

光抽运甲基氟远红外激光器

傅恩生 蔡惟泉 王忠志 吴铁强 刘亚淑

(中国科学院上海光机所)

Optically pumped methylfluoride far infrared laser

Fu Ensheng Cai Wei-quan Wang Zhong-zhi

Wu Tie-qiang Liu Ya-shu

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

The parameters of the optically pumped far infrared laser have been calculated. The configuration and oscillation characteristics of the first optically pumped far infrared laser in our country are described. Transmissivity of far infrared optical materials at $496\mu\text{m}$, such as fused quartz, germanium, silicon, polyethylene, polytetra-fluoroethylene and all kinds of papers etc have been measured by the methylfluoride far infrared laser and the data are given.

一、引言

用 CO_2 激光抽运的远红外激光器诞生在 1970 年^[1], 至今已在 30 多种分子中获得了 1000 多条远红外激光谱线^[2~4], 波长范围从 40 微米到 2 毫米, 复盖了整个远红外区。与电激励远红外激光器相比, 光抽运的远红外激光器不存在放电起伏、热漂移和分子分解等现象。因此, 具有单色性好, 噪声低等优点, 特别适用于通讯、雷达、等离子体诊断、光频标与光频测量、光谱学、天文学等领域^[5~7]。

我们从 1978 年开始研制光抽运远红外激光器, 同年获得 496 微米的远红外激光输出。本文对光抽运远红外激光器的设计参数

进行了计算; 介绍了我国第一台光抽运远红外激光器的结构和振荡特性, 以及用该激光器对各种远红外光学材料透过率进行测量的数据。

二、设计

1. 光抽运甲基氟远红外激光器原理^[1,5]

甲基氟 (CH_3F) 分子的能级结构如图 1 所示。用 CO_2 激光器的 9.6 微米带的 $P(20)$ 线 (波长 9.55 微米) 抽运甲基氟分子, 使其从 ν_3 模 (C-F 拉伸振动模) 的基态 ($V=0, J=12$) 跃迁到高振动能级 ($V=1, J=12$), 其中 V 是振动量子数, J 是总角动量子数, 图 1 中的 K 是 J 在分子对称轴方向的分量子数

收稿日期: 1979 年 4 月 24 日。

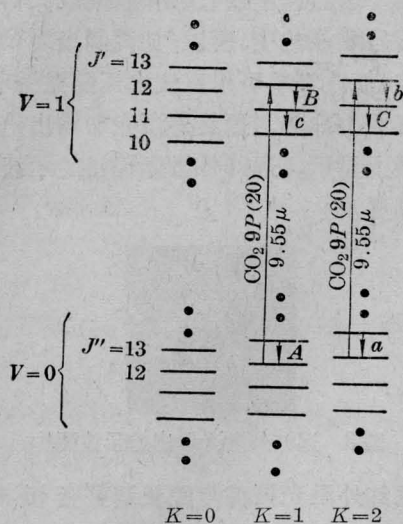


图1 光抽运甲基氟分子的部分振转能级
A, a 452 微米; B, b 496 微米;
C, c 541 微米;

数。由于在室温上能级中热激发的粒子数很少 ($\sim 6.6 \times 10^{-3} n_0$, n_0 是基态粒子数密度), 所以抽运跃迁 ${}^9Q(12)$ 很容易造成 $V=1, J=12$ 能级相对于 $V=1, J=11$ 转动能级的粒子数反转。CH₃F 分子具有很大的永久电偶极矩 (~ 1.9 德拜), 因此有很高的增益, 容易形成激光振荡, 发射 496 微米的远红外激光。

2. 远红外激光腔参数选择

根据具备的实验条件, 我们选择开式腔做远红外激光腔。为防止远红外激光产生严重的衍射损失, 选择腔的费涅耳数 $N=1.5$ 。半对称平球准共焦腔的腔反射镜直径 $D=60$ 毫米, 因此腔长 $L=D^2/4\lambda_F N=120$ 厘米。

镀金平面反射镜中心带直径 $\phi=5$ 毫米的耦合孔, 既供抽运用的 CO₂ 激光注入, 又供远红外激光耦合输出。耦合孔对应的费涅耳数 $N_0=\phi^2/4\lambda_F L=1.04 \times 10^{-2}$, 其中 λ_F 是远红外激光波长。镀金凹球面反射镜曲率半径 $R=350$ 厘米。这样的半对称平球准共焦腔的等价共焦腔曲率半径 $R_{eq}=(2LR-L^2)^{1/2}=264$ 厘米。无耦合孔时单程衍射损失 $\leq 0.04\%$, 考虑到耦合孔以后, 单程功率损失为 $\leq 5\%$ [8, 9]。典型的甲基氟远红外激光器

的增益系数为 0.5% 厘米⁻¹ [10, 11], 因此, 这样的开式腔能保证远红外激光振荡。

与可见光和近红外区的气体激光器不同, 远红外激光腔必须在光轴方向平移调整才能获得共振。因为远红外激光的多普勒宽度 (半极大全宽度)

$$\Delta\nu_D = \nu_0 (8 \ln 2)^{1/2} (kT/MC^2)^{1/2} \\ = 1.28 \text{ 兆赫}$$

比 CO₂ 激光的多普勒宽度小 50 倍。于是

$$L \left(\frac{\Delta\nu_D}{\nu_0} \right) = (L/\lambda_F) \times \Delta\lambda_F \ll \lambda_F/2$$

这表明在腔长 L 范围内的波长可调谐长度远小于半个远红外波长, 只有平移反射镜调整腔长, 才能在合适的位置上达到共振。本装置的腔可在 5 毫米范围内平行移动反射镜, 足够满足腔长调整的要求。

3. 增益系数、工作气压和输出功率的估计

按速率方程模型, Hodges 给出甲基氟远红外激光器的小信号增益系数

$$g_0 = 53 \text{ m}^{-1} P(\text{torr}) \frac{I_P/I_0}{(1+I_P/I_0)^{1/2}} \\ \times [1 - (P/P_C)^2] - 0.124 \text{ m}^{-1}$$

其中 P 是工作气压; I_P 是抽运光强。该实验中 CO₂ 激光斑点直径 3 毫米, 输出功率 6 瓦, 所以 $I_P=85$ 瓦/厘米²; I_0 是饱和参量, 按 [11] 给出的 $I_0=6 \times 10^3 \times P^2=0.87$ 瓦/厘米², 其中 P 取 12 毫托; P_C 是截止气压, 按 [11] 给出的截止气压与管径的关系 $P_C=130/d=18.5$ 毫托, 其中管直径 $d=7$ 厘米。按 [14] 给出的最佳工作气压与管径的关系, $P_{opt}=85/d \approx 12$ 毫托, 取 $P=P_{opt}$, 计算得 $g_0 \approx 3.6 \text{ m}^{-1}$ 。因此, 远红外激光的单程增益可达到 4.3。

T. Y. Chang 指出 [5], 甲基氟的远红外发射属于均匀加宽, 因此远红外激光的输出功率可以用 Rigrod 方程计算 [11]:

$$P_{out} = \frac{1}{2} A I_s T \left[\frac{g_0 L}{l+T} - 1 \right]$$

其中 A 是有效束截面, T 是耦合输出系数,

I_s 是远红外饱和强度。由等价共焦腔理论, 计算得光腰半径 $w_0 = (R_{eq}\lambda_F/2\pi)^{1/2} = 1.45$ 厘米, 有效束截面近似取 $A = \pi w_0^2 = 6.6$ 厘米。远红外激光饱和强度^[11] $I_s = 3.7 \times P^2 = 5.33 \times 10^{-4}$ 瓦/厘米²。 $T = 0.05$, l 是腔内反射、散射等损失, 取 $l \approx 1 - 0.9 \approx 0.1$, 则

$$P_{out} = 2.4 \times 10^{-3} \text{ 瓦}$$

考虑到输出的远红外激光经光学元件(如 Ge 片)的反射和透射才能到达接收器, 所以预计到达接收器的远红外激光功率在毫瓦左右。

三、远红外激光器的结构 和振荡特性

实验装置如图 2 所示。连续波 CO₂ 激光器经光栅 G(100 条/毫米)选出 9P(20) 线输出, 典型输出功率 6 瓦。CO₂ 激光经平面反射镜 M₁ 和凹面镀金反射镜 M₂, 注入到远红外激光腔中。M₂ 的曲率半径为 1 米。光阑 A 和 B 主要起定位作用, 只要 CO₂ 激光束打在光阑中心, 就可以准确地注入到 M₃ 的中心耦合孔中。M₂ 到 M₃ 的距离为 50 厘米。锗片 Ge 与光轴成 45° 角, 它对 CO₂ 光束反射 23%, 反射光经 M₅ 反射至光栅单色仪, 用来监视 CO₂ 激光振荡支。M₃ 是平面镀金反射镜, 中心耦合孔直径 5 毫米, M₄ 是凹面镀金反射镜, 曲率半径 R = 3.5 米, M₃ 和 M₄ 构成远红外激光腔, 腔间距 L = 1.2 米。远红外激光经 M₃ 上的中心耦合孔和 Ge 片及水晶凸透镜窗口, 到 RD-L 型热释电

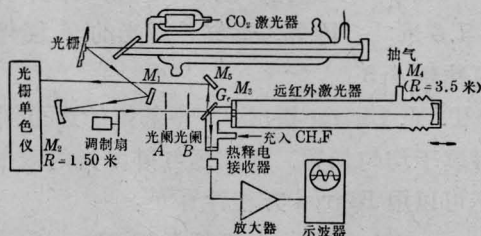


图 2 光抽运甲基氟远红外激光器实验装置示意图

接收器。因热释电接收器和匹配放大器只对交流信号才能响应, 所以, 加调制扇对 CO₂ 激光斩波, 斩波频率可用直流电压随意调节, 典型频率在 100 赫。远红外激光器输出信号在示波器上显示。远红外激光输出的示波照相如图 3 所示。



图 3 远红外激光输出的示波照片

远红外激光振荡与腔长调整密切相关。用远红外腔做波长测量, 如表 1 所示, 测得的激光振荡波长 $\lambda_F = 500 \pm 5$ 微米。

表 1 CH₃F 远红外激光波长的测定

组别	转鼓读数 (毫米)	$\frac{\lambda_F}{2}$ 的整数倍	λ_F 波长值 (微米)
1	15.170 14.920	$> 0.250 \text{ 毫米} = \frac{\lambda_F}{2}$	500 ± 5
2	14.930 14.430	$> 0.500 \text{ 毫米} = \frac{\lambda_F}{2}$	500 ± 5
3	14.920 14.175	$> 0.745 \text{ 毫米} = \frac{3\lambda_F}{2}$	497 ± 5
4	16.070 15.580	$> 0.490 \text{ 毫米} = \frac{2\lambda_F}{2}$	490 ± 5

远红外激光振荡与工作气压有关。在抽运 CO₂ 激光 9P(20) 线功率 6.6 瓦情况下, CH₃F 496 微米振荡的工作气压范围是 5~40 毫托。与前面估计的数值相比, 截止气压不是 18.5 毫托, 而是 40 毫托。这是因为截止气压的估算公式仅考虑振动弛豫与管径的关系, 它适用于较小的管径。对于像本实验中所用的直径 70 毫米管径来说, 不大适用了; 此外, 充气压强是用热电偶直接测量的, 热电偶没用 CH₃F 重新标定, 读数与实际值可能有一定的误差。实验发现最佳充气压强是 15 毫托, 这与估计的 12 毫托相差不多。远红外激光输出功率和充气压强的关系如图 4 所示。在实验中, 甲基氟气体是缓慢流动的。封闭式的激光器也能保持一定时间的工

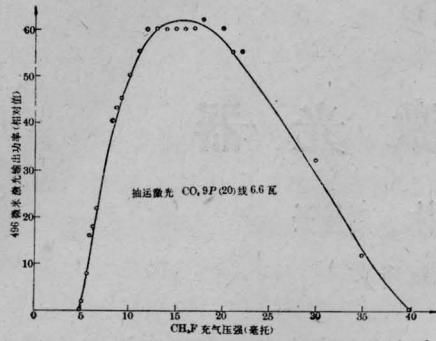


图4 远红外激光输出与充气压强的关系

表2 各种材料对496微米的百分比透过率

材料名称	厚度 (毫米)	透过率 (%)	说明
聚四氟乙烯	1.0	97	
聚四氟乙烯	1.7	93	[13] 给出 1.81 毫米透过 90%
熔融石英	2.0	64	[13] 给出 0.55 毫米透过 74%
水晶	1.97	71	表面未经抛光。[12] 给出 1 毫米透过 80%
锗片	2.0	69	[12] 给出 2 毫米透过 40%
硅片	2.2	46	[12] 给出 2 毫米透过 42%
聚乙烯板	5.0	80	[13] 给出 3.21 毫米透过 87%
聚乙烯膜	0.12	90	
有机玻璃	1.0	56	
聚酰亚胺膜	0.06	75	
玻璃片	1.2	0	
环氧玻璃纤维板	1.5	0	
电容器纸	0.04	80	
铝箔	0.02	0	
白制图纸	0.18	80	
描图纸	0.05	80	
双面复写纸	0.032	98	
彩色纸	0.05	90	粉色和绿色彩纸效果一样
白纸	0.062	80	
石棉纸	0.22	80	
胶木板	1.0	10	

作(十几小时)。实验仍在进行中。

远红外激光振荡与抽运激光强度有关。在 CO_2 激光器的 9P(20) 线为 6.6 瓦时, 远红外激光振荡较强(~ 0.1 毫瓦), 可是当 CO_2 激光减弱至 5 瓦时, 输出变得不稳定(~ 0.01 毫瓦), CO_2 激光功率低于 5 瓦时, 远红外激光停止振荡。

在远红外激光输出比较稳定的情况下, 我们对各种远红外光学材料和纸张做了百分比透过率测量。测量结果如表 2 所示。估计测量误差在 6~10%。误差来源主要是 CO_2 激光输出功率有明显不稳定而造成远红外激光输出功率也不稳定; 此外, 示波器垂直方向幅度刻线的读数精度不高。我们测量的结果与有关报导的结果基本一致^[12]。

参 考 文 献

- [1] T. Y. Chang, T. J. Bridges; *Opt. Commun.*, 1970, **1**, 423.
- [2] M. Rosenbluh *et al.*; *Appl. Opt.*, 1976, **15**, 2635.
- [3] J. J. Gallagher *et al.*; *Infrared Phys.*, 1977, **17**, 43.
- [4] T. A. DeTemple, S. A. Lawton; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1978, **QE-14**, 762.
- [5] T. Y. Chang; *IEEE Transactions on Microwave Theory Techniques*, 1974, **MTT-22**, 983.
- [6] M. Yamanaka; *JOSA*, 1977, **67**, 952.
- [7] 东北大学电气通信研究所主催, 第 15 回, シンポジウム论文集, サブミリ波, 1978 年 11 月。
- [8] G. T. McNice *et al.*; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1969, **QE-5**, 569.
- [9] A. Maitland, M. H. Dunn; *Laser Physics* Chap. 4, North Holland Publishing Co., Amsterdam, London, 1969.
- [10] T. A. DeTemple, E. J. Damielwicz; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1976, **QE-12**, 40.
- [11] D. T. Hodges *et al.*; *Infrared Phys.*, 1976, **16**, 175.
- [12] M. F. Kimmitt; *Far Infrared Techniques*, p. 20~30, Pion Limited, London, 1970.
- [13] Е. М. Воронкова; *Оптические материалы для инфракрасной техники*, 1965.
- [14] G. A. Koepf, K. Smith; *IEEE J. Quant. Electr.*, 1978, **QE-14**, 333.