

文章编号:1004-4213(2010)10-1871-4

多光子非线性 Compton 散射对激光 等离子体中强朗缪尔湍动谱的影响*

禹定臣,郝晓飞,郝东山[†]

(黄淮学院 信息工程系,河南 驻马店 463000)

摘 要:基于电子与多光子集团非线性 Compton 散射模型,研究了多光子非线性 Compton 散射对激光等离子体中强朗缪尔湍动谱的影响,提出了将入射光和散射光作为形成强朗缪尔湍动的新机制,给出了横等离子激元、强朗缪尔激元和离声激元之间相互作用满足的修正方程,并进行了数值模拟.结果表明:Compton 散射使横等离子激元和朗缪尔激元间的碰撞频率大大增加,随着时间的演化,横等离子激元和朗缪尔激元的能量由小波数区向大波数区的转移比散射前要快得多,同时产生剧烈的坍塌.坍塌后期,等离子激元的强非线性作用激发出高次共振谐波,使能量从一个谐波转移到另一个谐波,形成无限高次谐波,引起波的破碎,出现由调制不稳定性控制的强朗缪尔湍动、较强的激光成丝和能量均分现象.研究结果为进一步研究强朗缪尔湍动的加速机制、反常碰撞、激光加热实验及快点火实验提供了理论支持.

关键词:激光等离子体;多光子非线性 Compton 散射;强朗缪尔湍动;坍塌

中图分类号:O533

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20103910.1871

0 引言

由于粒子加速依赖于强朗缪尔湍动谱,以及该湍动在坍塌中产生的高能粒子和离子声波在惯性核聚变中的重要应用,所以强朗缪尔湍动倍受人们的关注.李晓卿等人在 1987 年指出激光在等离子体界面附近传播的非线性作用可产生朗缪尔波和离子声波^[1],并在 1993 年给出了等离子体临界面处朗缪尔激元湍动谱数值模拟结果^[2].1998 年,Gaelzer 等人指出稳态弱湍动谱的幂率形式不适合于强湍动^[3].2001 年,陆玮等人给出了非线性朗缪尔波的哈密顿描述^[4].2002 年,Vyacheslavov 等人指出横等离子激元坍塌实质是能量沿小波数区向大波数区的转移^[5].2003 年,Virginia 等人给出了强湍动幂率谱^[6]及幂指数与指数函数结合的形式^[7].2004 年,李晓卿指出湍动能对粒子加速^[8].2009 年,刘笑兰等人给出了强朗缪尔能量密度谱函数^[9].但是,前人的研究均未考虑 Compton 散射对强朗缪尔湍动谱的影响.实验表明,等离子体中的光强在 10^{16} W/cm² 数量级以上时,非线性 Compton 效应开始显现^[10],所以 Compton 散射对湍动的影响是不能忽略的.

1 强朗缪尔湍动形成机制

强度在 10^{16} W/cm² 数量级以上的短激光脉冲照射到靶材上,短时间内聚集到小区域内的入射光和 Compton 散射光能量来不及热扩散,使材料迅速汽化形成等离子体.这种多自由度的不稳定性系统通过相互作用,能量趋于在各自由度上均分,激发出众多模式的等离子激元.随着各种不稳定性的发展,波振幅迅速增大,强非线性效应使波与波以及波与粒子发生相互作用,等离子体进入强湍动.耦合激光沿等离子体界面传播时,由于波的群速很小,耦合横等离子激元与朗缪尔等离激元的强非线性作用能激发出共振高次谐波,使能量从一个谐波转移到另一个谐波,出现无限高次谐波,因此引起了波的破碎,并出现由调制不稳定性控制的强朗缪尔湍动.

2 Compton 散射对朗缪尔湍动影响

2.1 理论分析

等离子体中 Compton 散射光子频率为^[11]

$$\omega_s = \frac{N\omega_0(1+\beta_0\cos\theta_0)(1-\beta_f\cos\theta'_1)}{\eta^2 + \frac{\eta N\hbar\omega_0(1+\beta_0\cos\theta_0)}{m_0c^2(1-\cos\theta')^{-1}}} \quad (1)$$

式中 $\eta = (\gamma_0 - \gamma_f) / |\gamma_0 - 1|$ 为量度散射非弹性参量; $\gamma_0 = [1 - (v_0/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_0^2)^{-1/2}$ 和 $\gamma_f = [1 - (v_f/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_f^2)^{-1/2}$ 、 v_0 和 v_f 分别为电子散射前后的 Lorentz 因子、速度; N 为与电子同时作用的光

* 河南省基础与前沿技术研究基金(092300410227)资助

[†] Tel:0396-2853159 Email:haodongshn1948@126.com

收稿日期:2010-03-23

修回日期:2010-06-07

子数; θ_0 、 θ'_1 和 θ' 、 c 、 $h = 2\pi\hbar$ 、 ω_0 、 m_0 分别为电子和光子散射前运动方向夹角、电子静止系中电子和光子散射后运动方向夹角和光子散射角、真空中的光速、普朗克常量、入射光频率、电子静止质量. 可见, 等离子体中存在入射和散射光、离子和电子振荡辐射波. 散射初始时刻, 因电子辐射波与散射光频率相同, 故可将激光等离子体频率视为入射和散射光的耦合频率 ω . 若只取 $\omega = \omega_s - \omega_0$, 则 ω 为

$$\omega = \omega_0 \left[\frac{N(1 + \beta_0 \cos \theta_0)(1 - \beta_f \cos \theta'_1) - 1}{\eta^2 + \frac{\eta N \hbar \omega_0 (1 + \beta_0 \cos \theta_0)}{m_0 c^2 (1 - \cos \theta')^{-1}}} - 1 \right] \quad (2)$$

可将 ω_0 视为激光未被散射时在轴向 $r=0$ 处的电子初始频率. 因耦合光会使电子密度改变, 故散射后的电子频率为

$$\omega^2 = 4\pi e^2 n / m_0 = \omega_0^2 + \Delta\omega_0^2 \quad (3)$$

式中 $n = n_0 + \Delta n_0$ 为电子耦合密度; n_0 和 Δn_0 为电子的初始密度及其扰动, $\omega_0^2 = 4\pi e^2 n_0 / m_0$, $\Delta\omega_0^2 = 4\pi e^2 \Delta n_0 / m_0$. 由此可见, 散射使电子密度发生了剧烈扰动. 耦合光在等离子体界面附近激发出的耦合横等离激元、强朗缪尔激元和离声激元之间的相互作用方程为^[4]

$$\begin{aligned} & \left[i \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \alpha_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_0 - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_0) + n_0 \mathbf{E}_0 \right] + \\ & \left[i \frac{\partial \Delta \mathbf{E}_0}{\partial t} + \Delta \alpha_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_0 + \alpha_0 \nabla \times \nabla \times \Delta \mathbf{E}_0 - \right. \\ & \left. \nabla (\nabla \cdot \Delta \mathbf{E}_0) + \Delta n_0 \mathbf{E}_0 + n_0 \Delta \mathbf{E}_0 \right] = 0 \quad (4) \end{aligned}$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) n_0 = \nabla^2 |\mathbf{E}_0|^2 \quad (5a)$$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2 \right) \Delta n_0 = \nabla^2 |2\mathbf{E}_0 \Delta \mathbf{E}_0| \quad (5b)$$

式(4)左端第二个方括号中的项为散射产生的附加项. 引入 $\mathbf{r}' = 2\sqrt{\mu} k_d \mathbf{r} / 3$; $\mathbf{E}'(\mathbf{r}', t) \approx \sqrt{3} \mathbf{E} \times 8(\mu T_e \pi n_0)^{-1/2}$; $t' = 2\mu \omega t / 3$; $T = T_0 + \Delta T_0$, T_0 和 ΔT_0 为散射前的电子温度及其增量; $n = 3\delta n \cdot (4\mu n_0)^{-1}$ 为耦合电荷密度的扰动; $\alpha = \alpha_0 + \Delta \alpha_0 \approx c^2 / 3v_0^2 + c^2 / 6v_0 \Delta v_0$ 为实数, 且 $\alpha_0 \approx c^2 / 3v_0^2$, $\Delta \alpha_0 = c^2 / 6v_0 \Delta v_0$; $v = v_0 + \Delta v_0$, v_0 和 Δv_0 为散射前的电子热速度及其增量; $\mu = m_0 / m_i$, m_i 为离子质量; $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_s + \mathbf{E}_L$ 为高频耦合电场包络 $\mathbf{E}_c = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_s$ 和朗缪尔波包络 \mathbf{E}_L 的合包络, \mathbf{E}_0 和 \mathbf{E}_s 为入射和散射光的包络; t 为无量纲时间; k_d 为德拜波数; \mathbf{r}' 、 t' 和 \mathbf{E}' 分别为相应量值的有量纲量. 随着强朗缪尔波能量变大, 波压力将等离子体从局部区域排出, 使密度稀化, 从

而发生坍塌. 坍塌开始时, $\partial^2 / \partial t^2 \ll \nabla^2$, 回到量纲单位, 即 $|(dr/dt)|_{\text{Collapse}} \ll c_s$, 坍塌处于亚声速 c_s 阶段. 采用静态极限, 由式(5), 可得到 $n = -|\mathbf{E}|^2$. 结合式(4), 则有

$$\begin{aligned} & \left[i \frac{\partial \mathbf{E}_0}{\partial t} + \alpha_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_0 - \nabla (\nabla \cdot \mathbf{E}_0) - |\mathbf{E}_0|^2 \mathbf{E}_0 \right] + \\ & \left[i \frac{\partial \Delta \mathbf{E}_0}{\partial t} + \Delta \alpha_0 \nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_0 + \alpha_0 \nabla \times \nabla \times \Delta \mathbf{E}_0 - \right. \\ & \left. \nabla (\nabla \cdot \Delta \mathbf{E}_0) - 3|\mathbf{E}_0|^2 \Delta \mathbf{E}_0 \right] = 0 \quad (6) \end{aligned}$$

式(6)中等号左端第二个方括号中的项为散射引起的附加项.

2.2 数值模拟

因目前尚未找到复矢量式(6)的二维以上解析解, 故对其数值求解. 因 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_T + \mathbf{E}_L$, 高频激光 \mathbf{E}_T 是横模, 朗缪尔波 \mathbf{E}_L 是纵模, 且满足 $\nabla \cdot \mathbf{E}_T = 0$ 和 $\nabla \times \mathbf{E}_L = 0$ 条件, 假定 $\mathbf{E}_T \perp \mathbf{E}_L$, 即 $\text{Re}|\mathbf{E}_T| \perp \text{Re}|\mathbf{E}_L|$ 和 $\text{Im}|\mathbf{E}_T| \perp \text{Im}|\mathbf{E}_L|$; $\mathbf{E}_T = \mathbf{E}_{T0} + \Delta \mathbf{E}_{T0}$, $\mathbf{E}_L = \mathbf{E}_{L0} + \Delta \mathbf{E}_{L0}$, \mathbf{E}_{T0} 和 $\Delta \mathbf{E}_{T0}$ 、 \mathbf{E}_{L0} 和 $\Delta \mathbf{E}_{L0}$ 分别为散射前的横模和纵模及其增量. 对耦合光, 初始条件取为^[9]: $\mathbf{E}(\zeta, \tau=0) \approx (\mathbf{E}_0 + \Delta \mathbf{E}_0) \exp[-(x/2L_0)^2] [\cos(2\pi y/y_0)(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_z) - (xy_0/4\pi L_0^2) \sin(2\pi y/y_0) \mathbf{e}_y]$, 且 $\mathbf{E}_L(\zeta, \tau=0) = 0$. 这里, $L = L_0 + \Delta L_0 \approx L_0$ 为耦合电磁包络宽, L_0 和 ΔL_0 为散射前电磁包络宽及其增量, 计算中忽略 ΔL_0 ; y_0 方向用周期边界条件; 取格点数为 128×128 ; $n_0 = 8.6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$; $\Delta n_0 = 0.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$; $T_e = 1 \text{ KeV}$, $|\mathbf{E}_0|^2 = 0.98 \times 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, $|\Delta \mathbf{E}_0|^2 = 0.02 \times 10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$; $y_0 = 10^3$; $L_0 = 3 \times 10^2$, 则 $\alpha_0 \approx 170$, $\Delta \alpha_0 \approx 2$; 电场初始值为 $|\mathbf{E}_{T0\text{max}}| \approx 13.8$, $|\Delta \mathbf{E}_{T0\text{max}}| \approx 0.2$ (对应的入射激光强度为 $10^{16} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$). 利用上述条件和式(6), 通过快速傅里叶变换, 可得 \mathbf{E}_T 和 \mathbf{E}_L 的数值结果. 根据波谱能量密度的定义, 横向和纵向电场的能量密度分别为

$$\begin{aligned} \omega_T(k) & \propto k \left| \int (\mathbf{E}_{T0} + \Delta \mathbf{E}_{T0}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2, \\ \omega_L(k) & \propto k \left| \int (\mathbf{E}_{L0} + \Delta \mathbf{E}_{L0}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r} \right|^2 \quad (7) \end{aligned}$$

将 \mathbf{E}_{T0} 和 $\Delta \mathbf{E}_{T0}$ 以及 \mathbf{E}_{L0} 和 $\Delta \mathbf{E}_{L0}$ 数值代入式(7), 可得到坍塌中横等离激元 ω_T 和朗缪尔激元 ω_L 随 k 变化的曲线, 如图 1 和 2. 由图可知, 多光子非线性 Compton 散射使横等离激元和朗缪尔激元的能量由小波区向大的转移加快, 并伴有剧烈坍塌产生的强湍动和激光成丝现象.

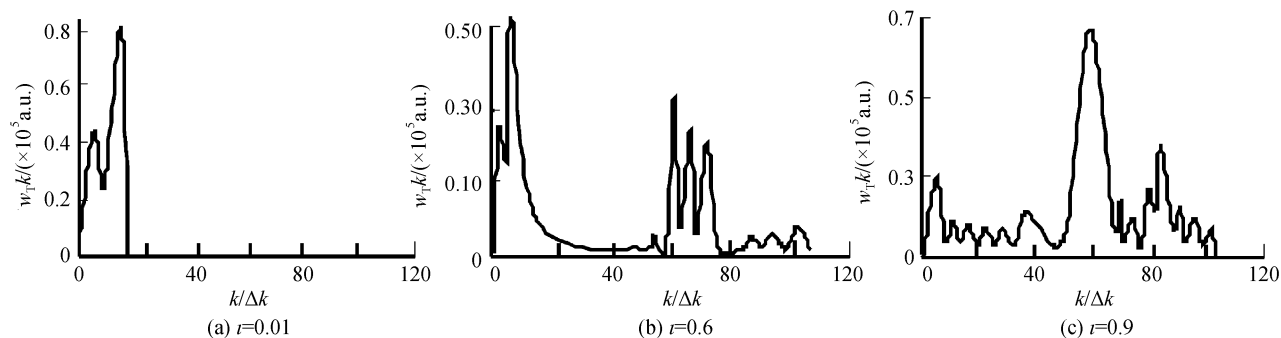


图1 横等离激元的湍动谱

Fig.1 Turbulence spectrum of electromagnetic waves

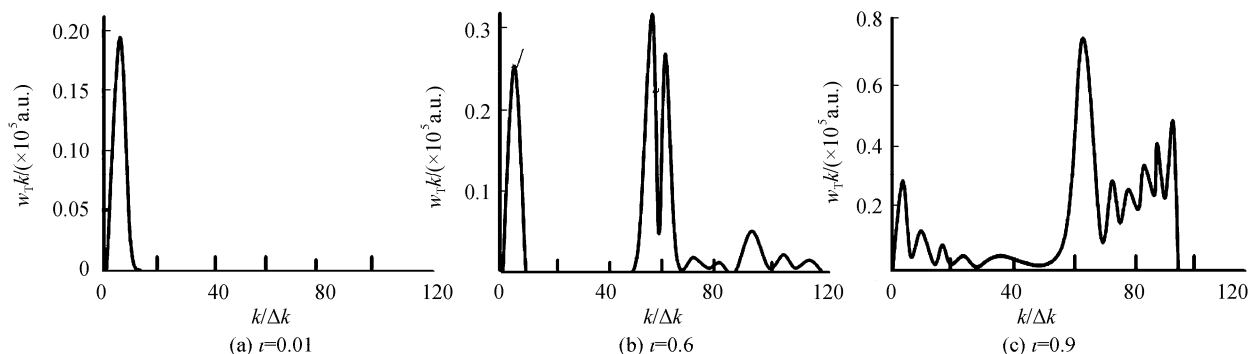


图2 临界面处朗缪尔激元的湍动谱

Fig.2 Turbulence spectrum of Langmuir turbulence near interface

3 结论

通过讨论,可得出:1)随着时间演化,Compton 散射使横等离激元能量由小波数区迅速向大波数区转移中出现激烈的坍塌.坍塌后期,不同大波数区出现强湍动和激光成丝现象.等离激元的强非线性作用激发出共振高次谐波,使能量从一个谐波转移到另一个谐波,出现无限高次谐波,引起波的破碎,并出现由调制不稳定性控制的强朗缪尔湍动.2)朗缪尔波的激发、增长和坍塌,使波能量转移中出现较强的成丝花样.3)横等离激元与朗缪尔激元在坍塌过程中能量几乎均分,这是由于 Compton 散射使两种激元碰撞频率大大增加的结果.

应指出的是,本文得到的结论对于进一步研究强朗缪尔湍动加速机制、反常碰撞、激光加热实验以及激光快点火实验应具有重要意义.

参考文献

- [1] 李晓卿. 湍动等离子体[M]. 北京:北京师范大学出版社, 1987,199-252.
- [2] LI Xiao-qing, MA Yue-hua. Self-generated magnetic field by transverse plasmons in celestial bodies[J]. *Astronomy and Astrophysics*, 1993, **270**(1-2): 534-537.
- [3] GEDALIN M, MELORSE D B, GURMAN E. Long waves in a relativistic pair plasma in a strong magnetic field[J]. *Phys Rev E*, 1998, **57**(3): 3399-3409.
- [4] LU Wei, CHEN Yen-hua. Hamiton describe of non- linear

Langmuir wave in plasma[J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2001, **21**(3): 137-140.

陆玮,陈银华. 等离子体中非线性朗缪尔波的哈密顿描述[J]. *核聚变与等离子体物理*, 2001, **21**(3):137-140.

- [5] VYACHESLAVOV L N, BURMASOV V S, KANDAUROV I V, *et al.* Dissipation of strong langmuir turbulence in nonisothermal non-Maxwell-llian plasma [J]. *JETP Lett*, 2002, **75**(1): 41-45.
- [6] GAELZER R, YOON P H UMEDA T, *et al.* Harmonic langmuir waves II turbulence spectrum [J]. *Phys Plasma*, 2003, **10**(2):373-381.
- [7] VIRGINIA A M, DALLAQUA R S, Do PRADO F, *et al.* Spectral content of electron waves under strong langmuir turbulence[J]. *Bras J Phys*, 2003,**33**(4): 798-805.
- [8] 李晓卿. 等离激元坍塌动力学[M]. 北京:中国科学技术出版社, 2004:126-148.
- [9] LIU Xiao-lan, LIU San-qiu, YANG Xiao-song. The spectra of strong Langmuir turbulence in a laser-plasma [J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2008, **28**(2):125-128. 刘笑兰,刘三秋,扬小松. 激光等离子体中的强朗缪尔湍动谱分析[J]. *核聚变与等离子体物理*, 2008,**28**(2):125-128.
- [10] KONG Qing, ZHU Li-jun, WANG Jia-xiang, *et al.* Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field[J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, **48**(4): 650-660. 孔青,朱立俊,王加祥,等. 电子在超强激光场中的动力学特性[J]. *物理学报*, 1999,**48**(4):650-660.
- [11] HAO Dong-shan, HUANG Yan-xia. Energy conversion efficiency of multi-photon nonlinear Compton scattering[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **32**(4):441-443. 郝东山,黄燕霞. 多光子非线性 Compton 散射的能量转换效率[J]. *光子学报*, 2003,**32**(4): 441-443.

Influence of Strong Langmuir Turbulence in Laser-plasma by Multi-photon Nonlinear Compton Scattering

YU Ding-chen, HAO Xiao-fei, HAO Dong-shan

(*Department of Information Engineering, Huanghuai University, Zhumadian, Henan 463000, China*)

Abstract: According to the model of multi-photon nonlinear Compton scattering, the influence of the multi-photon nonlinear Compton scattering on the strong Langmuir turbulence spectra in the laser-plasma is studied. A new mechanism of the strong Langmuir turbulence formed by the incident light and scattered optical is given. The revised equation met by the mutual action on the transverse plasma wave, the strong Langmuir turbulence wave and ion acoustic wave and its results of the numerical number modulation are also given. The results show that because the collision frequency between the transverse plasma wave and strong Langmuir turbulence wave is greatly increased by Compton scattering, along the time evolution, the transformation of the energy from the small- k region to the large- k region between the transverse plasma wave and Langmuir wave is faster than that before Compton scattering, and the strenuous collapsing is taken place at the same time. During the anaphase of collapse, the nonlinear effect of the laser-plasma excites out the high degree resonance waves. The energy is diverted from one of the resonance wave to another, and the infinite high degrees resonance wave is formed. The phenomenon on breakage of the wave, the strong Langmuir turbulence controlled by the modulation instability, the stronger laser filamentation and energy egalitarian are taken place. The research results will provide a theoretic support for the further study on the increasing speed mechanism of the strong Langmuir turbulence, abnormal collision and laser heating experimentation and fast igniting experimentation.

Key words: Laser-plasma; Multi-photon nonlinear Compton scattering; Strong Langmuir turbulence; Collapse



YU Ding-chen was born in 1970 and received the M. S. degree in 2009. Now he is an associate professor and his research interests focus on signal propagation.