

用饱和吸收体压缩 KrF 准分子激光脉冲

陶业争 单玉生

(中国原子能科学研究院 北京 102413)

提要 用 KrF 准分子激光脉冲(FWHM = 23 ns), 结合速率方程模型, 研究了芳香族三环有机染料的衍生物——吡啶的饱和吸收特性, 得到了饱和强度和剩余吸收比等参数。把放电泵浦 KrF 准分子激光的脉冲宽度(FWHM), 由 23 ns 压缩到 5.4 ns。

关键词 饱和吸收体, 压缩, KrF 准分子激光脉冲

1 引 言

光学介质对光的吸收, 分为线性吸收和非线性吸收。在入射光场较弱时, 吸收系数和入射光场的强度无关是一常数, 称为线性吸收; 当入射光场较强时, 吸收系数随入射光场强度的变化而变化, 不再是一常数, 称为非线性吸收。如果吸收系数随入射光场强度的增高而减小, 则称为饱和吸收。

利用具有饱和吸收特性的非线性介质, 压缩放电泵浦 KrF 准分子激光脉冲, 获得几个纳秒的紫外激光脉冲, 可用作电子束泵浦 KrF 准分子激光 MOPA 系统的前端。Christov 等用饱和吸收体(PBD、BPBD、PPO 和 PTP) 把 XeCl 激光脉冲压缩了 5 倍^[1]; Huo 等用萘作饱和吸收体, 压缩了 KrCl 激光脉冲^[2]。但是, 对 KrF 激光脉冲, 除了臭氧之外^[3], 到目前为止还未见报道。臭氧的高饱和能量和复杂的产生、循环装置, 限制了它的应用。

我们用分光光度计测量了芳香族的三环化合物吡啶的吸收截面, 发现在 248 nm 处有较大的吸收截面($5.2 \times 10^{-16} \text{ cm}^2$, 溶剂是无水乙醇), 如图 1 所示。吡啶对 ps 的 KrF 激光脉冲是一种适合的饱和吸收体^[4]。本文的目的是, 用几十个纳秒的 KrF 激光脉冲, 结合稳态的速率方程模型, 研究吡啶的饱和吸收特性; 把放电泵浦 KrF 准分子激光器脉冲, 由 20~ 30 ns 压缩到几个纳秒。

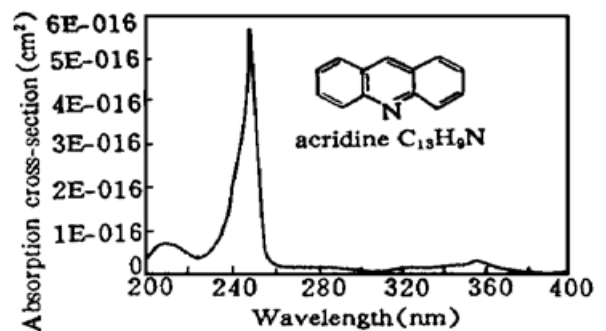


图 1 在乙醇中的吡啶吸收谱(浓度 $7.06 \times 10^{-6} \text{ M/L}$)

Fig. 1 The absorption spectrum of acridine in ethonal, the concentration is $7.06 \times 10^{-6} \text{ M/L}$

2 实验装置

我们用的激光器是德国 Lambda Physik 公司的 LPX-150 型放电泵浦 KrF 准分子激光器, 是注入锁定结构, 输出激光脉冲宽度为 23 ns, 单脉冲能量为 200 mJ, 线宽等于 0.003 nm, 光斑尺寸为 $7 \times 21 \text{ mm}^2$ 。样品是 Merck-Schuchardt 公司的产品吡啶 Acridin ($\text{C}_{13}\text{H}_9\text{N}$), 溶剂用无水乙醇。样品密封在染料盒中, 染料盒的窗口是两片熔融石英玻璃, 厚度为 5 mm, 间距为 2 mm。

实验装置如图 2 所示, LPX-150 KrF 激光器输出的激光束, 被分束器 S_1 分成两束, 两束光能量之比为 9:1。能量小的一束光再被分束器 S_2 分为两束, 分别进入能量计 C_1 和光电管 PD_1 , 用来监测入射脉冲的能量和时间波形。能量大的一束光经凸透镜 L_1 ($f = 40 \text{ cm}$) 聚焦后, 照射在染料盒上, 聚焦透镜和染料盒放置在一光学导轨上面, 移动染料盒就可以改变入射功率密度。透射光束经准直透镜 L_2 后, 再次成为平行光束, 经高反镜 M 反射后, 被分束器 S_3 分为两束, 分别进入能量计 C_2 和光电管 PD_2 , 用来记录透射脉冲的能量和时间波形。我们用的能量计为量热式的能量计 (Tek-38-1UV5, 最小量程为 0.001 mJ), 光电管是快响应的真空光电二极管 (GD-51, 阴极材料是 Ag-O-Cs, 窗口材料是熔融石英玻璃, 响应时间为 200 ps), 两只光电管接在一台四通道数字存储示波器 (TDS-640 型, 500 MHz) 上。ATT 是衰减片。通过上述装置, 入射的 KrF 激光功率密度可在 $10^{-2} \sim 10^2 \text{ MW/cm}^2$ 之间变化。

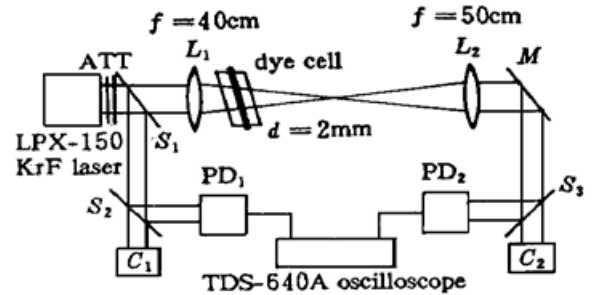


图 2 利用可饱和吸收体缩短 KrF 准分子激光脉冲的实验光路

Fig. 2 The experimental arrangement of shortening the KrF excimer laser pulse with a saturable absorber

3 实验结果及讨论

首先, 我们研究了吡啶的吸收特性, 通过移动染料盒, 改变入射的功率密度, 测量不同入射功率密度条件下溶液的透射率。被测溶液有两种浓度值, 一种是 $\rho = 7.06 \times 10^{-6} \text{ M/L}$, 另一种是 $\rho = 2.0 \times 10^{-5} \text{ M/L}$ 。实验结果如图 3 所示, 图中实心圆点表示浓度等于 $7.06 \times 10^{-6} \text{ M/L}$ 时的结果, 空心圆表示浓度等于 $2.0 \times 10^{-5} \text{ M/L}$ 时的结果。

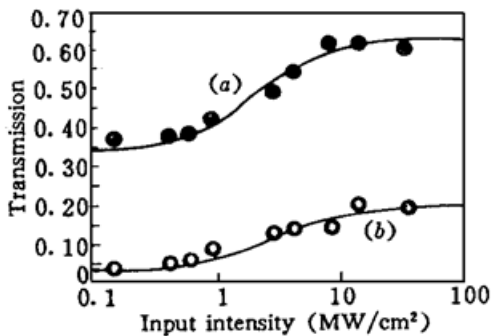


图 3 吡啶乙醇溶液的透过率与输入光功率密度的关系。点 ● 和 ○ 分别是属于 $\rho_1 = 7.06 \times 10^{-6} \text{ M/L}$ 和 $\rho_2 = 2.0 \times 10^{-5} \text{ M/L}$ 的实验结果, 曲线 (a) 和 (b) 是它们的数字模拟结果

Fig. 3 The transmission of the acridine/ethanal solution versus input power density. The points ● and ○ are experimental data with $\rho_1 = 7.06 \times 10^{-6} \text{ M/L}$ and $\rho_2 = 2.0 \times 10^{-5} \text{ M/L}$ respectively, and the curves (a) and (b) are numerical simulation curves with ρ_1 and ρ_2 respectively

从图 3 中可以发现, 随着入射功率密度的增加, 溶液的透射率不断地升高, 也就是说溶液的吸收在不断地减小, 吸收在高功率密度下饱和了。下面我们首先根据吡啶的能级结构, 定性

地解释吸收饱和现象。

吡啶的能级结构如图 4 所示^[4], 处于基态 S_0 的分子吸收能量跃迁到第二激发态 S_2 (吸收截面为 σ_{02}), S_2 的寿命非常短 (10^{-12} s), 通过无辐射跃迁方式迅速转移到第一激发态 S_1 , 处于 S_1 的分子继续吸收能量跃迁到更高的激发态 S_h (吸收截面为 σ_{1h})。作为饱和吸收体, 基态的吸收截面应远大于激发态的吸收截面, 即 $\sigma_{02} \gg \sigma_{1h}$ 。

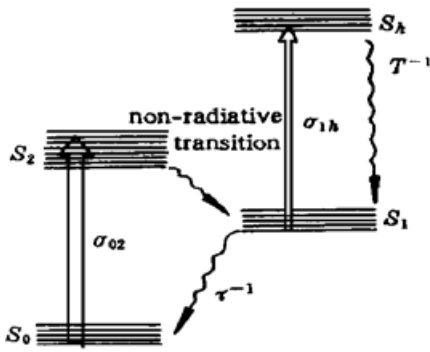


图 4 吡啶的四能级图

Fig. 4 The four-energy-level diagram of acridine

当入射功率密度较低时, 大部分分子处于吸收截面较大的基态, 则吸收较为严重; 当入射功率密度较高时, 大部分分子处于吸收截面较小的第一激发态, 则吸收较弱, 透射率较高, 吸收在高功率密度条件下饱和了。如果激发态的吸收截面 $\sigma_{1h} = 0$, 则当入射功率密度足够高时, 溶液的吸收系数近似为零, 透射率近似为 1, 吸收完全饱和。但是, 实际的吸收体激发态对入射光有一定的吸收截面 ($\sigma_{1h} \neq 0$), 所以即使入射功率密度非常高, 仍然会存在一定的吸收, 称为剩余吸收, 吸收只是部分饱和。由激发态引起的剩余吸收, 剩余吸收的大小由基态的吸收截面和激发态的吸收截面的比值决定, 这个比值称为剩余吸收比 $\gamma = \sigma_{1h}/\sigma_{02}$ 。剩余吸收是

饱和吸收体至关重要的一个参数, 决定了吸收饱和的程度, 决定了吸收体的效率。另外, 吸收体饱和强度 ($I_s = h\nu/\sigma_{02}\tau$), 决定了吸收开始饱和的入射功率密度, 对实际应用有着重要意义。下面我们利用图 4 中能级的稳态速率方程模型, 拟合图 3 中溶液透射率随入射功率密度变化曲线, 求得吡啶的剩余吸收和饱和强度等参数。

处于图 4 中能级的粒子数和吸收体内光能流密度变化的速度方程为

$$\frac{dN_0}{dt} = -\sigma_{02}N_0I + \frac{N_1}{\tau} \quad (1)$$

$$\frac{dN_1}{dt} = \sigma_{02}N_0I - \sigma_{1h}N_1I + \frac{N_h}{T} \quad (2)$$

$$N_0 + N_1 + N_h = N \quad (3)$$

$$\frac{\partial I}{\partial t} = -[\sigma_{02}N_0 + \sigma_{1h}N_1]I \quad (4)$$

N_0 , N_1 和 N_h 分别是处于基态、第一激发态和更高激发态的粒子数密度, τ 和 T 分别是第一激发态和更高激发态的寿命。入射光脉冲的脉冲宽度远大于吡啶的激发态寿命, 稳态条件成立, 则在稳态条件求解方程 (1) ~ (4) 下可以得到

$$\frac{dI}{dt} = \frac{\sigma_{02} + \frac{\sigma_{02}}{\gamma} \frac{I}{I_s}}{1 + \frac{I}{I_s} + \frac{I^2}{I_s I_{sh}}} NI \quad (5)$$

I 是吸收体内的光能流密度, $I_s = h\nu/\sigma_{02}\tau$, $I_{sh} = h\nu/\sigma_{1h}T$ 。 τ 和 T 分别取 0.33 ns 和 1 ps^[5], 用方程 (5) 拟合图 3 中的透射率随入射功率密度变化曲线, 当采用不同的 σ_{02} , γ 时, 得到不同的曲线, 当采用表 1 中的数据时, 得到了图 3 中的曲线 (a) 和 (b), (a) 是溶液浓度等于 7.06×10^{-6} M/L, (b) 是溶液浓度等于 2.0×10^{-5} M/L。

Table 1

	measured	calculated	reference [4]
absorption cross section (10^{-16} cm^2)	5.2	5.0	5.6
saturation intensity (MW/cm^2)		4.9	
residual absorption ratio		1/3.9	1/7.6

从上表可以发现, 计算所用的吸收截面和光谱测量值基本符合, 和文献[4]差别, 这是因为所用样品情况不同; 我们得到的剩余吸收比, 比文献[4]大, 原因是我们用的激光脉冲宽度较长, 更容易形成能级寿命较长的激发态的三重态, 造成剩余吸收增大。

我们用吡啶/乙醇溶液作饱和吸收体, 进行了脉冲宽度压缩实验, 实验装置和图 2 中的相同, 所用溶液的浓度为 $2.0 \times 10^{-5} \text{ M/L}$ 。改变入射功率密度, 分别记录不同功率密度下的透射激光脉冲的时间波形, 当入射功率密度等于 $0.07 \text{ MW}/\text{cm}^2$, $8.3 \text{ MW}/\text{cm}^2$, $33.3 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 时, 得到透射脉冲的时间波形分别是图 5 中的 (a), (b) 和 (c)。

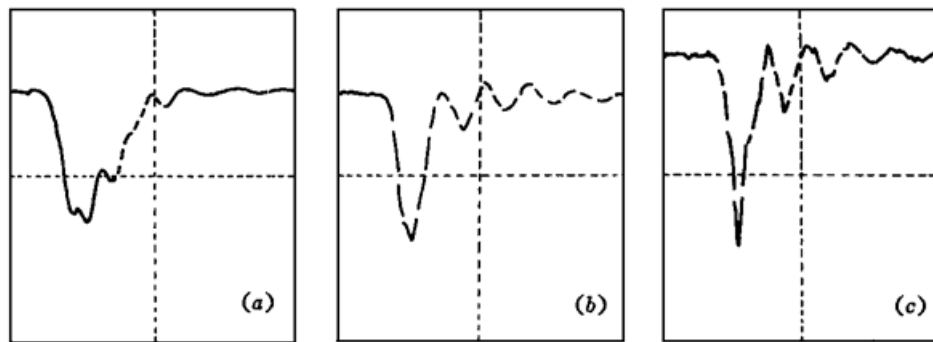


图 5 不同输入功率密度下的透射脉冲轮廓

Fig. 5 The transmitting pulse profiles for different input power densities

(a) $I = 0.07 \text{ MW}/\text{cm}^2$; (b) $I = 8.3 \text{ MW}/\text{cm}^2$; (c) $I = 33.3 \text{ MW}/\text{cm}^2$

可以发现随着入射功率密度的增加, 透射脉冲的前沿、后沿和宽度(FWHM)都在减小, 当入射功率密度等于 $33.3 \text{ MW}/\text{cm}^2$ 时, 脉冲宽度由原来的 23 ns 压缩到 5.4 ns 。这是由吸收体在稳态条件下的饱和吸收特性造成的。我们用的入射激光脉冲宽度比吸收体的恢复时间长得多, 在这种情况下, 在脉冲经过吸收体时, 吸收体分子的从基态到激发态的受激吸收过程和从激发态到基态的衰减过程处于平衡状态, 基态和激发态的粒子数处于平衡状态, 粒子数的比例取决于各个部分的强度。对强度较低的脉冲前沿、后沿部分, 多数分子处于基态, 吸收系数较大, 而对强度较高的峰值部分多数分子处于激发态, 吸收系数较小, 从而导致整个脉冲宽度的变窄。

当入射功率密度过高时, 会发生明显的受激散射, 溶液的透射率显著降低, 所以我们没有进行更高功率密度的实验。用喷射方式, 形成非常薄的一层溶液, 可以有效地减小受激散射的影响, 可以进行更高功率密度的实验。

致谢 衷心感谢高怀林博士的帮助, 在实验中得到了王效军副教授、王 革副教授、汤秀章工程师和杨淑清同志的支持, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 Ch. G. Christov, I. V. Tomov, I. V. Chaltakov *et al.*. Shortening of excimer laser pulses with saturable absorbers. *Opt. Commun.*, 1984, **52** : 211
- 2 Y. S. Huo, J. Glinski, X. J. Gu *et al.*. Passive compression of KrCl excimer laser pulses in naphthalene solutions. *Opt. Commun.*, 1984, **51** : 181
- 3 I. Bigio, S. J. Thomas. Effective saturable absorber for KrF lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1986, **49** : 989
- 4 K. Ueda, H. Nishioka, H. Kuranishi *et al.*. Sub-picosecond pulse generation of KrF amplifier using acridine saturable absorber. *Pro. SPIE*, 1990, **1225** : 95~ 106
- 5 K. L. Kompak *et al.*. Laser-induced process in molecules, Springer-Verlag, Berlin, 1979

Shortening of KrF Excimer Laser Pulses with a Saturable Absorber

Tao Yezheng Shan Yusheng

(China Institute of Atomic Energy, Beijing 102413)

Abstract Using a discharge-pumped KrF excimer laser (FWHM = 23 ns) and rate equation model, we studied the saturable absorption character of derivatives of linear aromatic tri-cyclic dye-acridine, and obtained its saturable intensity and remained absorption ratio. A shortening of the KrF excimer laser pulse width (FWHM) from 23 ns to 5.4 ns was realized.

Key words saturable absorber, shorting, KrF excimer laser pulses