

激光驱动的毛细管等离子体尾波特性^{*}

周素云, 李艳芳

(江西科技师范大学 江西省材料表面工程重点实验室, 南昌 330013)

摘 要: 基于激光等离子体尾波解析模型, 分析了毛细管中激光与等离子体相互作用, 数值计算了尾波中基本物理量。计算结果表明: 毛细管等离子体尾波幅度与毛细管半径有关, 在较小的毛细管中尾波幅度更大。在相同的激光与等离子体参数情况下, 与无界等离子体尾波相比较, 毛细管等离子体尾波中电子空泡纵向尺度、电场强度峰值、角向自生磁场强度峰值提高了 60%, 这些特征都表明毛细管等离子体尾波更有利于电子加速。

关键词: 激光等离子体尾波; 毛细管; 静电场; 角向磁场

中图分类号: O534 **文献标志码:** A **doi:**10.11884/HPLPB201527.032038

随着激光技术的发展, 激光驱动的等离子体尾波加速粒子方式获得广泛的研究^[1], 由于等离子体尾波中的静电场强度比传统加速器高出 4 个量级, 最有希望用于研制台面式小型加速器。目前用这种方式实验上能够在 cm 尺度等离子体中产生 1 GeV 能量的电子束^[2]。然而, 一些机制限制了被加速电子能量的提高, 比如, 聚焦激光束的衍射、被加速电子束与等离子体波相位的失谐、激光束的耗尽等。为了克服激光衍射问题, 一些研究组采用毛细管等离子体引导激光传播, 激光传播距离能够超过瑞利尺度^[3-10]。许多改进的毛细管等离子体引导方式被提出, 比如, 用几乎中空的等离子体通道减小由于库伦散射引起的高能电子束的发散^[3-4]; 在毛细管中充满渐变密度等离子体来提高激光转换效率, 减小相位失谐问题^[5]; 采用啁啾激光在等离子体通道传播激发尾波, 发现正啁啾激光能激发更强幅度的尾波^[6]; 在等离子体通道加上外纵向磁场, 产生非局域等离子体密度扰动, 决定通道内的电磁波演化过程, 提高加速电子束能量^[7]。然而, 毛细管内的尾波激发是个比较复杂的问题, 除了密度的扰动、静电场的产生, 还有自生磁场的激发^[11-12], 并且目前大多数研究采用的是粒子模拟方式。本文基于激光在毛细管等离子体中激发尾波的解析理论, 研究毛细管中电子密度扰动、静电场分布、自生磁场分布等与无界等离子体中的不同。

1 理论模型

强激光在毛细管等离子体中传播时, 激光矢势能被描述为

$$a = a_0 \exp(-\eta^2/L^2) \times u(\rho)(x \cos \eta + \sigma y \sin \eta) \quad (1)$$

式中: $\eta = z - t$ 和 $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ 分别轴向和径向坐标; $\sigma = 0, 1$ 分别是线偏振和圆偏振; L 是激光脉宽。本文中采用的是圆偏振激光。时间和空间坐标分别用 ω_0^{-1} 和 k_0^{-1} 无量纲化, ω_0 和 k_0 分别是激光频率和波数。在无界等离子体中 $u = \exp(-\rho^2/b^2)$, 其中 b 是激光焦斑半径, 而激光进入毛细管后, 由于毛细管入口和毛细管壁对激光的整形, 激光能量倾向集中在激光轴, 其径向分布发生变化, 因此在毛细管中激光的径向分布可以用贝塞尔函数描述

$$|u| = \sum_m C_m J_0(r_m \rho/R) \quad (2)$$

式中: C_m 是常数; $J_0(r_m \rho/R)$ 是零级贝塞尔函数, r_m 是 m 级零点, 在 $\rho = R$ 处, $J_0(r_m \rho/R) = 0$ 。激光在毛细管稀薄等离子体中传播时, 其群速度接近光速, 在与等离子体相互作用时, 近似认为光束不变。激光在毛细管等离子体中激发的尾波是静电波或者朗缪尔波, 其中的低频线性流还会产生准静态的角向自生磁场, 静态矢势为 $a_0 = a_\rho e_\rho$, 角向磁场可写成 $B_\varphi = \partial_\eta a_\rho$ 。在包含角向磁场的尾波模型中, 静电场为 $E_0 = -\partial_\eta a_0 - \nabla \phi_0$, 替代了一般模型中的电场 $E_0 = -\nabla \phi_0$ 。尾波中的标势 ϕ_0 、电子密度 n_0 、电子能量 γ_0 以及角向磁场 B_φ 的分布可以从下面的方程得到^[13]

^{*} 收稿日期: 2014-08-25; 修订日期: 2014-12-01

基金项目: 国家自然科学基金项目(11247016); 江西省教育厅科学技术研究项目(GJJ14586); 江西省自然科学基金项目(20132BAB202005)

作者简介: 周素云(1971—), 女, 副教授, 主要从事激光等离子体研究; suyunzhou@aliyun.com。

$$\rho^{-1} \partial_\rho (\rho \partial_\rho \phi_0) + Zn_i = 2 \partial_{\eta\eta} \phi_0 (1 + \phi_0)^2 / [1 + a_1^2 - (1 + \phi_0)^2] \quad (3)$$

$$n_0 = \gamma_0 \partial_{\eta\eta} \phi_0 / (\gamma_0 - \phi_0 - 1) \quad (4)$$

$$\gamma_0 = [1 + a_1^2 + (1 + \phi_0)^2] / 2(1 + \phi_0) \quad (5)$$

$$B_\varphi = \partial_\eta a_\rho = \partial_\eta (\gamma_0 u_{0\rho}) + \partial_\rho (\phi_0 - \gamma_0) \quad (6)$$

其中 $u_{0\rho} = \partial_\eta \phi_0 / n_0$, 用光速 c 归一化, $a_1^2 = a_0^2 \exp(-2\eta^2/L^2) J_0^2(r_m \rho/R)$, Zn_i 和 n_0 分别是背景电子密度和电子密度, 均用等离子体临界密度 n_c 归一化。 ϕ_0 和 a 用 mc^2/e 归一化, E_0 和 B_φ 用 $mc\omega/e$ 无量纲化。

为了简化, 假设标势的分布为

$$\phi_0(\rho, \eta) = \phi_s(\eta) J_0(r_m \rho/R) \quad (7)$$

令 $X = J(r_m \rho/R)$, 代入式(3)中, 可得

$$\partial_{\eta\eta} \phi_0 = [- (r_m/R)^2 \phi_0 + Zn_i] \times [1 + a_1^2 - (1 + \phi_0)^2] / 2(1 + \phi_0)^2 = f(X) \quad (8)$$

方程两边乘上 dX , 积分从 0 到 1 得到

$$\partial_{\eta\eta} \phi_s = 2 \int_0^1 f(X) dX \quad (9)$$

2 解析结果

激光在毛细管等离子体中传播时, 激光有质动力首先排出电子, 产生电荷分离场, 激光传播过后, 电场力的释放形成静电波, 即等离子体尾波, 表现为在激光尾部激发一串电子空泡。在激光与等离子体共振情况下, 尾波幅度达到最大, 通常在无界等离子体中, 当激光脉宽等于等离子体波长左右, 激光等离子体相互作用产生共振。而在毛细管等离子体中, 尾波幅度不仅与激光脉宽有关, 还与毛细管半径有关。图 1 是不同半径毛细管等离子体尾波中最大标势与激光脉宽的关系, 其中参数: $a_0 = 2$, $Zn_i = 2 \times 10^{-3}$ 。可以看出, 激光与等离子体产生共振时, 激光脉宽均在 $L = 5\lambda_0$ 左右, 但是较小半径的毛细管中, 等离子体波的幅度更大, 随着毛细管半径的增大, 这种差别越来越小, 当 $R > 30\lambda_0$, 尾波与无界等离子体基本没有区别(黑色虚线)。显然, 毛细管中的标势峰值比无界等离子体中的提高了 60% 左右。

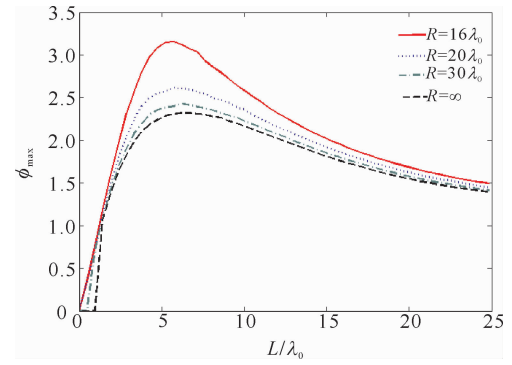


Fig. 1 Maximum scalar potentials as a function of laser pulse width in capillary plasma wake with different radius.

图 1 不同半径毛细管等离子体尾波中的最大标势与激光脉宽关系

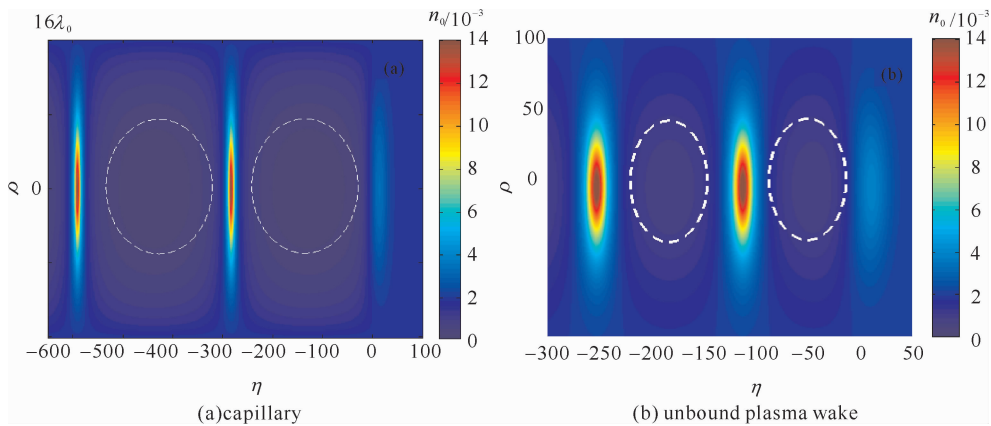


Fig. 2 2D distribution of electron density in capillary and unbound plasma wake

图 2 毛细管和无界等离子体尾波中的电子密度二维分布

图 2(a) 和 (b) 分别是激光在毛细管中和无界等离子体中激发的尾波的电子密度图, 毛细管半径为 $R = 16\lambda_0$, 为了对比这两种情况下的尾波, 选择相同的激光能量, 经计算, 选取图 2(b) 中激光焦斑半径 $b = 11.74\lambda_0$, 其他参数均相同: $a_0 = 2$, $Zn_i = 2 \times 10^{-3}$, $L = 5\lambda_0$ 。图中的白色虚线圆圈是电子空泡位置, 亮

色部分是尖锐的电子峰。对比图 2, 明显的差别是毛细管中的空泡纵向尺度是无界等离子体中的两倍, 电子密度峰值相差不大。它们的纵向静电场分布见图 3, 可以看出, 在同一个空泡中的前端和尾端, 纵向电场方向是相反的, 电场峰值在激光轴上。在径向, 电场分布类似激光的高斯分布。每个空泡类似一个标势阱, 从空泡尾端自注入的高能电子将沿着势阱被加速, 一直加速到势阱底。图 3(a) 中电场峰值约为 0.05, 图 3(b) 中电场峰值为 0.04。而且由于毛细管空泡尺度更大, 注入到其中的电子将获得更长的加速距离, 因而能被加速到更高的能量。

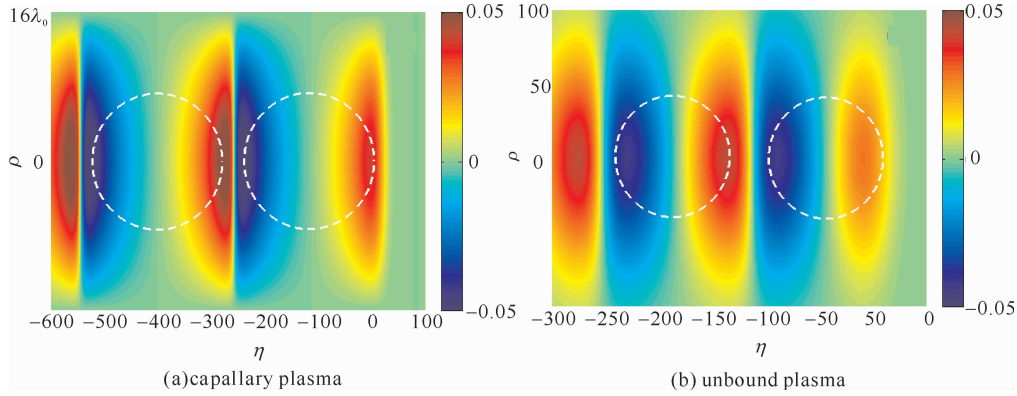


Fig. 3 2D distribution of longitudinal electric field in capillary plasma and unbound plasma.

图 3 毛细管等离子体和无界等离子体尾波中的纵向电场二维分布

这两种尾波中的角向磁场分布图 4, 参数与图 1 一致。可以看出, 毛细管和无界等离子体中角向磁场的共同特点是在激光轴上磁场均消失, 这点与纵向静电场不同, 并且在 z 轴的上面和下面磁场方向相反, 说明磁场是环绕着激光轴。不同点是毛细管中的磁场峰值明显更强, 其峰值达到 0.06, 而无界等离子体中的磁场峰值是 0.03, 并且毛细管中的磁场随着 ρ 增大, 直到毛细管边缘达到最大。注入空泡的电子能量越大, 受到的磁场力也越大, 当电子速度垂直激光轴运动时, 作用在电子上的磁场力将使电子转向激光轴运动, 因而角向磁场起到准直电子运动的作用, 提高电子的聚焦准直性。

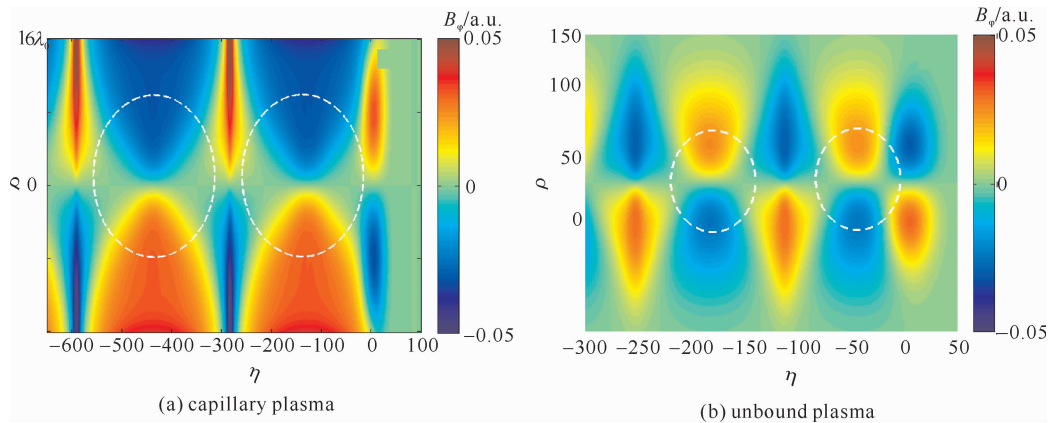


Fig. 4 2D distribution of azimuthal magnetic field in capillary plasma and unbound plasma.

图 4 毛细管等离子体和无界等离子体尾波中角向磁场的二维分布

3 结 论

基于激光等离子体尾波解析模型, 分析了毛细管等离子体尾波特点。毛细管半径尺度对尾波幅度有较大影响, 较小半径的毛细管中尾波幅度更强。与无界等离子体尾波相比较, 毛细管尾波中的电子空泡纵向距离更长, 是它的两倍, 空泡中电场强度峰值也更大, 这样有利于电子加速到更高的能量。毛细管中角向环形磁场的峰值在毛细管壁边缘, 消失在激光轴, 磁场强度峰值是无界等离子体中的两倍, 有利于约束加速电子聚焦在激光轴附近。因此, 等离子体尾波空泡加速电子方式是纵向电场和角向环形磁场共同作用效果, 而毛细管起到加强这种效果的作用。尾波加速的高能粒子可用于肿瘤治疗、惯性约束聚变(ICF)快点火等许多领域^[14]。

参考文献

- [1] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P, et al. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators [J]. *Rev Mod Phys*, 2009, **81**: 1229-1285.
- [2] Leemans W P, Nagler B, Gonsalves A J, et al. GeV electron beams from a centimetre-scale accelerator[J]. *Nat Phys*, 2006, **2**: 696.
- [3] Schroeder C B, Benedetti C, Esarey E, et al. Beam loading in a laser-plasma accelerator using a near-hollow plasma channel [J]. *Phys Plasmas*, 2013, **20**: 123115.
- [4] Schroeder C B, Esarey E, Benedetti C, et al. Control of focusing forces and emittances in plasma-based accelerators using near-hollow plasma channels [J]. *Phys Plasmas*, 2013, **20**: 080701.
- [5] Kim M S, Jang D G, Lee T H, et al. Characteristics of a tapered capillary plasma waveguide for laser wakefield acceleration [J]. *Appl Phys Lett*, 2013, **102**: 204103.
- [6] Sohbatzadeh F, Akou H. Group velocity dispersion and relativistic effects on the wakefield induced by chirped laser pulse in parabolic plasma channel [J]. *Phys Plasmas*, 2013, **20**: 043101.
- [7] Sharma B S, Archana Jain, Jaiman N K, et al. Laser pulse propagation in inhomogeneous magnetoplasma channels and wakefield acceleration [J]. *Phys Plasmas*, 2014, **21**: 023108.
- [8] Cros B, Ju J, Dopp A, et al. Electron beams and X ray radiation generated by laser wakefield in capillary tubes [J]. *AIP Conf Proc*, 2012, **1507**: 267-272.
- [9] Paradkar B S, Cros B, Mora P, et al. Numerical modeling of multi-GeV laser wakefield electron acceleration inside a dielectric capillary tube [J]. *Phys Plasmas*, 2013, **20**: 083120.
- [10] 张晓东, 王晓方. 光在纤维介质中传播的研究[J]. 中国激光, 2003, **30**(1): 29-32. (Zhang Xiaodong, Wang Xiaofang. Analysis of the propagation of light in fiber media. *Chinese Journal of Lasers*, 2003, **30**(1): 29-32)
- [11] 张晓东, 王晓方. 近共振区超短强激光脉冲激发的等离子体尾波场[J]. 强激光与粒子束, 2005, **17**(5): 689-692. (Zhang Xiaodong, Wang Xiaofang. Plasma wake field excited by an ultrashort intense laser pulse at near-resonant regime. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, **17**(5): 689-692)
- [12] 阿不都热苏力, 帕孜来提, 帕力哈提. 飞秒激光与等离子体相互作用中自生磁场的热电机制[J]. 强激光与粒子束, 2013, **25**(7): 1709-1714. (Abudurexiti A, Pazilaiti A, Mijit F. Thermoelectric mechanism for self-generated magnetic field in femtosecond laser-plasma interaction. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, **25**(7): 1709-1714)
- [13] Zhou Suyun, Yu Wei, Yuan Xiao, et al. The generation of azimuthal magnetic field in laser-induced plasma bubbles [J]. *Phys Plasmas*, 2010, **17**: 113101.
- [14] 王衍斌, 李朝阳, 许华, 等. LiD 脉冲复合离子源与聚变 DT 等离子体的相互作用[J]. 强激光与粒子束, 2014, **26**: 112006. (Wang Yanbin, Li Chaoyang, Xu Hua, et al. LiD compound ion source interact with fusion DT plasma. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, **26**: 112006)

Characteristics of capillary plasma wake driven by laser pulse

Zhou Suyun, Li Yanfang

(Jiangxi Province Key Laboratory of Material Surface Engineering,
Jiangxi Science and Technology Normal University, Nanchang 330013, China)

Abstract: There is an important application for laser-driven plasma wakefield in electrons acceleration field. The idea of capillary plasma improving the effect of electron acceleration is put forward. Based on an analytical model of laser plasma wake, the interaction between laser and capillary plasma is investigated. It is shown that the amplitude of plasma wakefield in capillary is influenced by the radius of the capillary, and it rises with decreasing of the radius of capillary. With the same laser and plasma parameters, in capillary plasma these main physical quantities, such as the longitudinal scale of electron bubble, the peaks of electrostatic field and azimuthal magnetic field, increase 60% compared to that in unbound plasma. These results indicate that the plasma wake in capillary is in favor of electrons acceleration.

Key words: laser-driven plasma wake; capillary; electrostatic field; azimuthal magnetic field

PACS: 52.25.-b; 52.20.-j