

二维无序介质中横磁模的谱线宽度随 抽运强度的变化特性^{*}

王可嘉 张清泉 吕健滔 杜泽明 刘劲松[†]

(华中科技大学 武汉光电国家实验室, 光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

(2007 年 7 月 26 日收到, 2007 年 9 月 15 日收到修改稿)

基于随机激光时域理论, 数值研究了二维随机激光器中横磁模式的输出光谱线宽度, 获得了谱线宽度与抽运强度的关系曲线, 由此曲线可以计算横磁模式的很多特征参数. 从谱线宽度的角度来看, 横磁模式的输出特性结果与已有的横电模式结果相比, 横磁模式具有较好的输出特性.

关键词: 随机激光器, 偏振, 谱线宽度, 无序介质中的光学效应

PACC: 4220, 4225J, 4265C, 3270J

1. 引 言

近年来, 随机激光器作为一种新型的无腔微小激光器, 由于其特殊的物理机理和深刻的物理意义引起了学术界的广泛关注^[1-13]. 根据传统激光理论, 由于散射的存在, 光腔内的激光模式会发生畸变, 从而使损耗增大, 影响了激光器的输出特性. 然而对于随机激光器而言, 是不存在传统意义上的光腔, 激光受激辐射放大来源于光波的散射尤其是多重散射产生的相干反馈^[10]. 对于一个强无序的增益介质, 光波在其内部传播过程中, 一方面由于经过多次散射而形成了光的 Anderson 局域现象^[14] (这样的光波模式通常称之为局域模, 也称为准态模^[12]), 另一方面由于是增益介质, 光波在其局域位置会得到放大, 从而形成受激辐射行为. 近年来, 随机激光辐射的实验成果不断被报道出来, 所选取的无序增益介质主要有 ZnO 半导体团簇^[2]、ZnO 半导体薄膜^[3]、掺 TiO₂ 颗粒的固体染料^[4] 等类型. 理论方面, 各种解释实验现象和预测新现象的理论模型建立起来^[8-10], 例如具有增益项的扩散方程、解析近似方法、混沌激光腔理论、量子理论、Anderson 局域模型和时域理论等.

上述这些理论中, 时域理论应用最为广泛, 其基本原理是将 Maxwell 方程组中旋度方程与速率方程

相结合, 利用时域有限差分法 (FDTD)^[10] 进行数值计算. 这种模型能够直观和全面地描述相干反馈随机激光辐射的很多特性, 包括随机激光辐射的频谱特性^[10]、准态模的空间分布特性^[10]、热腔模相对于冷腔模的频率牵引效应^[11]、随机激光辐射的动态响应与弛豫振荡效应^[11] 以及随机激光频谱的形态依赖性^[15]、时间演化特性^[16, 17]、模式选择特性^[18, 19]、模式阈值特性^[20, 21]、偏振依赖性^[22, 23] 以及随机激光对各向异性散射颗粒空间取向的依赖性^[24] 等.

利用时域理论处理随机激光器问题时, 激光器模型大多以二维随机结构型为主, 这是因为在实验方面, 薄膜型随机激光器的报道居多, 而且这种类型的随机激光器应用前景较为广泛^[2-4]. 2005 年, 刘劲松等人^[18] 讨论了二维随机介质中准态模的频谱时间演化特性, 得出结论: 平面随机介质的冷腔特性与传统光腔中模式的产生、选择和演化特性非常相似. 2006 年, 刘劲松等人^[21] 研究了二维随机激光器的模式选择、阈值以及饱和特性. 结果表明这种二维随机激光器的辐射行为与传统激光器相似, 其模式的强度随抽运速率的变化不仅有阈值特性, 而且具有饱和特性. 但该种激光器的选模方式在很大程度上与传统激光器是不同的. 这两篇文章对二维随机激光器辐射特性的研究均是基于对辐射光强度与抽运强度关系的讨论, 忽略了模式辐射谱线宽度的研究. 根

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60778003)资助的课题.

[†] 通讯联系人. E-mail: jslu4508@vip.sina.com

据传统激光理论,辐射光谱线宽度是表征模式以及输出光的质量一个重要物理量.2006年,Liu等人^[19]讨论了横电(TE)模式定义为光波的电场分量在二维平面内,磁场分量垂直于二维平面)模辐射谱线宽度的特性,给出该模式谱宽与抽运速率的关系.本文将讨论横磁(TM)模式定义为光波的磁场分量在二维平面内,电场分量垂直于二维平面)模谱线宽度与抽运强度的变化关系,从而得到整个二维随机激光系统输出光的阈值、演化以及饱和特性.

2. 理论模型

考虑一个二维平面随机介质,如图1所示,由半径为 r ,折射率为 n_2 的圆形散射颗粒随机分布在折射率为 n_1 的均匀介质中而构成.定义散射颗粒总面积占随机介质面积的比为随机介质的表面填充率 Φ ,它同颗粒半径、密度以及介质的面积有关.令背景介质和散射颗粒的折射率分别为 $n_1 = 1$ 和 $n_2 = 1.5$.若介质的参数 r, l, Φ, n_1 和 n_2 给定后,则有无穷多种具有不同随机构型的随机介质与之对应.图1给出了一个 $l = 5.5 \mu\text{m}$, $r = 60 \text{ nm}$ 和 $\Phi = 40\%$ 的正方形随机介质.其中背景介质选择为增益介质,这一假设与掺散射颗粒染料随机激光器对应.

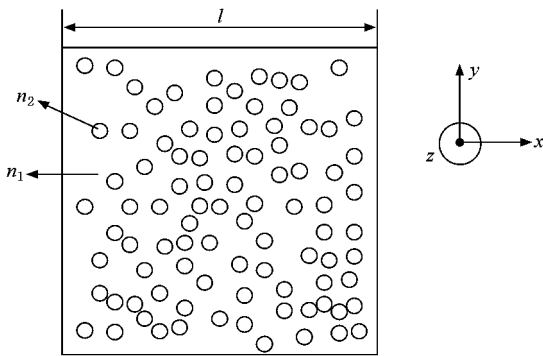


图1 二维随机介质(参数: $n_1 = 1, n_2 = 1.5, l = 5.5 \mu\text{m}, r = 60 \text{ nm}$ 和 $\Phi = 40\%$)

如果仅限于研究二维横磁(TM)模,从 Maxwell 方程出发,辐射光的电场和磁场分量满足

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} = -\mu_0 \frac{\partial H_x}{\partial t}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} = \mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad (2)$$

$$\epsilon_i \epsilon_0 \frac{\partial E_z}{\partial t} + \frac{\partial P_z}{\partial t} = \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y}, \quad (3)$$

其中, P_z 为 z 方向上的极化强度, ϵ_i 为相对介电常数, $\epsilon_i = n_i^2$ ($i = 1, 2$, 表示背景介质和散射颗粒).对于四能级激光系统,横磁模满足的速率方程为

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{N_2}{\tau_{21}} - W_p N_1, \quad (4)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = \frac{N_3}{\tau_{32}} - \frac{N_2}{\tau_{21}} - \frac{E_z}{\hbar\omega_l} \cdot \frac{dP_z}{dt}, \quad (5)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = \frac{N_4}{\tau_{43}} - \frac{N_3}{\tau_{32}} + \frac{E_z}{\hbar\omega_l} \cdot \frac{dP_z}{dt}, \quad (6)$$

$$\frac{dN_4}{dt} = W_p N_1 - \frac{N_4}{\tau_{43}}, \quad (7)$$

其中 W_p 为抽运速率; N_i ($i = 1, 2, 3, 4$) 为各能级粒子数密度; τ_{21}, τ_{32} 和 τ_{43} 分别是能级 2, 3 和 4 的寿命; $(E_z/\hbar\omega_l) dP_z/dt$ 表征了受激辐射速率; ω_l 是能级 2 和 3 之间的跃迁频率.

另外,极化强度 P_z 同时满足以下的动力学方程:

$$\frac{d^2 P_z}{dt^2} + \Delta\omega_l \frac{dP_z}{dt} + \omega_l^2 P_z = k\Delta N E_z, \quad (8)$$

其中 $\Delta N = N_2 - N_3$ 为单位体积内激光上、下能级的粒子数差; $\Delta\omega_l = 1/\tau_{32} + 2/T_2$ 是激光辐射频谱的半高全宽, T_2 为横向弛豫时间, k 为常数,满足 $k = 6\pi\epsilon_0 c^3 (\omega_l^2 \tau_{32})$.

应用时域有限差分法(FDTD),我们可以联立地求解以上 Maxwell 方程组和速率方程.为表征整个系统为开放系统,边界条件选取完全匹配层(PML)^[25].选取空间步长为 $\Delta x = \Delta y = 10 \text{ nm}$,时间步长为 $\Delta t = \Delta x/(2c) = 1.667 \times 10^{-17} \text{ s}$.在时间区域 $[t, t + \Delta t]$ 内,将每一个时刻所有格点处的 E_z 相加,从而获得不同时刻的电场值.为获得电场的频谱分布,可将该时间段的电场值做 Fourier 变换.具体计算时其他参数值为 $T_2 = 2 \times 10^{-14} \text{ s}$; $N_T = \sum_{i=1}^4 N_i = 3.313 \times 10^{24} \text{ m}^{-3}$; $\tau_{21} = 5 \times 10^{-12} \text{ s}$; $\tau_{32} = 1 \times 10^{-10} \text{ s}$; $\tau_{43} = 1 \times 10^{-13} \text{ s}$ 和 $\nu_l = \omega_l/2\pi = 6.45 \times 10^{14} \text{ Hz}$ ($\lambda_0 = 464.46 \text{ nm}$).

3. 结果与分析

首先我们计算在不同抽运速率下横磁模的频谱分布,结果在图2中给出.选取两个主要模式 $\lambda_{M1} = 464.9 \text{ nm}$ 和 $\lambda_{M2} = 464.1 \text{ nm}$ 为研究对象.

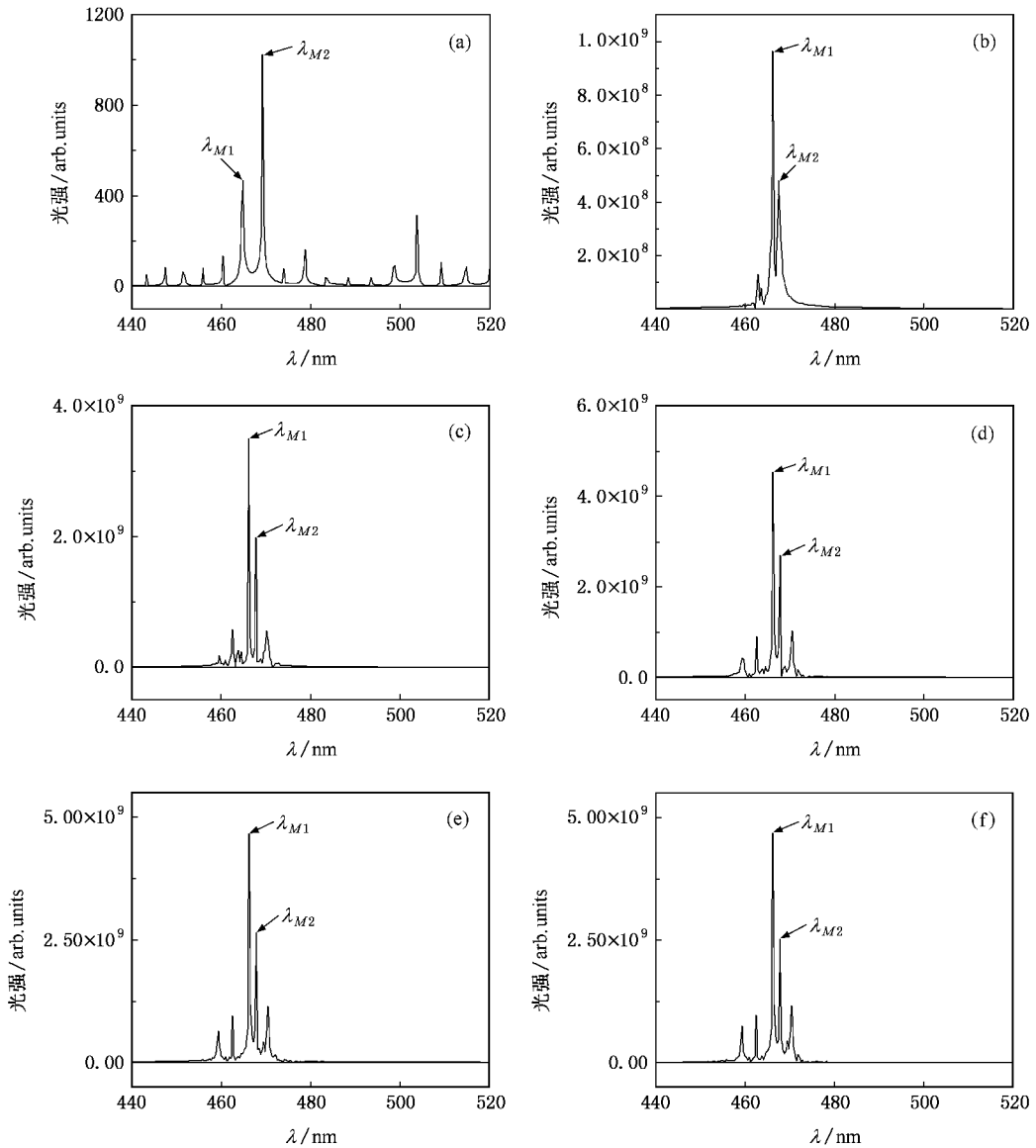


图2 横磁模随抽运速率增大而变化的频谱图 (a) $W_p = 1 \times 10^9$ (b) $W_p = 1 \times 10^{10}$ (c) $W_p = 1 \times 10^{11}$ (d) $W_p = 1 \times 10^{12}$ (e) $W_p = 1 \times 10^{13}$ (f) $W_p = 1 \times 10^{14}$

图2(a)–(f)给出了两个激光模式 λ_{M1} 和 λ_{M2} 从自发辐射到小信号增益,再到饱和的过程.图2(a)中,系统抽运速率 $W_p = 1 \times 10^9$,此时整个系统没有进入受激辐射状态,即抽运速率低于阈值,两个模式谱线的宽度很宽;图2(b)中,系统已进入了受激辐射状态,两个模式(尤其是 λ_{M1} 模式)的谱线宽度明显降低.随着抽运速率的增大直到 $W_p = 1 \times 10^{12}$,两种模式进入了饱和状态,谱线宽度没有明显的变化;另外光强方面,峰值的相对值从抽运速率 $W_p = 1 \times 10^{12}$ 开始,一直稳定在 $I_{\lambda_{M1}}/I_{\lambda_{M2}} = 1.6$ 左右.证明此时整个系统都进入了一种稳态输出的状态.

为进一步考察系统辐射光谱线宽度随抽运速率的变化行为,我们选取模式 λ_{M1} (因为此模式阈值最低,进入饱和状态最快)的谱线宽度为研究对象,给出其与抽运强度 W_p 的关系,如图3所示.

由图3可以清晰地看出整个系统中横磁偏振模式辐射光的输出行为.通过对辐射光谱线宽度考察,随着抽运速率的增加,该模式经历了小信号增益,受激辐射以及饱和过程.在阈值附近,模式的谱线宽度有明显的变化,由此也可求得阈值为 $3.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$.由图还可以知道,横磁模进入饱和状态快,抽运功率从阈值时的 $3.8 \times 10^9 \text{ s}^{-1}$ 变化到 $5.7 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$ 后,谱线宽度没有明显的变化,稳定在 0.40 nm 左右,此时

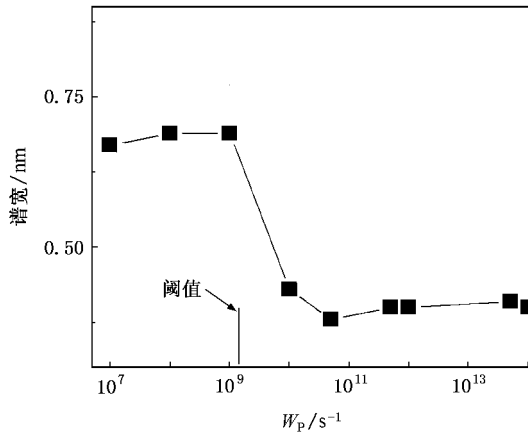


图3 横磁模式辐射光谱线宽度随抽运速率变化图

整个系统中.在文献[19]中,二维随机激光器的横电模式的阈值为 $1.38 \times 10^{10} \text{ s}^{-1}$,进入饱和状态时抽运功率为 $6.5 \times 10^{11} \text{ s}^{-1}$,稳定输出谱线宽度为 0.47 nm .对比这两种模式的输出光特征参数,我们发现对于一个二维随机激光系统,从阈值、进入饱和状态速度

和输出谱线宽度等方面来看,横磁模输出光优于横电模输出光.

4. 结 论

本文以 Maxwell 方程同速率方程相结合而建立的随机激光时域理论为基础,研究了二维随机激光器中横磁模式的输出光谱线宽度与抽运功率的关系特性.结果显示了该偏振状态输出从小信号增益到受激辐射,再到饱和状态的过程.根据谱线宽度与抽运功率的关系图,我们可以计算系统中某一横磁模式的阈值,进入饱和状态时的抽运功率等参数.利用计算结果与文献[19]进行对比可以得到以下结论:对于输出光谱线宽度,稳态输出时横磁模的谱线都比横电模窄.上述结果表明,对于二维随机激光器而言,横磁模比起横电模来说有较低的抽运阈值,能够优先振荡.适当控制抽运速率能够实现仅有横磁模这一种偏振方式的随机激光.

- [1] Lawandy N M, Balachandran R M, Gomes A S, Sauvain E 1994 *Nature* **368** 436
- [2] Cao H, Xu J Y, Zhang D Z, Chang S H, Ho S T, Seelig E W, Liu X, Chang R P H 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 5584
- [3] Cao H, Zhao Y G, Ong H C, Ho S T, Dai J Y, Wu J Y, Chang R P H 1998 *Appl. Phys. Lett.* **73** 3656
- [4] Cao H, Zhao Y G, Ho S T, Wu J Y, Chang R P H 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 2278
- [5] Wiersma D S 2000 *Nature* **406** 132
- [6] Cao H, Zhao Y G, Ong H C, Chang R P H 1999 *Phys. Rev. B* **59** 15107
- [7] Cao H, Ling Y, Xu J Y, Ho S T, Wu J Y 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 4524
- [8] Wiersma D S, Lagendijk A 1996 *Phys. Rev. E* **54** 4256
- [9] Hackenbroich G, Viviescas C, Haake F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 083902
- [10] Jiang X Y, Soukoulis C M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 70
- [11] Soukoulis C M, Jiang X, Xu J Y, Cao H 2002 *Phys. Rev. B* **65** 041103
- [12] Vanneste C, Sebbah P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 183903
Sebbah P, Vanneste C 2002 *Phys. Rev. B* **66** 144202
- [13] Letokhov V S 1968 *Sov. Phys.* **26** 835
- [14] John S 1991 *Phys. Today* **44** 32
- [15] Liu J S, Wang C, Lu J T, Wang K J, Liu H 2004 *Phys. Lett. A* **333** 395
- [16] Liu J S, Wang H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4224 (in Chinese)[刘劲松、王宏 2004 物理学报 **53** 4224]
- [17] Liu J S, Wang C, Wang K J, Wang H, Lv J T 2004 *Chin. Laser* **Z31** 26 (in Chinese)[刘劲松、王春、王可嘉、王宏、吕键滔 2004 中国激光(增刊) **31** 26]
- [18] Liu J S, Liu H, Wang C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 3116 (in Chinese)[刘劲松、刘海、王春 2005 物理学报 **54** 3116]
- [19] Liu J S, Zheng X 2006 *Optics Communications* **268** 294
- [20] Liu J S, Liu H 2006 *J. Modern Optics* **53** 1429
- [21] Liu J S, Liu H, Wang C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 4123 (in Chinese)[刘劲松、刘海、王春 2006 物理学报 **55** 4123]
- [22] Liu J S, Zheng X, Wang C 2007 *J. Opt. A: Pure Appl.* **9** 658
- [23] Wang C, Liu J S 2006 *Phys. Lett. A* **353** 269
- [24] Liu J S, Wang C, Zheng X 2006 *Phys. Rev. B* **73** 195110
- [25] Ge D B, Yan Y B 2002 *Finite-difference time-domain method for electromagnetic wave* (Xi'an: Press of Xidian University [葛德彪、闫玉波 2002 电磁波有限使用差分法(西安电子科技大学出版社])

Dependence of spectral width of TM-polarization lasing modes on pumping intensity in two-dimensional random media^{*}

Wang Ke-Jia Zhang Qing-Quan Lü Jian-Tao Du Ze-Ming Liu Jin-Song[†]
(*Wuhan National Laboratory for Optoelectronics, School of Optoelectronics Science and Engineering,
Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China*)
(Received 26 July 2007 ; revised manuscript received 15 September 2007)

Abstract

The spectral width of transverse magnetic (TM) lasing modes in two-dimensional random media is theoretically investigated by using the time-dependent theory. The evolution curve of the spectral width of TM-polarization modes versus the pump intensity is obtained from which one can calculate some characteristic parameters of the emission, e. g. the threshold. The results show that, from the view of spectral width, the emission of the TM-polarization lasing modes have better out-put property than that obtained previously with TE-polarization.

Keywords : random lasers, polarization, spectral width, optical properties in disorder media

PACC : 4220, 4225J, 4265C, 3270J

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60778003).

[†] Corresponding author. E-mail : jslu4508@vip.sina.com