

倏逝波抽运的回音壁模式激光增益计算

张远宪 冯 黎 刘 春 普小云

(云南大学物理系, 云南 昆明 650091)

摘要 倏逝波抽运条件下的回音壁模式光纤激光器增益计算, 涉及抽运光束在光纤内的角度分布函数及其数值计算。基于射线光学理论, 推导出了高斯分布光束及均匀分布光束经透镜耦合后在光纤内表面的角度分布函数; 采用复合辛普生数值积分公式对分布函数进行了数值计算, 并用分布函数计算的结果研究了抽运光沿光纤轴向以受抑全反射方式传播时产生的回音壁模式激光的增益特性。所得结果对这类光纤激光器的研究具有理论和实验参考价值。

关键词 光纤光学; 光线分布函数; 复合辛普生数值积分公式; 倏逝波; 回音壁模式

中图分类号 TN929.11 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201232.0214001

Gain Calculation of a Whispering-Gallery-Mode Fiber Laser Pumped by Evanescent Waves

Zhang Yuanxian Feng Li Liu Chun Pu Xiaoyun

(Department of Physics, Yunnan University, Kunming, Yunnan 650091, China)

Abstract The gain calculation of a whispering-gallery-mode fiber laser pumped by an evanescent wave involves in the distribution function of incident angle on the inner surface of the fiber, and the numerical calculation. Based on the ray-optic theory, the distribution function of incident angle on the inner surface of the fiber is derived as the beams of Gaussian distribution and beams of homogeneous distribution are tightly focused via a concave lens and coupled into an optical fiber. Distribution function is calculated by using the method of composite Simpson integral formula, and the gain property of a whispering-gallery-mode fiber laser has been successfully investigated as the pump light propagates along the inner surface of the fiber via frustrated total internal reflection. The calculated results have reference values for the theoretical and experimental studies for this kind of fiber lasers.

Key words fiber optics; ray distribution function; composite Simpson integral formula; evanescent wave; whispering gallery mode (WGM)

OCIS codes 140.3510; 140.3430; 140.3945; 140.3290; 140.3948; 060.3510; 140.2025

1 引 言

近年来, 倏逝波增益耦合的回音壁模式(WGM)微腔激光器, 例如: 圆柱型微腔^[1~6]、球型微腔^[7~9]、毛细管微腔^[10,11]和光纤结微腔激光器^[12], 受到光学微腔研究人员的高度重视。倏逝波抽运的WGM支持下的圆柱形微腔具有较高的品质因素、极小的模体积特性和较长的产生长

度^[13,14], 在非线性光学、腔体量子电动力学、微米量级物体探测器(如生物病原体探测)、多波段激光辐射和超低阈值的微腔受激辐射放大过程研究等领域独具优势^[8,9,13~16]。在回音壁模式微腔激光器中, 光波电磁场的一部分以倏逝波的形式逸出腔外, 在紧挨腔表面的近场形成倏逝场。当微腔浸没于有增益的包层染料溶液时, 增益处于微腔WGM的条逝

收稿日期: 2011-06-01; **收到修改稿日期**: 2011-08-15

基金项目: 国家自然科学基金(60877037, 11164033)、云南省应用基础研究基金(2011FA006)、云南省教育厅项目(2011J019)、云南省高校科技创新团队支持计划和云南大学研究生项目(ynuy201146)资助课题。

作者简介: 张远宪(1983—), 男, 博士研究生, 助教, 主要从事光学及光子学方面的理论和实验等方面的研究。

E-mail: zyx74635@163.com

导师简介: 普小云(1957—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事光学与光电子学等方面的研究。

E-mail: xypu@163.com (通信联系人)

场内,并由 WGM 提供光学反馈后形成激光振荡。为在微腔外部产生一个环绕微腔的增益场,通常采用侧向^[1]和轴向^[10,11]两种不同的光抽运方式。和侧向抽运方式相比,轴向抽运方式具有增益场和微腔 WGM 的倏逝场之间空间重叠性好的结构特点^[14]。采用轴向光抽运倏逝场激励增益方式,微腔处于低折射率染料溶液中,染料溶液起“增益包层”的作用,抽运光束在微腔界面的入射角以及包层溶液的折射率,直接影响着抽运光的倏逝场隧穿到增益包层内的深度,从而确定了激光器的增益。通常采用的抽运光束是聚焦后的高斯光束,经透镜耦合进入光纤(由光纤的圆截面构成圆柱型微腔)后的高斯光束以受抑全反射方式(FTIR)沿光纤轴向传播,在光纤中传播的光束和界面入射角之间满足的分布规律,是计算激光增益所要解决的一个最重要问题。本文基于倏逝波激励增益的原理,给出了激光增益公式;利用射线光学理论,推导出了高斯光束以及均匀分布光束进入光纤以后光强随入射角度的分布函数,利用复合辛普生数值积分公式(CSIF)^[17]对分布函数进行了求解,并用两种方法对不同入射角的激光增益进行了计算分析。该工作是对前期工作^[18~20]在理论上的补充与完善,对这类光纤激光器的研究具有重要的理论和实验参考价值。

2 激光增益公式的导出

图 1 是轴向光抽运倏逝波激励增益的基本原理图。抽运高斯光束经透镜(L)耦合后以子午光束^[21]的形式在光纤中传播,可用 XY 平面上的光线表示光束在光纤中的分布。以入射角 θ_i 进入石英光纤端面的抽运光束在光纤(折射率 $n_1 = 1.458$)和增益包层溶液(折射率为 $n_2, n_2 < n_1$)界面上发生全反

射(反射角为 θ_t),其倏逝场(E_p)激励包层溶液中的染料分子产生激光增益。石英光纤任意垂直于纤轴的圆截面都构成一个圆形谐振腔,其 WGM 的倏逝场(E_w)和由 E_p 激励产生的增益场在空间重叠,受激辐射光子在 WGM 的支持下(提供光学反馈)产生激光振荡。抽运光的倏逝场沿径向的分布满足

$$E_p(r) = E_{p0} \exp[-k(\beta_1 + \beta_2)(r - a)]^{[16]},$$

其中 $k = 2\pi n_2/\lambda_p$ 是抽运光在包层溶液中的波矢, λ_p 是抽运光的波长; $\beta_1 = (n_1^2 \sin^2 \theta_t - n_2^2)^{1/2}$ 是由光的全反射产生的衰减因子; $\beta_2 = \lambda_p \alpha_{abs}^p$ 是由染料分子对 E_p 的吸收产生的衰减因子,其中 α_{abs}^p 是吸收系数。设激光染料溶液中染料分子的浓度为 $N_0, I(r) = E_p^2(r)(r \geq a)$ 为倏逝场的强度,激光小信号增益沿光纤径向的空间分布 $g(r)$ 正比于 N_0 和 $I(r)$ 的乘积。设脉冲激光的抽运能量是 $\epsilon_{p0}, g(r)$ 可以表示为 $g(r) = CN_0 \epsilon_{p0} \exp[-2k(\beta_1 + \beta_2)(r - a)], (r \geq a)$

(1)式中, C 是由抽运能量的耦合效率及染料分子的荧光量子效率等因素共同确定的常数。在轴向光抽运倏逝波激励增益条件下,文献[22]的计算结果表明:激光增益总是处于微腔 WGM 模场的空间分布范围内。因此,激光的总增益可以用沿光纤径向的积分表示为

$$G = \int_a^\infty g(r) dr = \int_0^\infty CN_0 \epsilon_{p0} \exp[-2k(\beta_1 + \beta_2)R] dR = \frac{CN_0 \lambda_p \epsilon_{p0}}{4\pi[(n_1^2 \sin^2 \theta_t - n_2^2)^{1/2} + \lambda_p \alpha_{abs}^p]} \quad (2)$$

(2)式是在抽运光束以特定的角度 θ_t 在界面上发生受抑全反射时的增益表达式。由于通常采用的抽运光是聚焦后的高斯光束或均匀分布光束,界面全反

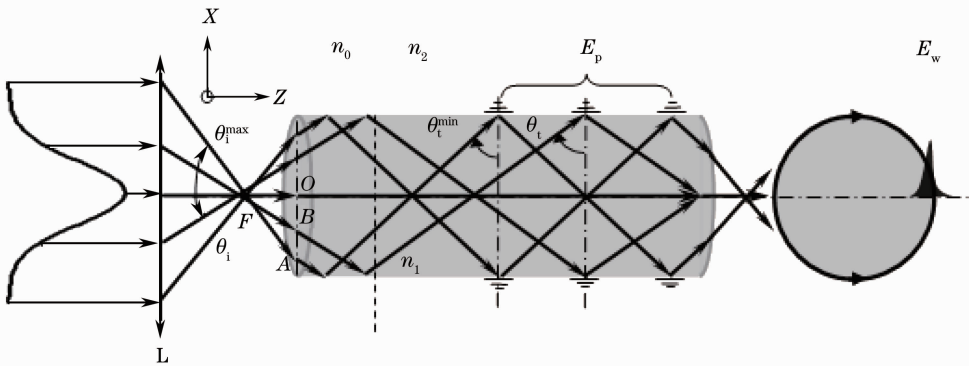


图 1 倏逝波抽运的回音壁模式激光结构图

Fig. 1 Schematic diagram of a WGM laser pumped by evanescent waves

射角 θ_i 并非单一角度, 而是一个由入射光束的强度分布决定的分布函数。设抽运光束在光纤内的角度分布函数为 $f(\theta_i)$, 在增益的合理计算中, 应该以 $\sin^2 \theta_i$ 的统计平均值 $\overline{\sin^2 \theta_i}$ 代替 $\sin^2 \theta_i$,

$$\overline{\sin^2 \theta_i} = \int_{\theta_i^{\min}}^{\pi/2} f(\theta_i) \sin^2 \theta_i d\theta_i.$$

3 光线分布函数的导出

3.1 抽运光是高斯光束

如图 1 所示, 高斯光束经透镜 L 汇聚在焦点 F, 设 F 到光纤前端面的距离为 d (光纤前端面容易被聚焦后的抽运光打坏, 所以 F 一般离前端面有一段距离 d), 光束汇聚于焦点 F 后的圆锥角为 $2\theta_i$, 最大入射角为 θ_i^{\max} 的光束与光纤前端面的交点为 A, 入射角为 θ_i 的光束与光纤前端面的交点为 B. 设 OA 间距离为 a , OB 间距离为 r . 由于光束进入光纤端面前是高斯光束, 其光强满足 $I = I_0 \exp(-r^2/a^2)$. 由图 1 可得

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta_i}{\tan^2 \theta_i^{\max}}\right). \quad (3)$$

由折射定律知: $n_0 \sin \theta = n_1 \sin \theta_t = n_1 \cos \theta_t$, 其中 $n_0 = 1$ 为空气折射率, θ 为入射角为 θ_i 的光束进入光纤以后的折射角, 所以, $\sin \theta_t = n_1 \cos \theta_t$, θ_t 的大小决定于 θ_i 的大小, 当 θ_i 取最大值 θ_i^{\max} 时, θ_t 取最小值 θ_t^{\min} . 所以, (3) 式可用 θ_t 和 θ_t^{\min} 表示为光纤中抽运光强随角 θ_t 变化的分布函数:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{\cos^2 \theta_t}{\cos^2 \theta_t^{\min}} \cdot \frac{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t^{\min}}{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t}\right). \quad (4)$$

即进入光纤后光线的分布函数满足

$$f(\theta_t) = f_0 \exp\left(-\frac{\cos^2 \theta_t}{\cos^2 \theta_t^{\min}} \cdot \frac{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t^{\min}}{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t}\right), \quad (5)$$

式中 f_0 为归一化常数, 可由 $\int_{\theta_t^{\min}}^{\pi/2} f(\theta_t) d\theta_t = 1$ 确定。

3.2 抽运光为均匀分布光束

图 2 是均匀分布光束抽运条件下的光线分布图。设 OA 间有 $N+1$ 条光线, 则它们到光纤轴心的距离分别为: $0, \frac{a}{N}, \frac{2a}{N}, \frac{3a}{N}, \dots, \frac{ia}{N}, \frac{(i+1)a}{N}, \dots, \frac{Na}{N}$ ($i = 0, 1, 2, \dots, N$), 则第 i 条及第 $N+1$ 条光束分别满足: $\frac{ia}{Nd} = \tan \theta_i$, $\frac{a}{d} = \tan \theta_i^{\max}$, θ_i^{\max} 为第 $N+1$ 条光束进入光纤前端面的最大入射角, 由此可得

$$\frac{i}{N} = \frac{\tan \theta_i}{\tan \theta_i^{\max}}, \quad (6)$$

对(6)式全微分并取 $\Delta i=1$ 可得

$$\frac{1}{N} = \frac{\Delta \theta_i}{\cos^2 \theta_i \tan \theta_i^{\max}},$$

所以, 光线进入光纤后随 θ_i 变化的分布函数为

$$f(\theta_i) = \left(\frac{1}{\Delta \theta_i}\right) = \frac{N}{\cos^2 \theta_i \tan \theta_i^{\max}}, \quad (7)$$

由折射定律结合图 2 可得光线进入光纤后随 θ_t 变化的分布函数为

$$f(\theta_t) = \left(\frac{N}{\tan \theta_i^{\max}}\right) \left(\frac{1}{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t}\right) = f_0 \left(\frac{1}{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t}\right). \quad (8)$$

式中 f_0 为归一化常数。

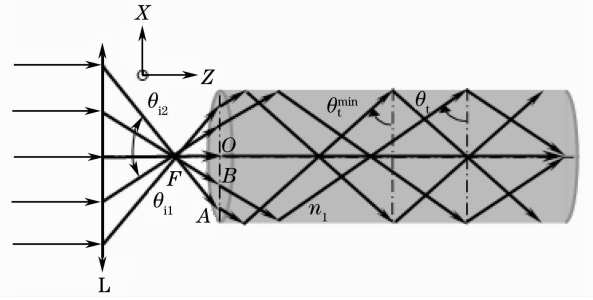


图 2 均匀分布光束抽运下光纤内的光线分布图

Fig. 2 Schematic diagram of beam distribution in an optical fiber pumped by beams of homogeneous distribution

4 $\overline{\sin^2 \theta_t}$ 的计算

4.1 抽运光是高斯光束

由 $\overline{\sin^2 \theta_t} = \int_{\theta_t^{\min}}^{\pi/2} f(\theta_t) \sin^2 \theta_t d\theta_t$ 结合(5)式可得

$$\overline{\sin^2 \theta_t} = f_0 \int_{\theta_t^{\min}}^{\pi/2} \exp\left(-\frac{\cos^2 \theta_t}{\cos^2 \theta_t^{\min}} \cdot \frac{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t^{\min}}{1 - n_1^2 \cos^2 \theta_t}\right) \times \sin^2 \theta_t d\theta_t, \quad (9)$$

式中, f_0 和 $\overline{\sin^2 \theta_t}$ 的被积函数在积分区间 $[\theta_t^{\min}, \pi/2]$ 均为连续函数, 但不能直接得到解析解, 可用数值积分方法对其进行求解。计算数学已经证明, 对一般的工程问题, CSIF^[17] 具有足够的精度, 本文用 CSIF 对 f_0 和(9)式进行求解, CSIF 可写为

$$s = \frac{h}{6} \sum_{i=1}^{n-1} \{f(a+ih) + 4f[a+(i+1)/2h] + f[a+(i+1)h]\}, \quad (10)$$

式中 $h = (b-a)/n$ 表示子区间长度。

特别地, 若光束进入光纤后随 θ_t 均匀分布, 则

$$\overline{\sin^2 \theta_t} = \int_{\theta_t^{\min}}^{\pi/2} f(\theta_t) \sin^2 \theta_t d\theta_t = \frac{1}{\pi/2 - \theta_t^{\min}} \int_{\theta_t^{\min}}^{\pi/2} \sin^2 \theta_t d\theta_t. \quad (11)$$

对(11)式积分可得 $\overline{\sin^2\theta_t}$ 的解析解为 $\overline{\sin^2\theta_t} = (\pi - \sin 2\theta_t^{\min} + 2\theta_t^{\min}) / (2\pi - 4\theta_t^{\min})$ 。取 $n = 10^6$, 用解析法和 CSIF 分别对(11)式进行计算, 计算结果如表 1 所示。

表 1 两种计算方法的比较

Table 1 Comparison between two calculating methods

$\theta_t^{\min} / (^\circ)$	$\overline{\sin^2\theta_t}$ (CSIF)	$\overline{\sin^2\theta_t}$ (Analytic method)
87.3947	0.9993	0.9993
86.5730	0.9988	0.9988
83.1598	0.9953	0.9953
81.8017	0.9932	0.9932
79.7749	0.9895	0.9895

由表 1 可知, 两种计算方法直到万分位均有相同的计算结果, 所以用 CSIF 对 f_0 和(9)式进行求解可以达到所要求的精度。

4.2 抽运光为均匀分布光束

由(8)式可得

$$\overline{\sin^2\theta_t} = \int_{\theta_t^{\min}}^{\pi/2} f(\theta_t) \sin^2\theta_t d\theta_t = f_0 \int_{\theta_t^{\min}}^{\pi/2} \frac{\sin^2\theta_t}{1 - n_1^2 \cos^2\theta_t} d\theta_t. \quad (12)$$

由 CSIF 结合(5)式和(8)式可得到 $f(\theta_t)$ 随 θ_t 变化的分布曲线如图 3, 4 所示。

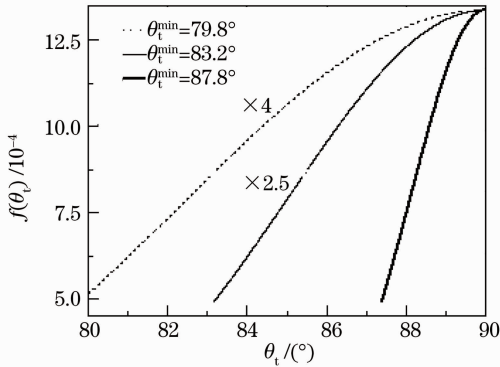


图 3 $f(\theta_t)$ 随 θ_t 的分布曲线(高斯分布光束抽运)

Fig. 3 Curves of $f(\theta_t)$ as a function of θ_t (pumped by beams of Gaussian distribution)

由图 3 和图 4 可知: 1) 若抽运光为高斯光束, 则抽运光在光纤内随 θ_t 的分布同样也满足高斯分布, 分布函数的最大值位于 $\theta_t = \pi/2$ 位置, 表示大部分抽运光都不能对条逝场产生有效贡献; 2) 若抽运光为均匀分布光束, 则抽运光在光纤内随 θ_t 的分布属于非均匀分布, 分布函数的最大值位于最小入射角 ($\theta_t = \theta_t^{\min}$) 位置, 即大部分抽运光都能对条逝场产生有效贡献; 3) 抽运光在光纤端面的入射角 (θ_t) 越大

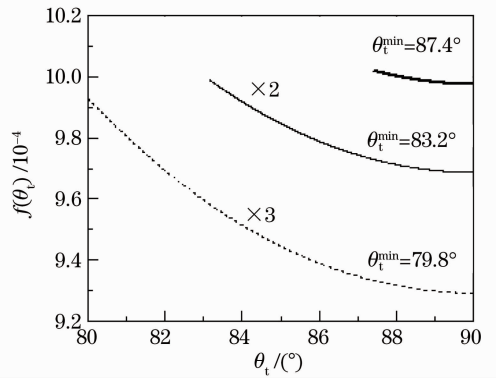


图 4 $f(\theta_t)$ 随 θ_t 的分布曲线(均匀光束抽运)

Fig. 4 Curves of $f(\theta_t)$ as a function of θ_t (pumped by beams of homogeneous distribution)

(即 θ_t^{\min} 越小), 分布函数曲线向 θ_t 的小角度方向移动, 表示 θ_t 的大角度入射有利于抽运光的倏逝场穿透到包层染料溶液中。

5 激光增益的计算

以抽运光为高斯光束为例, 在(2)式中, 用(9)式计算 $\overline{\sin^2\theta_t}$ 的结果代替 $\sin^2\theta_t$, 取 $C' = CN_0 \lambda_p \epsilon_{p0} / (4\pi)$ 为常数, $\lambda_p \alpha_{\text{abs}}^p = 0.062$ (对 $\lambda_p = 532 \text{ nm}$, 摩尔浓度为 $4 \times 10^{-3} \text{ mol/L}$ 的诺丹明 6 G 溶液), 得到激光增益 G 随包层溶液折射率 n_2 以及 θ_t^{\max} 变化关系, 如图 5 所示。

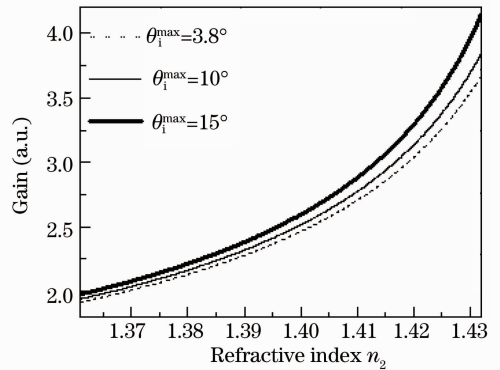


图 5 增益随包层溶液折射率的变化

Fig. 5 Gain as a function of the refractive index of cladding solution

由图 5 可知, 随包层溶液折射率 n_2 的增加, 增益不断增大。表示折射率 n_2 越大, 抽运光的倏逝场隧穿到更深的包层溶液中; 此外, 增加抽运光的入射锥角 θ_t^{\max} (即减小抽运光在光纤界面的入射角 θ_t^{\min}) 也能够增加激光增益。下面就两种抽运方式列表(表 2)给出 $\overline{\sin^2\theta_t}$ 的计算结果。

表 2 两种抽运方式比较(GDP:高斯分布光束抽运,HDP:均匀分布光束抽运)

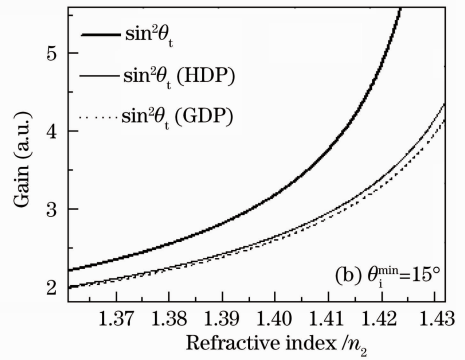
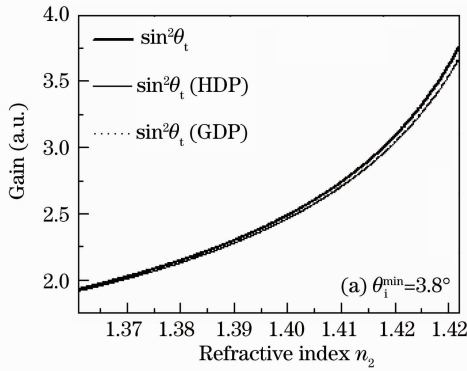
Table 2 Comparison between two pumping methods (GDP: pumped by beams of Gaussian distribution, HDP: pumped by beams of homogeneous distribution)

$\theta_i^{\max}/(^{\circ})$	$\theta_i^{\min}/(^{\circ})$	GDP		HDP	
		f_0	$\overline{\sin^2\theta_t}$	f_0	$\overline{\sin^2\theta_t}$
3.8	87.3947	29.4372	0.9995	21.9598	0.9993
5	86.5730	22.3733	0.9990	16.6765	0.9988
8	84.5225	13.9848	0.9977	10.3922	0.9969
10	83.1598	11.1890	0.9964	8.2913	0.9952
12	81.8017	9.3256	0.9948	6.8865	0.9931
15	79.7749	7.4625	0.9919	5.4755	0.9893

在小角度 $\theta_i^{\max}=3.8^{\circ}$ (实验角度) 和相对较大的角度 ($\theta_i^{\max}=15^{\circ}$) 入射条件下, 分别计算了两种抽运条件下以及以特定角度入射的光束的激光增益分布曲线, 计算结果如图 6(a) ($\theta_i^{\max}=3.8^{\circ}$) 和图 6(b) ($\theta_i^{\max}=15^{\circ}$) 所示。

由图 6(a) 和 6(b) 可以看出: 1) 在小角度入射 ($\theta_i^{\max}=3.8^{\circ}$) 的情况下, 三种情况下增益计算结果差别不明显; 在角度比较大 ($\theta_i^{\max}=15^{\circ}$) 的情况下, 用

$\sin^2\theta_t$ 计算的激光增益与取统计平均值 $\overline{\sin^2\theta_t}$ 的计算结果差别显著, 所以为得到准确的计算结果, 在 (2) 式中应该用 $\sin^2\theta_t$ 的统计平均值 $\overline{\sin^2\theta_t}$ 代替 $\sin^2\theta_t$; 2) 在相对较大角度入射 ($\theta_i^{\max}=15^{\circ}$) 的情况下, 随包层溶液折射率的增加, 用均匀分布和高斯分布所计算的激光增益的差别不断增大。

图 6 三种情况下的增益计算 ($\sin^2\theta_t$: 特定入射角抽运)Fig. 6 Gain calculation for three conditions ($\sin^2\theta_t$: pumped by beams in a fixed incident angle)

6 结 论

本文研究了倏逝波抽运条件下 WGM 激光的增益特性。推导出了抽运光束在光纤内的强度分布函数, 用 CSIF 对分布函数进行了计算, 并用分布函数对 WGM 激光增益进行了分析。结果表明: 1) 在 WGM 激光增益的计算中, 直接用 $\sin^2\theta_t$ 计算是不合理的, 应该用 $\sin^2\theta_t$ 的统计平均值 $\overline{\sin^2\theta_t}$ 代替 $\sin^2\theta_t$; 2) 抽运光的种类决定了抽运光在光纤内随 θ_t 的分布, 通过减小抽运光在光纤端面的入射角度 (如采用高阶横模激光束抽运、用高倍率的显微物镜耦合抽运光束等), 能使抽运光的倏逝场透穿到更深的包层溶液中, 从而能更有效地激发激光增益。本文所得到的结果对 WGM 激光的研究具有理论和实

验参考价值。

参 考 文 献

- 1 H. J. Moon, Y. T. Choung, K. An. Cylindrical micro-cavity laser based on the evanescent-wave-coupled gain [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **85**(15): 3161~3164
- 2 M. Kazes, D. Y. Lewis, Y. Ebenstein *et al.*. Lasing from semiconductor quantum roads in a cylindrical micro-cavity [J]. *Adv. Mater.*, 2002, **14**(4): 317~321
- 3 H. J. Moon, G. W. Park, S. B. Lee *et al.*. Waveguide mode lasing via evanescent-wave-coupled gain from a thin cylindrical shell resonator [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2004, **84**(22): 4547~4550
- 4 N. K. Chen, L. Y. Zhang, K. C. Hsu *et al.*. CW-pumped evanescent amplification based on side-polished fiber with heavily Er^{3+} -doped glass overlay [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2006, **45**: 6328~6330
- 5 Lei Bing, Feng Ying, Wei Li'an *et al.*. Characteristics of fiber

- loop applied to phase locking array of fiber lasers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(9): 2479~2485
- 雷兵, 冯莹, 魏立安等. 用于光纤激光器阵列锁相的光纤环形特性研究[J]. *光学学报*, 2009, **29**(9): 2479~2485
- 6 Wang Jiaxian, Li Junjie, Wu Wenguang *et al.*. Coupled-mode characteristics of coupled-microdisks and single microdisk cavity with an output waveguide [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(1): 0106006
- 王加贤, 李俊杰, 吴文广等. 耦合微盘及带输出波导的单微盘腔的耦合模式特性[J]. *光学学报*, 2011, **31**(1): 0106006
- 7 H. Fujiwara, K. Sasaki. Lasing of a microsphere in dye solution [J]. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1999, **28**: 5101~5104
- 8 Y. S. Choi, H. J. Moon, K. Y. An *et al.*. Ultrahigh-Q microsphere dye laser based on evanescent-wave coupling [J]. *J. Korean Phys. Soc.*, 2001, **39**(5): 928~931
- 9 Y. Wu, X. Yang. Quantum theory for micro-cavity enhancement of second harmonic generation [J]. *J. Phys. B*, 2001, **34**: 2281~2288
- 10 A. Shevchenko, K. Lindfors, S. C. Buchter *et al.*. Evanescent wave pumped cylindrical micro-cavity laser with intense output radiation [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **245**: 349~353
- 11 Jiang Nan, Du Fei, Bai Ran *et al.*. Factor of influencing pumping threshold energy of whispering-gallery-mode laser in a cylindrical micro-cavity [J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(5): 660~663
- 江楠, 杜飞, 白然等. 影响柱形微腔回音壁模激光抽运阈值能量的因素[J]. *中国激光*, 2008, **35**(5): 660~663
- 12 X. S. Jiang, Q. H. Song, L. Xu *et al.*. Microfibre knot dye laser based on the evanescent-wave-coupled gain [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 2007, **90**: 233501
- 13 Y. D. Yang, Y. Z. Huang, Q. Chen. High-Q TM whispering gallery modes in a three-dimensional microcylinders [J]. *Phys. Rev. A.*, 2007, **75**(1): 013817
- 14 X. Y. Pu, N. Jiang, D. Y. Han *et al.*. Linearly polarised three-colour lasing emission from an evanescent wave pumped and gain coupled fibre laser [J]. *Chin. Phys. B*, 2010, **90**(5): 054207
- 15 Feng Chunxia, Huang Lihua, Zhou Guangchao *et al.*. Computation and analysis of light scattering by monodisperse biological aerosols [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(10): 2592~2598
- 冯春霞, 黄立华, 周光超等. 单分子生物气溶胶光散射特性的计算与分析[J]. *中国激光*, 2010, **37**(10): 2592~2598
- 16 Qu Lianjie, Yang Yuede, Huang Yongzhen. Slow-light characteristics of photonic crystal waveguides [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(1): 0113002
- 曲连杰, 杨跃德, 黄永箴. 光子晶体慢光特性研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(1): 0113002
- 17 Liu Weiguo, Chen Zhaoping, Zhang Ying. Matlab Program for Design and Application [M]. Beijing: Advanced Education Press, 2004. 144
- 刘卫国, 陈昭平, 张颖. Matlab 程序设计及应用[M]. 北京: 高等教育出版社, 2004. 144
- 18 Zhang Yuanxian, Pu Xiaoyun, Zhu Kun *et al.*. Threshold characteristics of evanescent-wave pumped whispering-gallery-mode fiber laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(5): 3179~3184
- 张远宪, 普小云, 祝昆等. 回音壁模式光纤激光器的阈值特性研究[J]. *物理学报*, 2009, **58**(5): 3179~3184
- 19 Xiang Wenli, Pu Xiaoyun, Bai Ran *et al.*. Longitudinal evanescent-wave pumped whispering gallery mode fiber laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(12): 2359~2364
- 向文丽, 普小云, 白然等. 轴向隐失波激励的回音壁模式光纤激光器[J]. *光学学报*, 2008, **28**(12): 2359~2364
- 20 Zhang Yuanxian, Han Deyu, Zhu Kun *et al.*. Wavelength shift of whispering gallery mode fiber laser caused by fiber cladding refractive index [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **36**(3): 691~694
- 张远宪, 韩德昱, 祝昆等. 包层介质引起的回音壁模式光纤激光波长漂移[J]. *中国激光*, 2010, **36**(3): 691~694
- 21 K. M. Djiifar, L. S. Lowell. Fibre-Optic Communications Technology [M]. Beijing: Science Press, 2002. 106~108
- 22 Pu Xiaoyun, Bai Ran, Xiang Wenli *et al.*. Two-wavelength-range whispering-gallery-mode fiber laser pumped by evanescent wave [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, **58**(6): 3923~3928
- 普小云, 白然, 向文丽等. 倏逝波激励的双波段光纤回音壁模式激光辐射[J]. *物理学报*, 2009, **58**(6): 3923~3928

栏目编辑: 谢婧