

大功率 CO₂ 激光器输出窗口的热应力问题

解伯民 俞刚
(中国科学院力学研究所)

提要 本文分析了大功率流动 CO₂ 激光器输出窗口的热应力破坏问题。结果表明最主要的破坏原因是窗口内表面被微小杂质玷污造成膜层破坏和局部加热而引起的热应力。如果在设计及工艺上设法解决这个问题,窗口寿命可望显著提高。

一、前言

在种类繁多的激光器中,目前在机械加工上应用最广泛的是流动 CO₂ 连续输出激光。功率高者万瓦以上,通常约 2—3 千瓦。由于需要长时间连续工作,窗口材料成了一个关键问题。往往由于热应力作用而突然破坏,致使工作不得不中断。本文对窗口热应力的分析表明,和平常的估计相反,破坏主要不是在均匀辐照加热时产生的,而是由于窗口内表面被微小杂质玷污破坏薄膜后局部加热引起的。因此设法减少这些杂质,或采用设计使这些杂质颗粒不能玷污窗口(这是可以作到的),将有助于提高窗口寿命。

二、均匀辐照加热引起的热应力

窗口结构大致如图 1 所示。 $z = 0$ 为内表面,承受光腔内的辐照。 A 、 B 为密封及支

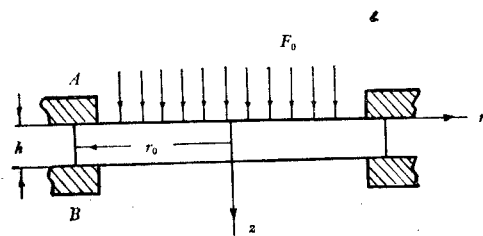


图1 窗口结构

承,一般带有水冷。为减少机械应力,支承圈最好是浮动式,不限制窗口的胀缩,但用封蜡密闭。腔内工作气体压力一般约 20—30 托(即 mm Hg 柱),因此窗口外表面承受近大气压均布载荷,由此引起的应力约 15kg/cm² 量级。为使激光器能在最佳耦合条件下输出,窗口内表面都镀以介质膜,使其具有一定反射率。窗口材料本身对

CO₂ 激光的吸收系数是很小的(见附表)。另外在工作时,还用风扇冷却。下面在均匀辐照条件下按定常问题的提法来分析窗口的温度分布及热应力。

因为一般在腔内的辐射是多模的,我们假定腔内辐射场强均匀(输出的实际测量也接近于此)。设薄膜的透过率为 C_t , 窗口材料的体吸收系数为 a_0 , 再设 $z = h$ 为全透面,则材料内的辐射强度为

$$F(z) = C_t F_0 e^{-a_0 z} \quad (1.1)$$

本文于 1983 年 8 月 16 日收到。

窗口厚度 h 一般仅几毫米, 由附录可见 $a_0 h \ll 1$. 因此 (1.1) 可简化为

$$F(z) = C_i F_0 \quad (1.2)$$

窗口由吸收的辐射均匀地体加热. 定常情况的热传导方程是

$$k \left(\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) = -a_0 C_i F_0. \quad (1.3)$$

其中 r, z 为柱坐标, T 是温度, k 热传导系数. 窗口内表面 $z = 0$ 接触的是低密度气体在设计上, 那里流速很小, 可按自然对流的图案来考虑这里的热交换^[1], 于是有

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = \lambda_0 (T_g - T|_{z=0}) \quad (1.4)$$

其中 $T_g \cong 30^\circ\text{C}$ ^[2] 为工作气体温升. 取窗口直径 D ($\approx 6\text{cm}$) 为其特征尺寸, 可得^[1] $\lambda_0 \cong 4.3 \times 10^{-4}\text{W/cm}^2\text{C}$. 对于外表面 $z = h$, 由于有气流冷却, 按强迫对流的提法, 应有

$$-k \frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=h} = \lambda' (T|_{z=h} - T_a). \quad (1.5)$$

其中 T_a 为空气温度. 取空气流速为 5m/sec , 可得^[3] $\lambda' \cong 3.6 \times 10^{-3}\text{W/cm}^2\text{C}$. 根据这些数据, 容易算出, 内外表面的热交换量都小于窗口吸收辐射而形成的体积加热, 因此内外表面的温差并不大, 我们可以把问题沿 z 方向平均化后处理, 并可略去内表面的热交换.

令 $\hat{T} = \int_0^h T dz/h$, 并令 $\lambda_0 = 0$, 由 (1.3), (1.4) 及 (1.5) 可得

$$\frac{d^2 \hat{T}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\hat{T}}{dr} - \frac{\lambda'}{kh} T|_{z=h} = - \left(\frac{\lambda' T_a}{kh} + \frac{a_0 C_i F_0}{k} \right). \quad (1.6)$$

将 (1.6) 式中的 $T|_{z=h}$ 近似地以 \hat{T} 代替, 即得到关于 \hat{T} 的方程. 至于边界条件, 在窗口边缘, 据实验观测, 温度约 $60^\circ\text{C} - 80^\circ\text{C}$, 另外在窗口中心, 温度自然应有限. 这样可以算出, \hat{T} 近似抛物线分布, 中心较高. 当输出功率为 2000W , $h = 0.6\text{cm}$, $D = 6\text{cm}$ 时, 不论对于 GaAs 或 NaCl, \hat{T} 最高约 100°C , 再根据平面热应力熟知的理论^[4,5], 容易算出窗口内的热应力不过 10kg/cm^2 量级, 因此可以判断, 窗口破坏主要不是由这种加热方式引起的.

三、微小杂质玷污破坏膜层引起的热应力

在长期工作中, 光腔内的电极或绝缘材料的细微杂质总有些混入工作气体, 飞溅到镜片及窗口上, 它们会强烈吸收辐射而使膜层局部破坏并形成局部热应力. 这些颗粒当然很微细, 但造成局部膜层破坏的尺寸可有 mm 量级, 有时并形成浅坑. 由于考虑局部效应, 我们把问题简化为半无限体上有一微小的半球形坑, 坑壁受到加热 (图 2). 这样简化可使计算简单. 就应力分布而言, 简化后的图案由于温度分布近球对称 (见下图) 而使应力更均匀, 因此估计实际的最大局部应力比计算结果还更大些. 先计算温度分布, 由于发生这种局部加热及破坏的过程往往很快, 应按非定常图案来考虑. 在窗口内表面上, 上面说过, 热交换很弱, 因此边界条件可简化为

$$\frac{\partial T}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0. \quad (2.1)$$

这样在计算温度分布时,问题可拓展为整个无限体内有微小球形空腔受辐射加热的问题,

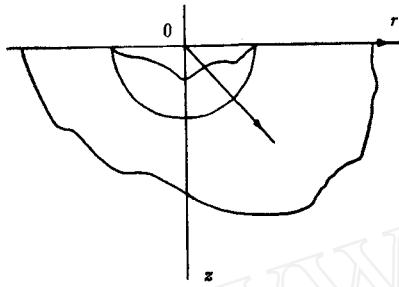


图 2

这可使计算大为简化.当然在求得温度分布后再计算热应力时,仍应按半无限体考虑并满足界面上应力为零的条件.球对称热传导方程是

$$\frac{\partial^2 T}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial T}{\partial R} = \frac{1}{a^2} \frac{\partial T}{\partial t} \quad (2.2)$$

这里 R 是球坐标半径, $a^2 = k/\rho C_V$, ρC_V 是材料单位体积的比热, ρ 是材料密度. 设球腔半径为 R_0 , 腔面上的边界条件可写为

$$-k \left. \frac{\partial T}{\partial R} \right|_{R=R_0} \cdot 2\pi R_0 = F_0 \cdot \pi R_0^2 \quad (2.3)$$

这表示由于膜破坏,在圆面积 πR_0^2 内的辐射被全部吸收. (2.3) 可写为

$$\left. \frac{\partial T}{\partial R} \right|_{R=R_0} = -K (K \equiv F_0/2k). \quad (2.4)$$

初始条件为

$$T|_{t=0} = 0 \quad (2.5)$$

这里已略去前节的均匀辐照引起的温升. 应用 Laplace 变换来解这个问题. 令

$$\int_0^\infty T e^{-pt} dt = \tau(R, p) \quad (2.6)$$

不难求得

$$\tau(R, p) = \frac{KR_0^2}{Rp} \exp\left\{-\frac{\sqrt{p}}{a}(R-R_0)\right\} / \left(1 + \frac{R_0\sqrt{p}}{a}\right). \quad (2.7)$$

利用 Laplace 反演变换的 Эфрос 定理^[6],即可求得

$$T = \frac{KR_0^2}{R} \left\{ \phi^* \left(\frac{R-R_0}{2a\sqrt{t}} \right) - \exp\left(\frac{a^2 t}{R_0^2} + \frac{R-R_0}{R_0}\right) \phi^* \left(\frac{a\sqrt{t}}{R_0} + \frac{R-R_0}{2a\sqrt{t}} \right) \right\} \quad (2.8)$$

其中

$$\phi^*(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-\xi^2} d\xi \quad (2.9)$$

由 (2.8) 可得

$$T|_{R=R_0} = KR_0 \left\{ 1 - \phi^* \left(\frac{a\sqrt{t}}{R_0} \right) \exp\left(\frac{a^2 t}{R_0^2}\right) \right\} \quad (2.10)$$

由 (2.8) 式表示的温度是随距离衰减的,腔面上温度最高. 随着时间增长,腔面很快达到最高温度 $*KR_0$. 但值得注意的是这个温度并不高,例如在输出功率为 2000W, $C_t = 0.3$, $R_0 = 0.1\text{cm}$ 时可以算出,对于 GaAs, $KR_0 = 24^\circ\text{C}$, 对于 NaCl, $KR_0 = 180^\circ\text{C}$.

现在来计算热应力,取圆柱坐标 (r, θ, z) $z = 0$ 为界面,坐标原点在半球形坑中心.

* 假如按 $a\sqrt{t^*}/R_0 = 1$ 定义特征时间 t^* , 取 $R_0 = 0.1\text{cm}$, 则对于 GaAs, $t^* = 0.03\text{sec}$, 对于 NaCl, $t^* = 0.28\text{sec}$.

将位移向量表示为 $\mathbf{u} = (u_r, 0, u_z)$ 。虽然温度 T 与时间有关, 但材料的惯性效应显然可以忽略, 因此问题是准静态的。应力应变关系可写为

$$\left. \begin{aligned} \sigma_r &= \lambda \varepsilon + 2G \frac{\partial u_r}{\partial r} - \frac{\alpha E T}{(1-2\mu)} \\ \sigma_\theta &= \lambda \varepsilon + 2G \frac{u_r}{r} - \frac{\alpha E T}{(1-2\mu)} \\ \sigma_z &= \lambda \varepsilon + 2G \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\alpha E T}{(1-2\mu)} \\ \tau_{rz} &= G \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) \end{aligned} \right\} \quad (2.11)$$

其中 λ, G 为 Lamé 常数, E 为扬氏模量, μ 为 Poisson 比, 又 $\varepsilon = \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z}$ 。平衡方程可写为^[4]

$$(\lambda + 2G)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}) - G\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}) = \frac{\alpha E}{(1-2\mu)} \nabla T \quad (2.12)$$

有关的边界条件是在 $z = 0$ 时

$$\sigma_z = \lambda \left(\frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_r}{r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u_z}{\partial z} - \frac{\alpha E T}{(1-2\mu)} = 0. \quad (2.13)$$

$$\tau_{rz} = G \left(\frac{\partial u_r}{\partial z} + \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) = 0. \quad (2.14)$$

在半球形坑表面上应有应力为零的条件。由于坑的体积很小, 我们将设法近似地予以满足。由于 $T = T(R, t)$ 是球对称的, 我们令

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}' \quad (2.15)$$

其中 \mathbf{u}_0 为满足方程 (2.12) 及边界条件 (2.14) 的球对称解, 它不满足 (2.13)。 \mathbf{u}' 为补充的齐次解, 以便使 (2.13), (2.14) 都得到满足。换句话说, 我们先解决一个球对称的热应力问题, 求得 \mathbf{u}_0 , 然后再设法消除由 \mathbf{u}_0 引起的表面法应力。在解后一问题时, 由于坑很小, 我们将应用半无限体的一些结果, 这样求得的结果在离坑边缘稍远处应该是可靠的。

先求 \mathbf{u}_0 , 显然旋量 $\nabla \times \mathbf{u}_0 = 0$, 因此

$$(\lambda + 2G)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}_0) = \frac{\alpha E}{(1-2\mu)} \nabla T. \quad (2.16)$$

我们下面都设 $\mu = 1/3$, 即 $\lambda = 2G$ 。则在球坐标内, (2.16) 可写为

$$\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{\partial u_0}{\partial R} + \frac{2u_0}{R} \right) = 2\alpha \frac{\partial T}{\partial R} \quad (2.17)$$

积分一次得

$$\frac{\partial u_0}{\partial R} + \frac{2u_0}{R} = 2\alpha T + C(t) \quad (2.18)$$

由于在 $R \rightarrow \infty$ 时, T, u_0 和 $\frac{\partial u_0}{\partial R}$ 皆趋近零, 应有 $C(t) = 0$ 于是 (2.18) 可写为

$$\frac{1}{R^2} \frac{\partial}{\partial R} (R^2 u_0) = 2\alpha T \quad (2.19)$$

我们对 u_0 附加上边界条件

$$u_0|_{R=R_0} = 0. \quad (2.20)$$

从下面可以看到, 这样取可使计算简便, 对 (2.19), (2.20) 应用 Laplace 变换, 并利用 (2.6), (2.7) 后容易求解, 结果是

$$L(u_0) = \frac{2\alpha K a^2}{p^2} \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \left\{ 1 - \frac{(1+R\sqrt{p/a}) \exp\left[-\frac{(R-R_0)\sqrt{p}}{a}\right]}{(1+R_0\sqrt{p/a})} \right\}. \quad (2.21)$$

这里 $L(u_0)$ 表示 u_0 的 Laplace 变换. 再利用前面引用过的 Θ 函数定理^[6], 可得

$$u_0 = 2\alpha K R_0^2 \cdot \frac{i}{p^2} \cdot \left\{ 2F\left(\frac{p-1}{2\sqrt{i}}\right) \cdot \frac{(p^2-1)}{2i} \phi^*\left(\frac{p-1}{2\sqrt{i}}\right) - \frac{(p-1)}{i} \exp(i+p-1) \phi^*\left(\sqrt{i} + \frac{p-1}{2\sqrt{i}}\right) \right\}. \quad (2.22)$$

其中

$$p = R/R_0, \quad i = a^2 t/R_0^2, \quad F(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \xi^2 e^{-\xi^2} d\xi. \quad (2.23)$$

现在来求 $\mathbf{u}' \equiv (u'_r, 0, u'_z)$. \mathbf{u}' 应满足对应于 (2.12) 式的齐次方程, 即

$$(\lambda + 2G)\nabla(\nabla \cdot \mathbf{u}') - G\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}') = 0. \quad (2.24)$$

其实就是通常的弹性力学平衡方程. 而为了使边界条件 (2.13)、(2.14) 满足, 在 $z = 0$ 时 \mathbf{u}' 应满足:

$$\tau'_{rz} \equiv G \left(\frac{\partial u'_r}{\partial z} + \frac{\partial u'_z}{\partial r} \right) = 0 \quad (2.25)$$

$$\begin{aligned} \sigma'_z &\equiv \lambda \left(\frac{\partial u'_r}{\partial r} + \frac{u'_r}{r} + \frac{\partial u'_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u'_z}{\partial z} \\ &= -\lambda \left(\frac{\partial u_0}{\partial R} + \frac{2u_0}{R} \right) - 2G \frac{u_0}{R} + \frac{\alpha E T}{(1-2\mu)}. \end{aligned} \quad (2.26)$$

在 (2.26) 式右端, 自然应令 $R = r$. 利用 (2.19) 并引入 $\lambda = 2G$, (2.26) 可写成

$$\sigma'_z = \lambda \left(\frac{\partial u'_r}{\partial r} + \frac{u'_r}{r} + \frac{\partial u'_z}{\partial z} \right) + 2G \frac{\partial u'_z}{\partial z} = 2G \left(\frac{\partial u_0}{\partial R} + \frac{u_0}{R} \right) \Big|_{R=r} \equiv -\sigma(r, t). \quad (2.27)$$

其中

$$\begin{aligned} \frac{\sigma}{4\alpha K R_0 G} &= 2 \frac{i}{p^3} F\left(\frac{p-1}{2\sqrt{i}}\right) - \frac{1}{2} \left(\frac{1}{p} + \frac{1}{p^3} \right) \phi^*\left(\frac{p-1}{2\sqrt{i}}\right) \\ &+ \left(\frac{1}{p} - \frac{1}{p^2} + \frac{1}{p^3} \right) \exp(i+p-1) \phi^*\left(\sqrt{i} + \frac{p-1}{2\sqrt{i}}\right) \end{aligned} \quad (2.28)$$

(2.24)–(2.28) 构成一个典型的弹性静力学问题. 如果忽略小坑的形状, 这就是在半无限体表面由 $r = R_0$ 到 $r = \infty$ 受分布压力 σ 的平衡问题, 我们可直接引用已有的经典结果^[7]. 解可以表示为

$$\mathbf{u}' = (u'_r, 0, u'_z) = \left(\frac{\partial \Omega}{\partial r}, 0, \frac{\partial \Omega}{\partial z} + \frac{(\lambda + 2G)}{2\pi G(\lambda + G)} \phi \right) \quad (2.29)$$

其中

$$\left. \begin{aligned} \phi(P) &= \iint_A \frac{\sigma(P') dA}{R_{PP'}} \\ \Omega &= -\frac{z\phi}{4\pi G} - \frac{\chi}{4\pi(\lambda + G)} \\ \chi(P) &= \iint_A \sigma(P') \ln(z + R_{PP'}) dA \end{aligned} \right\} \quad (2.30)$$

这里 P 为半无限体内的点, P' 为界面 $z = 0$ 上的点, A 为界面全域, $R_{PP'}$ 为 P, P' 之间的距离. 而且有

$$\nabla^2 \chi = 0 \quad \left(\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right). \quad (2.31)$$

从 (2.30) 又容易证明

$$\nabla^2 \phi = 0 \quad (2.32)$$

因此可得 ($\lambda = 2G$)

$$\varepsilon' = \frac{\partial u'_r}{\partial r} + \frac{u'_r}{r} + \frac{\partial u'_z}{\partial z} = \nabla^2 \Omega + \frac{2}{3\pi G} \frac{\partial \phi}{\partial z} = \frac{1}{6\pi G} \frac{\partial \phi}{\partial z}. \quad (2.33)$$

我们下面只限于求界面 $z = 0$ 内的应力 $\sigma'_r, \sigma'_\theta$, 这样可以不去计算 χ 及 ϕ .

根据 ϕ 的算式 (2.30), 可以证明^[8]

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial z} \right|_{z=0} = -2\pi\sigma. \quad (2.34)$$

代入 (2.33) 得

$$\varepsilon' \Big|_{z=0} = -\sigma/3G. \quad (2.35)$$

将表示体积应变的关系

$$\sigma'_r + \sigma'_\theta + \sigma'_z = (3\lambda + 2G)\varepsilon' \quad (2.36)$$

应用于 $z = 0$, 并代入

$$\left. \begin{aligned} \sigma'_r &= \lambda\varepsilon' + 2G \frac{\partial^2 \Omega}{\partial r^2} \\ \sigma'_\theta &= \lambda\varepsilon' + 2G \frac{1}{r} \frac{\partial \Omega}{\partial r} \end{aligned} \right\} \quad (2.37)$$

以及 (2.27), (2.35), 得到 ($\lambda = 2G$)

$$\left. \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right) \right|_{z=0} = -\frac{\sigma(r, z)}{6G} \quad (2.38)$$

积分一次得

$$\left. \frac{\partial \Omega}{\partial r} \right|_{z=0} = -\frac{1}{6Gr} \int_{R_0}^r \sigma(r') r' dr' + \frac{c'}{r} \quad (2.39)$$

为了决定 c' , 需要应用边界条件. 这时自然应该考虑到小坑的实际存在, 而且在坑的表面上总的径向应力为零¹⁾. 因此应有

1) 在界面 $z = 0$ 上, 剪应力 $\tau_{rz} = 0$ 的条件已满足.

$$\left(\lambda \varepsilon' + 2G \frac{\partial u_r'}{\partial r}\right)\Big|_{r=R_0} + \left[\lambda \left(\frac{\partial u_0}{\partial R} + \frac{2u_0}{R}\right) + 2G \frac{\partial u_0}{\partial R}\right]\Big|_{R=R_0} - \frac{\alpha ET|_{R=R_0}}{(1-2\mu)} = 0 \quad (2.40)$$

引用(2.35), (2.19)可将上式写为

$$\frac{\partial^2 \mathcal{Q}}{\partial r^2}\Big|_{r=R_0} = \left(2 \frac{u_0}{R} + \frac{\sigma}{3G}\right)\Big|_{R=R_0} = \sigma|_{R=R_0}/3G \quad (2.41)$$

(2.41)中最后一个等式是根据(2.20)写出的, 将(2.39)代入(2.41)即可决定 c' .

$$c' = -\frac{R_0^3}{2G} \sigma|_{R=R_0} \quad (2.42)$$

c' 确定之后, 由(2.37)式可计算 σ_r' , σ_θ' . 总的应力, 根据(2.11)式应是

$$\sigma_r = \sigma_R|_{R=r} + \sigma_r' - \frac{\alpha ET|_{R=r}}{(1-2\mu)} \quad (2.43a)$$

$$\sigma_\theta = \sigma_\theta|_{R=r} + \sigma_\theta' - \frac{\alpha ET|_{R=r}}{(1-2\mu)} \quad (2.43b)$$

其中 σ_R , σ_θ 为由 u_0 计算之径向及周向应力, 即

$$\sigma_R = \lambda \left(\frac{\partial u_0}{\partial R} + \frac{2u_0}{R}\right) + 2G \frac{\partial u_0}{\partial R} \quad (2.44a)$$

$$\sigma_\theta = \lambda \left(\frac{\partial u_0}{\partial R} + \frac{2u_0}{R}\right) + 2G \frac{u_0}{R} \quad (2.44b)$$

如果令

$$(\sigma, \sigma_r, \sigma_\theta)/(4\alpha KR_0G) = (\hat{\sigma}, \hat{\sigma}_r, \hat{\sigma}_\theta) \quad (2.45)$$

则最后结果为

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_r|_{z=0} = & -6 \frac{\hat{i}}{\hat{r}^3} F\left(\frac{\hat{r}-1}{2\sqrt{\hat{i}}}\right) - \left(\frac{1}{2\hat{r}} - \frac{3}{2\hat{r}^3}\right) \phi^*\left(\frac{\hat{r}-1}{2\sqrt{\hat{i}}}\right) \\ & - \left(\frac{1}{\hat{r}} - \frac{3}{\hat{r}^3} + \frac{3}{\hat{r}^3}\right) e^{(\hat{r}+\hat{r}-1)} \phi^*\left(\sqrt{\hat{i}} + \frac{\hat{r}-1}{2\sqrt{\hat{i}}}\right) \\ & - \frac{1}{\hat{r}^2} [1 - e^{\hat{i}} \phi^*(\sqrt{\hat{i}})] + \frac{1}{3\hat{r}^2} \int_1^{\hat{r}} \hat{\sigma} \hat{r} d\hat{r}. \end{aligned} \quad (2.46a)$$

$$\begin{aligned} \hat{\sigma}_\theta|_{z=0} = & \frac{2\hat{i}}{3\hat{r}^3} F\left(\frac{\hat{r}-1}{2\sqrt{\hat{i}}}\right) - \frac{1}{6} \left(\frac{1}{\hat{r}} + \frac{1}{\hat{r}^3}\right) \phi^*\left(\frac{\hat{r}-1}{2\sqrt{\hat{i}}}\right) \\ & + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{\hat{r}} - \frac{1}{\hat{r}^2} + \frac{1}{\hat{r}^3}\right) e^{(\hat{r}+\hat{r}-1)} \phi^*\left(\sqrt{\hat{i}} + \frac{\hat{r}-1}{2\sqrt{\hat{i}}}\right) \\ & + \frac{1}{\hat{r}^2} [1 - e^{\hat{i}} \phi^*(\sqrt{\hat{i}})] - \frac{1}{3\hat{r}^2} \int_1^{\hat{r}} \hat{\sigma} \hat{r} d\hat{r} \end{aligned} \quad (2.46b)$$

而且

$$\left. \begin{aligned} \hat{\sigma}_r|_{\hat{r}=1} &= 0 \\ \hat{\sigma}_\theta|_{\hat{r}=1} &= \frac{2}{3} [1 - e^{\hat{i}} \phi^*(\sqrt{\hat{i}})] \end{aligned} \right\} \quad (2.47)$$

计算结果表示在图3中, 图3中一个是短时间的结果, 一个是长时间的结果, 可以看得很清楚, 在初期阶段, 应力很快就增长到近于饱和的结果, 而且值得注意的是 σ_θ 是拉应力,

σ_r 是压应力。至于应力的数值, 如果同前面一样, 取输出功率为 2000W, 窗口半径为 3cm, 膜层透过系数 $C_t = 0.3$, 坑半径 $R_0 = 0.1\text{cm}$, 那末在短时间 $t = 6.25$ 内(对于 GaAs 即 $t = 0.19\text{sec}$, 对于 NaCl 为 $t = 1.75\text{sec}$), 拉应力 σ_θ 可达 100kg/cm^2 (GaAs) 或 160kg/cm^2 (NaCl)。再由于窗口外表面的大气压作用, 自然就很容易使窗口破裂。由此可见, 这种局部加热, 虽然温升不高, 却是引起窗口破坏的主要原因。

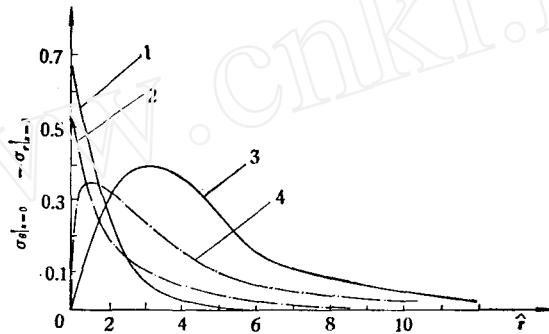


图 3

- 1 $\sigma_\theta|_{z=0}(t = 2500)$
- 2 $\sigma_\theta|_{z=0}(t = 6.25)$
- 3 $\sigma_r|_{z=0}(t = 2500)$
- 4 $\sigma_r|_{z=0}(t = 6.25)$

对于万瓦以上的流动式 CO₂ 激光器, 为了解决窗口问题, 国外有的干脆去掉窗口而采用小孔输出, 并应用气动技术不断抽走一部分工作气体, 使外部空气不致于进入光腔。由于耦合孔很小, 需要应用非稳定腔及自动调节装置, 否则功率输出受到影响。根据本文的分析, 要完全避免工作气体内混有一些微细杂质, 自然不易做到, 不过应用一些气动方法, 使这些杂质不致玷污窗口, 却是可以做到的。这样在光腔设计及工艺上可以简单许多, 不失为解决窗口问题的一条新途径。

作者对这个问题的兴趣是由李旭昌、孙同坤等同志的实验引起的, 在工作过程中又曾和他们多次进行讨论, 谨此致谢。

附表 CO₂ 激光器窗口材料的性质

材 料	吸收系数 a cm^{-1}	热传导系数 k $\text{W/cm}^\circ\text{C}$	热膨胀系数 α $(1/^\circ\text{C}) \times 10^{-6}$	杨氏模量 E $(\text{kg/cm}^2) \times 10^6$	比热 ρc_V $\text{J/cm}^3 \cdot ^\circ\text{C}$	破裂强度 $(\text{kg/cm}^2) \times 10^2$
Ce	0.045	0.59	5.7	1.05	1.65	9.51
GaAs	0.015	0.48	5.7	0.87	1.42	14.1
ZnSe	0.005	0.18	8.5	0.72	1.87	5.3
NaCl	0.003	0.065	3.6	0.3	1.36	0.23

参 考 文 献

- [1] Kreith, F., Principles of Heat Transfer, 2nd ed. International Textbook Co. (1965), 328—335.
- [2] 陈丽吟, 楚泽湘, 陈海韬, 横流 CO₂ 激光器的增益分布“中国激光”(1984).
- [3] 同 [1] 295—296.

- [4] Timoshenko, S. and Goodier, J. N., *Theory of Elasticity*, 2nd ed. (1951).
- [5] Melan, E. und Parkus, H., *WärMespennungen* Springer Verlag (1953). 由定常温度场产生的热应力, 何善培译. 科学出版社. (1955).
- [6] Лаврентьев, М. А. и Шабат, Б. В., *Методы Теории функций комплексного переменного*, (1951), 414—417.
- [7] Love, A. E. H., *A Treatise on the Mathematical Theory of Elasticity*, 4th ed. (1944). 192--193.
- [8] Смирнов, В. И., *Курс Высшей Математики*, Т. 4, §195 (1957).

ON THE THERMAL STRESS AND FRACTURE OF THE WINDOW OF A CO₂ HIGH POWER LASER

Xie Bomin Yu Gong

(*Institute of Mechanics, Academy of Sciences*)

Abstract

It is shown in this paper that the fracture of the window of a CO₂ high power laser is mainly due to the local heating of the surface of the window.

During the operation of an industrial CO₂ laser, it is unavoidable that some small particles, sputtered from the electrode or insulation material in the discharge section contaminate the window. Due to their high absorptivity of radiation, the coating is damaged and heated locally. The temperature rise is not serious, but the local circumferential thermal stress is tensile and its peak may reach several hundreds of kg/cm², much higher than the thermal stress caused by the uniform absorption of radiation. Since the gas pressure in the cavity is only 20—30 torr, the window is also subjected to the stress due to the atmospheric pressure. Both these effects eventually cause the fracture of the window.

In order to raise the service life of the window, It is suggested that technical measures be taken to reduce the contamination of the window by small particles.