

基于光放大的长脉冲抽运太赫兹激光^{*}

祁春超[†] 左都罗 孟凡奇 卢彦兆 纠智先 程祖海

(武汉光电国家实验室, 华中科技大学光电子科学与工程学院, 武汉 430074)

(2008 年 9 月 22 日收到, 2008 年 11 月 16 日收到修改稿)

为了获得较窄增益带宽、较大光强的太赫兹辐射, 尝试了利用 TEA CO₂ 激光器对 6 W 可调谐连续波 CO₂ 种子激光实行双程光放大实验, 以期望获得长脉冲、高功率的抽运光. 通过实验, 获得了大约 30 倍的放大系数, 放大光输出功率随种子光注入功率的增加而增加, 其中 10 P(20) 支线表现更加突出, 并且被放大的激光支线半峰全宽在 14 μ s 左右. 基于这种长脉冲抽运源, 建立了一种产生脉冲太赫兹的动力学模型, 给出了产生太赫兹辐射的饱和抽运光强表达式, 确定了抽运光的光强范围. 另外, 通过对动力学模型含时解的推导, 得到了太赫兹增益介质吸收抽运光能量的表达式. 分析表明, 对于强抽运光, 这种长脉冲激光可能更适合充当重分子太赫兹增益介质的抽运源, 而对于较弱抽运光, 几乎不能形成转动能级间的粒子数反转, 因而无太赫兹辐射产生.

关键词: 激光物理, 长脉冲, 动力学模型, 太赫兹激光

PACC: 4255D, 4255B, 9580G

1. 引言

太赫兹 (THz) 或远红外 (FIR) 激光在各种材料诊断 (例如等离子体, 半导体, 化学药剂, 生物分子以及生物组织), 医疗和安检成像, 大气遥感和监测以及天文学等领域都具有极其广泛的应用. 近年来一些科研工作者在这些领域做了很多尝试性的工作^[1-4]. 在过去的几十年里, 大多数实验报道局限于短脉冲和连续波 FIR 激光^[5,6]. 最近 Carelli 等人利用半峰全宽为 15—40 μ s 的新型脉冲 CO₂ 激光重新研究了好几条甲醇 FIR 激光谱线^[7,8]. 而可靠紧凑的 CO₂ 激光技术及其广泛的商业应用, 尤其 TEA CO₂ 激光器的到来, 开创了光抽运 THz 激光技术一个新的时代^[9].

本文首先通过光放大实验获取半峰全宽为 14 μ s 左右的多条 CO₂ 激光支线, 然后从理论上分析了这种长脉冲展宽的 CO₂ 激光可能更适合于充当重分子 THz 激光的抽运源.

2. 长脉冲抽运源实验

图 1 是双程光放大实验装置原理图. 图中 He-

Ne 激光充当指示光源, 6 W 可调谐连续波 CO₂ 激光作为种子光被放大, 输出的连续波 CO₂ 激光光束被一个类似望远镜的透镜系统将直径扩大 10 倍. 然后 He-Ne 激光和连续波 CO₂ 激光同时注射到全反 He-Ne 激光以及全透 CO₂ 激光的 GaAs 平面镜上. 通过调节 M₃ 和 M₄ 平面镜以及 GaAs 平面镜, 使 CO₂ 激光束和 He-Ne 激光束在近场和 10 m 远场均合束, 再将此光束注入到本实验室自行研制的 TEA CO₂ 激光腔内. TEA CO₂ 激光器是非稳腔结构, 该非稳腔是由曲率半径为 2 m 的镀金凸面镜和曲率半径为 4.8 m 的镀金凹面镜组成, 腔长 1.4 m, 输出窗口由 ZnSe 封闭. 在本实验中, TEA CO₂ 激光器的工作参量为: 电压 35 kV, 工作总气压 20 kPa, 工作气体混合比为 CO₂:H₂:N₂ = 3:2:15. 该激光器输出激光能量 12 J, 半峰全宽大约 100 ns. TEA CO₂ 激光器作为放大器的主要部分, 在放大器的输入端放置了隔离器, 其主要目的是为了防止反馈光影响种子光源. 放大的激光通过光束分离器使一部分输入到 CO₂ 光谱分析仪, 检测是否就是被放大的种子光, 另外一部分被 HgCdTe 探测器接收然后将信号输送到 TDS7154B 示波器. 在光放大过程中, 为了抑制自激振荡, 调节图 1 中非稳腔的两腔镜 R₁, R₂, 使之完全不平行, 并且

^{*} 国家重点基础研究发展计划 (973) 项目 (批准号: 61328) 和 水下测控重点实验室基金 (批准号: YS0C260603) 资助的课题.

[†] E-mail: qichunchao323@yahoo.cn

在凹面镜的前面放置一块反射率极低的铜片. 这样处理后, 使得损耗远大于增益, 当放大器在无种子光注入情况下工作时, 激光在腔内不能形成振荡从而没有激光输出, 这可以从示波器显示的时间波形(如图 2)得到证实. 这表明, 自激振荡得到较好地抑制. 当注入种子光的某一条激光支线时, 种子光被放大, 这从示波器显示的时间波形(如图 3)可以看出.

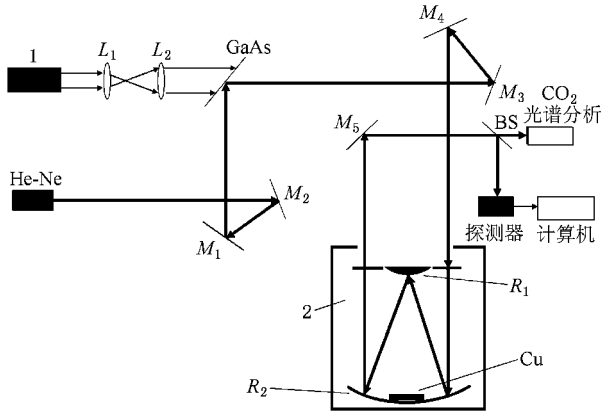


图 1 光放大示意图(1 为 6 W 可调谐连续 CO₂ 激光器; 2 为输出窗口为 ZnSe 的 TEA CO₂ 激光器; R₁ 为曲率半径为 2 m 的凸面镜; R₂ 为曲率半径为 4.8 m 的凹面镜; L₁, L₂ 为焦距分别为 30 mm, 300 mm 的棱镜; M_i (i = 1, 2, 3, 4, 5) 为平面镜; BS 为 50/50 光束分离器)

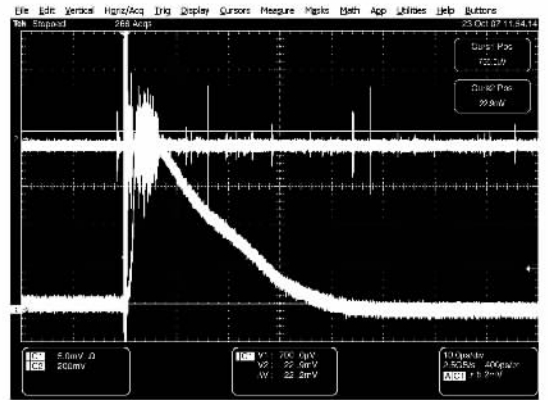


图 3 种子光放大后的脉冲波形图

值功率近似为 145 W, 半峰值全宽约为 17 μs. 另外好几条 CO₂ 激光支线诸如 10R(20), 10P(22), 10P(18), 10P(16), 10P(20), 9P(22) 以及 9P(24) 也被考虑, 放大器不工作时, 对应的信号幅度分别为 0.24 mV, 0.20 mV, 0.10 mV, 0.12 mV, 0.20 mV, 0.20 mV 和 0.12 mV, 同时对应的平均功率分别为 4.94 W, 2.90 W, 1.98 W, 2.50 W, 3.0 W, 3.70 W 和 3.54 W. 这些激光支线经过光放大之后的时间波形图被描述在图 4(b) 至 4(h), 并且很容易求得对应的脉冲峰值功率分别为 113 W, 70 W, 47.5 W, 63 W, 105 W, 74 W 和 70.8 W.

为了便于看出注入功率与输出功率之间的关系, 放大前后的功率值被列于表 1 并且将它们的关系曲线描述在图 5 中.

表 1 CO₂ 激光支线的放大

激光支线	种子光功率/W	放大光功率/W
10R(16)	5.47	145
10R(20)	4.94	113
10R(22)	2.90	70
10R(18)	1.98	47.5
10P(16)	2.50	63
10P(20)	3.0	105
9P(22)	3.7	74
9P(24)	3.5	71

从图 5 中可看出, CO₂ 激光支线的输出功率随注入功率的增加而增加, 而且 10P(20) 在较低注入功率情况下却表现得更加突出. 按照玻尔兹曼分布, 激光上能级粒子数可以表示为 $N_u(J) \propto (2J + 1) \exp(-\frac{E_n}{kT})$, 对于 $T = 400$ K 时, 转动量子数 $J = 19$ 能级粒子数达到最大^[10]. 这表明只要达到粒子数反转阈值, 10P(20) 激光支线极易产生, 因此 10P

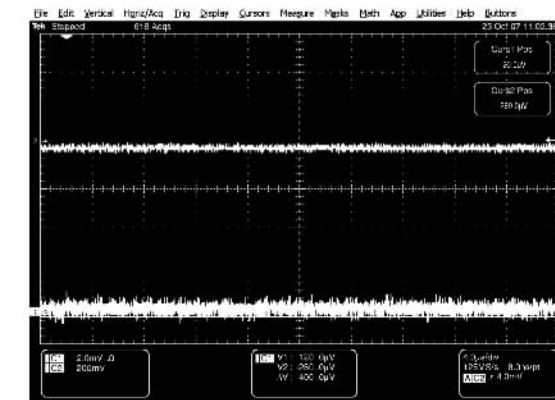


图 2 无种子光注入、TEA CO₂ 激光器工作时示波器上没有观察到自激振荡现象

在本实验中, 首先选择如图 4(a) 所示的连续波 CO₂ 10R(16) 激光支线进行光放大实验. 放大器不工作时, 在示波器上显示的信号幅度为 0.68 mV, 放大之后在示波器上显示的信号幅度为 18 mV, 其放大倍数约为 30 倍. 放大之前, 测得连续波 CO₂ 10R(16) 激光的平均功率为 5.47 W, 因此放大之后的脉冲峰

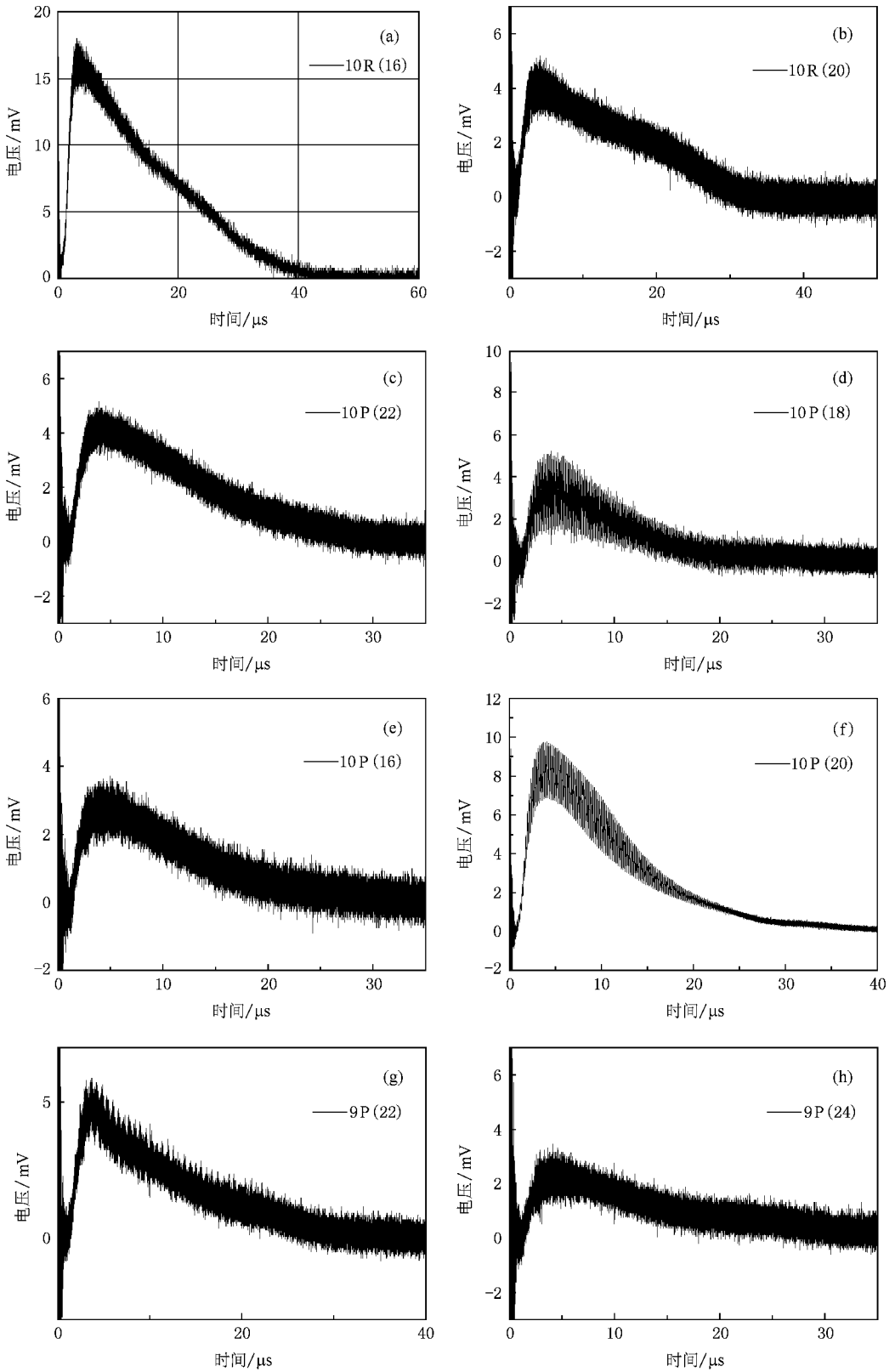


图 4 (a)–(h)光放大后的脉冲波形图

(20) 种子光的注入将促使 $J = 19$ 能级上的粒子数不断地被聚集,进而产生了较强的激光支链.然而,这

种例外并不会影响到我们的实验,从某种程度上说这有助于提高 10P(20) 种子光的峰值功率.

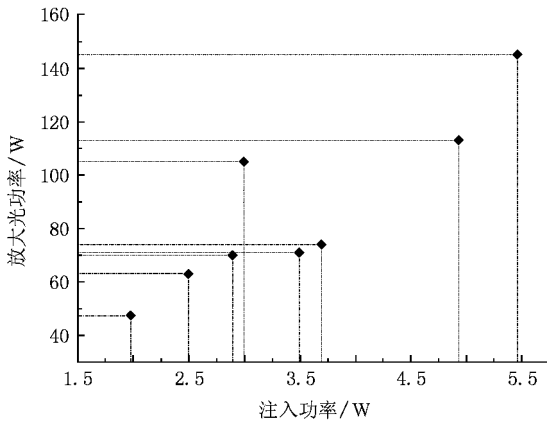


图5 注入功率与放大光输出功率的关系

3. 光抽运 THz 理论模型

前面部分是关于长脉冲获取的实验,下面将建立适合于这种长脉冲抽运 THz 辐射的动力学模型.这种动力学模型类似于 Weiss 连续波动力学模型^[11].在连续波动力学模型中,从激发振动能级弛豫到基态这个过程必须考虑,然而,在脉冲动力学模型中这个过程显得微不足道.由于只分析抽运和 THz 产生这两个过程,所以不妨考虑一个如图 6 所示的三能级模型.

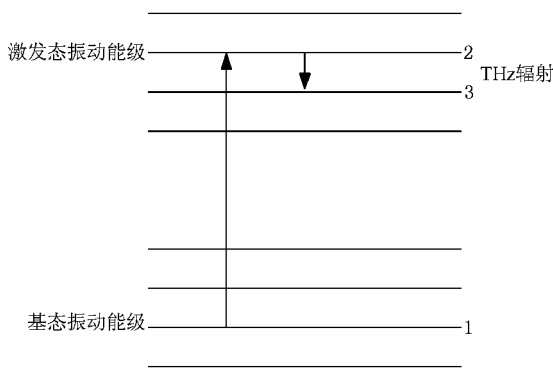


图6 光抽运 THz 激光能级示意图

在图 6 中原子从基态转动能级 1 被抽运到激发态转动能级 2,然后在激发态转动能级 2 和 3 之间产生 THz 激光.该模型的速率方程表述如下:

$$\frac{dN_1}{dt} = N_{21} W_p + (f_1 N_{V_0} - N_1) W_c, \quad (1)$$

$$\frac{dN_2}{dt} = -N_{21} W_p - N_{23} W_T + (f_2 N_{V_1} - N_2) W_c, \quad (2)$$

$$\frac{dN_3}{dt} = N_{23} W_T + (f_3 N_{V_1} - N_3) W_c, \quad (3)$$

$$\frac{dN_{V_0}}{dt} = N_{21} W_p + N_{V_1} W_{V_1}, \quad (4)$$

$$\frac{dN_{V_1}}{dt} = -N_{21} W_p - N_{V_1} W_{V_1}, \quad (5)$$

其中 N_i ($i = 1, 2, 3$) 表示上下能级单位体积内的粒子数, $N_{21} = N_2 - (g_2/g_1)N_1$ 表示 2 和 1 能级之间的布居数差,并且总为负值; $N_{23} = N_2 - (g_2/g_3)N_3$ 表示 2 和 3 能级之间的布居数差且总为正值; $g_i = 2J + 1$ 表示能级 i ($i = 1, 2, 3$) 的简并度; N_{V_0} (N_{V_1}) 表示基态(激发态)振动能级上单位体积的分子数,并且 $N_{V_0} + N_{V_1} = N_0$, 其中 N_0 表示单位体积的分子总数; f_i ($i = 1, 2, 3$) 表示玻尔兹曼系数; W_c 表示在振动能级内所有转动能级间的碰撞速率且满足 $W_c = \pi \Delta \nu_p^{[12]}$; W_{V_1} 表示振动弛豫速率; W_p 和 W_T 分别表示抽运光和 THz 辐射的诱导跃迁速率,并且有下面关系式^[10]:

$$W_{i(T)} = \frac{\lambda^2 I S(\nu)}{8\pi h \nu t_{sp}} \quad (6)$$

其中 I 表示激光强度; λ 和 ν 分别表示波长和频率; t_{sp} 表示自发辐射寿命; $S(\nu)$ 表示增益线宽函数.

不同分子的振动和转动时间已被 Leskov 等人^[13]、Schwartz 等人^[14]以及 Weitz 等人^[15]测量确定.他们测量的结果表明振动弛豫速率 W_{V_1} 相对转动弛豫速率 W_c 来说小得多,因而可以忽略不计.当近似考虑 $f_1 = f_2 = f_3$ 和 $g_1 = g_2 = g_3$ 时,方程(1)–(5)的含时解 N_{V_1} 可以表示为

$$N_{V_1} = \frac{1}{2} N_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{2W_p}{W_c + 2W_p} f W_c t_p\right) \right]. \quad (7)$$

从抽运光中获得的能量可以表示为

$$\Delta E = \frac{1}{2} N_0 h \nu_p V \left[1 - \exp\left(-\frac{2W_p}{W_c + 2W_p} f W_c t_p\right) \right], \quad (8)$$

其中 V 表示增益介质体积.

对于强抽运光强即 $2W_p \gg W_c$, 方程(8)可以化简为

$$\Delta E = \frac{1}{2} N_0 h \nu_p V [1 - \exp(-f W_c t_p)]. \quad (9)$$

对于较弱抽运光强即 $2W_p \ll W_c$, 此时的碰撞可能使激发态振动能级的粒子在整个抽运脉冲时间内保持转动能级的热力学分布 $N_2 = f N_{V_1}$, 然而没

有任何粒子数反转贡献给 THz 辐射.

为了确定在多大抽运强度范围内能产生 THz 辐射,必须求解出饱和抽运光强值.在此不妨假设

$$I_{ps} = \frac{W_c}{2W_p} I_p, \text{ 联立方程(6)可推导出 } I_{ps} = \frac{4\pi h c t_{sp} W_c}{\lambda_p^3 S(\nu_p)}, \text{ 其中 } S(\nu_p) \text{ 表示吸收线宽函数,可近似}$$

表示为 $S(\nu_p) \approx \frac{1}{\Delta\nu}$, 另外 $W_c = \pi\Delta\nu_p$, 将上述两式代入饱和光强表达式求得最终形式为

$$I_{ps} = \frac{4hct_{sp}(\pi\Delta\nu_p P)^2}{\lambda_p^3 P}. \quad (10)$$

当 $2W_p \gg W_c$ 即 $I_p \gg I_{ps}$ 时,这种强抽运激光将会产生 THz 辐射.例如计算 9P(36) CO₂ 激光支线抽运 CH₃OH 气体(产生 119 μm THz 辐射)时的最小抽运强度.假定 $t_{sp} = 3.5$ s, $\lambda_p = 9.70$ μm, 并且由文献[16]查得 CH₃OH 的碰撞速率表达式为 $W_c = \pi\Delta\nu_p = 0.69 \times 10^6 / \text{s} \cdot \text{Pa}$, 在 665 Pa 气压下,可计算 $I_{ps} = 0.097$ kW/cm², 因此抽运光强满足 $I_p \gg 0.097$ kW/cm², 才可以产生 THz 辐射.实际上过去大多数实验采用的抽运光强均在 0.1 kW/cm² 以上^[5,17].总之,根据方程(10)可以确定抽运光强的范围.

对于 D₂O, NH₃, CH₃OH, CH₃I 和其他 THz 气体,由于各种损耗,实际上它们最多只能吸收抽运光 20% 的能量,用来贡献最大的 THz 输出^[18].从而可以计算出

$$fW_c t_p \approx 0.22, \quad (11)$$

其中 f 的表达式为^[19]

$$f = (2J + 1) \frac{hB}{kT} \exp\left(-\frac{\nu h\nu_c}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{h\nu_c}{kT}\right)\right], \quad (12)$$

式中, J 表示在两转动能级中较低能态的角动量子数, h 普朗克常数, B 转动常数, k 玻尔兹曼常数, ν 振动量子数, $h\nu_c$ 振动能级能量.

对于波长为 385 μm 的 D₂O 分子, $f = 0.018$, 在 13.3 Pa 气压时 $W_c \approx 40$ MHz^[20], 为了产生最大输出功率的 THz 辐射,抽运光的脉冲展宽至少为 $t_p = 300$ ns. 对于 447 μm 的 CH₃I 分子, $f = 0.0019$, 在 13.3 Pa 时 $W_c \approx 12$ MHz^[11], 则抽运光的脉冲展宽至少要求 $t_p = 10$ μs 时才可以获得最大输出功率的 THz 辐射.显然当处于 13.3 Pa 的 D₂O 蒸气被上述实验中脉冲展宽为 14 μs 的 TEA CO₂ 激光抽运时,有效的吸收仅出现在最开始的 300 ns, 然而对于 CH₃I 增益

介质,几乎在整个抽运脉冲展宽内的能量均被 CH₃I 分子有效吸收,并且全部贡献给了 THz 辐射.在方程(12)中,转动常数 $B = \frac{h}{8\pi^2 I_B}$, 由于转动惯量正比于分子质量即 $I_B \propto m$, 因此 f 与质量 m 成反比,再联立方程(11)可知抽运脉冲宽度 t_p 正比质量 m . 通过上面分析我们可以得出结论:长脉冲激光更适合充当重分子 THz 增益介质的抽运源.

在本文的长脉冲实验中,尽管 6 W 可调谐连续波 CO₂ 激光被放大之后的脉冲宽度可以保证与重分子 THz 增益介质充分作用的时间,但最大脉冲光强计算大约为 0.05 kW/cm², 按照光抽运脉冲 THz 辐射对抽运光强的要求,若用这种光强的 9P(36) CO₂ 抽运 CH₃OH 可能很难产生 THz 辐射.显然提高脉冲的峰值功率到 0.7 kW 左右(假定光束横截面积 7 cm²)是保证 THz 产生的关键.为了既获得长脉冲又获得高功率,下一阶段我们将选用 100 W 可调谐连续波 CO₂ 激光作为种子光源实施多程光放大实验.

4. 结 论

总之,本文利用 TEA CO₂ 激光器对 6 W 可调谐连续波 CO₂ 激光实行了双程光放大实验,获得了大约 30 倍的放大系数,并且被放大的激光支线的半峰全宽在 14 μs 左右.放大光输出脉冲功率随种子光注入功率的增加而增加,其中 10 P(20) 支线增加得更加突出.在放大的过程中,我们通过光谱分析仪观察到了种子光的激光放大支线,这充分说明自激振荡在光放大过程中得到较好地抑制.通过光放大实验的尝试,使我们确信获取 10 μs 以上的长脉冲是完全有可能的.基于这种长脉冲抽运源,我们建立了脉冲 THz 产生的动力学模型,给出了产生 THz 辐射的饱和抽运光强表达式,从而确定了 9P(36) CO₂ 抽运 CH₃OH 的抽运光强在 0.1 kW/cm² 以上是保证脉冲 THz 产生的关键.通过对动力学模型含时解的推导,得到了 THz 增益介质吸收抽运光能量的表达式,分析进一步表明:对于强抽运光($2W_p \gg W_c$),这种长脉冲激光可能更适合充当重分子 THz 增益介质的抽运源;而对于较弱抽运光($2W_p \ll W_c$),几乎不能形成转动能级间的粒子数反转,进而无 THz 辐射产生.

- [1] Hu Y , Wang X H , Guo L T , Zhang C L , Liu H B , Zhang X C 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4124 (in Chinese) [胡 颖、王晓红、郭澜涛、张存林、刘海波、张希成 2005 物理学报 **54** 4124]
- [2] Jia W L , Shi W , Qu G H , Sun X F 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5425 (in Chinese) [贾婉丽、施 卫、屈光辉、孙小芳 2008 物理学报 **57** 5425]
- [3] Liu H , Xu D G , Yao J Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5662 (in Chinese) [刘 欢、徐德刚、姚建铨 2008 物理学报 **57** 5662]
- [4] Zhang K C , Wu Z H , Liu S G 2008 *Chin. Phys. B* **17** 3402
- [5] Huang X , Bao Y X , Qin J Y , Zheng X S , Luo X Z 1998 *Int. J. IR & MMW* **19** 1711
- [6] De Temble T A , Danielewicz E J 1983 *Continuous-wave optically pumped lasers* (New York : Academic)
- [7] Carelli G , De Michele A , Moretti A 2006 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-42** 378
- [8] De Michele A , Carelli G , Moretti A , Moruzzi G 2006 *Appl. Phys. B* **82** 495
- [9] Cheo Peter K 1987 *Handbook of Molecular lasers* (New York : Marcel Dekker ,) p496 and p 510
- [10] Written W J 1987 *The CO₂ Laser* (Berlin : Springer-Verlag) p56-61
- [11] Weiss C O 1976 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-12** 580
- [12] Bluysen H J A . , McIntosh E R E , Van Etteger A F , Wyder P 1975 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-11** 341
- [13] Leskov L V , Savin F A 1961 *Sov Phys USP (English)* **3** 912
- [14] Schwartz R N , Herzfeld K F 1954 *J. Chem. Phys.* **22** 767
- [15] Weitz W , Flynn G W 1973 *J. Chem. Phys.* **58** 2781
- [16] Heppner J , Wiss C O , Hubner U , Schinn G 1980 *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-16** 392
- [17] Rosenbluh M , Temkin R J , Button K J 1976 *Appl. Opt.* **15** 2635
- [18] Hodges D T , Foote F B , Real R D 1976 *Appl. Phys. Lett.* **29** 662
- [19] Towes C H , Schawlow A L 1975 *Microwave Spectroscopy* (New York : Dover) p20 and p54
- [20] De Temble T A 1979 *Pulsed Optically Pumped Far Infrared Lasers* (New York : Academic) p130—150

Long-pulse optical pumping THz laser based on optical amplification^{*}

Qi Chun-Chao[†] Zuo Du-Luo Meng Fan-Qi Lu Yan-Zhao Jiu Zhi-Xian Cheng Zu-Hai

(Wuhan National Laboratory for Optoelectronics , College of Optoelectronic Science and Engineering ,
Huazhong University of Science and Technology , 430074 , China)

(Received 22 September 2008 ; revised manuscript received 16 November 2008)

Abstract

To obtain narrower linewidth and more intense THz radiation , long-pulse and high-peak power optical pumping source is attempted by performing a light amplification experiment in which a 6 W tunable continuous-wave CO₂ seeding laser is amplified by a double-pass amplifier with TEA CO₂ laser. The result of an amplification factor of 30 at 14 μs pulse duration (FWHM) is obtained experimentally. During the amplification , the output power of the amplified light increases with that of seeding light increasing , especially for the CO₂ 10P (20) line. Based on the optical pumping source of long pulse laser , a dynamic model for generating pulsed THz radiation is established , and the expression of saturation pumping intensity which yields THz radiation is given , thus the range of pumping intensity can be determined. In addition , by solving time-dependent equation of dynamic model , the expression of pumping energy absorbed by THz medium is deduced. Theoretical analysis shows further that the heavy molecules will be more appropriate for THz gain medium for long pulse pumping source , and no THz radiation can be generated due to the absence of population reversion below pumping intensity.

Keywords : laser physics , long pulse , dynamic model , THz laser

PACC : 4255D , 4255B , 9580G

^{*} Project supported by the National Basic Research Program of China (973 Program) Grant No. 61328) and the Fund of Key Laboratory of Underwater Observing and Control Technology (Grant No. YS0C260603).

[†] E-mail : qichunchao323@yahoo.cn