

文章编号: 0258-7025(2003)01-0029-04

光在纤维介质中传播的研究

张向东, 王晓方

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘要 利用光线追踪方法在近轴近似下模拟了高斯光束在不同折射率分布纤维状介质中的传播。针对等离子体对激光的导引和离焦现象, 以及应用激光操纵粒子的空心环状光束产生进行了模型化分析和讨论。

关键词 几何光学; 光束传播; 光线追踪; 纤维介质; 数值模拟

中图分类号 TN 012 **文献标识码** A

Analysis of the Propagation of Light in Fiber Media

ZHANG Xiang-dong, WANG Xiao-fang

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

Abstract In this paper, it is analyzed the propagation of a Gaussian beam in fiber media with ray tracing under the paraxial approximation. Using different refractive index distributions, the phenomena of plasma waveguide and the application of a ring-shaped beam in the manipulation of particles are discussed, separately.

Key words geometrical optics; beam propagation; ray tracing; fiber media; numerical simulation

1 引言

随着高功率激光器的快速发展, 激光与物质相互作用出现了许多新现象, 其中激光的传输是个基本问题。在一定条件下, 激光与气体或等离子体的相互作用使得它们可以形成对激光脉冲具有导引作用的波导, 从而使激光脉冲能传播的距离数倍于激光的瑞利长度^[1,2]。利用超短激光脉冲驱动产生高次谐波或 X 射线激光, 在实验中常使用空心毛细管来增加相互作用的有效长度, 从而获得较高的增益^[3,4]。在激光操纵粒子方面, 由于中心光强为零的环状光束具有无热效应等优点, 被应用于俘获粒子, 激光冷却原子等实验中。而利用空心光纤是产生这种环状光束的方法之一^[5~7]。在光纤激光器的研制中, 光在作为增益介质的光纤中的传播规律对于光纤激光器的放大效率也有很大影响。而上面所提到的工作可归结为光在纤维状介质中传播规律的研究。

本文利用光线追踪法在近轴近似条件下模拟了高斯光束在不同折射率分布的纤维状介质中的传播, 并针对等离子体对激光的导引现象以及操纵粒子的空心环状光束的产生进行了模型化分析和讨论。

2 物理模型

将入射光束看作由许多根光线组成。每根光线在介质中的传播路径遵循射线方程^[8,9]

$$\frac{d}{ds} \left(\eta \frac{d\vec{\rho}}{ds} \right) = \nabla \eta \quad (1)$$

式中 η 为介质的折射率, ds 为沿着光线的长度元, $\vec{\rho}$ 为光线上任意点的位置矢量。

当光线在纤维状介质中传播时, 如果被限制在与传播方向(定义为 z 轴)形成的较小夹角范围内。可采用近轴近似, 即 $ds \approx dz$ 。则上式化为^[9]

$$\frac{d}{dz} \left(\eta \frac{d\vec{\rho}}{dz} \right) = \nabla \eta \quad (2)$$

收稿日期: 2001-10-12; 收到修改稿日期: 2002-01-11

基金项目: 中国科学院“百人计划”资助课题。

作者简介: 张向东(1976), 男, 中国科学院上海光学精密机械研究所研究生, 主要进行激光技术和激光与物质相互作用的研究。

通讯联系人: 王晓方, E-mail: wangxf@mail.shcnc.ac.cn

在柱坐标系中矢量 $\vec{\rho} = \vec{r} + \vec{z}$, 其中 $\vec{r} \perp \vec{z}$ 。所以

$$\frac{d}{dz} \left[\eta \left(\frac{\vec{z}}{z} + \frac{d\vec{r}}{dz} \right) \right] = \nabla_{\perp} \eta + \frac{\vec{z}}{z} \frac{\partial \eta}{\partial z}$$

$$\text{即} \quad \frac{d}{dz} \left(\eta \frac{d\vec{r}}{dz} \right) = \nabla_{\perp} \eta \quad (3)$$

其中 $\nabla_{\perp} \eta$ 为折射率梯度中垂直于 z 轴的部分。方程(3)即是后面讨论中应用的基本方程。对于不同折射率分布的纤维状介质, 将其折射率分布代入, 并考虑边界条件, 求解此微分方程就可以得到光在介质中传播的轨迹。不考虑光在介质中传播时的增益、吸收和衍射, 从而可以得到光经过介质后在输出端面的相对强度分布。在以下计算中, 假设入射高斯光束的波长为 $1 \mu\text{m}$, 束腰位置在纤维状介质的入射端面, 束腰半径等于 $5 \mu\text{m}$ 。

3 数值模拟结果和讨论

3.1 光在典型折射率分布的光纤中的传播

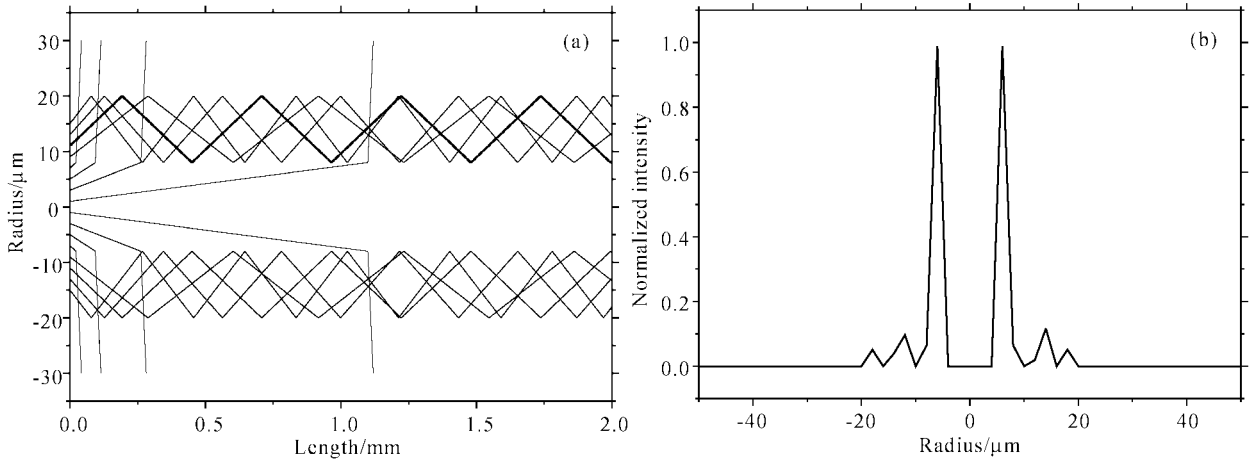


图1 高斯光束在折射率分布为阶跃型的空心光纤中传播时光线演化(a)和其输出端的相对强度分布(b)

Fig. 1 Ray tracing of a Gaussian beam in a hollow fiber with a step-like refractive index distribution (a) and the intensity distribution at the exit (b)

3.2 光在等离子体波导和电离气体中的传输

在等离子体物理中的等离子体密度通道类似光纤, 也可以导引强激光脉冲。在等离子体中具有一定分布的电子密度会改变等离子体的折射率分布。在不考虑相对论影响的情况下, 折射率表达式可以表示为^[2]

$$\eta \approx 1 - (\lambda_0^2 / 2\lambda_p^2) [n(r) / n_0] \quad (6)$$

其中 $n(r)$ 为局部的等离子体电子密度, $\lambda_p = 2\pi c / \omega_p$, $\omega_p = (4\pi e^2 n_0 / m_e)^{1/2}$ 为等离子体频率, n_0 为背景电子的密度, λ_0 为入射激光脉冲的波长。由(6)

考虑光在阶跃型折射率分布的光纤中传播的情况。这种类型的折射率分布一般可以表达为

$$\eta = \begin{cases} \eta_1 & (r \leq r_0) \\ \eta_2 & (r > r_0) \end{cases} \quad (4)$$

其中 r_0 为芯线的半径。空心光纤的折射率分布就是典型的阶跃型分布。通常使用的空心光纤由空心区、芯线、包层组成。光纤的三层的折射率分别为 η_0, η_1, η_2 , 且 $\eta_0 < \eta_2 < \eta_1$ 。图1(a)是经数值计算得到的光线在空心光纤中的演化过程, 在计算中取折射率分布为

$$\eta = \begin{cases} 1 & (r \leq 8 \mu\text{m}) \\ 1.5 & (8 \mu\text{m} < r \leq 21 \mu\text{m}) \\ 1.46 & (21 \mu\text{m} < r \leq 30 \mu\text{m}) \end{cases} \quad (5)$$

光纤的外径为 $60 \mu\text{m}$ 。从图中看到在芯线中传播的光线在芯线与包层以及芯线与空心区的界面处发生全反射, 因而将其限制在芯线中传播, 从而在光纤的输出端面形成了中心光强为零的环状光斑(图1(b))。

式可知 $\frac{\partial \eta}{\partial r} \propto -\frac{\partial n(r)}{\partial r}$ 。

考虑等离子体的电子密度沿径向的分布为抛物线形的情况, 此时模型化的等离子体折射率可表示为

$$\eta = \begin{cases} \eta_0 - \eta_2 r^2 & (r \leq r_0) \\ \eta_1 & (r > r_0) \end{cases} \quad (7)$$

其中, η_0, η_1, η_2 为大于零的常数, 即 $\frac{\partial \eta}{\partial r} < 0$ 。图2为高斯光束在等离子体中的演化及在输出端面的相对光

强分布。在计算中折射率参数的取值分别为 $\eta_0 = 1.01$, $\eta_1 = 1.0$, $\eta_2 = 1.6 \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-2}$, $r_0 = 8 \mu\text{m}$ 。由图可见在 $r < r_0$ 的区域由于激光脉冲的作用形成

的具有一定电子密度分布的等离子体对在其中传播的光线具有会聚作用,在其输出端得到直径很小的光斑。这与实验中观察到的现象相吻合^[10]。

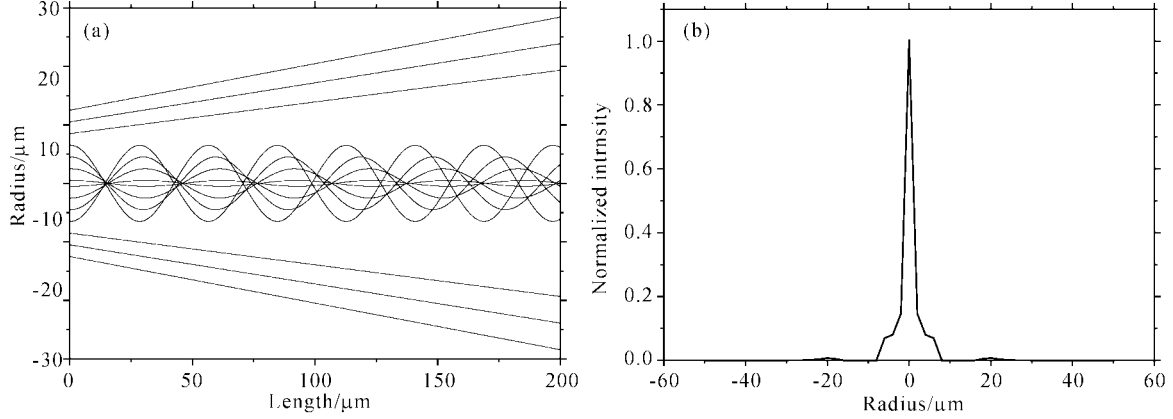


图 2 高斯光束在模型化折射率分布的等离子体波导中的光线演化(a)和输出端的相对光强分布(b)

Fig. 2 Ray tracing of a Gaussian beam in plasma waveguide with a modeled refractive index distribution (a) and the intensity distribution at the exit (b)

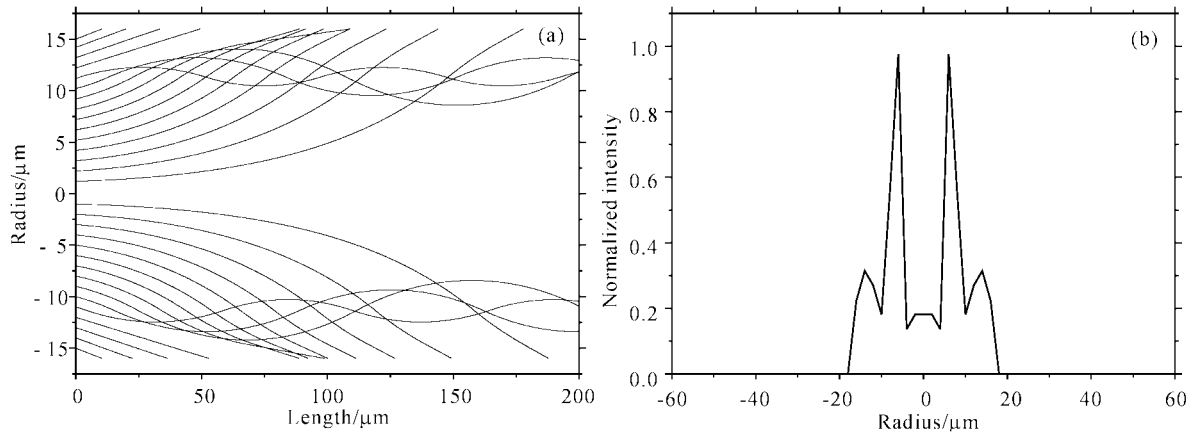


图 3 高斯光束在模型化折射率分布的电离气体中光线演化(a)和输出端的相对强度分布(b)

Fig. 3 Ray tracing of a Gaussian beam in ionized gas with a modeled refractive index distribution (a) and the intensity distribution at the exit (b)

当激光束在气体中传播时,考虑高斯光束对气体的电离作用:由于光束中心的强度高,产生的等离子体在轴线上的电子密度大,沿着径向电子密度减小。则这时的折射率梯度 $\frac{\partial \eta}{\partial r} > 0$ 。考虑在实际情况下,电子密度并不是沿径向单调递减的,其模型化的等离子体折射率分布可表示为

$$\eta = \begin{cases} \eta_0 - \eta_2 r^2 & (r \leq r_1) \\ \eta_1 - \eta_3 r & (r_1 < r \leq r_2) \\ 1 & (r > r_2) \end{cases} \quad (8)$$

在计算中折射率的参数分别取为 $\eta_0 = 0.99$, $\eta_1 = 1.01$, $\eta_2 = -1.6 \times 10^{-4} \mu\text{m}^{-2}$, $\eta_3 = 0.003$, $r_1 = 11$

μm , $r_2 = 50 \mu\text{m}$ 。图 3 是光在电离气体中传播时光线的演化过程以及在输出端面的相对光强分布。从图中可以看到光线在等离子体中传播时因电离离焦逐渐向 $r = r_2$ 附近会聚,从而其输出端面的光强呈现环状分布。

3.3 环状光学势阱的产生

近年来,利用激光对原子、分子或者大分子进行操纵得到了广泛的应用。利用中心强度为零的光束,例如 TEM_{01} 环状光束、高阶贝塞尔光束等,将原子、分子或粒子束缚在直径仅为微米量级的光势阱中是用激光对粒子操纵的方法之一。而利用空心光纤是产生环状光束的一种方法。由 3.1 节对光在空

心光纤中传播的分析知道,由于芯线的折射率大于空心区和包层的折射率,从而使得一部分光线被束缚在芯线中传播,最后在输出端形成中心强度为零的环状光束。但是这种折射率分布也会使光束中许多光线从包层逃逸出去,从而降低了光纤输出端的光强。

从 3.2 节对光在等离子体中传播的讨论看到,由于折射率梯度的存在会使光线在传播过程中发生偏转,为此设计折射率分布为下式的光纤

$$\eta = \begin{cases} 1.49 + 0.01 \times (r/8)^2 & (r \leq 11 \mu\text{m}) \\ 1.51 - 0.006r & (11 \mu\text{m} < r \leq 50 \mu\text{m}) \end{cases} \quad (9)$$

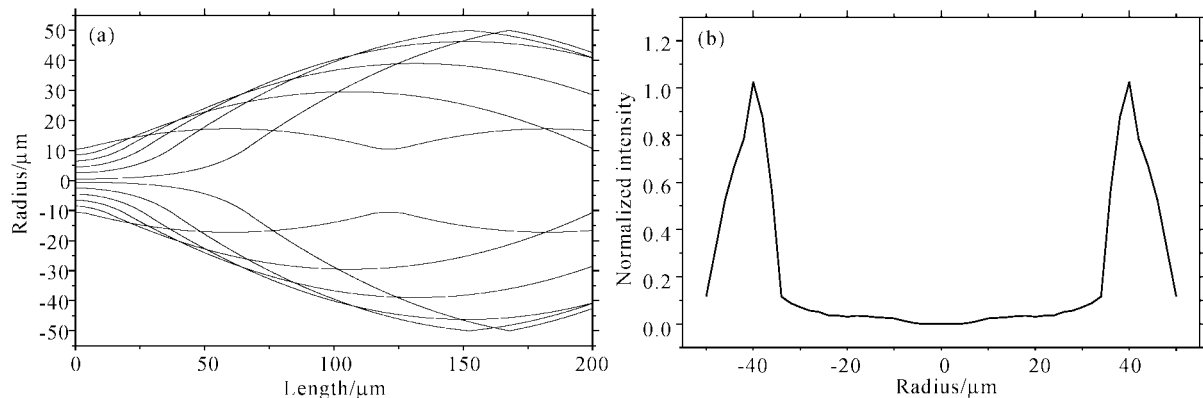


图 4 高斯光束在折射率分布被优化的光纤中传播时光线演化(a)和输出端的相对强度分布(b)

Fig. 4 Ray tracing of a Gaussian beam in a fiber with an improved refractive index distribution (a) and the intensity distribution at the exit (b)

4 结 论

利用光线追踪方程在近轴近似条件下模拟了光在纤维状介质中的传播。讨论了等离子体物理中等离子体电子密度通道对光的导引作用,其结果同实验观察到的现象符合。而且我们从对等离子体波导的分析中受到启发,提出了一种折射率分布来优化光纤输出端的环状光势阱,以利于其在激光操纵粒子方面的应用。

参 考 文 献

- 1 L. Bergé, A. Couairon. Nonlinear propagation of self-guided ultra-short pulses in ionized gases [J]. *Phys. Plasmas*, 2000, **7**(1):210~230
- 2 E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall *et al.*. Overview of plasma-based accelerator concepts [J]. *IEEE. Trans. on Plasma Sci.*, 1996, **24**(2):252~288
- 3 D. Korobkin, A. Goltsov, A. Morozov *et al.*. Soft X-ray amplification at 26.2 nm with 1-Hz repetition rate in a table-top system [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1998, **81**(8):1607~1610
- 4 A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. H. Chang *et al.*. Phase-matched generation of coherent soft X-ray [J]. *Science*, 1998, **280**(5368):1412~1415
- 5 Jianping Yin, Wenbao Wang, Yuzhu Wang *et al.*. Optical potential for atom guidance in dark hollow laser beam [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(1):25~33
- 6 H. Ito, T. Nakata, K. Sakaki *et al.*. Laser spectroscopy of atoms guided by evanescent waves in micron-sized hollow optical fibers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(24):4500~4503
- 7 M. J. Renn, E. A. Donley, E. A. Cornell *et al.*. Evanescent-wave guiding of atoms in hollow optical fibers [J]. *Phys. Rev. A*, 1996, **53**(2):R648~R651
- 8 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics [M]. Second revised edition. Oxford; Pergamon press, 1964. 121~125
- 9 P. K. Tien, J. P. Gordon, J. R. Whinnery. Focusing of a light beam of Gaussian field distribution in continuous and periodic lens-like media [J]. *Proc. IEEE*, 1965, **53**(2):129~136
- 10 A. Zigler, Y. Ehrlich, C. Cohen *et al.*. Optical guiding of high-intensity laser pulses in a long plasma channel formed by a slow capillary discharge [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1996, **13**(1):68~71