

文章编号: 0253-2239(2009)04-1131-06

# 超短激光脉冲在水中的非线性传输特性研究

陈 笑 苏玉成 王义全 杨 笛 杨玉平 冯 帅

(中央民族大学理学院, 北京 100081)

**摘要** 基于扩展的非线性薛定谔方程及与其耦合的电子密度演化方程, 理论研究了超短激光强脉冲在水中的非线性传输特性。理论模型综合考虑了衍射、正常群速度色散, 多光子吸收、自聚焦及激光诱导产生的等离子体对光脉冲的自散焦效应。采用有限差分法模拟得到超短脉冲在传输过程中轴向上光功率密度和等离子体密度的时空分布。系统分析了超短脉冲在水中传输的动力学过程, 讨论了非线性自聚焦和等离子体自散焦效应在脉冲传输过程中的竞争关系。同时研究了不同入射激光能量, 脉宽和聚焦条件对等离子体丝的时空结构和脉冲能流横向分布的影响。该研究将有助于理解和推动超短光脉冲在激光医学、激光安全防护和水中激光加工中的应用。

**关键词** 超快光学; 非线性传输; 有限差分法; 自聚焦; 自散焦; 等离子体

中图分类号 O437.5 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20092904.1131

## Nonlinear Propagation Properties of Ultrashort Laser Pulses in Water

Chen Xiao Su Yucheng Wang Yiquan Yang Di Yang Yuping Feng Shuai

(College of Science, Central University for Nationalities, Beijing 100081, China)

**Abstract** The propagation properties of ultrashort laser pulses in water is investigated with the extended nonlinear Schrödinger equation and the electron density equation. With the theoretical model that incorporates the diffraction, normal group-velocity dispersion, multiphoton absorption, self-focusing and self-defocusing effects generated by the laser-induced electron plasma, the spatio-temporal distribution of the on-axis laser power density and plasma density during the propagation are obtained by finite difference method. Simulation of the underlying propagation dynamics of the ultrashort laser in water reveals that the competitive relationship between nonlinear self-focusing and self-defocusing during the pulse propagation. Moreover, the influence of laser energy, pulse duration and focusing geometry on the structure of plasma filament and the reshaping of energy fluence are discussed. The results may be beneficial to understand and push forward the application of the ultrashort laser pulses in medicine, laser safety and processing in water.

**Key words** ultrafast optics; nonlinear propagation; finite difference method; self-focusing; self-defocusing; plasma

## 1 引 言

近年来激光技术在医学领域得到了广泛的应用, 考虑到多数生物软组织和体液的含水量平均达到 85%, 有的甚至高达 98%, 因此激光脉冲在液体中的传输过程引起了人们的广泛关注。激光诱导液态物质产生击穿的物理过程是伴随着声、光、热、机械效应等一系列现象的复杂物理过程, 包括等离子体产生、冲击波传播和空化射流形成等现象<sup>[1~3]</sup>。

最近的研究表明, 当激光与组织相互作用时, 脉宽短于 500 ps 的超短激光脉冲将显示出优于长脉冲的治疗效果<sup>[3]</sup>。由于亚皮秒或飞秒激光可以在较低脉冲能量的条件下得到极高的峰值功率, 因此可以在等离子体能量显著减小的同时保证光学击穿仍能发生, 但热效应和冲击波/空化所引起的机械损伤却大大减弱, 从而明显提高了激光与病灶组织相互作用的空间确定性和可预见性。这对于一些精密手术,

收稿日期: 2008-07-02; 收到修改稿日期: 2008-10-07

基金项目: 国家 973 计划(2006CB921702)、国家自然科学基金(10674185)和国家民委科研基金(08ZY22)资助项目。

作者简介: 陈 笑(1977—), 女, 副教授, 博士, 主要从事超快激光脉冲传输机制的理论和实验研究。

E-mail: xchen@pku.edu.cn

如眼科手术或血管重建术具有重要的意义。虽然在激光手术中选择超短脉冲具有明显的治疗优势,但是在具体眼科诊治过程中人们发现超短脉冲将诱导产生一些不利的副作用,即在视网膜上留下异常的损伤斑点。Feng 等<sup>[4]</sup>的研究表明这种副作用主要是由光束自聚焦所引起的。自聚焦是一种非线性克尔透镜效应。当激光在介质中传输时,介质折射率依赖于入射光强的变化。对于高斯光束,由于光束的中心部分因具有较高的强度所感应到的折射率比光束边缘的部分所经受的折射率大,因此光束逐步会聚,类似于一个正透镜强加于光束上。随着激光功率的增大,自聚焦效应将逐步增强,当达到介质的临界阈值<sup>[5]</sup>时,可以抵消衍射作用,此时激光能量迅速会聚到光轴上,造成光束自陷,这导致了在眼科治疗时介质非线性聚焦区域将出现异常损伤点。同时非线性自聚焦又导致了聚焦区域功率密度的急剧增大,当达到介质的光学击穿阈值时,则在聚焦区内介质通过多光子电离和雪崩电离产生高温高压等离子体。等离子体通过吸收和散射后沿激光,大幅度削弱光功率密度,抑制了光脉冲的自聚焦,有效屏蔽了部分激光能量,保护了焦点后方区域免受进一步辐射损伤。由此可见,光束自聚焦和等离子体散焦在光脉冲传输过程中存在着一种竞争关系。研究超短光脉冲在水中非线性传输过程和作用机制对于激光医学和激光安全防护具有重要的意义。为了更深理解和推动超短激光脉冲在各领域中的应用,本文基于扩展的非线性薛定谔方程及与其耦合的电子密度演化方程,数值模拟研究了超短光脉冲在水中的非线性传输过程。理论模型综合考虑了衍射、正常群速度色散,多光子吸收、自聚焦效应及激光诱导产生的等离子体对光脉冲的散焦效应。模拟得到超短脉冲在传输过程中轴向上光强和等离子体密度的时空分布。系统分析了飞秒脉冲在水下传输的动力学过程,详细讨论了非线性自聚焦和等离子体自散焦效应在脉冲传输过程中的竞争关系。同时研究了不同入射激光能量,脉宽和聚焦条件对等离子体丝的时空结构和脉冲能流横向分布的影响。

## 2 模 型

本文用来描述超短激光在透明介质中的非线性传输模型是基于扩展的非线性薛定谔方程。该方程最早是由 Feit 和 Fleck 用来研究气体介质中的光学击穿过程的<sup>[6]</sup>,目前已被广泛应用到透明气体、液体和固体介质中<sup>[7]</sup>。该模型假设激光传输沿着光轴  $z$

进行,光场强度  $\epsilon(z, r, t)$  在以群速度运动的局域坐标系中表示为

$$\left( i2k \frac{\partial}{\partial z} + \nabla_{\perp}^2 \right) \epsilon = kk'' \frac{\partial^2 \epsilon}{\partial \xi^2} - ik\beta^{(k)} |\epsilon|^{2K-2} \epsilon - ik\sigma(1 + i\omega\tau)\rho\epsilon - 2kk_0 n_2 |\epsilon|^2 \epsilon, \quad (1)$$

上式右边各项分别描述了群速度色散、多光子吸收、等离子体对光的吸收和引起的折射率的改变以及自聚焦效应。其中局域坐标系表示为  $\xi = t - z/v_g$ ,  $v_g$  是群速度。方程中  $\nabla_{\perp}^2 = (\partial^2/\partial r^2) + (1/r)(\partial/\partial r)$  为拉普拉斯算子。 $\omega$  和  $|\epsilon|^2$  是光场的频率和强度。 $\rho$  是自由电子密度,  $n_0$  和  $n_2$  分别为介质折射率和非线性系数,  $c$  是光速。群速度色散系数:  $k = n_0 k_0 = n_0 \omega/c$ ,  $k'' = \partial^2 k/\partial \omega^2$ , 其中  $k'' > 0$  对应于正常色散,  $k'' < 0$  为反常色散。 $\sigma$  是逆韧致吸收截面。 $\beta^{(k)}$  是多光子吸收中  $K$  个光子的吸收系数。在方程(1)中,只考虑了瞬态电子对克尔非线性效应的贡献。对于纯水而言,频率为  $3650 \text{ cm}^{-1}$  的 O-H 拉伸键所引起的拉曼振动模式会造成非瞬态非线性光学响应和受激拉曼散射。有研究表明<sup>[8]</sup>,水中掺合物的存在会大大减低非瞬态效应,而且受激拉曼散射在高浓度掺杂溶液中会被完全抑制。考虑到本文研究背景主要针对激光眼科治疗,而眼内玻璃体和介质中含有大量掺合物,因此在理论模型中仅考虑瞬态效应对克尔非线性效应的贡献。

电子密度的演化方程是基于 Drude 模型。

$$\frac{\partial \rho}{\partial \xi} = \frac{1}{n^2} \frac{\sigma}{E_g} \rho |\epsilon|^2 + \frac{\beta^{(K)} |\epsilon|^{2K}}{K \hbar \omega} - \frac{\rho}{\tau_r}, \quad (2)$$

式中  $\tau_r$  表示电子复合的特征时间,  $E_g$  为介质电离能。模型中考虑了雪崩电离、多光子电离和电子复合效应。由于该模型忽略了等离子体的扩散效应,因此其更适合于描述飞秒或皮秒激光脉冲的传输情况。

在计算中,采用有限差分法数值求解由(1)式、(2)式组成的偏微分方程组。计算中所用物理参数值见表 1。假设在轴对称条件下,被聚焦前的光束为准直的高斯光束,则聚焦后的光束的初始条件可以表示为

$$\epsilon(0, r, \xi) = \sqrt{\frac{2P_{in}}{\pi a(0)^2}} \exp\left(-\frac{r^2}{a(0)^2} - \frac{\xi^2}{\tau_0^2} - \frac{ikr^2}{2R}\right), \quad (3)$$

式中  $P_{in}$  是入射光束的峰值功率,  $a(0)$  表示激光束的初始半径,  $R$  为曲率半径。若聚焦前的激光束是准直的,则曲率半径  $R$  可近似等于聚焦透镜的焦距。数值孔径(NA)表示为  $a(0)/\sqrt{f^2 + a(0)^2}$ ,  $f$  是透

镜焦距。

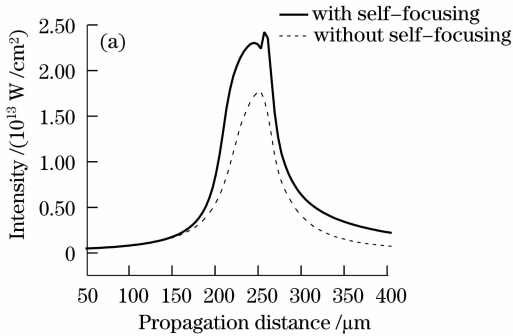
表 1 数值模拟中所用物理参数值<sup>[4]</sup>

Table 1 Model parameters and numerical values used in simulation<sup>[4]</sup>

Parameter	Value
Wavelength $\lambda/\text{nm}$	580
Reference wave vector $k_0$	$k_0 = 2\pi/\lambda$
Group velocity dispersion $k''/(\text{s}^2 \cdot \text{m}^{-1})$	$5 \times 10^{-26}$
Refractive index of water $n_0$	1.33
Nonlinear index $n_2/(\text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1})$	$4.1 \times 10^{-20}$
Multiphoton ionization order $K$	4
Ionization energy $E_g/\text{eV}$	6.5
Multiphoton ionization rate $\beta^{(K)}/(\text{m}^5 \cdot \text{W}^{-3})$	$1.55 \times 10^{-48}$
Characteristic time $\tau_r/\text{s}$	$150 \times 10^{-15}$
Electron collision time $t/\text{s}$	$10^{-15}$
Cross section for inverse bremsstrahlung $\sigma/\text{m}^2$	$1.4 \times 10^{-21}$

### 3 结果与讨论

基于(1)式和(2)式,数值模拟可得到超短脉冲传输过程中在轴向上的光功率密度和等离子体密度



的分布,如图 1 所示。在计算中,设定入射激光脉冲的能量为  $0.9 \mu\text{J}$ ,脉宽  $300 \text{ fs}$ ,对应的光功率  $P_{\text{in}} = 3.1 P_{\text{cr}}$ [其中  $P_{\text{cr}} = (0.159 \lambda^2)/(n_0 n_2)^{[5]}$ ,对应水的临界阈值约为  $1 \text{ MW}$ ]。所用聚焦透镜的焦距为  $250 \mu\text{m}$ ,对应数值孔径为  $0.1$ 。计算使用了步长  $\Delta z = 0.4 \mu\text{m}$ ,同时使用步长  $\Delta z/2$  重复一次计算,以确保结果的一致,即选取的  $\Delta z$  保证了计算的收敛性。由于选择的入射光功率大于临界阈值  $P_{\text{cr}}$ ,因此自聚焦所引起的非线性会聚造成了在几何焦点  $f = 250 \mu\text{m}$ 前就出现光强的急剧增大,同时激光脉冲在传输中光强的轴向分布呈现出有别于未考虑自聚焦情况的双峰结构,如图 1(a)中实线表示。图 1(b)中轴向上电子密度的双峰分别位于几何焦距  $250 \mu\text{m}$  的前后位置上,在  $240 \mu\text{m}$  处  $\rho_{\text{max}} = 1.24 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  和  $254 \mu\text{m}$  处  $1.63 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ 。轴向上产生的等离子体的空间区域(对应于电子密度大于  $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ )约为  $50 \mu\text{m}$ ,已超过线性聚焦范围。由此可见,自聚焦效应在脉冲传输过程中起着重要作用,它决定了光功率密度和等离子体密度的大小和空间结构。

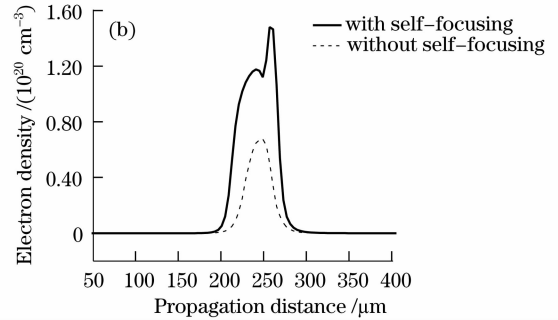


图 1 超短脉冲水下传输时轴向上光功率密度(a)和电子等离子体密度;(b)的分布。输入光功率  $P = 3.1 P_{\text{cr}}$ ,脉宽  $300 \text{ fs}$ ,数值孔径  $0.1$  图中实线表示考虑自聚焦效应,虚线表示未考虑自聚焦效应

Fig. 1 On-axis distribution of laser power density (a) and electron plasma density (b) induced by an ultrashort laser pulse propagating in water. The results are obtained with input pulse power is  $3.1 P_{\text{cr}}$ , pulse duration  $300 \text{ fs}$ , and effective NA  $0.1$ . The solid lines represent the results with self-focusing, while the dashed lines represent results without self-focusing

为了进一步揭示超短激光脉冲在水下的传输动力学过程,图 2 给出了激光脉冲在传输过程中光功率密度的时空演化过程。图中的横坐标均表示光脉冲的空间分布,纵坐标代表时间分布。在初始零位置处,激光脉冲为高斯分布,如图 2(a)所示。随着传输距离的增大,由于非线性自聚焦和透镜线性聚焦的作用,使得光脉冲在空间上受到不同程度的压缩,光束半径减小,功率密度增大,如图 2(b)所示。当光功率密度超过介质的光学击穿阈值时,聚焦区域内发生多光子电离和雪崩电离,引起电子密度的

迅速增大,形成高温高压等离子体。由于产生的等离子体具有负的三阶非线性效应折射率,因此它会抵消,甚至超过自聚焦效应。等离子体对激光脉冲后沿具有散焦作用,使得脉冲后沿在空间上被散开,形成图 2(c)中的“ $\Lambda$ ”形。等离子体的散焦阻止了突变自聚焦的发生,使得光强和等离子体电子密度开始降低。这样就形成了在  $248 \mu\text{m}$  处出现第一个焦点。随着传输距离的进一步增大,被散焦的脉冲后沿在空间上由于受到等离子体密度减弱,自散焦的作用开始减弱,自聚焦又重新开始起作用,使得脉冲

后沿在空间中逐渐再会聚,从而在时域上形成了一个新脉冲,即图 2(e)中 $256\ \mu\text{m}$ 位置处形成第二个焦点。同时脉冲的前沿由于多光子吸收和自由载流子的吸收而变弱。图 2(f)中由于空间上发散使得脉

冲的峰值功率密度迅速减低。这一动力学过程揭示了超短脉冲水下传输过程,其类似于“动态空间补给”模型<sup>[9]</sup>。这一动力学过程表明非线性传输与脉冲在时域的分裂和空域的变形都有密切联系。

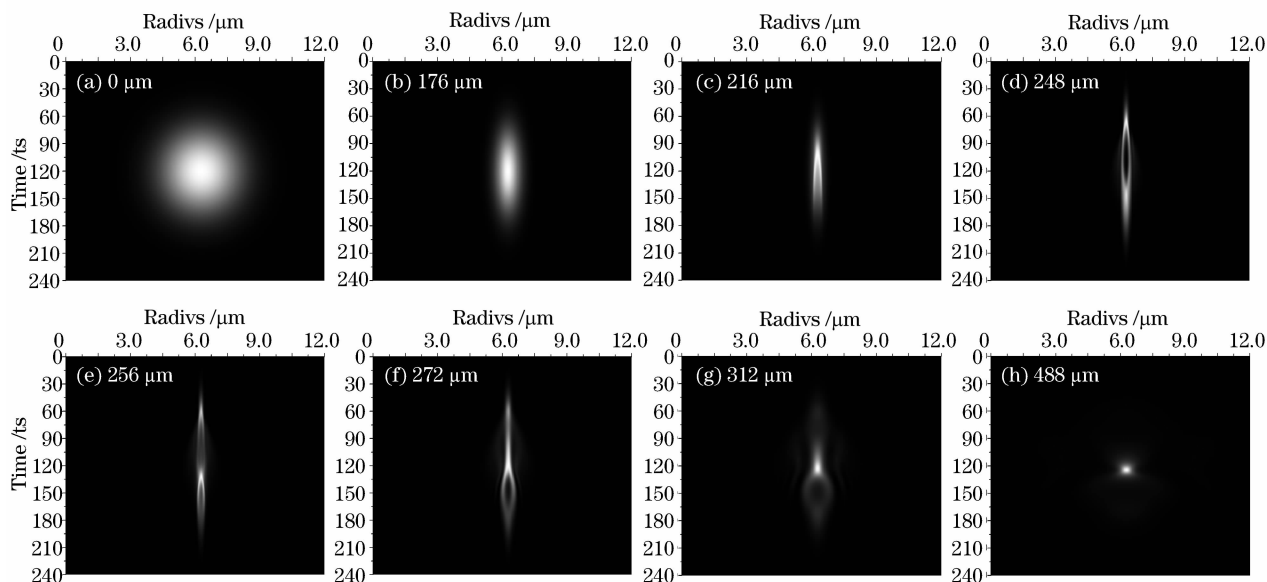
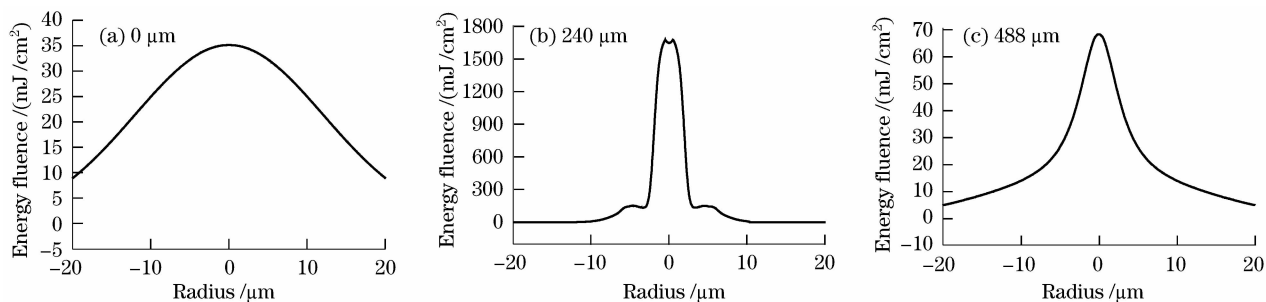


图 2 超短脉冲水中传输时光强的时空演化过程  
(输入光功率  $P=3.1 P_{cr}$ , 脉宽 300 fs, 数值孔径 0.1)

Fig. 2 Spatio-temporal distribution of laser intensity as a function of propagation distance in water.  
(The input pulse power is  $3.1 P_{cr}$  with pulse duration 300 fs. The effective NA is 0.1)

在此基础上,进一步数值模拟和分析了等离子体丝在不同位置上脉冲横向能流的分布,如图 3 所示。在初始位置处能流呈现高斯分布。随着传输距离的增大,由于电子等离子体的散焦作用导致能流

逐步演变为中央带“坑”的尖峰,周围是环型结构,如图 3(b)所示。之后,发散的脉冲后沿重新会聚使得光场的横向分布再次呈现出高斯分布,但和初始分布相比,它在空域上被压缩。



3 不同传输位置处的能流分布 (a)  $0\ \mu\text{m}$ ; (b)  $240\ \mu\text{m}$ ; (c)  $488\ \mu\text{m}$  (输入光功率  $P=3.1 P_{cr}$ , 脉宽 300 fs, 数值孔径 0.1)

Fig. 3 Energy fluence distribution at different propagation distances (a)  $0\ \mu\text{m}$ ; (b)  $240\ \mu\text{m}$ ; (c)  $488\ \mu\text{m}$   
(The input pulse power is  $3.1 P_{cr}$  with pulse duration 300 fs. The effective NA is 0.1)

图 2 和图 3 表明非线性自聚焦和通过光学击穿产生的等离子体自散焦在传输过程中存在着竞争关系。稠密等离子体通过吸收和散射后续激光能量,在一定程度上抑制了焦点后方区域被激光进一步辐射所带来的危害。但是从能流分布的数值模拟结果分析,这种等离子体的屏蔽作用并不明显,尤其在焦点区域外的低密度等离子体区中,光脉冲传输几乎

能无损失传输。Feng 等<sup>[4]</sup>的研究结果表明:当脉宽为 200 fs,入射功率  $P_{in}=1.08 P_{cr}$  的激光脉冲在水下传输时,仅有 4.6% 的激光能量被等离子体吸收。而 Vogel 等<sup>[10]</sup>进一步计算了  $6\ \text{ns}@1\ \text{mJ}$  和  $30\ \text{ps}@50\ \mu\text{J}$  两种情况下激光能量的分配情况。其研究结果表明对于纳秒脉冲而言,约有 83.2% 的激光能量转化为冲击波和空化的机械能,而仅有 8.1% 的能

量能透过等离子体区域进一步传输。但对于 30 ps 的激光脉冲,转化为机械能的比例下降到 34.5%,而更多能量(约 32%)能透过击穿区域。并且当激光脉宽从 6 ns 缩短到 100 fs 时,沉积在聚焦区域的激光能量迅速从大于 90% 下降到小于 50%。这些研究表明:激光脉宽越短,转化为机械能的比例减小,这对于激光眼科手术中相互作用的可定位性和准确性是有利的,但同时透过焦点区域的能量比例增大。这些逃逸的激光能量将通过自聚焦在焦点后方进一步会聚,造成光强剧增,进而对视网膜造成附加破坏。

激光脉冲在水下的非线性传输过程与入射激光参数和聚焦条件密切相关。不同的入射能量和脉宽会影响脉冲的时空分布和等离子体丝结构。图 4 给出了不同激光能量入射条件下,脉宽 300 fs 的激光在数值孔径 0.1 条件下轴向上等离子体密度的分布。由图可见,当能量较低时,即低于  $0.31 \mu\text{J}$  ( $P_{\text{in}} \leq 1.0 P_{\text{cr}}$ ),等离子体呈现单丝结构。当能量增大时,等离子体在空间上逐步由单丝向多丝演化,这主要是由自聚焦引起的。计算表明:即使当  $P_{\text{in}} = 0.5 P_{\text{cr}}$  时,焦点区域的光强与未考虑自聚焦相比由  $1.28 \times 10^{13} \text{Wcm}^{-2}$  明显增大到  $1.7 \times 10^{13} \text{Wcm}^{-2}$ 。由此可见,自聚焦效应即使在  $P_{\text{in}}/P_{\text{cr}}$  较小的情况下仍不可忽略不计。图 5 给出了在激光能量  $0.9 \mu\text{J}$ , 数值孔径 0.1 条件下,不同激光脉宽对轴向上等离子体分布的影响。当激光脉宽大于 600 fs 时,等离子体丝的结构由双丝向单丝的演化。当脉宽超过 10 ps 时,在  $0.9 \mu\text{J}$  能量作用下产生的轴向电子密度已经低于水下击穿阈值标准  $10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。由此可见,不同的激光参数对应于不同的等离子体空间分布。如何选择合适的激光参数对于激光眼科医疗具有重要意义。

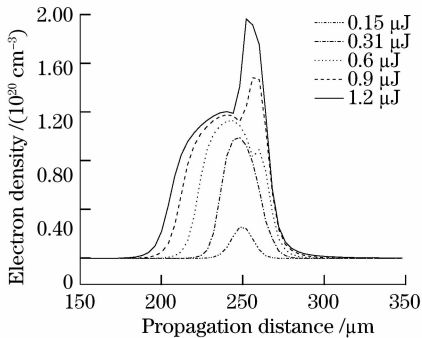


图 4 不同入射脉冲能量下的轴向上等离子体密度分布的影响(激光脉宽 300 fs, 数值孔径 0.1)

Fig. 4 On-axis distribution of electron plasma density with different incident pulse energies (The pulse duration is 300 fs and the effective NA is 0.1)

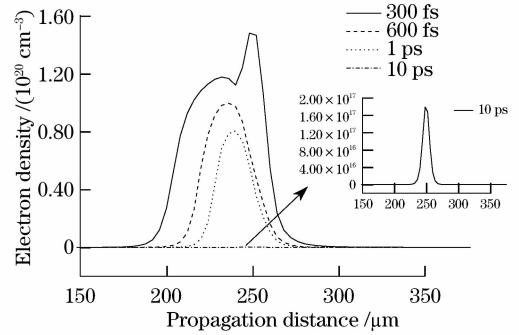


图 5 不同脉宽下的轴向上等离子体密度分布 (入射激光能量  $0.9 \mu\text{J}$ , 数值孔径 0.1)

Fig. 5 On-axis distribution of electron plasma density with different pulse durations (The input pulse energy is  $0.9 \mu\text{J}$  and the effective NA is 0.1)

## 4 结 论

采用扩展的非线性薛定谔方程及与其耦合的电子密度演化方程对超短激光脉冲水中传输过程进行了数值模拟。在研究中主要考虑了群速度色散、自聚焦、多光子电离、光束衍射以及等离子体对光束吸收和散焦等非线性效应对激光脉冲的传输影响。利用有限差分法模拟得到了超短脉冲在水中传输的一个完整的动力学过程:即一定能量的超短激光脉冲传输时,非线性自聚焦造成脉冲会聚,相应光功率密度剧增,当达到水的击穿阈值时,脉冲前沿将通过多光子电离和雪崩电离产生电子等离子体,这些等离子体会对脉冲后沿有散焦作用,使得脉冲后沿在空间上被散开,能流出现环形结构,在时间上脉冲被压缩。当被散开的脉冲后沿由于自聚焦的作用重新会聚的时候,出现另一个新的焦点。研究表明,超短脉冲的光强分布以及诱导产生的等离子体结构密切依赖于非线性自聚焦和等离子体自散焦效应,且二者在相互作用过程中存在竞争关系。同时,不同激光参数和聚焦条件亦影响了等离子体的成丝结构和分布。本研究可为激光医疗、激光安全防护和水中激光加工研究,即避免自聚焦带来的危害,同时也为合理利用这一现象提供了理论依据。

## 参 考 文 献

- Xu Rongqing, Chen Xiao, Chen Jianping *et al.*. Shock wave and cavitation effects by laser ablation of metal in water [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(12):1643~1648  
徐荣青, 陈 笑, 陈建平 等. 激光烧蚀水下金属产生冲击波和空泡效应的研究[J]. *光学学报*, 2004, **24**(12):1643~1648
- Chen Xiao, Xu Rongqing, Shen Zhonghua *et al.*. Experimental

- and theoretical study of the oscillation of a laser-induced bubble [J]. *Chin. J. Lasers.*, 2005, **32**(3):331~335
- 陈笑, 徐荣青, 沈中华等. 激光空泡脉动特性的实验和理论研究[J]. *中国激光*, 2005, **32**(3):331~335
- 3 M. H. Niemz. *Laser-tissue interactions: fundamentals and application*[M]. Berlin: Springer Press, 1996, 120
- 4 Q. Feng, J. V. Moloney, A. C. Newell *et al.*. Theory and simulation on the threshold of water breakdown induced by focused ultrashort laser pulses [J]. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(2):127~137
- 5 Y. R. Shen. *The principles of Nonlinear Optics* [M]. New York: Wiley Press, 1984, 56
- 6 M. D. Feit, J A Fleck. Effect of refraction on spot-size dependence of laser-induced breakdown [J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1974, **24**(4):169~171

- 7 Hu Xueyuan, Zhong Fangchuan, Deng Jian *et al.*. Ultra-short intense laser pulse propagation in atmosphere: behavior of self-focusing [J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(6):641~646
- 胡雪原, 钟方川, 邓建等. 超短强激光脉冲在大气传播中的自聚焦行为[J]. *光学学报*, 2001, **21**(6):641~646
- 8 T. Jimbo, V. L. Caplan, Q. X. Li *et al.*. Enhancement of ultrafast supercontinuum generation in water by addition of  $Zn^{2+}$  and  $K^+$  cations [J]. *Opt. Lett.*, 1987, **12**(7):477~479
- 9 M. Mlejnek, E. M. Wright, J. V. Moloney. Dynamic spatial replenishment of femtosecond pulses propagating in air [J]. *Opt. Lett.*, 1998, **23**(5):382~384
- 10 A. Vogel, J. Noack, K. Nahen *et al.*. Energy balance of optical breakdown in water at nanosecond to femtosecond time scales [J]. *Appl. Phys. B*, 1999, **68**(2):271~275

## · 广 告 ·



福建福晶科技股份有限公司  
CASTECH INC.

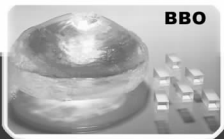
福建福晶科技股份有限公司 (CASTECH) 简称: 福晶科技, 主要从事激光晶体、非线性光学晶体、激光光学元件及光通讯器件的研发、生产和销售, 其产品广泛应用于激光及光通讯领域。

经过近二十年的不懈努力, 福晶公司成为目前世界上领先的非线性光学晶体LBO、BBO、KTP、激光晶体Nd:YVO<sub>4</sub>以及小型绿光组件Nd:YVO<sub>4</sub>+KTP胶合晶体及蓝光组件的生产商。公司产品90%以上出口美、日、德等国家和其他美洲、欧洲、亚洲地区, 被国际业界誉为中国牌晶体。其中LBO晶体在中国, 美国和日本拥有晶体生长和器件应用专利。

\* 公司于2008年3月19日在深交所中小企业板上市  
(股票代码002222)



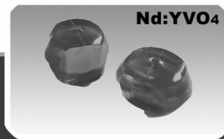
LiB<sub>3</sub>O<sub>5</sub>



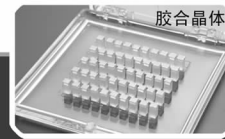
BBO



KTP



Nd:YVO<sub>4</sub>



胶合晶体

地址:福建省福州市杨桥西路155号 邮编:350002 电话:86-591-83710533 传真:86-591-83711593 Http://www.castech.com E-mail:sales@castech.com