

周期量级超短激光脉冲在近临界密度等离子体中形成的光孤子*

张秋菊 盛政明 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理开放实验室, 北京 100080)

(2003 年 2 月 10 日收到, 2003 年 3 月 31 日收到修改稿)

利用一维粒子模拟程序, 观测到周期量级的超短激光脉冲在等离子体中可以以孤子形式传播. 它在一定密度等离子体中以较高的群速度向前传播, 并在到达等离子体与真空界面时发生反射和透射. 当入射激光脉冲强度增大时, 非线性调制效应使它产生较大的频率下移, 致使光孤子传播速度变小. 另外, 对于同样光强下的几十个周期以上的光脉冲, 它在等离子体中传播时形成的则是一连串低频的被捕获在等离子体中的光孤子.

关键词: 光孤子, 超短激光脉冲, 等离子体, 粒子模拟

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

1. 引 言

光孤子的产生是激光与等离子体相互作用中产生的一种基本的非线性现象. 超短脉冲强激光在等离子体中传播时, 由于色散效应会使脉冲不断扩展. 对周期量级的光脉冲, 由于其很宽的频谱, 色散扩散尤其显著. 另一方面, 强激光在等离子体中传播时产生两种非线性效应, 即电子质量在激光场中的相对论增长和激光场不均匀造成的有质动力作用, 其中后者进一步使等离子体密度发生改变. 这些非线性效应使脉冲有被压缩的趋势. 当色散和非线性效应对光脉冲的作用相当时, 便形成稳定传播的光孤子脉冲. 长时间以来, 等离子体中光孤子的产生已经引起了很多关注. 人们设想在等离子体中用光孤子来加速电子和离子^[1-5]. 有关等离子体中相对论孤子电磁波的理论研究始于上世纪 70 年代^[4-6]. 在过去几年里, Bulanov 等人通过数值模拟, 发现了超短脉冲在不太稀薄的等离子体中传播时, 会在等离子体中留下以孤子波形式存在的电磁场^[7,8]. 最近, Naumova 等人在模拟中观察到了超短脉冲激光穿过等离子体后留下的电磁孤子波, 它们的传播速度接近于零, 孤子波所在区域形成了电子和离子的密度

空泡^[9]. Sheng 等人在数值模拟中也观测到类似现象, 并注意到密度空泡产生的各向异性^[3]. 最近, Borghesi 等人在实验中也已经观测到强激光与一定密度的等离子体作用后等离子体空泡的产生等现象^[10]. 这证实了数值模拟的观测. 以往这些粒子模拟的结果表明, 光孤子产生于激光脉冲的后面, 而且大都是传播速度接近于零, 即以被捕获在等离子体中的孤子场形式出现^[2,7-9]. 虽然理论上认为, 在等离子体中快速传播的光孤子波是存在的, 但数值模拟中很难观测到. 本文描述了通过一维粒子数值模拟对快速传播的光孤子产生的观测, 发现当周期量级的超短激光脉冲在近临界密度的均匀等离子体传播时, 可以以光孤子的形式向前传播. 相应的电子、离子密度坑和静电场的形成与光孤子的传播速度有很大关系. 本文还分别比较了不同入射光脉冲峰值强度以及脉冲宽度对光孤子形成的影响.

2. 等离子体中光孤子的产生

2.1. 周期量级光脉冲在等离子体中的传播

本文的一维粒子模拟中, 光脉冲沿 x 轴方向传播, 其电场在 z 方向振荡. 脉冲初始包络为正弦平方

* 国家自然科学基金(批准号: 10105014, 19825110 和 10075075)和国家高技术惯性约束聚变基金资助的课题.

形式,其电场的无量纲振幅为 $E = E_0 \sin^2(\pi t/T)$, $0 \leq t \leq T$ 其中 E_0 为归一化到 $m_e \omega_0 c/e$ 的电场峰值振幅, ω_0 , e , m_e 和 c 分别为初始激光脉冲的中心频率、电子电荷、电子质量和真空中的光速. 在一个典型的模拟中,取 $E_0 = 0.8$, 脉宽 $T = 3\tau$, τ 为激光场振荡的周期. 无扰动的等离子体的密度为 $n_0 = 0.7n_c$, 其中 $n_c = \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$ 为临界密度. 图 1 示出模拟得到的光脉冲的电场分量随时间空间的演化. 图 1 中空间坐标以初始脉冲的中心波长 λ 为单位, $x = 20\lambda$ 和 $x = 110\lambda$ 处分别为等离子体与真空的左、右界面. 时间坐标以振荡周期 τ 为单位. 从图 1 可以看出,光脉冲在等离子体中传播时,由于等离子体的色散效应而扩展,脉冲的能量也随之分散. 同时由于形成的等离子体波通过相位调制对脉冲有频率下移和压缩作用^[11-14],使脉冲的主频率下移到某一频率处,该频率上的能量并未随脉冲的传播而扩散,而是由于等离子体的色散效应和非线性效应对该频率脉冲的作用大致平衡,从而使该频率脉冲形成了一个孤立状的脉冲尖峰. 此后它以 $v_g = 0.518c$ 的群速度向前匀速传播,这个速度远大于以往采用相对论长脉冲的数值模拟和实验中观察到的光孤子速度. 在到达等离子体与真空的界面后,孤立脉冲的一部分透射到真空中,一部分则发生了反射. 由于振幅较低,色散效应对反射脉冲的作用大于非线性的作用,反射回等离子体内的脉冲在等离子体中不断扩展.

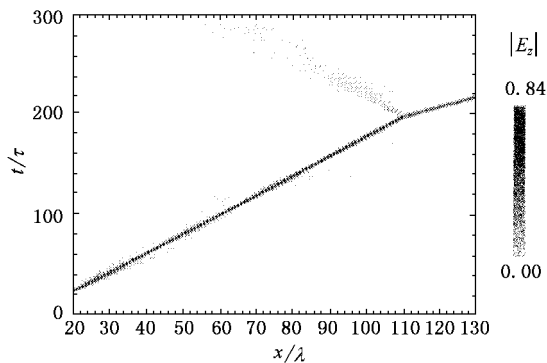
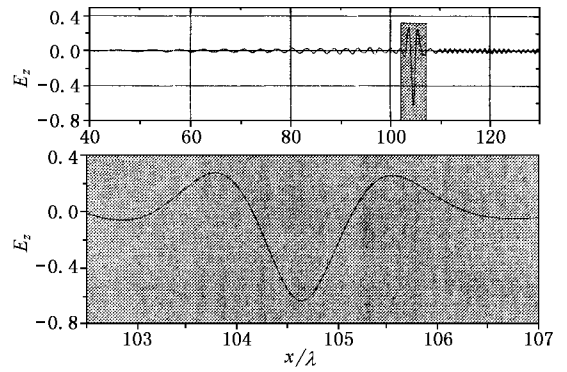


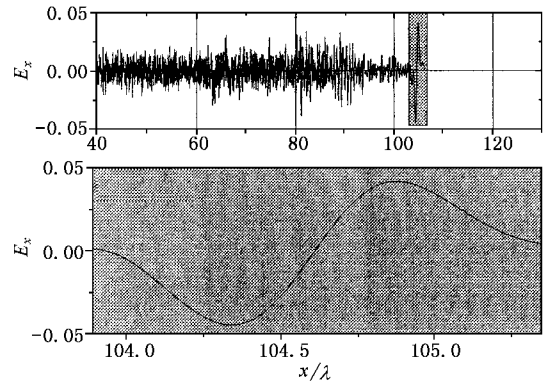
图 1 初始入射脉冲峰值电场 $E_0 = 0.8$, 等离子体密度 $n_0 = 0.7n_c$ 时电场 z 分量随时间空间的演化. 等离子体分布在 $x = 20\lambda$ 和 $x = 110\lambda$ 之间

图 2(a)–(c) 分别为光孤子峰值处的电场 z 分量(横向电场)、电场 x 分量(电荷分离场)以及电子和离子密度在某一时刻的空间分布. 激光脉冲穿过等离子体时, 图 2(a) 中孤子脉冲电场 z 分量的有质

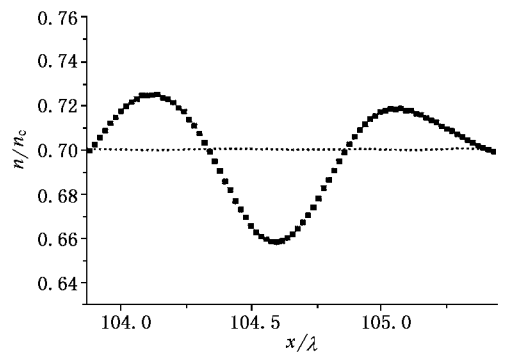
动力把孤子处的电子向外排开,造成了图 2(c) 中的电子密度坑,同时这一电子密度坑伴随着光孤子向前传播. 电子密度坑的形成产生了图 2(b) 中的电荷分离场,接着电荷分离场又开始把离子往外推. 但是在这种激光强度下,因为孤立子的传播速度较快,离子并未来得及响应,所以并未产生离子的密度坑.



(a) 振荡电场



(b) 静电场



(c) 电子(◆)和离子(*)密度

图 2 初始入射脉冲峰值电场 $E_0 = 0.8$, 等离子体密度 $n_0 = 0.7n_c$ 在 $t = 186\tau$ 时刻光脉冲以及等离子体密度的空间分布

在传播过程中,孤子的相位随传播距离而变化^[5,6],因此其峰值电场 z 分量是按时间振荡的.与

此相关地,电子密度坑的宽度和深度也随之振荡.图 3 表明了这一点.

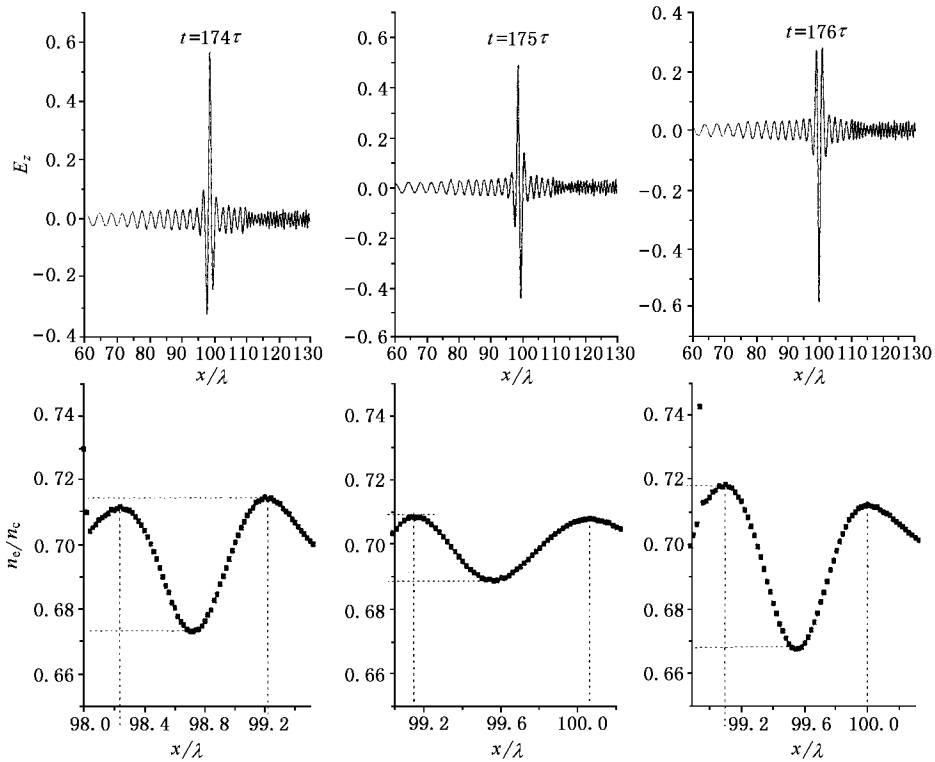


图 3 初始入射脉冲峰值电场 $E_0 = 0.8$, 等离子体密度 $n_0 = 0.7n_c$ 时电子密度凹陷随电场 z 分量的振荡

2.2. 不同峰值强度的比较

由于等离子体中折射率 $N = \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega^2} \gamma$ (γ 为相对论因子, $\gamma = \sqrt{1 + |E|^2/2}$), 一般会认为激光脉冲强度较大时, 形成的孤立脉冲向前传播的速度可能会更大. 本文模拟了在相等等离子体参数、相同脉冲形状下, 入射脉冲峰值振幅为 $E_0 = 1.0$ 时形成的孤立脉冲的传播情况. 从图 4(a) 可以看出, 孤立脉冲的平均传播速度仅约为 $v_g = 0.26c$, 远小于图 1 中当 $E_0 = 0.8$ 时的 0.518 . 图 4(b) 示出电子和离子密度的空间分布. 可以看出, 由于传播速度减小, 在电荷分离场作用下, 离子响应开始出现, 离子密度坑已经开始形成. 由于密度扰动 $\delta n/n_0$ 与 E_0^2 成正比, 而频率移动量 $\delta\omega/\omega_0$ 与密度扰动成正比, 所以在等离子体中传播造成的频率下移 $\delta\omega$ 随着脉冲强度的增大而变大^[13]. 图 5 示出两种情况下传出等离子体右边界的光场的频谱. 从图 5 可以看出, $E_0 = 0.8$ 时频率从 ω_0 下移到 $0.93\omega_0$; 而 $E_0 = 1.0$ 时频率从 ω_0 下移到 $0.825\omega_0$ 附近. 所以 $E_0 = 1.0$ 时的孤立脉冲

的传播速度小于 $E_0 = 0.8$ 时的传播速度. 在经历了更长时间后, $E_0 = 1.0$ 时的孤子到达等离子体与真空的界面, 也发生了反射和透射. 这次由于脉冲振幅较高, 反射脉冲在等离子体中形成了几个不再传播的光孤子. 此外, 虽然 $E_0 = 1.0$ 时形成的孤立脉冲频率 $0.825\omega_0$ 低于电子等离子体频率 $\omega_p = \sqrt{0.7}\omega_0 = 0.836\omega_0$, 但是由于相对论效应造成电子质量增加, 从而对应的局部有效等离子体频率 $\omega'_p = \omega_p/\gamma^{1/2}$ 减小, 因此, 它们仍然可以传播.

虽然入射光脉冲峰值强度小时形成的孤子波的传播速度较大, 也不能无限制地降低峰值强度, 因为对一定的等离子体参数而言, 峰值强度太小会使色散对脉冲的扩展作用大于非线性的收缩作用, 脉冲逐渐扩散而无法形成光孤子.

2.3. 不同长度脉冲的比较

为了比较长脉冲与等离子体波作用形成的光孤子与超短脉冲情况下的异同, 本文模拟了在同样的等离子体参数, 入射脉冲峰值振幅 $E_0 = 0.8$, 脉宽为

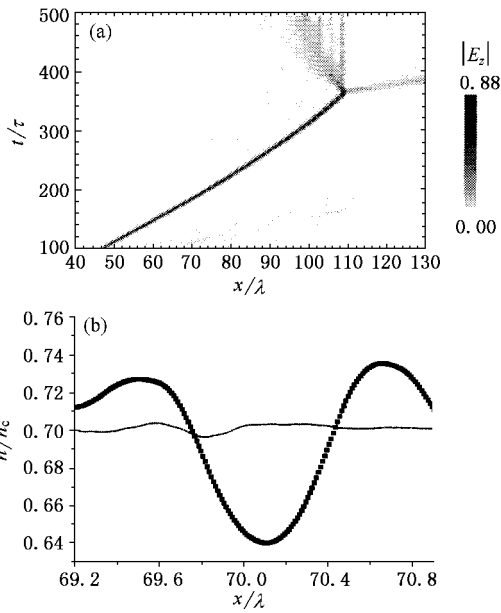


图4 初始入射脉冲峰值电场 $E_0 = 1.0$, 等离子体密度 $n_0 = 0.7n_c$ 时 (a) 电场 z 分量随时间空间的演化 (b) 电子(◆)和离子(*)密度的空间分布 等离子体分布在 $x = 20\lambda$ 和 $x = 110\lambda$ 之间

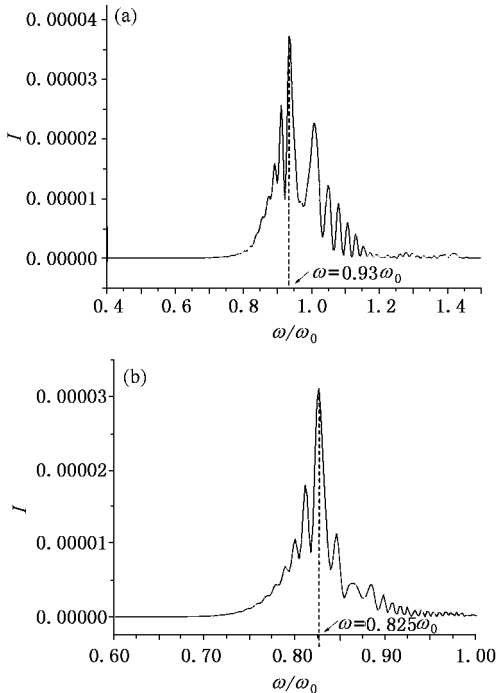


图5 初始入射脉冲峰值电场 $E_0 = 0.8$ 和 $E_0 = 1.0$ 两种情况下传出等离子体右边界的光场的频谱

$T = 30\tau$ 时形成的光孤子传播情况. 从图 6(a) 可以看出, 激光脉冲的强度并未像图 1 中那样在某一频

率保持不变, 形成快速向前传播的光孤子, 而是在空间上形成了一连串的被等离子体捕获的光孤子. 电子和离子被光孤子电磁场的有质动力作用推出孤子所在区域, 由此形成电子和离子密度的空间分布中一连串的空泡, 电磁场被捕获在空泡内. 而且, 因为这些光孤子不随时间向前传播, 它们对局域的电子离子密度的影响很大, 等离子体中的空泡即电子和离子的密度坑比传播光孤子形成的密度坑要大得多. 如图 6(b) 所示, 离子的密度坑已经和电子密度坑几乎重合, 远大于图 2(c) 中传播光孤子造成的电子和离子密度扰动. 由于脉冲的大部分能量都消耗在形成这些等离子体空泡, 脉冲的强度下降, 在距等离子体和真空界面还很远的地方就已经开始扩展, 剩余的部分脉冲能量就很快扩散. 过去几年, 大量的对等离子体中产生光孤子这方面的观测都是局限于这种静止类型的光孤子.

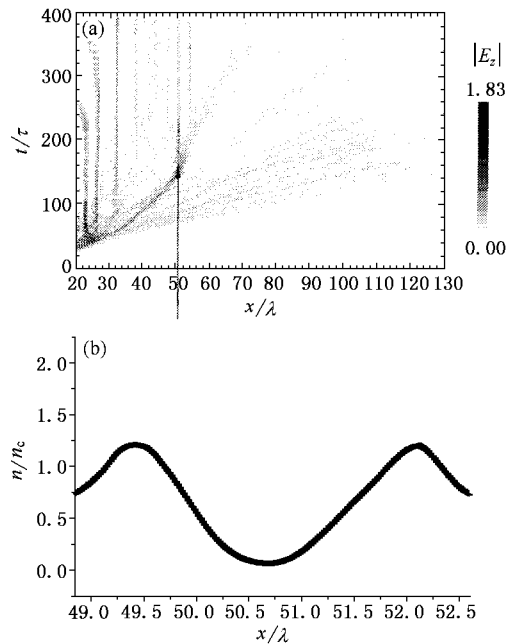


图6 初始入射脉冲峰值电场 $E_0 = 0.8$, 等离子体密度 $n_0 = 0.7n_c$, $T = 30\tau$ 时 (a) 电场 z 分量随时间和空间的演化 (b) 在 $t = 30\tau$ 时刻电子(◆)和离子(*)密度的空间分布(已重合)

3. 结果与讨论

本文讨论了用一维粒子数值模拟观察到周期量级超短脉冲在等离子体中传播时产生的高速传播光孤子, 比较了不同的峰值强度和脉冲宽度对形成光

孤子的影响.可以看出,只有脉宽在几个振荡周期量级的超短脉冲在等离子体中的传播才可能形成高速传播的光孤子,同样条件下的脉宽在几十个周期量级的光脉冲在等离子体中形成的则是一连串被捕获在等离子体中的零速度光孤子.后者由于对局域等离子体作用时间较长,形成了更大的电子和离子密度坑以及更大的等离子体空泡.对于同样脉宽的超短脉冲在等离子体中传播,强度大的脉冲频率下移更大,所形成的孤子脉冲的传播速度反而小.

大量的数值模拟也表明,对某一定密度的等离

子体和一定形状的超短脉冲而言,存在一个能形成光孤子的临界峰值强度,在这一强度附近能形成稳定传播的光孤子.峰值低于这个临界强度时,脉冲不断扩展,无法形成光孤子;高于这个强度,形成的孤立脉冲又不能稳定地传播.如 $E_0 = 1.0$ 时形成的孤立脉冲并不是一个严格的光孤子,因为在传播过程中它的速度逐渐变慢.

此外,对同一脉冲在不同密度的等离子体中传播,所对应的这一临界强度也不同,还需要进一步研究.

- [1] Farina D and Bulanov S V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5289
 [2] Esirkepov T *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 275002
 [3] Sheng Z M, Zhang J and Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 125 (in Chinese) 盛政明、张 杰、余 玮 2003 物理学报 **52** 125]
 [4] Mima K *et al* 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1421
 [5] Kaw P K, Sen A and Katsouleas T 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3172
 [6] Kozlov V A *et al* 1979 *Sov. Phys. JETP* **49** 75
 [7] Bulanov S V *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440

- [8] Sentoku Y *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3434
 [9] Naumova N M *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
 [10] Borghesi M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002
 [11] Esarey E *et al* 1990 *Phys. Rev. A* **42** 3526
 [12] Sheng Z M *et al* 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1796 (in Chinese) 盛政明等 1992 物理学报 **41** 1796]
 [13] Sheng Z M *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7258
 [14] Sheng Z M *et al* 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3147

Solitons formed by ultrashort laser pulses propagating in a plasma *

Zhang Qiu-Ju Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

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

(Received 10 February 2003 ; revised manuscript received 31 March 2003)

Abstract

Using one-dimensional particle-in-cell simulations, we observed the formation of solitons which can move with high group velocities when ultrashort laser pulses at a few cycles only propagate in underdense plasma near the critical density. There exist reflection and transmission when the solitons arrive at the plasma-vacuum boundary. When the intensity of initial laser pulses increases, the velocity of the formed solitons decreases. When a laser pulse at a few tens of cycles propagates in such a plasma, a cluster of solitons are left behind, and trapped in the plasma.

Keywords : soliton, ultrashort laser pulse, plasma, particle-in-cell simulations

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

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10105014, 19825110 and 10075075), and the National High Technology ICF Foundation of China.