第22卷 第2期
2002年2月

光 学 学 报
ACTA OPTICA SINICA

Vol.22,No.2
February,2002

文章编号:0253-2239(2002)02-0161-04

超强脉冲激光在低密度等离子体中的相对论自导引效应

袁 孝[1),3)] 余 玮[2)] 陈朝阳[2)] 佘华德[2)] 屠琴芬[3)] 刘晶儒[3)] 吕百达[1)]

1),四川大学物理系,成都 610064
2),中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800
3),西北核技术研究所,西安 710024

摘要: 分析了相对论条件下激光超短脉冲在等离子体中的传输特性,在傍轴近似和慢变振幅近似条件下,推导了折射率、电子密度、静电场以及电子空腔尺度的表达式。当激光功率超过产生自导引阈值功率时,激光束斑沿着传输光轴方向振荡。在有质动力产生的压力非常强时,聚焦光束中央部分的电子被全部排开形成电子空腔。给出了电子空腔的尺寸以及在出现电子空腔时的处理方法。在超过形成电子空腔的阈值功率($P_c \approx 2.5$ TW)时,空腔的尺度几乎与激光功率无关,这意味着电子空腔阻止了激光脉冲的进一步聚焦。

关键词: 相对论;激光超短脉冲;低密度等离子体;自导引;电子空腔

中图分类号:O437 **文献标识码:**A

1 引 言

超短超强脉冲激光在低密度等离子体中的传输是目前激光与等离子体相互作用研究中一个非常重要的研究课题。在许多应用中,例如激光加速、X射线激光、谐波产生和惯性约束聚变中,人们总是希望高强度激光脉冲能够传输的距离愈长愈好。由于激光脉冲在传输过程中的衍射发散,聚焦激光脉冲在真空中的传输距离由光束的瑞利长度 $Z_R = kr_0^2/2$ 决定,式中 r_0 为焦点处的激光束斑,k 为激光波数。为了获得高的激光强度,通常将激光束聚焦得很小,导致了较短的瑞利长度。然而在低密度等离子体中,如果折射率的径向分布在传输光轴上呈现出最大值,沿光轴上的相速度就低于离轴时的相速度,激光束的波前就会曲变,光束就会向光轴方向会聚[1]。当光束的这种聚焦效应与光束的正常衍射效应相适应时,光束就会在等离子体通道中形成自导引,高强度光束的传输距离就可以远远超过瑞利长度。

对于光强分布峰值在光轴上的激光束,有两种效应可能在等离子体中产生自聚焦和自导引:电子在光场中振颤引起的质量增加和有质动力引起的电子密度的降低。以上两种效应都可以影响等离子体中的折射率,而折射率则直接决定了激光束在等离子体中的传输。在超强激光束的作用下,等离子体中的折射率可以用相对论因子的径向分布和电子密度的径向分布进行修正。在基于包络方程和近轴近似的现有理论中[1~6],忽略了折射率表达式中电子密度的响应,即认为电子密度不受激光场的扰动。另一方面,有些研究中已经指出在超强激光场中,对电子密度的径向分布修正非常重要[4]。激光产生的有质动力将电子沿光轴向外排开,这样形成一个电荷分离场,产生的这个静电场将电子向回拉,静电场和径向光压的平衡决定了电子密度的分布。Sun[4]的处理方法已经预示了在激光功率大于一定值时将会产生电子空腔,但这种方法在出现电子空腔时失效,本文提出的方法可以处理出现电子空腔时的情况,并且可以给出电子空腔的尺度。

2 基本理论与结果

在超短脉冲激光(脉宽小于 1 ps)的照射下,由于激光与等离子体的作用时间很短,因而认为离子是不动的。由于等离子体中电子的热运动远小于电子的振颤运动,因此忽略电子的热运动,认为激光与冷等离子体作用。在这种情况下,表述等离子体中电子的运动方程可以表示为

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(\boldsymbol{P} - \frac{e}{c}\boldsymbol{A}\right) = -\frac{e}{c}\nabla_A(\boldsymbol{w}\cdot\boldsymbol{A}) + e\nabla\phi, \quad (1)$$

收稿日期:2001-06-04;收到修改稿日期:2001-09-06

E-mail:csun@nint.ac.cn

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}(m\gamma c^2) = \frac{e}{c}\boldsymbol{w}\cdot\frac{\partial \boldsymbol{A}}{\partial t} + e\boldsymbol{w}\cdot\nabla\phi, \quad (2)$$

式中 $\boldsymbol{P} = m\gamma\boldsymbol{w}$ 为电子的动量，$\gamma = (1 - |\boldsymbol{w}|^2)^{-1/2}$ 为相对论因子，$\boldsymbol{A}$ 和 ϕ 为表述激光场的矢热和电荷分离静电场的标势，而且(1)式中的 ∇_A 仅仅只对矢热作用。在此假定激光的横向传输均匀分布，$\boldsymbol{w} = \boldsymbol{u} + \boldsymbol{v}$ 为电子的速度，电子的横向速度分量满足 $\nabla\cdot\boldsymbol{u} = 0$、纵向速度分量满足 $\nabla\times\boldsymbol{v} = 0$。利用(1)式和(2)式可以证明 $\nabla\times(\boldsymbol{P} - eA/c) = 0$，并且电子运动的横向速度和纵向速度可表述为

$$\boldsymbol{u} = \boldsymbol{a}/\gamma, \quad \partial(\gamma\boldsymbol{v})/\partial t = \nabla(\phi - \gamma), \quad (3)$$

式中 a 为激光场横向振幅，a 被归一化为 $a = e\boldsymbol{A}/mc^2$，ϕ 被归一化为 $\phi = mc^2/e$，速度以 c 归一化，时间以 ω^{-1} 归一化，空间坐标以 $k^{-1} = c/\omega$ 归一化，γ 为相对论因子。考虑在没有等离子体波的情况下激光脉冲在均匀等离子体中的传输，激光在完全电离等离子体中的传输方程为[1]

$$\left(\nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)\boldsymbol{a} = (n/\gamma)\boldsymbol{a} = (1 - \eta_r^2)\boldsymbol{a}, \quad (4)$$

式中 η_r 为径向折射率分布，n 为被以临界密度 $n_c = m_e\omega^2/(4\pi e^2)$ 归一化了的电子密度，同时在此进一步假设慢变振幅近似，即认为电子的纵向振荡远远小于横向的振颤运动。在激光与等离子体相互作用中，关于大振幅等离子体波的已知机制中包括在 $n \approx n_c$ 处的等离子体共振、在 $n \leqslant n_c/4$ 处的受激拉曼散射、在 $n < n_c$ 处的受激布里渊散射和在 $n \approx n_c/4$ 处的双等离子体衰减以及尾场(Wake-field)激励等等。如果激光场振幅相对于激光周期的变化很慢，并且振幅在传输过程中近似保持为高斯分布，就可得到激光振幅的绝对值为

$$a = a_0(r_0/r_s)\exp(-r^2/r_s^2), \quad (5)$$

式中 $r_s(z)$ 为激光束斑，a_0 和 r_0 为真空与等离子体界面处的激光场强和束斑，在此假定了激光的焦斑位置在真空与等离子体的界面上。激光束斑沿传播方向的演化 r_s 由包络方程给出[1]

$$\frac{\mathrm{d}^2 r_s}{\mathrm{d}z^2} = \frac{4}{r_s^3} + Q(r_s), \quad (6)$$

$$\left(\frac{\mathrm{d}r_s}{\mathrm{d}z}\right)^2 = -\frac{4}{r_s^2} + 2\int Q(r_s)\mathrm{d}r_s, \quad (7)$$

式中函数 $Q(r_s)$ 为光强的径向分布函数[1,7]，

$$Q(r_s) = \frac{2}{r_s}\int_0^\infty \mathrm{d}x(1 - \eta_r^2)(1 - x)\exp(-x).$$

在此 $x = 2r^2/r_s^2$。(6)式的第一项描述光束在真空中的衍射特性，而第二项描述等离子体的折射率特性。在此考虑圆偏振激光情况，有质动力与时间无关，从泊松(Poisson)方程和(3)式可得

$$n = Zn_i + \nabla^2\gamma, \qquad \gamma = (1 + a^2)^{1/2}. \quad (8)$$

式中忽略了电子的纵向运动，Z 为原子序数，n_i 为离子密度。在近轴近似及激光振幅的变化比周期振荡的变化慢得多的情况下，有 $\nabla^2\gamma \approx \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial}{\partial r}\right)\gamma$，这样得折射率、电子密度和静电场表达式为

$$\eta_r = 1 - \frac{Zn_i}{2\gamma} + 2\left(\frac{a^2}{\gamma^2 r_s^4}\right)\left[r_s^2 - r^2\left(1 + \frac{1}{\gamma^2}\right)\right], \quad (9)$$

$$n = Zn_i - 4\left(\frac{a^2}{\gamma r_s^4}\right)\left[r_s^2 - r^2\left(1 + \frac{1}{\gamma^2}\right)\right], \quad (10)$$

$$E = -\nabla\phi = \frac{2r}{r_s^2}\left(\gamma - \frac{1}{\gamma}\right). \quad (11)$$

折射率 $\eta_r = \sqrt{1 - n/\gamma}$，在此对光束聚焦有贡献的因素有两个。第一个因素是沿传输光轴附近振荡造成电子相对论质量的增加，第二个因素是有质动力将电子从光束传输路径上排开。图1(a)中的实线部分给出了 $a_0 = 2$，$Zn_i = 0.01$，$r_0 = 100$ 和 $r_s = 40$ 情况下电子密度的径向分布。电子被沿径向排开，在光轴上呈现出最小电子密度。这样在光束的中心部分形成正电荷，而在光束的外侧部分形成负电荷，

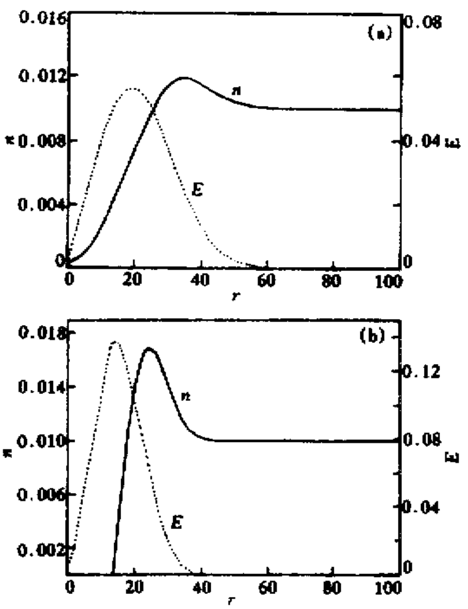

Fig.1 The radial profiles of electron density (solid curves) and electrostatic field of charge-separation (dotted curves) for different r_s :(a) $r_s = 40$ and (b) $r_s = 30$. The other parameters are $a_0 = z$, $Zn_i = 0.01$ and $r_0 = 100$

从而导致了一个电荷分离场,这个电荷分离场与有质动力平衡,如图 1(a)中的虚线所示。图 1(b)给出了 $r_s=30$,而其他参数与图 1(a)完全相同情况下的径向电子密度分布和电荷分离场。在这种情况下,有质动力的压力变得非常强,它使得聚焦光束中央部分的电子被全部排开,形成一个 $r<r_d$ 的电子空腔。从(10)式可得出电子空腔的尺寸由下式决定

$$Zn_i = 4\left(\frac{a^2}{\gamma r_s^4}\right)\left[r_s^2 - r_d^2\left(1+\frac{1}{\gamma^2}\right)\right], \tag{12}$$

空腔代表着电荷分离的极端情况,此时静电场大大增强,其规律由电动力学理论描述。

假设(6) 式的边界条件为 $z=0$ 和 $\partial_z r_s=0$,气体等离子体的行为可用 $\partial_{zz} r_s$ 的变化来描述。对于 $z>0$ 的区域,如果 $\partial_{zz} r_s>0$,可看出激光脉冲衍射,$\partial_{zz} r_s<0$ 则激光脉冲会聚 如果 $\partial_{zz} r_s$ 的变化在 $\partial_{zz} r_s>0$ 和 $\partial_{zz} r_s<0$ 之间,此时激光脉冲将会被引导在等离子体通道中沿 $\partial_{zz} r_s=0$ 振荡。因此 $\partial_{zz} r_s=0$ 或

$$4/r_s^3 + Q(r_s) = 0, \tag{13}$$

就是激光束自导引的条件。图 2 给出了在 $Zn_i=0.01$ 时,r_t 与激光功率 P 的关系,在此 P 为归一化激光功率,r_t 为(13) 式的解。当 $P<P_L$($P_L=1.7$ TW 为自导引阈值功率) 时,从图 2 中可以看出(13) 式没有解,激光束在等离子体中仅随 r_s 的增加而衍射,光束发散。主要原因是由于激光强度不够高,因而产生的电子密度分布和折射率变化不够大。然而,由此产生的有效瑞利长度却要比真空中的瑞利长度 Z_R 大得多,并且随着激光强度的增高而增长。

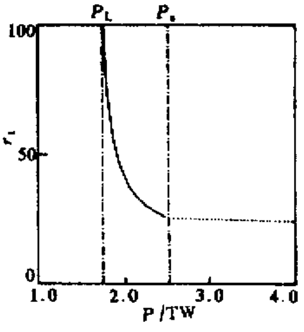

Fig. 2　The dependence of laser power P and the size of self-guiding r_t for $Zn_i=0.01$

当激光功率 $P>P_L$ 时,激光束斑 r_s 随激光功率的增加迅速减小,激光自导引发生,这种情况下,激光束斑 r_s 在 r_t 附近随 z 周期性振荡,r_0 为最大值或最小值,如图 3 所示。图 3(a) 是在 $a_0=2$,$Zn_i=0.01$,$r_0=100$ 条件下,沿传输方向上激光束斑 r_s 的变化,这种情况下,有一系列电子密度‘孔”出现在光脉冲传输轴上。在(6) 式的边界条件中,假设了在 $z=0$ 处 $\partial_z r_s=0$,$r_s=r_0$,这与现有理论中的一样,在 Sun 的计算中也发现了相近的结构[4]。

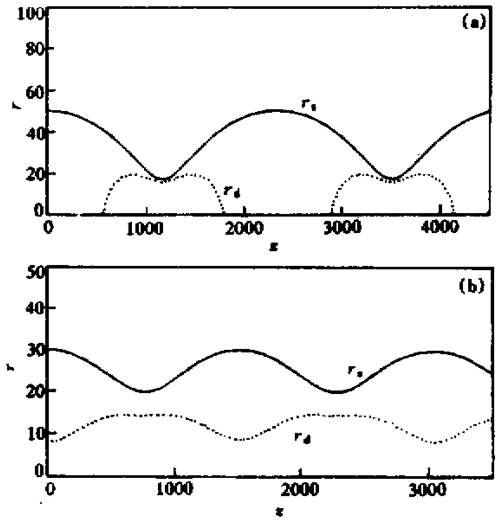

Fig. 3　The spot size r_s (solid curve) and the size of the cavity r_d (dotted line) versus z, where $a_0=2$, $Zn_i=0.01$, $r_0=100$ and $r_s=40$

图 2 中的虚线是在激光功率 $P>P_c$($P_c\approx 2.5$ TW 为产生电子空腔时的阈值功率) 时,(1) 式存在电子空腔时的解。可以看出超过产生电子空腔的阈值功率时,r_t 几乎与激光功率 P 无关,这意味着电子空腔阻止了激光脉冲的进一步聚焦,也就是说空腔只有在激光脉冲强聚焦时才会发生。在电子空腔出现时,Sun 的处理方法已不适用,而在本文的处理方法中只需将(6) 式、(7) 式和(13) 式中的 $Q(r_s)$ 函数用下式代替:

$$Q(r_s) = \frac{2}{r_s}\int_{x_d}^{\infty} dx(1-\eta_r^2)(1-x)\exp(-x),$$

就可以完全处理存在电子空腔时的情况。式中 $x_d=2r_d^2/r_s^2$,空腔尺寸 r_d 可以由(12) 式计算。图 3(b) 给出了沿传输方向上,$a_0=2$,$r_0=50$ 和 $Zn_i=0.01$ 时的束斑尺寸 r_s(实线) 和空腔尺寸 r_d(虚线),可以看出在更高的激光强度下,这一系列电子密度‘孔”连在一起,电子空腔就在激光传输的整个路径上发生,束斑的最大值为 r_0,最小值由空腔尺寸决定。

当激光峰值传输到 z 约为 1600 而其他条件与图 3(b) 中相同时,图 4 和图 5 分别给出了激光场强

和电子密度的二维分布，从此可以明显直观地看出激光的自导引和电子空腔效应。

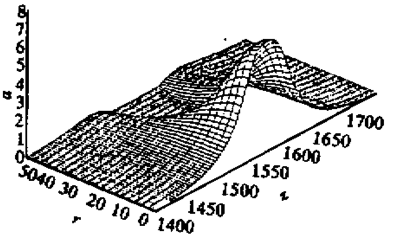

Fig. 4 The 2D distribution of laser strength, where $a_0=2$, $Zn_i=0.01$, $r_0=100$ and $r_s=40$

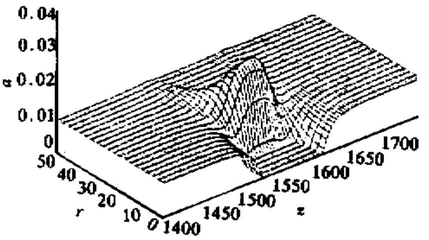

Fig. 5 The 2D distribution of electron density, where $a_0=2$, $Zn_i=0.01$, $r_0=100$ and $r_s=40$

结论 强脉冲激光聚焦在等离子体中，在一定的空间距离上可以形成激光自导引。本文对于圆偏振光情况，在近轴近似以及慢变振幅近似下，导出了折射率、电子密度和静电场的表达式。当激光功率大于和等于自导引阈值功率 P_L 时，激光自导引发生，激光束斑沿着传输光轴方向振荡。在有质动力产生的压力非常强($P>P_c$)时，聚焦光束中央的电子被全部排开形成电子空腔，给出了电子空腔的尺寸及在出现电子空腔时的处理方法。在超过形成电子空腔的阈值功率 P_c 时，空腔的尺度 r_t 几乎与激光功率 P 无关，电子空腔将阻止激光脉冲的进一步聚焦。

参 考 文 献

[1] Esarey E, Sprangle P, Krall J *et al*.. Self-focusing and guiding of short pulses in ionizing gases and plasmas. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1997, **QE-33**(11):1879~1914

[2] Spangle P, Tang C M, Esarey E. Relativitistic self-focusing of short-pulse radiation beams in plasmas. *IEEE Trans. Plasma Science*, 1987, **15**(2):145~153

[3] Spangle P, Esarey E, Krall J *et al*.. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(14):2200~2203

[4] Sun G Z, Ott E, Lee Y C *et al*.. Self-focusing of short intense pulses in plasmas. *Phys. Fluids*, 1987, **30**:526~532

[5] Chessa P, Mora P, Antonsen T. Plasma channel formation by short pulse laser. *Phys. Plasmas.*, 1998, **5**(4):3451

[6] Feit M D, Komashko A M, Musher S L *et al*.. Electron cavitation and relativitistic self-focusing in underdense plasma. *Phys. Rev.*, 1998, **E57**(6):7122~7125

[7] Hafizi B, Ting A, Sprangle P *et al*.. Relativitistic focusing and pondermotive channeling of intense laser beams. *Phys. Rev.* (E), 2000, **62**(3):4120~4125

Relativistic Self-Guiding of Ultrashort Laser Pulse Radiation in Low Density Plasmas

Yuan Xiao[1),3)] Yu Wei[2)] Chen Zhaoyang[2)] Yu Huade[2)] Tu Qinfen[3)]
Liu Jingru[3)] Lü Baida[1)]

1), *Physics Department, Sichuan University, Chengdu* 610064
2), *Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai* 201800
3), *Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi′an* 710024

(Received 4 June 2001; revised 6 September 2001)

Abstract: The propagation characteristics of ultrashort high-power laser pulses through low density plasmas is analyzed by considering relativistic effects. The expresssions of refractive index, electron density, electrostatic field and the dimension of electron cavity are derived. For laser power exceeding the dritical power of self-guiding, self-guiding occurs and laser beam oscillates along the propagation direction. For the laser power exceeding the critical power ($P_c \approx 2.5$ TW) of the electron cavitation, electron cavity occurs. The expression of the electron cavity dimension is presented. With the laser power increasing, cavity dimensions are almost independent to the laser power, which implies that the electron cavity prevents the further focusing of the laser pulses.

Key words: relativity; ultrashort laser pulse; low density plasmas; self-guiding; electron cavity