

双模气体激光器的磁起偏特性

叶忠华 王 飞

(福建师范大学激光研究所, 350007)

提要: 本文从理论上研究了在外加横向均匀磁场作用下双模气体激光器输出光的偏振特性。用导出的双纵模偏振参数运动方程, 计算了双模 He-Ne 激光器 632.8 nm 谱线的偏振参数。当外加磁场大于某值时, 可获得高偏振度的线偏振光输出。理论与实验结果相符合。

关键词: 起偏, 横向磁场, 双模激光器, 偏振参数运动方程

Properties of polarization generated by magnetic field in two-mode gas lasers

Ye Zhonghua, Wang Fei

(Institute of Laser, Fujian Normal University, Fuzhou)

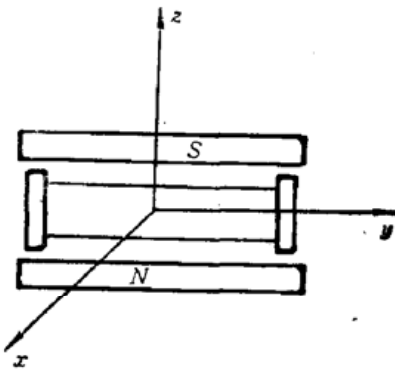
Abstract: The polarization properties of the output light of two-mode gas lasers affected by external transverse uniform magnetic field is theoretically investigated. The calculation is given for the polarization parameters of two-mode He-Ne laser at 632.8 nm with the motion equations deduced for the polarization parameters of two longitudinal modes. The linear polarization output light with high polarization degree is obtained as the strength of the external magnetic field is beyond the threshold value and the experimental results are consistent with the theory.

Key words: polarization generation, transverse magnetic field, two-mode laser, polarization parameters motion equations

在激光应用的许多领域, 如激光计量、光弹性测量、激光全息等方面都需要高偏振度的激光输出。然而, 由于外腔激光器潜在的缺点, 有必要研究使激光器输出偏振光的其它方法。本文旨在理论上研究在外加横向均匀磁场作用下, 双模气体激光器输出的偏振特性, 导出双纵模偏振参数运动方程, 并具体计算了塞曼展宽大于 0.1 多普勒展宽宽度和零磁场情况下, 双模 He-Ne 激光器 632.8 nm 谱线的偏振参数, 并从实验上加以证实。利用研究的结果, 稳定双模内腔 He-Ne 激光器外加所需要的磁场强度, 可获得平行于磁场方向高偏振度的线偏振激光输出。

一、方程推导

如图 1, 设内腔气体激光器的腔长为 L , 外加横向均匀磁场强度为 H 。取图中所示的坐标系。则光腔中的电场可表为如下形式:



$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{2} \sum_{n=n_1+1}^{n_1+N} \left\{ E_1(n, t) \frac{\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}} \right. \\ & + E_{-1}(n, t) \frac{\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}} \\ & \left. + E_0(n, t) \mathbf{e}_z \right\} e^{-i\omega_n t} \sin(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}) + O.O. \quad (1) \end{aligned}$$

式中 N 为纵模数, 对于我们所研究的情况 $N=2$ 。 $\omega_n = n\pi c/L$

Fig. 1 The coordinate system* L 是振荡模的频率。设所有波矢 \mathbf{k}_n 的方向都相同。式中复振幅 $E_1(n, t)$ 、 $E_{-1}(n, t)$ 、 $E_0(n, t)$ 是时间的缓变函数。显然它们有如下关系:

$$\begin{cases} E_1(n, t) = E_{-1}(n, t) \\ E_y = 0 \\ E_x = \sqrt{2} E_1(n, t) \\ E_z = E_0(n, t) \end{cases} \quad (2)$$

同理, 宏观极化强度 $\mathbf{P}(\mathbf{r}, t)$ 相应可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = & \frac{1}{2} \sum_{n=n_1+1}^{n_1+N} \left\{ P_1(n, t) \frac{\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}} + P_{-1}(n, t) \frac{\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}} \right. \\ & \left. + P_0(n, t) \mathbf{e}_z \right\} e^{-i\omega_n t} \sin(\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}) + O.O. \quad (3) \end{aligned}$$

$$\begin{cases} P_1(n, t) = P_{-1}(n, t) \\ P_y = 0 \\ P_x = \sqrt{2} P_1(n, t) \\ P_z = P_0(n, t) \end{cases} \quad (4)$$

采用近似方法, 从电磁场的波动方程可获得激光场的矢量运动方程为^[1]

$$\frac{d}{dt} \mathbf{E}(n, t) + \frac{1}{2} \mathbf{T}_n \mathbf{E}(n, t) = \frac{i\Omega}{2\epsilon_0} \mathbf{P}(n, t) \quad (5)$$

其中 \mathbf{T}_n 是损耗张量, Ω 是能级跃迁的中心频率。从(5)式可以看出

$$\frac{d}{dt} \mathbf{E}(n, t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(n, t) \Big|_{\text{介}} + \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(n, t) \Big|_{\text{真}} \quad (6)$$

其中

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(n, t) \Big|_{\text{介}} = \frac{i\Omega}{2\epsilon_0} \mathbf{P}(n, t) \quad (7)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}(n, t) \Big|_{\text{真}} = -\frac{1}{2} \mathbf{T}_n \mathbf{E}(n, t) \quad (8)$$

考虑一个二能级系统 a 、 b 。在外加横向均匀磁场 H 作用下, 能级分裂为

* 为便于国际学术交流, 本刊从本期起对图题、图注、表题、表注试用英文排版。

$$\begin{cases} E_\alpha = \hbar(\Omega_\alpha + m\nu) & \alpha = a, b \\ \nu = \hbar^{-1} g m_B |H| \end{cases} \quad (9)$$

式中 ν 为塞曼分裂频率, m_B 为玻尔磁子, g 为朗德因子。

从激光场与激活介质相互作用的量子理论, 可以获得宏观极化强度对电场的影晌为^[20]

$$\frac{\Omega}{8_0} P_l(n) = -a_i^w E_l(n) + \sum_{\substack{n_1=N \\ n=n_1+1 \\ n=-n'+n''+n'''}}^{n_1+N} \sum_{\substack{l', l'', l'''=0, \pm 1 \\ l=-l'+l''+l'''}} b_{l'l''l'''}^{nn'n''n'''} \cdot E_{l'}^*(n') E_{l''}(n'') E_{l'''}(n''') \quad (10)$$

其中 $l=0, \pm 1$ 。式中物理量上标“*”号表示此物理量取复共轭。(10)中的系数 a_i^w 、 $b_{l'l''l'''}^{nn'n''n'''}$ 从偶极跃迁的矩阵及跃迁能级的总角动量量子数可以求得^[3]。

引入模偏振参数 I_n 、 R_n 、 θ_n :

$$\begin{cases} I_n = |E_x(n, t)|^2 + |E_z(n, t)|^2 \\ R_n = \arctg \left| \frac{E_x(n, t)}{E_z(n, t)} \right| \quad \left(0 \leq R_n \leq \frac{\pi}{2} \right) \\ \theta_n = \arg \{ E_x(n, t) E_z^*(n, t) \} \quad (-\pi \leq \theta_n \leq \pi) \end{cases} \quad (11)$$

式中下标 n 为纵模的标志符, 变量上标的“*”同样表示此量的复共轭。参数 I_n 描述第 n 个模的强度; R_n 是与 x 、 z 方向振幅分量比值有关的角度; θ_n 是第 n 个模 x 、 z 场振幅分量的相位差。

由方程(6)、(10)、(11)及(2)、(4)式可以导出双纵模运转时模偏振参数的运动方程组为

$$\begin{aligned} -8 \frac{d}{dt} R_n |_{\text{介}} &= [2(\alpha_z^n - \alpha_x^n)'' + (b_{xxx}^{nnn} + b_{zzz}^{nnn} - b_{zzz}^{nnn} - b_{xxx}^{nnn})'' I_n \\ &+ (b_{zzz}^{nnn} + b_{xxx}^{nnn} - b_{xxx}^{nnn} - b_{zzz}^{nnn})'' I_n \cos 2 R_n \\ &+ (b_{xxx}^{nn'n'} + b_{zzz}^{nn'n'} - b_{zzz}^{nn'n'} - b_{xxx}^{nn'n'})'' I_{n'} \\ &+ (b_{zzz}^{nn'n'} + b_{xxx}^{nn'n'} - b_{xxx}^{nn'n'} - b_{zzz}^{nn'n'})'' I_{n'} \cos 2 R_{n'}] \sin 2 R_n \\ &+ [(c_{zzz}^{nnn} - c_{xxx}^{nnn})'' \cos 2 \theta_n - (c_{zzz}^{nnn} + c_{xxx}^{nnn})' \sin 2 \theta_n] I_n \sin 2 R_n \\ &+ [(c_{zzz}^{nnn} + c_{xxx}^{nnn})'' \cos 2 \theta_{n'} - (c_{zzz}^{nnn} - c_{xxx}^{nnn})' \sin 2 \theta_{n'}] I_{n'} \sin 2 R_n \cos 2 R_n \\ &+ [(c_{zzz}^{nn'n'} - c_{xxx}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n - \theta_{n'}) - (c_{zzz}^{nn'n'} + c_{xxx}^{nn'n'})' \sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\ &+ (c_{zzz}^{nn'n'} - c_{xxx}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n + \theta_{n'}) - (c_{zzz}^{nn'n'} + c_{xxx}^{nn'n'})' \sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_{n'} \sin 2 R_n \\ &+ [(c_{zzz}^{nn'n'} + c_{xxx}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n - \theta_{n'}) - (c_{zzz}^{nn'n'} - c_{xxx}^{nn'n'})' \sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\ &+ (c_{zzz}^{nn'n'} + c_{xxx}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n + \theta_{n'}) - (c_{zzz}^{nn'n'} - c_{xxx}^{nn'n'})' \sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_{n'} \sin 2 R_n \\ &+ [(c_{zzz}^{nn'n'} + c_{xxx}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n - \theta_{n'}) - (c_{zzz}^{nn'n'} - c_{xxx}^{nn'n'})' \sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\ &+ (c_{zzz}^{nn'n'} + c_{xxx}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n + \theta_{n'}) - (c_{zzz}^{nn'n'} - c_{xxx}^{nn'n'})' \sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_{n'} \sin 2 R_n \cos 2 R_n \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} 4 \frac{d}{dt} \theta_n |_{\text{介}} &= 2(\alpha_z^n - \alpha_x^n)' + (b_{zzz}^{nnn} + b_{xxx}^{nnn} - b_{zzz}^{nnn} - b_{xxx}^{nnn})' I_n \\ &+ (b_{zzz}^{nnn} + b_{xxx}^{nnn} - b_{xxx}^{nnn} - b_{zzz}^{nnn})' I_n \cos 2 R_n \\ &+ (b_{zzz}^{nn'n'} + b_{xxx}^{nn'n'} - b_{zzz}^{nn'n'} - b_{xxx}^{nn'n'}) I_{n'} \\ &+ (b_{zzz}^{nn'n'} + b_{xxx}^{nn'n'} - b_{zzz}^{nn'n'} - b_{xxx}^{nn'n'}) I_{n'} \cos 2 R_{n'} \\ &+ [(c_{zzz}^{nnn} - c_{xxx}^{nnn})' \cos 2 \theta_n + (c_{zzz}^{nnn} + c_{xxx}^{nnn})'' \sin 2 \theta_n] I_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + [(c_{z\omega z}^{nnn} + c_{\omega z z}^{nnn})' \cos 2\theta_n + (c_{z\omega z}^{nnn} - c_{\omega z z}^{nnn})'' \sin 2\theta_n] I_n \cos 2R_n \\
& + [(c_{z\omega z}^{nn'n'})' \cos(\theta_n - \theta_{n'}) + (c_{z\omega z}^{nn'n'})'' \sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& + (c_{\omega z z}^{nn'n'})' \cos(\theta_n + \theta_{n'}) + (c_{\omega z z}^{nn'n'})'' \sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_n \sin 2R_n \operatorname{ctg} R_n \\
& - [(c_{\omega z z}^{nn'n'})' \cos(\theta_n - \theta_{n'}) - (c_{\omega z z}^{nn'n'})'' \sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& + (c_{z\omega z}^{nn'n'})' \cos(\theta_n + \theta_{n'}) - (c_{z\omega z}^{nn'n'})'' \sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_n \sin 2R_n \operatorname{tg} R_n \quad (13)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& I_n^{-1} \frac{d}{dt} I_n |_{\text{介质}} \\
& = (a_z^n)'' - (a_z^n - a_\omega^n)'' \sin^2 R_n - (b_{zzz}^{nnn})'' I_n \\
& + (b_{zzz}^{nnn} - b_{\omega\omega\omega}^{nnn})'' I_n \sin^2 R_n - (b_{zzz}^{nnn} + b_{z\omega z}^{nnn} - b_{\omega z z}^{nnn} - b_{zzz}^{nnn})'' I_n \sin^2 R_n \cos^2 R_n \\
& + (c_{z\omega z}^{nnn} - c_{\omega z z}^{nnn})' I_n \cos^2 R_n \sin^2 R_n \sin 2\theta_n \\
& - (c_{z\omega z}^{nnn} + c_{\omega z z}^{nnn})'' I_n \cos^2 R_n \sin^2 R_n \cos 2\theta_n \\
& - [(b_{zzz}^{nn'n'})'' + (b_{z\omega z}^{nn'n'} - b_{\omega z z}^{nn'n'})'' \sin^2 R_n] I_n \\
& - [(b_{\omega z z}^{nn'n'} - b_{zzz}^{nn'n'})'' + (b_{\omega\omega\omega}^{nn'n'} + b_{\omega z z}^{nn'n'} - b_{z\omega z}^{nn'n'} - b_{z\omega z}^{nn'n'}) \sin^2 R_n] \\
& \times I_n \sin^2 R_n - [(c_{\omega z z}^{nn'n'} + c_{z\omega z}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n - \theta_{n'}) - (c_{z\omega z}^{nn'n'} - c_{\omega z z}^{nn'n'})' \sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& + (c_{z\omega z}^{nn'n'} + c_{\omega z z}^{nn'n'})'' \cos(\theta_n + \theta_{n'}) - (c_{z\omega z}^{nn'n'} - c_{\omega z z}^{nn'n'})' \sin(\theta_n + \theta_{n'}) \\
& \times I_n \sin R_n \cos R_n \sin R_n \cos R_n \quad (14)
\end{aligned}$$

在(12)、(13)和(14)式中,系数括号的上标“'”号表示此系数的实部,“''”号表示此系数的虚部。式中 $n, n' = 1, 2$ 且 $n \neq n'$ 。其中的系数为

$$a_\omega^n = \frac{1}{2} (a_1^n + a_{-1}^n)$$

$$a_z^n = a_0^n$$

$$b_{\omega\omega\omega}^{nnn} = \frac{1}{4} (b_{1111}^{nnnn} + b_{-1-1-1-1}^{nnnn} + b_{-111-1}^{nnnn} + b_{-11-11}^{nnnn} + b_{1-1-11}^{nnnn} + b_{1-11-1}^{nnnn})$$

$$b_{zzz}^{nnn} = b_{0000}^{nnnn}$$

$$b_{\omega z z}^{nnn} = \frac{1}{2} [(b_{1010}^{nnnn} + b_{1010}^{nnnn}) + (b_{-10-10}^{nnnn} + b_{-100-1}^{nnnn})]$$

$$b_{z\omega z}^{nnn} = \frac{1}{2} [(b_{0101}^{nnnn} + b_{0110}^{nnnn}) + (b_{0-10-1}^{nnnn} + b_{0-1-10}^{nnnn})]$$

$$b_{\omega\omega\omega}^{nn'n'} = \frac{1}{4} [(b_{1-1-1-1}^{nn'n'n} + b_{1-1-1-1}^{nn'n'n}) + (b_{-1-1-1-1}^{nn'n'n} + b_{-1-1-1-1}^{nn'n'n})]$$

$$+ (b_{1111}^{nn'n'n} + b_{1111}^{nn'n'n}) + (b_{-11-11}^{nn'n'n} + b_{-111-1}^{nn'n'n})$$

$$+ (b_{1-1-1-1}^{nn'n'n} + b_{1-11-1}^{nn'n'n}) + (b_{-111-1}^{nn'n'n} + b_{-111-1}^{nn'n'n})]$$

$$b_{zzz}^{nn'n'} = (b_{0000}^{nn'n'n} + b_{0000}^{nn'n'n})$$

$$b_{\omega z z}^{nn'n'} = \frac{1}{2} [(b_{1010}^{nn'n'n} + b_{1100}^{nn'n'n}) + (b_{-10-10}^{nn'n'n} + b_{-100-1}^{nn'n'n})]$$

$$b_{z\omega z}^{nn'n'} = \frac{1}{2} [(b_{0101}^{nn'n'n} + b_{0110}^{nn'n'n}) + (b_{0-10-1}^{nn'n'n} + b_{0-1-10}^{nn'n'n})]$$

$$c_{z\omega z}^{nnn} = \frac{1}{2} (b_{0-100}^{nnnn} + b_{-1100}^{nnnn})$$

$$c_{\omega z z}^{nnn} = \frac{1}{2} (b_{001-1}^{nnnn} + b_{00-11}^{nnnn})$$

$$c_{\omega\omega z}^{nn'n'} = \frac{1}{2} [(b_{0110}^{nn'n'} + b_{0101}^{nn'n'}) + (b_{0-1-10}^{nn'n'} + b_{0-10-1}^{nn'n'})]$$

$$c_{zz\omega}^{nn'n'} = \frac{1}{2} [(b_{1001}^{nn'n'} + b_{1010}^{nn'n'}) + (b_{-10-10}^{nn'n'} + b_{-10-10}^{nn'n'})]$$

$$c_{\omega z\omega}^{nn'n'} = \frac{1}{2} [(b_{001-1}^{nn'n'} + b_{00-11}^{nn'n'}) + (b_{00-11}^{nn'n'} + b_{001-1}^{nn'n'})]$$

$$c_{z\omega z}^{nn'n'} = \frac{1}{2} [(b_{1-100}^{nn'n'} + b_{1-100}^{nn'n'}) + (b_{-1100}^{nn'n'} + b_{-1100}^{nn'n'})]$$

为了简化(12)、(13)和(14)式,令

$$\begin{cases} A(1, n) = a_z^n \\ A(2, n) = a_x^n \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} B(1, 1, n, n') = b_{zzz}^{nn'n'} \\ B(2, 2, n, n') = b_{xxx}^{nn'n'} \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} C(1, 1, n, n') = C_{zz\omega}^{nn'n'} \\ C(2, 2, n, n') = C_{xzz}^{nn'n'} \\ C(1, 2, n, n') = C_{z\omega z}^{nn'n'} \\ C(2, 1, n, n') = C_{\omega z x}^{nn'n'} \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} U(1, n) = a_z^n - a_x^n \\ U(2, n) = (b_{\omega\omega\omega}^{nnn} + b_{\omega z z}^{nnn} - b_{z z z}^{nnn} - b_{z z \omega}^{nnn}) \\ U(3, n) = (b_{\omega z z}^{nnn} + b_{z \omega \omega}^{nnn} - b_{\omega \omega \omega}^{nnn} - b_{z z z}^{nnn}) \\ U(4, n) = (b_{\omega x x}^{nn'n'} + b_{x z z}^{nn'n'} - b_{z z z}^{nn'n'} - b_{z x x}^{nn'n'}) \\ U(5, n) = (b_{x z z}^{nn'n'} + b_{z x x}^{nn'n'} - b_{\omega \omega \omega}^{nn'n'} - b_{z z z}^{nn'n'}) \\ U(6, n) = C_{z\omega z}^{nnn} - C_{\omega z x}^{nnn} \\ U(7, n) = C_{z\omega z}^{nnn} + C_{\omega z x}^{nnn} \\ U(8, n) = C_{z z x}^{nn'n'} - C_{x z z}^{nn'n'} \\ U(9, n) = C_{z z x}^{nn'n'} + C_{x z z}^{nn'n'} \\ U(10, n) = C_{z\omega z}^{nn'n'} + C_{\omega z x}^{nn'n'} \\ U(11, n) = C_{z\omega z}^{nn'n'} - C_{\omega z x}^{nn'n'} \\ U(12, n) = b_{z z z}^{nnn} - b_{\omega \omega \omega}^{nnn} \\ U(13, n) = b_{z x x}^{nn'n'} - b_{z z z}^{nn'n'} \\ U(14, n) = b_{\omega z z}^{nn'n'} - b_{z z z}^{nn'n'} \end{cases} \quad (18)$$

在(15)~(18)式中,若系数字母前加上字母“ I ”则表示此系数的虚部;若在此系数字母前加上“ R ”,则表示此系数的实部。

利用以上表示,方程(12)、(13)和(14)可写为

$$\begin{aligned} -8 \frac{d}{dt} R_n |_{介质} = & [2 IU(1, n) + IU(2, n)I_n + IU(3, n)I_n \cos 2 R_n \\ & + IU(4, n)I_{n'} + IU(5, n)I_{n'} \cos 2 R_{n'}] \sin 2 R_n \\ & + [IU(6, n) \cos 2 \theta_n - RU(7, n) \sin 2 \theta_n] I_n \sin 2 R_n \\ & + [IU(7, n) \cos 2 \theta_n - RU(6, n) \sin 2 \theta_n] I_n \sin 2 R_n \cos 2 R_n \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + [IU(8, n)\cos(\theta_n - \theta_{n'}) - RU(9, n)\sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& + IU(11, n)\cos(\theta_n + \theta_{n'}) - RU(10, n)\sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_{n'} \sin 2 R_{n'} \\
& + [IU(9, n)\cos(\theta_n - \theta_{n'}) - RU(8, n)\sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& + IU(10, n)\cos(\theta_n + \theta_{n'}) - RU(11, n)\sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_{n'} \sin 2 R_{n'} \cos 2 R_n
\end{aligned} \quad (19)$$

$$\begin{aligned}
4 \frac{d}{dt} \theta_{n'} \Big|_{介质} = & 2 RU(1, n) + RU(2, n) I_n + RU(3, n) I_n \cos 2 R_n \\
& + RU(4, n) I_{n'} + RU(5, n) I_{n'} \cos 2 R_{n'} \\
& + [RU(6, n) \cos 2 \theta_n + IU(7, n) \sin 2 \theta_n] I_n \\
& + [RU(7, n) \cos 2 \theta_n + IU(6, n) \sin 2 \theta_n] I_n \cos 2 R_n \\
& + [RC(1, 1, n, n') \cos(\theta_n - \theta_{n'}) + IC(1, 1, n, n') \sin(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& + RC(1, 2, n, n') \cos(\theta_n + \theta_{n'}) + IC(1, 2, n, n') \sin(\theta_n + \theta_{n'})] \\
& \times I_{n'} \sin 2 R_{n'} \operatorname{ctg} R_n - [RC(2, 2, n, n') \cos(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& - IC(2, 2, n, n') \sin(\theta_n - \theta_{n'}) + RC(2, 1, n, n') \cos(\theta_n + \theta_{n'}) \\
& - IC(2, 1, n, n') \sin(\theta_n + \theta_{n'})] I_{n'} \sin 2 R_{n'} \operatorname{tg} R_n
\end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned}
I_n^{-1} \frac{d}{dt} I_n \Big|_{介质} = & IA(1, 1) - IU(1, n) \sin^2 R_n - IB(1, 1, n, n') I_n \\
& + IU(12, n) I_n \sin^2 R_n - IU(3, n) I_n \sin^2 R_n \cos^2 R_n \\
& + RU(6, n) I_n \cos^2 R_n \sin^2 R_n \sin 2 \theta_n \\
& - IU(7, n) I_n \cos^2 R_n \sin^2 R_n \cos 2 \theta_n - [IB(1, 1, n, n') + IU(13, n) \sin^2 R_{n'}] I_{n'} \\
& - [IU(14, n) - IU(5, n) \sin^2 R_{n'}] I_{n'} \sin^2 R_n - [IU(9, n) \cos(\theta_n - \theta_{n'}) \\
& - RU(8, n) \sin(\theta_n - \theta_{n'}) + IU(10, n) \cos(\theta_n + \theta_{n'}) - RU(11, n) \sin(\theta_n + \theta_{n'})] \\
& \times I_{n'} \sin R_{n'} \cos R_{n'} \sin R_n \cos R_n
\end{aligned} \quad (21)$$

上述(19)、(20)和(21)就是外加横向均匀磁场情况下的双模偏振参数运动方程。

二、理论计算

现在利用可导出的双模偏振参数运动方程具体计算了双纵模内腔 He-Ne 激光器 632.8 nm 谱线的偏振参数。

为了讨论和计算方便起见, 定义 h 为塞曼分裂以多普勒展宽宽度 λ_d 归一化的磁场参数, 即

$$h = \nu / \lambda_d = \hbar^{-1} g m_B H / \lambda_d \quad (22)$$

1. $h > 0.1$

对于 He-Ne 激光 632.8 nm 的能级角动量为 $j=1 \rightarrow 2$ 的跃迁, 用计算机可解得方程(19)、(20)、(21)中右边各系数与磁场参数 h 的关系。其计算结果见图 2。从图中得知, 在磁场参数 $h > 0.1$ 时, 方程(19)、(21)中与 θ_n 、 $\theta_{n'}$ 有关项的系数远小于其它项的系数, 因而可略去这些项的影响。这样, 就可以将变量 I_n 、 R_n 与 θ_n 分离进行求解。若考虑各项同性腔的工作条件, 且

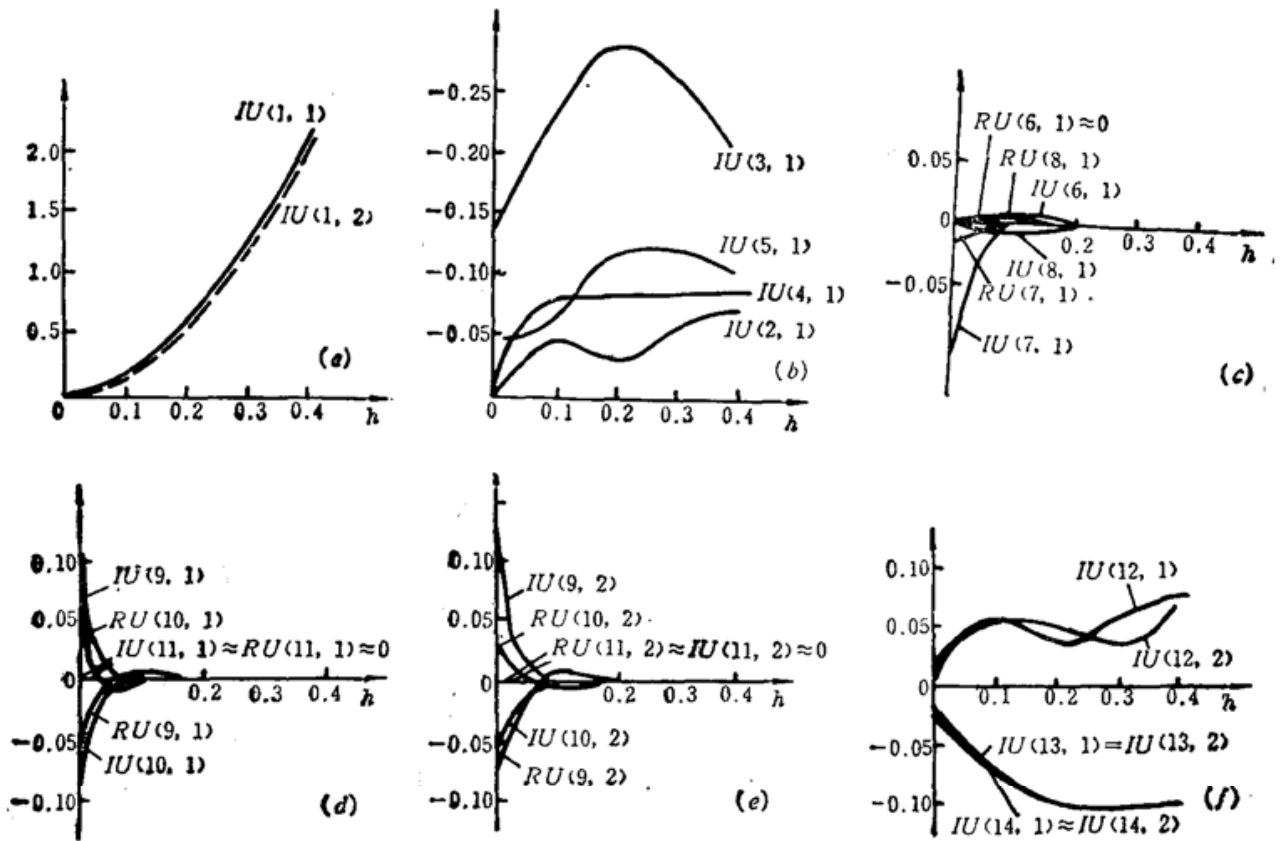


Fig. 2 Correspondences between the coefficients and the Doppler-normalized magnitude h of the applied transverse magnetic field

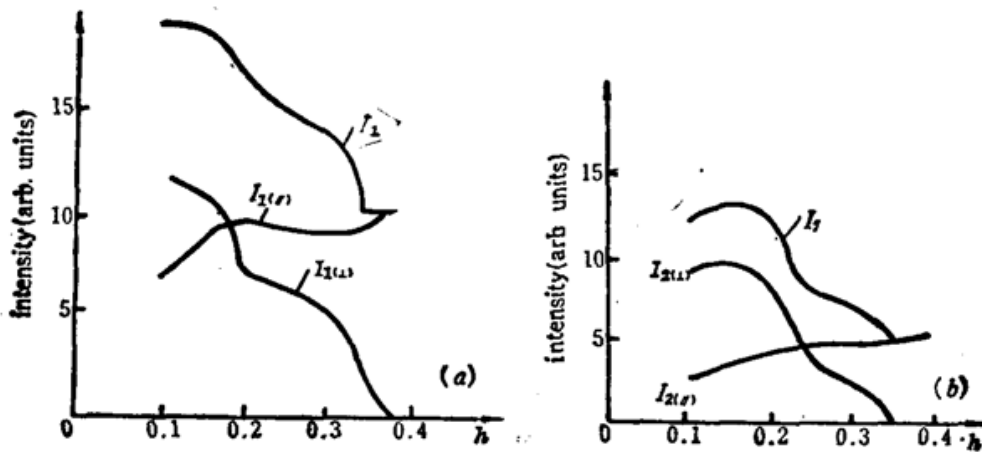


Fig. 3 (a) Intensity versus the magnetic field parameter h ;
(b) Intensity versus magnetic field parameter h

认为对于两个纵模的损耗相同,则在方程(21)的右边加上 $(-T')$ 项,即可获得 I_n 的全微分方程。 T' 为各向同性腔损耗。在此工作条件下,方程(19)就是各项同性腔工作时 R_n 的全微分方程^[4]。由这些全微分方程组可解得稳态情况时 $(\frac{d}{dt} R_n=0, \frac{d}{dt} I_n=0)$ 两个纵模的偏振状态。结果示于图3、4。图中 $I_{(r)}$ 是偏振方向平行磁场方向的模的强度, $I_{(l)}$ 是偏振方向垂直磁场方向的模的强度。从图中可见,当外加磁场强度逐渐增加时,垂直磁场方向偏振的光强度逐渐减小。当 $h \geq 0.38$ 时,即 $H \geq 315$ G,输出的光为平行磁场方向偏振的完全线偏振光。

当激光腔存在弱的各向异性损耗时,模的偏振状态受到一些影响。我们计算了对偏振状

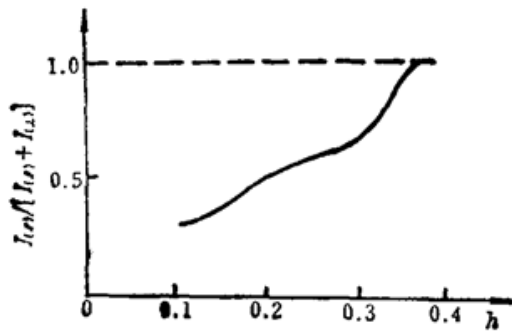


Fig. 4 Normalized intensity versus the magnetic field parameter h

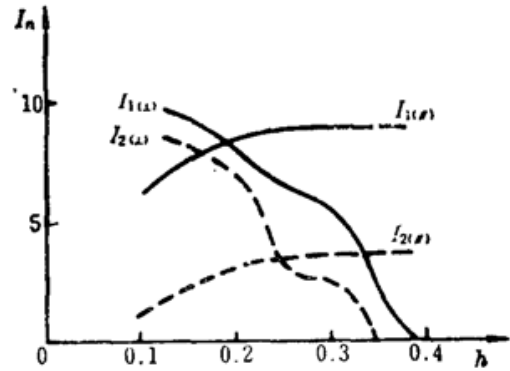


Fig 5. Intensity components of the modes as a function of the magnetic field parameter h

态影响最大的振幅各向异性腔的情况。当腔的振幅各向异性的低损耗主轴垂直于磁场方向,且两损耗主轴的损耗偏差为腔损耗的 1% 时,计算结果如图 5 所示。此时, 需要达到完全线偏振光输出所需要的磁场参数 $h \geq 0.39$ 。 h 值的偏大是因为腔的振幅各向异性削弱了磁场对介质作用的饱和和各向异性。

2. $h=0$

现在讨论和计算外加磁场为零时双模偏振状态的分布。这时由于 x, z 坐标对腔轴 y 的对称性, (12)、(13)和(14)式中的系数有如下关系:

$$\begin{cases} a_z^n = a_x^n \\ b_{zzz}^{nnn} = b_{xxx}^{nnn} \\ c_{zzx}^{nnn} = c_{zxx}^{nnn} \\ b_{zxx}^{nnn} = b_{zzz}^{nnn} \\ b_{zzz}^{nn'n'} = b_{xxx}^{nn'n'} \\ b_{zxx}^{nn'n'} = b_{zzz}^{nn'n'} \\ c_{xxz}^{nn'n'} = c_{zzx}^{nn'n'} \\ c_{zxx}^{nn'n'} = c_{zzx}^{nn'n'} \end{cases} \quad (23)$$

假设激光器工作在各向同性腔中, 将(23)代入双模偏振参数运动方程, 并令

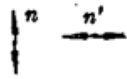
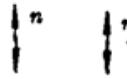
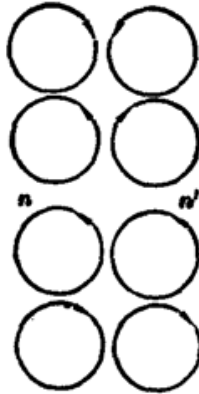
$$\begin{cases} \frac{d}{dt} R_1 = 0; \quad \frac{d}{dt} R_2 = 0 \\ \frac{d}{dt} \theta_1 = 0; \quad \frac{d}{dt} \theta_2 = 0 \end{cases} \quad (24)$$

可获得如表 1 所示的几类稳态解。

我们所得的结果与文献[5]的结果基本一致。只是在 $\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$ 类型的跃迁中, 本文所得的结论是两个模是相互平行的线偏振模。而文献[5]所得的结论是两个模是线偏振模, 但偏振方向有一个随机的夹角 θ 。显然本文的结论是稳定解。

He-Ne 激光 632.8 nm 谱线属于 $j \leftrightarrow j+1$ 跃迁类型, 如表 1 所示其双模的每一个模为线偏振, 偏振方向相互垂直。其稳态解

Table 1 Polarization preferences of the two-mode gas laser in null magnetic field

type of transition	result	polarization preference
$j \leftrightarrow j+1 (j > 0)$	(A) $\begin{cases} \theta_1=0, \theta_2=\pm\pi, R_1=R_2=\frac{\pi}{4} \\ \theta_1=\pm\pi, \theta_2=0, R_1=R_2=\frac{\pi}{4} \end{cases}$	
$\frac{1}{2} \rightarrow \frac{1}{2}$	(B) $\begin{cases} \theta_1=0, \theta_2=0, R_1=R_2=\frac{\pi}{4} \\ \theta_1=\theta_2=\pm\pi, R_1=R_2=\frac{\pi}{4} \end{cases}$	
$0 \leftrightarrow 1$ $1 \rightarrow 1$ $j \rightarrow j (j > 1)$	(C) $\theta_1=-\theta_2=\frac{\pi}{2}, R_1=R_2=\frac{\pi}{4}$ (D) $\theta_1=-\theta_2=-\frac{\pi}{2}, R_1=R_2=\frac{\pi}{4}$ (E) $\theta_1=\theta_2=-\frac{\pi}{2}, R_1=R_2=\frac{\pi}{4}$ (F) $\theta_1=\theta_2=\frac{\pi}{2}, R_1=R_2=\frac{\pi}{4}$	

$$R_1 = R_2 = \frac{\pi}{4} \quad (25)$$

将(25)代入(11)式中 $R_n = \arctg \left| \frac{E_x(n, t)}{E_z(n, t)} \right|$ 得

$$\begin{cases} E_x(1, t) = E_z(1, t) \\ E_x(2, t) = E_z(2, t) \end{cases} \quad (26)$$

显然, 根据表1的结果和(11)式中 I_n 的定义, 由(26)式可得

$$I_{(1)} = I_{(2)} \quad (27)$$

因此在零磁场时, He-Ne 激光 632.8 nm 谱线两个模的线偏振方向不但相互垂直, 而且强度是相等的。这一结论与实验中的结果是相符的。

在外加横向均匀弱磁场 ($0 < h < 0.1$) 的情况下, 模偏振参数运动方程(19)、(21)式中与 θ_n 、 $\theta_{n'}$ 有关的系数是不可忽略的, 因此在理论计算中产生了困难。这时双模偏振态比文献[6]中所讨论的弱磁场单模偏振态更为复杂。从实验中也发现, 弱磁场方向与腔的各向异性方向的夹角对模偏振态有非常敏感的影响, 而且模偏振态随弱磁场大小、纵模调谐参数等条件的变化而引起显著的变化, 情况比较复杂。

三、实验结果

我们以腔长为 22 cm, 输出 632.8 nm 的内腔 He-Ne 激光器作为研究对象。实验装置见图 6。从激光管输出的前光束经偏振片 P_1 后射入扫描干涉仪, P_1 、 P_2 的方向可调。从扫描干涉仪可以观察到两个纵模的调谐状态。从激光管射出的后光束经探测器接收后, 由记录仪记下双模运转时两个相互垂直偏振分量的相对强度。实验所得的结果见图(7)。从图中可知, 当外加

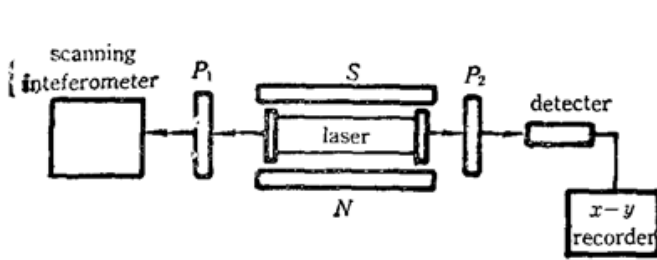


Fig. 6 Experimental set-up

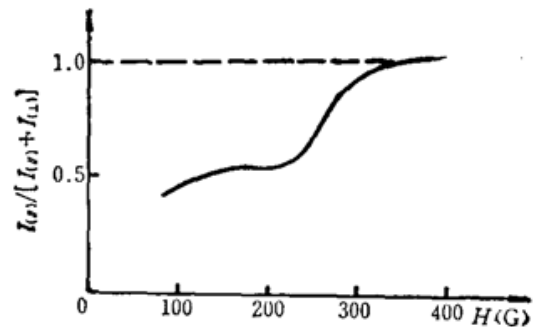


Fig. 7 Normalized intensity versus the external magnetic field

磁场强度达到 400 G 时, 输出激光为高偏振度的线偏振光。此时, 垂直磁场方向偏振的强度输出小于总输出强度的 0.3%。

比较图(4)与图(7)可知, 理论计算的结果与实验结果是相符的。因此, 利用外加横向均匀磁场可以使内腔气体激光器输出高偏振度的线偏振光。

最后, 感谢过巴吉教授对本工作的支持并提出宝贵的意见。

参 考 文 献

- 1 D. Lenstra, *Phys. Report*, **59**, 312 (1980)
- 2 D. Lenstra, *Phys. Report*, **59**, 342 (1980)
- 3 D. Lenstra, *Phys. Report*, **59**, 340 (1980)
- 4 W. Van Haeringen, *Phys. Rev.*, **158**, 256 (1967)
- 5 D. Lenstra, *Phys. Report*, **59**, 347 (1980)
- 6 D. Lenstra, *Phys. Report*, **59**, 356 (1980)

一种新的无机光子选通光谱烧孔材料

光子选通频域光存贮材料, 由于能在同一个平面点上, 以不同的频率烧孔, 从而可使存贮密度达到 $10^9 \sim 10^{11}$ bit/cm², 同时用外加光场控制写入, 克服了读、写干扰或在读出过程中引起的信噪比退化问题, 使之更具实用性。但至今为止, 只有少数几种无机光子选通光谱烧孔材料被报道, 并且都有各自的不足。因而, 探索新的光子选通光谱烧孔材料, 成为当前的重要课题。

最近, 上海光机所的光子选通光存贮材料研究小组, 研究了一种新的晶体材料 ($\text{BaSO}_4:\text{Sm}^{2+}$, $\text{BaSrSO}_4:\text{Sm}^{2+}$...等) 并与本研究所光计算测试实验室合作, 进行了光子选通光谱烧孔实验。证明了这种材料的光子选通光谱烧孔特性。

实验在 5~10 K 的低温下进行。利用氩离子泵浦可调谐连续染料激光器在 625.0 nm 附近选择激发 Sm^{2+} 离子的 5D_1 能级 ($^7F_6 \rightarrow ^5D_1$ 跃迁不均匀宽度 ~ 500 GHz), 同时用从氩离子激光输出中分出的 514.5 nm 光束作选通光, 使已被选择激发的 Sm^{2+} 通过光吸收激发到导带, 产生光电离。由于在基态粒子数中缺少了被选择光电离掉的那部份离子, 从而可在相应的激发光谱中 (监测 $^5D_0 \rightarrow ^7F_2$ 荧光) 观测到烧孔。在实际使用激光器的输出频宽限制下, 获得光谱宽度 ≤ 0.03 nm 的持久光谱孔, 孔深可达 20% 以上, 依烧孔光功率和烧孔时间而定。

实验确定, 在 BaSO_4 中 Sm^{2+} 离子的 5D_0 和 5D_1 能级位置分别为 14560 cm^{-1} (682.6 nm) 和 15995 cm^{-1} (~ 625 nm), 5D_0 态的荧光寿命 ~ 6 ms, 比已报道的任何掺 Sm 材料的寿命都长, 对选通烧孔极为有利。实验表明, 同样的单晶样品比粉末样品信号稳足, 信噪比大。也做了 $\text{BaSrSO}_4:\text{Sm}^{2+}$ 粉末晶体, 相应的不均匀增益比 BaSO_4 的大一倍, 并同样观测到选通烧孔效应。更深入的研究正待进行。

(中国科学院上海光机所 陈述春 祁长鸿 吴铁强 戴凤妹 邱佩华 干福熹

1990 年 12 月 6 日收稿)