图中可以看出: 随着杂质粒子半径的增加, 它表面的温度先升高后降低, 半径过小或过大时表面温度是不能达

到薄膜的熔点和沸点的, 所以图 2 中有的损伤点不会产生裂纹. 杂质粒子半径在 $1.4 \mu\text{m}$ 时, 表面温度达到最高 4022 K , 此时薄膜的损伤最严重 (以下分析的杂质粒子半径都是 $1.4 \mu\text{m}$). 而且半径在 $0.42\text{--}4.92 \mu\text{m}$, $0.17\text{--}12.1 \mu\text{m}$ 和 $0.14\text{--}13.4 \mu\text{m}$ 范围内的杂质粒子的表面温度分别可以达到薄膜的沸点、熔点和 Sr 的沸点.

表 1 薄膜的参数

参数	值	参数	值
熔点 T_M/K	1808	热扩散率 $D/\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$	0.214
沸点 T_B/K	2991	泊松比 ν	0.312
单位体积比热容 $C_v/\text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$	3.8555	线性热膨胀系数 α/K	11.7×10^{-6}
厚度 d/nm	500	杨氏模量 χ/GPa	199.5

表 2 杂质粒子的参数

参数	值	参数	值
锶的熔点 T_{MSr}/K	1042	钛的熔点 T_{MTi}/K	1941
锶的沸点 T_{BSr}/K	1657	钛的沸点 T_{BTi}/K	3533
摩尔体积 $V_M/\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1}$	28.38	单位体积比热容	
光谱发射率 ε_λ	0.63	$C_{vi}/\text{J} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{K}^{-1}$	1.1426

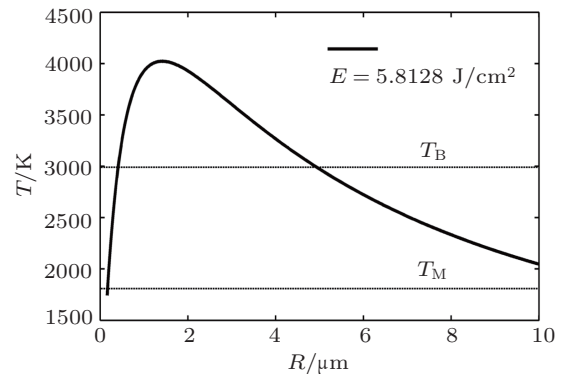


图 3 杂质粒子的表面温度随杂质粒子半径 R 的变化

杂质粒子单位体积吸收的激光功率可表示为 $q = 3\eta I/4R$, 其中 η 是杂质粒子的吸收系数可以看作常数, I 是均匀辐照的激光功率, R 是杂质粒子的半径. 当杂质粒子的半径越小时, 单位体积吸收的功率越大, 但热扩散损失却越快, 当杂质粒子的热扩散损失速度大于对激光的吸收速度时, 吸收的激光能量就很难累积, 因此它的温升并不是最高的. 当杂质粒子的半径大时, 热传导损失的能量虽然小, 但是杂质粒子单位体积吸收的功率也小, 吸收的激光能量不足以使其达到熔点和沸点, 因此它的温升也小 [11,12]. 这与图 3 所描述的规律是相符合的.

令 (1) 式中的 $R = 1.4 \mu\text{m}$, 能量密度取不同值, 得到脉冲结束时距离杂质粒子表面 r 处薄膜的温度 $T(r)$ 变化规律, 如图 4 所示. 从图中可以看出: 距离杂质粒子越远, 薄膜的温度越低. 在距离杂质粒子 $1 \mu\text{m}$ 以外, 薄膜的温度几乎就不再变化了, 近似为室温. 这与激光在薄膜中的热扩散长度 $l = 2\sqrt{Dt}$ 是非常符合的. 而且当激光能量密度为 1.1588 J/cm^2 和 2.119 J/cm^2 时, 杂质粒子表面温度恰好达到 Sr 的熔点和沸点.

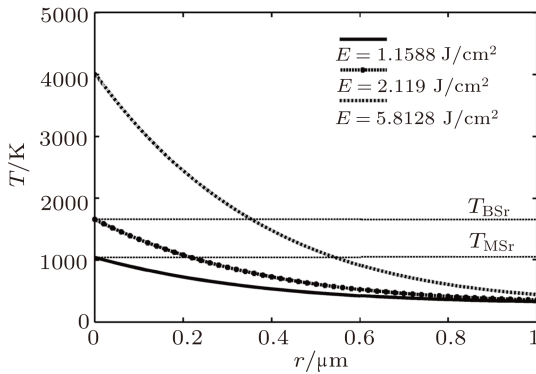


图 4 距离杂质粒子表面 r 处的薄膜温度变化

3.2 薄膜内的应力分布

3.2.1 杂质粒子汽化时应力分布

杂质粒子吸收激光能量以后温度升高相当于一个热源, 然后热量再向周围扩散. 杂质粒子中心温度最高, 往外薄膜的温度依次降低. 当杂质粒子中心温度高于它的沸点时 ($E > 2.119 \text{ J/cm}^2$), 杂质粒子吸收激光能量以后发生汽化形成金属气体, 产生高压, 对薄膜的表层产生巨大的压力, 使膜层被顶得凸起鼓包. 如图 5 所示.

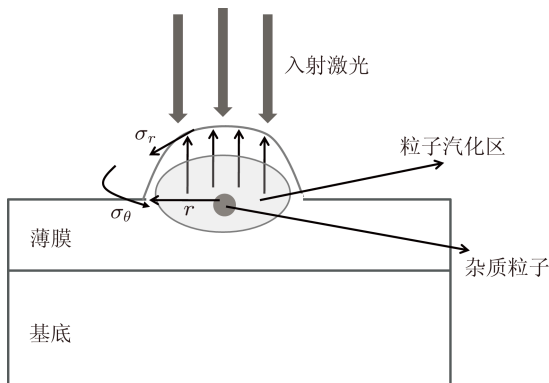


图 5 杂质粒子汽化时薄膜鼓包示意图

若把杂质粒子汽化以后产生的气体当作理想

气体处理, 则它满足 [13]

$$P \left(\frac{\pi}{2} ha^2 \right) = \frac{4\pi R^3}{3V_M} R'T. \quad (2)$$

为定量的分析薄膜所受到的压力和鼓包的高度, 本文把鼓包的薄膜看作是半径为 a , 厚度为 d 的圆盘受压力 P 的作用. 则距鼓包中心 r 处的薄膜鼓包高度 $h(r)$ 可表示为

$$h(r) = \frac{3(1-\nu^2)}{16\chi} \frac{(r^2 - a^2)^2}{d^3} P, \quad (3)$$

其中, P 是杂质粒子汽化后对薄膜的压力, h 是薄膜鼓包的高度, a 是裂纹的最大长度, R' 是普适常数 $8.31 \text{ J/(mol}\cdot\text{K)}$. 当激光能量密度为 5.8128 J/cm^2 ($r = 0$) 时, 由图 4 可知此时粒子表面的温度为 4022 K , 由图 2(c) 可知 $a = 5 \mu\text{m}$. 此时, 联立 (2) 和 (3) 式可得杂质粒子汽化后对薄膜的压力 $P = 2.851 \times 10^8 \text{ Pa}$, 薄膜鼓包顶点的高度 $h_{\text{max}} = 1.21 \mu\text{m}$.

当 $r \neq 0$ 时, 不同能量密度时薄膜鼓包高度 $h(r)$ 随距离 r 的变化如图 6 所示. 从图中可以看出: 对于裂纹长度 $5 \mu\text{m}$ 的薄膜来说, 中心处薄膜鼓包最高, 形变最大. 随着 r 的增大, 鼓包高度逐渐减小, 在 $5 \mu\text{m}$ 处减小到 0. 而且激光能量密度越大, 薄膜鼓包高度越大.

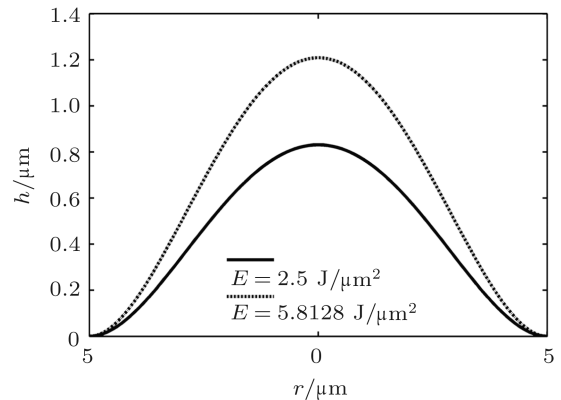


图 6 薄膜鼓包高度示意图

由于薄膜表面温度的不均匀分布, 会造成沿径向、环向和轴向都有应力分布. 径向和轴向应力会造成薄膜的层裂, 环向应力会造成薄膜沿径向产生裂纹. 当薄膜表面的环向应力大于薄膜的抗拉强度时, 就会产生如图 2 所示的裂纹. 各个方向的应力满足下列方程 [14]:

$$\sigma_r = \frac{\chi}{1+\nu} \left(\frac{\nu}{1-2\nu} \varepsilon + \varepsilon_r \right),$$

$$\varepsilon_r = \frac{\partial h(r)}{\partial r} + \alpha(T - T_0), \quad (4a)$$

$$\sigma_\theta = \frac{\chi}{1 + \nu} \left(\frac{\nu}{1 - 2\nu} \varepsilon + \varepsilon_\theta \right),$$

$$\varepsilon_\theta = \frac{h(r)}{r} + \alpha(T - T_0), \quad (4b)$$

$$\sigma_z = \frac{\chi}{1 + \nu} \left(\frac{\nu}{1 - 2\nu} \varepsilon + \varepsilon_z \right),$$

$$\varepsilon_z = \frac{\partial h(z)}{\partial z} + \alpha(T - T_0), \quad (4c)$$

σ_r , σ_θ 和 σ_z 分别表示径向应力、环向应力和轴向应力. ε_r , ε_θ 和 ε_z 分别表示径向应变、环向应变和轴向应变, 且 $\varepsilon = \varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z$. 薄膜的抗拉强度为 $\sigma_c = \frac{14.7\chi}{12(1-\nu^2)} \left(\frac{d}{a}\right)^{2[15,16]}$, 即 2.7×10^9 Pa.

薄膜表面 $\varepsilon_z = 0$, 则有

$$\sigma_\theta = \frac{\chi}{1 + \nu} \frac{1 - \nu}{1 - 2\nu} \varepsilon_\theta + \frac{\chi}{1 + \nu} \frac{\nu}{1 - 2\nu} \varepsilon_r. \quad (5)$$

联立 (1)—(5) 式, 得到不同能量密度时薄膜表面的环向应力随距离 r 的变化规律如图 7 所示. 从图中可以看出: 薄膜鼓包顶点的环向应力最大, $5 \mu\text{m}$ 处环向应力最小, 约为 1.0767×10^8 Pa. 在 $4.2 \mu\text{m}$ 处, 环向应力近似等于薄膜的抗拉强度 2.7 GPa. 这与图 2(c) 是比较符合的. 而且激光能量密度不同时, 薄膜鼓包顶点的环向应力不同, 但是 $1 \mu\text{m}$ 以外, 环向应力就几乎相同. 随着距离的变大, 环向应力是逐渐变小的, 所以薄膜会从顶端沿径向破裂.

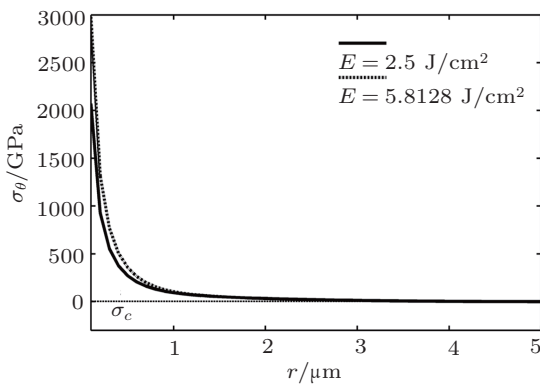


图 7 杂质粒子汽化时薄膜的环向应力变化

3.2.2 杂质粒子未汽化时应力分布

当杂质粒子中心温度低于它的沸点时 ($E < 2.119 \text{ J/cm}^2$), 杂质粒子吸收的激光能量不足以使其汽化成金属气体, 薄膜就不会鼓包或者鼓包的高度

很小, 此时薄膜表面的环向应力为 [13]

$$\sigma_\theta = \frac{(1 - \nu)\chi}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)} \alpha T. \quad (6)$$

不同能量密度时薄膜表面的环向应力随距离 r 的变化规律如图 8 所示. 由图可见, 薄膜鼓包顶点的环向应力最大, 随着距离的变大, 环向应力是逐渐变小的. 在 $1 \mu\text{m}$ 以外, 薄膜的环向应力几乎就不再变化了, 近似为 9.77×10^8 Pa. 而且随着激光能量密度的增大, 裂纹长度逐渐变长, 但都在 $1 \mu\text{m}$ 以内. 且当激光能量密度小于 0.85 J/cm^2 时, 不会产生裂纹, 这与图 2(a) 是比较符合的. 当激光能量密度为 1 J/cm^2 , 1.5 J/cm^2 , 2 J/cm^2 时, 裂纹长度分别是 80 nm , 200 nm , 300 nm , 这与图 2(b) 是比较符合的.

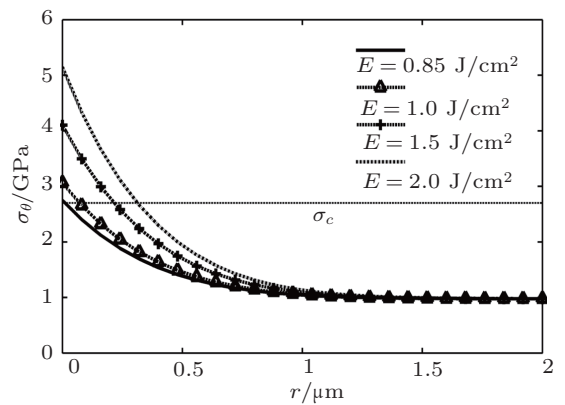


图 8 杂质粒子未汽化时薄膜的环向应力变化

3.3 讨论

通过以上的分析可以得出 (杂质粒子半径 $R = 1.4 \mu\text{m}$): 当激光能量密度 $E < 0.48 \text{ J/cm}^2$ 时, 激光能量密度小于薄膜的损伤阈值, 薄膜无损伤.

当激光能量密度 $0.48 \text{ J/cm}^2 < E < 0.85 \text{ J/cm}^2$ 时, 薄膜表面的环向应力小于抗拉强度, 不会产生裂纹, 只能看到一些零散分布的损伤点.

当激光能量密度 $0.85 \text{ J/cm}^2 < E < 2.119 \text{ J/cm}^2$ 时, 杂质粒子不会发生汽化, 但薄膜表面的环向应力大于抗拉强度, 会产生长度小于 $1 \mu\text{m}$ 的裂纹; 其中激光能量密度 $0.85 \text{ J/cm}^2 < E < 1.1588 \text{ J/cm}^2$ 时, 杂质粒子表面的温度低于其熔点, 此时由薄膜升温产生的热应力占主要地位.

当激光能量密度 $E > 2.119 \text{ J/cm}^2$ 时, 杂质粒子会发生汽化, 薄膜表面的环向应力大于抗拉强度, 会产生长度约为 $5 \mu\text{m}$ 的裂纹, 此时由薄膜形变产

生的热应力占主要地位. 当损伤点分布比较密集时, 裂纹就可以连成线状和块状, 块状中间的薄膜就会从裂纹处断裂脱落下来.

大面积薄膜脱落的产生是有一定条件的, 首先杂质粒子的半径和激光能量密度要有一定的范围, 其次损伤点的分布密度也要有一定的范围. 如果杂质粒子的半径小于 140 nm 或者激光能量密度小于 2.119 J/cm^2 时, 杂质粒子的表面温度就无法达到其沸点就不能汽化, 薄膜就不能产生较长的裂纹. 如果损伤点分布的太分散, 虽然每个损伤点都会鼓包破裂, 但是由于裂纹的长度是有限的, 最大值为 $5 \mu\text{m}$ 左右, 当一个损伤点与周围损伤点的间隔大于 $10 \mu\text{m}$ 时, 就会造成裂纹无法连接成块状, 也就不会有块状的薄膜脱落.

4 结论

本文研究了中性密度滤光片在不同能量密度的纳秒激光脉冲辐照下, 表面薄膜的损伤特性, 得到如下结论:

1. 中性密度滤光片的损伤是由于金属杂质粒子对激光的强吸收造成的. 杂质粒子 Sr 的熔点和沸点比薄膜低, 是造成表面薄膜损伤的主要原因.

其中半径为 $1.4 \mu\text{m}$ 的杂质粒子表面温度最高, 薄膜的损伤最严重.

2. 金属杂质粒子对激光的强吸收会造成薄膜表面不均匀的温度分布, 从而产生了热应力. 当薄膜表面的环向应力大于薄膜的抗拉强度时, 薄膜就会沿径向破坏产生裂纹. 假设杂质粒子半径为 $1.4 \mu\text{m}$ 时, 环向应力取决于入射激光能量密度: 当小于约 2.2 J/cm^2 时, 杂质粒子高温效应使得薄膜产生裂纹, 其裂纹较短, 小于 $1 \mu\text{m}$; 当大于约 2.2 J/cm^2 时, 杂质粒子发生汽化, 高温气体膨胀效应加剧了裂纹的增长, 裂纹长度约达 $5 \mu\text{m}$. 若此时相邻杂质粒子之间的距离小于 $10 \mu\text{m}$ 时, 裂纹就连接成线状和块状, 导致大面积的薄膜脱落, 这也是滤光片损伤逐渐加剧的过程.

3. 中性密度滤光片的损伤是由于金属杂质粒子诱导产生的, 所以为了减小滤光片的损伤, 在制造滤光片的过程中应避免杂质粒子的引入, 特别是半径 $1.4 \mu\text{m}$ 左右的杂质粒子. 当激光能量较高时, 可以在滤光片前加扩束装置. 通过扩束的方法得到较大的光斑, 使作用于滤光片的能量密度降低, 以此来减小滤光片的损伤.

以上研究结果有助于对中性密度滤光片在强激光作用下的损伤过程进行理解.

-
- [1] Hu H Y, Fan Z X, Luo F 2001 *Applied Optics* **40** 1950
- [2] Chang Y H, Liu C C, Yang T J, Wu C J 2009 *J. Opt. Soc. Am. B* **26** 1141
- [3] Xia Z L, Fan Z X, Shao J D 2006 *Optics Communications* **265** 620
- [4] Xia Z L, Shao J D, Fan Z X 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 400 (in Chinese) [夏志林, 邵建达, 范正修 2007 物理学报 **56** 400]
- [5] Hu J P, Zhou Xin, Li S G, Liu Z C, Pan F, Chen S L 2011 *Optics Express* **19** 10625
- [6] Wang W P, Lü B D, Liu C L, Zhang D Y, Luo Y Q 2003 *Optics & Laser Technology* **35** 303
- [7] Papernov S, Schmid A W 2005 *J. Appl. Phys.* **97** 114906
- [8] Gallais L, Voarino P, Amra C 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 1073
- [9] Natoli J Y, Gallais L, Akhouayri H, Amra C 2002 *Applied Optics* **41** 3156
- [10] Hopper R W, Uhlmann D R 1970 *Journal of Applied Physics* **41** 4023
- [11] Hu P, Chen F L 2005 *High Power Laser and Particle Beams* **17** 961 (in Chinese) [胡鹏, 陈发良 2005 强激光与粒子束 **17** 961]
- [12] Xia Z L, Fan Z X, Shao J D 2006 *Chinese Journal of Lasers* **33** 111 (in Chinese) [夏志林, 范正修, 邵建达 2006 中国激光 **33** 111]
- [13] Reichling M, Bodemann A, Kaiser N 1998 *Thin Solid Films* **320** 264
- [14] Wang B, Qin Y, Ni X W, Shen Z H, Lu J 2010 *Applied Optics* **49** 5537
- [15] Dijon J, Poulingue M, Hue J 1999 *Proceedings of SPIE* **3578** 387
- [16] Dijon J, Ravel G, Andre B 1999 *Proceedings of SPIE* **3578** 398

Investigation of 1064-nm laser damage mechanism of neutral density filter*

Liu Yan-Yan¹⁾ Han Jing-Hua^{1)†} Duan Tao²⁾ Niu Rui-Hua³⁾ Sun Nian-Chun¹⁾
Gao Xiang¹⁾ Du Yong-Zhao¹⁾ Yang Li-Ming⁴⁾ Feng Guo-Ying¹⁾

1) (College of Electronics & Information Engineering, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

2) (Laboratory for Extreme Conditions Matter Properties, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621010, China)

3) (Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China)

4) (Chengdu Fine Optical Engineering Research Center, Chengdu 610041, China)

(Received 23 November 2011; revised manuscript received 16 December 2011)

Abstract

The typical neutral density filter is a metal film plated on a K9 glass to achieve the effective absorption of laser. Its lower damage threshold severely restricts its application to high energy laser systems. Experimental study on damage morphology and damage mechanism of filter in a higher laser energy density is carried out. The variation characteristics of damage morphology are as follows: with the increase of laser energy density, damage spots first appear on the filter, then develop into cracks, and the cracks grow gradually longer and eventually connect into linear and block forms, resulting in a large area of film dropping off. A model of defect absorption leading to film damage on neutral density filter is established. And temperature and stress distributions on the film surface are calculated, separately. The inhomogeneous temperature rise on film surface leads to radial, hoop and axial thermal stress distributions. Theoretical analysis shows that cracks along the radial direction are caused by hoop stress. When laser energy density is larger than about 2.2 J/cm^2 , impurity particle radius is larger than 140 nm and the distance between impurity particles is less than $10 \mu\text{m}$. A large number of cracks can connect together to cause a large area of film to drop off.

Keywords: neutral density filter, impurity particle-induced damage, film, damage mechanism

PACS: 61.80.Ba, 42.70.-a, 68.35.Rh

* Project supported by the Major Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60890203), the Open Foundation of Laboratory for Extreme Conditions Matter Properties (Grant No. 11zxjk08), and the Research fund for the Young Teachers of Sichuan University, China (Grant No. 2009SCU11008).

† E-mail: hjh_scu@163.com