

## 激光等离子体密度条纹的产生和衰减\*

顾敏\*\*

(中国科学院上海光机所)

H. Hora

(University of New South Wales, Theoretical Physics Department, Australia)

### Generation and relaxation of density ripples in laser produced plasmas

Gu Min

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai)

H. Hora

(Dept. of Theoretical Physics, University of New South Wales, Australia)

**提要:** 本文报道一个新的激光与等离子体相互作用的宏观理论。根据宏观流体动力学的双流体模型,计算机数值模拟的结果表明,由于激光等离子体密度条纹的产生和衰减的周期性导致了入射激光反射率的周期性变化,说明激光与等离子体的相互作用过程不是连续的。该理论能成功地解释近年来的实验结果。利用宽频带激光打靶和无规位相片可以抑制密度条纹,提高激光能量向等离子体输运的效率。

**关键词:** 激光等离子体,密度条纹

### 一、引言

在激光核聚变中,激光与等离子体的相互作用是一个非常复杂的过程,它直接影响了激光能量向靶丸输送的效率。近年来,许多实验结果表明,激光与等离子体的相互作用过程不是连续的。如 $2\omega_0$ 和 $3\omega_0/2$ 谐波的时间分辨谱不是连续分布,而是有一个 $10\sim 30$  ps的发射周期<sup>[1~3]</sup>。入射激光的反射率几乎在百分之几至百分之百内周期地变

化<sup>[1]</sup>。此外,双层等离子体势的产生也具有10 ps的时间脉冲<sup>[4,5]</sup>。

迄今,对于这种激光与等离子体的间歇相互作用过程还未有理论作解释。最近,我们在IBM3090型巨型计算机上,利用新的计算技术将双流体、双温度模型<sup>[6~8]</sup>推广到能

收稿日期: 1989年1月12日。

\* 部分内容曾在1988年11月的国际激光与等离子体相互作用会议上宣读(悉尼)。

\*\* 现为新南威尔士大学(University of New South Wales)的博士后, Research Associate 和 Gordon Godfrey 访问学者。

分析在 20 ps 或更长时间内的激光与等离子体相互作用过程。理论结果表明, 等离子体密度条纹的产生和衰减呈现周期性, 这导致了激光与等离子体的间歇相互作用。

## 二、宏观流体动力学的 双温度、双流体模型

通常人们假设等离子体是准中性的, 即  $Zn_i \approx n_e$ 。在这个假设下理论不能解释激光等离子体表面的电场结构。为了能描写激光等离子体的双介质层的产生以及有关的电场动力学性质, Hora 等人提出了无电中性假设的双流体、双温度模型<sup>[6~8]</sup>, 即电子和离子流体由 Poisson 方程耦合。此外, 这个模型还包括了 Coulomb 碰撞、热平衡时间、非线性响应、非线性力、气体动力学响应和激光场等许多影响, 它能较全面地描写激光与等离子体的相互作用过程。如用这个模型较满意地解释了实验中所观察到的大尺度二次谐波的现象<sup>[9~12]</sup>。

对于一维问题(假设在  $x$  方向), 我们可以把主要方程作如下表示<sup>[6~8]</sup>:

### 2.1 连续性方程

根据质量守恒原理, 电子和离子流体元应满足连续性方程

$$\frac{\partial n_e m_e}{\partial t} + \frac{\partial n_e m_e v_e}{\partial x} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_i m_i}{\partial t} - \frac{\partial m_i n_i v_i}{\partial x} = 0 \quad (2)$$

其中  $n_e$  ( $n_i$ )、 $m_e$  ( $m_i$ )、 $v_e$  ( $v_i$ ) 分别是电子(离子)的密度、质量和速度。

### 2.2 动量守恒方程

双流体系统的动量守恒方程为

$$\frac{\partial(n_e m_e v_e)}{\partial t} = -\frac{\partial(n_e m_e v_e^2)}{\partial x} - \frac{\partial P_e}{\partial x} - n_e e E - n_e m_e \nu(v_e - v_i) + f_{NL} \quad (3)$$

$$\frac{\partial(n_i m_i v_i)}{\partial t} = -\frac{\partial(n_i m_i v_i^2)}{\partial x} - \frac{\partial P_i}{\partial x}$$

$$+ n_i Z_e E + n_e m_e \nu(v_e - v_i) + \frac{m_e}{m_i} f_{NL} \quad (4)$$

其中右边第一项是流体无流动所引起的动量变化; 第二项是热力学气体压力对动量的影响。即

$$P_e = n_e k T_e \quad (5)$$

$$P_i = n_i k T_i \quad (6)$$

第三项是电荷分离产生的静电场  $E$  对动量的影响,  $Z$  为离化度; 第四项描写电子与离子碰撞所引起的动量变化; 最后一项是激光场作用下的非线性力密度<sup>[13]</sup>。

### 2.3 能量守恒方程

对双流体系统, 内能和动能的变化主要由下列因素决定: (a) 气体压力对能量的影响; (b) 静电场  $E$  对能量的影响; (c) 电子与离子相互作用(碰撞)对能量的影响; (d) 热导对能量的影响; (e) 热传输引起的能量变化; (f) 流体对外场的热吸收。因此, 最后的能量守恒方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial(m_e n_e \varepsilon_e)}{\partial t} = & -\frac{\partial(m_e n_e \varepsilon_e v_e)}{\partial x} - P_e \frac{\partial v_e}{\partial x} \\ & - \frac{3}{2} \tau^{-1} k n_e (T_e - T_i) \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) + W_L \quad (7) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(m_i n_i \varepsilon_i)}{\partial t} = & -\frac{\partial(m_i n_i \varepsilon_i v_i)}{\partial x} - P_i \frac{\partial v_i}{\partial x} \\ & + \frac{3}{2} \tau^{-1} k n_e (T_e - T_i) \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa_i \frac{\partial T_i}{\partial x} \right) \quad (8) \end{aligned}$$

其中  $\varepsilon_e$  ( $\varepsilon_i$ ) 为电子(离子)流体元的内能, 即

$$\varepsilon_e = 3kT_e/2m_e \quad (9)$$

$$\varepsilon_i = 3kT_i/2m_i \quad (10)$$

$\tau$  为热平衡时间,  $\kappa_e$  ( $\kappa_i$ ) 为电子(离子)的热导系数;  $W_L$  是流体对外场的吸收。

### 2.4 Poisson 方程

电子与离子间的耦合是通过 Poisson 方程

$$\frac{\partial E}{\partial x} = -4\pi e(n_e - Zn_i) \quad (11)$$

## 2.5 波动方程

如果一个频率为  $\omega$  的平面波

$$E_{sL} = E_{L\omega}(x, t) \sin \omega t \quad (12)$$

入射到等离子体中, 其中  $E_{L\omega}(x, t)$  是时间变量的慢变振幅函数, 则  $E_{L\omega}$  是(13)式波动方程解的实部

$$\nabla^2 E_L + \tilde{n}^2 \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 E_L = 0 \quad (13)$$

这里  $\tilde{n}$  为等离子体的光学折射率, 即

$$\tilde{n}^2 = 1 - \omega_p^2 / [\omega^2 (1 + i\nu/\omega)] \quad (14)$$

其中  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m_e$  是等离子体频率,  $\nu$  是 Coulomb 碰撞频率<sup>[14]</sup>, 即

$$\nu = \left( \frac{m_e \pi}{2} \right)^{1/2} \frac{\omega_p^2 e^2 Z \ln A}{16(kT_e + I/n_e c)^{3/2}} \quad (15)$$

这里  $n_c$  是等离子体临界密度 ( $\omega_p = \omega$ )。由(13)式可得激光光强  $I$  为

$$I = \frac{c}{8\pi} E_{L\omega}^2 \quad (16)$$

而非线性力  $f_{NL}$  和热吸收分别为

$$f_{NL} = -\frac{\omega_p^2}{8\pi\omega^2} \sin(\omega t) \frac{\partial E_{L\omega}^2}{\partial x} \quad (17)$$

$$W_L = (I \cdot 2\omega/c) I_m(\tilde{n}) \quad (18)$$

## 三、数值分析的方法和条件

对于上述描写双流体系统的非线性偏微分方程组, 必须借用大型计算机才能进行数值分析。通常, 用于研究激光等离子体相互作用的计算程序都用 Lagrangean 差分方法。使用这种方法意味着作了电中性的假设, 所以对双流体系统不能使用 Lagrangean 差分方法。为了求解第二节中的方程, Hora 等创立了一种新的计算方法, 即 Eulerian 差分方程<sup>[6, 7]</sup>。对于连续性方程 (1)、(2) 和动量守恒方程 (3)、(4), 用两步 Lax-Wendroff 方法来求解<sup>[15]</sup>; 能量守恒方程 (7)、(8) 和 Poisson 方程 (11) 采用隐格式差分方程求解, 而波动方程 (13) 用显格式差分方程求解。每

一步时间、空间差分的完成由一步主差分 and 一步副差分组成。为了能分辨静电场  $E$  和激光场的高频振荡, 时间和空间步长必须满足关系:

$$\Delta t = 0.1/\omega_{pm} \quad (19)$$

$$\Delta x = 0.1\lambda/2 \quad (20)$$

其中  $\omega_{pm}$  为等离子体频率的最大值,  $\lambda$  为入射激光波长。对波动方程 (13) 的解析分析表明<sup>[8]</sup> 空间步长  $\Delta x$  随  $I^{1/4}$  变化。一般来说, 时间步长  $\Delta t$  小于  $10^{-16}$  s, 因此, 长时间 (~几个 ps) 的激光与等离子体的非线性相互作用会产生伪短波长振荡。应用数值光滑技术<sup>[16]</sup> 可以消除这种数值计算误差, 则该 Eulerian 差分方程可以分析在 2 ps 时间内的激光与等离子体相互作用过程。为了克服这种时间限制, 我们将数值光滑技术应用于激光与等离子体的交接界, 可以成功地消除电子速度、温度和静电场的两维伪振荡, 将程序推广到能分析 20 ps 或更长时间内的激光与等离子体相互作用的动力学的过程。

在下面的数值计算中, 等离子体是线性密度分布, 其厚度为  $15 \mu\text{m}$ 。在  $x=0$  和  $x=15 \mu\text{m}$  处, 等离子体密度分别为  $0.5 \times 10^{21} \text{cm}^{-3}$  和  $10^{21} \text{cm}^{-3}$ 。初时条件为

$$T_e(t=0, x) = T_i(t=0, x) = 15 \text{eV} \quad (21)$$

$$v_e(t=0, x) = v_i(t=0, x) = 0 \quad (22)$$

$$n_e(t=0, x) = n_i(t=0, x) \quad (23)$$

在第一个 0.5 ps 内, 没有激光作用于等离子体, 即等离子体自由膨胀。在  $t=0.5$  ps 时, 波长为  $1.06 \mu\text{m}$ 、光强为  $10^{14} \text{W/cm}^2$  的激光入射在  $x=0$  处。在整个计算过程中, 时间和空间步长分别为  $0.5 \text{fs}$  和  $0.1 \mu\text{m}$ 。

## 四、数值计算结果

所有数值计算的结果列于图 1~8 中。

图 1、2 分别表示电子和离子密度条纹的产生和衰减过程。随着时间的增加, 在初时密度轮廓上会出现密度条纹。当  $t=7.0 \text{ps}$

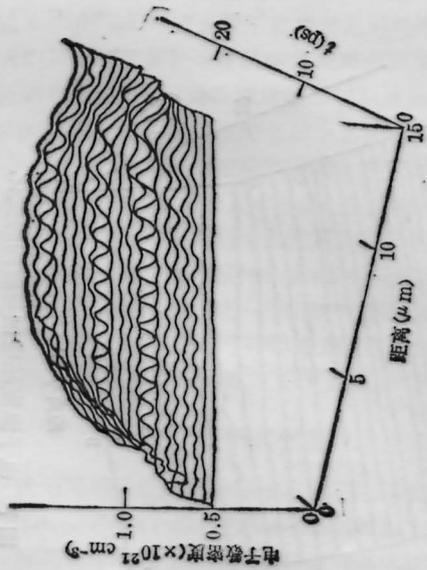


图1 电子数密度随空间与时间的变化  
输入激光强度为  $10^{14}$  W/cm $^2$  显示出密度波纹的脉动

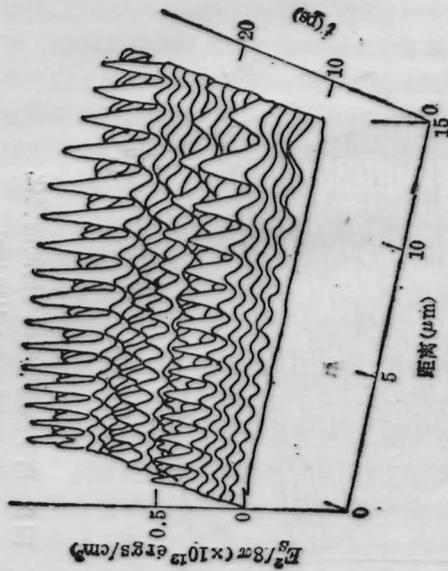


图3 等离子体中激光能量密度随空间与时间的变化  
输入激光强度  $10^{14}$  W/cm $^2$

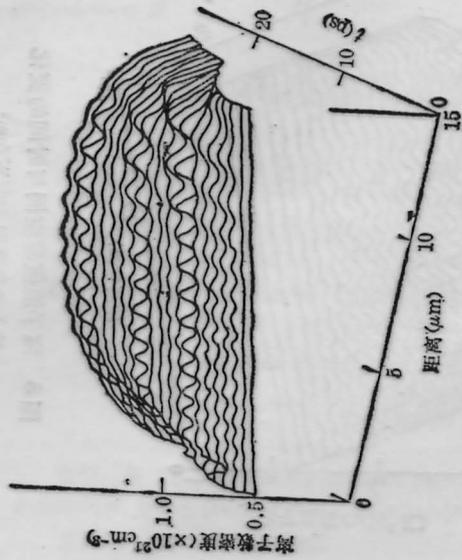


图2 离子数密度随空间与时间的变化  
输入激光强度  $10^{14}$  W/cm $^2$

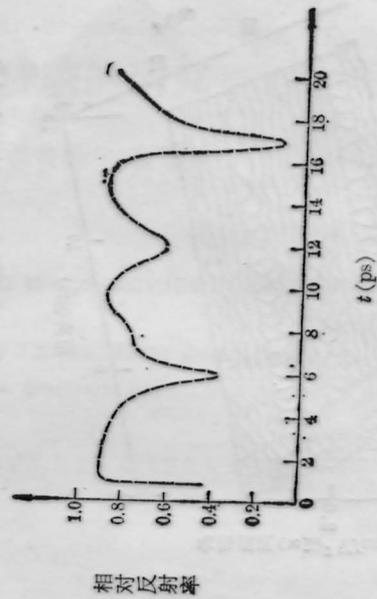


图4 与图3 对应的相对反射率

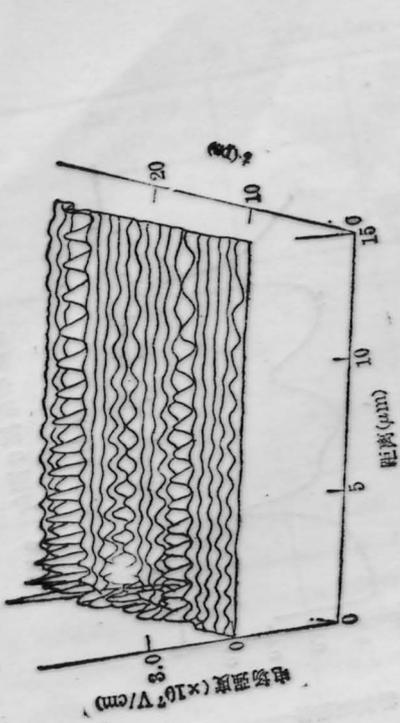


图6 电场强度随空间与时间的变化  
输入激光强度  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>

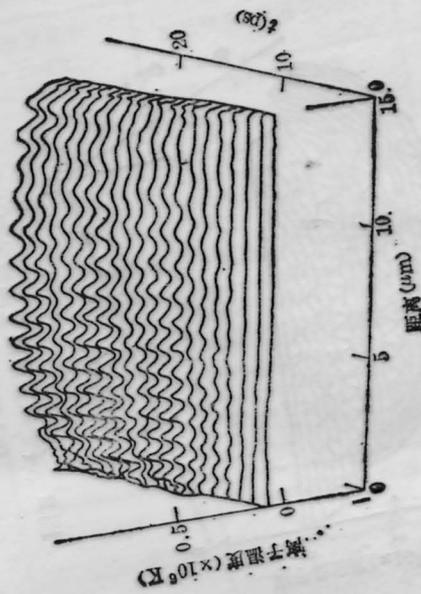


图8 离子温度随空间与时间的变化  
输入激光强度  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>

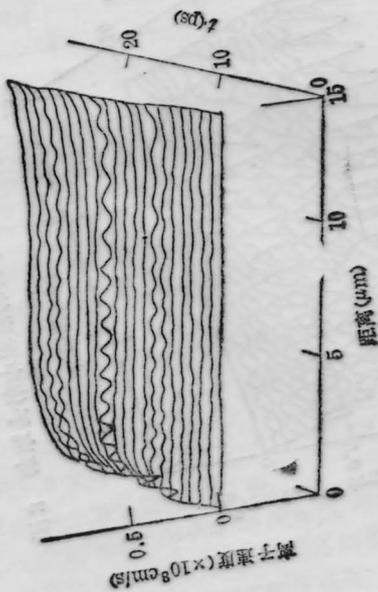


图5 离子速度随空间与时间的变化  
输入激光强度  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>

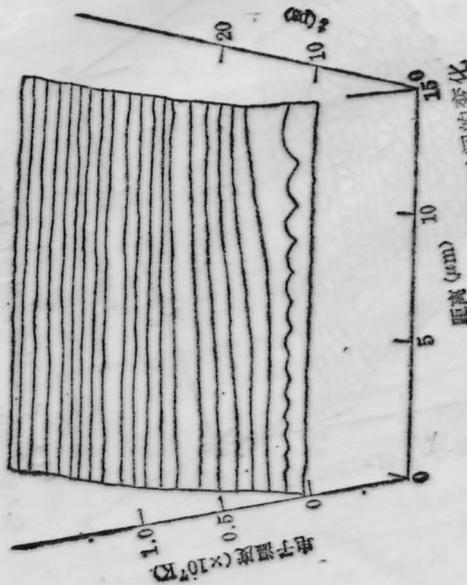


图7 电子温度随空间与时间的变化  
输入激光强度  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>

时,这些条纹达到最大值,其值比背景密度大10%。条纹的间隔大约在 $1.0\sim 1.3\mu\text{m}$ ,接近于下列公式的估计值

$$\Delta x = 1.5 [L(\lambda/2\pi)^2]^{1/3} \quad (24)$$

其中 $L$ 为等离子体的特征长度<sup>[17]</sup>。(24)式描写离子体中的激光驻波场(即Airy函数),意味着激光驻波场(图3)通过非线性力产生等离子体密度条纹。在 $t=9.0\text{ps}$ 时,这些条纹会衰减消失,而 $t=12\text{ps}$ 和 $18\text{ps}$ 时,会出现第二次、第三次条纹最大值。因此,密度条纹出现的周期约为 $6\text{ps}$ 。

图3是激光能量密度 $B_{Lx}^2/8\pi$ 的时空分布。由于在求解波动方程时,已考虑了等离子体的反射效应,所以图3描写了激光驻波在等离子体的产生过程。很明显,激光驻波场也有象电子和离子密度分布一样的时间周期性。当激光驻波达到最大值时(能量密度约 $3\times 10^{11}\text{ergs/cm}^3$ ),非线性力把等离子体推向驻波场波节处,产生很强的密度条纹,即形成一个“Langmuir光栅”。这个“光栅”阻止入射激光在等离子体中进一步传播,使激光在很低的密度处几乎百分之百地反射回去。因此,驻波场变弱,导致密度条纹逐步衰减。当等离子体条纹消失后,激光又开始在等离子体内传播。这种周期性会产生入射激光反射率的周期变化。由于激光光强正比于激光能量密度,所以,根据图3,我们可以得到激光的相对反射率曲线(图4)。可见,在 $t=6、12、17\text{ps}$ 处,出现了三个反射率的极小值,它们正好对应于激光光强变为最大值的时刻。

从电子和离子速度的时空分布(图5)和静电场 $E$ 的时空分布(图6)同样可以发现调制条纹以及产生周期。当离子速度条纹出现时,其速度为 $10^7\text{cm/s}$ ,这个值与从 $2\omega$ 调制光谱<sup>[11,18]</sup>所估算得值基本一致。由图7、8可以看到在 $20\text{ps}$ 内电子、离子温度的时、空发展过程。在 $1\sim 3\text{ps}$ 内,电子温度的空间分布不是均匀的,这是由于电子通过吸收光

能量加热。过了这个阶段,电子温度逐步变得均匀,最后达到 $300\text{eV}$ 。离子加热是通过热导和与电子的碰撞,但由于离子的弛豫过程很长,所以离子温度没有明显变化(图8)。离子温度分布中的小条纹是由于非线性力的绝热加热所引起。

## 五、讨 论

通常人们认为,激光核聚变中的主要的困难之一是受激Brillouin散射和受激Raman散射(即SBS和SRS)。这两种不稳将会带走大部分激光能量,直接影响激光能量向临界面传输效率。但是,最近的有些实验表明<sup>[19,20]</sup>,在激光与等离子体相互作用时,确实存在SBS和SRS过程,但它仅带走非常小一部分激光能量,不会影响能量向靶丸的输运过程。那么是什么原因影响了激光能量的输运?上述的计算机数值模拟的结果表明了激光与等离子体的间歇相互作用机制。图4表明低反射率出现的时间只有 $1\sim 2\text{ps}$ ,而高反射率出现的时间占 $6\sim 7\text{ps}$ ,这说明在激光作用于靶的大部分时间内,激光不能进入等离子体,而被“Langmuir光栅”几乎全反射回去。就是这个过程影响了激光能量向临界面输运的效率。

可以用下列方法来克服上述困难。

第一,采用宽频带激光打靶。利用宽频带激光辐照靶面的方法是由邓锡铭、谭维翰、**余文炎**等研究员在1981年提出的<sup>[21]</sup>。当时他们认为,使用宽频带光束能抑制由于衍射效应引起的在铍玻璃内部的小尺寸自聚焦效应,同时,也能降低在加热等离子体过程中产生的热电子。为产生宽频带高功率激光束在六路激光装置上专门建立了利用后向反射光的第二靶室,使得同时具有常规宽频、窄带激光撤换打靶的功能。近五年来,在宽频带激光与等离子体相互作用研究中,已取得了很大的成就<sup>[21~25]</sup>。理论和实验充分表明宽

频带激光在抑制自聚和细丝、超热电子等非线性效应方面优于窄频带激光<sup>[2, 3, 11, 12, 17, 26]</sup>。实验已表明, 利用宽频带激光可以抑制二次谐波的大尺度空间条纹的产生<sup>[11, 12]</sup>。其原因为: 不同频率的激光所产生的密度条纹将位于不同的空间位置上, 宽频带激光的作用就是使不同频率激光产生的密度条纹叠加, 结果, 等离子体轮廓变光滑了, 不会产生大尺度的二次谐波<sup>[10~12]</sup>。因此, 可以认为, 利用宽频带激光可以抑制等离子体密度条纹, 从而使激光与等离子体的作用变为连续过程, 提高能量向临界面输运的效率。这将是实现直接驱动激光核聚变的主要方法之一。

第二, 采用无规位相片(Random Phase Plate)<sup>[27]</sup>。实验已证明, 如果使用无规位相片,  $3\omega_0/2$  时间分辨谱是连续谱<sup>[28]</sup>; 而不用无规位相片, 则  $3\omega_0/2$  时间分辨谱是有  $10\sim 30$  ps 发射周期<sup>[28]</sup>。美国 Rochester 大学<sup>[29]</sup> 利用无规位相片使在同样入射激光水平时的中子产额提高了两个数量级。根据我们双流体型的计算可知, 无规位相片抑制了等离子体密度条纹, 导致激光与等离子体的连续相互作用。

第三, 采用透镜阵列<sup>[30]</sup>。这是邓锡铭等在发展高功率激光器时提出的一个实现靶面均匀照明的方法。

第四, 采用感应空间非相干(ISI)技术<sup>[31]</sup>。

最后两种方法, 原理上都破坏了激光的空间相干性。因此, 它们将能抑制等离子体密度条纹, 成为提高能量输运效率的主要方法。

作者感谢邓锡铭研究员对本文的建设性意见以及他的鼓励。

## 参 考 文 献

1 R. A. Maddever, Ph. D. Thesis, Aust. Nation. Univ., 1988

2 Lin Zunqi *et al.*, *Laser and Particle Beams*, **4**, 223 (1986)  
 3 Tan Weihai *et al.*, *Laser and Particle Beams*, **4**, 231 (1986)  
 4 A. Ludmirsky *et al.*, *IEEE Trans. Plasma Sc.* **PS-13**, 132 (1985)  
 5 S. Eliezer, H. Hora, *Phys. Report*, 169 (1988)  
 6 P. Lalouis, H. Hora, *Laser and Particle Beams*, **1**, 283 (1983)  
 7 H. Hora *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1650 (1984)  
 8 H. Szichman, *Phys. Fluids*, **31**, 1702 (1988)  
 9 M. P. Goldsworthy *et al.*, *Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Nice 1988*, Vol. 2  
 10 M. P. Goldsworthy, Ph. D. Thesis, Univ. of N. S. W., 1988  
 11 Gu Min *et al.*, *Phys. Fluids*, **30**, 115 (1987)  
 12 Tan Weihai *et al.*, *Phys. Fluids*, **30**, 1510 (1987)  
 13 H. Hora, *Physics of Laser Driven Plasma* (New York, 1981)  
 14 H. Hora, *Phys. Fluids*, **12**, 182 (1969)  
 15 R. D. Richtmyer *et al.*, *Difference Methods for Initial Value Problems* (Interscience, New York, 1967)  
 16 R. Shapiro, *Rev. Geop. and Space Phys.*, **8**, 359 (1970)  
 17 Gu Min *et al.*, *Opt. Commun.*, **66**, 35 (1988)  
 18 R. Dragila *et al.*, *Phys. Rev. A*, **36**, 5292 (1987)  
 19 R. P. Drake, *Laser and Particle Beams*, **6**, 235 (1988)  
 20 E. Fabre *et al.*, US-Japan Seminar, Honolulu, August 1988 (to be published)  
 21 Deng Ximing, Yu Wenyan, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-17**, 1650 (1981)  
 22 邓锡铭 *et al.*, *光学学报*, **1**, 389 (1981)  
 23 谭维翰, *中国激光*, **11**, 641 (1984)  
 24 谭维翰, 丁丽明, *激光*, **8**, 1 (1981)  
 25 谭维翰 *et al.*, *中国科学 A*, 171 (1985)  
 26 谭维翰 *et al.*, *中国科学*, **30**, 420 (1987)  
 27 Y. Kato *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 1057 (1984)  
 28 A. Giulietti *et al.*, *ECLIM Madrid 1988 Conference Proceedings*, G. Velarde ed. (World Scientific Books, Singapore, 1988)  
 29 R. L. McCrory, *Laser Focus*, April 1985  
 30 Deng Ximing, Yu Wenyan, *Advances in ICF*, G. Yamanaka ed., (ILE, Osaka, 1984), p. 66  
 31 S. P. Obenshain *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **56**, 2807 (1986)