

# 激光在厚介质传输中的光电离 动力学过程研究

谢世亮 王德武\* 应纯同 诸旭辉

(清华大学工程物理系 北京 100084)

**提要** 研究了激光在厚介质中的传输特性以及激光与原子相互作用的光电离。推导了三步光电离的场方程组和原子布居的密度矩阵方程组。计算了在不同情况下电离几率与激光参数的变化关系。深入研究了激光在厚介质中传输引起激光参数的变化,以及激光功率、脉冲形状、脉冲宽度、三束激光的时间不同步对电离几率的影响。

**关键词** 光电离, 脉冲形状, 脉冲宽度

## 1 引 言

已发表的研究激光与原子相互作用问题的大多数文章中,都把介质看成很“薄”,以致在激光束通过原子蒸气时,激光不发生明显的畸变<sup>[1]</sup>,然而,激光束在原子蒸气中传输几十米,甚至更长的距离时,激光一面与原子相互作用,一面在介质中传输,在整个传输中要不断地重复这一过程。因此,研究激光在厚介质中的光电离问题,就不能仅仅考虑光与原子的相互作用,而要与光的传输结合起来研究。

在已发表的研究激光在厚介质内传输的文章中,一般是研究一束激光在二能级厚介质中的“自感应透明”现象,解决光纤通讯过程中怎样把光信号无畸变地传送到更远距离的问题。显然,这与原子蒸气激光同位素分离(AVLIS)中所研究的三束激光同时与四能级系统原子相互作用的厚介质中传输有根本区别<sup>[2-4]</sup>,后者要复杂得多。

## 2 方程的推导

### 2.1 场方程组

本文采用半经典理论研究光与原子相互作用,光场由麦克斯韦方程组描述,原子由起源于薛定谔方程的密度矩阵方程组确定,在AVLIS过程中,光场一方面与原子相互作用,一方面传输,因此麦克斯韦方程组和密度矩阵方程组是耦合在一起的。从麦克斯韦方程组出发,用慢变振幅近似推导适用于计算的场方程

\* 通信联系人。

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial Z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{p}}{\partial t^2} \quad (1)$$

为简化上式, 将光场分为正频和负频部分

$$\left. \begin{aligned} E(z, t) &= E^{(+)}(z, t) + E^{(-)}(z, t) \\ E^{(-)}(z, t) &= E^{(+)}(z, t)^* \\ E^{(+)}(z, t) &= (x + iy) e^{i(kz - \omega t)} \\ E^{(-)}(z, t) &= (x - iy) e^{[-i(kz - \omega t)]} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

经过处理(1)式左边可得

$$\frac{\partial^2 E^{(+)}(z, t)}{\partial Z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E^{(+)}(z, t)}{\partial t^2} = \left[ -2k \left[ \frac{\partial y}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial y}{\partial t} \right] + i2k \left[ \frac{\partial x}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial x}{\partial t} \right] \right] e^{i(kz - \omega t)} \quad (3)$$

令极化强度

$$\left. \begin{aligned} p(z, t) &= p^{(+)}(z, t) + p^{(-)}(z, t) \\ p^{(+)}(z, t) &= p_0^{(+)}(z, t) e^{i(kz - \omega t)} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中  $p_0^{(+)}(z, t)$  为慢变振幅, 因而(1)式右边有

$$\frac{\partial^2 p^{(+)}(z, t)}{\partial t^2} \approx \omega^2 p^{(+)}(z, t) e^{i(kz - \omega t)} = -\omega^2 N' d_{21} (\mu_{21} - i\nu_{21}) e^{i(kz - \omega t)} \quad (5)$$

其中  $N'$  为原子蒸气密度,  $d_{21}$  为原子基态到第一激发态的跃迁偶极矩, 于是可得三束激光场的方程组

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial x_1}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial x_1}{\partial t} &= -\frac{1}{4} \omega_1 c \mu_0 N' d_{21} \nu_{21} \\ \frac{\partial y_1}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial y_1}{\partial t} &= \frac{1}{4} \omega_1 c \mu_0 N' d_{21} \mu_{21} \\ \frac{\partial x_2}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial x_2}{\partial t} &= -\frac{1}{4} \omega_2 c \mu_0 N' d_{32} \nu_{32} \\ \frac{\partial y_2}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial y_2}{\partial t} &= \frac{1}{4} \omega_2 c \mu_0 N' d_{32} \mu_{32} \\ \frac{\partial x_3}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial x_3}{\partial t} &= -\frac{1}{4} \omega_3 c \mu_0 N' d_{43} \nu_{43} \\ \frac{\partial y_3}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial y_3}{\partial t} &= \frac{1}{4} \omega_3 c \mu_0 N' d_{43} \mu_{43} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

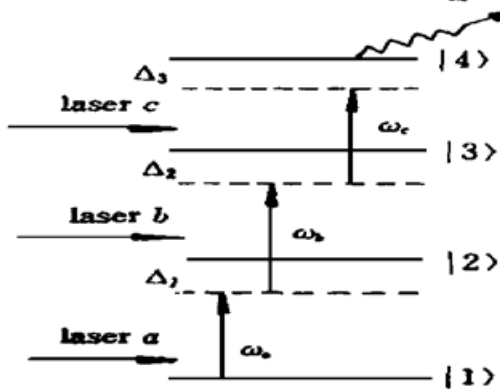


图 1 三束激光与四能级系统原子相互作用的三步光电离过程

Fig. 1 The three-step photoionization process of a four-level ladder system interacting with three lasers

## 2.2 密度矩阵方程组

利用旋转波近似来推导反映原子布居的密度矩阵方程组。三束激光传输的总光场(见图 1)为

$$\begin{aligned} \vec{E}(z, t) &= \vec{E}_a(z, t) + \vec{E}_b(z, t) + \vec{E}_c(z, t) = \\ &= \epsilon_a(z, t) e^{-i(\omega_a t - kz)} \vec{e}_a + \epsilon_b(z, t) e^{-i(\omega_b t - kz)} \vec{e}_b + \\ &= \epsilon_c(z, t) e^{-i(\omega_c t - kz)} \vec{e}_c \end{aligned} \quad (7)$$

为了简化计算, 将拉比频率分为实部和虚部

$$\left. \begin{aligned} \Omega_{ji} &= R_{ji} + iI_{ji} \\ \Omega_{ji} &= \Omega_{ij} \\ i &> j, j = 1, 2, 3 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

将密度矩阵元  $\rho_{ij}$  化为实数

$$\left. \begin{aligned} \mu_{ij} &= \rho_{ij} + \rho_{ji} \\ v_{ij} &= -i(\rho_{ij} - \rho_{ji}) \\ i &> j, j = 1, 2, 3 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

并考虑到失谐量

$$\Delta_1 = \omega_{21} - \omega_i, \Delta_2 = \omega_{32} - \omega_i, \Delta_3 = \omega_{43} - \omega_i \quad (10)$$

其中  $\omega_{21}, \omega_{32}, \omega_{43}$  分别为相邻能级的能量差。

经过整理密度矩阵方程组可化为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \mu_{21}}{\partial t} &= -\Delta_1 v_{12} - I_{12}(\rho_{22} - \rho_{11}) + \frac{1}{2}(R_{32}v_{31} + I_{32}\mu_{31}) \\ \frac{\partial v_{21}}{\partial t} &= \Delta_1 \mu_{21} + R_{12}(\rho_{22} - \rho_{11}) - \frac{1}{2}(R_{32}\mu_{31} - I_{32}v_{31}) \\ \frac{\partial \mu_{31}}{\partial t} &= (\Delta_1 + \Delta_2)v_{31} - \frac{1}{2}(R_{12}v_{32} + I_{12}\mu_{32} - R_{32}v_{21} + I_{32}\mu_{21}) \\ \frac{\partial v_{31}}{\partial t} &= (\Delta_1 + \Delta_2)\mu_{31} + \frac{1}{2}(R_{12}\mu_{32} - I_{12}v_{32} - R_{32}\mu_{21} + I_{32}v_{21}) \\ \frac{\partial \mu_{41}}{\partial t} &= -(\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3)v_{41} - \frac{1}{2}(R_{12}v_{42} + I_{12}\mu_{42} - R_{34}v_{31} - I_{34}\mu_{31}) \\ \frac{\partial v_{41}}{\partial t} &= (\Delta_1 + \Delta_2 + \Delta_3)\mu_{41} + \frac{1}{2}(R_{12}\mu_{42} - I_{12}v_{42} - R_{34}\mu_{31} + I_{34}v_{31}) \\ \frac{\partial \mu_{32}}{\partial t} &= -\Delta_2 v_{32} + (\rho_{33} - \rho_{22})I_{32} - \frac{1}{2}(R_{21}v_{31} + I_{21}\mu_{31} - R_{43}v_{42} - I_{43}\mu_{42}) \\ \frac{\partial v_{32}}{\partial t} &= \Delta_2 \mu_{32} + (\rho_{33} - \rho_{22})R_{32} + \frac{1}{2}(R_{21}\mu_{31} - I_{21}v_{31} - R_{43}\mu_{42} + I_{43}v_{42}) \\ \frac{\partial \mu_{42}}{\partial t} &= -(\Delta_2 + \Delta_3)v_{42} - \frac{1}{2}(R_{21}v_{41} + I_{21}\mu_{41} + R_{23}v_{43} + I_{23}\mu_{43} - R_{34}v_{32} - I_{34}\mu_{32}) \\ \frac{\partial v_{42}}{\partial t} &= (\Delta_2 + \Delta_3)\mu_{42} + \frac{1}{2}(R_{21}\mu_{41} - I_{21}v_{41} + R_{23}\mu_{43} - I_{23}v_{43} - R_{34}\mu_{32} + I_{34}v_{32}) \\ \frac{\partial \mu_{43}}{\partial t} &= -\Delta_3 v_{43} + (\rho_{44} - \rho_{33})I_{43} - \frac{1}{2}(R_{32}v_{42} + I_{32}\mu_{42}) \\ \frac{\partial v_{43}}{\partial t} &= \Delta_3 \mu_{43} + (\rho_{44} - \rho_{33})R_{43} + \frac{1}{2}(R_{32}\mu_{42} - I_{32}v_{42}) \\ \frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} &= \frac{1}{2}(R_{21}v_{21} - I_{12}\mu_{12}) \\ \frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} &= -\frac{1}{2}(R_{21}v_{21} + I_{21}\mu_{21} - R_{23}v_{32} + I_{23}\mu_{32}) \\ \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} &= -\frac{1}{2}(R_{32}v_{32} + I_{32}\mu_{32} - R_{34}v_{43} + I_{34}\mu_{43}) \\ \frac{\partial \rho_{44}}{\partial t} &= -\frac{1}{2}(R_{43}v_{43} + I_{43}\mu_{43}) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

电离几率

$$P_{\text{ion}}(t) = 1 - \sum_{i=1}^4 \rho_{ij}(t)$$

### 3 计算结果与分析

计算时,将方程(3)~(6)和(11)耦合起来,并假定原子在初始时刻处于基态,即

$$\begin{aligned} \rho_{11}|_{t=0} &= 1 \\ \rho_{ii}|_{t=0} &= 0 \quad (i \neq 1) \end{aligned} \quad (12)$$

设激光的初相位为  $2\pi$ ,使得初始时场的虚部为零,这时拉比频率和单位面积的激光功率  $I$ (下称激光强度)的关系是

$$R = \frac{2d}{h} \sqrt{\frac{2}{\epsilon_0 c} I} \quad (13)$$

初始时的激光场服从高斯分布。三束激光的光子能量分别为  $\omega_a = 2\pi \times 510860$  GHz,  $\omega_b = 2\pi \times 518910$  GHz,  $\omega_c = 2\pi \times 472890$  GHz。

原子蒸气分布在  $Z \geq 0$  的空间内,原子蒸气密度  $N = 0.5 \times 10^{13}$  cm<sup>-3</sup>,电离率  $\gamma = 1.0$  GHz,原子蒸气对三束激光的折射率  $n_a = n_b = n_c = 1.01$ 。跃迁偶极矩  $d_{21} = 0.25 \times 10^{-30}$  C·m,  $d_{32} = 0.20 \times 10^{-30}$  C·m,  $d_{43} = 0.11 \times 10^{-30}$  C·m。各失谐量  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = 0.5$  GHz。

#### 3.1 激光的传输效应与激光强度对电离几率的影响

图2表示三束时间同步激光在原子蒸气中传输时,其强度和脉宽随传输距离和时间的变化。从中看出,随传输距离增加,强度变小,而通过单位长度所用的时间增大,即传输速度变慢。出现了激光强度分布曲线随时间而弯曲的现象。由图3可以看出,在不同的传输点上,三束光明显错开,出现时间不同步现象,第一束激光的速度比另外两束光还要慢。

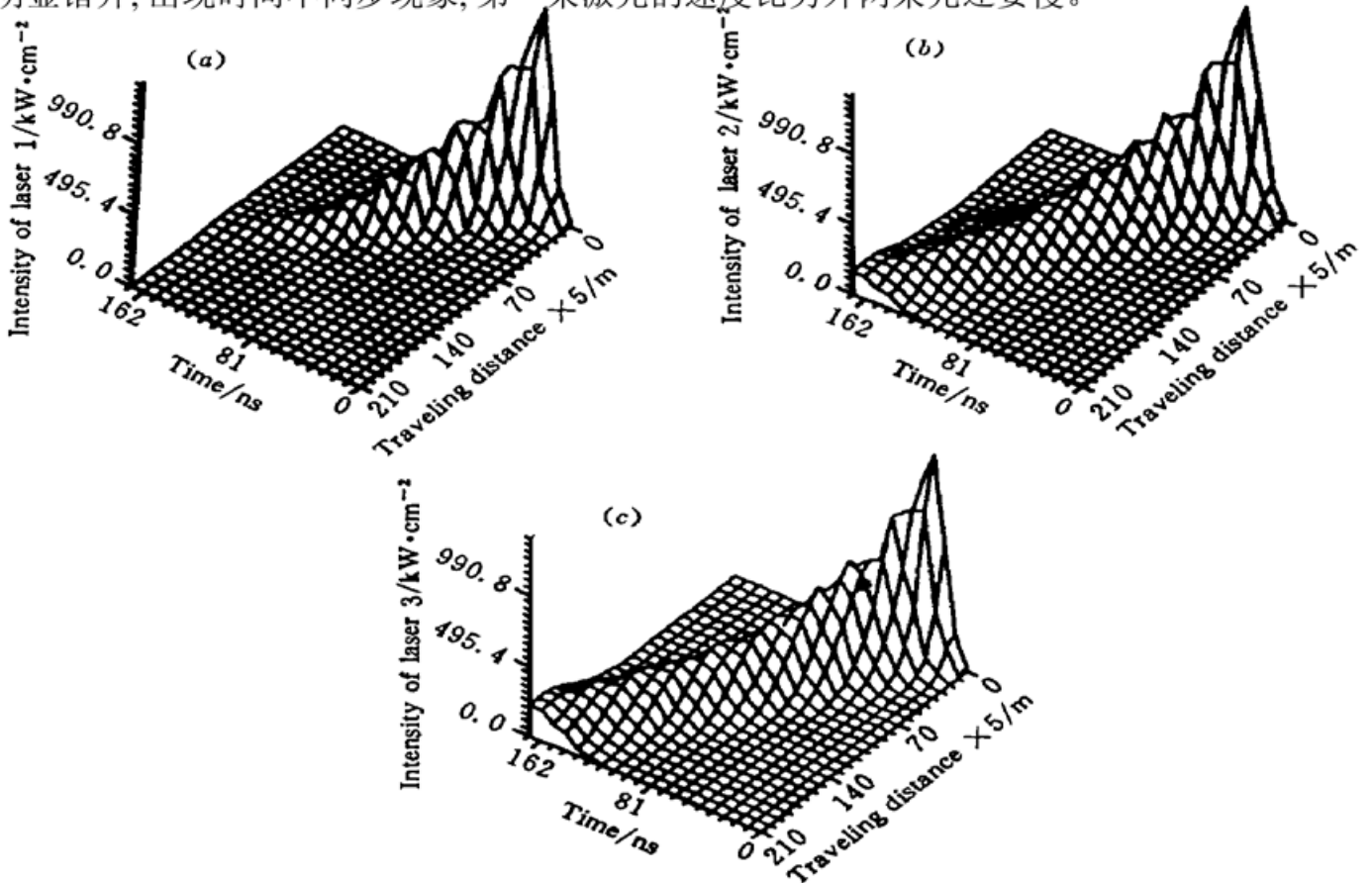


图2 激光强度随时间和空间的变化

(a) 激光1的强度变化;(b) 激光2的强度变化;(c) 激光3的强度变化

Fig. 2 Evolution of the laser intensity with time and space

(a) Intensity evolution of laser 1; (b) Intensity evolution of laser 2; (c) Intensity evolution of laser 3

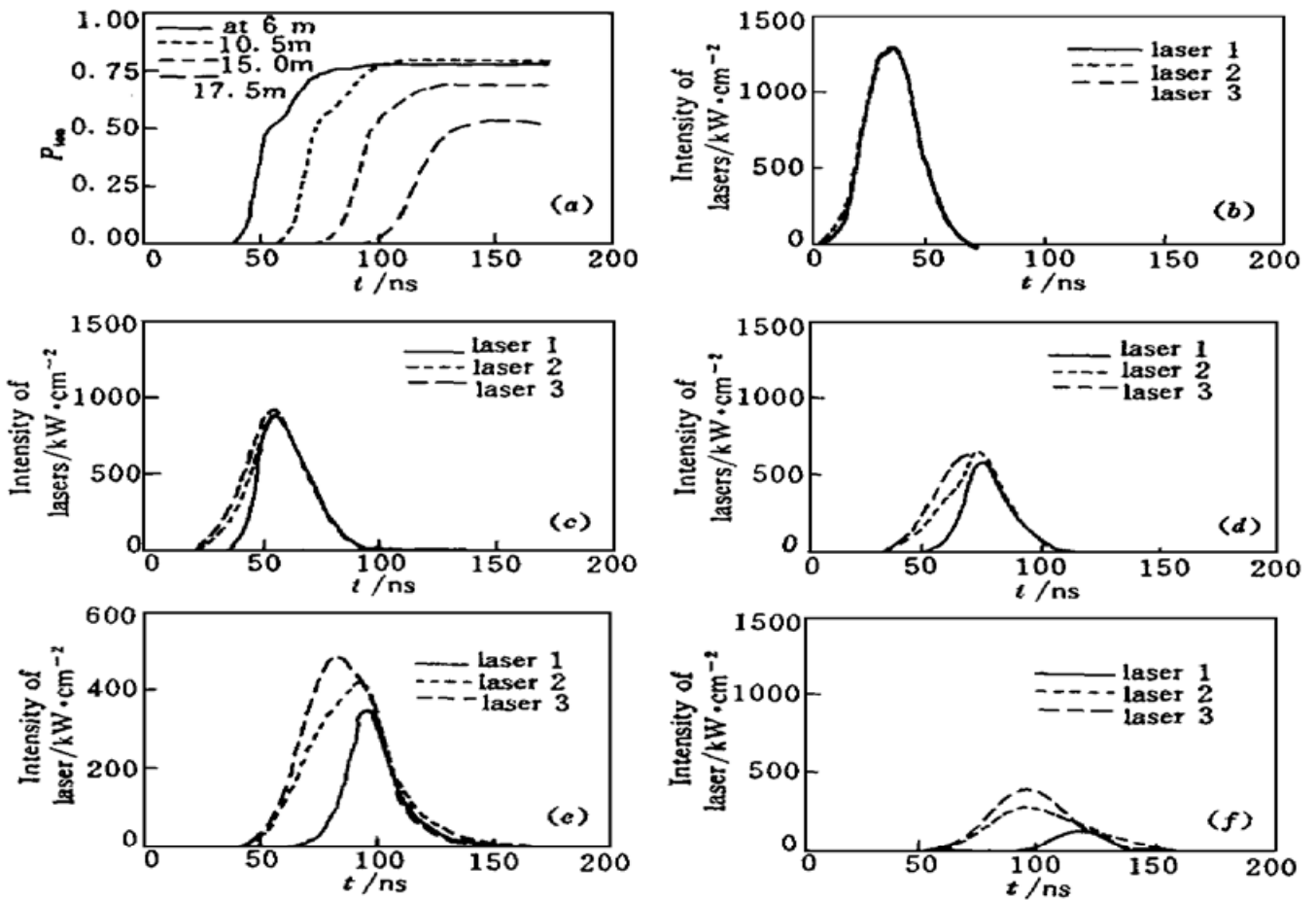


图 3 电离几率和激光强度随时间和空间的变化

(a) 不同点的电离几率; (b) 0.3 m 处的激光强度变化; (c) 6.0 m 处的激光强度变化; (d) 10.5 m 处的激光强度变化; (e) 15.0 m 处的激光强度变化; (f) 19.5 m 处的激光强度变化

Fig. 3 Evolution of the ionizing probability and the laser intensity with time and space

(a) Ionization of different points; (b) Laser intensity evolution at 0.3 m; (c) Laser intensity evolution at 6.0 m; (d) Laser intensity evolution at 10.5 m; (e) Laser intensity evolution at 15.0 m; (f) Laser intensity evolution at 19.5 m

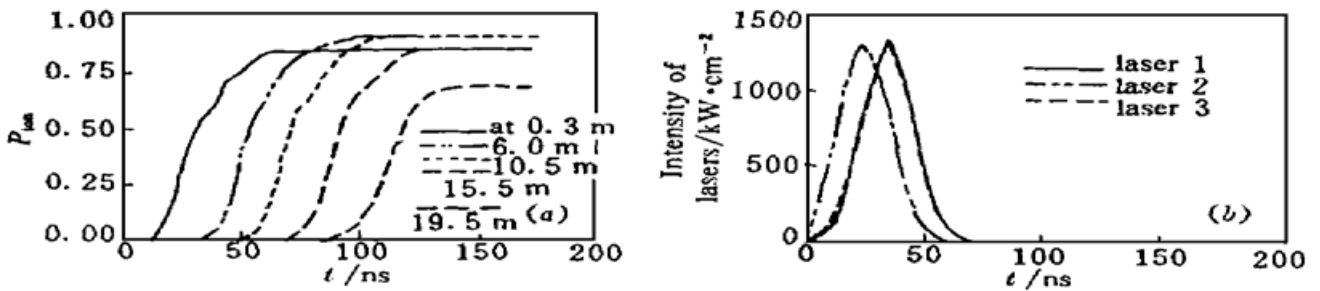


图 4 当激光 2 超前激光 1 10 ns 时, 电离几率和激光强度随时间的变化

(a) 不同点的电离几率; (b) 0.3 m 处的激光强度变化

Fig. 4 When laser 2 is about 10 ns ahead of laser 1, evolution of the ionizing probability and the laser strength with time

(a) Ionization of different points; (b) Laser intensity evolution at 0.3 m

三束激光在传输过程中, 其激光强度也发生明显变化, 第一束激光均比第二束与第三束光衰减得快, 随着传输距离增加, 激光脉冲面积减小。第一束激光由于传输能量削减比较大, 其脉宽相对变小。因为若使原子进行第二步光激发, 则必须先吸收第一束激光的能量进行第一步光

激发,使原子受激作拉比振荡,并在适当时刻吸收第二束激光能量,达到第二步激发。所以第一束激光强度衰减要多,特别是第一束激光接近耗尽时,第二束激光基本上不再变化,同理第三束光比第二束光衰减还要慢。

图 4(a) 表示三束同步激光与原子作用时不同传输点处光电离几率随时间的变化,在初始几米距离内,电离几率并非最高,10 m 左右电离几率达到最大,并保持一段距离不变,随后逐渐变小。这是因为在起始时激光过强会引起太快的布居振荡,影响激发,使电离几率未达到最佳。随后处于电离饱和,而电离几率不变,最后由于激光强度衰减过多,电离几率逐渐减小。

### 3.2 激光脉冲作用时间不同步对光电离几率的影响

研究三束激光脉冲作用时间不同步的光电离效应。首先使第二束激光脉冲作用时间超前第一束与第三束光 10 ns。将图 3(a) 与图 4(a) 比较可看出,这种时间不同步改善和提高了电离效果,使其最大的电离几率由 80% 提高到 90%。因为第二束激光超前 10 ns 等在那儿,当第一束激光作用时,处于基态上的原子布居到能级 $|2\rangle$ 上,并快速向能级 $|3\rangle$ 转移,提高了电离几率。激光入口 0.3 m 处电离几率迅速达到 85%,同时也使各传输点上的电离几率普遍提高。

调整不同步关系,第二束光不是超前,而是相对第一束光延迟 8 ns,第三束光相对第一束光延迟 5 ns 时,电离几率下降了,表现在起始阶段电离几率明显减小,其它各处也未达到最佳电离效果。但随着传输距离增加电离几率相对提高了。这是因为第一束光传输速度要比其它两束光慢,所以随着传输距离增加,三束光之间不断调整时间不同步的关系有利于产生较好的电离效果。

### 3.3 激光脉冲形状与脉宽对电离几率的影响

研究激光能量相同的高斯型脉冲和矩形脉冲在厚介质中传输特性及对电离几率的影响。三束同步的矩形激光脉冲与原子相作用(见图 5),在激光入口处,虽然脉冲形状已发生明显形

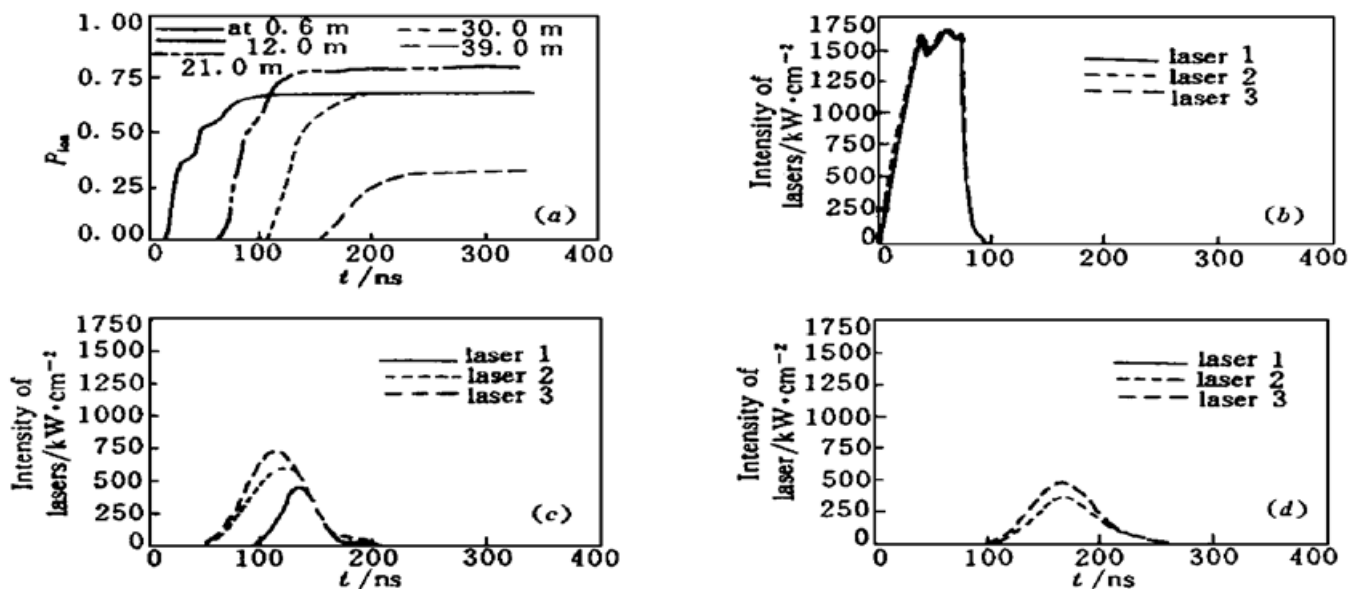


图 5 当矩形脉宽为 70.5 ns 时,电离几率和激光强度随时间和空间的变化

(a) 不同点的电离几率; (b) 0.6 m 处的激光强度变化; (c) 21.0 m 处的激光强度变化; (d) 39.0 m 处的激光强度变化

Fig. 5 When the rectangular pulse width is 70.5 ns, evolution of the ionizing probability and the laser intensity with time and space

(a) Ionization of different points; (b) Laser intensity evolution at 0.6 m;

(c) Laser intensity evolution at 21.0 m; (d) Laser intensity evolution at 39.0 m

变,但仍为同步,随着传输距离增加及与原子的不断作用,激光产生不同步,能量发生衰减;同时,矩形脉冲逐渐被削减,近似高斯形状。

激光脉宽对电离几率有明显影响,不论哪一种脉冲形状,增加脉宽都会增加有效电离长度,窄脉冲的光场耗尽要快得多。例如,三束脉宽为 10 ns 的一组激光,要比脉宽为 7 ns 的一组激光的有效电离长度长约 1/3,提高了总的电离效果。

在激光能量相同的情况下,矩形脉冲要比高斯型脉冲电离效果为好。当矩形脉宽增大到 70.5 ns,传输距离达到 21.0 m 时,电离几率还大于 65%,近 40.0 m 时还有电离效果。将图 5(a)与图 3(a)比较,可以看出不仅电离几率提高,而且有效电离长度增加近一倍,大大提高了总的电离效果。如前所述,激光在传输中特别是第一束激光脉宽逐渐被削窄,很快被耗尽,增加脉宽自然就增大有效电离长度,因此,在 AVLIS 工程中对激光在空间、时间上进行整形,使激光变为能量近似均匀分布的宽脉冲光束是十分必要的。

### 参 考 文 献

- 1 Jiang Mengheng, Lin Fucheng. Study of dynamical behavior in two-step optical resonant ionization. *Acta Optica Sinica*(光学学报), 1991, **11**(9): 769~ 775 (in Chinese)
- 2 G. L. Lamb. Jr. Analytical descriptions of ultrashort optical pulse propagation in a resonant medium. *Rev. Mod. Phys.*, 1971, **43**(2): 99~ 124
- 3 A. I. Maimistov, A. M. Basharov, S. O. Elyutin *et al.*. Present state of self-induced transparency theory. *Phys. Rep.*, 1990, **191**(1): 1~ 108
- 4 J. de Lamare, Ph. Kupecek, M. Comte. An elementary and nevertheless quantitative model describing the temporal reshaping of a laser pulse crossing an optically thick atomic medium. *Opt. Commun.*, 1993, **95**: 305

## Research of the Dynamical Photoionization Process of Laser Traveling in a Thick Medium

Xie Shiling Wang Dewu Ying Chuntong Zhu Xuhui

(Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084)

**Abstract** This paper reports researches on the property of laser traveling in a thick medium and photoionization of laser-atom interaction. The equation of three-step photoionization for describing the field and the density matrix as well as the atomic population was derived. The ionization probability evolution with laser parameters is calculated in different cases. It was found that the laser transfer in a long distance causes evolution of laser parameters. Laser power, laser pulse shape, pulse width and time stepout of three laser bunches are the main factors of affecting the photoionization probability.

**Key words** photoionization, pulse shape, pulse width