

自加热式铜蒸气激光器的热气体透镜研究

沈琪敏 梁培辉

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

本文分析了自加热式铜蒸气激光器放电管内的热气体透镜效应,并指出不同的铜蒸气激光器在稳定工作时可能等效为正透镜,也可能等效为负透镜。在实验部分,本文给出了热气体透镜焦距与输入功率、缓冲气体压强的关系,描绘了热气体透镜从负透镜变化到正透镜的动态过程。

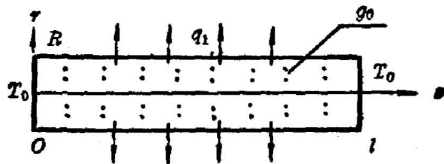
关键词: 铜蒸气激光器,热气体透镜。

一、引 言

铜蒸气激光器(CVL)^[1~3]无论作为振荡器还是作为放大器^[4~6],其放电管内的温度分布将会对输出光产生影响。温度分布的不均匀除使得管内布居数反转分布不均匀,从而影响增益的均匀性外^[7],还会引起气体折射率不均匀分布,这在一定条件会产生一个透镜效应^[8,9]。对于铜蒸气激光器, V. M. Zharikov 等人测出他们的 CVL 具有负透镜热气体透镜的效应^[10]。为了研究 CVL 作为放大器的增益特性及其对光束质量的影响,我们对多台 CVL 的热气体透镜作了反复测量,发现我们的 CVL 具有正透镜效应。这与[10]给出的结果相反。因此,我们认为,对铜蒸气激光器的热气体透镜及其温度分布还需作进一步的分析。

二、CVL 放电管热气体透镜分析

CVL 放电管内的温度分布将取决于激发条件,即放电电压、重复率、电极形状,缓冲气体压力及陶瓷管的保温条件等。作为一种近似,在稳态时 CVL 放电管中的热源是均匀恒定分布的^[10],放电管两端面的温度均匀恒定为 T_0 ,并且不考虑对流及辐射对温度分布的影响。因此,对于稳定工作的 CVL,我们得到下述的定解问题模型(见图 1):



半径为 R , 长为 l 的圆柱体,体内各处有一恒定点源 $q_0 (q_0 \geq 0)$,柱侧有均匀分布的恒定热流流出,其强度为 $q_1 (q_1 \geq 0)$,两端面保持为恒温 T_0 。

即定解问题:

收稿日期: 1986年4月1日; 收到修改稿日期: 1986年5月8日

$$\begin{cases} \Delta T = -q_0/k, \\ \left. \frac{\partial T}{\partial r} \right|_{r=R} = -q_1/k, \\ T|_{z=0} = T_0, \quad T|_{z=l} = T_0, \end{cases} \quad (1)$$

对此定解问题, 我们得到其解为(见附录 A):

$$\begin{aligned} T(r, z) = & T_0 + \frac{q_0}{8k}(R^2 - 2r^2) + \frac{2l(q_0R - 2q_1)}{\pi^2 k} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{(2m+1)\pi}{l} Z\right)}{(2m+1)^2} \\ & \times \frac{I_0\left(\frac{(2m+1)\pi}{l} r\right)}{I_1\left(\frac{(2m+1)\pi}{l} R\right)} + \sum_{n=1}^{\infty} J_0(b_n r) [A_n \exp(b_n z) + B_n \exp(-b_n z)], \quad (2) \end{aligned}$$

式中

$$\begin{cases} b_n = \frac{x_n^{(1)}}{R}, \quad x_n^{(1)} \text{ 是 } J_1(x) \text{ 的第 } n \text{ 个零点;} \\ A_n = [1 - \exp(-b_n l)] f_n / [\exp(b_n l) - \exp(-b_n l)]; \\ B_n = [\exp(b_n l) - 1] f_n / [\exp(b_n l) - \exp(-b_n l)]; \\ f_n = \frac{2}{R^2 [J_0(x_n^{(1)})]^2} \int_0^R J_0(b_n r) \cdot \frac{q_0 r^2}{4k} \cdot r \, dr, \end{cases} \quad (2^*)$$

k 为热传导系数, I_0 、 I_1 分别为零阶、一阶虚宗量贝塞尔函数, J_0 、 J_1 分别为零阶、一阶贝塞尔函数。

对(2)式的分析可以看出(见附录 B), 在不同的条件下, T 随 r 的变化关系不同。当 $q_0 < 2q_1/R$ 时 T 随 r 增大而减小; $q_0 > 64lq_1/(32l - \pi^2 R)R$ 时 T 随 r 增大而增大。

一般来说, 气体的折射率是温度和气压的函数。[11] 给出了一个关系式:

$$n = 1 + \left(\frac{n_0 - 1}{1 + \alpha T} \right) \frac{k}{760}, \quad (3)$$

式中 n_0 为 0°C 、1 个大气压下的折射率; α 为气体的热膨胀系数; p 为气体压力(以 mmHg 为单位)。

因此, 当温度为离 Z 轴的距离 r 的函数 $T = T(r)$ 时, 折射率也可写为 r 的函数:

$$n = f(r) = a_0 + a_1 r + a_2 r^2 + \dots, \quad (4)$$

式中 a_i 为泰勒展开系数。

我们知道, 当介质的折射率 n 是离 Z 轴距离 r 的二次函数

$$n = n_a \left(1 - \frac{1}{2} a r^2 \right) \quad (5)$$

时, 此介质就相当于一个透镜^[12]。式中 n_a 为轴上的折射率, a 为一系数。

显然, 当(4)式中忽略一次项及三次以上项时, (4)式就变成了(5)式。事实上, (4)式中的一次项、三次项及更高次项的作用可认为是引起透镜中的像差。

对于长为 l 、折射率如(5)式变化的介质, 其光线矩阵为

$$\mathcal{F} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{a} l) & \sqrt{a} \sin(\sqrt{a} l) \\ -\sqrt{a} \sin(\sqrt{a} l) & \cos(\sqrt{a} l) \end{pmatrix}, \quad (6)$$

从图 2 中我们很容易得到此系统的焦距 f :

$$\begin{pmatrix} r_2 \\ r_2' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos(\sqrt{a} l) & \sqrt{a} \sin(\sqrt{a} l) \\ -\sqrt{a} \sin(\sqrt{a} l) & \cos(\sqrt{a} l) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} r_1 \\ r_1' \end{pmatrix}$$

式中 r, r' 分别是光线上某点到轴的距离及光线在该点处的斜率。对于平行光入射, $r_1' = 0$ 。所以,

$$f = -\frac{r_2}{r_2'} \cdot \frac{r_1}{r_1'} = \frac{1}{\sqrt{a} \sin(\sqrt{a} l)} \quad (7)$$

从(7)式可以看出, 焦距 f 与介质长度 l 有关。(7)式在 $0 < \sqrt{a} l < \frac{\pi}{2}$ 时成立, 在 $\sqrt{a} l = \frac{\pi}{2}$ 时, 焦点移到图2中的 D 点; 在 $\sqrt{a} l > \frac{\pi}{2}$ 时, 光线在介质内多次通过光轴。

从(3)式和(5)式可知, 当 T 随 r 增大而减小时, 介质的作用表现为负透镜, 对于 OVL, 这与[10]的结果相符; 反之, 当 T 随 r 增大而增大时, 就表现为正透镜, 这与我们下述的实验结果一致。

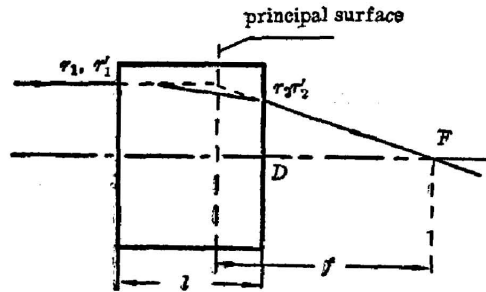


Fig. 2 Diagram of the focus of a medium with a quadratic index profile

三、实验结果及分析

为测量方便起见, 我们的实验光路如图3所示。氦-氖激光器发出的光经自然扩束后, 通过 OVL 的整个激活区域, 再经过一凸透镜会聚到二极管阵列(Reticon G 系列) D 上。在

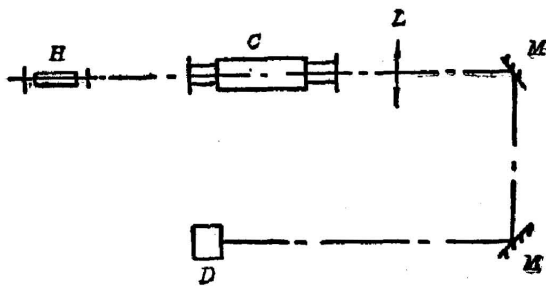


Fig. 3 Schematic diagram of the experimental apparatus of the thermal gas lens of OVL (H —He-Ne laser, C —OVL, L —lens, M —mirror, D —diode array)

OVL 工作以前, 可以测出氦-氖激光通过透镜 L 聚焦的焦点位置, 从而算出氦-氖激光器作为点光源的位置。然后加热 OVL, 在它达到稳态后, 测出氦-氖激光通过 OVL 及透镜 L 后的焦点位置, 利用(6)式和(7)式, 可算出 OVL 的热气体透镜焦距 f 。也可直接把 OVL 简化为一薄透镜, 利用组合薄透镜计算 OVL 的焦距。我们对两种计算结果作了比较, 后者相对于前者的误差不大于 0.017%。

在输入功率密度为 $2.8 \sim 5.6 \text{ W/cm}^2$ (放电区域为 531 cm^2) 时, 我们得到

OVL 的焦距大约在 100 至 400 m 范围内变化。

在缓冲气体(氖气)一定的压力下, 不同的输入功率会产生不同的透镜效应; 在同样的氖气压下, 氖气流动与不流动也会产生不同的透镜效应。这一结果由图4及图5给出。

不同的输入功率意味着热源强度的不同, 这将引起温度分布(气体密度分布)的不同, 从而导致热透镜焦距的不同。在透镜效应为正时, 即温度 T 随 r 增大而增大的情形下, 缓冲

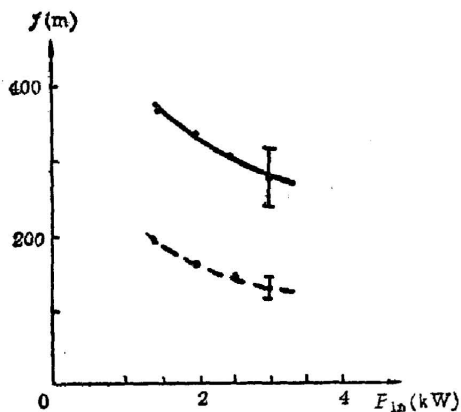


Fig. 4 Dependence of the focal length of the thermal gas lens on the input power, for stagnant buffer gas (dashed line) and flowing buffer gas (dotted line); neon pressure 40 torrs

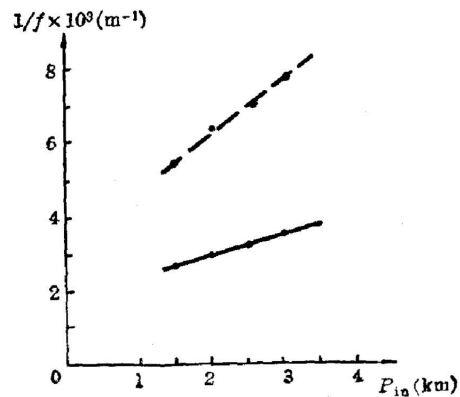


Fig. 5 Dependence of the optical power of the thermal gas lens on the input power, for stagnant buffer gas (dashed line) and flowing buffer gas (dotted line); neon pressure 40 torrs

气体的流动将引起温度梯度变大,从而导致正透镜焦距变短。由图4及5容易看出这一结果。严格地说,气体流动对温度分布的影响,应在热传导方程中考虑对流的作用。作为一种唯象的计算,可以认为流动情形中的热气体透镜焦距 f 是不流动情形中的焦距加上一项修正量 Δf , Δf 的大小与气压、流量及输入功率有关,这可由实验给出。

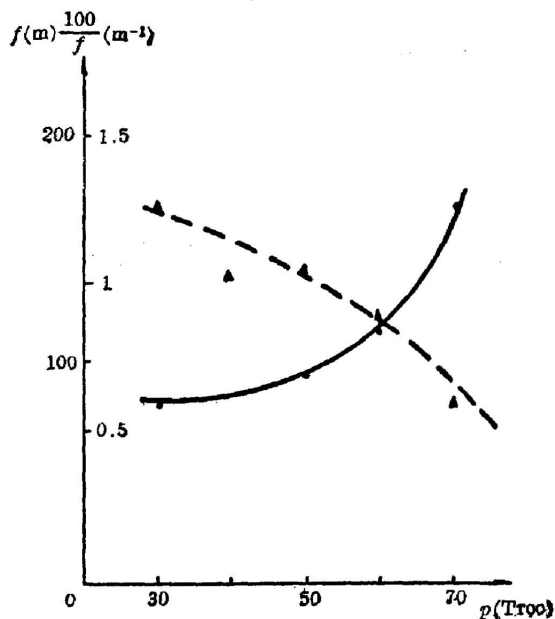


Fig. 6 Dependence of the focal length (dashed line) and optical power (dotted line) of the thermal gas lens on the neon pressure, for an input power of 3 kW

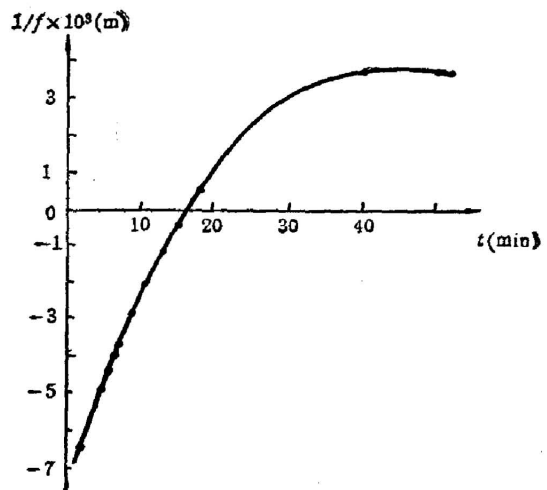


Fig. 7 Optical power of the thermal gas lens from the starting to the steady operation of CVL

在一定的输入功率下,不同的气压使得气体介质的密度不同;同时,不同的缓冲气体压力改变了 CVL 的激发条件,引起 CVL 放电管内的温度分布不同。这对 CVL 热气体透镜效应产生一定的影响。这一结果如图 6 所示。

在 CVL 开始加热到稳定工作的过程中,对 CVL 的热气体透镜行为也作了测量,其结果如图 7 所示。由图 7 可以看出,从开始加热到稳定状态, CVL 的透镜效应应由负透镜逐渐变到正透镜。这在物理过程上很容易解释,刚开始加热时,放电管壁还处于室温下,因而高频放电加热,使管内径向温度梯度为负,折射率 n 的径向梯度为正,介质表现为负透镜。随着加热逐渐达到稳态,管壁温度逐渐升高(最后达到热平衡),管内径向温度梯度逐渐由负变到正(最后达到稳定),因而介质的行为也由负透镜变为正透镜。这从(2)式中也非常容易看出,刚开始加热时,可以认为在管壁处 $q_1 = -k \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R}$ 很大,因而 T 随 r 增大而减小;当加热达到 q_0 大于 $\frac{2q_1}{R}$ 时, T 随 r 增大而增大。

五、结 论

我们从 CVL 放电管的边界条件得到放电管内的温度分布,这个分布也只是一个近似。从中知道在不同条件下 CVL 的热气体透镜效应不同,可以为负透镜;也可以是正透镜。实验上也证实了这一点, [10] 给出的结果表明 CVL 有负透镜效应;我们的结果表明, CVL 有正透镜效应,视不同器件而不同。某些器件,例如一般铜的卤化物激光器放电管工作时,等离子体呈现明显的收缩现象,导致放电管中心部分温度升高,最后呈负透镜效应。因此,对于具体的 CVL 器件,很难立刻说出它是正透镜还是负透镜,这要由具体的器件结构所决定。另外,由(2)式可以看出, CVL 放电管内的温度沿轴向也有不均匀分布。因此,由 CVL 热气体透镜焦距计算的径向温度分布^[10]只是一种近似,是在认为温度沿轴向均匀分布情况下的粗略估算。

感谢任虹、王志英、张峭峰等同志对实验的帮助,感谢王之江教授对工作的支持与关心。

附 录 A

定解问题:

$$\begin{cases} \Delta T = -q_0/k, \\ \frac{\partial T}{\partial r} \Big|_{r=R} = -q_1/k, \\ T|_{z=0} = T_0, T|_{z=l} = T_0. \end{cases} \quad (\text{A } 1)$$

解:

令 $T = u + T_0$ (作温标的平移), 且令 $q_0/k = a_0$, $q_1/k = a_1$, 则(A1)式变为:

$$\begin{cases} \Delta u = -a_0, \\ \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=R} = -a_1, \\ u|_{z=0} = 0, u|_{z=l} = 0. \end{cases} \quad (\text{A } 2)$$

令 $u = v + v^r$, 且 v , v^r 分别满足:

$$\begin{cases} \Delta v = -a_0, \\ \frac{\partial v}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0, \\ v|_{z=0} = 0, v|_{z=l} = 0, \end{cases} \quad (\text{A } 3)$$

$$\begin{cases} \Delta v^I = 0, \\ \frac{\partial v^I}{\partial r} \Big|_{r=R} = -a_1, \\ v^I|_{z=0}, v^I|_{z=l} = 0, \end{cases} \quad (\text{A } 4)$$

则可证 $w = v + v^I$ 是方程 (A 2) 的解。

对于方程 (A 4), [13] 给出其解为:

$$v^I = \frac{4a_1 l}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} Z\right] I_0\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} r\right]}{(2m+1)^2 I_0^2\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} R\right]}, \quad (\text{A } 5)$$

对于方程 (A 3) 的第一式, 我们总可以找到一个特解 v^{II} , 使得 $\Delta v^{II} = -a_0$, 例如 $v^{II} = -\frac{1}{4} a_0 r^2$, 令 $w = v^{II} + w$, 则求解方程 (A 3) 就变为求解下述定解问题:

$$\begin{cases} \Delta w = 0, \\ \frac{\partial w}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{1}{2} a_0 R, \\ w|_{z=0} = \frac{1}{4} a_0 R^2, w|_{z=l} = \frac{1}{4} a_0 l^2, \end{cases} \quad (\text{A } 6)$$

这样, (A 3) 的有源问题就转化为无源问题 (A 6) 了。对于方程 (A 6), 我们又可令 $w = w^I + w^{II}$, 且使得 w^I 、 w^{II} 分别满足:

$$\begin{cases} \Delta w^I = 0, \\ \frac{\partial w^I}{\partial r} \Big|_{r=R} = \frac{1}{2} a_0 R, \\ w^I|_{z=0} = 0, w^I|_{z=l} = 0, \end{cases} \quad (\text{A } 7)$$

$$\begin{cases} \Delta w^{II} = 0, \\ \frac{\partial w^{II}}{\partial r} \Big|_{r=R} = 0, \\ w^{II}|_{z=0} = \frac{1}{4} a_0 r^2, w^{II}|_{z=l} = \frac{1}{4} a_0 r^2, \end{cases} \quad (\text{A } 8)$$

方程 (A 7) 与方程 (A 4) 形式完全相同, 因而其解为 [13]:

$$w^I = \frac{2a_0 R l}{\pi^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} Z\right] I_0\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} r\right]}{(2m+1)^2 I_0^2\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} R\right]}, \quad (\text{A } 9)$$

对于方程 (A 8), [13] 也给出了其解:

$$w^{II} = \frac{a_0 R^2}{8} + \sum_{n=1}^{\infty} J_0(b_n r) [A_n \exp(b_n Z) + B_n \exp(-b_n Z)], \quad (\text{A } 10)$$

式中

$$\begin{cases} b_n = \frac{x_n^{(1)}}{R}, x_n^{(1)} \text{ 是 } J_1(x) \text{ 的第 } n \text{ 个零点;} \\ A_n = \frac{[1 - \exp(-b_n l)]}{[\exp(b_n l) - \exp(-b_n l)]} \cdot f_n, \\ B_n = \frac{[\exp(b_n l) - 1]}{[\exp(b_n l) - \exp(-b_n l)]} \cdot f_n, \\ f_n = \frac{2}{R^2 [J_0(x_n^{(1)})]^2} \int_0^R J_0(b_n r) \cdot \frac{1}{4} a_0 r^2 \cdot r dr, \end{cases} \quad (\text{A } 11)$$

由式 (A 5)、(A 9)、(A 10) 得到定解问题 (A 1) 的解:

$$\begin{aligned} T = T_0 + \frac{1}{8k} a_0 R^2 - \frac{1}{4k} a_0 r^2 + \frac{2l(q_0 R - 2q_1)}{\pi^2 k} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\sin\left(\frac{(2m+1)\pi}{l} Z\right) I_0\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} r\right]}{(2m+1)^2 I_0^2\left[\frac{(2m+1)\pi}{l} R\right]} \\ + \sum_{n=1}^{\infty} J_0(b_n r) [A_n \exp(b_n Z) + B_n \exp(-b_n Z)], \end{aligned} \quad (\text{A } 12)$$

式中 b_n 、 A_n 、 B_n 由式(A11)给出。 k 为热传导系数； I_0 、 I_0' 分别为零阶虚宗量贝塞尔函数及其一阶导数； J_0 为零阶贝塞尔函数。

附 录 B

将(A12)式沿 Z 轴取平均, 即

$$T(r) = \frac{1}{l} \int_0^l T(r, z) dz$$

$$= T_0 + \frac{q_0}{8k} (R^2 - 2r^2) + \frac{4l(q_0R - 2q_1)}{\pi^3 k} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{1}{(2m+1)^3} \frac{I_0 \left[\frac{(2m+1)\pi}{l} r \right]}{I_1 \left[\frac{(2m+1)\pi}{l} R \right]} + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{q_0}{k} C_n J_0(b_n r), \quad (\text{B1})$$

式中

$$C_n = \frac{k}{q_0} \frac{2(B_n - A_n)}{b_n^2} - \frac{2k}{q_0} \frac{[1 - 2\exp(-b_n l) + \exp(-2b_n l)]}{[1 - \exp(-2b_n l)]} \cdot f_n, \quad (\text{B2})$$

由式(A11)和(B2)可得:

$$C_n = \frac{2R^3}{l} \frac{[1 - 2\exp(-x_n^{(1)} l/R) + \exp(-2x_n^{(1)} l/R)]}{[1 - \exp(-2x_n^{(1)} l/R)]} \cdot \frac{1}{(x_n^{(1)})^3 J_0(x_n^{(1)})}. \quad (\text{B3})$$

由式(B3)可知, 随着 $x_n^{(1)}$ 的增大, $|C_n|$ 将迅速减小。我们以 $R=0.013$ m, $l=0.87$ m 在 IBM-PC/XT 机上得到 C_n 的值为:

$$C_1 = -2.229 \times 10^{-7}, \dots, \quad C_{10} = 1.077 \times 10^{-9}, \dots,$$

$$C_{100} = 3.596 \times 10^{-12}, \dots, \quad C_{1000} = 1.144 \times 10^{-14}, \dots$$

因此, 与第三项相比, (B1)式中的第四项对 $T(r)$ 的贡献可以忽略; (B1)式的第三项, 在 $x \geq 0$ 时 $I_0(x) \geq 1$, 且 $I_0(x)$ 是 x 的单调增函数; (B1)式的第二项的贡献是随 r 增大而减小, 当 $r=R$ 时其绝对值达最大, 为 $q_0 R^2/8k$ 。因此, 当 $\frac{4l(q_0R - 2q_1)}{\pi^3 k} - \frac{q_0 R^2}{8k} > 0$ 即 $q_0 > \frac{64l}{(32l - \pi^3 R)R} q_1$ 时, $T(r)$ 随 r 增大而增大。

(B1)式中, 当 $(q_0R - 2q_1) < 0$ 时, 第三项的作用就表现为 $T(r)$ 随 r 增大而减小。也就是说, 当 $q_0 < 2q_1/R$ 时, $T(r)$ 随 r 增大而减小。

参 考 文 献

- [1] R. E. Grove; *Laser Focus*, 1982, **18**, No. 7 (Jul), 45.
- [2] A. A. Isaev, M. A. Kazaryan and G. G. Petrash; *JETP Lett.*, 1972, **16**, No. 1 (Jul), 27.
- [3] R. S. Anderson et al.; *IEEE J. Quant. Elect.*, 1975, **QE-11**, No. 4 (Apr), 172.
- [4] R. S. Anderson et al.; *IEEE J. Quant. Elect.*, 1975, **QE-11**, No. 9 (Sep), 56D.
- [5] R. S. Anderson, T. W. Karras; *Proc. Int. Conf. on Laser '79*, (Orlando, Fl. 1979), 359.
- [6] R. S. Hargrove, R. Grove and T. Kan; *IEEE J. Quant. Elect.*, 1979, **QE-15**, No. 11 (Nov), 1228.
- [7] M. M. Kalugin, E. N. KuZ'minova and S. E. Potapov; *Sov. J. Quant. Elect.*, 1981, **11**, No. 5 (May), 644.
- [8] D. Marcuse and S. E. Miller; *BSTJ.*, 1964, **43**, No. 4, 1759; D. Marcuse; *IEEE Micro. Theory Tech.*, 1965, **MTT-13**, No. 6 (Nov), 734.
- [9] E. Sienkiewicz; *Opt. Appl.*, (Poland), 1981, **11**, No. 2, 243.
- [10] V. M. Zharikov et al.; *Sov. J. Quant. Elect.*, 1984, **14**, No. 5 (May), 623.
- [11] *Smithsonian Physical Tables*, (prepared by W. E. Forsythe, Smithsonian Institution, Washington, 1956, 9th ed.), Table 554.
- [12] A. 亚里夫; *量子电子学*, (刘颂豪等译, 上海科学技术出版社, 1983年第1版), 103.
- [13] 梁昆淼; *数学物理方法*, (人民教育出版社, 1978年第2版), 374~378.

Study of thermal gas lens in self-heated copper vapor lasers

SHENG QIMING AND LIANG PEIHUI

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 1 April 1986, revised 8 May 1986)

Abstract

Analysis of the thermal gas lens in the discharge tube of a self-heated copper vapor lasers (OVL) is given. For the different schemes of copper vapor laser, it has been found that the steady-state OVL can be equivalent to a convex lens or a concave lens. As results of the experiment, the relations between the focal length of the thermal gas lens and the input power and buffer gas pressure are presented. The evolution process of the thermal gas lens from concave to convex lens is described.

Key Words: Copper vapor laser, Thermal gas lens.

(上接第 111 页)

苏联著名晶体物理学家卡明斯基教授报告了苏联科学院萨布尼阔夫结晶研究所几年来有关“有序和无序晶体中三价镧系离子受激发射”的研究成果,给出了大量数据,为探索新型可调谐激光晶体指出了方向。此外,在新型激光晶体领域中,专家还报告了 $\text{BeAl}_2\text{O}_3:\text{Cr}$ 、色心晶体、无铕高效石榴石晶体等新型可调谐晶体的研究成果。美国芬伦斯·利弗莫尔实验室的荷次李切特·爱米尔教授也介绍了该实验室的激光核聚变装置和工作情况。

为了提高晶体的质量,必须研究晶体不完整性,判别缺陷的种类及探讨产生的原因。为此各类晶体的不完整性研究也在热烈开展。尤其是近年来出现的激光散射层貌术,已成功地用于各种激光和光学晶体缺陷的研究之中,得到了较好的结果。上海光机所报告的“用激光散射层貌术研究 YAG 的缺陷”一文,作者论述在对几种光学和激光晶体缺陷的研究工作上,积累的大量数据、照片、资料。有较丰富的经验,研究成果受到与会国内外专家的关注和好评。

会议期间,还举办了小型晶体展览会。其中 $\phi 200\text{ mm}$ 大型 LiNbO_3 单晶、尺寸达 $20 \times 30 \times 40\text{ mm}$ 以上的五磷酸铽大单晶、优质的 KTP 单晶以及 $\text{Al}_2\text{O}_3:\text{Ti}^{3+}$ 激光晶体和激光棒,表明我国已有一些品种的晶体处于国际领先地位。另外参加展出的 KRS-5 多晶纤维和 LiNbO_3 单晶纤维,表明我国晶体研究已从单一的块体发展进入薄膜和纤维材料领域。部分展品也引起与会代表的兴趣。一些日本厂商对我国的某些晶体产品很感兴趣,在会下和有关研究所、工厂进行了接触与洽谈,并表示愿意进口的意向。本次国际讨论会为我国晶体产品打入国际市场提供了机会。

这次会议的特点是规模小、时间短,会上会下气氛十分活跃,会上所宣读的论文内容也反映了当前国际上有关激光和光学晶体研究的进展状况和发展动态,会议是成功的。

(张珊珊)