

低温 3.0~4.2 μm 波段第一泛频一氧化碳激光器

林 钧 岫^{*}, 王 晓 旭, 于 清 旭

(大连理工大学 物理与光电工程学院, 辽宁 大连 116024)

摘要: 根据国内外近 30 年来在一氧化碳激光器领域内的研究成果, 从理论和实验两个方面论述若使第一泛频($\Delta v=2$)一氧化碳激光器在 $3.0\sim 4.2\ \mu\text{m}$ 波段成功运转, 并能提供一定的输出能量, 则必须对激光增益介质进行有效低温冷却的原因, 并指出其长波端的极限值. 理论上分析了一氧化碳分子电子基态 $X^1\Sigma^+$ 中, 高振动激发态的粒子布居数和小信号增益系数对激光放电等离子体温度的强烈依赖关系; 分析了一氧化碳分子的能级结构, 在常规的稳态动力学模型中引入了 $X^1\Sigma^+\rightarrow A^1\Pi$ 传能项, 该传能项限定了第一泛频一氧化碳激光的长波端极限. 理论分析和计算与国外同行的实验结果相吻合.

关键词: 低温冷却; V-V 泵浦; 长波端极限

中图分类号: TN248.2 文献标志码: A

0 引言

一氧化碳分子电子基态 $X^1\Sigma^+$ 中的非谐性使一氧化碳分子基态中的第一泛频(first overtone)激光跃迁,即双振动量子数 $\Delta v=v+2\rightarrow v$ 之间的激光跃迁在理论上成为可能,而且在中红外波段具有丰富的振-转谱线(vibration-rotation lines). 1972年 Sadie 等首次在 $\text{CS}_2\text{-O}_2$ 化学激光器中观察到了一氧化碳激光第一泛频跃迁^[1]; 1977年 Bergman 等利用超音速气体膨胀冷却、电激励的一氧化碳激光器,在 $2.7\sim 3.1\ \mu\text{m}$ 波段范围内,获得了 20 余条激光谱线^[2]. 这两项研究工作开辟了第一泛频一氧化碳激光器研究的先河.

目前,该领域仍是一个重要的研究热点,研究内容集中在提高激光器的性能和应用两个方面.尤其是在军事方面的应用.迄今为止,国内外的研究成果是:波段覆盖范围为 $2.5 \sim 4.2 \mu\text{m}$,这相当于 $\Delta v=2$ 的范围为 $v+2 \rightarrow v=6 \rightarrow 4$ 到 $v+2 \rightarrow v=38 \rightarrow 36$,共有 400 余条谱线^[3~11].采用电子束控制脉冲放电和低温冷却技术,在多线同时振荡工作状态下,激光输出能量和转换效率两个方面达到的最佳指标分别是输出比能量(SOE)为 50 J/Amagat ,输出转换效率接近 11% ;在 $2.5 \sim 4.2$

μm 单谱线最佳输出功率在 W 的量级, 转换效率接近 1%^[5~11].

第一泛频—氧化碳激光器的波段覆盖范围内,不仅包含了许多有机和无机分子的指纹线,而且覆盖了 $3.5\sim 4.2\ \mu\text{m}$ 的大气窗口.在这个波段内,激光在大气窗口中的透过率可高达 90%.到目前为止,在中红外波段内,还没有一种激光器在性能上可以与第一泛频—氧化碳激光器相比拟.然而,要获得第一泛频—氧化碳激光器的成功运转,尤其是要获得 $3.5\sim 4.2\ \mu\text{m}$ 大气窗口波段稳定的高能量的输出,在技术上有相当大的难度.其不仅仅是因为 $\Delta v = 2$ 激光跃迁的小信号增益系数 $g_{v+2\rightarrow v}$ 小,而且还因为 $\Delta v = 1$ 基频激光跃迁的小信号增益系数 $g_{v+1\rightarrow v}$ 远大于 $g_{v+2\rightarrow v}$,而且两者之间存在着强烈的竞争.因此,在多谱线振荡的工作状态下,在技术上必须要抑制基频激光跃迁的运行,以防止基频跃迁使第一泛频跃迁熄灭.所以迄今为止,在国内外成功获得稳定、实用的第一泛频—氧化碳激光跃迁的单位并不多.在国外,以俄罗斯莫斯科列别捷夫物理研究所、美国空军实验室、欧盟宇航中心和北约为首的研究单位采用低温电子束控制脉冲放电 (electron beam controlled

收稿日期: 2009-03-04; 修回日期: 2009-06-04.

作者简介: 林钧岫* (1935-), 男, 博士, 教授, 博士生导师.

discharge, EB CD)快速横流三轴正交技术,在波段覆盖范围和输出能量两个主要指标方面均居领先地位^[5,10].德国波恩大学应用物理研究所和中国大连理工大学物理与光电工程学院则采用液氮冷却、慢速轴向流动开放式直流自持放电技术,在中红外波段为激光磁共振(LMR)光谱分析和光声光谱检测技术研究成功了实用的第一泛频一氧化碳激光器^[3,4,11,12].

本文根据近 30 年来国内外在一氧化碳激光器领域的研究成果,从理论和实验两个方面论述,为什么在 3.0~4.2 μm 获得稳定的激光运转必须对增益介质等离子体进行低温冷却,并指出其长波端的极限值是多少.

1 一氧化碳分子激光器的工作原理

一氧化碳分子是一个稳定的异核双原子分子,其电子轨道角动量在分子轴上的投影 $\Lambda=0$,电子自旋角动量在分子轴上的投影 $\Sigma=0$,因此,电子基态是 $X^1\Sigma^+$.属于 A 类洪特耦合情况.

$$\Omega = \Lambda + \Sigma = 0 \tag{1}$$

一氧化碳分子激光器可以工作在 3 个不同的波段:电子基态 $X^1\Sigma^+$ 中基频和第一泛频激光跃迁在近中红外波段; $B^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$,在可见光波段的激光跃迁称为埃系(Ångstrom-System); $A^1\Pi \rightarrow X^1\Sigma^+$,在真空紫外波段的激光跃迁称为四正带系(fourth positive system),其波长在 180~200 nm.

一氧化碳分子激光器的工作原理详见文献[13].为了更好地说明和理解要想获得电子基态 $X^1\Sigma^+$ 中具有足够能量输出的第一泛频激光跃迁,为什么要低温冷却,其长波端的极限值是多少,在此仅作几点必要的理论说明.

1.1 非谐性 V-V 泵浦^[14]

图 1 示出了简化的一氧化碳分子单重态和三重态的能级结构;图 2 示出了一氧化碳分子电子基态 $X^1\Sigma^+$ 的势能曲线.一氧化碳分子只有一个振动模式,碳原子和氧原子沿分子轴在一个非谐性势能曲线上振荡.所以,各振动能级之间的间距是随着振动量子数 v 的增加而减小的.这个非谐性能量亏损为

$$\delta E(v) = [G(1) - G(0)] - [G(v) - G(v-1)] \cong 2\omega_{\text{exc}}(v-1) \tag{2}$$

式中: $G(v)$ 为振动能量, ω_{exc} 为一氧化碳分子的常数^[13].

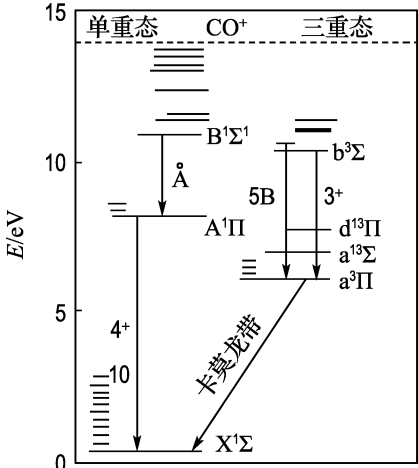


图 1 简化的一氧化碳分子能级图
Fig. 1 Simplified energy level of CO molecule

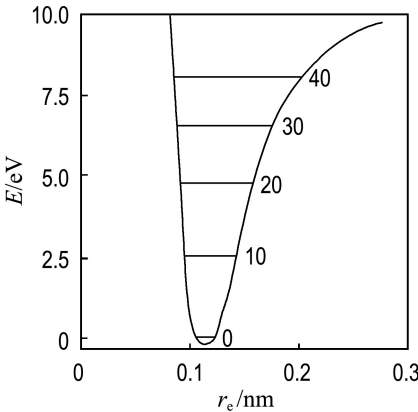
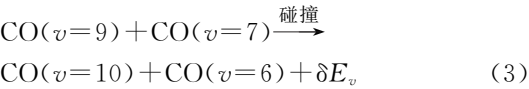


图 2 一氧化碳分子电子基态势能曲线
Fig. 2 The potential curve of the $X^1\Sigma^+$ state in CO

在图 2 中只给出了振动量子数到 $v=40$.低振动能级上($v \leq 8$)的粒子布居数主要是由一氧化碳分子与具有一定能量($E \approx 1.7$ eV)的电子相互碰撞和与处于振动激发态的氮分子之间的共振传能决定的,这两个过程对增益介质等离子体的温度依赖较小.而高振动激发态上的粒子布居程度则主要取决于非谐性 V-V 泵浦过程和 V-T 弛豫过程.而这两个过程则强烈地依赖于增益介质等离子体的温度.借助图 3 可以更好地理解非谐性 V-V 泵浦过程对温度的强烈依赖关系.如图所示,设 $v=7$ 和 $v=9$ 分别为两个处于振动激发态的一氧化碳分子 A 和 B.图中的实线示出了两个激发态相互碰撞时,V-V 泵浦能量交换过程. A 分子因失去部分能量,从 $v=7$ 回到了 $v=6$,而 B 分子则因获得部分能量从 $v=9$ 到 $v=10$.



由于非谐性的原因,有下列关系:

$$(E_{v_7} - E_{v_6}) - (E_{v_{10}} - E_{v_9}) = \delta E_v > 0 \quad (4)$$

所以, 非谐性 V-V 泵浦过程是一个放热过程 (exothermic process). 只有当能量 δE_v 能够很快地被一氧化碳分子激光器的冷却系统带走, 即满足 $\delta E_v > kT$ 的条件时 (k 为玻尔兹曼常数, T 为增益介质等离子体的平动温度), 换言之, 只有当一氧化碳激光器增益介质等离子体的温度足够低时, 例如, 在液氮温度下, 图中实线所示的非谐性泵浦过程方可以继续下去, 直至振动量子数 v 接近于 40. 图 3 的虚线示出了非谐性泵浦的逆过程, 即 V-T 弛豫过程, 即 B 分子从 $v = 10$ 跃迁到 $v = 9$, 而 A 分子从 $v = 6$ 跃迁到 $v = 7$. 若实现此过程, A 分子必须从一氧化碳分子激光器增益介质等离子体的平动能中, 获取 δE_v 这部分能量, 因此, 这是一个吸热过程 (endothermic process). 换言之, 若不对一氧化碳分子激光器增益介质等离子体进行充分的冷却, 当 $\delta E_v < kT$ 时, V-T 弛豫过程便会大于非谐性 V-V 泵浦过程. 其结果是, 高振动态不会有足够的粒子布居数, 因此也不会产生激光跃迁.

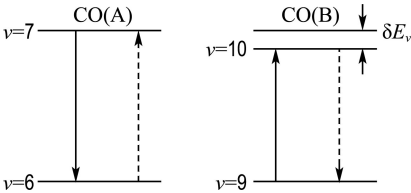


图 3 非谐性 V-V 泵浦过程
Fig. 3 Anharmonic V-V pumping

以图 3 为例说明的非谐性泵浦过程, 可以用下列速率方程来表示: 若用 $M_{7 \rightarrow 6}^{9 \rightarrow 10}$ 表示非谐性 V-

V 泵浦过程的速率, 用 $M_{6 \rightarrow 7}^{10 \rightarrow 9}$ 表示 V-T 弛豫过程的速率, 则有下列方程:

$$M_{7 \rightarrow 6}^{9 \rightarrow 10} = \exp(\delta E_v / kT) \cdot M_{6 \rightarrow 7}^{10 \rightarrow 9} \quad (5)$$

从方程(5)中可以看出, 只有当 $\delta E_v > kT$ 时, 图 3 中实线所示的过程才能占主导地位, 即 V-V 泵浦过程才能得以顺利单向进行. 从而高振动激发态才能获得实现激光跃迁所需要的、足够的粒子布居数 N_v .

由此可见, 要保证非谐性 V-V 泵浦过程的顺利进行, 则必须采用相应的、有效的冷却技术, 对激光增益介质等离子体进行充分的冷却, 才能使高振动激发态获得足够的粒子布居数, 进而满足激光跃迁的条件.

1.2 局部粒子布居数反转 (partial inversion)

图 4(a) 示出了 3 种不同温度下一氧化碳分子电子基态中各振动激发态上的粒子布居数 N_v 与振动量子数 v 之间关系的计算结果^[12]. 从图中可以清楚地看出, 低振动能级上的粒子布居数与温度的依赖关系较弱; 而高振动能级上的粒子布居数则强烈地依赖于温度. 从图中还可以看出, 没有 $N_{v+1} > N_v$ 的情况出现. 即在两个相邻的振动能级之间, 不存在全粒子布居数反转. 然而, 每一个振动能级上的粒子布居数 N_v 在微秒量级的时间内弛豫到该振动能级内的各个转动能级 j 上. 这样便会在相应的振动能级内, 在某些振-转能级之间形成粒子布居数反转, 它被称为局部粒子布居数反转, 进而满足产生激光的条件. 图 5 示出了几个振动能级上的粒子布居数 N_v 在各转动能级上的分布 N_j . 从图中可以看出, 在 $\Delta v = 1$ 和 $\Delta v = 2$ 以及 $\Delta j = -1$ 的选择定则下, 均可形成局部粒子布居数反转, 以满足产生激光跃迁的条件.

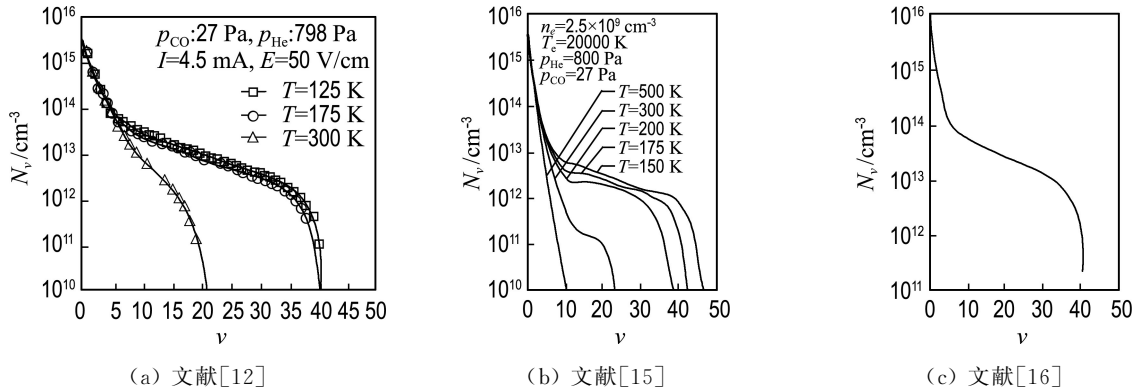


图 4 不同温度下各振动能级上粒子布局数 $N(v) = f(v)$
Fig. 4 Vibrational population $N(v) = f(v)$ in different temperatures

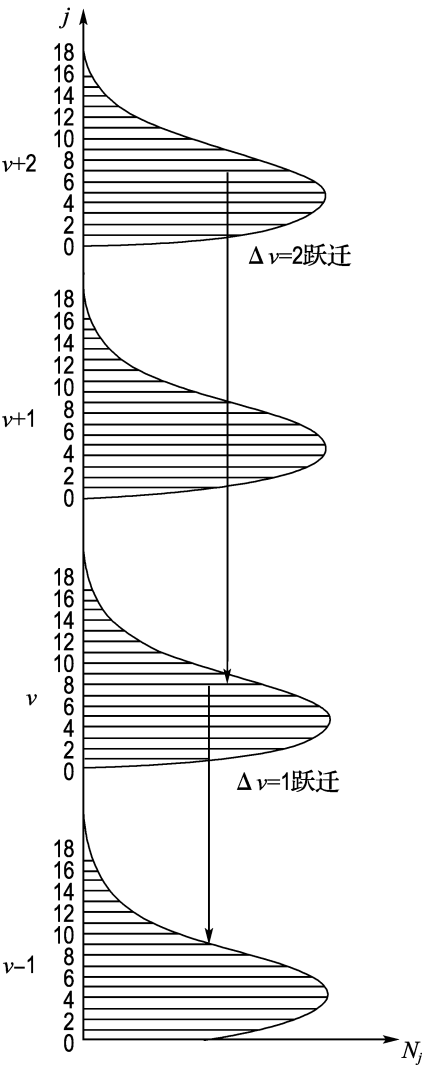


图 5 转动能级上的粒子布居数分布 $N_v(j)$
Fig. 5 Rotational population distribution $N_v(j)$

2 第一泛频一氧化碳激光器长波端极限值

迄今为止,人们利用电子束控制低温脉冲放电激励的第一泛频一氧化碳激光器获得最长波长为 $4.2\text{ }\mu\text{m}$,即 $v=38\rightarrow v=36$ 之间的跃迁^[6].而采用液氮冷却轴向慢速流动开放式、直流激励自持放电的一氧化碳激光器获得了 $4.1\text{ }\mu\text{m}$ 的长波段,即 $v=37\rightarrow v=35$ ^[4].那么利用 $\Delta v=2$ 的激光跃迁能否得到波长更长的谱线呢?

方程(6)是 Rich 在只考虑电子碰撞、V-V 泵浦、V-T 弛豫和自发辐射 4 种作用情况下,建立起来的描述一氧化碳分子电子基态中各振动能级上粒子布居数的稳态动力学模型速率方程^[15].

$$\frac{dN_v}{dt} = N'_{V\rightarrow V} + N'_{V\rightarrow T} + N'_{ec} + N'_{sc} = 0 \quad (6)$$

式中: $N'_{V\rightarrow V}$ 是非谐性泵浦提供的分量, $N'_{V\rightarrow T}$ 是 V-T 弛豫提供的分量, N'_{ec} 是电子碰撞提供的分量, N'_{sc} 是自发辐射提供的分量, N_v 为第 v 各振动能级上的粒子布居数.

在假定电子能量是恒定电子温度下 Boltzmann-Maxwell 分布的条件下,把电子温度和电子密度作为给定的输入参数,并以放电离子体的平动温度作为参变量,求解微分方程组(6),便可得到如图 4(b)所示的各振动能级上粒子布居数 N_v 与振动量子数 v 之间的函数曲线 $N(v)=f(v)$.从图 4(b)中可以看出,当激光器放电等离子体的平动温度 $T=175\text{ K}$ 时,曲线的平坦部分已超过了 $v=40$.如果 Rich 的理论模型对于振动量子数 $v>37$ 仍然适用的话,那么继续降低等离子体的温度,则有可能实现在更高的振动量子数(如 $v>40$)之间第一泛频激光跃迁,即使其波长延伸到 $4.2\text{ }\mu\text{m}$ 以上.然而事实并非如此,图 4(c)示出了 Urban 等利用高分辨傅里叶光谱仪,对一台液氮冷却轴向慢速流动开放式、直流激励的一氧化碳激光器的等离子体进行荧光分析,实测得到的 $N(v)=f(v)$ 曲线^[16,17].放电等离子体的温度在 $(125\pm 5)\text{ K}$.从图 4(c)中可以清楚地看到,当 $v\geq 37$ 时, $N(v)=f(v)$ 曲线的平坦部分急剧下降,直到当 $v>37$ 时很难形成激光跃迁.即使能够形成也是非常弱的,因为这里的 $N_{v+1}\ll N_v$.这与本文作者得到的实验结果是一致的^[18].

在振动量子数 $v<37$ 时, Rich 的理论模型和计算结果与实验数据符合得很好,对实验有很好的指导作用.但当 $v>37$ 时, Rich 的理论模型开始偏离实验结果,其原因在于该理论模型没有考虑电子基态 $X^1\Sigma^+$ 中的高振动激发态与 $A^1\Pi$ 之间能量传递通道的存在.由一个电子态 A 中的振-转态跃迁到另一个与其相邻电子态 B 中的振-转态的机率与两个电子态之间的自旋守恒、相应波函数的叠加程度(Franck-Condon-Factor)、两个相互耦合的能级之间的能量差有关,即能否形成共振传能.从图 1 所示的能级图和表 1 列出的数据可以确定,在 $X^1\Sigma^+$ 中的高振动激发态与 $A^1\Pi$ 态中的低振动激发态之间,存在从电子基态 $X^1\Sigma^+$ 到第一单重电子激发态 $A^1\Pi$ 的传能通道.根据迄今为止的实验结果和上述的理论分析可以得出:这个通道的位置,约在 $v=40$,就是一氧化碳分子激光器长波端极限值之所在的结论^[19].

表 1 几个一氧化碳分子参数^[20]
Tab.1 Some parameters of CO molecule

态序	能量值		r_e/nm	$\Delta E/\text{eV}$
	ν/cm^{-1}	E/eV		
$X^1\Sigma^+$	65 305.4	8.097	0.112 81	0.029
	($v=40$)	($v=40$)		
$A^1\Pi$	65 074.8	8.068	0.123 51	
	($v=0$)	($v=0$)		

根据实验结果和对一氧化碳分子能级结构的分析,作者曾在文献[19]中提出对方程(6)应该再加上一个从电子基态到第一单重电子激发态之间传能的修正项,即 $N'_{\text{el. st.} \rightarrow \text{el. st.}}$,以使其能够符合和正确地解释 $X^1\Sigma^+$ 中高振动激发态之间激光跃迁的实验结果,并提出了相应的稳态动力学模型速率方程(7)。

$$\frac{dN_v}{dt} = N'_{V \rightarrow V} + N'_{V \rightarrow T} + N'_{\text{ec}} + N'_{\text{se}} + N'_{\text{el. st.} \rightarrow \text{el. st.}} = 0$$

(7)

本文在考虑 $X^1\Sigma^+$ 中的高振动激发态($v>30$)与 $A^1\Pi$ 态,两个自旋守恒的电子态之间的V-E传能和 $\Delta v=2$ 自发辐射对 $X^1\Sigma^+$ 中高振动激发态粒子布居数影响的情况下,采用对速率方程(7)分步数值求解的方法得到的 $N(v)=f(v)$ 曲线如图4(a)所示.从图4(a)与图4(b)中可以清楚地看出,两种理论模型的 $N(v)=f(v)$ 曲线在高振动量子数区域的差别.而图4(a)与图4(c)所示的实测结果是一致的,这证明了在方程(7)中加上电子态之间传能项的正确性。

3 一氧化碳激光跃迁的小信号增益系数 $g_{\nu''j''}^{\nu'j'}$

小信号增益系数是判断某种增益介质是否具有形成激光跃迁能力的重要理论依据. Patel 给出了计算一氧化碳分子激光的小信号增益系数公式^[21]。

$$g_{\nu''j''}^{\nu'j'} = \left[\frac{A_{1 \rightarrow 0} \nu_v^j \cdot j}{8\pi\nu_{1 \rightarrow 0}^3 kT} \right] \left| \frac{R_{\nu' \rightarrow \nu''}}{R_{1 \rightarrow 0}} \right|^2 \cdot S(\nu) \cdot \frac{N_{\nu'} B_{\nu'}}{N_{\nu''} B_{\nu''}} \left\{ \exp \left[-\frac{B_{\nu'} \cdot j' \cdot (j' + 1)}{kT} \right] - \exp \left[-\frac{B_{\nu''} \cdot j'' \cdot (j'' + 1)}{kT} \right] \right\}$$

(8)

式(8)中的各物理量分别是 ν_v^j 为某 $P(j)_{\nu' \rightarrow \nu''}$ 支的跃迁频率; $A_{1 \rightarrow 0} = 30.3 \text{ s}^{-1}$ 是 $v=1 \rightarrow v=0$ 自发辐射的爱因斯坦系数; $N_{\nu'}$ 与 $N_{\nu''}$ 以及 $B_{\nu'}$ 与 $B_{\nu''}$ 分别为相关上下振动能级上的粒子布居数以

及相应的转动常数; $\nu_{1 \rightarrow 0}$ 是由 $v=1 \rightarrow v=0$ 的跃迁频率; $|R_{\nu' \rightarrow \nu''}/R_{1 \rightarrow 0}|^2$ 是偶极跃迁矩阵元比的平方; $S(\nu)$ 为线性函数,在本文的实验中采用低气压($p < 267 \text{ Pa}$)的条件下可视为 Doppler 加宽线型^[12,13].式(8)中 ν' 与 j' 分别为上振动能级的振动量子数和其中的转动量子数; ν'' 与 j'' 分别为相应的下振动能级的振动量子数和其中的转动量子数。

选择定则是 $\Delta j = j' - j'' = -1$; $\Delta v = \nu' - \nu'' = 1$ 为基频; $\Delta v = \nu' - \nu'' = 2$ 为第一泛频.在轴向慢速流动开放式、直流自持放电激励的一氧化碳激光器中,当 $\Delta v=1$ 时在图4(a)所示曲线的平坦部分 $N_{\nu'} / N_{\nu''} \approx 0.9$;当 $\Delta v=2$ 时, $N_{\nu'} / N_{\nu''} \approx 0.8$.另外,还必须指出式(8)只适用于图5所示曲线的纯玻尔兹曼分布部分。

采用逐次逼近高斯迭代法求解线性代数方程组(7)^[12,15],便可求得各振动能级 v 上的粒子布居数 N_v .并将其代入方程(8),则可求出相应的基频激光跃迁和第一泛频激光跃迁的小信号增益系数 $g_{\nu''j''}^{\nu'j'}$.图6示出了在两种不同的增益介质等离子体温度条件下,基频激光跃迁和第一泛频激光跃迁的小信号增益系数随振动量子数的变化.从图6可以清楚地看出小信号增益系数对温度的强烈依赖关系.在低振动量子数部分两者的差约为2个数量级;而在高振动量子数区域两者的差近似为1个数量级.其原因是方程(8)中的偶极跃迁矩阵元项,对 $\Delta v=1$ 的激光跃迁是随着振动量子数的增加近似线性增加;而对于 $\Delta v=2$ 的激光跃迁则是近似平方律增加.这是在同样的工作条件下,在高振动量子数端更容易地得到 $\Delta v=2$ 激光跃迁的原因。

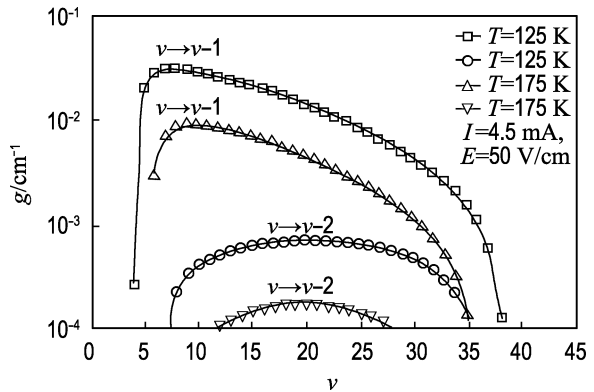


图 6 不同温度下 $\Delta v=1$ 和 $\Delta v=2$ 跃迁小信号增益系数随振动量子数的变化
Fig. 6 Small signal gain coefficients of $\Delta v=1$ and $\Delta v=2$ transition in different temperatures

4 实验技术与结果

迄今为止在 $3.0 \sim 4.2 \mu\text{m}$ 波段,用第一泛频一氧化碳激光器获得具有一定功率输出的激光跃迁,无一不是采取低温冷却技术.以 Basov 为首的俄罗斯莫斯科列别捷夫物理研究所采用的是低温 (100 K) 冷却电子束控制横向脉冲放电技术^[5~9],追求的是强能量输出;以 Urban 为首的德国波恩大学应用物理研究所和大连理工大学物理与光电工程学院采用的是液氮冷却轴向慢速流动开放式、直流自持放电连续波(CW)工作方式,以达到为光谱分析获得选频谱线的目的^[3,4,11].

因为基频和第一泛频激光跃迁在同一增益介质中同时存在,而且两者之间存在竞争,要获得 $\Delta v=2$ 的激光跃迁,必须要有高 Q 值的谐振腔,以有效地抑制基频振荡.

图 7 示出了本文设计的液氮冷却轴向慢速流动开放式、直流自持放电可调谐第一泛频一氧化碳激光器系统的实例^[11].该系统是为某项实验专门设计的,由真空配气系统、直流高压电源、带有真空夹层和盛液氮杜瓦瓶的石英激光管、光学谐振腔和光栅调谐系统以及计算机控制系统等主要部分构成.放电管内径为 14 mm ,激光增益介质区的长度约 $1\,000 \text{ mm}$.

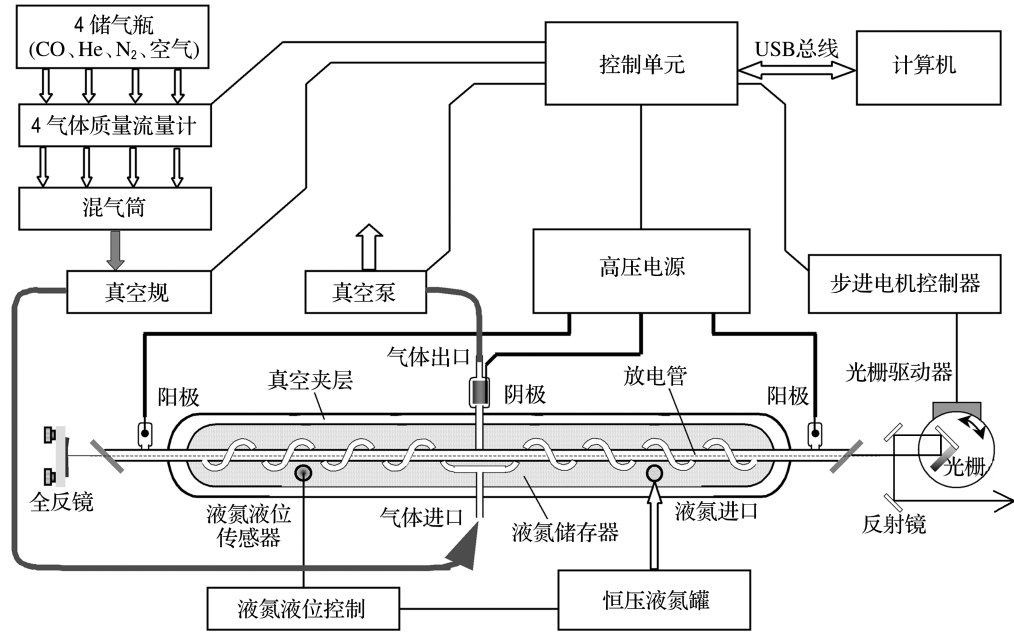


图 7 CO 激光器及其控制系统结构框图

Fig. 7 Block diagram of the computer-controlled CO laser system

因为实验要求的波段为 $3.5 \sim 4.0 \mu\text{m}$,所以在谐振腔的设计和光学元件的选择上作了如下安排:光栅采用美国 PTR 公司的 ML-502 型原刻光栅,其衍射波长为 $3.0 \mu\text{m}$;全反射端镜采用的是中科院成都光电所制作的 ZnSe 基底镀多层介质膜光学元件,在 $3.0 \sim 3.8 \mu\text{m}$ 反射率高于 99%.谐振腔的设计是采用光栅的零级输出(Littrow Mount)结构.图 8(a)和(b)分别示出了所选用的光栅和高反射端镜的光学特性.图 9 示出了采用这套系统获得的激光输出谱线,长波端的谱线为 $P(13)_{36 \rightarrow 34} = 3.988\,92 \mu\text{m}$.若所采用的光学元件的特性能够再好一些,例如全反射多层介质膜反

射镜能在 $3.5 \sim 4.2 \mu\text{m}$ 的范围内有 99% 以上的反射率和能特制出衍射波长在 $3.5 \mu\text{m}$ 的高反射效率光栅,那么完全有可能利用所设计的系统和根据作者多年从事一氧化碳激光器研究的工作经验,使 $\Delta v=2$ 激光跃迁的长波端达到 4.1 或 $4.2 \mu\text{m}$,即达到其极限波长.在这里还必须指出的是,光学谐振腔中所用的光学元件,除了在 $\Delta v=2$ 的波段内要有极高的反射率外,还必须在 $4.8 \sim 6.0 \mu\text{m}$ 具有低于 30% 的反射率,以达到有效地抑制 $\Delta v=1$ 基频振荡的目的.

表 2 给出了目前国内外几个主要研究单位所采用的技术和在 $\Delta v=2$ 的长波端所取得的成果.

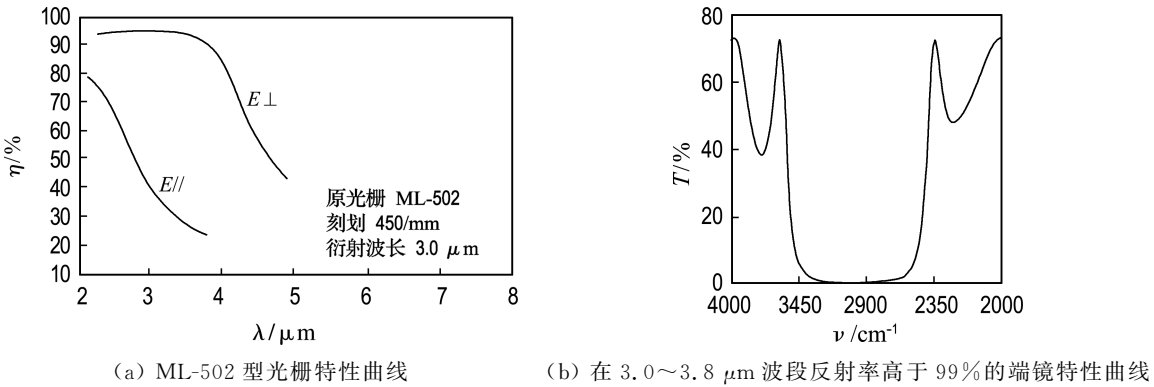


图 8 光学元件特性

Fig. 8 Characteristics of optic elements

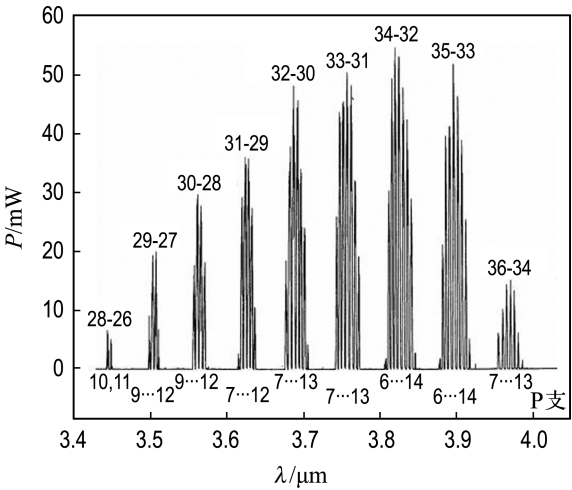


图 9 光栅选频输出泛频 CO 激光谱图

Fig. 9 Signal line operation spectrum of the CO overtone laser

表 2 主要研究单位和所采用的技术

Tab. 2 Main research institutes and applied techniques

单位	国别	采用的技术	时间	长波端波长
莫斯科列别捷夫物理研究所	俄罗斯	低温电子束控制横流、脉冲放电,工作气体循环,光栅调谐	2000 年	$P(17)_{38 \rightarrow 36} = 4.170\ 3\ \mu\text{m}^{[7]}$
波恩大学	德国	低温慢速轴向流动、开放式自持放电,光栅调谐	1993 年	$P(13)_{37 \rightarrow 35} = 4.066\ 4\ \mu\text{m}^{[3,4]}$
大连理工大学	中国	低温慢速轴向流动、开放式自持放电,光栅调谐	2005 年	$P(13)_{36 \rightarrow 34} = 3.988\ 9\ \mu\text{m}^{[11]}$
Calspan 公司	美国	超音速膨胀冷却横流、直流放电,全线震荡输出后光栅选频	1977 年	$P(6)_{21 \rightarrow 19} = 3.067\ 6\ \mu\text{m}^{[2]}$

5 结 论

由于非谐性泵浦的原因,若想在 3.0 ~ 4.2 μm 波段利用第一泛频一氧化碳激光器获得实用的激光输出,则必须对其增益介质等离子体进行低温冷却和选用高 Q 值的光学谐振腔抑制 $\Delta v = 1$ 的基频振荡. 在 $X^1\Sigma^+$ 中的高振动激发态与 $A^1\Pi$ 态中的低振动激发态之间,存在从电子基态 $X^1\Sigma^+$ 到第一单重电子激发态 $A^1\Pi$ 的传能通道,所以在 $X^1\Sigma^+$ 中的 $v=40$,即与 $A^1\Pi$ 态中的低振动激发态在能量上相重叠的位置(约为 8 eV),就是第一泛频一氧化碳激光器长波端的极限值之所在. 目前的 4.2 μm, $v=38 \rightarrow v=36$ 几乎就是极限了,因为在 $v=39 \rightarrow v=37$ 和 $v=40 \rightarrow v=38$ 两个跃迁过程只能观测到极微弱的荧光.

参考文献:

[1] SADIE F G, BUGER P A, MALAN O G. Continuous-wave overtone bands in CS₂-O₂ chemical laser [J]. **Journal of Applied Physics**, 1972, **43**:2906-2907

[2] BERGMAN R C, RICH J W. Overtone bands lasing at 2.7 ~ 3.1 μm in electrically excited CO [J]. **Applied Physics Letters**, 1977, **31**:597-599

[3] GROMOLL-BOHLE M, BOHLE W, URBAN W. Broadband CO laser emission on overtone transitions $\Delta v = 2$ [J]. **Optics Communications**, 1989, **69**:409-413

[4] BACHEM E, DAX A, FINK T, *et al.* Recent progress with the CO-overtone $\Delta v = 2$ laser [J]. **Applied Physics, B**, 1993, **57**:185-191

[5] BASOV N, HAGER G, IONIN A, *et al.* Effective multiline pulsed first-overtone CO-laser operating in spectral range of 2.5 ~ 4.1 μm [C] // CORCORAN V, GOLDMAN T. **Proceedings of International Conference Lasers' 98**. Mclean:STS Press, 1999:

481-487

- [6] BASOV N, HAGER G, IONIN A, *et al.* Multiline and single line pulsed first-overtone CO laser frequency tuned within spectral range of 2.5-4.2 μm [R] // Preprint #15 of P. N. Lebedev Physics Institute, Moscow. Moscow:P. N. Lebedev Physics Institute, Moscow, 1999:1-23
- [7] BASOV N G, HAGER G D, IONIN A A, *et al.* Frequency tunable single-line pulsed first-overtone carbon monoxide laser [J]. **Optics Communications**, 2000, **180**:285-300
- [8] BASOV N, HAGER G, IONIN A, *et al.* Pulsed first-overtone CO-laser with output efficiency higher than 10% [J]. **Optics Communications**, 1999, **171**: 107-112
- [9] IONIN A A, KOTKOV A A, KUMOSOV A K, *et al.* Pulsed first-overtone CO-laser; effective source of IR radiation in spectral range of 2.5-4.0 μm [J]. **Optics Communications**, 1999, **160**:255-260
- [10] IONIN A A, KOTKOV A A, KUMOSOV A K, *et al.* Parametric study of first-overtone CO-laser with suppressed fundamental band lasing; experimental and theory [J]. **Optics Communications**, 1998, **155**:197-205
- [11] 于清旭, 张 望, 林钧岫. 宽带可调谐一氧化碳激光器研究新进展[J]. 光电子·激光, 2006, **17**:24-26
- [12] 于清旭, 宋昌烈, 林钧岫. CO 激光 $\Delta v = 2$ 受激跃迁小信号增益系数的计算[J]. 光电子·激光, 2001, **12**:10-13
- [13] 林钧岫, 于清旭. 一氧化碳分子激光器[M] // 大连理工大学教授学术丛书 97 卷. 大连:大连理工大学出版, 1998
- [14] TREANOR C E, RICH J W, REHM R G. Vibrational relaxation of an harmonic oscillators with exchange-dominated collision [J]. **Journal of Chemical Physics**, 1968, **48**:1789-1807
- [15] RICH J W. Kinetic modeling of the high power carbon monoxide laser [J]. **Journal of Applied Physics**, 1971, **42**:2719-2725
- [16] FARRENQ R, ROSSETTI C. Vibrational distribution functions in a mixture of excited isotopic CO molecules [J]. **Chemical Physics**, 1985, **92**: 401-416
- [17] GUELACHVILI G, DEVILLENEUVE D, FARRENQ R, *et al.* Dunham coefficients for seven isotopic species of CO [J]. **Journal of Molecular Spectroscopy**, 1983, **98**:64-79
- [18] LIN J X, ROHRBECK W, URBAN W. Long wavelength operation of a CW CO-laser up to 8.18 μm [J]. **Applied Physics B**, 1981, **26**:73-76
- [19] 林钧岫, 宋昌烈, 徐庚武, 等. 关于 $X^1\Sigma^+$ 态中连续波一氧化碳激光器长波端极限值的讨论[J]. 量子电子学, 1984, **1**(2):112-117
- [20] HERZBERG G. Molecular spectra and molecular structure I [M] // **Spectra of Diatomic Molecules**. Princeton:Van Nostrand Reinhold Company, 1950
- [21] PATEL C K N. Vibrational-rotational laser action in carbon monoxide [J]. **Physics Review**, 1966, **141**: 71-83

3. 0-4.2 μm low temperature cooled first overtone CO-laser

LIN Jun-xiu*, WANG Xiao-xu, YU Qing-xu

(School of Physics and Optoelectronic Technology, Dalian University of Technology, Dalian 116024, China)

Abstract: According to the achievements in the laser research field at home and abroad in the last 30 years based on both theoretical analysis and experimental results, the reason of cooling the first overtone ($\Delta v = 2$) CO-laser gain plasma to get laser output with enough power in the wavelength ranging from 3.0 to 4.2 μm is pointed out, which is the limit of long wavelength end of the first overtone CO-laser. The high excited vibrational state population and small signal gain factor of CO electronic ground state $X^1\Sigma^+$ are strongly dependent on laser plasma temperature. Based on theoretical analysis of CO energy level structure, an energy transfer term $X^1\Sigma^+ \rightarrow A^1\Pi$ is introduced in the normal kinetic modeling of CO-laser. This energy term limits long wavelength end. The results of theoretical analysis and calculations are consistent with other experimental ones.

Key words: low temperature cooling; V-V pumping; limit of the long wavelength end