

# 相干与非相干激光成丝不稳定性的 数值模拟研究\*

张家泰 聂小波 苏秀敏

北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088

1993年3月12日收到

利用二维三温磁流体力学激光靶程序(CASTOR)数值模拟了相干光和诱导空间非相干(induced spatial incoherence ISI)光的成丝不稳定性。用求解激光传播方程和简化流体模型的方法研究了随机相位板(random phase plate RPP)光滑化技术对成丝不稳定性的影响。结果表明ISI和RPP去相干方法可以有条件地减弱或抑制成丝不稳定性。

PACC: 5240; 4230

## 一、引言

激光辐照的均匀性是多年来激光聚变研究者十分关心的问题。它直接关系到激光等离子体耦合效率和弹丸内爆的对称性。一般地讲,辐照均匀性分析可以分为大尺度和小尺度两种类型,大尺度辐照均匀性基本上由入射激光束的整体强度、光束内部的能量平衡和入射到靶丸上的几何决定,这种整体均匀性也许可控制在允许的极限之内。光束的细致结构、对小尺度不均匀性有响应,这是较难抑制和控制的。激光等离子体成丝不稳定性就是由这些小尺度不均匀性产生并发展起来的。

成丝是由入射光束强度的扰动引起的,当某个局部区域的光强增加时,可通过有质动力或增加碰撞吸收使此区域等离子体密度减少,折射光更易聚到较低密度区。进一步增强强度扰动,这是一个正反馈过程,可使光束破裂成很强的丝。由于成丝机制的差异,可分为有质动力成丝、热成丝和相对论成丝。前两种成丝是从高强度区域排出等离子体引起介电常数的变化,后者是通过在电磁波中的相对论抖动速度增加电子质量来影响介电常数。前两种机制在激光聚变等离子体中起作用,包括整个光束的类似过程称作自聚焦(self-focusing)。

成丝不稳定性引起局部区域激光强度升高、降低激光等离子体耦合效率、影响烧蚀压的均匀性。高强度成丝光可以引起或者加强其它有害的等离子体不稳定性,比如受激Raman散射(SRS)和双等离子体衰变(TPD)不稳定性。因为成丝的阈值较低

\* 国家自然科学基金及中国工程物理研究院基金资助的课题。

( $\sim 10^{13} \text{W/cm}^2$ ), 并且产生的条件对其它不稳定性是有利的, 它能有效降低其它不稳定性的阈值并增加其增长率, 这些不稳定性通过产生超热电子而降低耦合质量, 预热靶芯燃料, 减少增益. 成丝很难直接测量, 对其它现象的影响更难诊断, 所以理论研究和数值模拟尤为重要. 为了抑制成丝, 就要提高激光辐照的均匀性, 近年来研制和发展了一些新的去相干方法, 例如 ISI<sup>[1]</sup> 和 RPP<sup>[2]</sup> 方法, 还有谱色散光滑化<sup>[3]</sup> (smoothing by spectral dispersion) 和分布相板<sup>[4]</sup> (distributed phase plate). 实验证明, 采用去相干技术以后, 共振吸收(诊断  $2\omega$ ,  $\omega$  是激光频率)、SRS ( $\frac{1}{2}\omega$ ), TPD ( $\frac{3}{2}\omega$ ) 都有显著的减少. 本文利用二维三温磁流体力学激光靶程序, 求解激光传播方程和简化流体模型两种方法, 分别对相干光与 ISI, RPP 去相干光的成丝不稳定性进行了数值研究.

## 二、相干光与 ISI 光成丝效应的二维模拟

利用二维三温磁流体力学程序<sup>[5]</sup> 和求解激光傍轴波动方程耦合数值模拟相干光与非相干光的成丝效应, 主要求解连续性方程、动量方程和电子、离子、辐射的能量方程. 激光在介电函数为  $\epsilon(r)$  介质中传播的横向电场  $E$  满足 Helmholtz 方程<sup>[6]</sup>

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon E = 0. \quad (1)$$

考虑线性化的电子响应

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{eE}{m} - \nu_c u, \quad (2)$$

这里  $u$ ,  $e$  和  $m$  分别是电子速度、电荷和质量  $\nu_c$  是碰撞频率. 不难得到

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \left(1 - \frac{i\nu_c}{\omega}\right), \quad (3)$$

这里,  $\omega_p = \left(\frac{4\pi n e^2}{m}\right)^{\frac{1}{2}}$  是等离子体频率,  $\omega$  是激光频率,  $n$  是电子密度. 考虑沿着柱对称等离子体正  $z$  方向传播的激光, 利用

$$E(r, z) = \left[\frac{8\pi\omega}{k(z)c^2}\right]^{\frac{1}{2}} F(r, z) \exp\left(i \int_0^z k(z') dz'\right), \quad (4)$$

把  $E$  的慢变振幅与快变相位分离开来, 其中

$$k(z) = \frac{\omega}{c} [R_e \epsilon(0, z)]^{\frac{1}{2}} = \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2(0, z)}{\omega^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

假设  $F$ ,  $\omega_p$  和  $\nu_c$  在一个激光波长范围内变化很小, 则  $F$  满足的方程是

$$\frac{\partial F(r, z)}{\partial z} = \frac{i}{2k(z)} \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial F(r, z)}{\partial r} - q^2(r, z) F(r, z) \right) \right], \quad (6)$$

这里

$$q^2(r, z) = \frac{1}{c^2} \{ [\omega_p^2(r, z) - \omega_p^2(0, z)] - i\omega_p^2(r, z)\nu_c(r, z)/\omega \}, \quad (7)$$

引入空间吸收系数  $\alpha_s$

$$\alpha_s = 13.51 \bar{Z} \log A \frac{n^2}{n_c^2 \lambda_L^2 \left(1 - \frac{n}{n_c}\right)^{\frac{1}{2}} T_c^{\frac{3}{2}}}, \quad (8)$$

$q^2$  可改写成

$$q^2(r, z) = \frac{1}{c^2} [\omega_p^2(r, z) - \omega_p^2(0, z)] - ik(z)\alpha_s(r, z), \quad (9)$$

这里  $\bar{Z}$  是离子电荷数,  $n_c(\text{cm}^{-3}) \sim 1.1 \times 10^{21} \lambda_L^{-2}$  是临界密度,  $\lambda_L$  是激光波长,  $\log A$  是 Coulomb 对数<sup>[6]</sup>.

在方程(6)中, 等号右边第一项表示对激光束的衍射, 第二项表示对激光束的折射和吸收. 每单位体积的吸收功率是

$$P_{\text{abs}} = \alpha_s(r, z) |F(r, z)|^2, \quad (10)$$

轴向和径向有质动力分别是

$$f_z(r, z) = -\frac{\omega_p^2(r, z)}{2\omega^2} \frac{\partial}{\partial z} \frac{|F(r, z)|^2}{v_g(z)}, \quad (11)$$

$$f_r(r, z) = -\frac{\omega_p^2(r, z)}{2\omega^2} \frac{\partial}{\partial r} \frac{|F(r, z)|^2}{v_g(z)}, \quad (12)$$

这里

$$v_g(z) = \frac{c^2 k(z)}{\omega}. \quad (13)$$

ISI 激光束在聚焦面上的激光强度是

$$I(r) = I_0 N^{-2} \left| \sum_{n=1}^N \exp i \left( \Phi_n(t) - \frac{nkrD}{F_L} \right) \times \sin c \left( \frac{krD}{2F_L} \right) \right|^2, \quad (14)$$

这里  $N$  表示梯形光栅(图 1)的阶数,  $D$  表示梯宽,  $k$  是波数

$$k = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_L}, \quad (15)$$

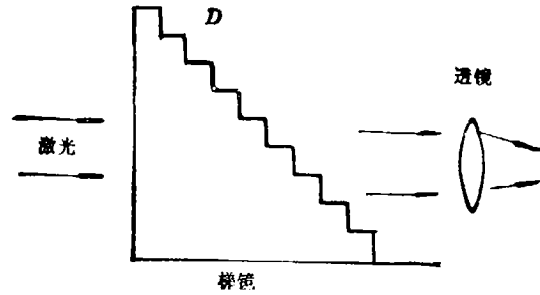


图 1 ISI 结构图

$\omega$  是激光频率,  $c$  是光速,  $I_0$  是无相位延迟的焦点上 ( $r=0, z=F_L$ ) 的激光强度.  $\Phi_n(t)$  是经过梯形光栅后每个小束的随机相位.

$$\sin c(R) = \sin(krD/2F_L)/(krD/2F_L) \quad (16)$$

是在激光焦斑上电场的衍射包络.  $R =$

$\lambda_L F_L / D$  是 ISI 束的焦斑半径. 相位  $\Phi_n(t)$  在激光的每个相干时间间隔  $t_c$  内随机选择. 这个入射束的重要特点是横向相位分布在短时间间隔内应该随机变化. 当  $N$  比较大时, (这里  $N$  最大可到 60) 激光强度  $I(r)$  由  $\text{sinc}^2(R)$  调制的许多峰组成. 我们模拟了均匀等离子体  $n = 0.2n_c$ ,  $\lambda_L = 1.06 \mu\text{m}$  和具有线性密度梯度的非均匀等离子体的激光成丝情况. 图 2 和图 3 表示激光强度和电子密度的横向变化. 图 2 表示相干光均匀等离子体

的情况。图 3 表示 ISI 光束 ( $N = 40$ ) 均匀等离子体的情况。由图 3 可见相干光的成丝随着时间增加不断增长,到几十皮秒以后,形成密度坑的宽度约是  $1-10\mu\text{m}$  的范围,ISI 光束可以抑制或减弱成丝,对于  $1.06\mu\text{m}$  的激光还不能彻底消除。更短波长的,比如  $0.35\mu\text{m}$  以下的激光可以彻底消除成丝。非均匀等离子体比均匀等离子体的成丝效应更强。

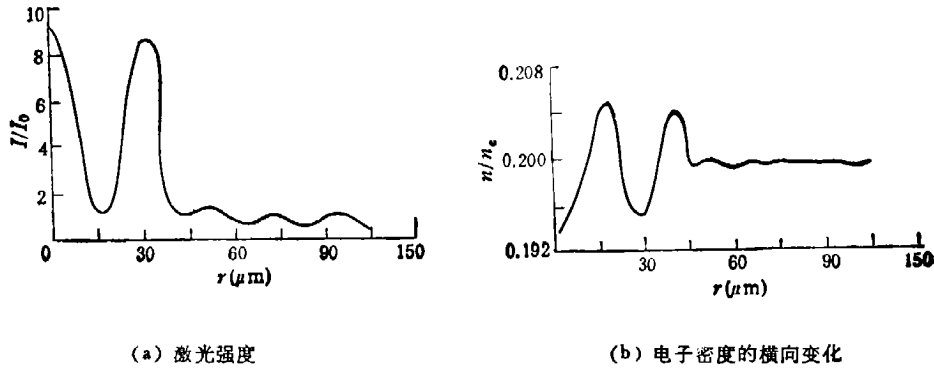


图 2 相干光在均匀等离子体 ( $n = 0.2n_e$ ) 中的成丝

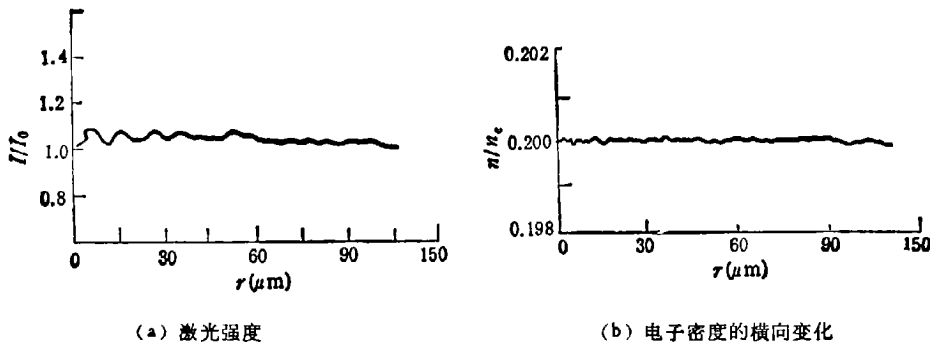


图 3 ISI 光束在均匀等离子体 ( $n = 0.2n_e$ ) 中的成丝

### 三、RPP 方法与有质动力成丝

这里用离子声波方程和激光传播方程研究激光等离子体有质动力成丝与 RPP 技术的影响<sup>[9]</sup>。

#### 1. 基本方程

由 Maxwell 方程和介质方程  $D = \epsilon E, H = B$  可以导出

$$\nabla^2 E + \nabla(\nabla \cdot E) = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon E), \quad (17)$$

介电常数

$$\epsilon = \epsilon_R + i\epsilon_I, \quad (18a)$$

$$\epsilon_R = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{n_0}, \quad (18b)$$

$$\varepsilon_l = -\omega_p^2 v_{ei} / \omega_L^3 = \frac{c^2}{\omega_L} \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}} K_b, \quad (18c)$$

$$K_b = K_L^0 \frac{\lambda_L^2 \rho^2 n_e n_i \ln \Lambda_L}{T_e^2 \sqrt{1 - \frac{n_e}{n_c}}}, \quad (18d)$$

$$\ln \Lambda_L = \max[1, \ln(A_L T_e / A T_e)], \quad (18e)$$

式中  $n_e, n_i$  分别是电子、离子数密度,  $\rho$  是等离子体质量密度,  $T_e$  是电子温度,  $\omega_L, \lambda_L$  是激光频率、真空中的波长,  $K_L^0 A_L$  是常数. 假设定态线偏振光场

$$\mathbf{E} \rightarrow \hat{e}_x \frac{1}{2} E(y) e^{i\omega_L t} + \text{c.c.}, \quad (19)$$

(17)式可化为

$$\partial^2 \mathbf{E} = -\varepsilon \mathbf{E}. \quad (20)$$

上式已无量纲化. 单位分别是: 长度  $\frac{\lambda_L}{2\pi}$ , 波矢  $k_L$ , 密度  $n_c$ , 电场  $E_0$ ,  $n_c$  是临界密度. 作

变换

$$E(y, z) = \psi(y, z) e^{-i \int_0^z k_{zR} dz}, \quad (21a)$$

$$\psi(y, z) = \varphi(y, z) \frac{1}{k_{zR}^{\frac{1}{2}}} e^{\frac{i}{2} \int_0^z dz \frac{\varepsilon_{zL}}{k_{zR}}}, \quad (21b)$$

式中  $k_{zR} = \varepsilon_{zR}^{\frac{1}{2}}$ , 下角标 0 表示未扰动密度时的物理量值. 把 (21a), (21b) 式先后代入(20)式并忽略  $\frac{\partial^2}{\partial z^2} \psi$  项得

$$\left( 2i k_{zR} \frac{\partial}{\partial z} - \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \Phi(y, z) = \delta \varepsilon \Phi(y, z), \quad (22a)$$

$$\delta \varepsilon = \varepsilon - \varepsilon_0. \quad (22b)$$

$\partial^2 \psi$  项当接近临界面时不能被忽略.

由离子声波方程

$$(\partial_t^2 - c_i^2 \nabla^2) \ln n_e = \nabla^2 c_i^2 + 2 \nabla \cdot |E|^2, \quad (23a)$$

$$\alpha = \frac{z e^2}{4 m_e m_i \omega_L^2}, \quad (23b)$$

$$c_i^2 = k_B \frac{z T_e + T_i}{m_i} \quad (23c)$$

考虑定态, 有质动力成丝, 并假设  $z$  方向分量自动平衡得

$$\frac{\partial^2}{\partial \alpha^2} \ln n_e = -\frac{\alpha}{c_i^2} \frac{\partial^2}{\partial y^2} |E|^2. \quad (24)$$

与前面同样的单位无量纲化, 并积分上式, 得

$$n_e = c_i e^{-\tau_p |E|^2}, \quad (25a)$$

$$c_1 = n_0(z) \left[ \int e^{-\tau_p |E|^2} dy \right]^{-1} Y_N, \quad (25b)$$

$$\tau_p = \frac{2\pi I_0 c^2}{c m_0 \omega_L^2 T_e K_B \left( 1 + \frac{1}{z} \right) \sqrt{\epsilon_{0R}}}, \quad (25c)$$

式中  $I_0$  为相应  $E_0$  的激光强度,  $k_B$  为玻耳兹曼常数。(25)式代入(22)式,得到一个  $\Phi(y, z)$  的二维非线性薛定格方程。我们在  $y$  的方向给周期边界条件,  $z = 0$  给入射激光条件。在每个  $\Delta z$  步长把它化成两个方程的迭加,应用快速傅里叶变换 (FFT) 求解。

## 2. 高斯光束成丝

入射激光沿  $y$  轴为高斯分布,即  $z = 0$  时给定

$$\Psi = \exp\left(-\frac{y^2}{2a_0^2}\right).$$

取  $a_0 = 20\lambda_L$ ,  $n = 0.5n_c$ , 对不同  $\tau_p$  值 (0.00125—0.05) 得到了激光成丝图象以及成丝长度  $l_{sp}$ , 成丝强度  $I_{max}/I_0$ 。

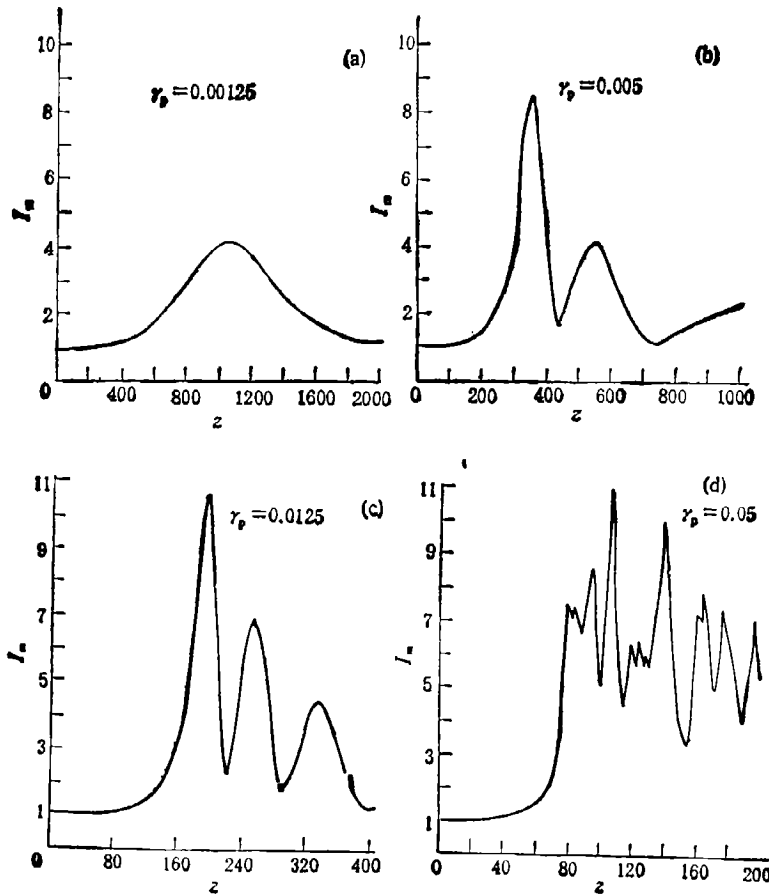


图 4  $I_{max}$  随  $z$  的变化

图 4(a) 至 (d) 是不同  $\tau_p$  值下  $I_{max} = \max\{I\}$  随  $z$  的变化。在激光强度较大时,

( $\gamma_p = 0.05$ ) 可以看到第一成丝强度被后面的峰值超过。图 5 示出不同  $z$  处激光强度

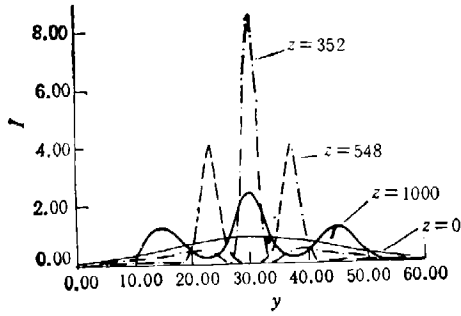


图 5  $I$  随  $y$  的分布

$I$  沿  $y$  的分布。可以看到峰分裂现象，先是一个峰变成两个峰，又变成三个峰。数估结果表明当  $z$  继续增加时将会出现更多的峰。

图 6(a), (b) 示出成丝强度和成丝长度随  $(\gamma_p a_0^2 / \lambda_L^2)$  的变化。实线是近似解析理论预估结果<sup>[9]</sup>。由这两图可见成丝强度随  $\gamma_p$  变化与解析结果不太相符。成丝距离随  $\gamma_p$  变化与解析结果相符。

$$\ln I_m / I_0 = 2.76 + \ln [2.5 \gamma_p (a_0 / \lambda_L)^2], \quad (26a)$$

$$\ln l_p = 6.55 - \frac{1}{2} \ln [2.5 \gamma_p (a_0 / \lambda_L)^2]. \quad (26b)$$

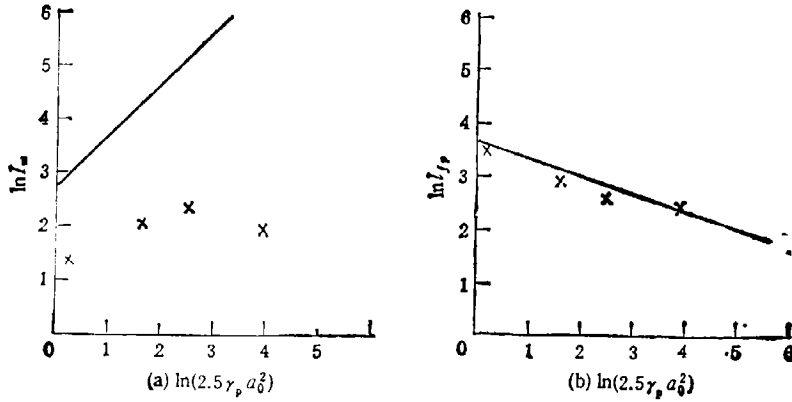


图 6  $I_m$  和  $l_p$  随  $\gamma_p a_0^2$  的变化 实线是近似理论结果

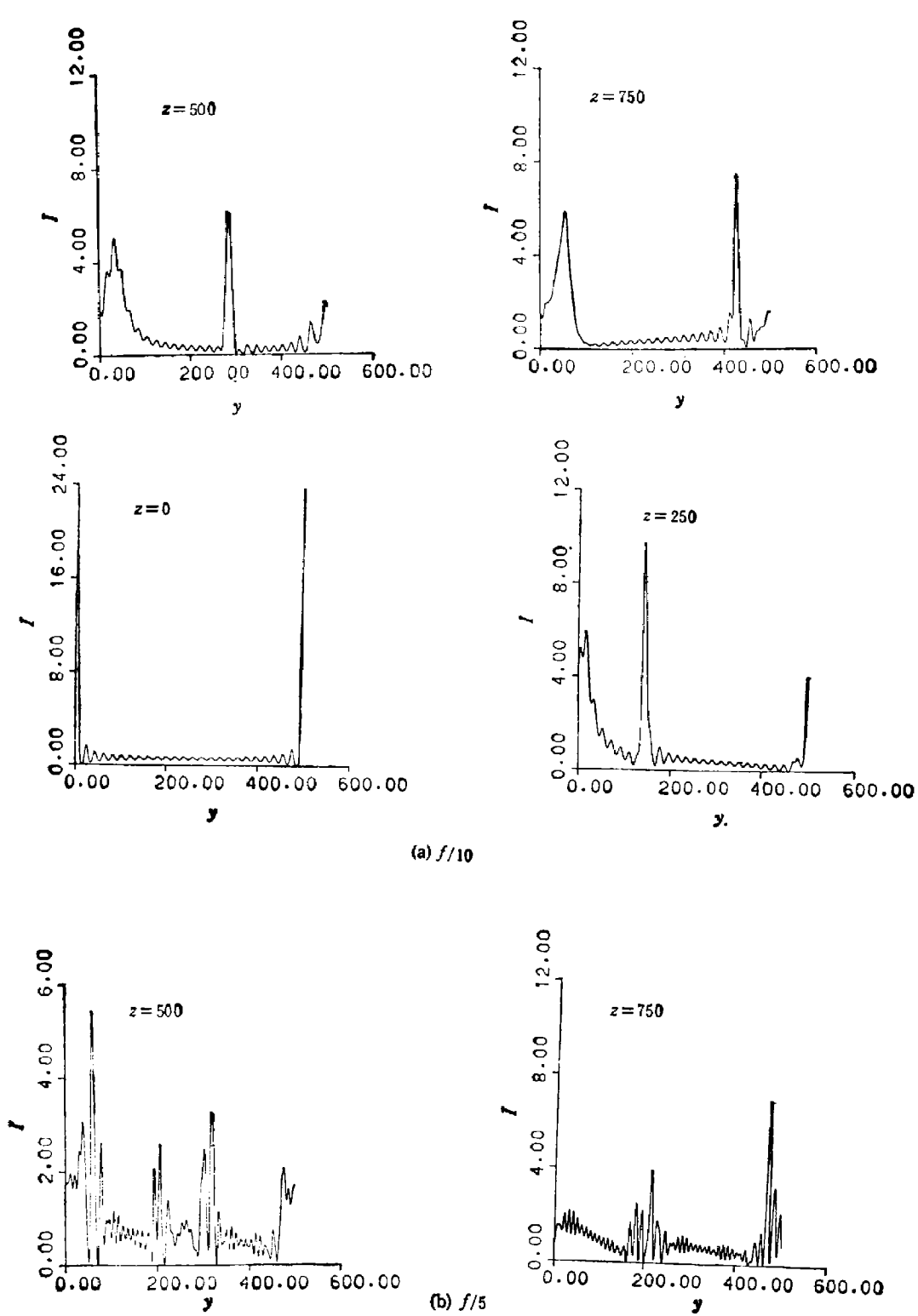
### 3. RPP 方法与复杂激光位形成丝

现在考虑较一般的人射激光

$$E = a_0 + \sum_{l=-L}^L a_l \exp[iK_{\min} l y + \varphi_R(l)].$$

按照  $a_1, a_0, \varphi_R$  的取值我们模拟三种类型的人射激光。I. 相干光微扰  $\varphi_R = 0, a_1 = 0.1 a_0$ 。II. 非相干光微扰  $a_1 = 0.1 a_0, \varphi_R(1)$  随  $l$  取不同值而随机在  $[0, 2\pi]$  间取值。III. RPP 光  $a_1 = a_0, \varphi_R(1)$  随机在  $[0, 2\pi]$  取值。模拟使用的横向尺度  $Y_N = 500 \lambda_L$ ，加非常数模  $L = 25, K_{\min} = \frac{F}{2L}$ ， $F$  是透镜光学数  $f/\#$ 。对不同  $\gamma_p$ ，不同光学  $f/\#$  进行了数值模拟。

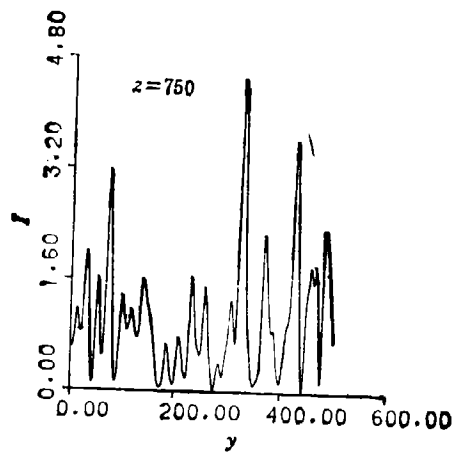
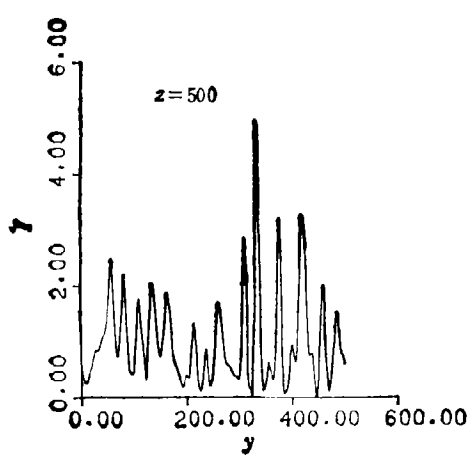
结果表明，最大的成丝强度与高斯单模成丝类似，变化不大。这说明模相互作用在有质动力成丝中对强度影响不大。但是激光横向分布有较大变化。下面对横向分布进行分析。图 7(a), (b) 是  $\gamma_p = 0.00125, f = 10, 5$  两种光学条件下相干微扰入



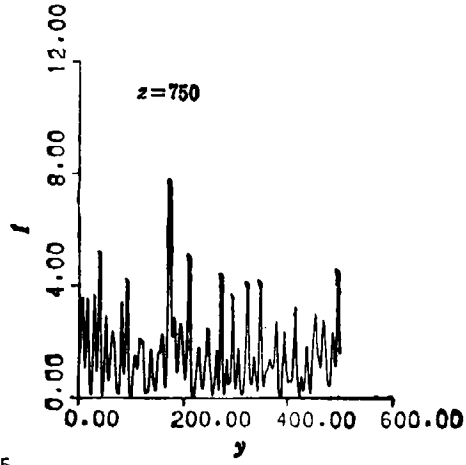
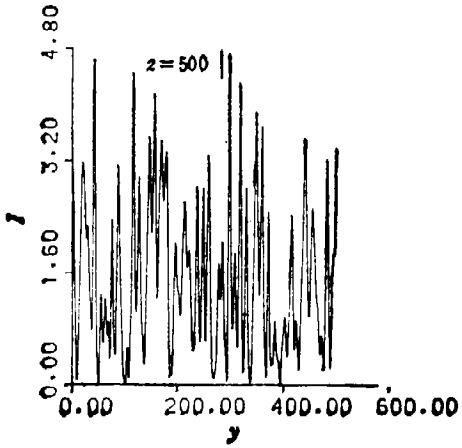
(a)  $f/10$

(b)  $f/5$

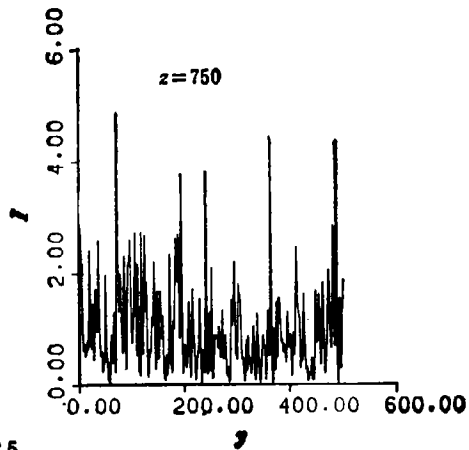
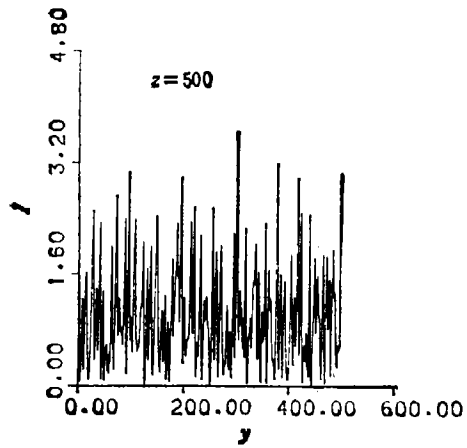
图7 相干光  $I$  随  $y$  的分布



(a)  $f/10$

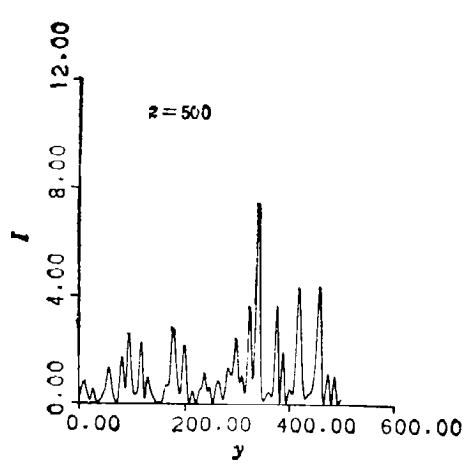


(b)  $f/5$

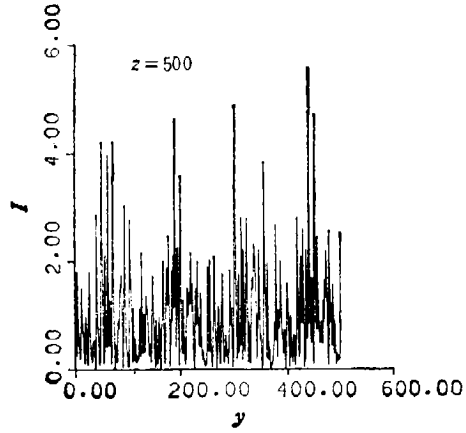
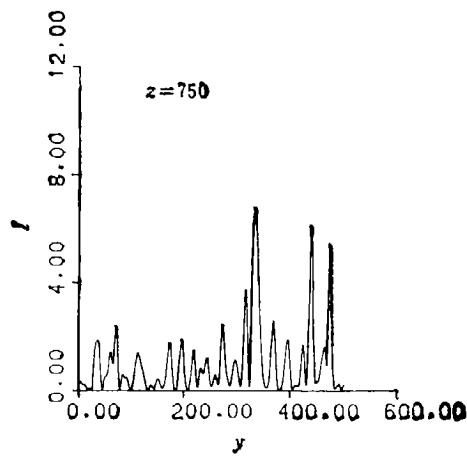


(c)  $f/2.5$

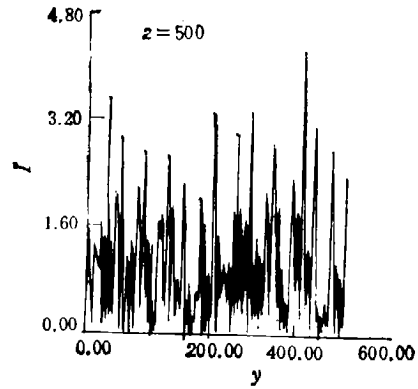
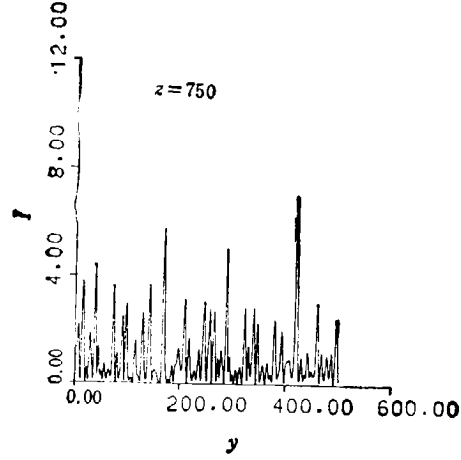
图8 非相干微扰光  $I$  随  $y$  的分布



(a)  $f/10$



(b)  $f/5$



(c)  $f/2.5$

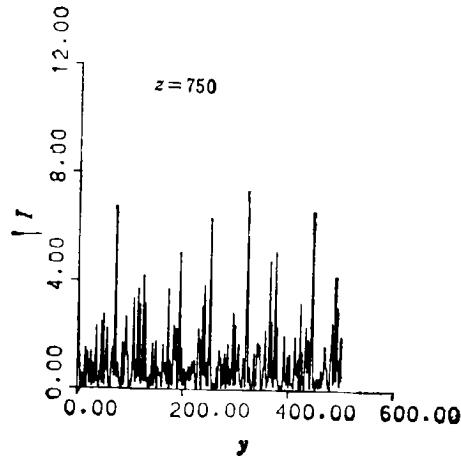


图9  $\gamma_p = 0.00125$  时 RPP 光,  $I$  随  $y$  的分布

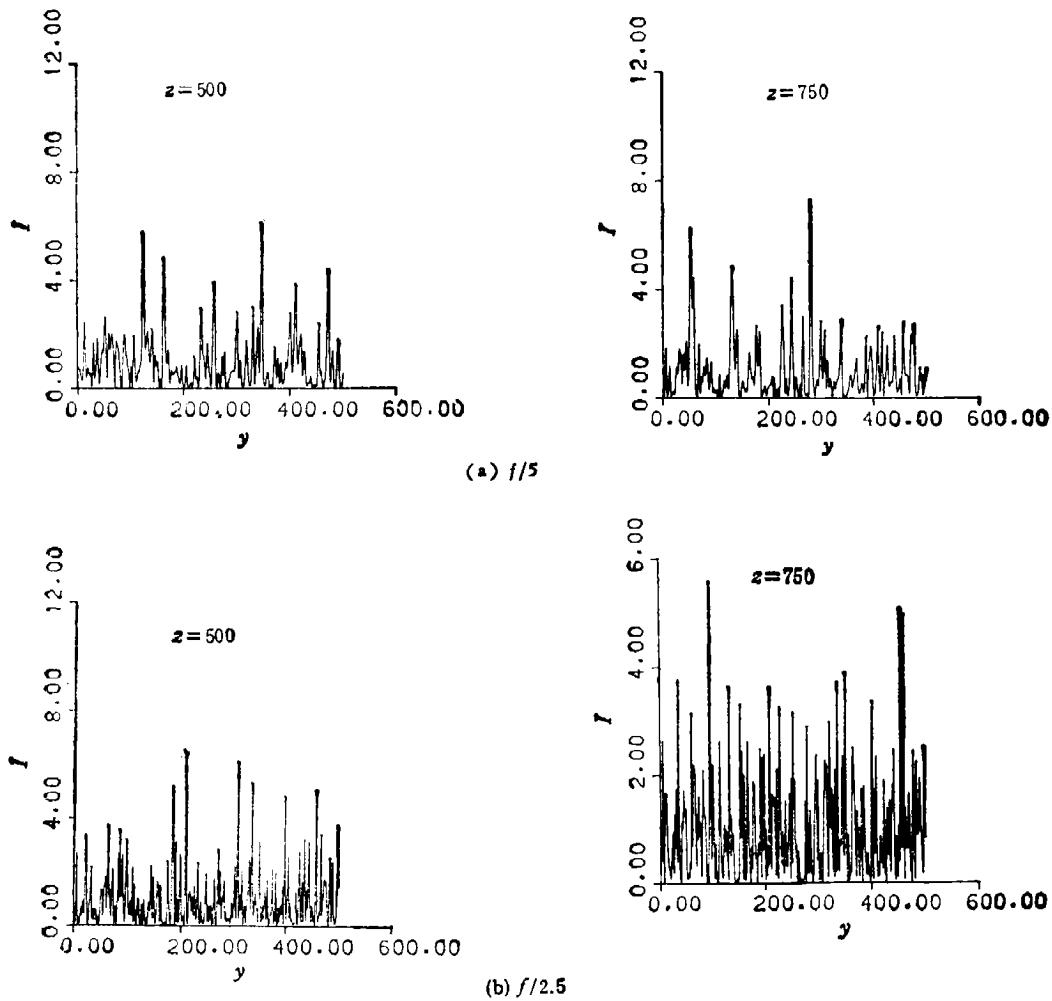


图 10  $\tau_p = 0.0125$  时 RPP 光,  $I$  随  $y$  的分布

射激光的结果, 激光位形出现严重的大尺度非均匀性. 图 8(a),(b),(c) 与图 7 的  $\tau_p$  相同,  $f = 10, 5, 2.5$  三种情况下作相干微扰入射激光的结果. 激光位形有大尺度非均匀性, 但比图 7 要均匀一些. 图 9(a),(b),(c) 是相同  $\tau_p$ ,  $f = 10, 5, 2.5$  三种情况的 RPP 技术产生的入射激光的结果. 可以看到  $f = 10$  时仍有较大的大尺度非均匀性. 但  $f \leq 5$  时, 大尺度非均匀性已被较好消除. 图 10(a),(b) 是  $\tau_p = 0.0125$ ,  $f = 5, 2.5$  的结果. 可见  $f = 2.5$  时能更好地抑制大尺度非均匀性. 综上可知 RPP 方法与快光学 (小  $f/\#$  数) 能够有效地抑制成丝引起的大尺度非均匀性. 当  $\tau_p$  增加时, 需要更小的  $f/\#$  数. 从数值结果可以看到 RPP 方法实际上是用小尺度的非均匀性消除了大尺度的非均匀性.

#### 四、结 语

相干激光束与 ISI 激光束在均匀与非均匀等离子体的成丝效应, 利用二维磁流体力

学程序与求解激光傍轴波动方程相耦合的方法进行了研究。在低密度 ( $n = 0.2n_c$ ),  $\lambda_L = 1.06\mu\text{m}$  当  $N \geq 40$  时 ( $D$  固定), 有质动力成丝和热成丝均有效地减少。  $N \leq 20$ , 或相干光束, 从横向密度和激光强度分布表明, 存在着明显的成丝效应。成丝的渡越时间 (dwell time) 为激光的相干时间 ( $\sim 1\text{ps}$ ) 到几十皮秒。不论是热成丝或是有质动力成丝均与激光强度、带宽相当敏感。减低带宽或增加激光强度产生实质上相同的效应。一般 ISI 光束的带宽是  $\frac{\Delta\omega}{\omega} \sim 0.1\%$  效果较好, 非均匀等离子体中成丝效应更强。ISI 在所有的情况下都能减弱成丝, 对波长  $< 0.35\mu\text{m}$  宽带激光能完全抑制成丝。RPP 方法与快光学 ( $f/\# < 5$ ) 配合能够抑制成丝引起的较大尺度非均匀性, 当  $\tau_p$  (正比于  $L\lambda_i/T_e\sqrt{1-n_e/n_c}$ ) 增加时要求更快的聚焦(小  $f/\#$  数)。RPP 方法与快光学配合是用小尺度的非均匀性消除较大尺度的非均匀性。

感谢贺贤士、常铁强教授和基金课题组同志对本工作的有益讨论和支持。

- [1] S. P. Obenschain and R. H. Lehmberg, U. S. Patent NO. 4521075.
- [2] Y. Kato and K. Mima, *Appl. Phys.*, **B29** (1982), 186.
- [3] S. Skupsky, R. W. Short *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **66**(8) (1989), 3456.
- [4] T. Kessler *et al.*, *LLE Rev.*, **33** (1987), 1.
- [5] 张家泰等, 核聚变与等离子体物理, **8**(1)(1988)1.
- [6] 张家泰、苏秀敏, 强激光与粒子束, **3**(1)(1991)33.
- [7] R. Rankin, C. E. Capjack and C. R. James, *Phys. Fluids*, **B1** (12) (1989), 2437.
- [8] Y. Kato *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53** (1984), 1057.
- [9] A. J. Schmitt *et al.*, *Phys. Fluids*, **31** (1988), 3079.

## NUMERICAL SIMULATION STUDIES ON FILAMENTATION IN COHERENCE AND INCOHERENCE LASER

ZHANG JIA-TAI   NIE XIAO-BO   SU XIU-MIN

*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088*

(Received 12 March 1993)

### ABSTRACT

The filamentation instabilities in coherence and induced spatial incoherence laser beam have been investigated by computer simulation using a two-dimensional three-temperature MHD laser target code. A numerical analysis is employed based on the random phase plate smoothing techniques and resolving of laser beam propagation equations for the coupled simplified hydrodynamic model to derive the effects on the filamentation instability. These results show that the filamentation instabilities may be suppressed or eliminated under some conditions.

**PACC:** 5240; 4230