

文章编号: 0258-7025(2007)03-0364-06

增益随机散射介质中的非相干辐射

叶云霞^{1,2}, 范滇元¹

(¹ 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800; ² 江苏大学机械工程学院, 江苏 镇江 212013)

摘要 用蒙特卡罗方法仿真了增益随机散射体中的非相干辐射, 观察了非相干随机激光的特性。当抽运能量超过一定阈值时, 散射体的整体辐射谱突然变窄; 随着抽运能量继续增大, 在光滑谱背景上会出现分离尖峰; 散射体内空间某位置处频率组成不是单一的; 辐射谱中某单个频率的空间方向分布和位置分布比较广。增益随机散射体中产生的非相干随机激光本质上既不同于无反馈的普通放大自发辐射, 又不同于相干反馈形成的常规激光。解释了非相干随机激光辐射谱上出现分离尖峰的原因, 出现这种现象是由于少数光子在增益散射体中经历较多次数散射后得到了相对充分的放大。

关键词 激光技术; 随机激光; 非相干辐射; 蒙特卡罗; 散射

中图分类号 O 432.1; TN 241; O 242.2 **文献标识码** A

Incoherent Radiation of Amplifying Random Media

YE Yun-xia^{1,2}, FAN Dian-yuan¹

(¹ Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)
(² College of Mechanical Engineering, Jiangsu University, Zhenjiang, Jiangsu 212013, China)

Abstract Incoherent radiation of amplifying random media is investigated using Monte Carlo simulation and the characteristics of random laser are observed. The entire emission spectra of random media become narrow abruptly when pumping energies exceed certain threshold values, and when the pumping energies further increase, distinct sharp peaks emerge on spectrum background. The intensity of a certain spatial point within the scattering media is contributed from emissions of many frequencies. And the intensity of single frequency of the entire spectrum is contributed from emissions with wide spatial and angle ranges. It has been pointed out that the incoherent radiation of amplifying random media is essentially different from amplified spontaneous emission without any feedback as well as conventional resonant-feedback laser. The explanation on distinct sharp peaks is that rare photons have experienced rather more scattering events and longer paths in amplifying random media, and these photons accumulate more gain.

Key words laser technique; random laser; incoherent radiation; Monte Carlo; scatter

1 引言

自 20 世纪 60 年代末 Letokhov 用解带增益项的扩散方程的方法预测了增益随机体系中会产生类似激光的辐射以后^[1,2], 科研人员在固体粉末、染料溶胶、半导体粉末等随机体系中观察到激发能量超过一定阈值, 辐射谱大幅变窄的现象^[3~6], 称之为“随机激光”。此后, 研究增益随机介质中类激光辐射成为一个研究热点。现有对随机激光的理论解释

有两类: 相干辐射^[7]和散射体增强的放大非相干辐射^[4,8]。理论研究方法主要有, 解带增益项的扩散方程^[1,2]、时域有限差分法 (FDTD) 解麦克斯韦 (Maxwell) 方程^[7,9], 蒙特卡罗仿真^[8,10]等。其中, 蒙特卡罗法通过精确跟踪光子在随机体系中的全路径, 已成功地用非相干辐射解释了随机激光的阈值行为和谱变窄等现象。本文根据蒙特卡罗法原理, 用 Visual C++ 编写程序仿真了增益随机散射体中的非相干辐射, 计算了抽运能量不同时, 增益随机散

收稿日期: 2006-05-11; 收到修改稿日期: 2006-09-19

作者简介: 叶云霞 (1978—), 女, 江苏人, 博士研究生, 主要从事流体激光器方面研究。E-mail: yezilijin@163.com

导师简介: 范滇元 (1939—), 男, 江苏常熟人, 研究员, 中国工程院院士, 从事大型激光装置的研制及应用。

E-mail: fandy@smmail.cn

射体整体辐射的频谱、空间位置分布和空间角度分布。观察到当抽运能量超过一定值,辐射谱的半峰全宽(FWHM)会突然变窄,且当抽运能量继续增大时,光滑的谱背景上会出现分离尖峰。另外,对非相干随机激光辐射谱从空间和频率的角度进行了分解研究,计算了空间某单一位置处的频谱以及辐射谱中单个频率光强的空间位置分布和角度分布,从一个新角度研究了随机激光的性质。

2 物理模型

随机体系由染料有机溶液中分散有均一圆形散射颗粒组成,激活介质粒子数分数 C 为 $3 \times 10^{23} \text{ m}^{-3}$, 散射颗粒的颗粒掺杂 N_s 为 $1.4 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, 颗粒半径 R 为 60 nm , 颗粒折射率 n_2 为 1.9 , 溶液折射率 n_1 为 1.4 , 整个随机体系所处的环境折射率为 n_0 。由于只研究散射、增益和吸收对辐射的影响,所以将环境折射率 n_0 设置为与 n_1 相同,以排除界面反射对光在随机散射体内传输的影响。液体试样厚度为 1 cm , 抽运光波长 λ_p 为 532 nm , 横截面上能量服从高斯分布,入射面处光斑半径 r_{inc} 为 $50 \mu\text{m}$, 假设为平行正入射,辐射光从入射面处搜集。随机体系的横向尺寸远大于光斑半径,因此忽略侧面边界对光在随机体系中传输的影响。设抽运光为单脉冲入射,脉冲宽度 τ 远小于激活介质上能级寿命 τ_0 。现在超短脉冲技术的发展使得抽运脉宽 τ 能达到飞秒量级,远小于大多增益介质的荧光寿命,因此假设 $\tau \ll \tau_0$ 是符合实际情况的。染料有机增益随机体系中染料分子的 S_1 态辐射寿命为纳秒量级, $\tau \ll \tau_0$ 的条件很容易满足。抽运单脉冲入射能量为 E_{inc} , 取 $0.5 \mu\text{J}$, $1.0 \mu\text{J}$, $1.5 \mu\text{J}$, $2.3 \mu\text{J}$, $3.0 \mu\text{J}$ 。假设染料分子为标准的四能级系统,粒子只分布在基态和激光上能级上,基态上粒子数密度为 N_0 , 激发态上粒子数密度为 N_2 , 这样 $N_0 + N_2 = C$ 。

仿真过程分抽运过程和增益随机体辐射过程。由于 $\tau \ll \tau_0$, 忽略抽运过程中激活介质上能级粒子数因辐射而减少的量。计算中用到的随波长变化的吸收截面 $C_{\text{abs}}(\lambda)$, 辐射截面 $C_{\text{emi}}(\lambda)$ 以及染料分子的荧光谱取自文献[11]。光子在增益随机体系中两次散射之间的平均距离 l 取为 $-l_{\text{tr}} \ln(\xi)$, ξ 为 $0 \sim 1$ 之间均匀分布的随机数, l_{tr} 为传输平均自由程,由于本文中固体颗粒散射不对称因子 g 比较小,因此 $l_{\text{tr}} \approx l_s^{[12]}$, l_s 为散射自由程,其值为

$$l_s = 1/(N_s C_{\text{sca}}), \quad (1)$$

式中 C_{sca} 是根据米氏(Mie)理论^[13] 计算得到的颗粒散射截面。每次散射事件发生后光子的散射角 θ 也根据米氏理论计算得到,散射后方位角 φ 从 $0 \sim 2\pi$ 中均匀抽取。

在抽运阶段,抽运能量被分为 N_p 个能量包,每个能量包的初始权重 p 为

$$p = E_{\text{inc}} \lambda_p / (hc N_p), \quad (2)$$

式中 h, c 分别为普朗克常量和光速。 N_p 值的选择要综合考虑保证抽运结果不失真和计算时间不能太长,这里取 $N_p = 10^6$, 每一次抽运的计算时间大约为 2 h 。能量包在入射面处的初始位置抽取服从高斯分布,初始入射角为 0° 。在增益散射体内,能量包被固体颗粒散射,两次散射之间因被激活介质吸收而损耗,因此移动一步后能量包的权重 p 变为

$$p = p_0 \exp[-C_{\text{pabs}} N_0(x, y, z) l], \quad (3)$$

式中 C_{pabs} 为抽运波长处工作介质的吸收截面, p_0 为光子步进前的权重。能量包此时所处位置处的基态上粒子数密度 $N_0(x, y, z)$ 和激发态粒子数密度 $N_2(x, y, z)$ 也要相应地更新。经过抽运仿真以后,在增益随机介质中形成一个上能级粒子数 N_2 沿纵向和横向有一定分布的增益区, $N_2(x, y, z)$ 作为辐射阶段仿真的输入量。

在辐射阶段,首先根据染料分子的荧光谱分布选择每个辐射光子的波长 λ , 辐射光子的初始位置 (x, y, z) 则根据增益区的分布选取,初始散射角 θ 和初始方位角 φ 分别在 $0 \sim \pi$ 和 $0 \sim 2\pi$ 之间均匀抽取。当散射发生后,两次散射事件之间辐射光子要经历损耗和增益,与抽运过程类似,光子的权重 p 更新为 $p = p_0 \exp[-C_{\text{abs}} N_0(x, y, z) l + C_{\text{emi}} N_2(x, y, z) l]$,

(4)

光子所处位置处的基态和激发态上的粒子数密度 N_0 和 N_2 也要相应地更新。

3 计算结果

图 1(a), (b) 为自发辐射(SPE)以及抽运脉冲能量分别为 $0.5 \mu\text{J}$, $1.0 \mu\text{J}$, $1.5 \mu\text{J}$, $2.3 \mu\text{J}$ 和 $3 \mu\text{J}$ 时随机散射体的辐射谱。如图所示,当抽运能量比较低的时候,只能观察到放大自发辐射,自发辐射在空间分布上比较接近抽运光强空间分布(本文抽运光强服从高斯分布)。而当抽运能量加强时,由于放大作用增强,辐射加强辐射谱变窄;当抽运能量超过一定值后,除了辐射谱变窄外,光滑辐射谱背景上出现分离的谱尖峰,且抽运能量越强,分离尖峰强度和数

目都会增加。图 1(c), (d) 分别为半峰全宽和辐射谱峰值强度随抽运能量的变化。没有考虑分离尖峰的对整个半峰全宽和峰值强度的影响, 峰值强度和半峰全宽按辐射谱曲线的内包络取值。结合图 1

(a), (b) 和 (c), (d) 可以看出对于文中讨论的随机体系, 阈值抽运能量 $E_{th} \approx 1.0 \mu\text{J}$, 当 $E_{inc} \geq E_{th}$ 辐射谱的半峰全宽和峰值强度产生突变。

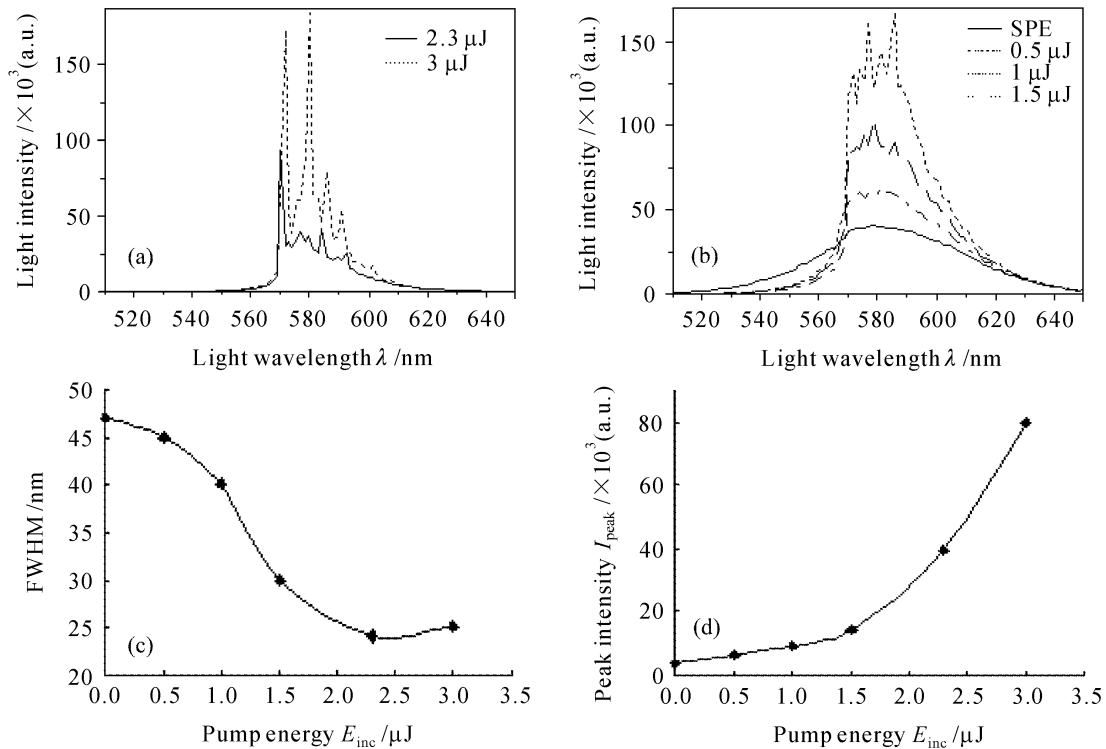


图 1 不同抽运能量时的辐射谱(a), (b)和半峰全宽(c)及辐射峰值(d)

Fig. 1 Calculated emission spectra (a), (b), FWHM (c) and peak energies (d) at different pumping energies

图 2 给出了能量低于阈值和高于阈值时, 增益随机散射体辐射强度的空间角度分布和位置分布。当抽运能量低于阈值时, 出射面上辐射能量的空间位置分布和角度分布都比较连续, 只有少数点出现能量尖峰; 而当能量高于阈值以后, 能量尖峰数目越来越多, 强度值也越来越大。对各空间位置处能量尖峰的频率组成分析如图 3 所示, 频率组成不是单一的, 具有一定的谱宽。

4 对增益随机散射体中非相干辐射的分析和讨论

4.1 非相干随机激光性质分析

只考虑增益散射体中基态粒子对辐射的吸收, 不考虑除此以外的其他吸收损耗, 则光子寿命范围内, 光子权重(表征光强)变化遵循

$$p(\lambda) = p_0(\lambda) \exp\left\{\int \left[-C_{abs}(\lambda)N_0(x, y, z) + C_{emi}(\lambda)N_2(x, y, z)\right] dl\right\} \quad (5)$$

指数规律, 式中 $p_0(\lambda)$ 为初始权重, 这里取为 1。对在增益线宽范围内的辐射, 抽运能量 E_{inc} 增加, 会从三

方面有利于光的放大和辐射谱变窄: 1) E_{inc} 增加, 增益区内上能级粒子数密度 N_2 增加, 两次散射之间的增益系数 $C_{emi}(\lambda)N_2$ 增加, 且 $C_{emi}(\lambda)$ 取较大值处辐射优先放大; 2) N_2 的增加, 意味着激活介质基态上粒子数密度 N_0 减小, 也即吸收系数 $C_{abs}N_0$ 减小; 3) 抽运能量 E_{inc} 增加, 使得光在增益随机散射体内增益增加损耗减小, 结合散射体散射反馈, 会进一步延长光在增益区的滞留时间, 使其进一步被放大。这完全类似于普通激光器, 当腔内的损耗减小, 结合腔镜反射, 延长光子在光腔内的滞留时间形成正反馈。因此, 散射体反馈的存在是增益随机散射体辐射不同于无任何形式反馈的放大自发辐射的原因, 也是增益随机散射体非相干辐射有阈值行为的根本原因^[14]。

尽管增益随机散射体辐射具有阈值行为, 但是不同于普通增益介质产生的激光。微观上随机激光器中的散射体完全类似于常规激光器的腔镜。但是宏观输出性能上看, 由于散射体的散射方向和分布无序, 使得这些“散射体腔镜”不能选出特定的输出频率和输出方向的光。如图 2(c), (d) 所示, 抽运能

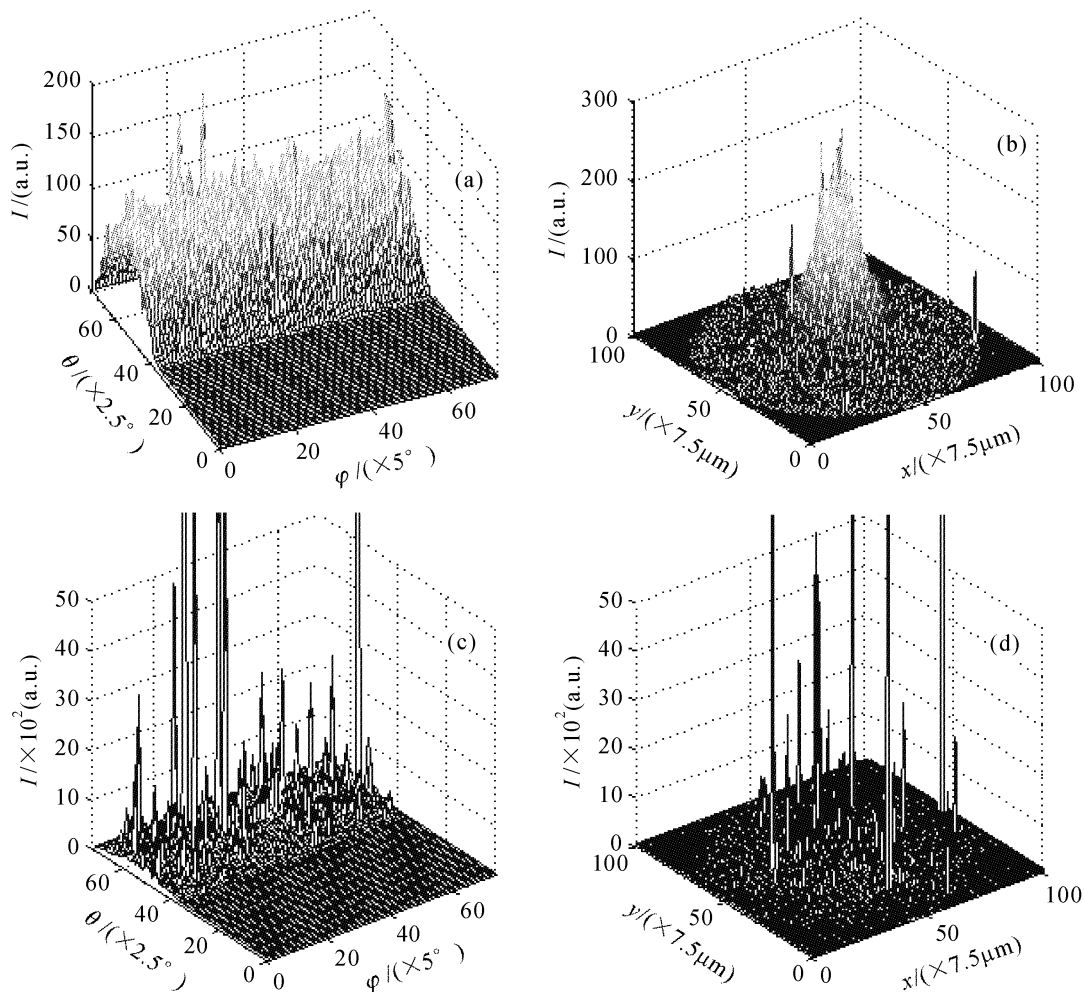


图 2 能量 $E_{\text{inc}} = 0.5 \mu\text{J}$ 时的空间角度分布(a)和位置(b)以及 $E_{\text{inc}} = 2.3 \mu\text{J}$ 时的空间角度分布(c)和位置(d)

Fig. 2 When $E_{\text{inc}} = 0.5 \mu\text{J}$, angle (a) and position (b) distributions of emission energy, when $E_{\text{inc}} = 2.3 \mu\text{J}$, angle (c) and position (d) distributions of emission energy

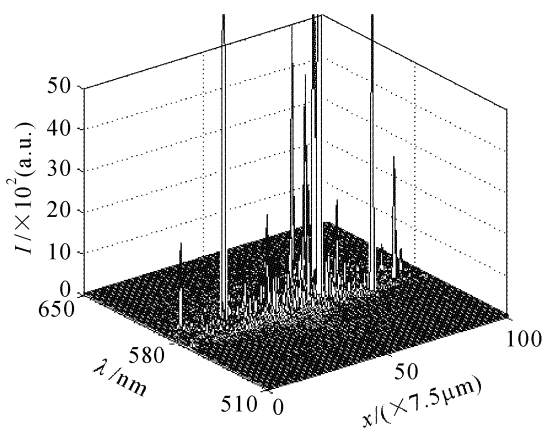


图 3 $E_{\text{inc}} = 2.3 \mu\text{J}$ 时不同空间位置处的频谱组成

Fig. 3 Spectra at different spatial positions when $E_{\text{inc}} = 2.3 \mu\text{J}$

量高于阈值时,在空间很多方向和位置处出现被放大的尖峰,它们的方向分布和位置分布都比较广。对于空间某个特定位置处,其频率组成不是单一的,而是具有一定的谱分布,如图 3 所示。对于辐射谱

中的某单一频率,其空间分布和角度分布也比较广,如图 4 所示。

4.2 对非相干随机激光辐射谱出现分离尖峰的分析

图 5(a)为经历不同散射次数的光子数目分布,峰值对应于受激辐射截面 $C_{\text{emi}}(\lambda)$ 峰值处。图 5(b)为不同散射次数对光强的贡献,其纵坐标是光强分布(光子数目与权重的乘积)。增益曲线中最大增益波长处的总辐射光子数和散射次数都比其他波长处大,而且在增益系数最大的波长附近,有少数光子经历了次数相对较多的散射,其他波长光子几乎全部集中在散射次数较少的部位。比较图 5(a),(b),可以很明显看到辐射谱大幅度变窄,以及辐射谱变窄与增益谱分布和散射次数的关系。增益系数小,使得光子在随机介质中存在时间很短,散射次数比较少,边缘波长处辐射在总辐射光强中比例非常小,进而使得辐射谱大幅变窄;增益谱峰值波长附近光子增益系数大,大增益系数会进一步延长光子在增益介质中的寿命,增加这些波长光子被散射的概率,进

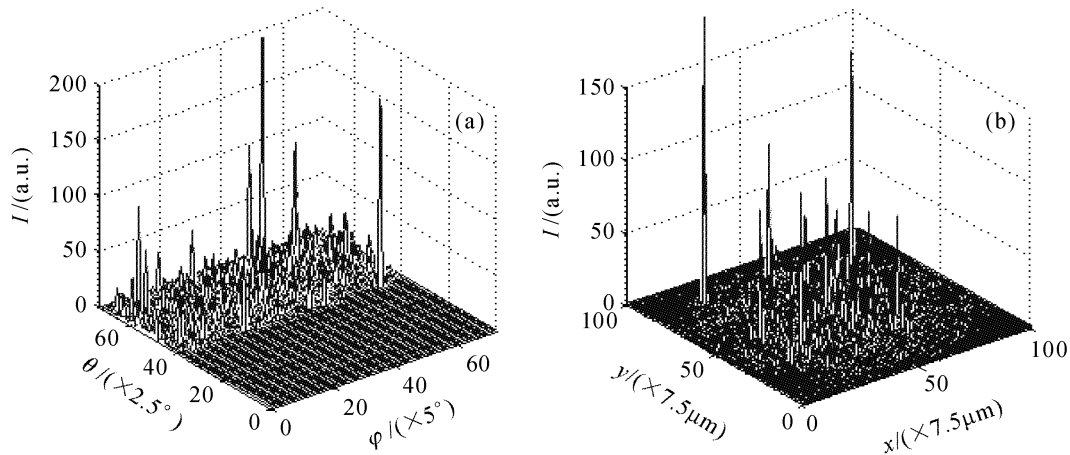


图 4 $E_{\text{inc}} = 1.5 \mu\text{J}$, $\lambda = 580 \text{ nm}$ 时辐射能量的空间位置分布和角度分布

Fig. 4 Angle and position distributions of single-frequency radiation at 580 nm when $E_{\text{inc}} = 1.5 \mu\text{J}$

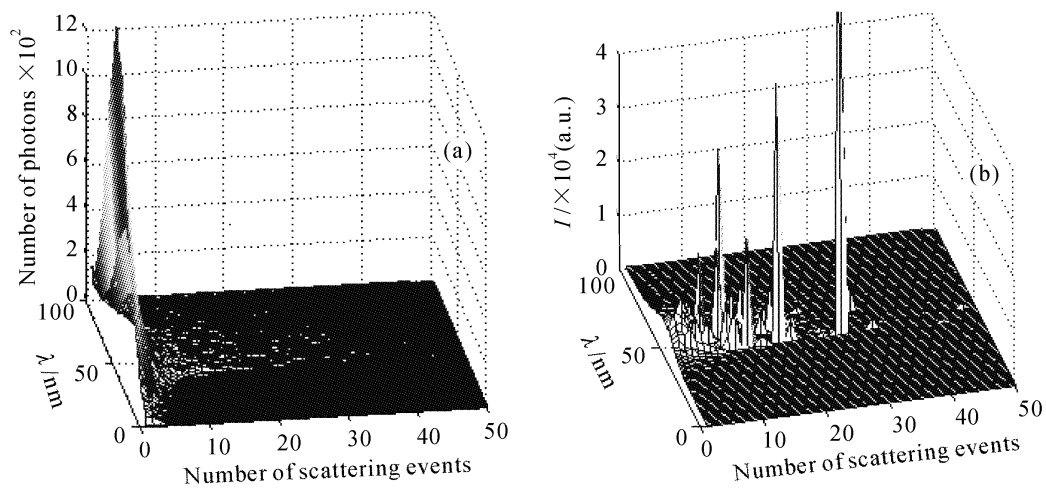


图 5 $E_{\text{inc}} = 3 \mu\text{J}$ 时经历不同散射次数的光子数分布(a)和对辐射强度的贡献(b)

Fig. 5 Distribution of photons experiencing (a) and emissions contributing (b) from different numbers of scattering events when $E_{\text{inc}} = 3 \mu\text{J}$

而增大散射次数,最终使得光强尖峰集中分布在增益谱峰值波长附近,如图 5(b)所示;在增益系数最大波长附近,尖峰并非出现在光子数目分布最密集的散射次数上,而是出现在散射次数大,但是经历该散射次数光子数目较少的部位。频率谱中的尖峰是极少数光子经历了较多次数散射和很长路径被放大所致,当抽运能量低、体系增益不强时,长路径散射对整体光强的贡献非常小,在谱辐射强度里面没有反映出来。而当抽运能量增加时,长路径散射在总辐射光强占很大比例,进而对该频率的辐射谱尖峰有明显贡献。因此,辐射谱中分离尖峰的形成是增益系数和散射次数相结合作用的结果,这与文献[8]的分析结果一致。

另外,由图 1(a),(b)还可发现,抽运能量较低时,辐射谱背景上分离尖峰出现在较长波长范围内,当抽运能量较高时,分离尖峰则移到较短波长处。

原因是当散射颗粒尺寸一定时,波长大小会影响光子在散射体系中的散射次数,进而影响分离尖峰的位置。波长越短散射截面越大,光散射越严重,在散射体系内散射次数越多。当体系抽运能量较低时,增益系数对分离尖峰出现的位置起决定作用,分离尖峰出现在增益系数最大值附近;而当抽运能量较高时,散射次数对分离尖峰出现的位置起主导作用,此时分离尖峰出现在波长较短的辐射谱范围内。

5 结 论

基于非相干辐射前提,用蒙特卡罗方法仿真了增益随机散射体的辐射。散射体反馈的存在,使得随机激光不同于常规的放大自发辐射;散射体的散射方向无序和分布无序,使得随机激光不同于常规的激光。这与前人的实验和理论研究结果一致。空

间某单一位置处频率组成不是单一的,有一定的谱宽;辐射谱中某单个频率其空间方向分布和位置分布比较广,这些结果从另一角度展示了随机激光的性质。随机激光辐射谱变窄是增益系数和散射次数综合作用的结果。光滑辐射谱背景中出现的分离独立尖峰是由于少数光子经历较多次数散射和较长路径放大而造成的。针对 $\tau \ll \tau_0$ 情况做了数值仿真,仿真过程中将抽运过程和辐射过程完全分开进行,如果 $\tau \ll \tau_0$ 条件不满足,则计算时抽运过程和辐射过程从时间上要交叉进行。

参 考 文 献

- 1 V. S. Letokhov. Stimulated emission of an ensemble of scattering particles with negative absorption [J]. *JETP Lett.*, 1967, **5**(8):212~215
- 2 V. S. Letokhov. Generation of light by a scattering medium with negative resonance absorption [J]. *Sov. Phys. JETP*, 1968, **26**(4):835~840
- 3 M. A. Noginov, Messaoud Bahoura, Natalia Noginova *et al.*. Study of absorption and reflection in solid-state random laser media [J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(21):4237~4243
- 4 N. M. Lawandy, R. M. Balachandran, A. S. L. Gomes *et al.*. Laser action in strongly scattering medium [J]. *Nature*, 1994, **368**(6470):436~438
- 5 H. Cao, J. Y. Xu, D. Z. Zhang *et al.*. Spatial confinement of laser light in active random media [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(24):5584~5587
- 6 Zhang Yu, Wang Gang, Cui Yiping *et al.*. Electrochemical deposition and stimulated emission of zinc oxide thin films [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(1):97~100
张宇,王刚,崔一平等. 氧化锌薄膜的电化学沉积法制备及受激发射研究[J]. *中国激光*, 2004, **31**(1):97~100
- 7 H. Cao, J. Y. Xu, S. H. Chang *et al.*. Transition from amplified spontaneous emission to laser action in strongly scattering media [J]. *Phys. Rev. E*, 2000, **61**(2):1985~1989
- 8 Sushil Mujumdar, Marilena Ricci, Renato Torre *et al.*. Amplified extended modes in random lasers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, **93**(5):053903-1~053903-4
- 9 Chun Wang, Jinsong Liu. Polarization dependence of lasing modes in two-dimensional random lasers [J]. *Phys. Lett. A*, 2006, **353**(3):269~272
- 10 Sushil Mujumdar, Stefano Cavalieri, Diederik S. Wiersma. Temperature-tunable random lasing; numerical calculations and experiments [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2004, **21**(1):201~207
- 11 F. P. Schafer. Dye Lasers [M]. Beijing: Science Press, 1987. 92~174
F. P. 舍费尔. 染料激光器[M]. 北京:科学出版社, 1987. 92~174
- 12 M. A. Noginov, M. Bahoura, N. Noginova *et al.*. Stimulated emission in scattering and composite dielectric media (random lasers): Effect of particle size [C]. *SPIE*, 2003, **5218**:124~139
- 13 H. C. Van De Hulst. Light Scattering by Small Particles [M]. New York: John Wiley & Sons, 1957. 115~130
- 14 Hui Cao. Random lasers-development, features and applications [J]. *Optics & Photonics News*, 2005, **16**(1):24~29