科 学 通 报
第 42 卷 第 8 期 Chinese Science Bulletin 1997 年 4 月

【研究简报】

相对论自聚焦对激光脉宽的要求

曾贵华 余 玮 沈百飞 徐至展
(中国科学院上海光学精密机械研究所,上海 201800)

关键词 相对论自聚焦 短脉冲强激光

短脉冲强激光在等离子体中的稳定传播与许多现象,如:激光等离子体加速器、相干短波长辐射源以及 ICF 中的快点火等许多问题,都有着直接的联系. 如何使短脉冲强激光在等离子体中稳定传播及提高其传播长度成为人们关注的焦点问题之一[1~5].

实现短脉冲强激光在等离子体中传播时形成光波导的方式主要有两种,即相对论自聚焦[3]和等离子体通道[4]. 相对论自聚焦的机理在于,强激光驱动下的等离子体中的电子做相对论振荡,导致等离子体的折射率沿径向的负梯度出现,功率密度在阈值以上的激光束因相对论自聚焦而引起激光束的波导;等离子体通道波导则是利用一个预先形成的等离子体通道约束激光并使其形成波导.

相对论自聚焦方法只适用于长脉冲激光,对短脉冲激光因为其强散射效应而无法实现. 那么激光脉冲宽度要满足什么条件才能产生自聚焦? 在实验上如何控制和选择激光的脉宽及光斑半径? 本文对这一问题作了定量的计算,给出了一个判定的依据.

强激光在等离子体传播时引起的等离子体密度由 Possion 方程得到

$$\frac{n}{n_0} = 1 + \frac{1}{k_p^2}\nabla^2\varphi, \tag{1}$$

式中 n, n_0, k_p 分别为等离子体密度、初始密度及等离子体波数, $\varphi = \frac{e}{mc^2}\Phi$ 为归一化标势. 电子等离子体在强激光场中的运动可由电子的相对论运动方程描述

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c\nabla(\varphi\text{-}\gamma) + \frac{\partial a}{\partial t}, \tag{2}$$

式中 $p = P/mc$, P 为电子动量, $a = eA/mc^2$ 为激光的归一化矢势, γ 为相对论因子. 根据正则动量守恒得到

$$\nabla_{-}\varphi = \nabla_{\perp}\gamma. \tag{3}$$

考虑到 $\nabla \times \nabla\varphi = 0$, 则密度为

4 Chen C T, Wu Y C, Li R K, et al. New nonlinear-optical crystal: LiB_3O_5. J Opt Soc Amer B, 1989, 6:616~621
5 Krakauer H, Posternak M, Freeman A J. Linearized augmented plane-wave method for the electronic band structure of thin films. Phys Rev B, 1979, 19:1 706~1 719
6 von Kronig H, Hoppe R. Zur Kenntnis von LiB_3O_5. Z Anorg Allg Chem, 1978, 439:71~79
7 Xu Yongnian, Ching W Y. Electronic structure and interatomic bonding of crystalline β-BaB_2O_4 with comparison to LiB_3O_5. Phys Rev B, 1993, 48:17 695~17 701

(1996-05-23 收稿, 1996-12-25 收修改稿)

$$\frac{n}{n_0} = 1 + \frac{1}{k_p^2}\nabla^2\gamma. \tag{4}$$

采用文献中常用的 Gauss 光束：

$$a = \begin{cases} a_0 \sin\left(\frac{\pi}{L}\xi\right)\exp(-r^2/R_0^2), & 0 \leqslant \xi \leqslant L, \\ 0, & \xi > L \text{ 和 } \xi < 0. \end{cases} \tag{5}$$

由方程(4)并进行较复杂的计算得到

$$\frac{n}{n_0} = 1 + \frac{1}{k_p^2}\left\{\frac{2\pi a_0^2}{4L\gamma} - \frac{2a^2}{R_0^2\gamma} - \frac{2\pi a^2}{16\gamma^3}(a_0^2 - a^2)\right\}. \tag{6}$$

为保证折射率的径向负梯度，必须 $n/n_0 < 1$，于是

$$R_0 \leqslant \frac{2}{\pi}L, \tag{7}$$

方程(7)中 R_0，L 分别为激光的有效光斑半径和脉宽.

强激光在等离子体中传播时，一方面等离子体波使其散射，它趋向于发散光束，定标长度为

$$R_d = \frac{1}{2}k_0 R_0^2. \tag{8}$$

另一方面，相对论自聚焦将使激光束汇聚，其定标长度为

$$R_n = R_0\left(\frac{\epsilon_0}{\epsilon_2 a_0^2}\right)^{\frac{1}{2}}, \tag{9}$$

式中 $\epsilon_0 = 1 - \omega_p^2/\omega^2$，$\epsilon_2 a_0 = \omega_p^2 v_{osc}^2 = \omega^2 Q^2$，$v_{osc} = ea_0/m\omega$. 当这两种效应平衡时即能形成波导. 于是得到

$$L \geqslant \frac{2c}{\omega_p}\frac{c}{v_{osc}}\pi, \tag{10}$$

式中 ω_p 为等离子体波的频率，v_{osc} 为电子颤动速度. 由方程(10)可以判定何种脉宽的激光能形成相对论自聚焦. 例如当电子的颤动速度 $v_{osc} = 0.05c$ 时，$L_{cr} = 20\lambda_p$.

在以上的计算中采用了冷等离子体模型，并假定离子不动，这在条件 $\tau_{pi} \gg \tau \gg \tau_{ei}$ 下是合适的，这里 τ_{pi}，τ_{ei}，τ 分别为离子、电子的响应时间及激光的脉宽. 另外，激光在传播中还将受到各种不稳定性因素的影响，它们削弱激光脉冲在等离子体中的传播距离，这些不稳定性中以 Lyman 后向散射的增长率最大，其增长率为 $\Gamma = a_0\omega_p(\omega/\omega_p)^{1/2}$. 但这些因素不会显著地影响本文的结论，因为在激光传播早期的增长率是很小的[1].

方程(7)和(10)为 ICF，激光等离子体相互作用及有关现象的研究提供了一个定量的判据，可供强激光打气体靶或欠稠密等离子体靶的实验和理论研究参考.

参　考　文　献

1 Esarey E, Krall J, Sprangle P. Envelope analysis of intense laser pulse self-modulation in plsamas. Phys Rev Lett, 1994, 72: 2 887

2 Young P E, Foord M E. Time-dependent channel formationin in a laser-produced plasma. Phys Rev Lett, 1995, 75: 1 082

3 Borisov A V, Borovskiy A V. Relativistic and charge-displacement self-channeling of intense ultrasort laser pulse in plasma. Phys Rev A, 1992, 45: 5 830

科 学 通 报
第 42 卷 第 8 期 Chinese Science Bulletin 1997 年 4 月

【研究简报】

小波神经网络在红外光谱数据压缩中的应用

刘 伟① 李金屏② 熊建辉① 潘忠孝① 张懋森①
(①中国科学技术大学化学物理系, 合肥 230026; ②中国科学技术大学基础物理中心, 合肥 230026)

关键词 小波神经网络 红外光谱 数据压缩

红外光谱是进行化合物定性及定量分析的重要依据, 通常需要大量的数据才能较准确地反映所测化合物的结构特征. 对应于众多的化合物, 红外光谱的数据量非常庞大. 因而, 在保证红外光谱主要特征基本不变的前提下, 如何对红外光谱进行压缩, 较大地减少数据量, 进而改善红外光谱的存储、检索及处理等方式是一项很有意义的研究工作. 小波神经网络(Wavelet neural network)[1,2], 简称小波网络, 是基于小波分析[3,4]所构造的一种新的神经网络模型, 目前在化学界尚未见到介绍和应用. 本文将其应用于聚苯乙烯薄膜红外光谱的压缩表达. 结果表明, 小波网络在大量压缩数据的同时, 能够很好地恢复原有红外光谱, 特别是能够较准确地反映吸收峰的位置和强度.

1 理论基础

小波变换实质是一种不同参数空间之间的积分变换:

$$W(\boldsymbol{P}) = \int_{\Omega} f(t)h(\boldsymbol{p},t)\mathrm{d}t, \quad f(t) \in L^2(R), \tag{1}$$

其中 $f(t)$是具有紧支集的函数, $h(\boldsymbol{p},t)$是小波变换的核, 或称小波基. $\boldsymbol{p}=(p_1, p_2, \cdots, p_n)$和 $\boldsymbol{t}=(t_1, t_2, \cdots, t_m)$分别为 n 维和 m 维参数空间中的坐标.

在一维信号 $f(t)$情况下, 小波基 $h(\boldsymbol{p},t)$, 或 $h(a,b,t)$(这里 $\boldsymbol{p}=(a,b)$)可以按照下述方式产生:

$$h(a,b,t) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} h_{\mathrm{basic}}\left(\frac{t-b}{a}\right), \tag{2}$$

其中 $h_{\mathrm{basic}}(t)$为基本小波或母小波, $|a|^{-1/2}$为归一化系数, a, b 分别为$h(a,b,t)$的伸缩因子和平移因子. 对于信号 $f(t)$, 其局部结构的分辨可以通过调节参数 a, b, 即调节小波基窗口的大小和位置来实现.

母小波需要满足下述两个条件:

$$\int |h(t)|^2 \mathrm{d}t < \infty, \tag{3}$$

上式使小波仅具有有限的能量.

4 Durfee C G, Lynch J, Milchbery H M. Development of a plasma waveguide for high-intensity laser pulse. Phyv Rev E, 1995, 51: 2 368
5 Chen X L, Sudan R N. Two-dimension self-focusing of short intense laser pulse in underdense plasma. Phys Fluids B, 1993, 5: 1 336

(1996-09-18 收稿)