

多勒普加宽斯塔克效应调制分析*

朱大勇 蒋 宁 张卓勋

(电子科技大学光电子技术系, 成都 610054)

摘 要 用半经典理论分析了含多勒普加宽的斯塔克效应调制。使用密度矩阵近似, 导出了吸收线附近 NH_3 分子的吸收系数和调制度表达式。实验研究了 $10.784 \mu\text{m}$ 波长的斯塔克效应调制特性, 调制频率 1 MHz 时, 调制度达到 33% 。

关键词 激光调制, 斯塔克效应, 同位素 CO_2^{16} 激光器, 多勒普加宽。

1 引 言

红外波段的分子斯塔克效应, 早期主要作为光谱工具用来研究分子的能级结构。近些年来利用分子(如 NH_3 、 NH_2D)的斯塔克效应来研究激光调制、激光稳频和光学双稳性^[1-3]等, 一些斯塔克装置也在自由空间通信、激光驾束制导等领域得到应用。本文用半经典理论分析了含多勒普加宽的斯塔克效应调制, 并对 $10.784 \mu\text{m}$ 波长的斯塔克效应调制进行了实验研究。

2 理论分析

本文研究 NH_3 分子的斯塔克效应调制, 在斯塔克吸收盒未加电压时, NH_3 分子的跃迁频率为 $\omega_{ab}(0) = (\omega_b + \omega_a)/\eta$, 加上电压 V 后, 斯塔克效应产生频移 $\Delta\omega = RV$, 其中 R 为与能级结构有关的常数。设 ω 为入射光频率, 吸收盒所加电压 $V = V_b - V_m \cos \nu t$, 其中 V_b 为直流偏压, $V_m \cos \nu t$ 为交流调制电压。

由于本文研究的斯塔克盒所充的 NH_3 气压较低(约 40 Pa), 均匀加宽宽度为 0.75 MHz/Pa 的量级^[4], 其均匀加宽为 30 MHz , 约为多普勒加宽宽度 84 MHz 的三分之一, 多勒普加宽占主导。该系统用综合加宽来分析是很困难的, 为了方便分析和计算, 下面将考虑在多勒普加宽下分析斯塔克效应调制理论。斯塔克盒吸收系数可用电感应极化率 X 表示

$$\alpha(\omega, t) = (\omega/c) \text{Im } X \quad (1)$$

而电极化强度

$$P(z, t) = \text{Re} [\epsilon_0 X E(z, t)] \quad (2)$$

电极化强度可用分子系统的密度矩阵元 $\rho_{ab}(z, \nu, t)$ 表示

* 电子科学研究所军事预研基金资助项目。

收稿日期: 1997-07-07; 收到修改稿日期: 1997-11-10

$$P(z, t) = \mathcal{R} \int v D \rho_{ab}(z, v, t) + c. c. \quad (3)$$

式中 D 为分子电偶极矩, \mathcal{R} 为分子电偶极矩矩阵元、它与爱因斯坦系数 A_{ab} 有关。由密度矩阵元运动方程^[5] 中的密度矩阵元 ρ_{ab} 积分后, 有

$$\rho_{ab}(z, v, t) = - (i\omega_{ab} + \gamma) \rho_{ab}(z, v, t) + i\pi^{-1} \mathcal{F}(z, t)_{ab} [\rho_{aa}(z, v, t) - \rho_{bb}(z, v, t)] \quad (4)$$

式中 γ 为小信号吸收线宽, 对(4) 式积分作 $T_0 = t - t'$ 变换, 并考虑分子与辐射场的作用能

$$\mathcal{F}(z, t)_{ab} = - \frac{1}{2} DE(z, t) \exp[-i(\omega t + \varphi - kt)] \exp[i(\omega - kv)\tau] \quad (5)$$

后, 方程(4) 为

$$\begin{aligned} \rho_{ab}(z, v, t) = & - [DE(z, t)/2\hbar] [\rho_{aa}(z, v, t) - \rho_{bb}(z, v, t)] \times \\ & i \int_0^\infty dt \exp[-i \int_{t-T}^t (\omega_{ab} - \omega) dt' - \gamma T - ikvt] \exp[-i(\omega t + \varphi - kz)] = \\ & - [DE(z, t)/2\hbar f(v, t)] [\rho_{aa}(z, v, t) - \rho_{bb}(z, v, t)] \exp[-i(\omega t + \varphi - kz)] \quad (6) \end{aligned}$$

式中

$$f(v, t) = i \int_0^\infty dt \exp[-i \int_{t-T}^t (\omega_{ab} - \omega) dt' - \gamma T - ikvt] \quad (7)$$

(6) 式中 $\rho_{aa}(z, v, t) - \rho_{bb}(z, v, t)$ 为分子系统粒子数反转数, 在吸收情况下为负值。设上下能级的分子速度分布为麦克斯韦-玻耳兹曼分布, 则速度分布在 $v \sim v + dv$ 之间的分子数为

$$N(v) du = (N/u) \sqrt{\pi} \exp(-v^2/u^2) dv \quad (8)$$

式中 N 为分子数密度, u 为最可几速度, 为

$$u = \sqrt{2K_R T/M} \quad (9)$$

式中 T 为气体温度, M 为分子质量, K_R 为玻耳兹曼常数。

若入射光强未使气体饱和, 则有

$$\rho_{aa}(z, v, t) - \rho_{bb}(z, v, t) = - N(v) N \quad (10)$$

代入(6) 式得

$$\rho_{ab}(z, v, t) = [E(z, t) N(v) f(v, t)] ND/h \quad (11)$$

下面将根据调制频率的高低分二种情况来讨论。

1) 低频调制场情况。此时 $\nu \ll \gamma$ (ν 为调制频率, γ 为小信号吸收线宽, 多勒普线型情况下, 取 γ 等于多勒普加宽线宽 $\Delta\omega_0$), 对(11) 式积分有

$$\rho_{ab}(z, v, t) = (ND/h) [E(z, t) iN(v)/\gamma + i(\omega_{ab} - \omega + kv)] \quad (12)$$

式中 $k = \omega/c$, (12) 式代入(3) 式并对速度 v 积分, 并通过(2)、(1) 式计算得到吸收系数为:

$$\alpha(\omega, t) = [ND^2\omega \sqrt{\pi/c\epsilon_0\eta ku}] \exp[-(\omega_{ab} - \omega)^2/(ku)^2] \quad (13)$$

设 $\alpha_0 = 2ND\omega/c\epsilon_0\eta ku$, 而 $\Delta\omega_0 = ku \sqrt{\ln 2}$, 故(13) 式可改写为

$$\alpha(\omega, t) = \alpha_0 \exp[-4 \ln 2 (\omega_{ab} - \omega)^2/\Delta\omega_0^2] \quad (14)$$

由(14) 式可见, 具有多勒普加宽的斯塔克效应调制吸收系数 $\alpha(\omega, t)$ 表示式呈高斯线型。定义调制度为交流信号峰-峰值与直流信号强度之比。则斯塔克盒单位长度调制度 h_{MD} 为:

$$h_{MD}/L \approx (\Delta\alpha)_1 + (\Delta\alpha)_2 \quad (15)$$

式中

$$(\Delta\alpha)_1 = [\alpha(\omega, t)_{\max}] - [\alpha(\omega)_{\text{dc}}]$$

$$(\Delta\alpha)_2 = [\alpha(\omega)_{\text{dc}} - [\alpha(\omega, t)_{\min}]]$$

把(14)式代入(15)式经计算后,得到低频调制场下单位长度调制度的表示式为:

$$h_{\text{MD}}/L = 16 \ln 2 \sqrt{\pi} \omega' |\omega_{\text{bb}} - \omega| \exp[-4 \ln 2 (\omega_{\text{bb}} - \omega)^2 / \Delta\alpha_0^2] \quad (16)$$

2) 高频调制场情况。此时 $v > \gamma$, 由(6)式经计算得到由贝塞耳函数表示的吸收系数

$$\alpha(\omega, t) = (4\alpha_0 / \sqrt{\pi}) J_0(\omega'/v) J_1(\omega'/v) \cos(\nu t + \Phi_s) \exp(-\bar{\omega}^2/k^2 u^2) \int_0^{\bar{\omega}/kv} \exp(x^2) dx \quad (17)$$

式中 $\bar{\omega} = \omega_{\text{bb}} - \omega$, 把(17)式代入(15)式,得到高频调制时的单位长度调制度的表达式为:

$$h_{\text{MD}}/L = (8\alpha_0 / \sqrt{\pi}) j_0(\omega'/v) j_1(\omega'/v) \exp(-\bar{\omega}^2/k^2 u^2) \int_0^{\bar{\omega}/kv} \exp(x^2) dx \quad (18)$$

在高频调制场情况下,由于 ω'/v 很小,贝塞耳函数 $J_1(\omega'/v) \approx (\omega'/v)$ 和 $J_0(\omega'/v) \approx 1$, 于是(18)式可写成

$$h_{\text{MD}}/L = (8\alpha_0 / \sqrt{\pi}) (\omega'/v) \exp(-\bar{\omega}^2/k^2 u^2) \int_0^{\bar{\omega}/kv} \exp(x^2) dx \quad (19)$$

上述理论分析中,由(16)式可看出,在低频调制场下,单位长度调制度 h_{MD}/L 与调制频率 ν 无关,同时还可看出,因为最大斯塔克频移 $\omega' = RV_m$, ω' 与调制信号振幅 V_m 成正比,故 h_{MD}/L 也与 V_m 成正比。而由(19)式可知,在高频调制场情况下,斯塔克效应调制的单位长度调制度随调制频率 ν 的增加而减少。以上理论分析的定性结论,在后面的实验中得到了证实。

3 实验研究和讨论

实验装置如图 1 所示。实验用激光源是自行研制的同位素 $^{13}\text{CO}_2^{16}$ 激光器,用热膨胀系数小的殷钢棒作腔间隔器,采用腔内光栅选支,输出单纵模、单横模线偏振激光,最大输出功率约 5 W,此外,还采取冷却水恒温、恒压等措施。激光输出功率稳定性 1.2%。斯塔克盒是系统关键器件,内有一对不锈钢平板电极,长度 10 cm,其间距 1.2 mm,电极终端接有匹配负载。盒内所充 NH_3 气压较低,工作点在巴邢曲线(图 2)的左支 $pd = 48 \text{ Pa} \cdot \text{mm}$ 附近。为探测高频调制信号,选用液氮冷却(77K)的 HgCdTe 探测器,由探测器输出的信号直接由示波器显示和测试。

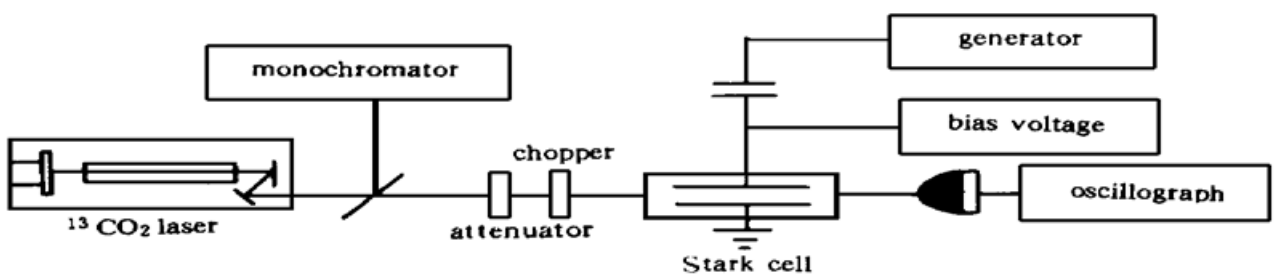


Fig. 1 Experimental arrangement

作者感兴趣的是 NH_3 分子 $sQ(6, 6)$ 跃迁与同位素 $^{13}\text{CO}_2^{16}$ 激光器的 $R(18)$ 支线 $10.784 \mu\text{m}$ 波长间的相互作用,有关与斯塔克相互作用的 NH_3 分子相对能级如图 3(b) 所示。由于斯塔

克场与激光偏振方向有关, 图 3 中只示出了斯塔克场平行于激光偏振方向的情况, 这时可得到最大的吸收系数。

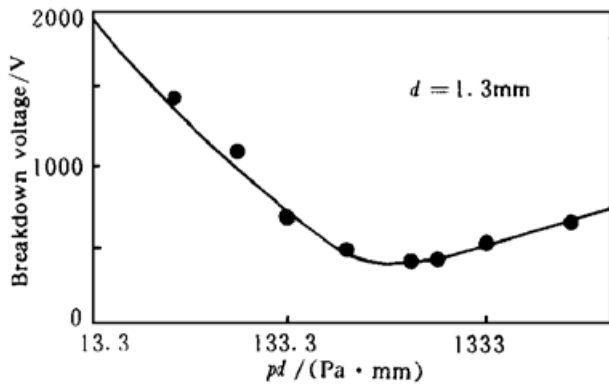


Fig. 2 The paschen curve of Stark cell

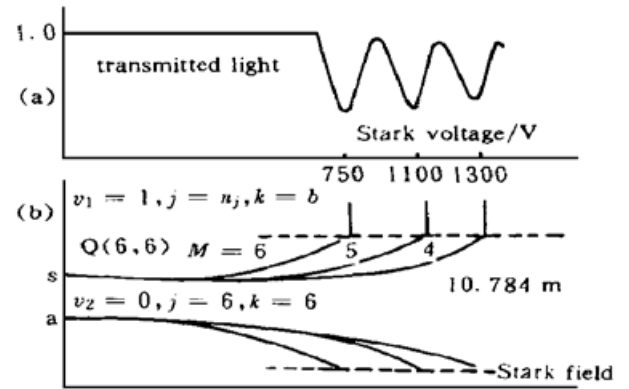


Fig. 3 (a) NH₃ Stark absorption spectrum, (b) Relevant energy levels of $_{as}Q(6, 6)$ for the interaction of $R(18) \text{ }^{13}\text{CO}_2$ laser

调节激光器光栅角度, 使激光器工作在 $R(18)$ 支线、输出 $10.784 \mu\text{m}$ 波长激光。开动斩波器对入射光斩波, 斯塔克盒不加电压时, NH_3 分子不吸收激光, 吸收系数为 0, 激光通过斯塔克吸收盒后的透射光强为 1。 NH_3 斯塔克盒上加上直流偏压后, 斯塔克效应使得 NH_3 分子的两个低态分别分裂成 7 个分量, 计为 $|m| = 6, 5, 4, \dots, 0$ 。当斯塔克场增加到 $(6.5 \sim 9.8) \text{ kV/cm}$ 时, 分子的前三条跃迁就与 $R(18)$ 支线激光相互作用, 这时可由示波器测出不同偏压的透射光强。图 3(a) 示出了透射曲线上的三个吸收峰。第一吸收峰最大, 其中心频率处的小信号系数为

$$\alpha_0 = \ln [I_{\text{out}}(0) / I_{\text{out}}(V_0)] / L \tag{20}$$

式中 L 为电极长度, $I_{\text{out}}(0)$ 为无斯塔克场时由示波器测出的输出光强, $I_{\text{out}}(V_0)$ 是在中心频率处、共振吸收时测出的光强。可算出 $\alpha_0 = 6.8 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1} \text{ Pa}^{-1}$ 。

移走斩波器, 在盒上加上交流调制信号和直流偏压, 测试调制度。定义调制度^[7]:

$$h_{\text{MD}} = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \times 100\% \tag{21}$$

式中 I_{max} 和 I_{min} 是调制光信号的最大值和最小值。在示波器上先把调制波形移到透射线 0 和 100% 的中间位置, 然后测量调制波形顶部和底部距 100% 透射线的值, 由此可得到 I_{max} 和 I_{min} 。

图 4 表示了调制度与正弦波调制电压峰-峰值 V_{pp} 的关系。其中调制频率 20 kHz, 气压 30 Pa, 偏压 740 V。由图 4 可以看出, 在调制电压未饱和时, 调制度与调制电压成正比, 其原因是由 NH_3 的低态能级提供了一个与外电场成线性关系的斯塔克位移, 而由高态能级引起的位移很小可忽略。实验结果与理论分析[(15)式]得到的调制度与调制电压成正比的结论相符。

调制系统的频率响应曲线如图 5 所示。当调制频率较低时, 调制度达到 50%, 并与调制频率无关。当调制频率大于 200 kHz 时调制度开始下降, 调制频率 1 MHz 时, 调制度为 33%, 调制频率 10 MHz 时, 调制度下降到 4.8%。实验结果与理论分析得到的低频调制度与调制频率无关、高频调制度随调制频率的增加而下降的结论基本相符。但由于实验时斯塔克盒电极终端负载匹配不够好, 因而频率响应比理论预示的低得多, 若要提高调制系统的高频调制度、增加调制带宽, 除改进线路屏蔽外, 进一步改善电极终端匹配是很重要的。

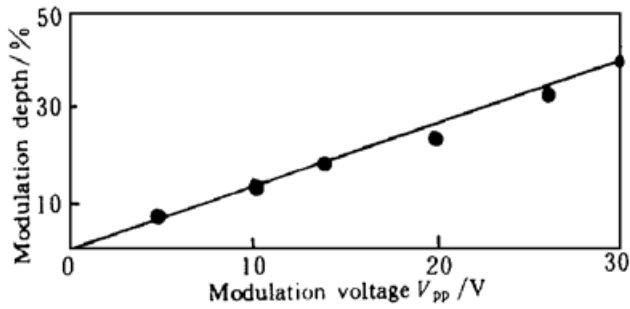


Fig. 4 Variation of modulation depth with modulation voltage ($V_b = 740$ V, $p = 30$ Pa, $f = 20$ kHz)

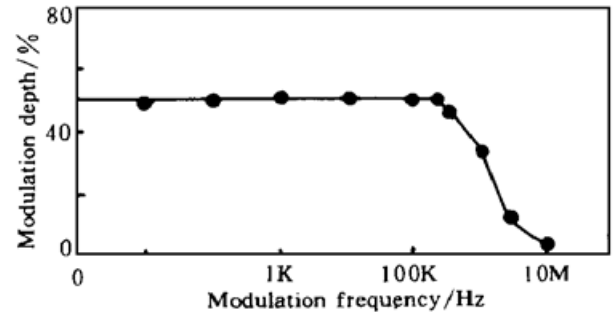


Fig. 5 Frequency response curve of Stark modulation ($V_{pp} = 20$ V, $V_b = 740$ V, $P = 50$ Pa)

结 语 理论上用多勒普加宽分析了斯塔克效应调制系统的吸收系数和调制度, 实验上研究了 $10.784 \mu\text{m}$ 波长斯塔克效应调制特性。理论分析的定性结论和实验结果基本吻合。由于 $^{13}\text{CO}_2^{16}$ 激光器是一种大气性能十分优良的光源^[8], 在激光技术应用中有重要的应用^[9], 因此本研究有重要的实际意义。

参 考 文 献

- [1] M. B. Klein, R. H. Spiman, Large aperture Stark modulated retroreflector at $10.784 \mu\text{m}$. *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**(12) : 6101~ 6104
- [2] S. A. Rackley, R. J. Butcher, Stabilization of carbon dioxide lasers using the Stark effect. *J. Phys. (D)*, 1983, **16** : 505~ 516
- [3] M. David, M. B. Klein, Observation of mirrorless optical bistability and optical limiting using Stark tunable gases. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1979, **QE-15**(12) : 1362~ 1369
- [4] 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
- [5] 周炳琨, 陈倜嵘, 高以智等, 激光原理, 北京: 国防工业出版社, 1980. 162~ 167
- [6] Koichi Shimoda 著, 朱大勇、叶乃群译, 激光物理导论, 成都: 电子科技大学出版社, 1990. 179~ 181
- [7] C. K. Asawa, T. K. Plant, Wideband modulation of the $^{13}\text{CO}_2^{16}$ laser R (18) line at $10.784 \mu\text{m}$ with an N^1H_3 Stark cell. *Appl. Phys. Lett.*, 1977, **30**(2) : 96~ 98
- [8] R. C. Hayney, Comparison of techniques for long-range laser ranging. *Proc. SPIE*, 1987, **783** : 91~ 100
- [9] R. K. Ackerman, Laser radar discriminates against decoy targets. *Signal*, 1990, June : 41~ 42

Study of Stark Effect Modulation with Doppler Broadening

Zhu Dayong Jiang Ning Zhang Zhouxun

(University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054)

(Received 7 July 1997; revised 10 November 1997)

Abstract Theory of Stark effect modulation with Doppler broadening is analyzed by the semiclassical theory. Using a density matrix approach the absorption coefficient and modulation depth of NH_3 molecular near an absorption line has been formulated. The characteristic of Stark effect modulations at $10.784 \mu\text{m}$ was experimentally investigated. Modulation depth of 33% at 1 MHz was measured.

Key words laser modulation, Stark effect, isotope $^{13}\text{CO}_2$ laser, Doppler broadening.