

基于谐振腔内非均匀介质耦合效应的矩阵计算

雷 健, 王 英, 陈培锋

华中科技大学光学与电子信息学院, 湖北 武汉 430074

摘要 基于谐振腔内的非均匀介质对激光横模的耦合作用, 提出了一种用于计算谐振腔内稳定振荡模式的矩阵算法。激光横模在谐振腔内往返传播时, 其能量在非均匀介质的作用下发生耦合, 原本不相干的模式逐渐变得相干。经多次往返传播后, 各横模将按一定的能量比例线性叠加, 形成稳定振荡的模式。给出了非均匀介质耦合效应的耦合矩阵, 并将往返传播的激光场表示成向量形式, 用矩阵计算的方法对介质前后的光场变化进行计算。建立了一个稳定平凹腔模型, 对谐振腔内激光场的传播进行了矩阵计算, 在不同条件下计算得到了多个稳定振荡模式, 计算结果与理想模式符合得很好。该研究在一定程度上证明了非均匀介质耦合效应的存在, 并提供了一种新的快速计算谐振腔内稳定振荡模式的方法。

关键词 激光光学; 激光横模; 矩阵计算; 模式叠加; 耦合效应

中图分类号 TN248.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1101001

Matrix Calculation Based on Coupling Effect of Inhomogeneous Media in Resonant Cavities

Lei Jian, Wang Ying, Chen Peifeng

School of Optical and Electronic Information, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan, Hubei 430074, China

Abstract Based on the coupling effect of inhomogeneous media on laser transverse modes in resonant cavities, a matrix algorithm for calculating the stable oscillation modes in resonant cavities is proposed. Energy coupling happens between transverse modes during their propagation process in the resonant cavity under the action of inhomogeneous media, and the incoherent transverse modes are coherent gradually. After a few round-trips, the transverse modes are superimposed with each other linearly by a certain energy proportion and form a stable oscillation mode. A coupling matrix of coupling effect for inhomogeneous media is given and the round-trip laser-field is expressed as a vector form. Optical field variations before and after passing through the media are calculated by the matrix calculation algorithm. A stable plane-concave cavity model is built, which is used to study the propagation of the laser field in the resonant cavity with the matrix calculation algorithm. Several stable oscillation modes are obtained under different conditions, which have a good agreement with the ideal modes. The study proves the existence of the coupling effect of inhomogeneous media and provides a new method for fast calculation of stable oscillation modes in resonant cavities.

Key words laser optics; laser transverse mode; matrix calculation; mode superposition; coupling effect

OCIS codes 140.3325; 140.3480; 140.3580

1 引言

相干性是激光最重要的特性之一。空腔中的同种横模是完全相干的, 不同横模之间不存在相干性^[1]。然而, 实际激光器输出的光束往往是部分相干的多模光束, 说明原本不相干的理想模式之间具有了相干性。陈培锋等^[2]对这种现象进行了解释, 基于菲涅耳-基尔霍夫衍射积分证明了谐振腔内的非均匀介质使得各个

收稿日期: 2017-05-26; 收到修改稿日期: 2017-07-01

作者简介: 雷 健(1990—), 男, 博士研究生, 主要从事激光模式方面的研究。E-mail: lej@hust.edu.cn

导师简介: 陈培锋(1964—), 男, 博士, 教授, 主要从事激光器方面的研究。E-mail: pfchen@hust.edu.cn(通信联系人)

横模之间发生相互耦合,从而使横模之间具有一定的相干性;该研究还指出,增益介质的增益饱和现象产生的非均匀分布也会引起横模之间的耦合。Paschotta 等^[3-4]研究发现,这种横模之间的相互耦合会引起输出激光束的光束质量恶化,他们用一个简单的模式耦合模型对横模间的耦合进行了分析。在分析模型中,激光场被表示为多个理想横模分量的线性组合,光学介质被简化成具有复振幅透射率的薄透镜。合理利用非均匀介质的耦合效应,可以提高激光束的光束质量。马养武等^[5]利用波导传输加强了各个横模之间的相干性,使激光工作于多模的同时保证了激光束的光束质量。实际激光器的一些现象与理论分析符合得很好。例如,当激光功率较高时,增益介质的非均匀性较好,往往会输出多个模式;当激光功率较低时,增益介质的非均匀性较差,比较容易获得基模高斯光束输出。然而,上述关于非均匀介质耦合效应的研究都只是理论上的分析,由于实际激光器中介质的不均匀性难以测量,计算和测量这种耦合效应的实际数值非常复杂,且非均匀介质的耦合效应缺乏实验上的验证。

本文基于谐振腔内非均匀介质的耦合效应,提出了一种用于计算谐振腔内稳定振荡模式的矩阵算法,并建立了一个激光二极管(LD)端面抽运固体激光器模型,对矩阵计算进行了模拟研究,该模型与 Hu 等^[6]提出的激光器模型类似。谐振腔内的光学介质用陈培锋等^[2]提出的耦合矩阵表示,用多个理想模式的线性叠加表示激光场^[3-4],并将激光场写成向量形式,向量中的元素为理想横模分量的叠加系数。在不同条件下计算得到多个稳定振荡的模式,计算结果与理想模式符合得很好,一定程度上证明了非均匀介质耦合效应的存在,并为快速计算谐振腔内的稳定振荡模式提供了一种新方法。

2 耦合矩阵与矩阵计算

陈培锋等^[2]从菲涅耳-基尔霍夫衍射积分出发研究了谐振腔内非均匀介质对激光横模的耦合效应,并给出了耦合效应的耦合矩阵。激光场可以表示为理想横模的线性组合,用单个字母 n 表示理想横模的阶数,有

$$E(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n u_n(x, y), \quad (1)$$

式中 $E(x, y)$ 为谐振腔内往返传播的激光场, $u_n(x, y)$ 为阶数为 n 的理想横模, C_n 为横模分量的叠加系数。 C_n 可表示为^[7]

$$C_n = \iint u_n^*(x, y) E(x, y) dx dy, \quad (2)$$

式中 $u_n^*(x, y)$ 为 $u_n(x, y)$ 的共轭光场。将谐振腔内的介质看作具有复振幅透射率 $t(x, y)$ 的薄透镜,介质的耦合矩阵 $t_{m \times n}$ 中的元素可表示为^[2]

$$t_{nm} = \iint u_m^*(x, y) t(x, y) u_n(x, y) dx dy, \quad (3)$$

式中 t_{nm} 为 $t_{m \times n}$ 中第 n 行、第 m 列的元素,由介质的复振幅透射率决定。 t_{nm} 和 C_n 满足^[2]

$$\sum_{n=1}^{\infty} C_n (\gamma t_{nm} / \gamma_m - \delta_{nm}) = 0, \quad (4)$$

式中 δ_{nm} 为脉冲函数,当 $n = m$ 时, $\delta_{nm} = 1$, 当 $n \neq m$ 时, $\delta_{nm} = 0$; γ 和 γ_m 分别为激光场 $E(x, y)$ 和理想横模 $u_m(x, y)$ 对应的本征值,其幅值大小表示相应激光场在空腔内的单程衍射损耗。(4)式为一个线性方程组,要使 C_n 有非零解,其系数矩阵的行列式必须等于 0,此时可解得 n 组 C_n ,对应于(1)式中 $E(x, y)$ 的 n 个解。可以证明,只有当耦合矩阵 $t_{m \times n}$ 的非对角元素不全为零,即介质为非均匀介质时,各个横模之间才可能发生耦合^[2]。非均匀介质的耦合效应可以解释激光器的一些实际现象。例如,高功率输出的激光器中增益介质的热效应和饱和效应产生的非均匀性,会引起基模和高阶模式之间的耦合,从而导致输出激光束中含有多个横模。对耦合矩阵的进一步研究发现,可以通过计算耦合矩阵对介质前后的光场变化进行分析。

假设任意理想横模 $u_m(x, y)$ 通过非均匀介质 $t(x, y)$ 后的光场为 $u'_m(x, y)$, 注意 $u'_m(x, y)$ 已不再是理想横模,则有 $u'_m(x, y) = t(x, y) u_m(x, y)$ 。对 $u'_m(x, y)$ 进行归一化处理得 $u''_m(x, y) = k u'_m(x, y)$, 其中 k 为归一化常数,由(2)式可得 $u''_m(x, y)$ 中理想横模分量的叠加系数为

$$\begin{cases} C_1 = k \iint u_1^*(x, y) t(x, y) u_m(x, y) dx dy = kt_{1m} \\ C_2 = k \iint u_2^*(x, y) t(x, y) u_m(x, y) dx dy = kt_{2m} \\ \vdots \\ C_n = k \iint u_n^*(x, y) t(x, y) u_m(x, y) dx dy = kt_{nm} \end{cases} \quad (5)$$

将光场写成向量形式, 向量中的元素为理想横模分量的叠加系数, 有

$$\begin{cases} \mathbf{u}''_m(x, y) = k [t_{1m} \quad t_{2m} \quad \cdots \quad t_{nm}]^T \\ \mathbf{u}'_m(x, y) = [t_{1m} \quad t_{2m} \quad \cdots \quad t_{nm}]^T \end{cases} \quad (6)$$

现考察一般的激光场, 假设介质前后的激光场分别为 $E(x, y)$ 和 $E'(x, y)$, 由(1)式可知 $E(x, y)$ 和 $E'(x, y)$ 均可表示为理想横模分量的线性组合, 有

$$\begin{cases} E(x, y) = C_1 u_1 + C_2 u_2 + \cdots + C_n u_n \\ E'(x, y) = C'_1 u_1 + C'_2 u_2 + \cdots + C'_n u_n \end{cases} \quad (7)$$

(7)式中的每个理想横模都满足(6)式中的关系, 将(6)式代入(7)式得

$$\begin{bmatrix} C'_1 \\ C'_2 \\ \vdots \\ C'_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11} & t_{12} & \cdots & t_{1m} \\ t_{21} & t_{22} & \cdots & t_{2m} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ t_{n1} & t_{n2} & \cdots & t_{nm} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_1 \\ C_2 \\ \vdots \\ C_n \end{bmatrix} \quad (8)$$

(8)式等号左边表示介质的出射场 $E'(x, y)$, 等号右边的矩阵为介质耦合矩阵, 等号右边表示介质的入射场 $E(x, y)$ 。已知介质的耦合矩阵, 即可用(8)式对介质前后的光场变化进行计算。(8)式表明耦合效应的物理意义为: 非均匀介质能使入射光场中的理想横模分量发生能量交换, 各理想横模分量按耦合后的能量比例重新线性叠加形成出射场, 这种能量交换取决于非均匀介质的耦合矩阵。

3 矩阵计算模拟

非均匀介质的耦合效应有待进一步的实验验证。按照上文的分析, 如果非均匀介质存在耦合效应, 就可以用相应的耦合矩阵对介质前后的光场变化进行计算。反过来讲, 如果能通过矩阵计算求出谐振腔内的稳定振荡模式, 就可以证明耦合效应的存在。建立如图 1 所示的 LD 端面抽运固体激光器模型, 该模型与 Hu 等^[6]提出的激光器模型类似。图中 LD 发射 808 nm 的抽运光。抽运光通过一个聚焦透镜系统聚焦准直后打在增益介质上, 抽运光集中在中心区域半径为 0.5 mm 的圆内。增益介质为 Nd:YAG 激光晶体, 可产生 1064 nm 的激光。M₁ 为平面反射镜, 实际上是附在增益介质表面的高透高反膜, 透过抽运光同时反射激光。M₂ 为凹面输出镜, 曲率半径为 2500 mm, 透射率为 10%。两个腔镜均为半径为 1.2 mm 的圆形镜, 腔镜的大小可以通过插入小孔光阑进行调节, 整个谐振腔的长度 $L = 250$ mm, 计算得到基模高斯光束在 M₁ 上的光

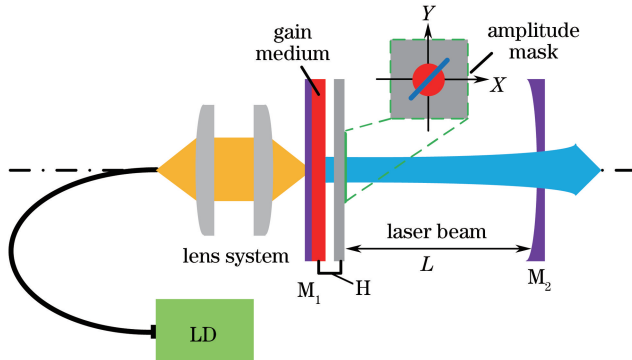


图 1 LD 端面抽运固体激光器模型

Fig. 1 Model of a LD end-pumped solid-state laser

斑半径为 $\omega_0 = 0.5040 \text{ mm}$ 。为了激发特定的拉盖尔-高斯光束(LGB),Hu等^[6]在谐振腔内插入了一个振幅掩模板,掩模板上附有若干条具有一定宽度的不透光细线,细线恰好处于目标LGB光强为零的位置。由于细线的存在,激光在谐振腔内往返传播时,目标LGB受到的损耗将远小于其他模式,从而被激发。图1中振幅掩模板上的红色圆斑表示增益介质的有效增益区域,蓝色直线表示插入的细线。Hu等^[6]采用角谱的衍射理论对激光传播进行了模拟研究,通过调整细线的形状和位置成功得到了多个LGB的输出。角谱的衍射理论是将光场看作多个平面波分量的线性组合,将自由空间看作一个线性系统,利用角谱的传播计算光场在自由空间中的传播,角谱法具有很快的计算速度,广泛应用于光场衍射的数值计算^[8-10]。相比角谱法,矩阵算法具有更快的计算速度。下面以LGB为例,对激光在谐振腔内的传播进行矩阵计算。

振幅掩模板实际上是附在增益介质右侧的光阑,光阑上带有若干条具有一定宽度的不透光细线,因此可以将振幅掩模板和增益介质看作一个整体,并用一个薄透镜H表示。Nd:YAG激光晶体为均匀分布的介质,具有增益饱和和效应,激光场稳定振荡后的复振幅透射率可以表示为

$$t(x, y) = \exp\left[\frac{1}{2}\left(\frac{g_0(x, y)}{1 + [I^+(x, y) + I^-(x, y)]/I_s}\right)\right]T(x, y), \quad (9)$$

式中 $I^+(x, y)$ 和 $I^-(x, y)$ 分别为稳定振荡后右向和左向传播的激光光强; I_s 为饱和光强,这里取 $I_s = 1 \text{ kW/cm}^2$ ^[11]; $g_0(x, y)$ 为小信号增益,其大小由抽运光决定。采用均匀抽运,抽运区域内的小信号增益为常数。(9)式与文献^[6]中增益介质的数学表达式类似,其中 $T(x, y)$ 可表示为

$$T(x, y) = \begin{cases} 0, & \text{in opaque lines} \\ 1, & \text{elsewhere} \end{cases}. \quad (10)$$

图1中 M_1 和 M_2 的复振幅透射率见文献^[12],理想横模在 M_1 、H 和 M_2 上的光场分布可通过高斯光束的基本性质进行求解^[1]。将介质的透射率分布函数和介质上理想横模的光场分布代入(3)式,即可求得各个介质的耦合矩阵,分别记 M_1 、H 和 M_2 的耦合矩阵为 t_1 、 t_h 、 t_2 。初始入射场为随机光场,其理想横模分量的叠加系数为随机复数。初始入射场从 M_1 入射到谐振腔内,穿过 H 后传播到 M_2 上,然后由 M_2 反射回谐振腔并再次穿过 H,最后回到 M_1 完成一次往返。根据数学知识,激光场往返传播一次的矩阵可表示为

$$\mathbf{M} = t_h \cdot t_2 \cdot t_h \cdot t_1, \quad (11)$$

式中 \mathbf{M} 又称为谐振腔的变换矩阵。激光场往返传播一次的变化可表示为

$$\mathbf{E}_{j+1} = \mathbf{M} \cdot \mathbf{E}_j, \quad (12)$$

式中 j 为激光场往返传播的次数。下面重点分析 H 的复振幅透射率及相应的耦合矩阵。LGB 可表示为 $\text{LG}_{m'n'}$, 其中 m' 和 n' 分别为 LGB 的角向和径向阶数,LGB 的角向因子分为 $\cos(m'\varphi)$ 和 $\sin(m'\varphi)$, 分别记为 $\text{LG}_{m'n'}(c)$ 和 $\text{LG}_{m'n'}(s)$ 。先用角谱的衍射理论对谐振腔内的激光传播进行计算,得到了 LG_{00} 、 $\text{LG}_{10}(c)$ 、 $\text{LG}_{10}(s)$ 和 $\text{LG}_{20}(s)$ 的稳定振荡模式。然后对不同稳定振荡模式下的激光场进行矩阵计算,不同稳定条件下薄透镜 H 的复振幅透射率如图 2 所示。图中灰色区域为没有被抽运到的区域,其复振幅透射率记为 1;中心亮斑为有效抽运区域,其复振幅透射率由(9)式决定;白色直线为振幅掩模板上的细线,其透射率记为 0。各稳定条件下的参数如表 1 所示。

表 1 不同稳定条件下的参数

Table 1 Parameters under different stability conditions

Stable mode	Max intensity / ($\text{kW} \cdot \text{cm}^{-2}$)	$g_0(x, y)$	Line width / μm
LG_{00}	1.8528	0.12	—
$\text{LG}_{10}(c)$	1.2155	0.16	90
$\text{LG}_{10}(s)$	1.2155	0.16	90
$\text{LG}_{20}(s)$	2.0436	0.36	70

采用理想厄米-高斯(HG)模的线性组合对谐振腔内的激光场进行表示。HG 模可表示为 HG_{pq} (记为 $L_{\text{HG}-pq}$), 其中 p 和 q 分别为 HG 光束沿 x 轴和 y 轴的阶数。矩阵计算的 LGB 阶数较小,将激光场记为

$$\mathbf{u} = C_1 L_{\text{HG}-00} + C_2 L_{\text{HG}-10} + C_3 L_{\text{HG}-01} + C_4 L_{\text{HG}-11} + C_5 L_{\text{HG}-12} + C_6 L_{\text{HG}-21} + C_7 L_{\text{HG}-22}, \quad (13)$$

则激光场的向量形式为 $\mathbf{u} = [C_1 \ C_2 \ \dots \ C_7]^T$ 。利用(11)式计算得到 LG_{00} 、 $\text{LG}_{10}(c)$ 、 $\text{LG}_{10}(s)$ 、 $\text{LG}_{20}(s)$

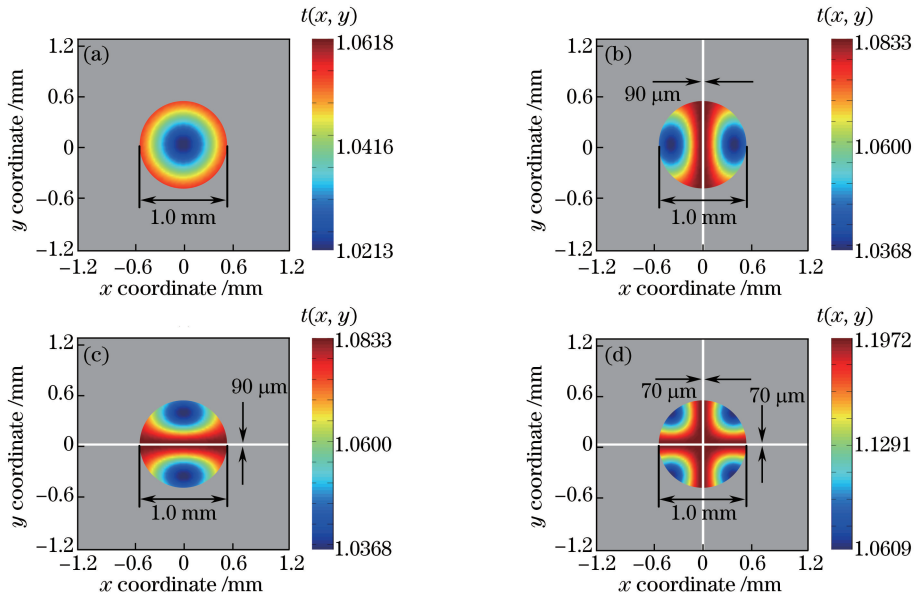


图 2 不同稳定条件下 H 的 $t(x, y)$ 。(a) LG_{00} ；(b) LG_{10} (c)；(c) LG_{10} (s)；(d) LG_{20} (s)

Fig. 2 $t(x, y)$ of H under different stability conditions. (a) LG_{00} ；(b) LG_{10} (c)；(c) LG_{10} (s)；(d) LG_{20} (s)

的变换矩阵 \mathbf{M} 以及矩阵的最大特征值对应的特征向量分别为

$$\begin{bmatrix} 1.0004e^{-0.6435i} & & & & & & & & & & & & & & & & 0.0032e^{1.8835i} \\ & 0.9895e^{-1.2870i} & & & & & & & & & & & & & & & 0.0124e^{1.5379i} \\ & & 0.9895e^{-1.2770i} & & & & & & & & & & & & & & 0.0124e^{1.5379i} \\ & & & 0.9681e^{-1.9305i} & & & & & & & & & & & & & 0.9373e^{-2.5740i} \\ & & 0.0125e^{0.8944i} & & & & & & & & & & & & & & 0.9373e^{-2.5740i} \\ & & & 0.0125e^{0.8944i} & & & & & & & & & & & & & 0.8739e^{3.0657i} \\ & 0.0033e^{0.5965i} & & & & & & & & & & & & & & & 0.8739e^{3.0657i} \end{bmatrix},$$

$$[0.99999832 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0.00183536e^{0.9759i}]^T; \tag{14}$$

$$\begin{bmatrix} 0.7629e^{-0.6435i} & & & & & & & & & & & & & & & & 0.0038e^{1.8594i} \\ & 1.0097e^{-1.2871i} & & & & & & & & & & & & & & & 0.0193e^{1.5392i} \\ & & 0.7530e^{-1.2933i} & & & & & & & & & & & & & & 0.1484e^{-1.6155i} \\ & & & 0.9778e^{-1.9305i} & & & & & & & & & & & & & 0.9415e^{-2.5739i} \\ & & 0.0194e^{0.8957i} & & & & & & & & & & & & & & 0.8211e^{-2.5682i} \\ & & & 0.1491e^{-2.2590i} & & & & & & & & & & & & & 0.8211e^{-2.5682i} \\ & 0.0039e^{0.5724i} & & & & & & & & & & & & & & & 0.7578e^{3.0657i} \end{bmatrix},$$

$$[0 \ 0.99986363 \ 0 \ 0 \ 0.01651423e^{1.3020i} \ 0 \ 0]^T; \tag{15}$$

$$\begin{bmatrix} 0.7629e^{-0.6435i} & & & & & & & & & & & & & & & & 0.0038e^{1.8594i} \\ & 0.7530e^{-1.2933i} & & & & & & & & & & & & & & & 0.1484e^{-1.6155i} \\ & & 1.0097e^{-1.2871i} & & & & & & & & & & & & & & 0.0193e^{1.5392i} \\ & & & 0.9778e^{-1.9305i} & & & & & & & & & & & & & 0.9415e^{-2.5739i} \\ & & 0.1491e^{-2.2590i} & & & & & & & & & & & & & & 0.8211e^{-2.5682i} \\ & & & 0.0194e^{-0.8957i} & & & & & & & & & & & & & 0.9415e^{-2.5739i} \\ & 0.0039e^{-0.5724i} & & & & & & & & & & & & & & & 0.7578e^{3.0657i} \end{bmatrix},$$

$$[0 \ 0 \ 0.99986363 \ 0 \ 0 \ 0.01651423e^{1.3020i} \ 0]^T; \tag{16}$$

$$\begin{bmatrix} 0.6447e^{-0.6435i} & & & & & & & 0.0043e^{-1.2976i} \\ & 0.8015e^{-1.2905i} & & & & & & \\ & & 0.8015e^{-1.2905i} & & & & & \\ & & & 0.9778e^{-1.9305i} & & & & \\ & 0.1175e^{-2.2559i} & & & 0.1170e^{-1.6124i} & & & \\ & & 0.1175e^{-2.2559i} & & & 0.8427e^{-2.5707i} & & \\ 0.0042e^{-2.5846i} & & & & & & & 0.8427e^{-2.5707i} \\ & & & & & & & 0.6955e^{3.0657i} \end{bmatrix}, \tag{17}$$

$$[0 \ 0 \ 0 \ 1.00000000 \ 0 \ 0 \ 0]^T.$$

值得注意的是,由于计算机得到的数据是无限循环小数,不可能将精确的数据罗列出来,上式的谐振腔变换矩阵中的元素保留到小数点后 4 位,矩阵最大特征值对应的特征向量中的元素保留到小数点后 8 位。按照(12)式对初始随机场进行矩阵计算,每计算一次对光场进行一次归一化处理,计算 2×10^4 次的结果为

$$\begin{cases} \mathbf{u}_1 = [0.99999832 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0 \ 0.00183536e^{0.9759i}]^T \\ \mathbf{u}_2 = [0 \ 0.99986363 \ 0 \ 0 \ 0.01654123e^{1.3030i} \ 0 \ 0]^T \\ \mathbf{u}_3 = [0 \ 0 \ 0.99986363 \ 0 \ 0 \ 0.01654123e^{1.3030i} \ 0]^T \\ \mathbf{u}_4 = [0 \ 0 \ 0 \ 1.00000000 \ 0 \ 0 \ 0]^T \end{cases}, \tag{18}$$

式中 \mathbf{u}_1 、 \mathbf{u}_2 、 \mathbf{u}_3 、 \mathbf{u}_4 分别表示稳定振荡模式为 LG₀₀、LG₁₀(c)、LG₁₀(s)、LG₂₀(s)时的矩阵计算结果,该结果与采用角谱的衍射理论得到的结果符合得很好,证明矩阵计算能求出谐振腔内的稳定振荡模式,在一定程度上证明了非均匀介质确实存在耦合效应。图 3(a1)~(d1)显示了这 4 个计算结果的光场分布,图 3(a2)~(d2)为相应的相位分布,图片大小与图 2 中的图片大小一致。图 3(a2)的 \mathbf{u}_1 光场在中心区域处的相位呈均匀分布,与 LG₀₀的相位分布相符合,其他光场的分布与理论模式的分布也相符合。

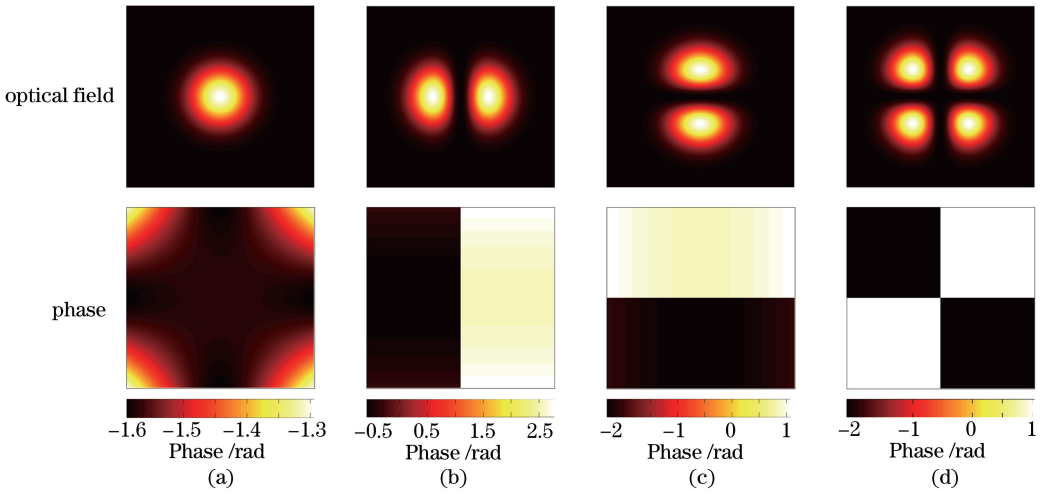


图 3 不同稳定条件下矩阵计算结果的光场分布以及相位分布。(a) LG₀₀; (b) LG₁₀(c); (c) LG₁₀(s); (d) LG₂₀(s)

Fig. 3 Optical field distributions and phase distributions obtained by matrix calculation under different stability conditions.

(a) LG₀₀; (b) LG₁₀(c); (c) LG₁₀(s); (d) LG₂₀(s)

比较(14)式和各个稳定条件下的特征矩阵可以发现,矩阵迭代计算的结果即为谐振腔变换矩阵的最大特征值对应的特征向量。特征值越大的向量,对应的损耗越小,激光场在谐振腔内往返传播时将收敛于该向量,这意味着可以通过求解 \mathbf{M} 最大特征值对应的特征向量,算出谐振腔内的稳定振荡模式。值得注意的是,矩阵计算不仅可以算出最终振荡模式包含的理想横模分量,还可以算出这些分量之间的能量比例和相位关系,这些结果是传统计算手段无法得到的。矩阵计算 2×10^4 次所用的时间约为 0.5241 s,达到平面波角谱计算速度的 1×10^4 倍以上,能大大提高模拟研究的效率。

4 结 论

基于谐振器内非均匀介质的耦合效应,提出一种用于计算谐振腔内稳定振荡模式的矩阵算法,并建立了一个 LD 端面抽运固体激光器模型,对矩阵计算进行了模拟研究。用具有复振幅透射率的薄透镜表示谐振腔内的光学介质,用多个理想横模分量的线性叠加表示往返传播的激光场,将激光场写成了向量形式,向量中的元素为理想横模分量的叠加系数。简单介绍了耦合效应的耦合矩阵,并在此基础上给出了矩阵计算的思路,指出通过矩阵计算可以求出谐振腔内稳定振荡的模式。在 LD 端面抽运固体激光器模型中对 LGB 的输出进行了矩阵计算,计算结果与理论模式符合得很好,侧面证明了非均匀介质耦合效应的存在。矩阵计算还可以算出最终振荡模式包含的理想横模分量,并算出这些分量之间的能量比例和相位关系,这些结果是传统计算手段无法得到的。矩阵计算 2×10^4 次所用的时间约为 0.5241s,达到平面波角谱计算速度的 1×10^4 倍以上。

参 考 文 献

- [1] Zhou Bingkun, Gao Yizhi, Chen Tirong, *et al.* Laser principle[M]. Beijing: National Defense Industry Press, 2007: 4-9, 70-73.
周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2007: 4-9, 70-73.
- [2] Chen Peifeng, Qiu Junlin. Coupling and coherence between resonance modes induced by inhomogeneous medium and gain saturation[J]. Acta Optica Sinica, 1995, 15(9): 1181-1184.
陈培锋, 丘军林. 谐振腔内非均匀介质和增益饱和引起的谐振模式的耦合和相干[J]. 光学学报, 1995, 15(9): 1181-1184.
- [3] Paschotta R. Beam quality deterioration of lasers caused by intracavity beam distortions[J]. Optics Express, 2006, 14(13): 6069-6074.
- [4] Klaassen R T, de Jong J, van Exter M. Transverse mode coupling in an optical resonator[J]. Optics Letters, 2005, 30(15): 1959-1961.
- [5] Ma Yangwu, Zhou Jianying. A new concept and new means of selecting traverse mode[J]. Laser Technology, 1992, 16(3): 133-138.
马养武, 周建英. 一种新的横模选择概念与方法[J]. 激光技术, 1992, 16(3): 133-138.
- [6] Hu A J, Lei J, Chen P F, *et al.* Numerical investigation on the generation of high-order Laguerre-Gaussian beams in end-pumped solid-state lasers by introducing loss control[J]. Applied Optics, 2014, 53(33): 7845-7853.
- [7] O'Neil A T, Courtial J. Mode transformations in terms of the constituent Hermite-Gaussian or Laguerre-Gaussian modes and the variable-phase mode converter[J]. Optics Communications, 2000, 181(1): 35-45.
- [8] Deng Qian, Zhao Lixin, Tang Yan, *et al.* Simulation analysis on influencing factors of fringe quality by displacement talbot lithography[J]. Acta Optica Sinica, 2016, 36(12): 1205001.
邓茜, 赵立新, 唐燕, 等. 扫描积分塔尔博特光刻条纹质量影响因素模拟分析[J]. 光学学报, 2016, 36(12): 1205001.
- [9] Wang Zheng, Xin Jingtao, Wu Zhiqiang. Accurate measurement of photon orbital angular momentum carried by helical beams through spatial light modulator[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(8): 080902.
王铮, 辛璟焘, 邬志强. 利用空间光调制器实现螺旋光束轨道角动量的精确测量[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(8): 080902.
- [10] Xu Qiang, Pan Feng, Huang Li, *et al.* Analyzing of the optical field of vectorial structure of Laguerre-Gaussian beams by angular spectrum method[J]. Chinese J Lasers, 2017, 44(8): 0805001.
徐强, 潘丰, 黄莉, 等. 角谱法分析盖尔高斯光束矢量远场特性[J]. 中国激光, 2017, 44(8): 0805001.
- [11] Siegman A E. Lasers[M]. Mill Valley: University Science Books, 1986: 295-296.
- [12] Lü Naiguang. Fourier optics[M]. Beijing: China Machine Press, 2006: 120-125.
吕乃光. 傅里叶光学[M]. 北京: 机械工业出版社, 2006: 120-125.