

激光脉冲在等离子体中的压缩分裂*

栾仕霞¹⁾ 张秋菊¹⁾ 武慧春²⁾ 盛政明²⁾

1) 山东大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) 中国科学院物理研究所光物理开放实验室, 北京 100080)

(2007 年 8 月 25 日收到, 2007 年 9 月 28 日收到修改稿)

通过数值求解一维非线性薛定谔方程, 研究了圆偏振入射激光脉冲在初始密度范围为 1/4 到略低于 1 倍临界密度的等离子体中的自压缩和分裂现象. 提高等离子体密度和入射激光强度以及减小脉冲宽度可以在更短的传输距离获得有效的激光脉冲压缩, 压缩后的脉冲半高宽度可达到初始脉冲半高宽度的 1/35, 甚至更小. 这种压缩是激光脉冲在等离子体中形成高阶孤子的过程中产生的, 可以获得比在稀薄等离子体中更好的压缩比例. 数值计算的结果给出了该情况下激光脉冲在等离子体中自压缩后形成的高阶孤子分裂. 利用一维粒子数值模拟程序 (particle-in-cell, PIC) 也观察到了脉冲的压缩和分裂现象, 得到了与数值计算一致的结果.

关键词: 非线性薛定谔方程, 自压缩, 脉冲分裂, 粒子模拟

PACC: 5235S, 5235R, 5240D, 5265

1. 引 言

啁啾脉冲放大 (CPA) 技术^[1-5]的重大突破, 产生了皮秒及飞秒量级的激光脉冲, 它们因为具有很短的持续时间而具有很高的峰值功率和极高的强度 (目前已达到 10^{21} W/cm² 以上), 并可以在许多实验室中获得. 这些超短超强激光脉冲可以产生极高的电场和磁场等, 它们与等离子体的相互作用可以用于粒子加速、高次谐波产生、 x/γ 射线源等^[6-13], 极大丰富了激光与等离子体相互作用的物理图像. 其中许多现象主要是由电子在激光场中的相对论质量修正和激光场不均匀造成的有质动力这两种非线性效应引起的. 包括激光尾波场的产生, 各种参量不稳定等^[14]. 对高功率激光系统 (大于 50 TW), 因为激光器有限的频谱带宽, 脉冲宽度被限制在大约 30 fs, 最近提出的光学参量啁啾放大^[15]技术可以产生更短、功率更高的激光脉冲. 随着技术的发展, 人们希望能够突破 CPA 技术的这个压缩极限, 在不提高激光能量的前提下, 获得更短的激光脉冲. 在过去的几年里, 已经有大量的关于激光脉冲在等离子体中压缩的数值理论和数值研究. 在这些研究中, 盛政明等人用大振幅等离子体波压缩一个超短激光脉冲^[16], 并用粒子模拟获得单周期超短脉冲, Faure 等

人^[17]也在实验室中获得了这种方法的脉冲压缩. 另外, Shorokhov 等人^[18]提出利用弱相对论激光脉冲在低密度等离子体中自压缩的理论方案, 并用一维和三维的 PIC 模拟取得了有效的压缩效果, 但是需要较长的传播时间. 在以往的研究中, 等离子体被选为压缩的媒介是因为它相对于别的非线性光学材料对脉冲压缩能维持极高的强度水平, 并且激光与等离子体相互作用提供给脉冲压缩所需要的非线性. 而激光在等离子体中的脉冲演化, 就是由于激光强度引起的非线性效应和等离子体群速度色散 (GVD) 效应相互竞争的结果. 等离子体的折射率与激光强度成正比, 折射率随时间的变化导致脉冲非线性啁啾的过程即自相位调制, 脉冲的不同部分经受不同的折射率, 连续出现新的红移和蓝移, 产生新的频率分量, 增加了脉冲的频谱带宽, 从而支持较短的脉冲, 即压缩激光脉冲. 当非线性效应和群速度色散对脉冲的作用相当时, 就会产生光孤子. 对于长脉冲, 若脉冲幅度继续增大时, 变窄效应将超过变宽效应, 形成高阶光孤子, 它传输的脉冲形状将发生连续变化, 脉冲宽度将在平衡值附近振荡, 首先压缩变窄, 随着传播距离的继续增大, 会产生高阶孤子分裂^[19]. 在特定距离处脉冲周期性地复原. 因此这个理论可以用来压缩一个起始比较长的光脉冲. 这种现象已经在光纤中发现, 但是在等离子体中还没有

* 国家自然科学基金 (批准号: 10547122) 和山东省自然科学基金 (批准号: Q2006A07) 资助的课题.

发现此类现象,迄今为止关于这方面的研究也很少.

激光脉冲在低密度等离子体中的动力学理论可以用非线性薛定谔方程来近似. 本文通过数值求解非线性薛定谔方程,得出激光强度、初始脉冲宽度、初始等离子体密度共同影响光脉冲在等离子体中的演化,除此之外,脉冲在等离子体中的传输距离对脉冲演化的影响也很大,比如传输距离较短便可以得到有效的压缩脉冲,即脉冲被压缩为脉冲宽度较短的单个脉冲. 这是在以往的研究中没有考虑的因素,同时也克服了以往的研究中需要传输几千波长(λ)的问题. 讨论了激光脉冲在等离子体中压缩后分裂的规律和原因. 然后用一维 PIC 模拟验证了这些结果,成功观察到激光脉冲在等离子体中的自压缩和高阶孤子分裂的现象,并找出分裂的阈值,最终取得理论优化参数.

2. 激光脉冲在等离子体中传播的数值理论模型

冷等离子体方程将等离子体描述为零温度的电子流,其密度 $N(\mathbf{r}, t)$ 和速度 $\mathbf{u}(\mathbf{r}, t)$ 均为空间和时间的函数. 电子流密度 $\mathbf{J} = -eN\mathbf{u} = -eN\mathbf{P}/m_e\gamma$, 动量 $\mathbf{P} = m_e\gamma\mathbf{u}$, 相对论因子 $\gamma = \sqrt{1+p^2}$. 利用无量纲的变量

$$\mathbf{a} = \frac{e\mathbf{A}}{m_e c^2}, \varphi = \frac{e\phi}{m_e c^2}, \mathbf{P} = \frac{\mathbf{P}}{m_e c}, n = \frac{N}{N_0}. \quad (1)$$

由麦克斯韦方程得到的描述光在等离子体中传播的波方程变为

$$\begin{aligned} & \nabla^2 \mathbf{a} - (1/c^2) \partial^2 \mathbf{a} / \partial t^2 \\ & = (\partial/c \partial t) \nabla \varphi + (\omega_p^2/c^2) \mathbf{a} (n\mathbf{P}/\gamma), \\ & \nabla^2 \varphi = (\omega_p^2/c^2) (n - 1), \end{aligned} \quad (2)$$

其中 \mathbf{a} 为标准化的矢量势, φ 为标准化的标矢, m_e 为电子质量, N_0 为作为不动背景离子密度, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$ 为背景等离子体频率, n_0 为背景等离子体密度. 冷等离子体电子的相对论运动方程为

$$\frac{d}{dt} \mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = -e \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right), \quad (3)$$

在这里,热效应相对于有质动力可以忽略,这是描述相对论激光等离子体相互作用的冷流体近似的关键. 利用库仑规范 $\nabla \cdot \mathbf{A} = 0$, 以及 $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$, $\mathbf{E} = -\nabla \phi - (1/c) \partial \mathbf{A} / \partial t$, $d/dt = \partial/\partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla$, 我们最终得到电子移动的中心相对论方程

$$\begin{aligned} & \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} (\mathbf{p} - \mathbf{a}) - \mathbf{u} \times \nabla \times (\mathbf{P} - \mathbf{a}) \\ & = \nabla (\varphi - \gamma). \end{aligned} \quad (4)$$

为简化模型,我们只考虑一维的情况,我们选取沿 Z 方向传播的圆偏振激光脉冲,

$$\begin{aligned} A(z, t) &= \frac{1}{2} A(z, t) (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y) \times \exp(-i\omega t + ikz) \\ &+ c.c. \end{aligned} \quad (5)$$

假设电子服从相对论冷流体方程,而把质量较大的离子作为密度为 n_{0i} 的不动的、均匀的背景来处理,我们可以得到冷等离子体近似的一维波方程

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \mathbf{a} = k_p^2 \frac{n}{n_0} \boldsymbol{\beta}_\perp, \quad (6)$$

其中 $k_p = \omega_p/c$, $\boldsymbol{\beta}_\perp = \mathbf{u}_\perp/c = \mathbf{a}/\gamma$ 为标准化的横向等离子体流速, n 为等离子体密度. 对弱相对论圆偏振激光脉冲, $|a| \ll 1$ 相对论因子 $\gamma = \sqrt{1+|a|^2} \approx 1 + |a|^2/2$. 以上的讨论都是在准静态近似的条件下,即 a 和 φ 在激光脉冲通过等离子体的瞬时时间内变化很小. 激光脉冲传播的群速度为 $v_{gr} = c^2 k/\omega$, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数,满足 $c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_p^2$. 因此很方便从实验室坐标 (z, t) 转换到运动坐标 (ξ, τ) , 我们注意到

$$\frac{\partial}{\partial z} = \frac{\omega}{c} \frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\omega}{v_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau}, \quad \frac{\partial}{\partial t} = \frac{\omega}{v_{gr}} \frac{\partial}{\partial \tau}, \quad (7)$$

并由 $\frac{n_0}{n_c} = \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ 以及 $\frac{k}{\omega} = \frac{v_{gr}}{c^2}$, 我们得到非线性薛定谔方程

$$2i\alpha^3 \gamma_p^2 \frac{\partial a}{\partial \xi} = - \frac{\partial^2 a}{\partial \tau^2} - \frac{1}{2} \alpha^2 |a|^2 a, \quad (8)$$

式中 $\alpha = v_{gr}/c$, $\gamma_p^2 = (1 - \alpha^2)^{-1} = n_c/n$, $n_c = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ 是频率为 ω 的入射光的临界密度. 数值求解非线性薛定谔方程(8)可以获得激光脉冲在等离子体中传输时的脉冲演化情况.

3. 激光脉冲在等离子体中的自压缩

3.1. 等离子体初始密度对脉冲压缩的影响

我们数值求解了非线性薛定谔方程(8),找出了影响激光脉冲在等离子体中传输的因素. 首先我们考虑不同初始等离子体密度对脉冲的影响. 选取激光脉冲初始参数 $a_0 = 0.12$, $T_0 = 70\tau$, 传输距离为 900λ , 这里 a_0 为入射光的峰值振幅, T_0 为初始脉冲宽度, $\tau = 2\pi/\omega$ 是入射光的振荡周期, λ 为入射光在

真空中的波长. 不同初始等离子体密度对脉冲演化的影响如图 1 所示.

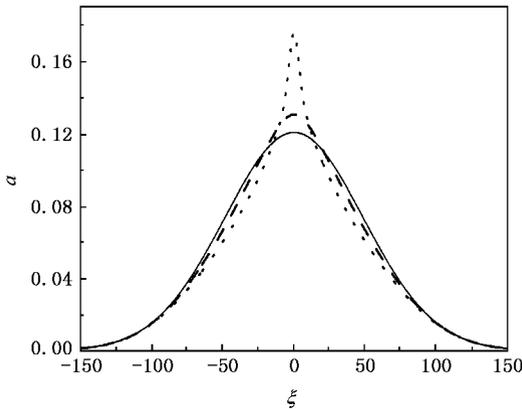


图 1 激光脉冲初始参数为 $a_0 = 0.12$, $T_0 = 70\tau$ 的情况下, 不同的等离子体初始密度时, 脉冲在等离子体中传输 900λ 的距离时的脉冲演化(实线、虚线和点线分别代表 $n_0 = 0.1n_c$, $n_0 = 0.3n_c$ 和 $n_0 = 0.4n_c$)

通过图 1 我们发现, 当 $a_0 = 0.12$, 传输距离在 1000λ 以内时, 等离子体密度在 $0.3n_c$ 以下对脉冲的演化没有产生很大的影响, 压缩比例非常小, 但是随着等离子体密度的增加, 脉冲自压缩的趋势变大, 如等离子体密度为 $0.4n_c$ 时, 压缩后的脉冲半高宽度可以达到初始脉冲半高宽度的 $1/2$.

而在提高脉冲强度时, 如 $a_0 = 0.35$, $T_0 = 70\tau$ 的情况下, 不同的初始等离子体密度对脉冲压缩的影响如图 2 所示.

我们选取的等离子体密度在 $0.25n_c$ 以上, 这样

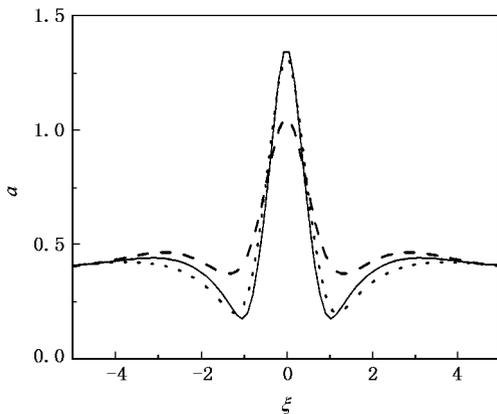


图 2 激光脉冲初始参数为 $a_0 = 0.35$, $T_0 = 70\tau$ 的情况下, 不同的初始等离子体密度时, 激光脉冲在等离子体中传输不同距离形成的单个压缩脉冲(实线、虚线和点线分别表示 $n_0 = 0.35n_c$, $n_0 = 0.4n_c$ 和 $n_0 = 0.45n_c$, 各自的传输距离分别为 440λ , 360λ 和 288λ)

可以避免拉曼不稳定. 从图中可以看出, 在这个范围内, 脉冲在等离子体中都能被有效地压缩, 有效压缩的效果就是形成的单个脉冲的脉冲宽度很短, 峰值振幅很高. 在初始等离子体密度为 $0.35n_c$ 时, 脉冲峰值振幅高达 1.4. 并且随着初始等离子体密度变大, 脉冲出现单个压缩脉冲所需要的时间变短, 如 $n_0 = 0.45n_c$ 时, 传输很短的距离便可以实现压缩, 而不需要像以往研究中需要传输几千波长才可以实现压缩. 因此要实现较早的压缩应适当增加初始等离子体密度.

3.2. 激光脉冲的强度对脉冲压缩的影响

由上面的讨论我们知道, 入射激光脉冲峰值振幅为 $a_0 = 0.12$ 时, 初始等离子体密度对脉冲压缩没有很大影响. 众所周知, 激光强度引起的非线性效应对激光脉冲压缩有极其重要的意义, 因此入射激光脉冲强度也是影响脉冲演化的重要因素. 选取 $n_0 = 0.3n_c$, $T_0 = 70\tau$, 传输距离为 1000λ 时, 通过计算发现, 增加激光脉冲的强度, 可以较早出现有效的压缩. 当 $a_0 = 0.2$ 时, 出现了单个压缩脉冲并且具有较高的峰值强度, 如图 3 所示.

由以上的分析我们发现, 在初始等离子体密度为 $0.3n_c$, 脉冲宽度为 70τ , 传输距离为 1000λ 的范围内, 激光脉冲峰值振幅 $a_0 = 0.2$ 为产生单个压缩脉冲的阈值. 随着激光入射强度的增强, 脉冲实现有效压缩的时间越来越短. 在 $n_0 = 0.4n_c$, $T_0 = 70\tau$ 时, 不同的入射激光脉冲强度对脉冲演化的影响如图 4 所示.

从图中我们可以看出, 激光强度越大, 产生单个压缩脉冲的时间越短, 这是因为激光强度越大, 导致非线性效应引起自相位调制越强, 压缩出现地越早. 这个范围内产生的压缩脉冲的脉冲宽度也很小, 压缩比例都在 $1/35$ 左右, 峰值振幅也较高.

3.3. 初始脉冲宽度对脉冲压缩的影响

除了初始等离子体密度和激光强度对脉冲演化有影响以外, 初始脉冲宽度对脉冲的压缩也很重要. 选取初始等离子体密度为 $0.3n_c$, 传输距离为 1000λ 时, 通过计算发现 $T_0 = 50\tau$ 时, 出现有效压缩的阈值为 $a_0 = 0.17$, 说明相同条件下脉冲宽度较小的脉冲较早实现有效压缩. 在 $n_0 = 0.4n_c$, $a_0 = 0.35$ 的情况下, 不同的初始脉冲宽度对激光脉冲的影响如图 5 所示.

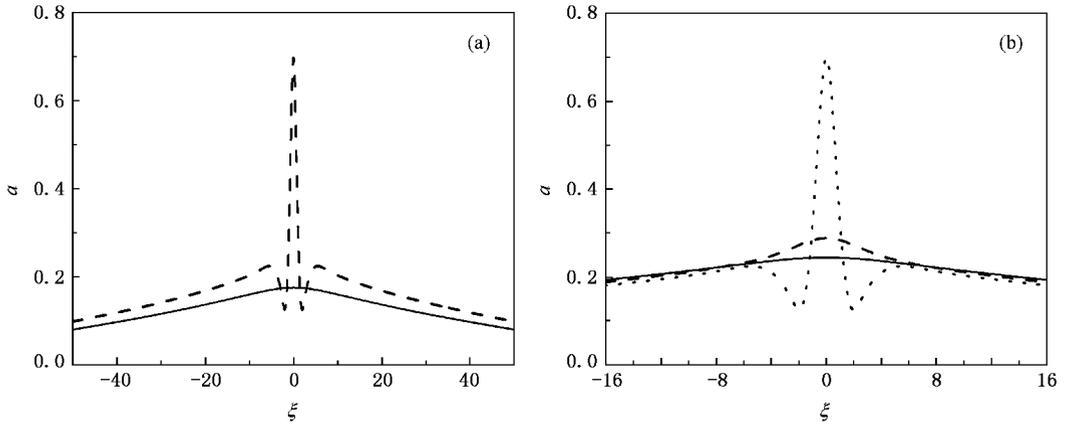


图3 (a)在 $n_0 = 0.3n_c, T_0 = 70\tau$ 的情况下,不同的激光入射强度时,脉冲在等离子体中传输 1000λ 的距离时的脉冲演化.实线和虚线分别表示 $a_0 = 0.15$ 和 $a_0 = 0.2$; (b) $n_0 = 0.3n_c, a_0 = 0.2, T_0 = 70\tau$ 的情况下,脉冲传输不同距离的脉冲演化.实线、虚线和点线分别代表传输距离为 $800\lambda, 900\lambda$ 和 1000λ

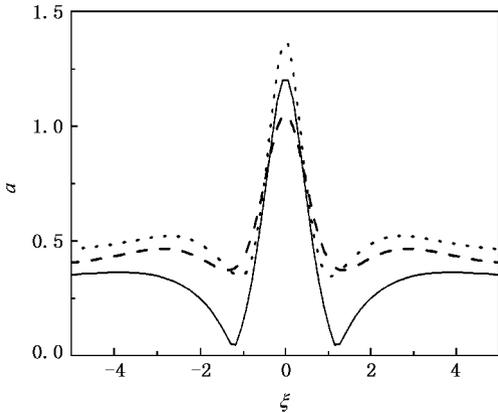


图4 在 $n_0 = 0.4n_c, T_0 = 70\tau$ 的情况下,不同的激光入射强度时,脉冲在等离子体中传播不同距离时的脉冲演化.实线、虚线和点线分别表示 $a_0 = 0.3, a_0 = 0.35$ 和 $a_0 = 0.4$,各自的传输距离分别为 $420\lambda, 360\lambda$ 和 310λ

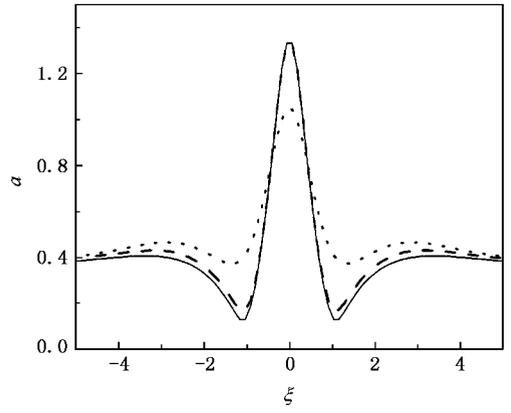


图5 $n_0 = 0.4n_c, a_0 = 0.35$ 时,不同的初始激光脉冲宽度对脉冲在等离子体中形成单个压缩脉冲的影响(实线、虚线和点线分别表示 $T_0 = 50\tau, T_0 = 60\tau$ 和 $T_0 = 70\tau$,各自的传输距离分别为 $260\lambda, 310\lambda$ 和 360λ)

计算发现,激光脉冲初始宽度越大,产生单个压缩脉冲需要的传输距离越长,同样说明脉冲宽度较窄的脉冲容易较早实现自压缩.与前面获得的压缩脉冲一样,压缩后的脉冲具有很窄的脉冲宽度和较高的峰值振幅.

4. 激光脉冲在等离子体中的分裂

4.1. 数值计算结果

以上我们讨论了初始等离子体密度、入射激光强度、初始脉冲宽度对脉冲在等离子体中产生单个有效压缩脉冲的影响,发现增加等离子体初始密度,

增强激光入射强度以及相对较短脉冲可以较早地实现单个脉冲压缩.我们发现,脉冲在出现单个的压缩脉冲之后,随着传输距离的继续增加,脉冲渐渐出现了分裂,这点在后面的 PIC 粒子模拟中也成功地观察到了.并且传输距离越长,出现的分裂脉冲数目越多.由一维孤子理论我们知道,对于长脉冲,若脉冲宽度较大时,变窄效应将超过变宽效应,形成高阶光孤子,它传输的脉冲形状将发生连续变化,首先压缩变窄,然后分裂,在特定距离处脉冲周期性地复原.这是一开始由于群速度色散,脉冲被展宽,随着传输距离变大,在脉冲中心附近的区域群速度最大,经受最强的自相位调制,引起脉冲啁啾,而色散又引起最强的调制部分偏离脉冲中心,形成高阶孤子分

裂. 通过计算发现, 在 $n_0 = 0.3n_c$, $T_0 = 70\tau$, 传输距离在 1000λ 范围内, 激光峰值振幅超过 0.2 都可以产生脉冲的压缩后分裂. 除了激光脉冲强度, 传输距离对激光脉冲的分裂也有很大的影响. 图 6 是 $n_0 = 0.3n_c$, $a_0 = 0.33$, $T_0 = 50\tau$ 时, 激光脉冲在传输不同距离处的脉冲分裂情况.

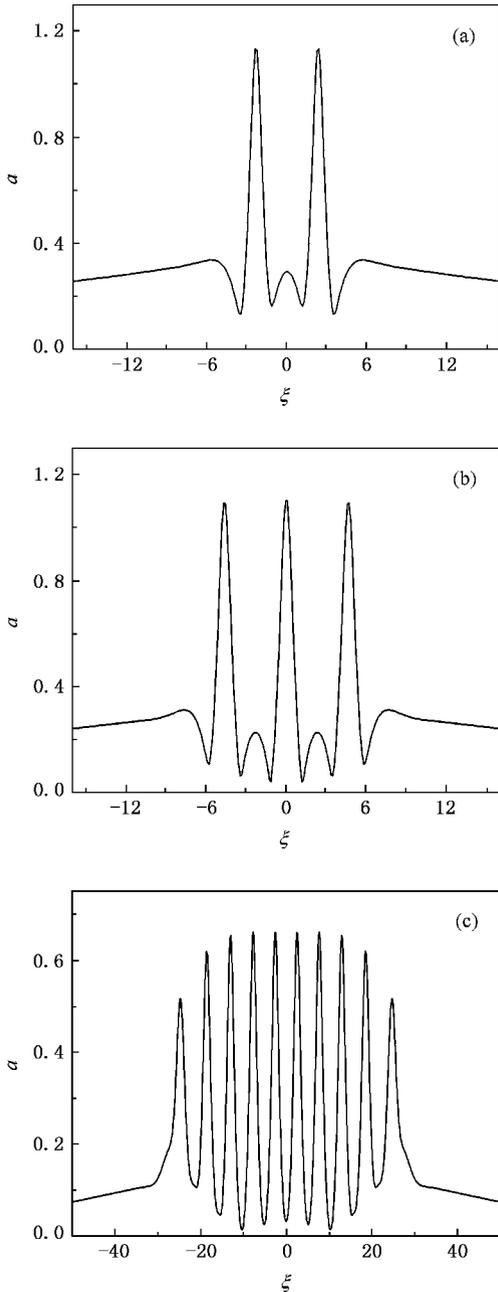


图 6 $n_0 = 0.3n_c$, $a_0 = 0.33$, $T_0 = 50\tau$ 时, 脉冲在不同传输距离时的分裂情况 (a) 传输距离为 470λ ; (b) 传输距离为 520λ ; (c) 传输距离为 1000λ

从图中可以看出, 在脉冲传输的初始阶段, 脉冲经历一个自压缩阶段, 压缩的结果是脉冲宽度变窄,

峰值振幅变高, 一直到脉冲宽度最窄, 峰值最大. 随着激光脉冲在等离子体中传输距离的增大, 压缩的脉冲出现展宽, 同时中心部分峰值振幅逐渐变小, 而两翼部分峰值振幅逐渐增强, 最终中心部分峰值振幅最小, 而两翼部分增长为两个较短脉冲, 出现了脉冲分裂. 这是自相位调制和群速度色散效应共同作用的结果. 在脉冲传输的初始阶段, 自相位调制占主导地位, 脉冲将被压缩, 当脉冲被压缩至最短时, 群速度色散起主导作用, 脉冲又将被展宽. 随着传输距离变大, 在脉冲中心附近经受最强的自相位调制, 引起脉冲啁啾, 分裂为两个脉冲. 图 6(a) 中两个压缩脉冲中间出现一个小峰是因为入射光脉冲强度较大, 自相位调制效应较强, 它引起的频率啁啾在远离脉冲中心位置具有非线性特点, 从而在脉冲压缩过程中, 远离中心两侧出现小伴峰. 而两个伴峰内侧的各自的小伴峰在时间上发生重叠, 从而使中间部分隆起一个小峰^[20]. 随着传输距离的继续增大, 在两个短脉冲的中间又会长出一个峰, 分裂为三个脉冲. 并有规律地依次分裂为形状规则的更多脉冲.

4.2. 一维 PIC 数值模拟结果

在 PIC 模拟程序中, 我们同样观察到了激光脉冲在等离子体中的分裂现象. 在 $n_0 = 0.4n_c$, $a_0 = 0.35$, $T_0 = 70\tau$ 的情况下, 脉冲的压缩和分裂现象如图 7 所示.

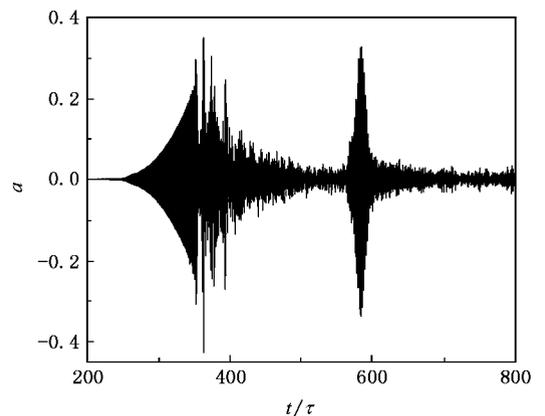


图 7 $n_0 = 0.4n_c$, $a_0 = 0.35$, $T_0 = 70\tau$ 时, PIC 模拟程序中脉冲在等离子体中传输 200λ 的距离时的脉冲随时间变化的演化情况

从图中可以很清楚地看到, 脉冲在等离子体中传输一段距离后经历了一个压缩阶段, 一直到脉冲宽度最窄后发生了分裂, 得到了一个压缩脉冲. 除此之外, 在靠近初始脉冲的前沿部分还分裂出几个

压缩脉冲,致使每个脉冲的峰值振幅较低。随着传输距离的增加,分裂后的脉冲间隔越来越大,这是由于分裂后的脉冲在传输过程中,受自相位调制的作用,脉冲之间相位差发生了变化,导致一种排斥作用的产生,从而脉冲间隔逐渐增大。证实了第3节中数值理论计算的脉冲分裂现象。

5. 结果与讨论

本文首先通过数值求解一维非线性薛定谔方程,研究了圆偏振入射激光脉冲在初始密度范围为 $1/4$ 到略低于1倍临界密度的等离子体中的自压缩和分裂现象。这个范围内可以有效地避免拉曼不稳定。计算发现,提高等离子体密度和入射激光强度以及减小脉冲宽度可以在更短的传输距离获得有效的激光脉冲压缩,其压缩后的脉冲半高宽度甚至可

达到初始脉冲半高宽度的 $1/35$,甚至更小。研究表明,这种压缩是激光脉冲在等离子体中形成高阶孤子的过程中产生的,因此可以获得比在稀薄等离子体中更好的压缩比例。数值计算的结果给出了该情况下激光脉冲在等离子体中自压缩后形成的高阶孤子分裂。当传输距离继续增大时,脉冲在自压缩后会出现分裂,由一个分裂为两个,两个脉冲各有两个小伴峰,在两个脉冲的中间部分由于脉冲伴峰在时间上的重叠而产生一个隆起的小峰。随着传输距离继续增大,脉冲会继续有规律的分裂。初始等离子体密度、入射激光强度、初始脉冲宽度同样影响脉冲分裂出现的时间和分裂的程度。一维PIC数值模拟证实了以上结论,也发现了激光脉冲的自压缩后分裂,并且分裂后的脉冲随传输距离的增加间隔越来越远的现象。

-
- [1] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **55** 447
 - [2] Strickland D, Mourou G 1985 *Opt. Commun.* **56** 219
 - [3] Perry M D, Mourou G 1994 *Science* **264** 917
 - [4] Mourou G A, Barty C P J, Perry M D 1998 *Phys. Today* **51** 22
 - [5] Tajima T, Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
 - [6] Esarey E 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252
 - [7] Clark E L, Krushelnick K, Davies J R, Zepf M, Tatarakis M, Beg F N, Machacek A, Norreys P A, Santala M I K, Watts I, Dangor A E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 670
 - [8] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, Cowan T E, Roth M, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
 - [9] L'Huillier A, Balcou P 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 774
 - [10] Zeitoun P 2004 *Nature (London)* **431** 426
 - [11] Sprangle P, Esarey E, Ting A 1990 *Phys. Rev. A* **41** 4463
 - [12] Ruth R, Chao A, Morton P, Wilson P 1985 *Part. Accel.* **17** 171
 - [13] Weber S, Riconda C, Tikhonchuk V T 2005 *Phys. Plasmas* **12** 43101
 - [14] Krueer W L 1998 *The Physics of Laser Plasma Interaction* (New York: Addison-Wesley)
 - [15] Brabec T, Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
 - [16] Sheng Z M, Zhang J, Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1 (in Chinese) [盛政明、张杰、余薇 2003 物理学报 **52** 1]
 - [17] Faure J, Glinec Y, Santos J J, Malka V 2005 *Phys. Rev. Lett.* **95** 205003
 - [18] Shorokhov O, Pukhov A 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 265002
 - [19] Zhang Q J, Wu H C, Wang X H, Sheng Z M, Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 7106 (in Chinese) [张秋菊、武慧春、王兴海、盛政明、张杰 2007 物理学报 **56** 7106]
 - [20] Miao R C, Zeng X M, Wang F 2004 *Acta Photon. Sin.* **33** 1081 (in Chinese) [苗润才、曾祥梅、王飞 2004 光子学报 **33** 1081]

Self-compression and splitting of laser pulse in plasmas^{*}

Luan Shi-Xia¹⁾ Zhang Qiu-Ju¹⁾ Wu Hui-Chun²⁾ Sheng Zheng-Ming²⁾

¹⁾ College of Physics and Electronics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

²⁾ Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(Received 25 August 2007 ; revised manuscript received 28 September 2007)

Abstract

We study the self-compression and splitting of a circularly polarized laser pulse propagating in plasmas with density window from 1/4 critical to slightly below critical density by solving the nonlinear Schrödinger equation numerically. It is demonstrated by the numerical calculation that the effective self-compression of laser pulse can be achieved in even shorter distance by increasing both the background plasma density and intensity of the laser pulse, or decreasing the width of pulse. The full-width at half maximum of the compressed pulse can reach 1/35 of the initial one's or even smaller. It has been found that this kind of self-compression occurs in the process of formation of a high-order soliton when a laser pulse propagates in a plasma, so that we can obtain great compression ratio than in thin plasmas. We also obtained the splitting of a high-order soliton formed after self-compression of a laser pulse propagating in plasmas from the result of the numerical calculation in this situation. The phenomenon of self-compression and splitting is also observed by using one-dimensional particle-in-cell simulations and the result was consistent with the numerical calculation.

Keywords : nonlinear Schrödinger equation, self-compression, pulse splitting, particle-in-cell simulations

PACC : 5235S, 5235R, 5240D, 5265

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10547122) and the Natural Science Foundation of Shandong Province (Grant No. Q2006A07).