文章编号: 0253-2239(2009)06-1621-05

# 含时电离对分子动态双光子吸收截面的影响

## 孙玉萍 刘纪彩 王传奎

(山东师范大学物理与电子科学学院, 山东 济南 250014)

摘要 通过采用时域有限差分法和预估矫正法数值求解麦克斯韦-布洛赫方程,研究了含时电离对分子材料 4,4'-二甲氨基二苯乙烯的动态双光子吸收截面的影响。研究结果表明,对周期量级的飞秒脉冲,介质发生的主要是一步共振双光子吸收,入射光强较高时出现双光子吸收饱和现象,入射光强小于双光子吸收饱和光强时介质的双光子吸收截面随入射光强的增大线性减小。在不同的传播距离处,分子的双光子吸收截面有较大的差别,因此,在对不同的实验条件下测得的双光子吸收截面数值进行比较时,需要考虑样品厚度对实验结果的影响。在同一传播距离处,随光电离截面取值的增大介质的双光子吸收截面减小。利用飞秒脉冲测量分子的双光子吸收截面时,通过数值模拟,讨论了已有解析结果的适用条件。

关键词 非线性光学;含时电离;双光子吸收截面;4,4'-二甲氨基二苯乙烯;麦克斯韦-布洛赫方程

中图分类号 O437.1 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20092906.1621

## Effect of Time-Dependent Ionization on Dynamical Two-Photon Absorption Cross Sections of Molecular Media

Sun Yuping Liu Jicai Wang Chuankui

(College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan, Shandong 250014, China)

Abstract The effect of time-dependent ionization on two-photon absorption (TPA) cross section of 4, 4′-bis (dimethylamino) stilbene molecules is studied, through solving, the Maxwell-Bloch equations using an iterative predictor-corrector and finite-difference time-domain technique. The numerical results show that for a few-cycle femtosecond pulse, the one-step resonant TPA is dominating. The two-photon saturation absorption can be observed. The dynamical TPA cross section is a linearly decreasing function of the input pulse intensity when the input intensity is lower than TPA saturation intensity. TPA cross-section of the medium reduces as the value of photoionization cross section increases at the same propagation distance. The propagation distance has an obvious influence on the TPA cross section. The thickness of the molecular samples thus should be taken into account as measuring the TPA cross section. When the femtosecond pulse is applied to measuring the TPA cross section, conditions for the available analytic expressions are discussed.

**Key words** nonlinear optics; time-dependent ionization; two-photon absorption cross section; 4, 4'-bis (dimethylamino) stilbene; Maxwell-Bloch equations

## 1 引 言

具有较大双光子吸收截面的有机共轭分子材料,在光学限幅、频率上转换激射、三维光信息存储等许多领域展示出良好的应用前景。人们在从头算

水平上发展了多种理论方法计算有机介质的静态双 光子吸收截面,初步揭示了有机分子材料结构与性 质之间的关系[1~6],对实验上的化学合成工作提供 了有效的指导。然而,实际上由于激光脉冲与介质

收稿日期: 2008-10-08; 收到修改稿日期: 2008-10-27

基金项目: 国家 973 计划(2006CB806000)和山东省自然科学基金(Z2007A02)资助课题。

作者简介: 孙玉萍(1982一), 女, 博士研究生, 主要从事超短脉冲激光与有机分子相互作用的动力学研究。

E-mail: sunyuping821008@163.com

导师简介: 王传奎(1963一),男,教授,博士,主要从事分子电子学和分子光子学方面的研究。

E-mail:ckwang@sdnu.edu.cn(通信联系人)

的非线性相互作用,有机介质的双光子吸收截面不再是一常数,而是随着入射光场的变化而变化。以前的工作<sup>[7,8]</sup>表明,脉冲的宽度、强度及所用介质样品的厚度对介质双光子吸收截面的变化有很大影响。

关于周期量级超快飞秒脉冲激光与物质的相互作用,人们已经展开了大量富有成效的研究<sup>[9,10]</sup>。通常对于周期量级超短激光脉冲来说,其强度都非常高,对某些介质来说电离已是一个不可忽略的因素,电离对有机介质与光场的许多非线性光学过程有着重要的影响<sup>[11~13]</sup>。

实验和理论研究表明 4,4´-二甲氨基二苯乙烯 分子具有较大的双光子吸收截面,表现出较强的双 光子吸收光限幅特性<sup>[8~14,15]</sup>。在以前的工作中,通 过采用时域有限差分法和预估矫正法求解麦克斯 韦一布洛赫(Maxwell-Bloch)方程<sup>[16,17]</sup>,得到了双光 子吸收截面的动态值<sup>[8]</sup>。在这些工作中,没有考虑 电离效应。作为进一步的工作,本文考虑含时电离 效应,研究了含时电离对有机分子介质双光子吸收 截面的影响。

## 2 理论方法

#### 2.1 Maxwell-Bloch 方程

考虑含时电离效应<sup>[12]</sup>,引入唯象衰减项后的密 度矩阵方程为

$$\dot{\rho}_{nm} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho]_{nm} - \gamma_{nm} \rho_{nm} - \frac{\eta_m(t) + \eta_n(t)}{2} \rho_{nm}, \quad (m \neq n)$$

$$\dot{\rho}_{nm} = -\frac{i}{\hbar} [H, \rho]_{nm} + \sum_{E_m > E_n} \Gamma_{nm} \rho_{nm} - \sum_{E_m < E_n} \Gamma_{nm} \rho_{nm} - \eta_n(t) \rho_{nm}, \qquad (1)$$

式中  $\Gamma_{mm}$  表示粒子数由能级几向能级 m 的衰减速率, $\gamma_{mm}$  表示密度矩阵非对角元  $\rho_{mm}$  的衰减速率, $\gamma_{mm}$  =  $\gamma_{mm}$ ,H 为体系的哈密顿量, $\eta_{m}$  (t)、 $\eta_{n}$  (t)分别表示能级 m 和能级 n 的电离率,采用电偶极近似,可表示为  $H = H_0 + H'$ , $H_0$  表示未加外场时系统的哈密顿量, $H' = -\mu \cdot E$  表示加上外场后的微扰哈密顿量。

设光场沿 z 方向入射,电场只有 x 分量,磁场只有 y 分量,则在分子中传播的超短脉冲激光所满足的麦克斯韦方程为

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = -\mu_0 \frac{\partial H_y}{\partial t}, \quad \frac{\partial H_y}{\partial z} = -\frac{\partial P_x}{\partial t} - \varepsilon_0 \frac{\partial E_x}{\partial t}. (2)$$

根据密度矩阵理论,三能级体系的宏观极化强 度可表示为

$$\mathbf{P} = N \operatorname{tr}(\boldsymbol{\mu} \, \rho) = N \Big( \boldsymbol{\mu}_{11} \rho_{11} + \boldsymbol{\mu}_{22} \rho_{22} + \boldsymbol{\mu}_{33} \rho_{33} + \boldsymbol{\mu}_{12} \rho_{21} \Big)$$

$$+ \mu_{21}\rho_{12} + \mu_{23}\rho_{32} + \mu_{32}\rho_{23} + \mu_{13}\rho_{31} + \mu_{31}\rho_{13}$$

式中N为分子数密度。

### 2.2 分子动态双光子吸收截面的计算

当仅存在单光子和双光子吸收时,光场在介质中的传播过程可以用微分方程描述为<sup>[18]</sup>

$$\mathrm{d}I/\mathrm{d}z + \alpha I + \beta I^2 = 0, \qquad (4)$$

式中 $\alpha$ 表示线性吸收系数 $,\beta$ 表示双光子吸收系数。

(4)式的解析解表达式为

$$I_{z} = \frac{\alpha I_{0} \exp(-\alpha z)}{\alpha + \beta I_{0} [1 - \exp(-\alpha z)]}.$$
 (5)

也可以将(5)式改写为

$$T(z) = I_z/I_0 = \frac{1}{\exp(\alpha z) + [\exp(\alpha z) - 1]\beta I_0/\alpha},$$
(6)

其中 T(z)为传播距离 z 处的能量透射率。

对于给定的材料,其双光子吸收系数并不是定值,而是入射光强的函数。当入射光强较强时,介质的双光子吸收系数会随着入射光强的增加而减小,使介质对光强的透射率维持在一定范围内,即出现双光子吸收饱和现象。

考虑双光子吸收的饱和效应<sup>[19]</sup>,如果脉宽较宽时,介质的双光子吸收系数可以表示为

$$\beta(I_0) = \frac{\beta_0}{1 + \left(\frac{I_0}{I_{s,2PA}}\right)^2},$$
 (7)

式中  $I_0$  为入射光强, $I_{s,2PA} = \sqrt{\frac{\Gamma_s \hbar \omega}{\sigma_{tp}}}$  为双光子吸收饱和光强,与材料的双光子吸收截面、入射光的频率及双光子吸收态的寿命有关。

当入射电场的强度较弱( $I_0 \ll I_{s,2PA}$ )时,介质的双光子吸收系数可以近似认为是一常量

$$\beta = \beta_0. \tag{8}$$

如果介质发生的是一步双光子吸收,而且激发态的粒子数分布不足以引起饱和吸收的发生,介质的双光子吸收系数  $\beta$  对入射光强呈线性关系

$$\beta = \beta_0 - \xi I_0. \tag{9}$$

分子的双光子吸收截面  $\sigma_{\text{\tiny IP}}$  与双光子吸收系数  $\beta_{\text{\tiny O}}$  之间的关系为

$$h\nu\beta_0 = \sigma_{tp} N, \qquad (10)$$

其中  $h\nu$  是人射光子能量。通过对(6)式进行拟合可以得到  $\alpha$  和  $\beta$ 。的值,从而可以求出分子的双光子吸收截面。

## 3 计算结果和讨论

利用密度泛函理论,量化计算表明,在低能量范 围内该分子有一个电荷转移态(第一激发态),基态 与第一激发态及第一激发态与第四激发态间具有较 大的跃迁偶极矩,  $\mu_{01} = 3.48 \times 10^{-29} \,\mathrm{C} \cdot \mathrm{m}$ ,  $\mu_{14} =$ 6.17×10<sup>-29</sup> C·m,而其它态之间的跃迁偶极矩约 为零,由于该分子的对称性,分子能级的固有偶极矩 约为零。第一激发态和第四激发态的激发能分别为  $E_1 = 3.46 \text{ eV}$  和  $E_4 = 4.27 \text{ eV}$ 。因此,在研究超短 脉冲与该分子相互作用时,可以将该分子简化为三 能级体系[20]。建立的理论模型如图 1 所示,能级 1、 2、3、c分别表示分子基态、第一激发态、第四激发态 和离子基态。这里研究光电离对该有机分子介质双 光子吸收截面的影响,载波频率  $\omega_{\nu}$  取为 1、3 之间的 双光子共振频率的一半,即  $\omega_p = \frac{\omega_{13}}{2}$ 。入射光的光 子能量为 2.135 eV,而离子基态 c 与分子基态 1 的 能量差为 5.39 eV,基态电离的可能性很小;同时在 双光子吸收过程中第一激发态 2 的粒子数分布非常 小,因此不考虑基态和第一激发态的电离。能级3 与离子基态的能量差为 1.12 eV,小于入射光子的 能量,可以认为基态粒子通过双光子吸收过程被激 发到能级3,能级3发生单光子非共振电离。因此 建立一个2加1的理论模型。

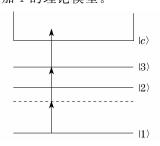


图 1 能级结构

Fig. 1 Energy-level scheme

设初始时刻体系完全处于基态, $\rho_{11}(t=0)=1$ ,且各态之间是非相干的, $\rho_{mm}(t=0)=0$ ( $m\neq n$ ),各密度矩阵元的衰减速率取值为 $\gamma_{mn}=1.0\times 10^{13}\,\mathrm{s}^{-1}$ ( $m\neq n$ ), $\Gamma_{12}=1.0\times 10^9\,\mathrm{s}^{-1}$ , $\Gamma_{23}=1.0\times 10^{12}\,\mathrm{s}^{-1}$ , $\Gamma_{13}=0^{\lceil 7\sim 21,22\rceil}$ ,体系的分子数密度 $N=7.0\times 10^{25}\,\mathrm{m}^{-3}$ 。入射脉冲形状取为双曲正割型 $E_x(z,t=0)=F_0\,\mathrm{sech}[(z+z_0)/ct_0]\times\mathrm{cos}[\omega_p(z+z_0)/c]$ ,脉宽 $\tau_p=1.76\,t_0$ , $t_0$ 0,6时单光子电离率 $t_0$ 0, $t_0$ 1, $t_0$ 1, $t_0$ 2, $t_0$ 3。3的光电离截面。

保持脉宽 5 fs 不变,研究了在飞秒时域内双光子吸收截面的大小随光电离截面的变化情况。图 2 给出了 5 fs 脉冲在 3.5  $\mu$ m 处的光强透射率与入射光强的关系。

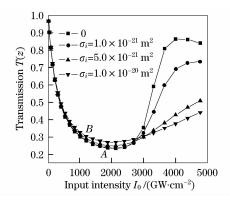


图 2 不同光电离截面下 5 fs 脉冲在 3.5 μm 处的 光强透射率与人射光强的关系

Fig. 2 Transmission as a function of input peak intensity for a 5 fs pulse at a propagation distance 3.5  $\mu$ m with different time-dependent ionization cross sections

从图中明显看出,含时光电离对介质的双光子 吸收过程有一定的影响,随入射光强的增大光电离 的影响越明显。当入射光强较高时,出现了双光子 吸收饱和现象(见图中 A 点和 B 点)。为了说明双 光子吸收饱和过程,图 3 给出了 0.014 μm 处三个 能级的粒子数分布随入射光强的变化情况。由 图 3(a)可见,当入射电场较弱, $F_0$ <2.5×10 $^7$  V/cm 时,部分粒子由基态被激发到能级3上,但并没有实 现能级1、3之间的粒子数反转,此时介质对光场的 透射率随入射光强迅速减小,介质的双光子吸收系 数近似是一常数。当  $F_0 > 2.5 \times 10^7 \text{ V/cm}$  时,能级 3上的粒子数分布大于基态的粒子数分布,随入射 电场振幅  $F_0$  的增加,粒子数反转程度变大,从而抑 制了介质对光场的吸收,即在强场下吸收系数会随 着场的增加而下降。当  $F_0 = 3.75 \times 10^7 \text{ V/cm}$  时 (对应图 2 中 A 点),能级 3 的粒子数分布达到最大 值,出现了饱和吸收现象。入射光强继续增加,介质 分子从基态被激发到能级 3 上后又被退激发到基 态,在这个过程中介质将吸收的电场能量重新释放, 使光强透射率变大。当光电离截面  $\sigma_i = 1.0 \times$  $10^{-20} \text{ m}^2$ 时「图 3(b)],在  $F_0 = 3.25 \times 10^7 \text{ V/cm}$  处 (对应图 2 中 B 点)能级 3 上的粒子数分布出现最 大值。由图 2 可以看出,饱和吸收光强对应的光强 透射率随光电离截面取值的增大而变大,说明介质 与光场的非线性相互作用减弱,在其它传播距离处

可以观察到同样的现象。

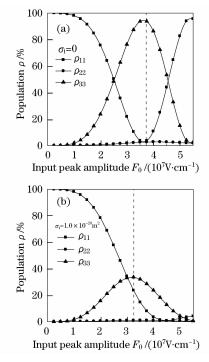


图 3 在近入射表面 (0.014 μm)处各能级的粒子 数占有率随入射电场振幅的变化

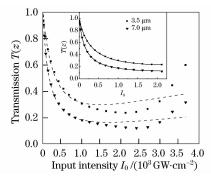
Fig. 3 Populations of the three energy levels at 0.014  $\mu m$  with different input peak amplitudes of fields

图 4 给出了传播距离为 3.5  $\mu$ m、7.0  $\mu$ m 两种情况下光电离截面  $\sigma_i = 1.0 \times 10^{-21}$  m² 时的光强透射率与入射光强的关系。图中虚线是考虑饱和效应拟合得到的曲线,可以发现(7)式对于周期量级的飞秒脉冲,在低能区域  $I_0 \ll I_{s,2PA}$  内可以给出较好的描述,对于入射光强接近或大于双光子吸收饱和光强的区域描述失效。图 4 中插图是基于(9)式对入射光强小于饱和吸收光强的区域拟合得到的结果,拟合的平均残差平方和达到  $10^{-7}$  数量级,因此认为对于周期量级的飞秒脉冲,在入射光强小于饱和吸收光强的区域,双光子吸收系数随入射光强的增大线性减小。此外,从图 4 中还可以看出,在入射光强

相同的条件下,传播距离为  $7.0 \mu m$  处的光强透射率比  $3.5 \mu m$  处的光强透射率低,说明  $7.0 \mu m$  处测得的介质与光场的非线性相互作用强。

为了说明光电离对分子双光子吸收截面的影响,表 1 给出了基于线性关系拟合得到的线性吸收系数  $\alpha$  (cm<sup>-1</sup>)、双光子吸收系数  $\beta$  (10<sup>-9</sup> cm/W)、双光子吸收截面  $\sigma$  (10<sup>-47</sup> cm<sup>4</sup> • s/photon) 随光电离截面  $\sigma$  (m<sup>2</sup>)的变化情况。

从表 1 明显看出,在同一传播距离处双光子吸收系数  $\beta$ 。和双光子吸收截面  $\sigma$  随光电离截面取值的增大而减小,而线性吸收系数  $\alpha$  随光电离截面取值的增大而增大。这是因为能级 3 发生的是单光子电离,对介质与光场的线性相互作用产生贡献,而在一定程度上抑制了介质对光场的双光子吸收。实验上,王骐等<sup>[15]</sup>用脉宽为 8 ns 的脉冲测得该分子在甲苯溶液中的双光子吸收截面为 11.92×10<sup>-47</sup> cm<sup>4</sup> · s/photon,本文得到的双光子吸收截面的结果在同一数量级范围内但数值偏小,说明在飞秒时域内,介质主要发生的是一步共振双光子吸收。



4 不同传播距离处,光电离截面为  $σ_i = 1.0 \times 10^{-21} \,\mathrm{m}^2$  时, 5 fs 脉冲的光强透射率与入射光强的关系

Fig. 4 Transmission as a function of input peak intensity for a 5 fs pulse with photoionization cross section of  $1.0\times10^{-21}\,\mathrm{m}^2$  at different propagating distances

表 1 利用线性关系拟合得到的线性吸收系数 α、双光子吸收系数 β、以及双光子吸收截面 σ 随光电离截面 σ; 的变化情况。
Table 1 Values of linear absorption coefficient α, TPA coefficient β and TPA cross
section σ with different photoionization cross sections by using linear fitting formula

$\sigma_i$	3. 5 μm				7.0 μm			
	$rac{lpha}{ m cm}^{-1}$	$\beta / (10^{-9} \text{cm} / \text{W})$	σ/ (10 <sup>-47</sup> cm <sup>4</sup> • s/photon)	mean residual square sum	$\frac{\alpha}{\text{cm}^{-1}}$	$\frac{\beta}{10^{-9}}$ cm/W)	σ/ (10 <sup>-47</sup> cm <sup>4</sup> • s/photon)	mean residual square sum
0	23.93	8.55	4.18	$1.8 \times 10^{-7}$	22.16	8.72	4.26	$4.0 \times 10^{-5}$
$1.0 \times 10^{-21}$	27.86	8.46	4.14	$5.6 \times 10^{-7}$	24.43	8.56	4.18	$2.0 \times 10^{-5}$
$5.0 \times 10^{-21}$	31.77	8.28	4.05	$3.0 \times 10^{-6}$	28.96	8.32	4.07	6.7 $\times$ 10 <sup>-6</sup>
$1.0 \times 10^{-20}$	40.82	8.02	3.92	$1.0 \times 10^{-5}$	30.25	8.20	4.01	$4.8 \times 10^{-6}$

传播距离在 7.0 μm 处的双光子吸收截面数值 与 3.5 μm 处对应的数值比较呈现增大的趋势,传播距离对双光子吸收截面的测量有很大影响,但以前的研究结果表明,双光子吸收截面并不是传播距离的单调递增函数<sup>[8]</sup>。在对不同的实验条件下测得的双光子吸收截面数值进行比较时,样品厚度对实验结果的影响需要考虑。

## 4 结 论

以强双光子吸收材料 4,4′-二甲氨基二苯乙烯 分子体系为研究对象,通过采用时域有限差分法和 预估矫正法数值求解 Maxwell-Bloch 方程,研究了 含时电离对有机分子介质双光子吸收截面的影响。 研究结果表明,对于周期量级的飞秒脉冲,介质发生 的主要是一步共振双光子吸收,当入射光强较高时 出现了双光子吸收饱和现象。在入射光强小于双光 子吸收饱和光强的区域,其双光子吸收截面随入射 光强的增大而线性减小。在同一传播距离处,随光 电离截面取值的增大介质的双光子吸收截面减小, 传播距离对双光子吸收截面的测量有很大的影响。

#### 参考文献

- 1 Macak Peter, Luo Yi, Norman Patrick *et al.*. Electronic and vibronic contributions to two-photon absorption of molecules with multi-branched structures[J]. *J. Chem. Phys*, 2000, **113**(17): 7055~7061
- 2 Wang Chuankui, Macak Peter, Luo Yi et al.. Effects of centers and symmetry on two-photon absorption cross sections of organic chromophores[J]. J. Chem. Phys, 2001, 114(22):9813~9820
- 3 Wang Chuankui, Zhao Ke, Su Yan *et al*.. Solvent effects on the electronic structure of a newly synthesized two-photon polymerization initiator [J]. *J. Chem. Phys*, 2003, **119**(2): 1208~1213
- 4 Lin Na, Zhao Xian, Yang Jiaxiang et al.. Theoretical study of one-, two-, and three-photon absorption properties for a series of Y-shaped molecules[J]. J. Chem. Phys, 2006, 124(2):024704-1~9
- 5 Su Yan, Wang Chuankui, Wang Yanhua *et al.*. The influence of symmetries of the substituted donor and acceptor on two-photon absorption cross sections of trans-stilbene derivatives [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(7):2112~2117
  - 苏 燕,王传奎,王彦华 等. 二苯乙烯衍生物分子双光子吸收截面:官能团对称性的影响 [J]. 物理学报,2004,53(7):2112  $\sim$  2117
- 6 Zhao Ke, Sun Yuanhong, Wang Chuankui. Studies on two-photon absorption cross-sections of 1,4-dimethoxy-2,5-divinyl-benzene derivatives [J]. *Acta Physica Sinica*, 2005, **54**(6): 2662~2668
- 赵 珂, 孙元红, 王传奎. 1,4-二甲氧基-2,5-二乙烯基苯系列衍生物的双光子吸收截面[J]. 物理学报,2005,54(6),2662~2668
- 7 Gel'mukhanov F., Baev A., Macak P et al.. Dynamics of two-photon absorption by molecules and solutions[J]. J. Opt. Soc.

- Am. B, 2002,  $19(5):937 \sim 945$
- 8 Wang Chuankui, Liu Jicai, Zhao Ke et al.. Breakdown of optical power limiting and dynamical two-photon absorption for femtosecond laser pulses in molecular medium[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 2007, 24(9):2436~2442
- 9 Zhao Ke, Liu Jicai, Wang Chuankui et al.. Modulation of supercontinuum generation and formation of an attosecond pulse from a generalized two-level medium[J]. J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys, 2007, 40(8):1523~1534
- 10 Yang Weifeng, Song Xiaohong, Gong Shangqing et al.. Carrier-envelope phase dependence of few-cycle ultrashort laser pulse propagation in a polar molecular medium[J]. Phys. Rev. Lett., 2007, 99:133602(4)
- 11 Buffa R, Anscombe M P, and Marangos J. P. Evolution of maximal coherence and nonlinear mixing in an ionizing three-level medium[J]. Phys. Rev. A, 2003, 67(3):033801-1~9
- 12 JarqueE C, Plaja L. Effect of time-dependent ionization on the harmonics generated by bound - bound transitions[J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1996, 13(12):2724~2728
- 13 Song Xiaohong, Gong Shangqing, Li Ruxin *et al.*. Effect of time-dependent ionization on the propagation of a few-cycle laser pulse in a two-level medium[J]. *Phys. Rev. A*, 2005, **72**(4): 043820-1~6
- 14 SuYan, Wang Yanhua, Wang Chuankui. The solvent effect on two-photon absorption of 4.4'-Bis (Dimethylamino) stilbene[J]. Acta Optica Sinica, 2003, 23(6):646~650
  - 苏 燕,王彦华,王传奎. 4,4′二甲氨基二苯乙烯双光子吸收理论研究—溶剂效应[J]. 光学学报,2003,23(6):646~650
- 15 Wang Qi, Liu Chunling, Wang Jun *et al.*. Experimental studies on the amplitude limiting properties of two-photon absorption at 532 nm for 4,4'-bis (dimethylamino) stilbene[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(2):286~287
  - 王 骐, 刘春玲, 王 军 等. 4,4'-二甲氨基二苯乙烯 532 nm 处 双光子吸收光限幅特性实验研究[J]. 光学学报, 2000, **20**(2): 286~287
- 16 ZiolkowskiR W, Arnold J M, Gobny D M et al.. Ultrafast pulse interactions with two-level atoms[J]. Phys. Rev. A, 1995, 52 (4):3082~3094
- 17 TarasishinA V, Magnitskii V A, Shuvaev V A et al.. Evolution of ultrashort light pulses in a two-level medium visualized with the finite-difference time domain technique[J]. Optics Express, 2001, 8(7):452~457
- 18 Bhawalkar J D, He G S, Prasad P N. Nonlinear multiphoton processes in organic and polymeric materials [J]. Rep. Prog. Physica, 1996, 59(9):1041~1070
- 19 He G S, Zheng Q D, Baev A et al.. Saturation of multiphoton absorption upon strong and ultrafast infrared laser excitation[J]. J. Appl. Physica, 2007, 101(8):083108-1~6
- 20 Liu Jicai, Zhao Ke, Sun Yuping et al.. Dynamical behavior of two-color ultrashort laser pulses in a cascade three-level molecular system[J]. J. Atomic Molecular Physics, 2006, 23(5):815~ 820
  - 刘纪彩,赵 珂,孙玉萍等.两色超短脉冲激光与级联三能级分子体系相互作用的动力学研究[J].原子与分子物理学报,2006,23(5): $815\sim820$
- 21 BaevA, Gel' Mukhanov F, Macak P et al.. General theory for pulse propagation in two-photon active media [J]. J. Chem. Physica, 2002, 117(13):6214~6220
- 22 He G S, Lu C G, Zheng Q D *et al.*. Asymmetric properties between the forward and backward stimulated emission generated by ultrafast three- and four-photon excitation[J]. *Phys. Rev. A*, 2006, **73**(3):033815-1~10