

多普勒加宽的斯塔克效应光学双稳性分析*

万作文 朱大勇**

(西南技术物理研究所, 四川, 成都, 610041)

摘要 用半经典理论分析了含有多普勒加宽的斯塔克效应光学双稳性, 分析了多普勒加宽及其饱和效应对该斯塔克效应光学双稳性的影响.

关键词 光学双稳性, 斯塔克效应, 多普勒加宽.

引言

利用气体分子(如 NH_3 分子、 NH_2D 分子等)的斯塔克效应, 可观察到无镜光学双稳性^[1~4]. 含有吸收气体的斯塔克盒是具有非线性透射特性的器件. 探测器与电子学放大器组成反馈网络. 气体分子与入射激光共振相互作用产生双稳性. 对该光学双稳性, 可用图解法分析^[1~4], 亦可用半经典理论分析^[2~3], 而在实际实验系统中, 多半是多普勒加宽占优势^[3], 本文进一步分析了包含多普勒加宽的斯塔克效应光学双稳性, 并分析了多普勒加宽的影响.

1 稳态理论

斯塔克吸收气体可看成是一个二能级吸收系统, 含有非均匀加宽的二能级吸收系统的 Maxwell-Bloch 方程组为^[6]

$$\frac{\partial S_\omega}{\partial t} = \frac{\mu}{\hbar} E D_\omega - [\gamma_\perp + i(\omega - \omega_0)] S_\omega, \quad (1)$$

$$\frac{\partial D_\omega}{\partial t} = -\frac{\mu}{2\hbar} (E S_\omega^* + E^* S_\omega) - \gamma_\parallel \left(D_\omega - \frac{N(\omega)}{2} \right), \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + C \frac{\partial E}{\partial z} = -g \int d\omega S_\omega. \quad (3)$$

式中 $N(\omega)d\omega$ 为频率在 ω 与 $\omega+d\omega$ 间的原子数, S_ω 和 D_ω 分别表示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 是电场强度的慢变化包络.

* 电子科学研究院资助项目

** 电子科技大学光电子技术系, 四川, 成都, 610054

本文 1992 年 12 月 12 日收到, 修改稿 1993 年 7 月 16 日收到

在斯塔克电场作用下, 斯塔克分子逐渐分裂而与激光光子相互作用, 在相互作用区域, 斯塔克场可视为均匀场, 仅与偏压及反馈电压有关. 在总吸收长度为 L 时, 我们得到原子线型的中心频率 ω_A 为

$$\omega_A = \omega_B + \beta'|E(t - T, L)|^2, \quad (4)$$

式中 ω_B 是加偏压时的原子线型中心频率, β' 为反馈系数, T 为延迟时间.

由于系统只对输出光强有反应, 输出场的累积相位并不重要, 以下我们仅考虑电场的振幅变化, 令归一化量 $\xi = z/L$ 和 $\rho(\xi) = \mu|E(z)|/(\hbar\sqrt{\gamma_{\perp}\gamma_{\parallel}})$, 从式 (1)~(3) 得到稳态时的场方程^[3]

$$\frac{d\rho}{d\xi} = -\frac{\alpha_0 L}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\rho g(\Delta, \Delta_A)}{1 + \rho^2 + \Delta^2} d\Delta. \quad (5)$$

式中高斯线型函数 $g(\Delta, \Delta_A) = \frac{\exp[-(\Delta - \Delta_A)^2/\sigma^2]}{\sqrt{\pi}\sigma}$, $\Delta = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma_{\perp}}$, $\Delta_A = \omega_A - \omega_0\gamma_{\perp}$, $\alpha_0 = \frac{\mu g N}{c\hbar\gamma_{\perp}}$, $\sigma = \frac{\Delta\omega_D}{\sqrt{\ln 2}\gamma_{\perp}}$ 是多普勒加宽宽度与均匀加宽宽度之比.

对于式 (5), 可以用数值计算, 将 $\rho(\xi)$ 视为无穷小区间 $[\xi_n, \xi_{n+1}]$ 内的常数, 于是用输出强度表示为

$$\rho(\xi_n) = \rho(\xi_{n+1}) e^{\frac{\alpha_0 L}{2} \Delta\xi \int d\Delta \frac{g(\Delta, \Delta_A)}{1 + \Delta^2 + \rho^2(\xi_{n+1})}}, \quad (6)$$

式中 $\Delta\xi = \xi_{n+1} - \xi_n$. 式 (4) 可写成

$$\Delta_A = \Delta_B + \beta\rho^2(1), \quad (7)$$

Δ_B 为预偏置的原子失谐量, $\Delta_B = (\omega_B - \omega_0)/\gamma_{\perp}$, β 为反馈增益. 借助于式 (6) 和 (7), 可以计算稳态时含有多普勒加宽的光学双稳图形, 如图 1 所示. 由图可知在反馈网络增益 β 和预偏置失谐量 Δ_B 不变情况下, 随着 $\alpha_0 L$ 的增大, 其双稳区域逐渐变大.

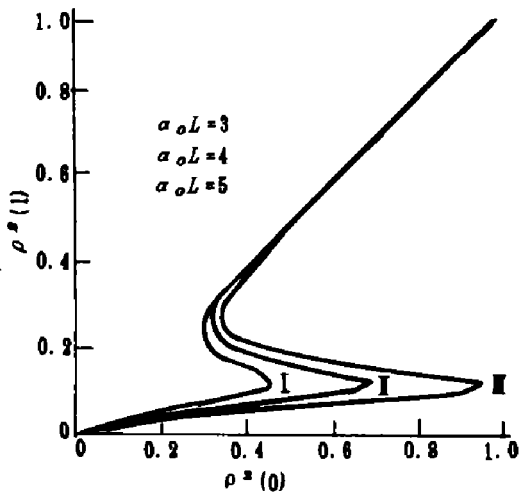


图 1 由式 (9) 和 (10) 给出的多普勒加宽光学双稳性 ($\sigma=2$, $\Delta_B=3$, $\beta=-30$)
Fig. 1 Optical bistability with Doppler broadening given by Eqs. (9) and (10)

2 两种极限下的光学双稳性

对斯塔克效应光学双稳性, 由于所用系统中光源及其斯塔克气体不一样, 其吸收气体的加宽机制也就不一样. 在含有 NH_3 分子的斯塔克效应光学双稳性系统中, 所充气压一般都较低, 碰撞加宽宽度小于多普勒宽度, 加宽机制以多普勒加宽为主^[3]; 在 NH_2D 分子的斯塔克效应光学双稳系统中, 所充气压较高, 加宽机制以碰撞加宽为主^[4]. 以下我们考虑这两种极限情况. 为了方便, 我们将输出输入光强分别记为 $X = \rho^2(1)$ 和 $Y = \rho^2(0)$. 在多普勒加宽极限下, 参量 $\sigma \rightarrow \infty$, 可以将式 (5) 中的 $g(\Delta, \Delta_A)$ 函数提到积分外, 利用积

分公式 $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du}{a^2 + u^2} = \frac{\pi}{a}$ 得到

$$\frac{d\rho}{d\xi} = -\frac{\alpha_0 \rho}{\sqrt{1 + \rho^2}} g(0, \Delta_A). \quad (8)$$

代入 $\rho = \sqrt{1 - t^2}/t$, 将上式作 $0 \sim 1$ 积分, 得

$$2(\sqrt{1+Y} - \sqrt{1+X}) + \ln \left[\frac{Y}{X} \cdot \frac{(1 + \sqrt{1+X})^2}{(1 + \sqrt{1+Y})^2} \right] = \alpha_D L e^{-(\Delta_D + \beta_D X)^2}. \quad (9)$$

式 (9) 中 $\alpha_D = (\sqrt{\pi}/\sigma)\alpha_0$ 为多普勒加宽时的小信号吸收系数, $\Delta_D = \Delta_B/\sigma$, $\beta_D = \beta/\sigma$. 选择适当的参数, 上式就给出了多普勒加宽极限下的斯塔克效应光学双稳函数关系.

在高气压下, 以均匀加宽为主, $\sigma \rightarrow 0$, $g(\Delta, \Delta_A) \approx \delta(\Delta - \Delta_A)$. 从式 (5) 可得到

$$\frac{d\rho}{d\xi} = -\frac{\alpha_0 L}{2} \frac{\rho}{1 + \Delta_A^2 + \rho^2}. \quad (10)$$

对式 (10) 积分, 得到

$$[1 + (\Delta_B + \beta X)^2] \ln(Y/X) + Y - X = \alpha_0 L. \quad (11)$$

式 (11) 给出了均匀加宽极限下的输入输出光强的函数关系.

3 结果与讨论

3.1 多普勒加宽对光学双稳性的影响

对于斯塔克效应光学双稳性, 可由式 (6)、(7)、(9)、(11) 来描述不同加宽时的光学双稳滞回曲线, 并且可以考察随参量 σ 变化的双稳图形来分析多普勒加宽对该光学双稳性的影响. 我们假设在不同的加宽机制时有相同的中心频率处的小信号吸收系数 $\alpha(0)$, 并且将预偏置失谐量 Δ_B 取在相同的谱线加宽处, 即

$$\Delta_B = b\Delta\omega/\gamma_L, \quad \beta = a\Delta_B, \quad (12)$$

式中 a, b 为常数, $\Delta\omega$ 为谱线半宽度, 可近似表示为 $\Delta\omega = \sqrt{\Delta\omega_H^2 + \Delta\omega_D^2}$ ^[7]. 综合加宽时的小信号吸收系数 $\alpha(0)$ 为

$$\alpha(0) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{\pi}\sigma} \int \frac{\exp(-\Delta^2/a^2)}{1 + \Delta} d\Delta. \quad (13)$$

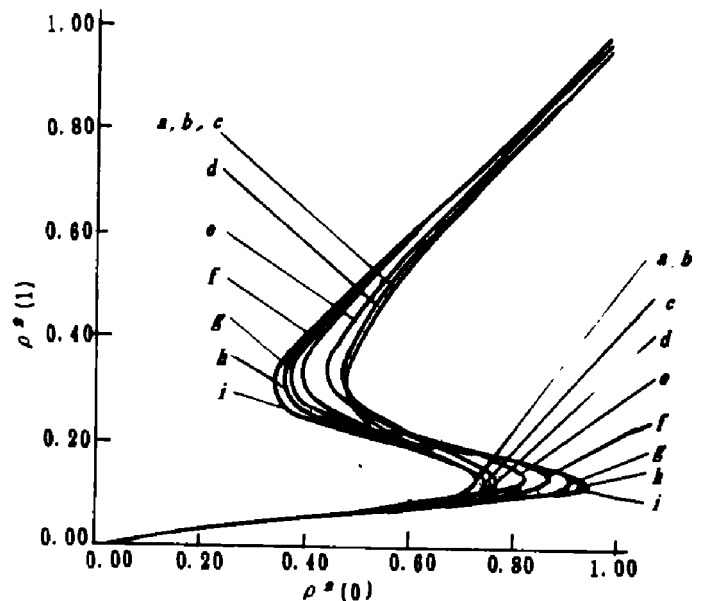


图 2 相同弱场吸收时多普勒加宽对斯塔克光学双稳性的影响 ($\alpha(0)L=2.5$, $a=10$, $b=1$)

a: $\sigma=0$, b: $\sigma=0.1$, c: $\sigma=0.2$, d: $\sigma=0.5$, e: $\sigma=1$, f: $\sigma=2$, g: $\sigma=10$, h: $\sigma=20$, i: $\sigma \rightarrow \infty$

Fig. 2 The effect of Doppler broadening on stark bistability for systems showing equal weak-field absorption

由以上假设计算出的结果示于图 2, 图中曲线 a 和 g 分别由式 (3) 和 (12) 计算. 当 $\sigma=0.1$ 时, 谱线可以认为是均匀加宽, 双稳曲线 a 和 b 基本重合; 当 $\sigma=20$ 时, 可近似为多普勒加宽, 曲线 h 和 i 基本重合. 从图中可明显看出, σ 增加时, 光学双稳区域有所增加, 而环形腔和 F-P 腔吸收双稳性则随非均匀加宽的增加逐渐消失^[6], 这是由于该光学双稳性是利用 NH_3 分子与激光光子的失谐实现的. 在多普勒加宽时, 谱线更锐, 上下开关处的输入光强差值也更大.

3.2 饱和效应的分析

在斯塔克效应光学双稳性中, 输入光强过强, 会导致气体吸收饱和, 从而逐渐引起光学双稳性的消失, 这就是斯塔克效应光学双稳性的饱和效应^[1]. 由于两种加宽机制的饱和程度不一样, 我们还可以从两种极限下的饱和双稳性来看多普勒加宽的影响, 如图 3, 图中标出各自对应的光强范围, 在计算时, 对不同的光强范围, 选择不同的放大倍数, 以便得到相同的总斯塔克电压扫描范围, 因此, 对于高放大倍数, 需要较小的光强范围, 反之亦然. 从图 3 可看出, 随着吸收的逐渐饱和, 双稳区域逐渐减小, 这就证实了饱和双稳性在均匀加宽时尤为突出. 输入光强在 $0\sim 5$ 变化时, 双稳区域已接近 0; 而在多普勒加宽时, 输入光强在 $0\sim 10$ 内变化时仍有明显的光学双稳区域. 由此可见, 多普勒加宽时光学双稳态有更宽的光强范围. 在实际器件中, 加宽机制多为多普勒加宽, 其输入光强范围可放宽, 具有实际意义.

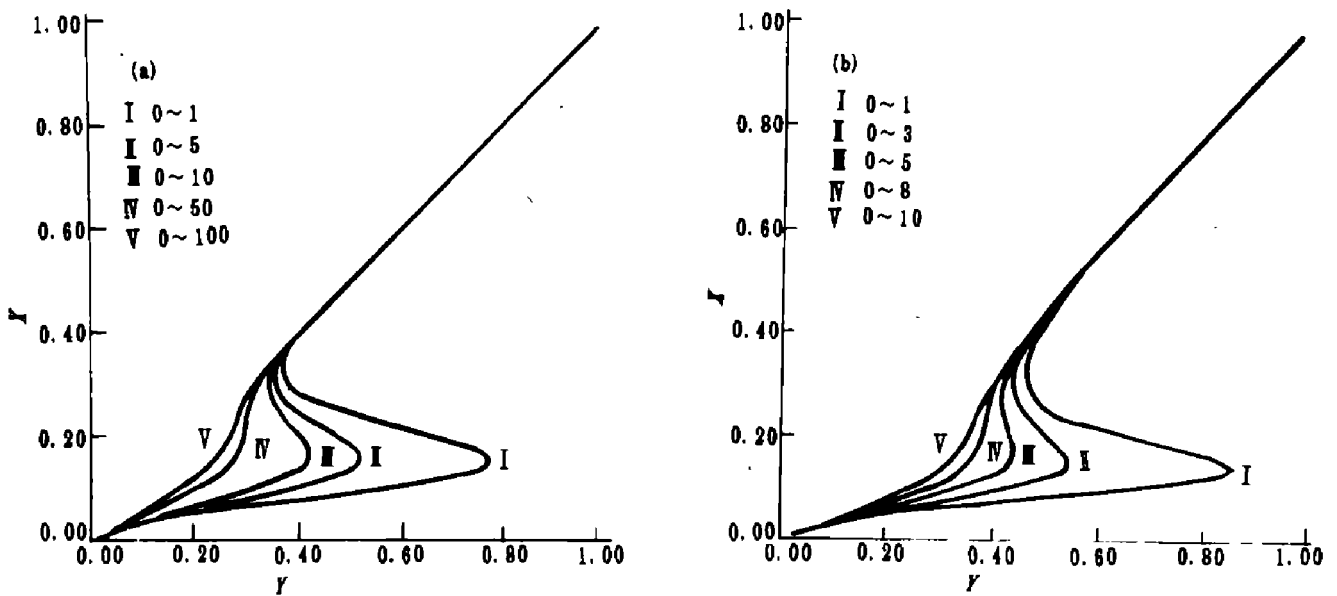


图 3 饱和效应对斯塔克光学双稳性的影响

(a) 多普勒加宽系统 ($\alpha_0 L = 2.0, \Delta_B = 1$), (b) 均匀加宽系统 ($\alpha_0 L = 2.6, \Delta_B = 1.5$)
 Fig. 3 The effect of saturation upon Stark bistability for (a) Doppler broadening ($\alpha_0 L = 2.0, \Delta_D = 1$), or (b) homogeneously broadening ($\alpha_0 L = 2.6, \Delta_D = 1.5$)

3.3 实验

用同位素 $\text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$ 激光器作光源, 利用其 R(18) 支线与 NH_3 分子的 $\text{asQ}(6,6)$ 跃迁间的斯塔克相互作用, 我们观察到了这种无镜光学双稳性^[3], 实验装置如图 4 所示. 当在含有 NH_3 气的斯塔克盒上加有电场时, 斯塔克效应使得 $\text{asQ}(6,6)$ 下能级分裂而逐渐与

CO₂ 激光频率共振吸收, 在有反馈时, 在适当参数条件下可观察到光学双稳性. 实验中使用的斯塔克盒由我们自行研制, 电极间距 $d=1.2\text{ mm}$, 电极长度 $l=10\text{ cm}$, 用记录仪记录的光学双稳实验曲线如图 5 所示, 由图可见, 光学双稳区域随着预偏置失谐量 Δ_B 的增大而变大.

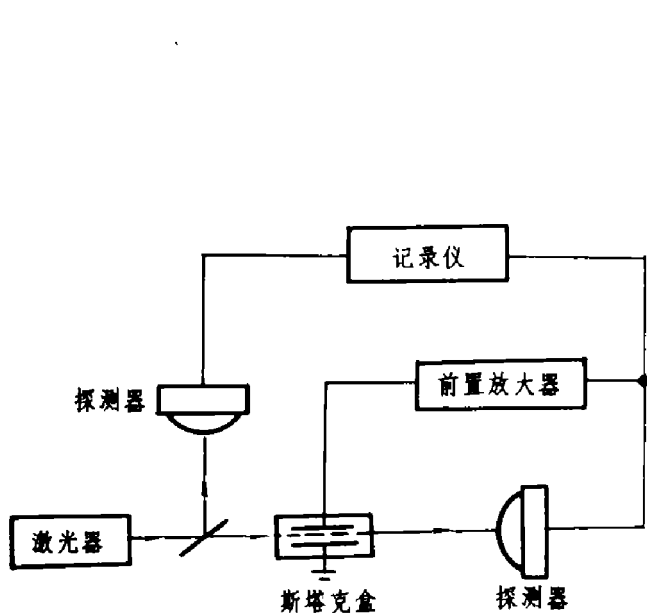


图 4 斯塔克效应双稳装置方框图
Fig. 4 Schematic diagram of the Stark bistable device

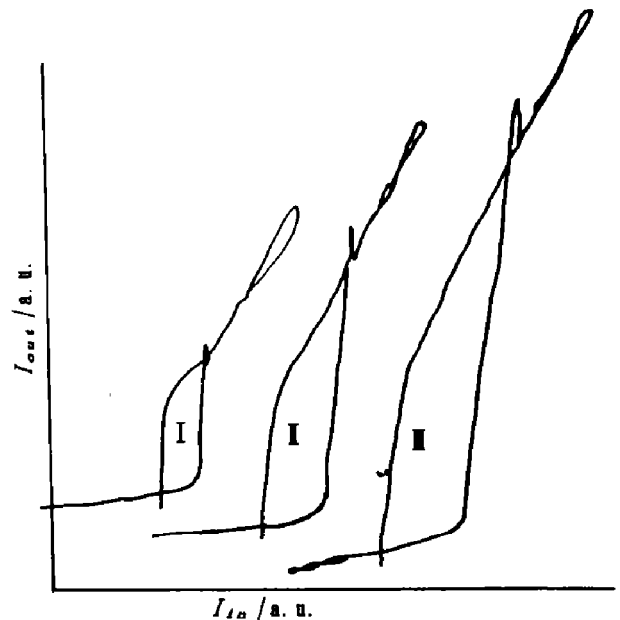


图 5 输出光强 I_{out} 对输入光强 I_{in} 的实验曲线
($p(\text{NH}_3)=40\text{ Pa}$, I: $\Delta V_B=50\text{ V}$, II: $\Delta V_B=80\text{ V}$, III: $\Delta V_B=110\text{ V}$)

Fig. 5 Experimental curves of I_{out} vs. I_{in}

4 结语

本文从 Maxwell-Bloch 方程组出发, 分析了无镜组态下的斯塔克效应光学双稳性, 并分析了多普勒加宽对该光学双稳性的影响, 也讨论了在两种极限下该光学双稳性及其饱和效应. 在多普勒加宽时, 其光学双稳性更不容易饱和, 而实际系统中也大多是多普勒加宽占优势, 故对它的研究具有重要的实际意义.

参考文献

- 1 Pepper DM, Klein MB. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1979,15(12):1362~1369
- 2 国秀珍, 孙敬妹, 金光旭, 等. *红外研究*, 1989,8(6):423~428
- 3 Zhu Dayong, Wan Zuowen, Yu Xuecai, et al. *SPIE*, 1992,1635:144~151
- 4 蒋玉楨, 刘兆岩, 南京达, 等. *光学学报*, 1992,12(9):780~783
- 5 高锦岳, Narducci LM, Bandy DK. *量子电子学*, 1987,4(3):213~220
- 6 Gronchi M, Lugiato L.A. *Opt. Lett.*, 1980,5(3):108~110
- 7 Koichi Shimoda. 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

ANALYSES OF THE STARK OPTICAL BISTABILITY WITH DOPPLER BROADENING*

Wan Zuowen Zhu Dayong**

(Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu, Sichuan 610041, China)

Abstract The Stark optical bistability with Doppler broadening is analyzed by the semiclassical theory. The effects of Doppler broadening and saturation on the bistability are analyzed, too.

Key words optical bistability, Stark effect, Doppler broadening.

*The project supported by the Research Institute of Electronic Science of China

**Department of Opto-Electronic Technology, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China