

10.784 μm 无镜斯塔克效应光学双稳性*

朱大勇 万作文 余学才

(电子科技大学光电子技术系, 成都 610054)

提 要

利用同位素 C^{13}O_2 激光器 $R(18)$ 支线与 NH_3 分子 $_{\infty}Q(6,6)$ 跃迁间的相互作用, 观察到了斯塔克效应光学双稳性和光学限幅, 分析了含有多普勒加宽的稳态理论, 实验结果与理论分析结论一致.

关键词: 光学双稳性, 同位素 C^{13}O_2 激光器, 斯塔克效应, NH_3 分子, 光学限幅器.

1 引 言

自从 1975 年 Gibbs 等人^[1]首次观察到光学双稳性以来, 人们对光学双稳性的理论和潜在的应用研究越来越感兴趣. 本文报道了一个无镜斯塔克效应光学双稳装置, 它利用了 NH_3 分子的 $_{\infty}Q(6,6)$ 跃迁与同位素 C^{13}O_2 激光器的 $R(18)$ 支线间的斯塔克相互作用, 由于同位素 C^{13}O_2 激光器有比常规 C^{12}O_2 激光器及其它激光器优越的大气传输性能^[2], 是一种较优良的自由空间激光通讯和激光雷达新型光源, 因而对该激光器作光源的光学双稳装置及其应用研究具有重要的实际意义.

2 稳态理论

斯塔克效应光学双稳性是利用激光光子与吸收分子(NH_3 分子)间的斯塔克相互作用而得到的一种光学双稳性^[3~5], 其斯塔克盒内的吸收气体气压一般都较低, 约为 40 Pa 或更低(文献[4]中的气压为 4 Pa 左右), 均匀加宽宽度具有 0.75 MHz/Pa 的量级^[6], 其均匀加宽宽度小于多普勒宽度 84 MHz, 因而在分析斯塔克效应光学双稳性时有必要考虑多普勒加宽. 考虑了多普勒加宽后的二能级吸收系统的 Maxwell-Bloch 方程组为^[7]:

$$\frac{\partial S_w}{\partial t} = \frac{\mu}{\hbar} E D_w - [r_{\perp} + i(w - w_0)] S_w, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D_w}{\partial t} = \frac{\mu}{2\hbar} (E S_w^* + E^* S_w) - r_{\parallel} (D_w - \frac{N(w)}{2}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + c \frac{\partial E}{\partial z} = -g \int dw S_w. \quad (3)$$

式中 $N(w)dw$ 为频率在 w 与 $w + dw$ 间的原子数, S_w 和 D_w 分别为介质极化的慢变化包络和基态与激发态间粒子数差的一半, E 为电场强度的慢变化包络.

收稿日期: 1992 年 4 月 28 日; 收到修改稿日期: 1992 年 11 月 12 日

* 国防科工委基金资助相关项目.

引进归一化的电场强度

$$F(z) = \frac{\mu E(z)}{\hbar \sqrt{r_{\perp} r_{\parallel}}} \quad (4)$$

可以从(1)~(3)式导出下述稳态时的场方程 ($\partial S_w/\partial t = 2D_w/\partial t = \partial E/\partial t = 0$):

$$\frac{dF}{dz} = -\frac{\alpha_0 F}{2} \int dw \frac{N(w)}{N} \cdot \frac{1 - i \frac{w - w_0}{r_{\perp}}}{1 + |F|^2 + \frac{(w - w_0)^2}{r_{\perp}^2}}, \quad (5)$$

式中 $\alpha_0 = \mu g N / (\hbar c r_{\perp})$, $N(w)/N$ 为多普勒加宽线型:

$$\frac{N(w)}{N} = \frac{1}{\Delta w_D} \left(\frac{\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp\left[-\ln 2 \left(\frac{w - w_A}{\Delta w_D} \right)^2\right]. \quad (6)$$

式中 w_A 为原子线型的中心频率, Δw_D 为多普勒加宽半宽度. 由于系统只对输出光强有反应, 输出场的累积相位不重要, 下面仅考虑电场的振幅变化, 令 $\rho(z) = |F(z)|$, 于是从(5)~(6)式得

$$\frac{d\rho}{dz} = -\frac{\alpha_0}{2} \int \frac{\rho g(\Delta, \Delta_A)}{1 + \Delta^2 + \rho^2} d\Delta, \quad (7)$$

式中 $g(\Delta, \Delta_A) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \sigma} \exp[-(\Delta - \Delta_A)^2/\sigma^2]$, $\Delta = (w - w_0)/\gamma_{\perp}$, $\Delta_A = (w_A - w_0)/\gamma_{\perp}$, $\sigma = \Delta w_D / (\sqrt{\ln 2} \gamma_{\perp})$ 是多普勒宽度与均匀加宽宽度之比参数.

令 $\xi = z/L$, 在无穷小区间 $[\xi_n, \xi_{n+1}]$ 内有

$$\rho(\xi_{n+1}) = \rho(\xi_n) \exp\left[-\frac{\alpha_0}{2} \int_{\xi_n}^{\xi_{n+1}} d\xi' \int d\Delta \frac{g(\Delta, \Delta_A)}{1 + \Delta^2 + \rho^2(\xi')}\right], \quad (8)$$

如果 $[\xi_n, \xi_{n+1}]$ 足够小, 可以视 $\rho(\xi')$ 在此区间内为常数, 于是用输出强度表示为

$$\rho(\xi_n) = \rho(\xi_{n+1}) \exp\left[-\frac{\alpha_0 L}{2} \Delta \xi \int d\Delta \frac{g(\Delta, \Delta_A)}{1 + \Delta^2 + \rho^2(\xi_{n+1})}\right], \quad (9)$$

式中 $\Delta \xi = \xi_{n+1} - \xi_n$.

实验中反馈网络给出了

$$\Delta_A = \Delta_B + \beta \rho^2(1) \quad (10)$$

Δ_B 为预偏置的原子失谐量, β 为反馈网络增益. 借助于(9)、(10)两式可以由给出的透射光强 $\rho^2(1)$ 计算出入射光强 $\rho^2(0)$, 计算结果示于图 1 中. 图中 $\alpha(0)L$ 为中心频率处的小信号吸收系数, $\alpha(0)L = \alpha^0 L \int \frac{g(\Delta, 0)}{1 + \Delta^2} d\Delta$, 在固定 $\alpha(0)L$ 及反馈网络增益 β 时, 预偏置失谐量 Δ_B 越大, 其光学双稳区域就越大.

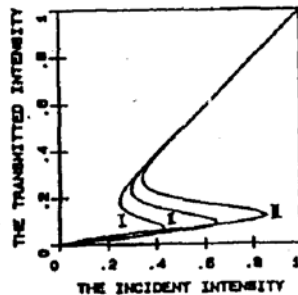


Fig. 1 Numerical calculations of Stark bistability with Doppler broadening.

$$\alpha(0)L = 2.5, \sigma = 3.4,$$

$$\beta = -40, \text{I} - \Delta_B = 1.0$$

$$\text{II} - \Delta_B = 2.5, \text{III} - \Delta_B = 4.0$$

3 实验装置

实验装置如图 2 所示,光栅选支的同位素 $C^{13}O_2^6$ 激光器作为入射光源,输出 $10.784 \mu\text{m}$ 的线偏振光,含有 NH_3 分子吸收气体的斯塔克盒作为非线性透射元件,探测器 D_2 和反馈放大器作为反馈网络,反馈电压加在斯塔克极板上,将入射光强和透射光强分别送入记录仪(或示波器)的 X 轴和 Y 轴,就可记录(或观察)光学双稳性.斯塔克盒是系统的关键器件,内含有一对平板电极,为了得到高击穿电压值,电极采用陶瓷平板蒸金,并且屏蔽电极引线以防止它们间的长程放电.电极间距为 1.2 mm ,电极长度为 10 cm ,有效作用距离为 9.4 cm .

在实验中,考虑在 $10.784 \mu\text{m}$ 处 NH_3 分子的 $s_s Q(6,6)$ 跃迁与同位素 $C^{13}O_2^6$ 激光器的 R(18) 支线间的相互作用^[3],与斯塔克相互作用有关的 NH_3 分子相对能级示于图 3(b)中.由于斯塔克吸收与偏振方向有关,图中只示出了斯塔克场 E_s 平行于激光偏振方向的情况,这样可得到最大吸收系数 $\alpha_{//}$.未加有电场时, NH_3 分子不吸收 R(18) 光子,吸收系数为 0;当在含 NH_3 分子的斯塔克盒上加有电场时,斯塔克效应使得两个低态分别分裂成七个分量,记为 $|M| = 6, 5, \dots, 0$,而上态的分裂可忽略不计.当斯塔克场增加到 $6.5 \sim 9.8 \text{ kV/cm}$ 时, NH_3 分子的前三条跃迁就与 $C^{13}O_2^6$ 激光的 R(18) 交线共振相互作用,吸收线型以电压依赖的透射谱出现^[3,8],图 3(a) 示出了观察到的三个吸收峰,第一吸收峰最大,其中心频率处的小信号吸收系数 α_0 达 $6.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$.

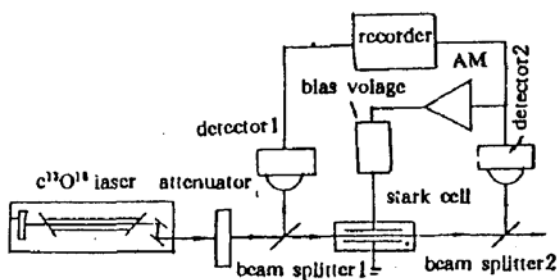


Fig. 2 Experimental arrangement

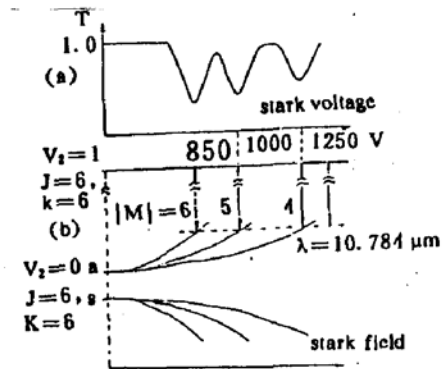


Fig. 3 (a) Voltage-dependent Stark absorption spectrum of NH_3 at $10.784 \mu\text{m}$. (b) Stark energy levels for the $s_s Q(6,6)$ transitions for $|M| = 6, 5, 4$

4 实验结果与讨论

在上述实验系统中,适当选取偏压 V_b 及反馈放大倍数 β 以使斯塔克电压扫描范围仅扫过一个吸收峰,用记录仪记录了一组光学双稳曲线,如图 4 所示.实验中反馈网络放大倍数为 $\beta = \beta_{\text{det}} \cdot \beta_{\text{amp}}$, β_{det} 为探测器的灵敏度,单位是 V/W , β_{amp} 为反馈电子学放大器放大倍数.斯塔克盒内的 NH_3 气气压 $p(NH_3) = 40 \text{ Pa}$,对应的总吸收系数 $\alpha(0)L \simeq 2.5$.均匀加宽宽度约为 30 MHz ^[6],多普勒加宽宽度为 84 MHz ,对应的参数 $\sigma \simeq 3.4$.第一吸收峰中心吸收电压 $V_0 = 850 \text{ V}$,吸收谱线的半宽度电压约为 35 V ,图 4 记录了三个不同固定偏压 V_b 的双稳曲线,相应的预偏置电压失谐量 $\Delta V = V_b - V_0$ 分别为 $50 \text{ V}, 80 \text{ V}, 110 \text{ V}$.从图 4 看出,随着预偏置失谐量 ΔV 的增加,其光学双稳回路区域逐渐增大,这与理论分析结果(图 1)相一致.

在负反馈网络,由于光学双稳器件处于高透射态时 NH_3 分子几乎不吸收 R(18) 光子,所以透射光强随入射光强线性变化(图 4).为了使光学双稳器件有较好的特性,还采用了正反馈

网络,当光强在高透射态上变化时,第二个吸收峰的吸收使得高透射态较为平坦,对比图 5 中记录的两条实验曲线,采用正反馈时的双稳曲线要平坦得多,但要控制斯塔克平板电极上的电压,不要引起巴邢击穿.利用 NH_3 分子的前三个吸收峰与 R(18) 支相互作用,还观察到光学多稳现象.

在上面的观察中,存在明显的限幅区域,据此,制作了光雷达及大气激光通讯等系统中具有潜在应用的光学限幅器.图 6 是实验结果,在曲线斜率较小的 AB 段,输入光强变化了 8 倍,输出光强仅变化一到 20%,限幅效果良好.如果进一步提高峰值吸收的 $\alpha_0 L$,并且吸收谱线为多普勒加宽时,可观察到更好的限幅效果,限幅范围更宽.

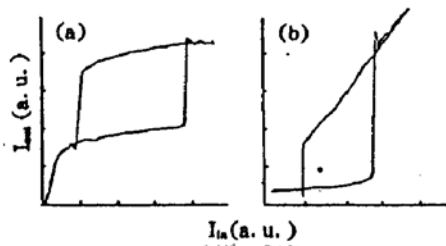


Fig. 5 Comparison of positive-feedback-loop curve with negative-feedback-loop curve. $p(\text{NH}_3) = 26.6 \text{ Pa}$

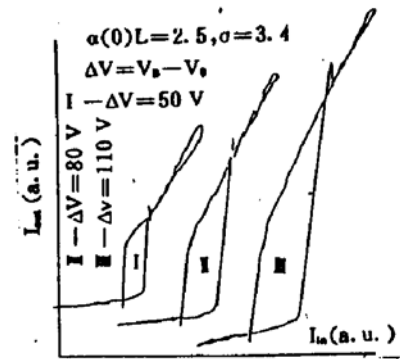


Fig. 4 Experimental curves of I_{out} versus I_{in} under NH_3 pressure of 40 Pa

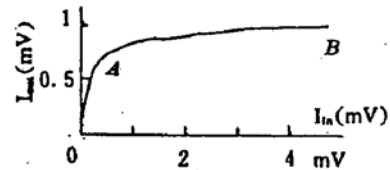


Fig. 6 Experimental output characteristic for the optical limiting mode. $p(\text{NH}_3) = 20 \text{ Pa}$, $\beta > 0$

5 结束语

在无镜组态下,使用斯塔克可调谐的气体,观察到了斯塔克效应光学双稳性及其光学限幅效应.由于所用光源是大气传输性能优良的同位素 $\text{C}^{13}\text{O}_2^6$ 激光,因而对该双稳器件的应用研究具有重要意义,如作为三极管应用进行放大产生数字脉冲等^[9].

作者感谢与吕百达教授、周士谔教授及宋如华副教授的有益讨论.

参 考 文 献

- [1] H. M. Gibbs, S. L. McCall, T. N. C. Verkatesan, Differential gains and bistability using a sodiumfilled Fabry-Perot resonator. *Phys. Rev. Lett.*, 1976, **36**:1135~1138
- [2] R. C. Harney, Comparison of techniques for long-range laser ranging. *Proc. SPIE, Laser Radar I*, 1987, **783**: 91~100
- [3] D. M. Pepper, M. B. Klein, Observation of mirrorless optical bistability and optical limiting using Stark tunable gases. *IEEE J. Quant Electron.*, 1979, **15**(12):1362~1369
- [4] 国秀珍,孙敬姝,金光旭等, NH_3 分子气体中斯塔克效应光学双稳性的实验观察. *红外研究*, 1989, **8**(6): 423~428
- [5] 高锦岳, L. M. Narducci, D. K. Bandy, 斯塔克效应光学双稳性. *量子电子学*, 1987, **4**(3):213~220

- [6] D. M. Pepper, M. B. Klein, Tunable optical filters, modulators, and limiters using Stark-induced birefringence and dichroism. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **48**(9):567~569
- [7] M. Gronchi, L. A. Lugiato, Exact solution for dispersive optical bistability with inhomogeneous broadening. *Opt. Lett.*, 1980, **5**(3):108~110
- [8] C. K. Asawa, T. K. Plant, Wideband modulation of the $C^{13}O_2^{16}$ laser R(18) line at 10.784 μm with an NH_3 Stark cell. *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **30**(2):96~98
- [9] Dayong Zhu, Zuowen Wan, Xuecai Yu *et al.*, Bistable optical devices for the isotopic $C^{13}O_2^{16}$ laser communication. *Proc. SPIE, Free-Space Laser Communication Technologies N 1992*, **1635**:144~151

Mirrorless optical bistability induced by Stark effect at 10.784 μm

ZHU Dayong WAN Zuowen YU Xuecai

(*Department of Opto-electronic Technology*

University of Electronic Science and Technology, Chengdu 610054)

(Received 28 April 1992; revised 12 November 1992)

Abstract

The Stark bistability and optical limiting utilizing the interaction between the R(18) line of an isotopic $C^{13}O_2^{16}$ laser and the $_{as}Q(6,6)$ transition in NH gas, are observed. The steady-state theory with Doppler broadening is analyzed. The experimental results are approximately consistent with the theoretical analyses.

Key words optical bistability, the isotopic $C^{13}O_2^{16}$ laser, Stark effect, NH molecular, optical limiter