

流动激光非稳定振荡器、放大器 基本特性比较分析

吴中祥

(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

提 要

根据流动激光腔中流动的非平衡混合气体各能态布居数和强辐射相互作用达到稳定振荡的过程和相应的三维分布状态的数值模拟计算结果, 发展了相应的振荡器和放大器基本特性的简化计算公式, 其计算结果与多种器件、多种腔体的实测结果相符. 具体比较分析了流动激光振荡器与放大器的基本特性, 得到一些基本原则, 为相应器件的优化设计提供理论依据.

关键词 流动激光器, 激光振荡, 激光放大器.

1 大功率激光谐振腔型的优化选择

从提高大功率激光器使用效率的角度看, 要求其腔体有尽可能大的模体积和输出模式有尽可能小的发散角. 正支共焦不稳定腔(图1)模体积可充满整个腔体, 而且其中辐射场的近场分布接近于均匀强度的方形平面波如图2所示, 而按三维场分布计算^[1,2,3], 并对照实测结果^[1]可知其远场分布中心亮区时发散角(以衍射极限的倍数为量度)随几何耦合因子变化如图3、表1所示. 由此可见: 大功率激光器适于选择几何耦合因子 $\geq 60\%$ (近衍射极限)或 $\geq 40\%$ (小于三倍衍射极限)的方镜正支共焦不稳定腔.

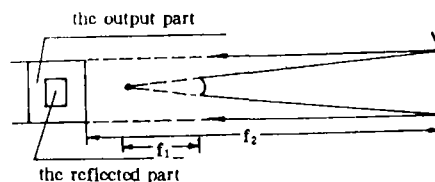


Fig. 1 The positive branch confocal unstable cavity

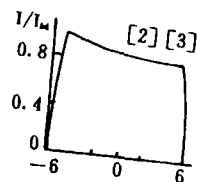


Fig. 2 The nearfield distribution of light intensity (The cross section at near field centre^[2,3]. O—the mirror centre)

Table 1 The divergent angle of the positive branch confocal unstable cavity

geometric coupling factor	60	50	45	40	smaller
diffraction limit multiple	~1	~1.25	~2	~3	quickly rising

收稿日期:1992年6月21日; 收到修改稿日期:1992年9月8日

2 谐振腔输出功率的粗估公式

按如下原则,建立了适用于多种折叠谐振腔输出功率的粗估公式^[5]:

1) 在谐振腔内,辐射场分布是由腔中往返传播的强相干光束按场强叠加形成的;

2) 腔内饱和增益系数分布 $G(x)$ 随辐射强度分布 $I(x)$ 的变化规律,在均匀加宽为主的条件下,即使对于流动激光器,也可近似采用^[1]

$$G(x) = G_0(x)[1 + I(x)/I_s]^{-1}, \quad (1)$$

式中 G_0 为小信号增益, I 为光强, x 为沿流动方向位置, I_s 为增益饱和参量,如图 4 所示.

3) 取沿光轴各截面上光强为均匀分布的简化近似假设. $(n-1)$ 程折叠腔输出功率的粗估公式^[5]:

$$\frac{P_n}{P_s} = C \left\{ \frac{G_0 \sum_{j=1}^{n-1} L_{j,j+1}}{\ln[R^{-(2n-3)/2}(R-C)^{-1/2}] - 1} \right\} \left[1 + (R-c)^{1/2} \right]^2, \quad (2)$$

当 $P_n = 0$, 截止耦合因子

$$C_0 = R - R^{3-2n} \exp(-G_0 \sum_{j=1}^{n-1} L_{j,j+1}), \quad (3)$$

式中 R 为镜面反射率, P_s 为对应于 I_s 的功率.

将(2)式、(3)式应用于多种实验器件的多种腔体,其计算结果和变化规律都已有的相应实测结果和按波动方程和各能态布居数速率方程三维场分布计算的结果很好地一致^[5],并对

一些尚未实测的腔体作了预测,得到一些有意义的规律和有益的结论,兹举几个计算实例如下:

- 1) 气动激光器(表 2, Fig. 5)
- 2) 氧碘激光器(表 3, Fig. 6)
- 3) 千瓦级横流放电 CO₂ 激光器(表 4, Fig. 7)

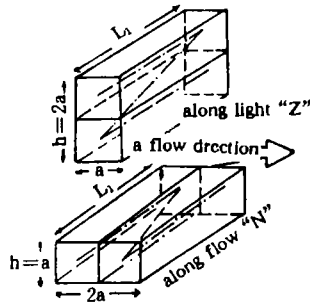


Fig. 5 The light paths in the 3 paths folded cavities

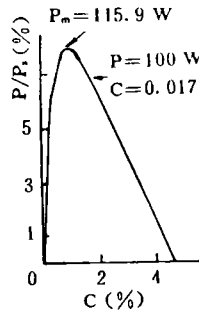


Fig. 6 The output power varying with geometric coupling factor (An early O₂- I laser)

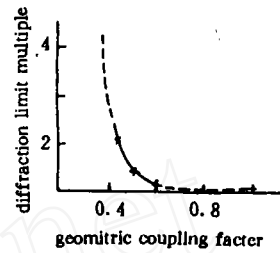


Fig. 3 Geometric coupling factor ~ diffraction limit multiple

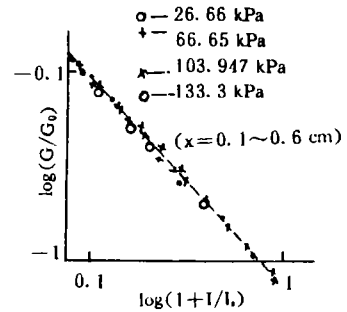


Fig. 4 $\log(1 + I/I_s) \sim \log(G/G_0)$ ^[4]

I — light intensity, I_s — Gain saturation parameter, G_0 — small signal gain G — saturated gain

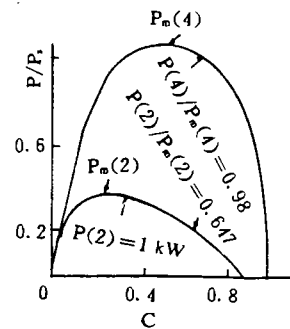


Fig. 7 output power ~ geometric coupling factor (A CO₂ laser)

Table 2 A famous gas dynamic laser ($L_1=80$ cm, $R=98\%$)^[6]

cavity type	folded direction	cavity height (cm)	square mirror length (cm)	coupling factor (%)	output power (kW)		mode	No.
					calculated	measured		
single path stable cavity		20	20	6	55 ^[1~3,5]	55 ^[6]	basic mode	I
				$C_m \approx 11.6$	60 ^[2,3,5]		multi mode	II
3 paths folded positive	along high "z" (Fig. 5)	17.8	8.9	60	30.6 ^[1~3,5]	30 ^[6]	single mode near diffraction limit	III
				45	48 ^[1~3,5]			IV
				$C_m \approx 25$	60 ^[2,3,5]			V
branch confocal unstable cavity	along flow "N"	8.9	8.9	60	28.5 ^[2,3,5]		single mode near diffraction limit	VI
		17.8	17.8	60	135 ^[2,3] 133.97 ^[5]			VII

Table 3 An early O₂-I laser (Fig. 6)^[7]

($L_1 = 1.35$ m, gain during each cycle $\sim 5\%$, $R_1 > 99.9\%$, $R_2 \approx 98.3\%$, output coupling factor $e \approx 1.7\%$)

cavity type	coupling factor (%)	output power		
		calculated	measured	
single path stable cavity	1.7	100 ^[5]	100 ^[7]	near the optimum coupling output
	$C_m \approx 0.8$	115.9 ^[5]		
5 paths folded along flow positive branch confocal unstable cavity	$C_m \approx 3.9$	580.1 ^[5]		$P_m(n_k)$ must be \leq and is nearly the power can be picked up, $P_k(600W)^{[7]}$
	$C_0 \approx 21$	≈ 0 ^[5]		still $< 40\%$ coupling factor ($\approx 3 \times$ diffraction limit)

Table 4 The JL6A type 1000 W transverse flow discharge CO₂ laser of our Institute (Fig. 7)

($L_1 = 1.00$ m, $h = a_2 = 3$ cm, $P = 2.67$ kPa, $G_0 = 1 \times 10^{-2}$ cm⁻¹, $R = 0.98$)

cavity type	coupling factor	P/P_0	$P/P_m^{(1)}$	output power (kW)	
				calculated	measured
single path stable cavity	28	~ 0.357	~ 0.983	1.00	1.00
	$C_m \approx 21$	~ 0.364	1	1.02	
3 paths folded along flow positive branch confocal unstable cavity	$C_m \approx 49$	~ 1.0798	~ 2.97	~ 3.02	
	60	~ 1.0599	~ 2.91	~ 2.97	

4) $n-1$ 程折叠正支共焦非稳腔截止耦合因子 $C_0(n)$, 最佳耦合因子 $C_m(n)$, 最大输出功率 $P_m^{(n)}$ 等基本特性随小信号增益系数 G_0 的变化规律如图 8 所示.

$$\text{腔体容积 } 10 \text{ l, } L_1(\text{cm}) = \frac{100}{200}, \text{大方镜边长 } a_2(\text{cm}) = \frac{10}{7.07}, R = 0.994.$$

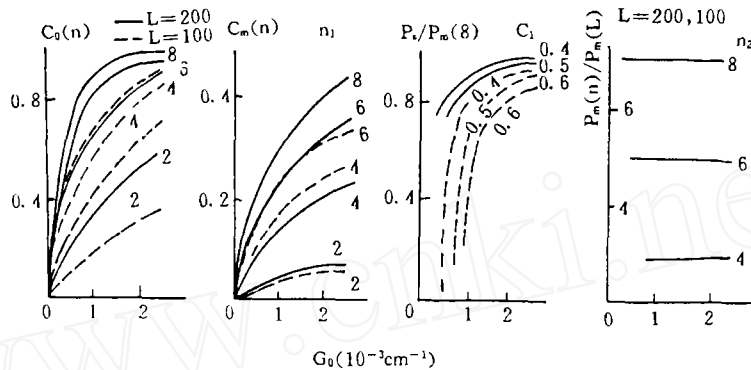


Fig. 8 $C_0(n, L)$, $C_m(n, L)$, $\frac{P_s}{P_m}(8)$, $\frac{P_m(n)}{P_m(L)}$, $\sim G_0$

C_0 — Cut off coupling factor, C_m — optimum coupling factor, $(n-1)$ — cavity folded pathes, L — cavity length, P_m — optimum output power, G_0 — small signal gain

3 谐振腔优化设计的一些原则

根据对多种器件,多种腔体基本特性的比较,分析(例如 2 中各例)得到谐振腔优化设计的一些基本原则:

1) 只要选取腔体各自的最佳耦合因子运转,不稳定腔的输出功率并不低于稳定腔.例如:表 2 中: I、III 都取实验耦合因子,输出功率:非稳腔(III) $\simeq (1/2)$ 稳定腔(I); II、V 取各自的最佳耦合因子,输出功率:非稳腔(V) $\simeq (1)$ 稳定腔(II).

2) 采用折叠腔,增大了小信号增益和最佳耦合因子,使正支共焦非稳腔的最佳耦合因子与能获衍射极限的耦合因子接近,而不致因要保证获得小的发散角而过多地损失功率(例如:表 2 中 II、V、III、IV、V).

3) 沿流动方向折叠的腔体有明显的优越性^[11],例如:

① 同一腔体(介质组合、运转条件、结构尺寸、耦合因子等均相同)仅将折叠方向由沿高度改为沿流动方向,其输出的模式和功率都接近(功率仅低 $\sim 7\%$,表 2 中 III、VI)但实用的高度和实须的介质流量都可减小一半,因而单位流量的效率可提高 $\sim 85\%$.

② 采用全高度、大镜片沿流动方向折叠的腔体,介质流量不变,而输出功率和效率却可提高到 ~ 4.5 倍之多(例如:表 2 中 VI、VII).由相应条件下饱和增益系数沿流动方向的变化规律,如图 9 所示,显然,沿流动方向折叠可多次将流动介质所含激活态能量诱发转化为激光能,从而显著提高利用率.

③ 对于给定的小信号增益系数,折叠次数 $n-1$ 的 n 愈大,相应的 $C_0(n)$ 、 $C_m(n)$ 、 $P_m(n)$ 均愈大,根据器件可能提取的激活能潜力或 G_0 保持足够大的分布区域,估计沿流动方向可能的最大折叠次数.根据不同条件下,

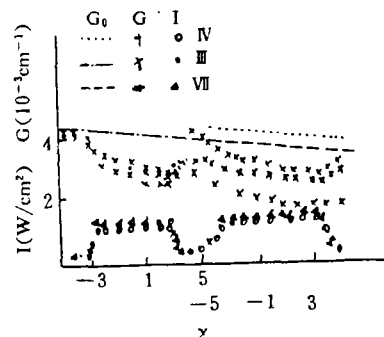


Fig. 9 G_0 , G , I , $\sim X$

G_0 — small signal gain, G — saturated gain, I — light intensity, X — the position along the flow

小信号增益系数和饱和增益系数沿流动方向的分布情况(例如:图 10~13),可估计相应的有效激活区范围.

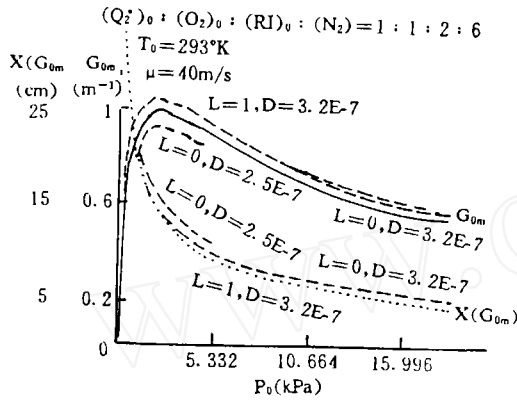


Fig. 10 $X_{(G_{0m})}, G_{0m}, (L, D) \sim P_0^{0.8}$.
 G_{0m} — optimum small signal gain,
 $X_{(G_{0m})}$ — the position of G_{0m} , P_0 — pressure

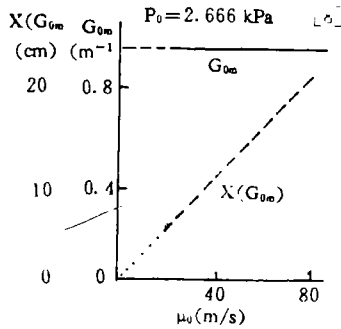


Fig. 11 $X_{(G_{0m})}, G_{0m} \sim u_0$
 u_0 — flow velocity

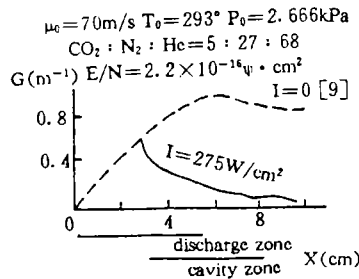


Fig. 12 $G_0, G, I \sim X$

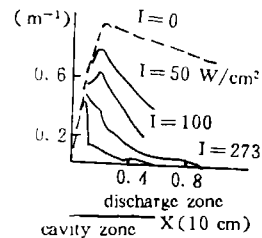


Fig. 13 $G_0, G, I \sim X$

4 放大器放大倍数的粗估公式

激光束在放大器内是单向、逐程或循环,增益放大的,在一级近似下,通常是采用小信号增益系数表达其增益系数来计算激光放大器的放大倍数的,即按:

$$P_{K+1} = P_K \exp(G_0 L_{K,K+1}), \quad K = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

式中 G_0 为小信号增益系数, $L_{K,K+1}$ 为 K 程放大的光程长度, $P_i (i = K, K+1)$ 为第 i 次放大, 输出截面上的功率. 但是, 当 $G_0 L_{K,K+1}$ 较大时, 采用(4)式偏差太大, 因而, 采用(1)式表达增益系数, 可得:

$$\ln\left(\frac{P_{K+1}/P_s}{P_K/P_s}\right) + \frac{P_{K+1} - P_K}{P_s} = G_0 L_{K,K+1}, \quad K = 0, 1, 2, \dots \quad (5)$$

式中 $P_s = I_s A$, A 为截面面积.

设输入功率 P_0 经一次放大成为 P_1 后, 再逐次放大之前, 受到损耗的系数为 μ , 如图 14 所示. 按(5)式有

$$\ln\left(\frac{P_1/P_s}{P_0/P_s}\right) + \frac{P_1 - P_0}{P_s} = G_0 L_{01}, \quad \ln\left(\frac{P_{K+1}/P_s}{\mu P_K/P_s}\right) + \frac{P_{K+1} - \mu P_K}{P_s} = G_0 L_{K,K+1}, \quad K = 0, 1, 2, \dots \quad (6)$$

当 $G_0 L_{K,K+1}$ 足够大时, 分别按(4)式和(5)式估计的结果, 无论是数值或变化规律, 都有显著差别, 如图 15 所示, 显然, 按(5)式、(6)式才能正确估算放大器的放大倍数.

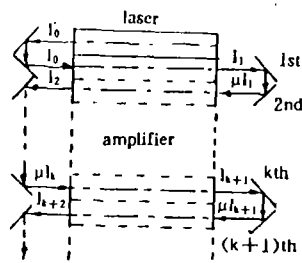


Fig. 14 The light intensity variations along the light paths in laser and amplifier

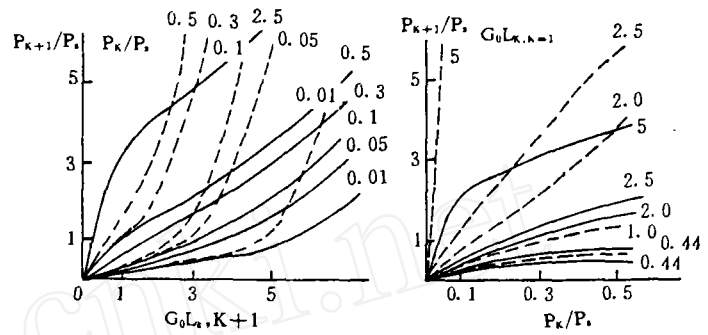


Fig. 15 $(P_{K+1}/P_s), (P_K/P_s) \sim G_0 L_{K,K+1}$,

$(P_{K+1}/P_s, (G_0 L_{K,K+1}) \sim P_K/P_s$

$P_{K+1}/P_s, P_K/P_s$ -the output power after the $K+1$ th, K th amplifier, $L_{K,K+1}$ -the path length of $K+1$ th K th amplifier

5 从输出能量与功率的角度比较振荡器与放大器

1) 将同样条件的沿流动方向延伸的激活区分别作为多程折叠正支共焦非稳腔或相应的放大器的利用效率进行具体比较,如图 16 所示. 可见,无论采用何种相同的输出耦合因子,只要其中有部分是用作放大器的,就都比全部用作多程折叠正支共焦非稳谐振腔的小得多.

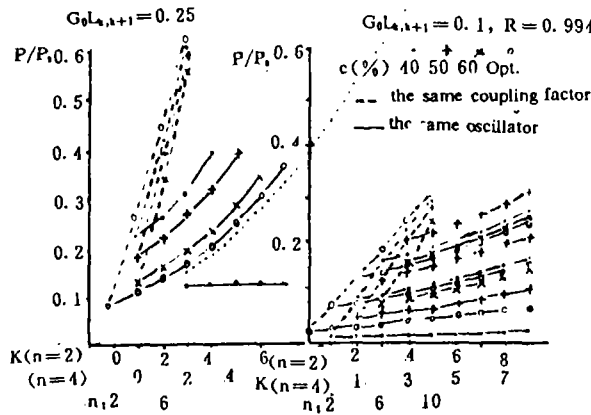


Fig. 16 The output power varying with the coupling factor, the folded path and the followed amplification path

2) 将光束面积分别缩小为 1/4 和 1/16,经各段激活区内分别放大 4 和 16 次后再扩束 4 倍和 16 倍截面的光束(即增加放大次数并保持最终的光束截面不变),如图 17、18 所示. 其放大倍数与未经缩束、扩束的相比,可有一定的增大,而且“缩束比”、“扩束比”较大的,放大倍数也增大较多. 但是,即使经较大的缩束、扩束后(显然, $< 1/16$ 的缩束并在各段激活区内 > 16 次的放大,已不现实),放大倍数也仍然远不及全部作为多程折叠正支共焦非稳腔的.

6 从光束模式的角度比较振荡器与放大器

将优选的低功率振荡器的输出模式进行放大以获得大功率或大能量的优良模式是放大器

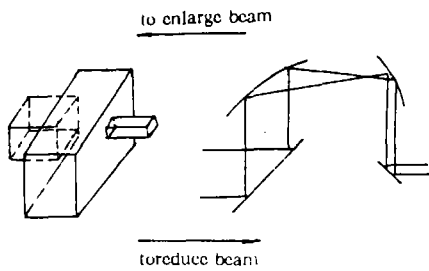


Fig. 17 The possible mechanism to enlarge or reduce the laser beam

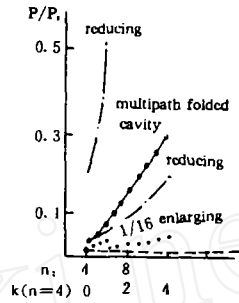


Fig. 18 The output power of the multi-path folded cavity comparing with that of the amplifier in which the laser beam are reduced and enlarged

的一种重要用途,但是,由图 15 可看到,对于给定的 $G_0 L_{k,k-1}$,输入的模式经放大后,其光强较大部分的放大率也较大,这将使模式原有的光强起伏更为显著,特别是当 $G_0 L_{k,k-1}$ 较大而输入模式的光强较小时,这种变化更大,这将使输入光束中原来并不显著的模式相对地增强;其次,一定模式的光波阵面,在有限截面的激活介质中传播、放大,必然会因衍射作用而有一定程度的变形,传播距离愈长、变形愈大,这两种因素都会使输入的优良模式经放大后产生一定程度的畸变,而沿流动方向多程折叠的正支共焦不稳定腔,当输出耦合因子足够大时,就可以获得发散角接近衍射极限(当耦合因子 $\geq 60\%$)或小于 3 倍衍射限(当耦合因子 $\geq 40\%$)的优良模式,当最佳耦合因子足够大(例如 $\geq 40\%$)时,即使输出耦合因子取为 $40\% \sim 60\%$ 的较大值时,也不致过多地损失输出功率,而在保持有足够激活态能量或足够大小信号增益系数的区域内,当折叠腔的折叠程数愈多,最佳耦合因子也愈大,也愈有利于选取更大的输出耦合因子,更能在不损失输出功率的条件下获得更接近衍射极限的发射角,因此,从光束模式质量考虑,也是将全部激活区用作多程折叠正支共焦非稳腔比将其中部分用作放大器为好。

7 放大器的一些不可取代的用途

- 1) 当光强达到器件的材料损坏阈值时,再要提高输出能量或功率,只能将激光束扩束后再通过相应较大截面激活区放大,如此多次重复。
- 2) 行波放大器与行波振荡器. 图 19、图 20,当其它条件不变,输出耦合因子较小时,各次循环的放大率逐次增加;输出耦合因子较大时,各次循环的放大率逐次减小,直至截止,对于适当的输出耦合因子,有持续不变的稳定输出,而形成行波振荡器,此时仅第一程有放大作用。

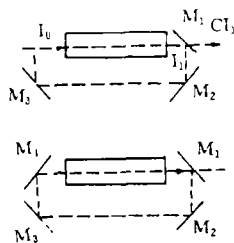


Fig. 19 The sketch of constant wave amplifier and oscillator

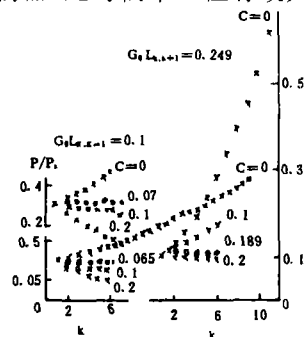


Fig. 20 $P/P_0(c) \sim K$

参 考 文 献

- [1] D. B. Rensch, Three dimensional unstable resonator calculations with laser medium. *Appl. Opt.*, 1974, 13(11): 2546~2561
- [2] 吴中祥, 对 Rensch 计算谐振腔中场分布差分法的校正. *物理学报*, 1980, 29(3): 380~382
- [3] 吴中祥, 激光器谐振腔中辐射能量密度须按场强叠加计算. *物理学报*, 1980, 29(3): 392~394
- [4] 吴中祥, 横流放电 CO₂ 激光器的增益饱和参量及其变化. *中国激光*, 1989, 16(11): 690~692
- [5] 吴中祥, 激光器输出功率的粗估公式. *物理学报*, 1979, 28(3): 426~429
- [6] E. V. Locke, R. Hilla, L. Westra, Performance of an unstable oscillator on a 30 kW gas dynamion laser. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1971 QE-7(4): 581~583
- [7] D. J. Banard, W. E. Mcdermott, N. Pchelkin *et al.*, Efficient operation of a 100 W transverse flow O₂-I chemical laser. *Appl. Phys. Lett.*, 1979, 34(1): 40~41
- [8] Wu Zhongxiang, The small signal gain distribution properties in the O₂-I laser initinted by electrical discharge. 1st International Summer School of Chemistry and Physics/Laser Chemistry and Physics Workshop, Dalian, China. 19 May-1 June, 1991
- [9] 楚泽湘, 陈丽呤, 吴中祥, 自持电激励横流 CO₂ 激光器的最佳输出功率. *中国激光*, 1986, 13(6): 328~333
- [10] 陈丽呤, 楚泽湘, 吴中祥, 横流电激励 CO₂ 激光器的二维饱和增益和输出. *光学学报*, 1985, 5(2): 135~141
- [11] 吴中祥, 沿流动方向折叠腔的优越性. *光学学报*, 1989, 9(11): 1053~1056

The basic property comparison analysis of flow laser oscillator and amplifier

WU Zhongxiang

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing 100080)

(Received 21 June 1992; revised 8 September 1992)

Abstract

According to the process of the mutual reaction of the population number at each energy level of the un-equilibrium mixed gases flowing in flow laser and the intensive emission reaching the stable oscillation, and the numerical simulated calculation results of the corresponding 3-dimensional distribution states, the simplified calculation formulae of the basic properties of the corresponding oscillator and amplifier are developed. The calculation results of these formulae are agree well with the experimental measures of many kind devices with various cavities. Concretely comparing and analyzing the basic properties of flow laser oscillator and amplifiers, some basic principles are gained for providing the theory basis of the optimum design of the corresponding devices.

Key words flow laser, laser oscillation, laser amplifier