

文章编号 :1009 - 038X(2000)05 - 0522 - 02

圆偏振光抽运消除多普勒加宽的理论分析

陈国庆

(无锡轻工大学计算科学与信息传播系,江苏无锡 214036)

摘要:对圆偏振光抽运,线偏振光探测,消除激光光谱多普勒加宽,从而获得样品的高分辨率光谱的机理,进行了理论分析,以期获得一种新的高分辨率激光光谱技术.

关键词:消除多普勒加宽,抽运,探测,光谱

中图分类号:O433.5

文献标识码:A

Discussion on a Principle of Obtaining Doppler-Free Spectrum with Circularly Polarized Pumping Light

CHEN Guo-qing

(Department of Computation Science and Information Communication, Wuxi University of Light Industry, Wuxi 214036)

Abstract: The principle of obtaining Doppler-free high resolution spectrum with circularly polarized pumping light and linearly polarized detecting light was discussed. A new method of obtaining high resolution spectrum was described.

Key words: doppler-free; pump; detect; spectrum

样品分子热运动,引起其共振吸收频率的多普勒频移,造成光谱存在多普勒加宽^[1].用圆偏振抽运光束造成样品分子的光学感应各向异性,再被线偏振探测光束感知,可消除谱线的多普勒加宽,从而突破光谱分辨多普勒宽度极限,获得高分辨率激光光谱.

1 讯号获得及计算

设想如图 1 安排光路,从容带宽可调谐激光器输出的激光束经 S 分为两束,一束经 M₁ 反射进入样品池为探测光,另一束通过 P₁ 和 λ/4 波片成为圆偏振光,经 M₂ 反射为抽运光.

探测光波可看成振幅相等的右旋波和左旋波的叠加,在样品池入射窗口处(z=0),探测光波为

$$\vec{E} = \frac{1}{2} E_0 (\vec{x} + i\vec{y}) e^{-i\omega t} + \frac{1}{2} E_0 (\vec{x} - i\vec{y}) e^{-i\omega t}. \quad (1)$$

式中 ω 为入射光频率, E₀ 为振幅.

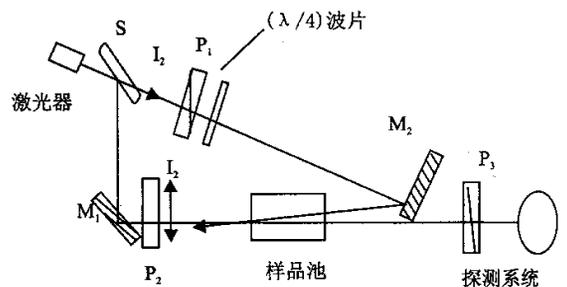


图 1 光路示意

Fig.1 Schematic block diagram

探测光路中,偏振器 P₂、P₃ 是正交的,所以,当激光频率不感应样品吸收时,探测器上无讯号.当激光调谐到达样品某一吸收线位置时,探测光束的上述两个分量被样品的吸收是不相等的,这两个分量在样品中传播距离 z 后,分别为:

$$\text{右旋波 } \vec{E}_1(z) = \frac{1}{2} E_0 (\vec{x} + i \vec{y}) \exp[-i(\omega t - \frac{n_1 \omega}{c} z) - \alpha_1 \frac{z}{2}] \quad (2)$$

$$\text{左旋波 } \vec{E}_2(z) = \frac{1}{2} E_0 (\vec{x} - i \vec{y}) \exp[-i(\omega t - \frac{n_2 \omega}{c} z) - \alpha_2 \frac{z}{2}] \quad (3)$$

(2)(3) 式中 n_1, n_2 分别为右旋和左旋探测光束的折射率, α_1, α_2 分别为右旋和左旋探测光束的光强吸收系数。

设 $\Delta n = n_1 - n_2, \Delta \alpha = \alpha_1 - \alpha_2$, 若抽运光为右旋偏振光, 则正交分量吸收未变, 有 $\alpha_2 = \alpha_0, n_2 = n_0$, 即: $\Delta \alpha = \alpha_1 - \alpha_0, \Delta n = n_1 - n_0$ 。

设样品池长度为 l , 则样品池出射窗口处探测波为

$$\begin{aligned} \vec{E}(z=l) &= \frac{E_0}{2} (\vec{x} + i \vec{y}) \exp[-i(\omega t - \frac{n_1 \omega}{c} l) - \alpha_1 \frac{l}{2}] + \frac{E_0}{2} (\vec{x} - i \vec{y}) \exp[-i(\omega t - \frac{n_2 \omega}{c} l) - \alpha_2 \frac{l}{2}] \\ \text{即} \\ \vec{E} &= \frac{E_0}{2} \exp[-i(\omega t - \frac{n_0 \omega}{c} l) - \alpha_0 \frac{l}{2}] \cdot \exp[i(\frac{\Delta n \omega}{c} l - \frac{\Delta \alpha}{2} l) + (\vec{x} - i \vec{y})] \end{aligned} \quad (4)$$

通常 $\Delta n, \Delta \alpha$ 都很小, 可取一级近似, 即 $e^x = 1 + x$, 同时 P_2, P_3 不严格正交, P_2 偏振化方向取 x 轴向, 而 P_3 偏振化方向与 y 轴成一小角度 θ , 这样, 探测光经 P_3 后 $E = E_x \cdot \theta + E_y$, 略去二级小量 $\theta \Delta n$ 及 $\theta \Delta \alpha$ 后得:

$$E = \frac{E_0}{2} \exp[-i(\omega t - \frac{n_0 \omega}{c} l) - \alpha_0 \frac{l}{2}] \cdot [2\theta - \frac{\Delta n \omega}{c} l - i \frac{\Delta \alpha}{2} l] \quad (5)$$

探测器上得到光强为

$$I \propto |E|^2 = E_0^2 e^{-\alpha_0 l} (\theta^2 - \frac{\theta \Delta n \omega l}{c} + \frac{\Delta n^2 \omega^2 l^2}{4c^2} + \frac{\Delta \alpha^2 l^2}{16}) \quad (6)$$

感应双色性可表示为

$$\Delta \alpha = \Delta \alpha_0 \frac{1}{(1+x^2)} \quad (7)$$

感应双折射可表示为

$$\Delta n = \frac{xc}{2\omega} \Delta \alpha \quad (8)$$

式中 $\Delta \alpha_0$ 为谱线中心吸收系数差, 相对失谐量 $x = (\omega - \omega_{ab}) / \Delta \gamma_N, \omega_{ab}$ 为样品分子 a、b 能级跃迁频率, $\Delta \gamma_N$ 为谱线自然宽度。

将 (7) 和 (8) 式代入 (6) 式可得

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 l} [\theta^2 - \frac{\theta \Delta \alpha_0 l}{2} \cdot \frac{x}{1+x^2} + (\frac{\Delta \alpha_0 l}{4})^2 \cdot \frac{1}{1+x^2}] \quad (9)$$

这就是探测得到的光谱讯号。

2 讯号分析

(9) 式等号右边第一项与激光频率无关, 为讯号背景, 由于 θ 的量级为分, 所以讯号背景很小, 有利于弱讯号放大, 故这种光谱的探测灵敏度高。

(9) 式等号右边第二、第三项组成光谱讯号, 分别呈现色散线型 (如图 2(a)) 和洛仑兹线型 (如图 2(b))。当测量弱吸收时, 洛仑兹项值很小, 而色散项可随 θ 增大而增大, 可得到色散线型, 而 θ 很小 ($\theta \approx 0$) 时主要为洛仑兹线型, 对此求导, 还可获得导数光谱 (如图 2(c))。

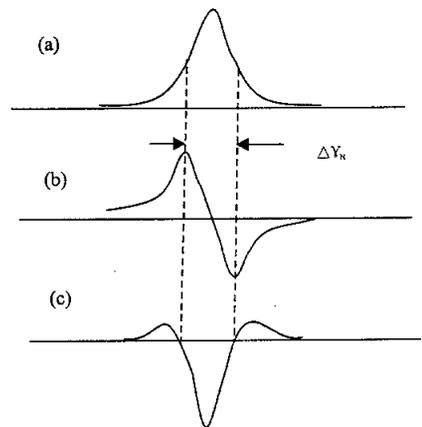


图 2 讯号线型

Fig.2 Lineshape of signal

洛仑兹线型谱线宽度为自然宽度 $\Delta \gamma_N$, 即解除了多普勒展宽, 而导数光谱谱线宽度更是小于 $\frac{\Delta \gamma_N}{2}$ (图中虚线所示)。

通过以上分析, 可知用圆偏振光抽运, 线偏振光探测, 可获得消除多普勒展宽的高分辨率激光光谱。

参考文献

[1] 郑一善. 分子光谱导论 [M]. 上海: 上海科学技术出版社, 1963.