

强激光部分离化等离子体成丝不稳定性^{*}

张家泰¹⁾ 刘松芬²⁾ 胡北来²⁾

¹⁾(北京应用物理与计算数学研究所, 计算物理国家重点实验室, 北京 100088)

²⁾(南开大学物理学院, 天津 300071)

(2002 年 8 月 13 日收到 2002 年 9 月 9 日收到修改稿)

从部分离化等离子体和通常的全离化等离子体的差异是存在束缚电子出发, 分析强激光在部分离化等离子体中的传播和折射指数, 其束缚电子加强成丝不稳定性的发展。对钕玻璃三倍频激光金靶等离子体的原子成丝不稳定性进行了计算和分析。结果表明强激光部分离化等离子体的原子成丝不稳定性显著高于相对论成丝不稳定性。

关键词: 激光等离子体相互作用, 部分离化等离子体, 成丝不稳定性

PACC: 5240, 4230, 5265, 5235

1. 引言

在以前的激光等离子体相互作用研究中, 一般都假设是全离化等离子体, 但是在强激光重元素靶等离子体中, 电子是不能完全剥离的, 比如金等离子体中, 平均离化度约为 37, 还剩下约 42 个束缚电子^[1-3]。实际上带有未离化束缚电子的原子的形状受强激光或超强激光与它的相互作用要发生变化, 从而产生极化电流, 这和全离化等离子体有明显差异, 势必影响激光和强激光与它的相互作用。随着激光聚变发展的要求, 精密物理的需要, 给出的参数必须精密, 还有快点火机理^[4]的研究中也涉及强激光与部分离化等离子体相互作用的问题, 这项研究必须跟上。例如, 束缚电子可导致原子调制不稳定性(AMI), 它可能强于相对论调制不稳定性(RMI)和前向拉曼散射不稳定性(FRS)。AMI 要求有束缚电子和自由电子, 束缚电子提供自相位调制, 自由电子提供反常群速度扩散。成丝不稳定性是激光等离子体相互作用中具有重要潜在效应的机理, 由于激光或靶有轻微的不均匀性, 就会产生密度的不均匀, 光向较低密度处聚集, 这是一种正反馈过程, 最终导致激光破裂成丝^[1-3]。一般有热成丝、有质动力成丝和相对论成丝不稳定性。束缚电子还可产生原子成丝不稳定性(AFI), 它可能强于相对论成丝不稳定

性(RFI)。强激光部分离化等离子体不稳定性研究除了在激光聚变与快点火机理的研究中有重要作用外, 在 x 射线激光、激光等离子体加速、在等离子体和气体中的谐波产生也有所涉及。本文讨论强激光在部分离化等离子体中的折射指数、传播和极化电流, 分析强激光部分离化等离子体的成丝不稳定性。

2. 强激光在部分离化等离子体中的折射指数

强激光在部分离化等离子体中的折射指数为^[5]

$$\eta = 1 + \Delta\eta,$$

$$\Delta\eta = \eta_0 - 1 + \Delta\eta_p + \Delta\eta_{pw} + \Delta\eta_r + \Delta\eta_a, \quad (1)$$

式中 $|\Delta\eta| \leq 1$, $\eta_0 \approx 1$ 是与束缚电子相联系的线性折射指数 $\Delta\eta_p = -\omega_p^2/2\omega_0^2$ 是等离子体中自由电子线性贡献 $\Delta\eta_{pw} = \Delta\eta_p \delta n_p/n_p$ 是激发的等离子体波非线性贡献 $\Delta\eta_r = \Delta\eta_p a_0^2/4$ 是等离子体电子的相对论贡献 $\Delta\eta_a = \eta_2 I$ 是束缚态原子的非线性贡献, $\omega_0 = 2\pi c/\lambda_0$ 是激光频率, λ_0 是激光波长, $\omega_p = (4\pi n_p e^2/m)^{1/2}$ 是等离子体频率, n_p 和 m 分别是等离子体电子密度和电子质量, δn_p 是等离子体扰动密度, a_0 是激光规格化矢势的峰值振幅, η_2 是与束缚电子相联系的非线性折射指数, I 是时间平均的激光强度。对于线极化激光 $a_0^2 = 7.32 \times 10^{-19} \lambda_0^2 [\mu\text{m}^2] \text{W}/$

* 国家重点实验室基金(批准号 51480030101ZW0902)、国家高技术惯性约束聚变基金、国家自然科学基金(批准号 10175036 和 10276003)及中国工程物理研究院科技基金(批准号 2000Z0206)资助的课题。

cm^2]，当 $a_0 = 1$ 时， $I\lambda_0^2 = 1.336 \times 10^{18} \mu\text{m}^2 \text{W/cm}^2$ ，即对于 $\lambda_0 = 0.35\mu\text{m}$ 的激光强度 $I = 1.115 \times 10^{19} \text{W/cm}^2$ 。

激光束的自聚焦要求折射指数的径向梯度是负的，即 $\partial\eta/\partial r < 0$ ，由此可以得到自聚焦的条件 ($\pi r_0/\lambda_0)^2 \Delta\eta_{r,a} \geq 1$)。这里 r_0 是激光的焦斑半径， $r_0^2 \Delta\eta_{r,a}$ 比例于激光功率。这就表明，如果超过某种临界功率，等离子体相对论折射指数 $\Delta\eta_r$ 和束缚态电子折射指数 $\Delta\eta_a$ 可以独立地引起激光束的自聚焦。具有高斯剖面图的线极化激光，等离子体相对论聚焦的临界功率为

$$P_p = 2c(\eta/r_e)(\omega_0/\omega_p)^2, \quad (2)$$

式中

$$r_e = q^2/mc^2 = 2.82 \times 10^{-13} \text{cm} \quad (3)$$

是经典电子半径。气体中非线性聚焦的临界功率为

$$P_a = \lambda_0^2(2\pi\eta_0\eta_2). \quad (4)$$

这两个临界功率的比值远大于 1，且以激光频率的 4 次方定标：

$$R = R_p/P_a = 1.22 \times 10^{40} \eta_0 \eta_2 [\text{cm}^2/\text{W}] \\ (\lambda^4 [\mu\text{m}^4] n_p [\text{cm}^{-3}]), \quad (5)$$

式中 η_2 比例于原子气体密度 n_a 。对于 STP 典型气体 $n_p = n_a = 2.7 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ， $\lambda_0 = 0.35\mu\text{m}$ ，则 $R \approx 3011$ ，由此可得

$$P_a = 1.95 \text{GW}, \quad P_p = 5.87 \text{TW}. \quad (6)$$

在 $R \gg 1$ 情况下，在部分离化等离子体中，就激光聚焦而言，束缚电子的作用远大于自由电子。

3. 强激光在部分离化等离子体中的传播和极化电流

强激光在部分离化等离子体中的传播方程为

$$\nabla^2 E_L - C^{-2} \partial^2 E_L / \partial t^2 = C^{-2} 4\pi \partial J_T / \partial t, \quad (7)$$

式中 $J_T = \partial E_p / \partial t + J_p$ 是总电流密度， E_L 是激光电场， E_p 是与束缚电子相联系的极化电场^[5]：

$$E_p = (\chi^{(1)} + \chi^{(3)}(E_L \cdot E_L)) E_L, \quad (8)$$

式中 $\chi^{(1)}$ ($\chi^{(3)}$) 是和束缚电子相联系的线性 (三阶) 磁化率。束缚电子的时间平均折射指数 $\bar{\eta} = \eta_0 + \eta_2 I$ ，这里 $\eta_0 = (1 + 4\pi\chi^{(1)})^{1/2}$ 是线性折射指数， $\eta_2 = 8\pi^2\chi^{(3)}(\eta_0^2 C)$ 是非线性折射指数， $I = C\eta_0(E_L \cdot E_L)/4\pi$ 对于线极化场的表达式要成立，要求 $I \ll (\eta_0 - 1)/\eta_2$ ，即

$$a_0^2 \ll 7.32 \times 10^{-19} \lambda_0^2 [\mu\text{m}^2] (\eta_0 - 1) \eta_2^{-1} [\text{cm}^2/\text{W}].$$

对部分离化等离子体的 $\chi^{(3)}$ 进行一些估计。假设电荷态与原子序数相比比较小，因此，可期望部分离化等离子体的 $\chi^{(3)}$ 与中性原子的值同数量级。但是接近共振时 $\chi^{(3)}$ 和 $\chi^{(1)}$ 可能出现大的差异。在上述假设下，光的频率远低于任何原子共振态，离化原子与中性原子磁化率之比为

$$\chi_+^{(3)} / \chi^{(3)} \approx (V_1/V_1^+)^3, \quad (9)$$

式中 V_1 是中性原子的离化势， V_1^+ 是离化原子的离化势。对于金而言，

$$V_1 = 9.225 \text{eV}, \quad V_1^+ = 20.5 \text{eV}, \\ \chi_+^{(3)} / \chi^{(3)} \approx (V_1/V_1^+)^3 = 0.092. \quad (10)$$

平均离化态比原子序数小这个假设，隐含强度是低于次电荷态的离化阈值的，并且激光脉冲宽度足够短，以至于避免进一步电离。要注意的是 $\chi^{(3)}$ 与 R 成比例^[4]。

利用规范化矢势 a 采用库仑规范 $\nabla \cdot a = 0$ 写出波动方程，假设辐射场的形式为 $a = (a_p + a_+ + a_-) e_x$ ，与在 x 方向极化的平面波相一致，这里 a_p 是抽运波， a_\pm 是斯托克斯和反斯托克斯边频， e_x 是 x 方向单位矢量，并且 $|a_\pm| \ll |a_p|$ ，抽运波 a_p 和边频 a_\pm 分别为

$$a_p = a_0 \exp(i k_0 z - \omega_0 t) + \text{c.c.}, \quad (11)$$

$$a_\pm = a_\pm \exp(i k_0 \pm k_z z \pm k_\perp y - (\omega_0 \pm \omega^*)t) + \text{c.c.}, \quad (12)$$

式中 k_0, ω_0 是抽运波的波数和频率， $*$ 是复共轭，抽运波和边频的振幅是实数并分别由 a_0 和 a_\pm 给出。精确到 a 的三次方的等离子体电流密度^[6]为

$$J_p = qn_p c(1 + \partial n_p / \partial p - a \cdot a/2)a, \quad (13)$$

式中比例于 $a \cdot a$ 的项是由于电子质量的相对论变化。等离子体的扰动密度为

$$(\partial^2 / \partial t^2 + \omega_p^2) n_p / n_p = c^2 \nabla \cdot (a \cdot a)/2, \quad (14)$$

式中 $\nabla^2 = \partial^2 / \partial y^2 + \partial^2 / \partial z^2$ ，代进电流密度 J_p 和用 a 表示的极化场，波动方程变成

$$(\nabla^2 - c^{-2} \eta_0^2 - k_p^2) a = k_p^2 a \delta n_p / n_p - k_p^2 ((a \cdot a)a - R \omega_0^{-4} ((\partial a / \partial t \cdot \partial a / \partial t) \partial a / \partial t)), \quad (15)$$

式中 $k_p = \omega_p/c$ 。线极化抽运波的色散关系为

$$\eta_0^2 \omega_0^2 / c^2 - k_0^2 - k_p^2 + k_p^2 (\alpha_0 a_0^2 + 3Ra_0^2/8) = 0, \quad (16)$$

式中 R 由(5)式给出， $\alpha_0 = 3/8 - c^2 k_0^2 / (8(\omega_0^2 - \omega_p^2/4))$ 是由于相对论和非线性效应所致，色散关系中比例于 $3Ra_0^2/8$ 的项是束缚电子的非线性贡献，有可能

大于等离子体项 $\alpha_0 a_0^2 \approx a_0^2/4$, α_0 表达式的共振项, 即比例于 $(\omega_0^2 - \omega_p^2/4)^{-1}$ 的项是由于频率和波数为 $2\omega_0, 2k_0$ 的等离子体非线性引起。在现在的模型中有可能稍低于等离子体波的传播, 这是由于等离子体线性流被束缚电子的非线性极化流部分相消所引起。但是, 远低于等离子体频率的传播有可能被两个电磁场的拍频引起的等离子体非线性流消去等离子体线性流所获得, 这就称作等离子体中电磁引起的透明性^[4]。为了分析这种不稳定性, 可求解方程(15)连同 δn_p 的方程到量级 $a_0^2 a_{\pm}$, 可得

$$\begin{aligned} & (D_+ - \Omega_0^2(c^2(k^2 + k_{\perp}^2))D - 1 \\ & - 3R(\omega_0 + \omega)^2 - \omega_0^2)/2\omega_0^2)) \\ & \times (D_- - \Omega_0^2(c^2(k^2 + k_{\perp}^2))D - 1 \\ & - 3R(\omega_0 - \omega)^2 - \omega_0^2)/2\omega_0^2)) \\ & = \Omega_0^4(c^2(k^2 + k_{\perp}^2))D - 1 - 3R(\omega_0^2\omega^2)/2\omega_0^2)^2, \end{aligned} \quad (17)$$

式中 $D_{\pm} = \eta_0^2\omega^2 - c^2(k^2 + k_{\perp}^2) \pm 2(\eta_0^2\omega_0\omega - c^2k_0k)$, $\Omega_0^2 = \omega_p^2a_0^2/4$ 和 $D = \omega^2 - \omega_p^2$ 。在极限 $R \rightarrow 0$ 时, 方程(17)约化为以前的结果^[7, 8]。

4. 强激光部分离化等离子体的成丝不稳定性

部分离化等离子体中, 束缚电子对成丝不稳定性有强烈影响, 取 $k = 0$, AFI 的增长率为

$$\Gamma = (ck_{\perp}\omega_p/2\omega_0)(1 + 3R/2)a_0^2 - (ck_{\perp}/\omega_p)^2)^{1/2}. \quad (18)$$

从 $k_{\perp} = 0$ 到 $k_{\perp} = k_{\perp\max} = (\omega_p a_0/\sqrt{2}c)(1 + 3R/2)^{1/2}$, 峰值在 $k_{\perp} = k_{\perp\max}/\sqrt{2}$ 处, 其极大增长率是 $\Gamma = (\omega_p^2 a_0^2/8\omega_0)(1 + 3R/2)$ 。对于 $R = 0$, 通常的 RFI 的增长率恢复成全离化的情况, 而 $R \gg 1$ 时, 也恢复成在中性气体中通常的成丝不稳定性原来的情况。AFI 与 RFI 的峰值增长率之比是 $1 + 3R/2$, 它远大于 1。AFI 的影响是使激光在横向破裂成丝, 每个丝的横向大小 $r_{\perp} \approx 2/k_{\perp}$, 对于 $\lambda_0 = 0.35\mu\text{m}$, $I = 10^{14}\text{W/cm}^2$ 和 $I = 10^{15}\text{W/cm}^2$, 丝的横向大小分别为 1.1 和 $0.35\mu\text{m}$, 并且每个丝的功率粗略等于临界功率, 即

$$P = I\pi r_{\perp}^2 \approx (4\pi/k_{\perp}^2) \approx P_p/(1 + 3R/2) \approx P_a, \quad (19)$$

式中 $k_{\perp} = (\omega_p a_0/2c)(1 + 3R/2)^{1/2}$ 对应于极大增长率。这个模型假设激光脉冲横向尺寸大于 r_{\perp} 。对于

成丝不稳定性($k = 0$), 通常频率是纯虚数, 即 $\omega^2 < 0$ 。因此, 这种不稳定性随时间纯增长, 并且不传播出激光脉冲的横向之外。对于 $k = 0$, 等离子体波不在 AFI 中激发。图 1 表示不同 R 情况(钕玻璃倍频与三倍频光)AFI 的增长率随横向波数的变化。由图 1 可见, AFI 的增长率随横向波数的增加而增加, 横向尺寸越短, 增长率越大。图 2 表示 AFI 的极大增长率随激光强度的变化。在 $I_0^2 = 1.336 \times 10^{18}\mu\text{m}^2\text{W/cm}^2$ 以上时, 极大增长率随激光强度的增加变得更快。图 3 表示 AFI 的极大增长率随等离子体密度的增加而线性增加。

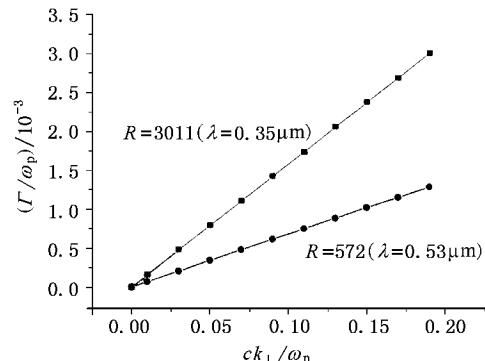


图 1 不同 R 情况 AFI 的增长率随横向波数的变化

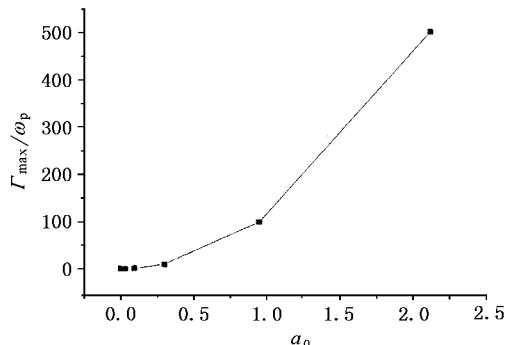


图 2 AFI 的极大增长率随激光强度的变化

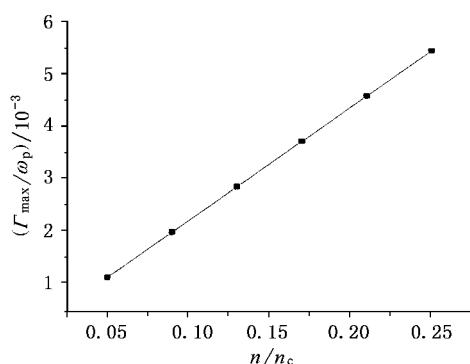


图 3 AFI 的极大增长率随等离子体密度的变化

- [1] Zhang J T 1999 *The Physics and Simulations of Laser Plasma Interaction*(Zhengzhou :Henan Science and Technology Press) pp173 and 243 [张家泰 1999 激光等离子体相互作用物理与模拟(郑州 河南科技出版社)第 173 和 243 页]
- [2] Zhang J T *et al* 1996 *Strong Microwaves Plasmas* **2** 492
- [3] Zhang J T *et al* 1991 *High Power Laser Particle Beams* **3** 33[in Chinese] 张家泰等 1991 强激光与粒子束 **3** 33]
- [4] Zhang J T *et al* 2001 *Acta Phys . Sin .* **50** 921[in Chinese] 张家泰等 2001 物理学报 **50** 921]
- [5] Sprangle P *et al* 1997 *Phys . Rev . Lett .* **79** 1046
- [6] Esarey E *et al* 1996 *IEEE Trans . Plasma Sci .* **PS-24** 252
- [7] Zhang J T *et al* 1994 *Acta Phys . Sin .* **43** 52[in Chinese] 张家泰等 1994 物理学报 **43** 52]
- [8] McKinstry J and Bingham R 1992 *Phys . Fluids B* **4** 2626

Filamentation instability of intense laser in partially ionized plasma^{*}

Zhang Jia-Tai¹⁾ Liu Song-Fen²⁾ Hu Bei-Lai²⁾

¹⁾ State Key Laboratory of Computational Physics , Institute of Applied Physics and Computational Mathematics , Beijing 100088 , China)

²⁾ College of Physical Science , Nankai University , Tianjin 300071 , China)

(Received 13 August 2002 ; revised manuscript received 9 September 2002)

Abstract

The difference between fully ionized and partially ionized plasmas lies in the presence of bound electrons. From this difference the propagation of intense laser pulse and the refraction index in a partially ionized plasma are analyzed. An atomic filamentation instability(AFI) can be significantly enhanced by bound electrons. The AFI in Au plasma-produced 0.35 and 0.53 μm wavelength laser light to irradiate golden target are analyzed and calculated. The results show that the growth rate of the AFI is substantially higher than that of the relativistic filamentation instability.

Keywords : laser plasma interaction , partially ionized plasma , filamentation instability

PACC : 5240 , 4230 , 5265 , 5235

* Project supported by the State Key Laboratory Fund(Grant No. 51480030101ZW0902), the National High Technology ICF Foundation of China , the National Natural Science Foundation of China(Grant Nos. 10175036 and 10276003), and the Science & Technology Funds of China Academy of Engineering Physics(Grant No.2000Z0206).