激　光
第9卷　第6期

光栅谐振腔的理论分析

王裕民

(中国科学院上海光机所)

提要：从基希霍夫-费涅耳积分方程出发，证明了“光栅腔”与带有倾斜反射镜的普通谐振腔是等价的。并给出了光栅腔对谱线波长的选择特性。

Theoretical analysis of "grating resonators"

Wang Yumin

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

Abstract: Using Kirchhoff-Fresnel integrated equation, it is shown that a laser cavity consisted ofa grating and a spherical mirror is equivalent to a common cavity with a tilted mirror. The wavelength-selective properties of the cavity are also given.

由光栅和反射镜构成的谐振腔（简称光栅腔）最早由 Stoke[1] 提出，至今它已广泛用在各类可调谐激光器中。Difrancia[2] 分析过共焦光栅腔，但其方法难以处理由“相位光栅”或“闪耀光栅”组成的光栅腔。本文讨论由“闪耀光栅”组成的光栅腔。从基希霍夫-菲涅耳衍射积分方程出发证明了：对满足光栅方程的波长 λ_0 的光（简称“共振波长”），振荡模式及衍射损失与具有同样腔参量的普通腔完全一样；对波长稍微偏离 λ_0 的光，其模式及衍射损失与带有倾斜平面反射镜的普通腔一样。对平面-光栅腔，TEM_{00} 模衍射损失对波长偏离的灵敏度要比 TEM_{10} 模高，振荡带宽与光栅有效孔径有极灵敏的关系。对球面-光栅腔，光栅腔对波长的选择性强烈地依赖 $g_B=1-\dfrac{l}{R_B}$ 及费涅耳数，而费涅耳数趋向 ∞ 的腔，对波长无选择性。指出了提高选择性的几个途径：扩束及适当选择 g_B 因子和费涅耳数。

一、光栅腔共振模积分方程

图1为光栅腔的几何图形。由闪耀光栅（光栅常数为 d，刻槽角为 α）及球面反射镜（曲率半径为 R_B，孔径为 $2a_B$）组成谐振腔。(x_A, y, z) 坐标选取如图1，光栅刻槽平行于

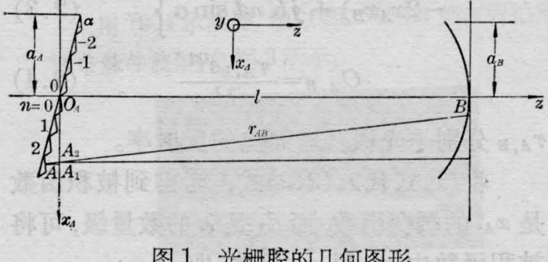

图1　光栅腔的几何图形

收稿日期：1981年6月5日。

y 轴，z 轴垂直于槽面，取光栅中心 O_A 为坐标原点。各刻槽用 $n=0, \pm1, \pm2\cdots$ 来编号。光栅表面任一点 A 坐标为：

$$\begin{aligned} &x_A = x_n + x \quad 0<x<d_1 \\ &x_n = nd\cos\alpha \\ &z_A = -nd\sin\alpha \end{aligned} \tag{1}$$

d_1 为在 x_A 方向的刻槽宽度。

设 A 在 x_A 轴的投影为 A_1，r_{AB} 与 x_A 轴交于 A_2，由

$$\frac{\overline{A_1A_2}}{x_A} = \frac{x_A - \overline{A_1A_2} - x_B}{l},$$

得 $$\overline{A_1A_2} \approx nd\sin\alpha\,\frac{x_A - x_B}{l},$$

$$\overline{AA_2} = [(nd\sin\alpha)^2 + \overline{A_1A_2}^2]^{\frac{1}{2}} \approx nd\sin\alpha$$

所以球面镜上任一点 B 与 A 的距离为：

$$\begin{aligned} r_{AB} = {}& [l^2 + (x_A - \overline{A_1A_2} - x_B)^2]^{\frac{1}{2}} \\ & - \frac{x_B^2}{2R_B} + nd\sin\alpha \approx l + \frac{1}{2l}(x_A^2 \\ & + g_B x_B^2 - 2x_A x_B) + nd\sin\alpha \end{aligned}$$

其中 $g_B = 1 - \dfrac{l}{R_B}$，l 为光栅中心到球面中心的距离（$l \gg a_A, a_B$）。在 x_A 方向上，场分布满足的积分方程为[3]：

$$r_A^{(x)} u^A(x_A) = \sqrt{C_A} \int_{-a_B}^{a_B} u^B(x_B) \cdot K(x_A, x_B)\,dx_B \tag{2.1}$$

$$r_B^{(x)} u^B(x_B) = \sqrt{C_B} \int_{-a_A}^{a_A} u^A(x_{A'}) \cdot K(x_{A'}, x_B)\,dx_{A'} \tag{2.2}$$

其中积分核

$$K(x_A, x_B) = \exp\left[\frac{jK}{2l}(x_A^2 + g_B x_B^2 - 2x_A x_B) + jKnd\sin\alpha\right\} \tag{2.3}$$

$$C_{A,B} = \frac{r_{A,B} e^{ikl}}{j\lambda l} \tag{2.4}$$

$r_{A,B}$ 分别是光栅及球面镜的反射率。

将(1)式代入(2.2)式，考虑到被积函数是 $x_{A'}$ 的缓变函数，而 d_1 是 λ 的数量级，可将被积函数中 $x_{A'}$ 用 $x_{n'}$ 代替，即

$$x_{A'} \approx x_{n'} \equiv n'd\cos\alpha,$$

则(2.2)式变为：

$$\begin{aligned} r_B^{(x)} u^B(x_B) &= \sqrt{C_B} \sum_{n'} \int_{n'd\cos\alpha}^{n'd\cos\alpha + d_1} u^A(x) K(x, x_B)\,dx \\ &\approx \sqrt{C_B}\, d_1 \sum_{n'} u^A(x_{n'}) K(x_{n'}, x_B) \end{aligned} \tag{2.5}$$

将波矢量 K 写为 $K = K_0 + \Delta K$，其中 K_0 满足自准的光栅方程：

$$2K_0 d\sin\alpha = 2\pi M$$

或

$$2d\sin\alpha = M\lambda_0 \tag{3}$$

M 为衍射级，$M=0, \pm1, \pm2, \cdots$。利用(3)式得：

$$\exp[jKn'd\sin\alpha] = (-1)^{Mn'}\exp(jK_0\delta x_{n'}),$$

其中

$$\delta = \frac{M\Delta\lambda}{2d\cos\alpha} \tag{4}$$

则(2.1)、(2.5)式可分别写为：

$$\begin{aligned} r_A^{(x)} u^A(x_n) = {}& \sqrt{C_A} \int_{-a_B}^{a_B} u^B(x_B)(-1)^{Mn} \\ & \times \exp\left[\frac{jK}{2l}(x_n^2 + g_B x_B^2 - 2x_n x_B) + jK_0\delta x_n\right] \end{aligned} \tag{5.1}$$

$$\begin{aligned} r_B^{(x)} u^B(x_B) = {}& \sqrt{C_B}\, d_1 \sum_{n'} u^A(x_{n'})(-1)^{Mn'} \\ & \times \exp\left[\frac{jK}{2l}(x_{n'}^2 + g_B x_B^2 - 2x_{n'} x_B) + jK_0\delta x_{n'}\right] \end{aligned} \tag{5.2}$$

令 $(-1)^{Mn'} u^A(x_{n'}) \equiv \bar{u}^A(x_{n'})$，将(5.2)式求和化为积分，并用 $x_n = nd\cos\alpha = \bar{x}$ 代换，最后得光栅腔共振模的积分方程：

$$\begin{aligned} r_A^{(x)} \bar{u}^A(\bar{x}) = {}& \sqrt{C_A} \int_{-a_B}^{a_B} u^B(x_B) \\ & \times \exp\left[\frac{jK}{2l}(\bar{x}^2 + g_B x_B^2 - 2\bar{x} x_B) + jK_0\bar{x}\delta\right] dx_B \end{aligned} \tag{6.1}$$

$$\begin{aligned} r_B^{(x)} u^B(x_B) = {}& \frac{d_1\sqrt{C_B}}{d\cos\alpha} \int_{-a_A}^{a_A} \bar{u}^A(\bar{x}') \\ & \times \exp\left[\frac{jK}{2l}(\bar{x}'^2 + g_B x_B^2 - 2\bar{x}' x_B) \right. \\ & \left. + jK_0\bar{x}'\delta\right] d\bar{x}' \end{aligned} \tag{6.2}$$

或合并为：

$$\Gamma^{(x)}u^A(\bar{x})=\frac{d_1\sqrt{C_AC_B}}{d\cos\alpha}\int_{-a_A}^{a_A}\bar{u}^A(\bar{x}')\times\Big[\int_{-a_B}^{a_B}\exp\Big\{\frac{jK}{l}[g_Bx_B^2-x_B(\bar{x}+\bar{x}')]\Big\}dx_B\Big]\exp\Big\{\frac{jK}{2l}(\bar{x}^2+\bar{x}'^2)+jK_0(\bar{x}+\bar{x}')\delta\Big\}d\bar{x}' \tag{6.3}$$

其中 $\Gamma^{(x)}=r_A^{(x)}r_B^{(x)}$。上式中若令 $\delta=0$, (6.1)～(6.3)式就变为普通球面腔的积分方程[3]。因此,对于光栅腔,如果光的波长满足光栅方程(3)式,则光栅腔中振荡模分布和衍射损失与具有同样参量(g_B, a_A, a_B)的普通腔(包括稳定与非稳腔)一样。对于偏离"共振波长 λ_0"的光,在积分方程中出现相移项($jK_0x\delta$),这一项完全等价于平面反射镜由小角度 δ 倾斜所引起的效果[4,5],因此研究光栅腔对波长选择性问题,实际上就是研究小角度倾斜对于模式结构和衍射损失的影响问题。

将积分方程(6.1)～(6.3)式改换形式:

令

$$\bar{x}'=\bar{\eta}'+\Delta_A,\ \Delta_A=\frac{g_B}{1-g_B}l\delta,\qquad x_B=\eta_B+\Delta_B,\quad \Delta_B=\frac{1}{1-g_B}l\delta \tag{7}$$

则方程(6.1)～(6.3)式变为下述方程:

$$r_A^{(x)}\bar{u}^A(\bar{\eta})=\sqrt{C_A}\exp\Big[jK_0\frac{g_Bl\delta^2}{2(1-g_B)}\Big]\times\int_{-a_B-\Delta_B}^{a_B-\Delta_B}u^B(\bar{\eta}_B)\exp\Big[\frac{jK}{2l}(\bar{\eta}^2+g_B\eta_B^2-2\bar{\eta}\eta_B)\Big]d\eta_B \tag{8.1}$$

$$r_B^{(x)}u^B(\eta_B)=\sqrt{C_B}\frac{d_1}{d\cos\alpha}\times\exp\Big[jK_0\frac{g_Bl\delta^2}{2(1-g_B)}\Big]\int_{-a_A-\Delta_A}^{a_A-\Delta_A}\bar{u}^A(\bar{\eta}')\times\exp\Big[\frac{jK}{2l}(\bar{\eta}'^2+g_B\eta_B^2-2\bar{\eta}'\eta_B)\Big]d\bar{\eta}' \tag{8.2}$$

或:

$$\Gamma^{(x)}\bar{u}^A(\bar{\eta})=\sqrt{C_BC_A}\frac{d_1}{d\cos\alpha}\times\exp\Big[jK_0\frac{g_Bl\delta^2}{1-g_B}\Big]\times\int_{-a_A-\Delta_A}^{a_A-\Delta_A}\bar{u}^A(\bar{\eta}')\bar{K}(\bar{\eta},\bar{\eta}')d\bar{\eta}' \tag{8.3}$$

其中

$$\bar{K}(\bar{\eta},\bar{\eta}')=\exp\Big[\frac{jK_0}{2l}(\bar{\eta}^2+\bar{\eta}'^2)\Big]\times\int_{-a_B-\Delta_B}^{a_B-\Delta_B}\exp\Big\{\frac{jK}{l}[g_B\eta_B^2-\eta_B(\bar{\eta}+\bar{\eta}')]\Big\}d\eta_B \tag{8.4}$$

从(8.1)～(8.4)式可以看出,由于波长偏离了"共振波长"λ_0,引起激光振荡模式的轴线偏离原来的光轴(z 轴)。在 $z=0$ 的面上,模式中心偏离坐标原点距离为

$$\Delta_A=+\frac{g_B}{1-g_B}l\delta,$$

在 $z=l$ 面上,模式中心偏离为 $\Delta_B=+\frac{l\delta}{1+g_B}$。振荡轴线转动的角度为 δ。

二、平行平面-光栅腔

对平行平面-光栅腔,$g_B=1$,从(6.1)～(6.3)式看它相当于一个反射镜偏转角度 $\delta=\frac{M\Delta\lambda}{2d\cos\alpha}$ 的谐振腔,因而可以利用[4,6]的结果,给出光栅腔中单程衍射损失与波长偏差 $\Delta\lambda=\lambda-\lambda_0$($\lambda_0$ 为满足光栅方程的波长)的关系:

$$L_{lm}=A_{lm}N^{-\frac{3}{2}}+\frac{B_{em}}{4}\Big(\frac{a_A}{d\cos\alpha}\Big)^2M^2N^{\frac{1}{2}}\Big(\frac{\nabla\lambda}{\lambda_0}\Big)^2 \tag{9}$$

$$A_{00}=0.138,\ B_{00}=4.83$$
$$A_{10}=0.731,\ B_{10}=2.77$$

$N=\frac{a_A^2}{\lambda l}$ 为费涅耳数。

从激光振荡的阈值条件,得到光栅腔的带宽 $\Delta\lambda$:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}=\frac{2d\cos\alpha}{a}\left[g_0 l+\frac{1}{2}\ln(r_A r_g)-A_{lm}N^{-\frac{3}{2}}\right]^{\frac{1}{2}} \quad (10.1)$$

上式假设了不同波长谱线的增益系数都是 g_0，且忽略了谱线间的耦合。式中 $\frac{1}{2}\ln(r_A r_g)$ 是光栅和反射镜的平均单程“反射”损失。由[7]可得:

$$\left.\frac{1}{I}\frac{dI}{dt}\right|_{t=0}=C\left[g_0 l+\frac{1}{2}\ln(r_A r_g)-A_{lm}N^{-\frac{3}{2}}\right]\Big/ l \quad (10.2)$$

(10.2)式中 I 为光强，右端为 $\lambda=\lambda_0$ 的谱线在 $t=0$ 时腔内光强的增长速率，它可用往返次数 P 表示为:

$$P=\frac{1}{C\left(g_0+\frac{1}{2l}\ln(r_A r_g)-A_{lm}N^{-\frac{3}{2}}\right)}\Big/\left(\frac{2l}{C}\right)$$
$$=\left\{2\left[g_0 l+\frac{1}{2}\ln(r_A r_g)-A_{lm}N^{-\frac{3}{2}}\right]\right\}^{-1}$$

由此(10.1)式可写成:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0}=\frac{\sqrt{2}\,d\cos\alpha}{\sqrt{B_{lm}}}\,a_A^{-\frac{3}{2}}\,(l\lambda)^{\frac{1}{4}}\,P^{\frac{1}{2}} \quad (10.3)$$

图 2 画出了平面-光栅腔单程衍射损失与波长偏差的关系。光栅为150/毫米，$M=1$，$\cos\alpha=0.911$，$a_A=0.5$ 厘米，$\lambda_0=5.5$ 微米，$N=2$。从图中可见，光栅腔对波长的选择特性，TEM_{00} 模比 TEM_{10} 模要好；另外看到，当 $\Delta\lambda>3.5$ 微米时，TEM_{10} 模衍射损失反而比 TEM_{00} 模低。因此为了保证光栅腔对波长的选择能力，应使激光器在 TEM_{00} 模运转。

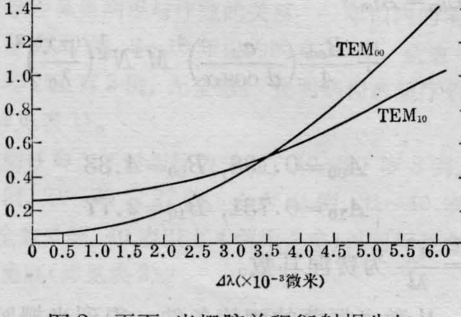

图 2　平面-光栅腔单程衍射损失与波长偏差 $\Delta\lambda$ 的关系

图 3 画出了带宽 $\Delta\lambda$ 与光束孔径 a_A(对平行平面腔光束孔径近似腔片孔径)的关系。取 $l=150$ 厘米，$P=50$，其他参量同图 2。图中曲线(a)对应 TEM_{00} 模，曲线(b)对应 TEM_{10} 模，曲线(c)是相同孔径的光束入射到光栅上时光栅的最小分辨波长差。由图可见光栅腔的带宽 $\Delta\lambda$ 随 a_A 增大而下降，比单独光栅的分辨波长 $\Delta\lambda$ 下降更加陡。这主要是在腔内还要计入衍射损失而引起的。从(10.3)式还可看到，由于光栅腔对波长的分辨率与激光初始增长率有关，所以在腔内采用饱和吸收介质无疑也是提高腔对波长分辨的一个办法。

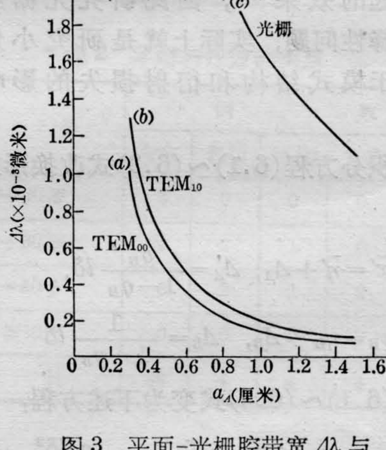

图 3　平面-光栅腔带宽 $\Delta\lambda$ 与光束孔径 a_A 的关系

三、球面-光栅谐振腔

(1) 如果腔的有效孔径远大于模的尺寸，即相当于 $a_{A,B}\to\infty$，则(8.1)～(8.4)式变为普通腔的方程[3]，因而这种光栅腔对波长无任何选择性。它与普通腔的差别是附加了一个相位因子$\left(jK_0\frac{g_B\delta^2 l}{1-g_B}\right)$以及使振荡轴线由原子轴转动了一个 δ 角。这种情况下方程(8)的解为:

$$u^A_{mn}(\eta, y)=u^A_m(\eta)u^A_n(y)$$
$$=A_{mn}H_m\left(\frac{\sqrt{2}\,\eta}{\omega_A}\right)H_n\left(\frac{\sqrt{2}\,y}{\omega_A}\right)$$
$$\times e^{-(\eta^2+y^2)/\omega_A^2} \tag{11.1}$$
$$u^B_{mn}(\eta, y)=B_{mn}H_m\left(\frac{\sqrt{2}\,\eta}{\omega_B}\right)H_n\left(\frac{\sqrt{2}\,y}{\omega_B}\right)$$
$$\times e^{-(\eta^2+y^2)/\omega_B^2} \tag{11.2}$$
$$\left.\begin{aligned}A_{mn}&=\left(\frac{2}{\pi}\frac{1}{2^{m+n}m!n!\omega_A^2}\right)^{1/2} \quad (11.3)\\ B_{mn}&=\left(\frac{2}{\pi}\frac{1}{2^{m+n}m!n!\omega_B^2}\right)^{1/2} \quad (11.4)\end{aligned}\right\}\text{为归一化因子}$$
$$\omega_A^2=\frac{l\lambda}{\pi}\left(\frac{g_B}{1-g_B}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{11.5}$$
$$\omega_B^2=\frac{l\lambda}{\pi}\left(\frac{1}{g_B(1-g_B)}\right)^{\frac{1}{2}} \tag{11.6}$$

本征值为

$$|\Gamma_{mn}|=r_Ar_B\frac{d_1}{d\cos\alpha}\equiv r_Ar_g \tag{11.7}$$

令相位部分等于 $2\pi q$, q 为正整数, 则得共振频率

$$\nu_{mnq}=\frac{C}{2l}\left[q+\frac{m+n+1}{\pi}\times\cos^{-1}\sqrt{g_B}\right]\Big/\left[1+\frac{g_B\delta^2}{2(1-g_B)}\right] \tag{11.8}$$

在 $z=0$ 及 $z=l$ 的面上振荡模的中心分别为:

$$\bar{x}=\frac{g_Bl\delta}{1-g_B},\quad x_B=\frac{l\delta}{1-g_B}。$$

(2) 当 $a_B\to\infty$, a_A 为有限的情况, 在 (8.4) 式中令

$$\sqrt{\frac{K_0g_B}{l}}\left(\eta_B-\frac{\bar{\eta}+\bar{\eta}'}{2g_B}\right)\equiv\xi。$$

利用公式: $\int_{-\infty}^{\infty}e^{j\xi^2}d\xi=\sqrt{\pi}\cdot e^{j\pi/4}$。

则
$$\bar{K}(\eta, \bar{\eta}')=\sqrt{\frac{\pi l}{K_0g_B}}\times e^{j\pi/4+jK_0\left[\frac{G(\bar{\eta}^2+\bar{\eta}'^2)}{2\bar{l}}-\frac{\bar{\eta}\bar{\eta}'}{\bar{l}}\right]}$$

其中 $G\equiv 2g_B-1$

$\bar{l}=2lg_B$。

(8.4)式化为:

$$\Gamma^{(x)}\bar{u}^A(\bar{\eta})=b\int_{-a_A-\varDelta_A}^{a_A-\varDelta_A}\times e^{\frac{jK_0}{2\bar{l}}[G(\bar{\eta}^2+\bar{\eta}'^2)-2\bar{\eta}\bar{\eta}']}\,\bar{u}^A(\bar{\eta}')d\bar{\eta}' \tag{12}$$

其中 $b=\frac{d_1}{d\cos\alpha}\sqrt{\frac{r_Ar_B}{j\lambda\bar{l}}}\cdot e^{jKl+\frac{jK_0g_Bl\delta^2}{1-g_B}}$。

为解(12) 式将 $\bar{u}^A(\bar{\eta})$ 按 $\bar{u}^{0A}(\bar{\eta})$ 展开,

$$\bar{u}^A_m(\bar{\eta})=\sum_{m'}a_{mm'}\bar{u}^{0A}_{m'}(\bar{\eta}) \tag{13.1}$$

$\bar{u}^{0A}_m(\bar{\eta})$ 满足的方程为:

$$\Gamma^{0(x)}_{m'}\bar{u}^{0A}_{m'}(\bar{\eta})=b\int_{-\infty}^{\infty}e^{jK_0[G(\bar{\eta}'^2+\bar{\eta}^2)-2\bar{\eta}\bar{\eta}']/2\bar{l}}\times\bar{u}^{0A}_{m'}(\bar{\eta}')d\bar{\eta}'$$

其解为

$$\left.\begin{aligned}\bar{u}^{0A}_{m'}(\bar{\eta})&=A_{m'}H_{m'}\left(\frac{\sqrt{2}\,\bar{\eta}}{\omega_A}\right)\times e^{-(\bar{\eta}/\omega_A)^2}\\ A_{m'}&=\left[\frac{\sqrt{2}}{\pi}\cdot\frac{1}{2^{m'}m'!\omega_A}\right]^{1/2}\end{aligned}\right\} \tag{13.2}$$

为归一化因子。

将(13.2), (13.1) 式代入(12)式, 两边乘以 $\bar{u}^{0A}_m(\bar{\eta})$, 对 $\bar{\eta}$ 从 $-\infty$ 到 ∞ 积分, 利用 $\bar{u}^{0A}_m$ 的正交归一性得本征方程

$$\sum_{m'}a_{mm'}\left\{\frac{\Gamma^{(x)}_m}{\Gamma^{0(x)}_m}\cdot\delta_{mm'}-V_{mm'}(\varDelta_A)\right\}=0 \tag{14.1}$$

其中

$$V_{mm'}(\varDelta_A)=\int_{-a_A-\varDelta_A}^{a_A-\varDelta_A}\bar{u}^{0A}_m(\bar{\eta}')u^{0A}_{m'}(\bar{\eta}')d\bar{\eta}'$$
$$=\int_{-a_A}^{a_A}\bar{u}^{0A}_m(\bar{x}'-\varDelta_A)u^{0A}_{m'}(\bar{x}'-\varDelta_A)d\bar{x}' \tag{14.2}$$

若在两维情况下, (14)式相应的本征方程为:

$$\sum_{m',n'}a_{mn,m'n'}\left\{\frac{\Gamma_{mn}}{\Gamma^{(0)}_{mn}}\delta_{mn,m'n'}-V_{mm'}(\varDelta_A)V_{mn'}(0)\right\}=0 \tag{15}$$

从(14)及(15)式可见, 对于波长偏离 λ_0 的谱线, 本征模式将发生畸变, 并且模式将失去其对称或反对称性质。但是由于非对角矩阵元随费涅耳数 N 的增大而衰减很快, 当

$$\left(\frac{a_A}{\omega_A}\right)^2=N\pi\sqrt{\frac{1-g_B}{g_B}}\geqslant 1$$

时, 可以忽略非对角元[8], 由此本征值可近似为:

$$\Gamma_{mn}=\Gamma^{(0)}_{mn}V_{mm}(\varDelta_A)V_{nn}(0)$$
$$=r_Ar_gV_{mm}(\varDelta_A)V_{nn}(0)$$

腔内 TEM_{mn} 模往返一次的损失为[8, 9]:

$$L_{mn}=1-r_A r_g V_{mm}(\Delta_A)V_{nn}(0) \qquad (16)$$

图 4、5 给出了取不同 g_B 及费涅耳数 N 时，L_{mn} 与波长偏差 $\Delta\lambda$ 的计算机结果的关系 (取 $r_A=0.97$, $r_g=0.8$)。图 6 画出了光栅腔带宽(允许振荡的波长范围)与 N 的关系(取 TEM_{00} 模, $g_B=0.8$, $2g_0 l=0.3$)。

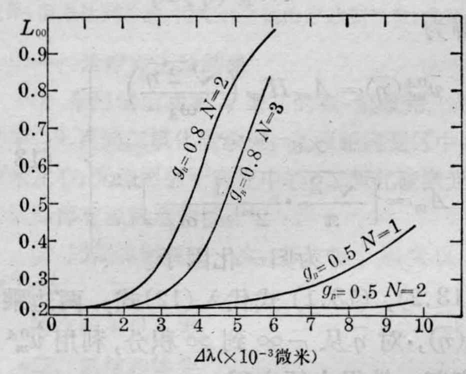

图 4　球面-光栅腔往返一次的损失与波长偏差 $\Delta\lambda$ 的关系(TEM_{00} 模)

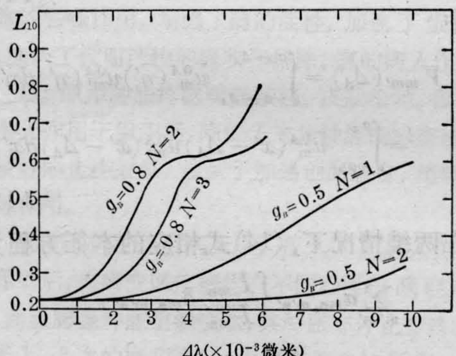

图 5　球面-光栅腔往返一次的损失与波长偏差 $\Delta\lambda$ 的关系(TEM_{10} 模)

从图 4～图 6 可见费涅耳数 N 越小，g_B 因子越大，球面-光栅腔对波长的选择特性越好。另外对固定的 N，高阶模波长选择性比 TEM_{00} 模还高，这与平面-光栅腔正好相反。产生这种现象的主要原因是：对平面-光栅腔，不论 TEM_{00} 模还是高阶模，都是充满腔端镜的，但对球面-光栅腔，TEM_{00} 模直径要比腔端镜口径小。因此对 TEM_{00} 模来说衍射损失对反射镜的偏转(等价于波长变化)就不那么敏感了。

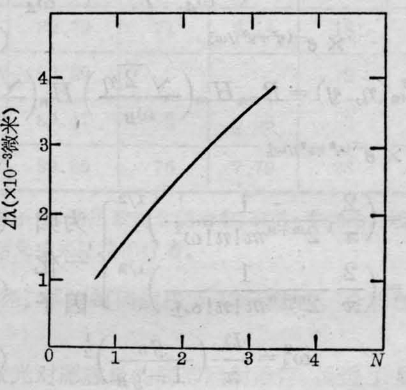

图 6　球面-光栅腔带宽与费涅耳数 N 的关系

四、结　　论

从以上的推导计算，光栅腔有如下几个特性。

(1) 在光栅腔中，对于波长满足光栅方程的谱线，其模式分布及衍射损失与具有同样 g、N 的普通腔完全一样；对于偏离"共振波长" λ_0 的谱线，其模式分布及衍射损失与具有同样 g、N 且平面反射镜带有倾角 $\delta=\dfrac{M\Delta\lambda}{2d\cos\alpha}$ 的普通腔完全一样。

(2) 对于平面-光栅腔，为了提高腔对波长的选择性，应使激光器以 TEM_{00} 模运转，并且尽可能增大腔的费涅耳数 N。

(3) 为了提高球面-光栅腔对波长的选择性，应当选用较大 g_B 因子的腔。从(14.2)式看，本征值随波长偏差 $\Delta\lambda$ 变化的灵敏度，主要反应在 Δ_A 随 $\Delta\lambda$ 变化的灵敏度上。从 Δ_A 的表达式(7)及(4)式可见，在固定 g_B 增大腔长 l，或固定 l 而增大落到光栅上的光斑半径 ω_A，两者都有同样效果。衍射损失对 g_B、l(固定 g_B 条件下)及 ω_A 的变化都有很高的灵敏度。

(4) 对于球面-光栅腔，为了提高波长选择性，还必须注意选择适当的费涅耳数 N，若

(下转第 390 页)

免热透镜效应。实验证明在工厂震动十分严重的环境下，仍然是稳定不变，无需经常调整，图1所示为我们器件的结构照片。

② 关于增益介质量子效率的问题

为了防止增益介质的劣化甚至破坏，在我们的钕玻璃激光器中，用0.5%重铬酸钾去离子水溶液循环冷却，以防紫外辐射使玻璃着色并减小了光泵辐照过热效应，从而增益介质的量子效率稳定和使用寿命增长。在我们的器件中，玻璃棒被激发振荡工作100万次左右仍不见劣化。

③ 提高光泵转换效率的稳定性

我们采取了氙灯预电离措施，但是预电离电流不宜过大，以免电极过热和溅射。我们使用的S系列$\phi 18\times 250$/毫米脉冲氙灯，预燃电流不大于80～100毫安。

通过以上的分析和采取相应的措施，我们研制的激光焊接机性能稳定可靠，例如XDJ-1通用激光焊接机(获1978年省科研成果二等奖)从1978年到现在一直在研究所进行批量激光焊接和打孔，又如手表表面激光焊接机(获1979年省科研成果二等奖)从1979年底起一直应用于手表表面车间生产线。详细数据及使用情况见参考文献[4]。

参 考 文 献

[1] 固体激光导论编写组;《固体激光导论》，上海人民出版社，1975年。

[2] 水金城，罗毅;《激光》，1978, **5**, No. 5～6, 89.

[3] 赫光生，雷仕湛编;《激光器设计基础》，上海科技出版社，1979年。

[4] 水金城等;《西北大学学报》(自然科学版)，1978 No. 3.

(上接第370页)

N太大($a_A \gg \omega_A$)，则光栅腔会丧失对不同波长谱线的选择性，然而N太小也会引起腔内损失太大，从而使激光功率降低。

参 考 文 献

[1] G. W. Stoke; Proceedings of 3rd Quantum Electronics Conference, 1963.

[2] G. Toraldo Difrancia; Proceedings of the Symposium on Optical Masers, 1963, p. 157.

[3] H. Kogelnik, T. Li; *Appl. Opt.*, 1966, **5**, 1550.

[4] A. G. Fox, T. Li; *Proc. IEEE*, 1963, **51**, 80.

[5] R. L. Sanderson, W. Streifer; *Appl. Opt.*, 1969, **8**, No. 11, 2241.

[6] H. Ogura, Y. Yoshida; *J. Phys. Soc. Japan.*, 1965, **20**, No. 4, 598.

[7] G. K. Born; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1969, **QE-5**, No. 2, 67.

[8] Н. К. Бергер и др.; *Опт. и спектр.*, 1977, **43**, 306.

[9] T. Li; *BSTJ*, 1965, **44**, 917.

(上接第393页)

表4 单模波导的归一化参数

折射率分布	归一化传播常数 (b)	归一化扩散深度 (V)
双曲正割分布	2.771	0.1985
抛物线折射率分布	4.1	0.2675

布所对应的$V\approx 4.1$，落在单模区域的边缘。这就说明，与抛物线分布相比，双曲正割分布近似所对应的本征值方程能够给出较合理的单模波导参数。

综上所述，我们研究了Ti扩散$LiNbO_3$单模波导参数的双波长测量，并对波导折射率的高斯分布采用了双曲正割和抛物线分布近似。折射率的这两种近似分布给出了明显有差异的单模波导参数。理论分析表明，采用双曲正割分布能够给出较准确的单模波导参数，而抛物线分布则给出偏离实际的结果。

参 考 文 献

[1] 金铎，范俊清;《集成光学》上册，国防工业出版社(1981), p. 34.

[2] T. Tamir; Integrated Optics, Springer-Verlag Berlin Heidelerg New York(1975), pp. 55～57.

[3] I. Savatinova *et al.*; *Appl. Phys.*, 1975, **8**, 245.

[4] 李玉善等;《科学通报》，1980, **25**, No 15, 685.

[5] R. Ulrich *et al.*; *Appl. Opt.*, 1973, **12**, 2901.

[6] Lithium Niobate; AD704556, 4, pp. 91～124.