文章编号:1001-5078(2013)05-0496-05 ·激光应用技术·

Compton散射对椭圆偏振激光调制不稳定性的影响

禹定臣,郝晓飞,郝东山
(黄淮学院信息工程学院,河南 驻马店 463000)

摘 要:应用相对论理论和多光子非线性Compton散射模型,对等离子体中多光子非线性Compton散射对椭圆偏振光调制不稳定性的影响进行了研究,给出了调制不稳定性的时间增长率修正方程,并进行了数值模拟。结果表明,与散射前相比,Compton散射光越强,引起调制不稳定性的最大时间增长率增量越大。在激光等离子体临界面附近处,散射引起的调制不稳定性的最大时间增长率增量加速了激光场的坍塌。

关键词:激光;等离子体;椭圆偏振激光;调制不稳定性;多光子非线性Compton散射
中图分类号:O534 **文献标识码:**A **DOI:**10.3969/j.issn.1001-5078.2013.05.005

Influence of Compton scattering on modulation instability of elliptical polarized laser in plasma

YU Ding-chen,HAO Xiao-fei,HAO Dong-shan
(College of Information Engineering,Huanghuai University,Zhumadian 463000,China)

Abstract: The Influence of Compton scattering on modulation instability of elliptical polarized laser in plasma is studied using the relativistic theory and the model of multi-photon nonlinear Compton scattering,the temporal growth rate revised equations of modulation instability are given out,and it is simulated numerically. The results show that compared with before the scattering,the increments of the maximum temporal growth rate of modulation instability are greater as the Compton scattering light is stronger. Near the critical surface of laser plasma,the increments of the maximum temporal growth rate of modulation instability formed by scattering light accelerate the collapsing of the laser field.

Key words:laser;plasma;elliptical polarized laser;modulation instability;multi-photon nonlinear Compton scattering

1 引 言

激光与等离子体作用将导致许多非线性效应,如自聚焦和成丝[1],调制不稳定性[2](modulation instability,MI)等,且这些过程已被应用在粒子加速[3]、热烧蚀效应[4]等方面,是目前受控热核聚变研究中的一个重要及热点方向。在对激光与等离子体作用产生MI的研究中,陈华英等[5]指出,等离子体临界面处MI的时间增长率最明显。Jha等[6]指出,等离子体界面附近自生磁场使MI改变,激光利用率降低。激光功率超过10^{18} W/cm^{2}时,电子有很高的颤动能量,应考虑相对论效应[7]。汤伟等[8]指出,由弱相对论效应引起的电子质量变化的二级非线性效应对MI影响不大,等离子体临界面处MI增长率比低密度处的更大。姚汝贤等[9-10]指出,Compton散射使MI最大时间增长率较散射前显著减小,而使等离子体界面处的MI时间增长率显著增大。应指出的是,以上研究并未涉及Compton散射对椭圆偏振激光在等离子体中MI的影响。事实上,Compton散射下的MI非线性发展导致原来均匀

基金项目:河南省基础与前沿技术研究项目(No.092300410227)资助。
作者简介:禹定臣(1971-),男,副教授,硕士,主要从事信号传输研究。E-mail:yudingchen@126.com
收稿日期:2013-03-05

分布的电磁场剧烈坍塌，使等离子体中激光场呈现整体上的自聚焦和成丝[11]，可见，MI 对激光在等离子体中的传播会产生重要影响。

本文应用多光子非线性 Compton 散射模型，给出了 Compton 散射下 MI 时间增长率表达式。

2　非线性色散方程

若一束一定强度的椭圆偏振激光入射到等离子体中，沿 z 轴方向传播，并使等离子体中发生多光子非线性 Compton 散射[12]（以下简称散射），则散射光子频率为[11]：

$$\omega_s = \frac{N\omega(1+\beta\cos\theta)(1-\beta_f\cos\theta'_1)}{\eta^2+\dfrac{\eta N\hbar\omega(1+\beta\cos\theta)}{mc^2(1-\cos\theta')^{-1}}} \tag{1}$$

式中，$\eta=(\gamma-\gamma_f)/|\gamma-1|$是量度散射非弹性参量；$\gamma_{(f)}=[1-(v_{(f)}/c^2]^{-1/2}=(1-\beta_{(f)}^2)^{-1/2}$，$\boldsymbol{v}_{(f)}$ 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子数；θ,θ'_1 和 θ'分别为电子和光子散射前运动方向夹角、散射后电子静止系中运动方向夹角和光子散射角；c 为真空中的光速；ω 为入射光圆频率。若取入射光与散射光形成的耦合光频率为 $\omega_c=\omega+\omega_s$ 形式，则 ω_c 为：

$$\omega_c=\omega\left[\frac{N(1+\beta\cos\theta)(1-\beta_f\cos\theta'_1)}{\eta^2+\dfrac{\eta N\hbar\omega(1+\beta\cos\theta)}{mc^2(1-\cos\theta')^{-1}}}+1\right] \tag{2}$$

设耦合激光使等离子体中入射激光的电场 $\boldsymbol{E}$，x 和 y 方向分量 E_x 和 E_y、波数 k、磁感应强度 $\boldsymbol{B}$、带电粒子速度 $\boldsymbol{v}$、相对论因子 γ 的增量分别为 $\Delta\boldsymbol{E},\Delta E_x$ 和 $\Delta E_y,\Delta k,\Delta\boldsymbol{B},\Delta\boldsymbol{v},\Delta\gamma$，则沿 z 传输的激光电场矢量可表示为：

$$\boldsymbol{E}+\Delta\boldsymbol{E}\approx(E_x\boldsymbol{e}_x+E_y\boldsymbol{e}_y)\exp[\mathrm{i}(kz-\omega_c t)]+(\Delta E_x\boldsymbol{e}_x+\Delta E_y\boldsymbol{e}_y)\exp[\mathrm{i}(kz-\omega_c t)] \tag{3}$$

等式两端第二项为散射引起修正项。由式(3)，可得激光场场幅为：

$$\boldsymbol{\psi}+\Delta\boldsymbol{\psi}=\boldsymbol{E}+\Delta\boldsymbol{E}=(E_x\boldsymbol{e}_x+E_y\boldsymbol{e}_y)+(\Delta E_x\boldsymbol{e}_x+\Delta E_y\boldsymbol{e}_y) \tag{4}$$

等离子体中，带电粒子的运动方程为：

$$\frac{d(\gamma m\boldsymbol{v})}{\mathrm{d}t}+\frac{d(\gamma m\Delta\boldsymbol{v}+\Delta\gamma m\boldsymbol{v})}{\mathrm{d}t}\approx q\left(\boldsymbol{E}+\frac{\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}}{c}\right)+q\left(\Delta\boldsymbol{E}+\frac{\Delta\boldsymbol{v}\times\boldsymbol{B}+\boldsymbol{v}\times\Delta\boldsymbol{B}}{c}\right) \tag{5}$$

式(3)和式(4)推导中忽略 Δ^2 项（以下均如此）。

设带电粒子静止系（S'系）中相对于实验室系（S 系）以速度 $\boldsymbol{v}_0=nc\boldsymbol{e}_z$ 运动，其中 n 为折射率，$\boldsymbol{e}_z$ 为 z 轴方向的单位矢量。引进耦合约化速度 $\boldsymbol{u}'_c=\boldsymbol{u}'+\Delta\boldsymbol{u}'\approx\gamma'_c\boldsymbol{v}'_c/c+(\Delta\gamma'\boldsymbol{v}'+\gamma'\Delta\boldsymbol{v}')/c$，可得 S'系中电子动力学方程为[5]：

$$\left[\frac{d^2\boldsymbol{u}'_e}{\mathrm{d}t'^2}+\left(\frac{\omega_e^2}{\gamma'_e}+\frac{\omega_i^2}{\gamma'_i}\right)\boldsymbol{u}'_e\right]+\left[\frac{d^2\Delta\boldsymbol{u}'_e}{\mathrm{d}t'^2}+2\left(\frac{\omega_e\Delta\omega_e}{\gamma'_e}+\frac{\omega_i\Delta\omega_i}{\gamma'_i}\right)\boldsymbol{u}'_e+\left(\frac{\omega_e^2}{\gamma'_e}+\frac{\omega_i^2}{\gamma'_i}\right)\Delta\boldsymbol{u}'_e\right]=\frac{\omega_e^2}{\gamma'_i}\boldsymbol{u}'_0\boldsymbol{e}_{z'}+2\,\frac{\omega_e\Delta\omega_e}{\gamma'_i}\boldsymbol{u}'_0\boldsymbol{e}_{z'} \tag{6}$$

式中，$\omega_{e(i)}=[4\pi N_{e(i)}q_{e(i)}^2/m_{e(i)}]^{1/2}$，$N$ 分别为等离子体频率、数密度；u'_0 为常量；下标“e”和“i”分别表示电子和离子；等式两端第二项为修正项。

设式(6)解为：$u'_e+\Delta u'_e=[u'_\perp\exp(-\mathrm{i}\omega_c t)+u'_{z'}\boldsymbol{e}_{z'}]+[\Delta u'_\perp\exp(-\mathrm{i}\omega_c t)+\Delta u'_{z'}\boldsymbol{e}_{z'}]$，“$\perp$”表示垂直 z 轴方向。S'系中，电场矢量为：$\boldsymbol{E}'+\Delta\boldsymbol{E}'=\boldsymbol{E}'_\perp\exp(-\mathrm{i}\omega_c t)+\Delta\boldsymbol{E}'_\perp\exp(-\mathrm{i}\omega_c t)$，且 $\boldsymbol{E}'_\perp=\mathrm{i}mc\times\omega\boldsymbol{u}'_\perp/|q_e|$，$\Delta\boldsymbol{E}'_\perp=\mathrm{i}m_e c(\Delta\omega\boldsymbol{u}'_\perp+\omega\Delta\boldsymbol{u}'_\perp)/|q_e|$。结合 Lorentz 变换，$\boldsymbol{E}_\perp=\boldsymbol{E}'_\perp(1-n^2)^{-1/2}$，$\omega_p=\omega'_p\times(1-n^2)^{-1/2}$，$t=t'(1-n^2)^{-1/2}(t-nz/c)$，可得 S 系中非线性色散方程和电场矢量分别为：

$$\omega_p^2+2\omega_p\Delta\omega_p=\left\{k_p^2c^2+\left\{\left[1+\left(\frac{q_e|\boldsymbol{E}_\perp|}{m_ec\omega_c}\right)^2\right]^{-1/2}+\mu\left[1+\mu^2\left(\frac{q_e|\boldsymbol{E}_\perp|}{m_ec\omega_c}\right)^2\right]^{-1/2}\right\}\left(1-\frac{v'^2_0}{c^2}\right)^{1/2}\omega_e^2\right\}+2\left\{2k_p\Delta k_pc^2+\left\{\left[1+\left(\frac{q_e|\boldsymbol{E}_\perp|}{m_ec\omega_c}\right)^2\right]^{-1/2}+\mu\left[1+\mu^2\left(\frac{q_e|\boldsymbol{E}_\perp|}{m_ec\omega_c}\right)^2\right]^{-1/2}\right\}\left(1-\frac{v'^2_0}{c^2}\right)^{1/2}\omega_e\Delta\omega_e\right\} \tag{7}$$

$$\boldsymbol{E}+\Delta\boldsymbol{E}=\boldsymbol{E}_\perp\exp\{-\mathrm{i}[\omega_{cp}-\omega)t-(k_{cp}-k)z]\}\exp[-\mathrm{i}(\omega t-kz)]+\Delta\boldsymbol{E}_\perp\exp\{-\mathrm{i}[(\omega_{cp}-\omega)t-(k_{cp}-k)z]\exp[-\mathrm{i}(\omega t-kz)] \tag{8}$$

电场包络 $\boldsymbol{E}+\Delta\boldsymbol{E}$ 表达式是受非线性动力学控制的时空缓变函数；$\mu=m_e/m_i$；$\mu'_{z'}=\gamma'v'_0/c$，v'_0 分别是 z'方向的约化速度、电子流速；ω_p 和 k_p 分别为 S 系中等离子体横波频率和波数。可见，散射加剧了等离子体色散。

3　MI 分析

由式(7)和(8)，可得：

$$\xi+\Delta\xi\equiv\left(\frac{\partial\omega_p}{\partial|\boldsymbol{E}_\perp|^2}\right)\bigg|_{|\boldsymbol{E}_\perp|^2=0}+\left(\frac{\partial\Delta\omega_p}{\partial|\boldsymbol{E}_\perp|^2}\right)\bigg|_{|\boldsymbol{E}_\perp|^2=0}$$

$$\approx -\frac{q_e^2\omega_e^2}{4m_e^2c^2\omega_c^3}-\frac{2q_e^2\omega_e\Delta\omega_e}{4m_e^2c^2\omega_c^3}$$

$$\boldsymbol{v}_g+\Delta\boldsymbol{v}_g \equiv \left(\frac{\partial\omega_p}{\partial k_p}\right)\Bigg|_{|E_\perp|^2=0}+\left(\frac{\partial\Delta\omega_p}{\partial k_p}\right)\Bigg|_{|E_\perp|^2=0}$$

$$\approx\frac{k^2c^2}{\omega_c}+2\,\frac{k\Delta kc^2}{\omega_c}$$

$$a_g+\Delta a_g \equiv \left(\frac{\partial^2\omega_p}{\partial k_p^2}\right)\Bigg|_{|E_\perp|^2=0}+\left(\frac{\partial^2\Delta\omega_p}{\partial k_p^2}\right)\Bigg|_{|E_\perp|^2=0}$$

$$\approx\frac{\omega_e^2c^2}{\omega_c^3}+2\,\frac{\omega_e\Delta\omega_ec^2}{\omega_c^3} \tag{9}$$

$$\begin{aligned}&\left\{\mathrm{i}\left(\frac{\partial\boldsymbol{\psi}}{\partial t}+\boldsymbol{v}_g\frac{\partial\boldsymbol{\psi}}{\partial z}\right)+\frac{1}{2}a_g[-(\nabla\times\nabla\times)_z\boldsymbol{\psi}+\right.\\&(\nabla\nabla\cdot)_z\boldsymbol{\psi}]+\frac{1}{2}\frac{\boldsymbol{v}_g}{k}[-(\nabla\times\nabla\times)_\perp\boldsymbol{\psi}+\\&(\nabla\nabla\cdot)_\perp\boldsymbol{\psi}]-\xi|\boldsymbol{\psi}|^2\boldsymbol{\psi}\}+\left\{\mathrm{i}\left(\frac{\partial\Delta\boldsymbol{\psi}}{\partial t}+\Delta\boldsymbol{v}_g\frac{\partial\Delta\boldsymbol{\psi}}{\partial z}\right)+\right.\\&\frac{1}{2}[a_g(-(\nabla\times\nabla\times)_z\Delta\boldsymbol{\psi}+(\nabla\nabla\cdot)_z\Delta\boldsymbol{\psi}]+\\&\Delta a_g(-(\nabla\times\nabla\times)_z\boldsymbol{\psi}+(\nabla\nabla\cdot)_z\boldsymbol{\psi}]+\\&\frac{1}{2}[\frac{\boldsymbol{v}_g}{k}(-(\nabla\times\nabla\times)_\perp\Delta\boldsymbol{\psi}+(\nabla\nabla\cdot)_\perp\Delta\boldsymbol{\psi})+\\&\frac{\Delta\boldsymbol{v}_g}{k}(-(\nabla\times\nabla\times)_\perp\boldsymbol{\psi}+(\nabla\nabla\cdot)_\perp\boldsymbol{\psi}))+\\&2\xi|\boldsymbol{\psi}\Delta\boldsymbol{\psi}|\boldsymbol{\psi}+\xi|\boldsymbol{\psi}|^2\Delta\boldsymbol{\psi}]\}=0\end{aligned} \tag{10}$$

式中，$\boldsymbol{v}_g$ 和 $\Delta\boldsymbol{v}_g$，a_g 和 Δa_g 分别是群速度及其增量、群加速度及其增量；式(10)左端第二项为修正项。推导中忽略了 $\boldsymbol{v}_0'^2/c$ 及 μ。

将式(4)分实虚部，$\boldsymbol{E}=A_xe^{\mathrm{i}\theta_1}\boldsymbol{e}_x+A_ye^{\mathrm{i}\theta_2}\boldsymbol{e}_y$，$\Delta\boldsymbol{E}=\Delta A_xe^{\mathrm{i}\Delta\theta_1}\boldsymbol{e}_x+\Delta A_ye^{\mathrm{i}\Delta\theta_2}$，且 $E_x=A_xe^{\mathrm{i}\theta_1}$，$E_y=A_ye^{\mathrm{i}\theta_2}$，$\Delta E_x\approx\Delta A_xe^{\mathrm{i}\theta_1}$，$\Delta E_y\approx\Delta A_ye^{\mathrm{i}\theta_2}$。若基态场函数为 $\boldsymbol{E}_0+\Delta\boldsymbol{E}_0=A_{0x}e^{-\mathrm{i}\theta_0t}\boldsymbol{e}_x+A_{0y}\times e^{-\mathrm{i}(\theta_0t+\pi/2)}\boldsymbol{e}_y+\Delta A_{0x}e^{-\mathrm{i}\theta_0t}\boldsymbol{e}_x+\Delta A_{0y}e^{-\mathrm{i}(\theta_0t+\pi/2)}\boldsymbol{e}_y$，$\theta_0=\xi(A_{0x}^2+A_{0y}^2)$，$\Delta\theta_0=\Delta\xi(\Delta A_{0x}^2+\Delta A_{0y}^2)\approx0$，$\Delta A_{0x}$ 和 ΔA_{0y} 是 A_{0x} 和 A_{0y} 扰动。研究微扰态 $\boldsymbol{A}'=(\boldsymbol{A}-\boldsymbol{A}_0)+(\Delta\boldsymbol{A}-\Delta\boldsymbol{A}_0)=[(A_x-A_{0x})+(\Delta A_x-\Delta A_{0x})]\boldsymbol{e}_x+[(A_y-A_{0y})+(\Delta A_y-\Delta A_{0y})]\times\boldsymbol{e}_y=A'_x\boldsymbol{e}_x+A'_y\boldsymbol{e}_y$，$\theta'_1=\theta_1+\theta_0t$，$\theta'_2=\theta_2+\theta_0t+\pi/2$，认为扰动 A'，θ'_1，θ'_2 是实的，对于平面波扰动，θ'_1，θ'_2，A'_x，$A'_y\propto\exp(-\mathrm{i}\Omega't+\mathrm{i}\boldsymbol{K}'\cdot\boldsymbol{r})$，$\Omega'=\Omega+\Delta\Omega$ 和 $\boldsymbol{K}'=\boldsymbol{K}+\Delta\boldsymbol{K}$ 分别为耦合扰动态频率和波矢，Ω 和 $\boldsymbol{K}$，$\Delta\Omega$ 和 $\Delta\boldsymbol{K}$ 分别为散射前后扰动态频率、波矢。由式(10)，可得 θ'_1，θ'_2，A'的线性化方程为：

$$\begin{aligned}&\{-\mathrm{i}\Omega A_{0x}\theta'_1+\mathrm{i}A_{0x}\boldsymbol{v}_gK_z\theta'_1+\frac{\boldsymbol{v}'_g}{2}K_x^2A_{0x}+\frac{\boldsymbol{v}_g}{2k_0}K_\perp^2A'_x+\\&2\xi A_{0x}(A_{0x}A'_x+A_{0y}A'_y)\}+\{-\mathrm{i}(\Delta\Omega A_{0x}+\Omega\Delta A_{0x})\theta'_1+\\&\mathrm{i}(\Delta A_{0x}\boldsymbol{v}_gK_z+A_{0x}\Delta\boldsymbol{v}_gK_z+A_{0x}\boldsymbol{v}_g\Delta K_z)\theta'_1+\frac{\Delta\boldsymbol{v}_g}{2}\times\\&K_z^2A'_x+\frac{\boldsymbol{v}_g}{2}K_z\Delta K_zA'_x+\frac{\boldsymbol{v}_g}{2}K_z^2\Delta A'_x+\frac{\Delta\boldsymbol{v}_g}{2}K_z^2\Delta A'_x+\\&2\xi A_x(\Delta A_{0x}A'_x+\Delta A_{0y}A'_y)+2\xi A_{0x}(A_{0x}A'_x+A_{0y}A'_y)+\\&2\xi\Delta A_{0x}(A_{0x}A'_x+A_{0y}A'_y)\}=0\end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned}&(-\mathrm{i}\Omega A_{0x}A'_x+\mathrm{i}\boldsymbol{v}_gK_zA'_x-\frac{A_{0x}}{2}\boldsymbol{v}'_gK_z^2\theta'_1-\frac{\boldsymbol{v}_g}{2k_0}A_{0x}K_\perp^2\\&\theta'_1)+[-\mathrm{i}(\Delta\Omega A'_x+\Omega\Delta A'_1)\theta'_1+\mathrm{i}(\Delta\boldsymbol{v}_gK_zA'_x+\boldsymbol{v}_g\Delta K_z\\&A'_x+\boldsymbol{v}_gK_z\Delta A'_x)-(\frac{\Delta A_{0x}}{2}\boldsymbol{v}'_gK_z^2+\frac{A_{0x}}{2}\Delta\boldsymbol{v}'_gK_z^2+\\&\frac{A_{0x}}{2}\boldsymbol{v}'_gK_z\Delta K_z)\theta'_1-(\frac{\Delta\boldsymbol{v}_g}{2k_0}A_{0x}K_\perp^2+\frac{\boldsymbol{v}_g}{2k_0}K_\perp^2\Delta A_{0x}+\\&\frac{\boldsymbol{v}_g}{k_0}A_{0x}K_\perp\Delta K_\perp)\theta'_1]\approx0\end{aligned} \tag{12}$$

式(11)、式(12)左端第二大项是散射引起的修正项。由这两式，可得调制增长的解及其增量分别为：

$$\begin{aligned}&\Omega\approx\boldsymbol{v}_gK_z+\sqrt{L[L+2\xi(A_{0x}^2+A_{0y}^2)]}\\&\Delta\Omega\approx\Delta\boldsymbol{v}_gK_z+\boldsymbol{v}_g\Delta K_z+\{L[\Delta L+2\Delta\xi(A_{0x}^2+\\&A_{0y}^2)+4\xi(A_{0x}\Delta A_{0x}+A_{0y}\Delta A_{0y})]]+\Delta L[L+2\xi(A_{0x}^2+\\&A_{0y}^2)]\}\end{aligned} \tag{13}$$

式中，$L=\frac{\boldsymbol{v}_gK_\perp^2}{2k_0}+\frac{\boldsymbol{v}'_gK_z^2}{2}$，$\Delta L=\frac{\boldsymbol{v}_gK_\perp\Delta K_\perp}{k_0}+\Delta\boldsymbol{v}'_gK_z\Delta K_z$。故调制不稳定性增长率为 $\Gamma=\mathrm{Im}\Omega>0$，$\Delta\Gamma=\mathrm{Im}\Delta\Omega>0$。

4 数值模拟

引入散射前后量纲一的参量及其增量分别为 $\dot{\Gamma}=\frac{\Gamma}{\omega}$，$\dot{K}_z=\frac{K_zc}{\omega}$，$\dot{K}_\perp=\frac{K_\perp c}{\omega}$，$\mu_1=\frac{\omega_e}{\omega}$，$A=\frac{|q_e|(A_{0x}^2+A_{0y}^2)^{1/2}}{mc\omega}$；$\Delta\dot{\Gamma}=\frac{\Delta\Gamma}{\omega_s}$，$\Delta\dot{K}_z=\frac{\Delta K_zc}{\omega_s}$，$\Delta\mu_1=\frac{\Delta\omega_e}{\omega_s}$，$\Delta A=\frac{2(A_{0x}\Delta A_{0x}+A_{0y}\Delta A_{0y})^{1/2}}{mc\omega_s|q_e|^{-1}}$。

散射前，取 $\dot{K}_\perp=0$，$\mu_1=0.3, 0.5, 0.99$，$\omega=1.88\times10^{15}\ \mathrm{s}^{-1}$，$A=0.271$ 及 $\dot{K}_z=0$，其他参数不变[5]，调制不稳定性时间增长率 $\dot{\Gamma}$ 与扰动态波数 $\dot{K}_z$ 和 $\dot{K}_\perp$关系分别如图1和图2中的虚线所示。

散射后，取 $\dot{K}_\perp=0$，$\Delta\mu_1=0.01$，$\omega_s=1.88\times$

$10^{16}\ s^{-1}$，$\Delta A = 0.001$ 及 $\dot{K}_z = 0$，其他参数不变，$\dot{\Gamma}$ 与 $\dot{K}_z$ 和 $\dot{K}_\perp$ 关系如图 1 和图 2 实线所示。$\dot{K}_\perp = 0$ 时，$\Delta\dot{\Gamma}_{\max} \approx (A\Delta A\mu_1^2 + \mu_1\Delta\mu_1 A^2)/2$，$\Delta\dot{K}_{z\max} \approx \sqrt{2}\Delta A/2$；$\dot{K}_z = 0$ 时，$\Delta\dot{\Gamma}_{\max} \approx (A\Delta A\mu_1^2 + \mu_1 \times \Delta\mu_1 A^2)/2$，$\Delta\dot{K}_{\perp\max} \approx \sqrt{2}\Delta A\mu_1 + A\Delta\mu_1)/2$。可见，在 $\dot{K}_\perp = 0$ 和 $\dot{K}_z = 0$ 两种情况下，散射引起调制不稳定性的最大时间增长率增量相同，增量不仅与入射光引起的 A 和 μ_1 有关，而且与散射光引起的 ΔA 和 $\Delta\mu_1$ 有关，μ_1 和 $\Delta\mu_1$ 越大，即越靠近激光等离子体临界面和散射越强，调制不稳定性时间增长率及其增量越大，调制不稳定性的发展使激光峰值迅速增大，并引起激光场坍塌。

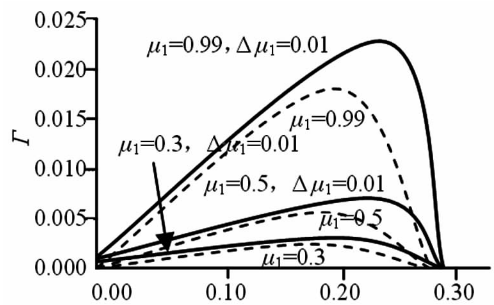

图 1　调制不稳定性时间增长率 Γ 与扰动态波数 K_z 的函数关系

Fig. 1　modulation instability time growth rate Γ variation over range of unstable wave numbers K_z for $K_\perp = 0$

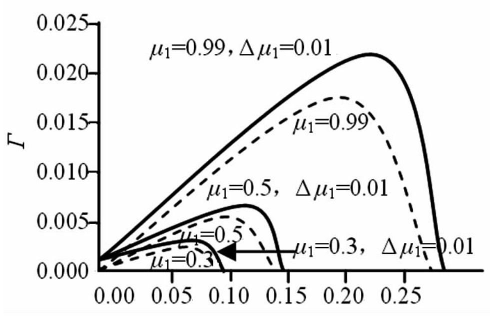

图 2　调制不稳定性时间增长率 Γ 与扰动态波数 $K_\perp$ 的函数关系

Fig. 2　modulation instability time growth rate Γ variation over range of unstable wave numbers $K_\perp$ for $K_z = 0$

5　结　论

散射引起调制不稳定性的最大时间增长率增量不仅与入射光引起的 A 和 μ_1 有关，而且与散射光引起的 ΔA 和 $\Delta\mu_1$ 有关，μ_1 和 $\Delta\mu_1$ 越大，即越靠近激光等离子体临界面和散射越强，调制不稳定性时间增长率及其增量越大，调制不稳定性的发展使激光峰值迅速增大，并加速了激光场坍塌。

参考文献：

[1]　Xiong Han, Liu Sanqiu, Liao Jingjing, et al. Self-focusing of intense laser pulse propagation in underdense plasma [J]. Laser Technology, 2010, 34(2): 272 – 274, 284. (in Chinese)
熊晗，刘三秋，廖晶晶，等. 短脉冲强激光在次临界密度等离子体中的传播[J]. 激光技术，2010，34(2)：272 – 274，284.

[2]　Zhong Xianqong, Xiang Anping. Perturbation frequency related modulation instability in case of high-order effects [J]. Laser Technology, 2009, 33(5): 545 – 547. (in Chinese)
钟先琼，向安平. 高阶效应下与扰动频率相关的调制不稳定性[J]. 激光技术，2009，33(5)：545 – 547.

[3]　Hao Xiaofei, Wang Qihua, Hao Dongshan. Ions acceleration in plasma under Compton scattering[J]. Nuclear Fusion and Plasma Physics, 2010, 30(1): 25 – 29. (in Chinese)
郝晓飞，王其华，郝东山. Compton 散射下等离子体中的离子加速[J]. 核聚变与等离子体物理，2010，30(1)：25 – 29.

[4]　Gao Xun, Guo Kaimin, Song Xiaowei, et al. Plasma characteri-stics of metal Fe ablated by pulsed laser[J]. Chinese Journal of Laser, 2010, 37(3): 877 – 880. (in Chinese)
高勋，郭凯敏，宋晓伟，等. 激光烧蚀铁靶的等离子体特性[J]. 中国激光，2010，37(3)：877 – 880.

[5]　Chen Huaying, Liu Sanqiu, Li Xiaoqing. Modulation instability of an elliptically poiarized laser pulse in plasma [J]. Laser Technology, 2009, 33(1): 77 – 79. (in Chinese)
陈华英，刘三秋，李晓卿. 椭圆偏振光在等离子体中的调制不稳定性[J]. 激光技术，2009，33(1)：77 – 79.

[6]　Jha P, Kumar P, Raj G, et al. Modulation instability of laser pulse in magnetized plasma[J]. Physics of Plasmas, 2005, 12(12): 123104 – 1.

[7]　Jha P, Mishra R K, Upadhyay A K, et al. Spot-size evolution of laser beam propagation in plasma embedded in axial magnetic field[J]. Physics of Plasmas, 2007, 14(11): 114504 – 1.

[8]　Tang Wei, Liu Sanqiu. Three-dimensional modulation instability of intense laser in un-magnetized plasmas[J].

Journal of Nachang University: Natural Science, 2011, 36(3): 601-605. (in Chinese)
汤伟,刘三秋. 强激光在非磁化等离子体中的三维调制不稳定性[J]. 南昌大学学报:理科版,2011,36(3): 601-605.

[9] Yao Ruxian, Hao Xiaofei, Hao Dongshan. Influence of Compton scattering on modulation instability of magnetized plasma[J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2011, 22(4): 635-639. (in Chinese)
姚汝贤,郝晓飞,郝东山. Compton 散射对磁化等离子体调制不稳定性的影响[J]. 光电子 · 激光,2011,22(4): 635-639.

[10] Hao Xiaofei, Wen Hua, Hao Dongshan. Influence of modulation instability in un-magnetized plasma by Compton scattering[J]. Nuclear Fusion and Plasma Physics, 2012, 32(4): 644-649. (in Chinese)
郝晓飞,文桦,郝东山. Compton 散射对未磁化等离子体调制不稳定性的影响[J]. 核聚变与等离子体物理,2012,32(4): 644-649.

[11] Li Fangju, Hao Dongshan. Influences of Compton scattering on the band gaps for one-dimensional ternary magnetized plasma photonic crystals[J]. Laser & Infrared, 2012, 42(7): 799-804. (in Chinese)
李芳菊,郝东山. Compton 散射对三元磁化等离子体光子晶体的影响[J]. 激光与红外, 2012, 42(7): 799-804.

[12] Kong Qing, Zhu Lijun, Wang Jiaxiang, et al. Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field[J]. Acta Physics Sinica, 1999, 48(4): 650-660. (in Chinese)
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.