

# 超强激光参数对等离子体折射系数的影响分析\*

张可言

(涪陵师范学院物理系, 重庆 408003)

**摘要** 分析了超强激光与等离子体相互作用的“准静态”冷等离子体模型, 求出了等离子体相对于矩形和非矩形脉冲激光的折射系数; 讨论了激光参数对等离子体折射系数的影响, 结果发现: 1) 当激光强度归一化矢势的大小大于 1.4 时, 在同一激光强度下, 矩形激光对应的静电势大于非矩形激光对应的静电势, 激光强度越小, 两者的差异越小; 2) 在同一激光强度下, 矩形脉冲激光引起的折射系数远较非矩形激光脉冲引起的折射系数大; 3) 不管是哪种脉冲激光, 只要激光强度增加, 折射系数都增加, 但矩形脉冲激光更易使折射系数达到 1; 4) 在激光强度一定时, 随着脉冲激光波长的增加, 折射系数都按一定的指数规律减少, 非矩形脉冲激光的减少幅度大于矩形脉冲激光减少的幅度; 5) 当波长趋于零时, 折射系数都趋于 1, 这是由于脉冲激光的频率增高, 等离子体中产生了非常强的“透镜”效应所致。

**关键词** 激光参数; 等离子体; 折射系数; “透镜”效应

**中图分类号** O437 **文献标识码** A

## 0 引言

随着激光器输出功率的不断提高, 利用超强超短脉冲激光进行惯性约束聚变的研究成为可能。但是, 当激光在等离子体中传播时, 常常会自行分成许多光束, 各子光束自行聚焦, 最后形成一根根细丝<sup>[1]</sup>。由于这些细丝的存在, 等离子体中局部的激光强度将会增加, 从而诱发和加强某些不稳定性相互作用的发展, 产生更多的超热电子。由于超热电子对于激光聚变的中心点火是有害的, 它会使热核燃料的中心预热, 导致在内爆压缩过程中, 热核燃料不能达到高压压缩度就开始点火。因此, 人们总是希望通过采用各种手段和措施来减小等离子体对激光的自聚焦行为。近年来, 关于等离子体对激光自聚焦的研究可畏不少, 不仅研究了自聚焦的机理<sup>[2]</sup>、种类<sup>[3]</sup>, 也研究了等离子体的“透镜”效应<sup>[4]</sup>和内部参数影响<sup>[5]</sup>, 飞秒激光脉冲诱导透明介质的非线性吸收和折射率改变轮廓问题<sup>[6]</sup>、强激光场中原子团簇的电离和光辐射问题<sup>[7]</sup>、强场作用下二能级原子双光子过程中的光子聚束与反聚束效应问题<sup>[8]</sup>等。通过对相关研究的检索发现, 外参对等离子体自聚焦的影响, 特别是外照激光参数的影响研究还不十分完善。考虑到折射系数是直接反映聚焦程度的物理量, 本文将在超强激光与等离子体相互作用的“准静态”冷等离子体模型的基础上, 通过解析等离子体对脉冲

激光的折射系数, 来分析激光强度、波长和激光脉冲形状对等离子体折射系数的影响, 从而解析外参对自聚焦的影响机制。

## 1 基本方程

考虑一束超强脉冲激光在均匀的等离子体中传播, 设电子在激光场的作用下作相对论运动。由于离子的质量远较电子的质量大, 可以认为电子是在以“静止”离子为背景的均匀正电荷空间中运动, 这样, 一维激光场与等离子体相互作用就可由横向矢量  $\mathbf{A}_\perp(z, t)$  和标量势  $\Phi(z, t)$  来描述。为了使标量势分解为快变部分和慢变部分, 现引入库仑规范, 即  $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$ 。又设激光场的横向极化是任意的, 则归一化后的场和势的方程为<sup>[9]</sup>

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} - (1/c^2) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] \mathbf{a} = k_p^2 (n/n_0) \beta_\perp = k_p^2 (na/n_0 \gamma) \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = k_p^2 [(n/n_0) - 1] \quad (2)$$

式中:  $\mathbf{a}$  为归一化的激光强度矢势, 具体为  $\mathbf{a}(z, t) = |e| \mathbf{A}_\perp / m_0 c^2$ ;  $\phi$  为激光强度的归一化标势, 具体为  $\phi(z, t) = |e| \Phi / m_0 c^2$ ;  $k_p$  是等离子体波数;  $n(z, t)$  是等离子体密度;  $n_0$  是环境等离子体密度;  $\beta_\perp = v_\perp / c = a/\gamma$  是规范化横向等离子体场矢量;  $\gamma$  是相对论质量系数。

引入坐标变换, 设  $\xi = z - c\beta_\perp t$ ,  $\tau = t$ , 又设电子在激光场的作用下其运动速度接近光速, 即  $\beta_\perp \approx 1$ 。根据  $\partial/\partial z = \partial/\partial \xi$  和  $\partial/\partial t = \partial/\partial \tau - c\beta_\perp \partial/\partial \xi$  的坐标偏导变换, 再考虑一维模型、辐射斑尺寸远大于等离子体波长的情况下, 由式(1)和式(2)可以得到

$$\frac{\partial [n(1 - \beta_\perp)]}{\partial \xi} = (1/c) \frac{\partial n}{\partial \tau} \quad (3)$$

\*涪陵师范学院院级重点学科建设基金[批准号: 2003148]资助

Tel: 023-87807203 Email: zky6389@sina.com

收稿日期: 2005-03-21

$$\partial[\gamma(1-\beta_z\beta_x)-\phi]\partial\xi = -(1/c)\partial(\gamma\beta_x)\partial\tau \quad (4)$$

根据等离子体的“准静态”近似假定  $|(1/c)\frac{\partial}{\partial\tau}\int n d\xi| \ll$

$n_0$  和  $|(1/c)\frac{\partial}{\partial\tau}\int \gamma\beta_x d\xi| \ll 1$ , 将式(3)和式(4)简化,

然后代入式(1)和式(2)可得

$$[(2/c)(\partial/\partial\xi) - (1/c^2)(\partial/\partial\tau)](\partial a/\partial\tau) = k_p^2 a / (1+\phi) \quad (5)$$

$$\partial^2 \phi / \partial \xi^2 = (k_p^2/2)[(1+a^2)/(1+\phi)^2 - 1] \quad (6)$$

式(5)和式(6)即为等离子体中传播的激光场经归一化处理后满足的方程.

## 2 等离子体的折射系数

为了描述等离子体在强激光作用下的折射系数,假设等离子体内经归一化处理后的激光场有如下形式

$$a = a_L(\xi, \tau) \exp(ik\xi/2) + c. c \quad (7)$$

式中  $a_L$  表示激光场的复数振幅,  $k$  表示激光的波数. 将式(7)代入式(5), 根据等离子体折射系数公式  $\eta = ck/\omega$ , 求得

$$\eta = 1 - (k_p/k)^2 / (2 + 2\phi) \quad (8)$$

由于等离子体的波长远比激光波长要长, 必有  $k_p \ll k$ . 在库仑规范的前提下, 将式(8)里的归一化势  $\phi$  分为快变部分  $\phi_f$  和慢变部分  $\phi_s$ . 由于  $k_p \ll k$ , 必有  $|\phi_f| \ll |\phi_s|$ , 这样, 在式(8)里就可以用归一化势  $\phi$  的慢变部分  $\phi_s$  代替总的归一化势  $\phi$ , 式(8)变为

$$\eta = 1 - (k_p/k)^2 / 2(1 + \phi_s) \quad (9)$$

由于等离子体在激光脉冲的作用下, 其内部的电子已作相对论运动. 当激光脉冲的尾部扫过等离子体时, 在一定的条件下, 要在等离子体内形成低频的等离子体尾场, 如图1. 根据图1可以看出, 等离

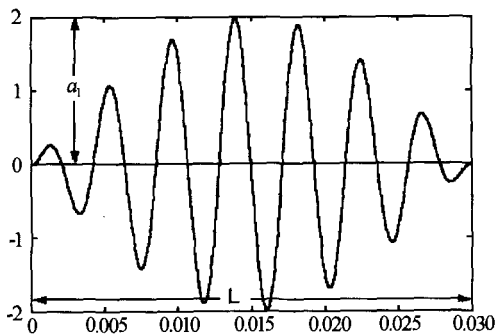


图1 等离子体中产生的激光尾波  
Fig.1 Wake-wave of laser produces in plasma

子体尾场其实质是低频的等离子体波对高频激光脉冲的调幅调制, 它的包络在一定的近似情况下, 可用一正弦激光场幅函数来描述, 这样, 式(7)里的  $a_L$  可写为

$$a_L = a_1 \sin(\pi\xi/L) \quad (10)$$

式中  $a_1$  为入射激光的强度.  $L$  为等离子体尾波轴向标度, 见图1.

### 2.1 对非矩形激光脉冲

利用  $L \gg \lambda_p = 2\pi c/\omega_p$ , 式(6)左边的第一项, 能被忽略, 同时  $\phi_s$  能通过  $\phi_s = (1 + |a_L|^2/2)^{1/2} - 1$  来作近似处理. 这样, 将  $\phi_s = (1 + |a_L|^2/2)^{1/2} - 1$  代入式(9)可得非矩形激光脉冲时的折射系数变为

$$\eta = 1 - (\lambda/\lambda_p)^2 / 2(1 + |a_L|^2/2)^{1/2} \quad (11)$$

将式(10)代入式(11), 可得

$$\eta = 1 - (\lambda/\lambda_p)^2 / 2(1 + (1/2)a_1^2 \sin^2(\pi\xi/L))^{1/2} \quad (12)$$

式(12)即为等离子体在强激光作用下非矩形激光脉冲的折射系数. 从式(12)可以看出, 折射系数不仅与激光强度有关, 而且还与激光脉冲的波长、等离子体波长、考查点的位置有关.

### 2.2 近矩形激光脉冲

对于短激光脉冲  $L \leq \lambda_p$ , 当  $|\phi| \ll 1$  时, 将式(10)代入式(7), 再代入式(6), 结合  $\xi=0$  处,  $\phi = \partial\phi/\partial\xi = 0$  的边界条件可以解得

$$\phi \approx \frac{k_p^2}{2} \int_{\xi}^0 a^2(\xi') \sin[k_p(\xi' - \xi)] d\xi' \quad (13)$$

根据式(10)以及  $-L \leq \xi \leq 0$  和  $a_L = 0$  条件, 在忽略了序的项  $(\lambda/\lambda_p)^2 \ll 1$  以及  $|\phi_f| \ll |\phi_s|$  时, 激光脉冲里归一化标度势的慢变部分为

$$\phi_s \approx (a_1 k_p/4)^2 \{ \xi^2 - 2(L/2\pi)^2 [1 - \cos(2\pi\xi/L)] \} \quad (14)$$

将式(14)代入式(9), 有

$$\eta = 1 - (\lambda/\lambda_p)^2 / 2 \{ 1 + (\pi/2)^2 (a_1/\lambda_p)^2 \cdot [\xi^2 - 2(L/2\pi)^2 [1 - \cos(2\pi\xi/L)]] \} \quad (15)$$

式(15)即为近矩形激光脉冲情况下等离子体的折射率.

由于折射系数  $\eta \leq 1$ , 当  $\eta = 1$  时, 表示激光束被等离子体完全聚焦到一点上; 当  $\eta < 1$  时, 表示在考察点虽有聚焦行为, 但不能将激光束完全聚焦到一点上, 只能属于不完全聚焦. 从式(12)和式(15)以及分析来看, 两种情况下的折射系数都不可能达到1这一数值, 由此可得, 等离子体对强激光的聚焦也只能是不完全聚焦, 至于具体的聚焦程度, 视激光各参数的具体取值和考察点的位置决定, 这可通过模拟数值计算来办到.

## 3 结果分析

### 3.1 静电势的慢变部分与激光脉冲形状的关系

从图2来看, 当激光强度归一化矢势的大小大于1.4时, 在同一激光强度下, 矩形激光对应的静电势大于非矩形激光对应的静电势, 激光强度越小, 两者的差异越小. 这是由于近似矩形激光脉冲的下降

沿时间比非矩形脉冲的时间短,处于高强度的时间比非矩形脉冲长,在激光脉冲的尾部扫过等离子体时,对近似矩形激光脉冲来讲,在短时间内将产生较大的有质动力使等离子体中的电子沿径向移动,虽然此时存在静电力的影响,但由于有质动力是以静电场的梯度进行影响的,电子的运动速度较快,来不及与周边的其他离子进行等效中和,这样,被推开的电子与离子形成的静电场肯定比非矩形激光脉冲形成的静电场要高,相应的静电势就高.

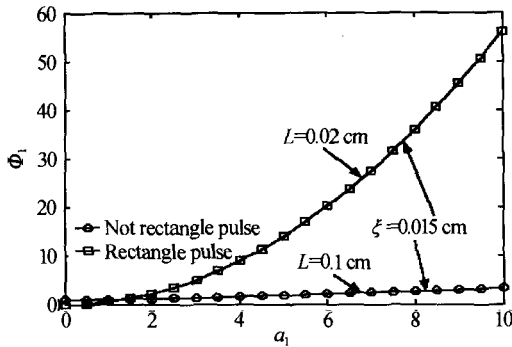


图 2 静电势的慢变部分与激光强度的关系  
Fig. 2 The relation of electrostatic tendency of slow change and laser strength

当激光强度减小时,激光在等离子体中引起的尾波静电场将减小,相应的有质动力也减小,电子被推出的速度也随之减小,与周边离子的等效中和的“机会”增加,这将导致静电场的进一步减小,静电势的慢变部分也减少,直至最后为零.

另外,从非矩形脉冲激光的慢变势  $\phi_s = (1 + |a_L|^2/2)^{1/2} - 1$  和矩形脉冲激光的慢变势式(14)来看,都与脉冲激光的频率无关.这是因为,静电势决定于静电场,而静电场由激光引起电子外移的数目决定.虽然电子的外移既与激光强度有关,也与激光频率有关,但由于频率成分部分相对于幅度成分部分小得多,这样,在考虑折射系数参量时,可以将频率成分部分略去,因此,本文研究的静电势就与频率无关.

### 3.2 折射系数与激光强度的关系

从图 3 来看,在同一激光强度下,矩形激光脉冲引起的折射系数远较非矩形激光脉冲引起的折射系数大;从图中还可以看出,不管是哪种脉冲激光,只要激光强度增加,折射系数都增加,但矩形脉冲激光更易使折射系数达到 1;从图 3 中还可以看出,当激光强度为零时,两种激光的折射系数都趋于 0.944.此结果可作如下解释:

当激光强度为零时,等离子体系统的分布是均匀的,不存在静电场,但对等离子体系统来讲,由于其离化特性,在局部小范围内仍存在静电场,虽然总

体上这些静电场要相互抵消,但对光线来讲它仍然要产生“透镜”效应,使光线发生折射,因此,它仍有较大的折射系数(0.944).

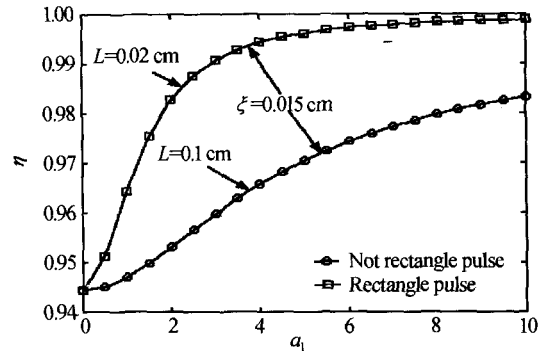


图 3 折射系数与激光强度的关系  
Fig. 3 The relation of refraction coefficient and laser strength

当激光强度增加时,脉冲激光的尾部将在等离子体中引起尾波长,尾波场的存在,必然伴随着整体静电场的存在,系统将产生大的“透镜”效应,使折射系数变大.脉冲激光的后沿越陡,电子径向运动的速度就越快,形成的静电场就越大,“透镜”效应就越明显,折射系数就大.反之,脉冲激光的后沿越平坦,电子径向运动的速度就越慢,形成的静电场就越小,“透镜”效应就小,折射系数就小.

当激光强度大到某一值时,等离子体的折射系数将趋于 1,这即意味着等离子体将对照射的激光进行完全的聚焦.从图 3 来看,要实现完全聚焦,非矩形脉冲所需要的激光强度比矩形激光脉冲所需要的激光强度大.

### 3.3 折射系数与波长的关系

从图 4 来看,在激光强度归一化矢势的大小设定为 5 时,随着脉冲激光波长的增加,折射系数都按一定的指数规律减少.这是由于激光波长的增长,说明激光的频率较低,激光光子的能量变小.在同样的激光强度下,激光光子的能量较小,在等离子体中形成的电子密度梯度就小,静电场梯度也较小,从

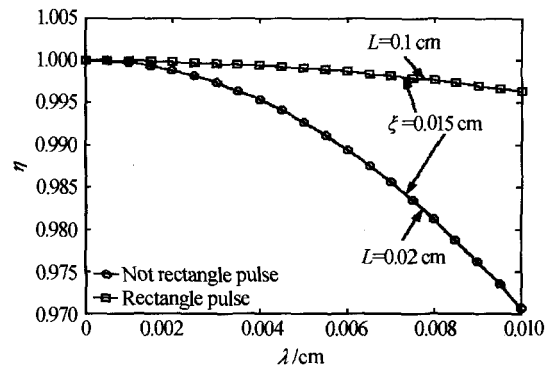


图 4 折射系数与激光波长的关系  
Fig. 4 The relation of refraction coefficient and laser wavelength

而形成的有质动力也变小,将电子推离轴心位置的能力也变小,引起电子密度的再堆积就较弱,从而聚焦效应变弱,当然折射系数将变小.反之,当激光波长较短时,说明激光的频率较高,激光光子的能量较大.在同样的激光强度下,激光光子的能量较大,在等离子体中形成的电子密度梯度就较大,静电场梯度也较大,从而形成的有质动力也较大,将电子推离轴心位置的能力也较大,引起电子密度的再堆积就较强,从而聚焦效应变强,当然折射系数将变大.

从图 4 中还可以看出,随着波长的增加,非矩形脉冲激光的减少幅度大于矩形脉冲激光减少的幅度.这是由于在激光强度保持不变的情况下,波长的增加,必然导致脉冲的前后沿变平坦,对非矩形脉冲激光来讲,其变平坦的程度将大于矩形脉冲激光的程度,这样,在激光脉冲的尾部扫过等离子体时,对矩形脉冲激光来讲,在短时间内产生的有质动力使等离子体中电子沿径向移动的速度,必然要比非矩形脉冲激光在短时间内产生的有质动力使等离子体中电子沿径向移动的速度要大,虽然此时也存在静电力的影响,但在矩形脉冲激光作用下电子的运动速度较快,在非矩形脉冲激光作用下电子的运动速度较慢,由此形成的电子密度梯度矩形脉冲激光时的大于非矩形脉冲激光时的,当然非矩形脉冲激光时的“透镜”效应小于矩形脉冲激光时的“透镜”效应,这样,必然存在非矩形脉冲激光的减少幅度大于矩形脉冲激光减少的幅度.

对于图 4 中描述波长趋于零而折射系数趋于 1 的问题,在激光强度不为零时(图 4 中的激光强度归一化矢势的大小定为 5),由于波长为零,意味着脉冲激光的频率非常高,脉冲的上、下沿非常陡,达到最大值和最小值的时间非常短,这样,激光在等离子体中将产生非常强的静电场,由静电场引起的有质动力也非常大,其“透镜”效应也非常大,当然对激光的折射就非常强,折射系数将趋近于 1.

## 4 结论

通过对超强激光与等离子体相互作用的“准静态”冷等离子体模型的分析,求出了等离子体相对于矩形和非矩形脉冲激光的折射系数,经过激光参数对等离子体折射系数影响的分析发现:

当激光强度归一化矢势的大小大于 1.4 时,在同一激光强度下,矩形激光对应的静电势大于非矩

形激光对应的静电势,激光强度越小,两者的差异越小.在同一激光强度下,矩形激光脉冲引起的折射系数远较非矩形激光脉冲引起的折射系数大.不管是哪种脉冲激光,只要激光强度增加,折射系数都增加,但矩形脉冲激光更易使折射系数达到 1.在激光强度一定时,随着脉冲激光波长的增加,折射系数都按一定的指数规律减少,非矩形脉冲激光的减少幅度大于矩形脉冲激光减少的幅度.当波长趋于零时,折射系数都趋于 1,这是由于脉冲激光的频率增高,等离子体中产生了非常强的“透镜”效应所至.

## 参考文献

- 1 常铁强. 激光与等粒子体相互作用. 长沙: 湖南科学技术出版社, 1999. 32  
Chang T Q. Interaction of Laser and plasma. Changsha: Hunan Science and Technology Press, 1999. 32
- 2 Kurki-Suonio T, Morrison P J, Tajima T, et al. Self-focusing of an optical beam in plasma. *Phys Rev A*, 1989, **40**(6): 3230~3239
- 3 于立春, 屠琴芬, 余玮, 等. 在稀薄等离子体中激光传播的相对论自聚焦. 计算物理, 2001, **18**(5): 457~462  
Yu L C, Tu Q F, Yu W, et al. *Chinese Journal of Computational Physics*, 2001, **18**(5): 457~462
- 4 Chen X L, Sudan R N. Two dimensional self-focusing of short intense laser pulse in under-dense plasma. *Phys Fluids B*, 1993, **5**(4): 1336~1348
- 5 Bardsley J N, Penetrante B M, Mittleman M H. Relativistic of electrons in intense laser fields. *Phys Rev A*, 1989, **40**(7): 3823~3835
- 6 程光华, 刘青, 杨玲珍, 等. 飞秒激光脉冲诱导透明介质的非线性吸收和折射率改变轮廓研究. 光子学报, 2003, **32**(11): 1281~1285  
Cheng G H, Liu Q, Yang L Z, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(11): 1281~1285
- 7 郝希平, 宋霄薇. 强激光场中原子团簇的电离和光辐射. 光子学报, 2000, **29**(6): 537~540  
Hao X P, Song X W. *Acta Photonica Sinica*, 2000, **29**(6): 537~540
- 8 聂义友. 强场作用下二能级原子双光子过程中的光子聚束与反聚束效应. 光子学报, 1998, **27**(1): 13~17  
Nie Y Y. *Acta Photonica Sinica*, 1998, **27**(1): 13~17
- 9 杜春光, 曾贵华, 徐至展. 相对论谐波辐射对激光参数与等离子体参数的依赖特性. 物理学报, 1999, **48**(1): 86~93  
Du C G, Ceng G H, Xu Z Z. *Acta Phys Sinica*, 1999, **48**(1): 86~93

## The Influence Analyses of Superstrong Laser Parameter to Refraction Coefficient of Plasma

Zhang Keyan

*Department of Physics Fuling Normal University, Chongqing 408003*

Received date: 2005-03-21

**Abstract** The "near static state" cold plasma model of the interaction between the super-strength laser and the plasma was analysed. The refraction coefficient of plasma relating to rectangle-pulse laser and un-rectangle-pulse laser were worked out. The influence of laser parameter to the refraction coefficient of plasma was discussed. The results are founded: 1) When the size of unitary vector potential is larger than 1.4, under the same laser strength, the electrostatic potential of rectangle laser is larger than that of the un-rectangle laser. And the less of laser strength is, the less is the discrepancy between the two; 2) Under the same laser strength, the refraction coefficient aroused by rectangle-pulse laser is much bigger than that aroused by un-rectangle-pulse laser; 3) No matter which kind the pulse laser is, so long as the laser strength increases, the refraction coefficient will increase too. But only the rectangle-pulse laser is the most easy to make the refraction coefficient reach 1; 4) When the laser strength is certain, with the increasing of the laser wavelength, the refraction coefficient will decrease by index law; and the extend of decreasing of un-rectangle-pulse laser is larger than that of rectangle-pulse laser; 5) When the wavelength tends to zero, the refraction coefficient will tends to 1. Because with the frequency of pulse laser is going up, the very strong "Lens" effect will be produced in plasma.

**Keywords** Laser parameter; Plasma; Refract coefficient; "Lens" effect



**Zhang Keyan** was born in June 1963 on Fuling county of Chongqing. He graduated from the Department of Physics, Chongqing Normal University, in 1986. At present, He is an associate professor of Fuling China Normal University, Chongqing. He has taught statistical physics, solid state physics, etc. For a long time, and researched in effect of laser irradiation, physics of condense form and other concerning works. He has published more than thirty papers in home issue.