

交叉传播激光脉冲与等离子体相互作用产生的 等离子体密度光栅*

栾仕霞 张秋菊 桂维玲

(山东师范大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

(2008 年 1 月 15 日收到 2008 年 4 月 1 日收到修改稿)

理论上研究了两束交叉传播的激光束与等离子体相互作用产生的电子和离子密度调制. 用一维粒子模拟程序 (particle-in-cell, PIC) 研究了两束激光脉冲产生的干涉场激发的等离子体布拉格光栅. 研究表明等离子体初始密度、脉冲强度和宽度共同影响等离子体布拉格光栅的演化. 光栅的密度峰值可以达到初始等离子体密度的 8 倍以上, 并且可以维持几皮秒的时间. 等离子体布拉格光栅可以囚禁由受激拉曼散射形成的电磁孤子, 从而形成准稳态的孤子结构, 很大程度上降低了形成电磁孤子所要求的激光脉冲强度.

关键词: 等离子体布拉格光栅, 电磁孤子, 交叉传播激光束, 粒子模拟

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

1. 引言

近年来, 多光束与等离子体相互作用呈现出全新的物理图像, 并展现出许多有趣的非线性效应. 包括相位共轭反射^[1]、超短激光脉冲被一个反传播的长脉冲引起的超连续放大^[2]、两束交叉传播的激光束在等离子体流中的能量交换^[3,4]等. 最近一些关于两束反传播的激光束在等离子体中相互作用的研究, 发现了许多有趣的现象, 比如相互吸引、融合^[5]、排斥、分裂以及形成螺旋式结构^[6]. 最近, Dong 等人用一维 particle-in-cell (1D PIC) 数值模拟研究发现在不同的条件下两束反传播的同偏振的激光脉冲在低密度等离子体中可以融合成一束光或者分裂成三束光^[7]. Ren 等人最近利用 3D PIC 模拟程序发现了脉冲间的吸引和螺旋形特征^[6]. 最近发现这种相互作用还可以用来加速粒子, 比如通过激发脉冲群的尾波场^[8]、交叉调制激光尾波场^[9]、将电子注入到等离子体波加速器^[10]、随机加热和加速^[11]等. 两束交叉传播的激光脉冲在等离子体中干涉形成周期性的分层结构已经较早被发现^[12], 结果表明分层介质可以像光栅一样产生相位反射^[13], 称为等离子体 Bragg 反射镜. 另外这种周期性的电子密度调制

也可以像一个多层镜, 从而引起两束激光脉冲之间能量的相互转换^[3,4]. 稳定的等离子体 Bragg 光栅可以用来调制四波混频^[14]、操纵超短脉冲激光^[15]、实现快孤子压缩^[16]等许多应用. 众所周知, 啁啾脉冲放大 (CPA) 技术中, 放大的啁啾脉冲是被一对衍射光栅压缩, 它的发展使脉冲强度提高极限的影响因素由放大器的非线性效应转变到压缩器的光学破坏阈值, 而由于等离子体没有热效应破坏阈值, 因此等离子体光栅有望用来产生更强的激光脉冲. 最近我们发现这种不均匀的等离子体光栅还可以用来囚禁由受激拉曼散射形成的电磁孤子.

等离子体光栅的形成是由两束反传播的激光脉冲诱导而成^[17]. 形成光栅的时间总是比两脉冲相遇的时间要晚. 两束激光脉冲在等离子体中叠加形成干涉场, 在激光脉冲交叉的区域里, 电子先被干涉场的有质动力往外推, 结果, 电子和离子之间的静电场产生了, 然后, 这个静电场在准电荷中性起作用之前将离子往外拉, 使它们积聚在干涉场波节的位置, 从而形成密度调制, 因此密度调制加深的过程是由离子的运动引起的. 很明显, 形成的密度光栅只在两脉冲交叉重叠的部分. 本文利用一维近似, 给出描述等离子体密度调制的耦合方程. 1D PIC 模拟程序从细节上研究初始等离子体密度、激光脉冲强度和

* 国家自然科学基金 (批准号: 10547122 和 10674175) 资助的课题.

宽度对等离子体 Bragg 光栅演化的影响. 在本文的参数范围内, 等离子体光栅的密度峰值可以达到初始等离子体密度的 8 倍以上, 并且可以维持几皮秒的时间. 由于这种等离子体光栅具有很高的峰值密度, 因此可以很容易囚禁住由受激拉曼散射形成的低频电磁孤子, 形成准稳态结构, 可以在等离子体中持续上千个时间周期. 以往利用单束强激光产生电磁孤子^[18]需要的强度为 $a_0 \approx 1$, 而利用两束反传播的激光束产生等离子体光栅而形成低频电磁孤子要求的脉冲强度为 $a_0 \approx 0.3$ 即可, 很大程度上降低了对激光脉冲强度的要求.

2. 等离子体密度调制的模型

我们考虑两束反传播的激光脉冲与等离子体相互作用. 为了简化, 假设两束反传播的激光束沿着 x 方向入射. 因为我们主要研究干涉场对等离子体的密度调制, 所以可以忽略激光脉冲的演化. 在一维近似下, 等离子体光栅可以用以下公式来描述:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + cv_{e//} \frac{\partial}{\partial x} \right] (\gamma v_{e//}) = c \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{c}{2\gamma} \frac{\partial |a|^2}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + cv_{i//} \frac{\partial}{\partial x} \right] v_{i//} = -c \frac{m}{M} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + c \frac{\partial (n_e v_{e//})}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + c \frac{\partial (n_i v_{i//})}{\partial x} = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \omega_p^2 / c^2 (n_e - n_i), \quad (5)$$

其中 n_e 和 n_i 分别是由无扰动时的密度 n_0 归一化后的电子和离子密度; ϕ 是由 mc^2/e 归一化后的标矢; $v_{e//}$ 和 $v_{i//}$ 分别是由真空中的光速 c 归一化后的电子和离子速度的径向分量; m 和 M 分别是电子和离子的静止质量; $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2/m$ 是电子等离子体频率; $\bar{\gamma}$ 是在一个光周期内取平均的相对论因子. 这里(1)式和(2)式分别是电子和离子的运动方程, (3)式和(4)式分别是电子和离子流体的连续性方程. 由于这里考虑的入射激光脉冲的光强比较适中, 所以(2)式中对离子的有质动力项与产生的静电力相比是被忽略的. 这样方程(1)–(5)就描述了在激光场有质动力作用下的密度调制.

在一维情况下, 两束反传播的激光脉冲在等离子体中的叠加场可以写成 $a(x, t) = [a_1 \cos(k_f x -$

$\omega t) \hat{e}_z + a_2 \cos(k_f x + \omega t) \hat{e}_z]$ 的形式, 这里 $k_f = k_0(1 - n_0/n_c)^{1/2}$ 是激光在初始无扰动等离子体中的波矢, $k_0 = \omega/c$ 和 $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$ 分别是真空中的激光波矢和对应等离子体的临界密度. 对远小于相对论光强阈值 10^{18} W/cm^2 的激光脉冲, 上面的方程可以进一步简化, 时间平均的相对论因子 $\bar{\gamma}$ 可以近似写成 $\bar{\gamma} = 1 + \frac{1}{4} [a_1^2 + a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos(2k_f x)]$. 那么, 叠加场的归一化有质动力为 $F_p / (mc^2 k_0) = -(c/\omega) (\partial \bar{\gamma} / \partial x) = (k_f c / \omega) a_1 a_2 \sin(2k_f x)$, 由此可见这个驻波场的有质动力在空间 x 上其实是一个周期为 π/k_f 的周期函数. 在有质动力作用早期, 密度扰动还比较弱时, 我们可以得到电子和离子的密度扰动分别为

$$\delta n_e = -(2k_f^2 c^2 / \omega_p^2) a_1 a_2 \cos(2k_f x) [1 - \cos(\omega_p t)], \quad (6)$$

$$\delta n_i = -(k_f^2 c^2 / \omega_p^2) (m/M) a_1 a_2 \cos(2k_f x) \times \{ \omega_p^2 t^2 - 2[1 - \cos(\omega_p t)] \}. \quad (7)$$

可以看出, 二者的密度扰动在空间 x 具有同样的周期性, 也就是说电子和离子的密度调制是相匹配的, 所以它们可以形成大块的光栅结构, 其空间周期也为 π/k_f . 即使是强度适中的激光脉冲, 也可以很快地产生深度的密度调制, 例如, 形成明显的离子密度调制的时间大约是 $t \sim (M/m)^{1/2} (k^2 c^2 a_1 a_2)^{-1/2}$, 即正比于 $(M/m)^{1/2}$, 那么对 $a_1 = a_2 = 0.1$, $M/m = 1836$ 来说, 就是不到 100 个激光周期的时间. 这样的话, 电子和离子密度扰动的演化也就很快地进入了非线性阶段. 所以要研究等离子体密度光栅形成的长期演化和发展, 就必须由解析方法变为数值方法研究. 因此我们做了一系列的粒子模拟.

3. 一维粒子模拟结果

3.1. 等离子体初始密度对等离子体光栅形成及演化的影响

1D PIC 模拟用来研究等离子体光栅的形成及演化过程. 首先我们考虑等离子体初始密度对等离子体光栅形成和演化的影响. 初始的等离子体密度形状如图 1 所示.

其中等离子体部分的长度为 $L = 30\lambda$, 位于 $30\lambda \leq x \leq 60\lambda$, 其他部分为真空, λ 为入射光在真空中的波长. 密度为 $0.1n_c$, $0.3n_c$ 和 $0.5n_c$. 我们选取的

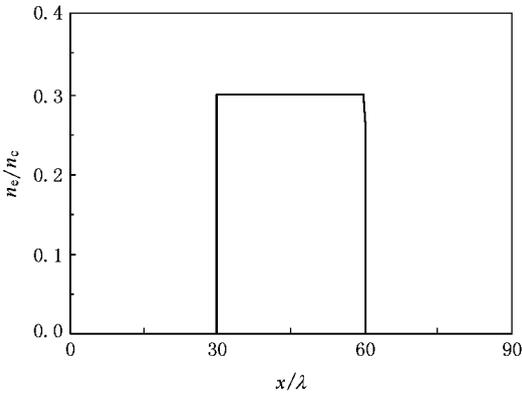
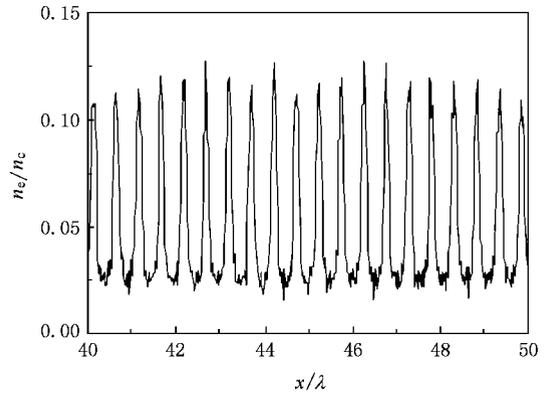


图1 粒子模拟中使用的等离子体初始密度分布

图2 $n_0 = 0.05 n_c$, $a_0 = 0.04$, $T = 80\tau$, $t = 660\tau$ 时, 等离子体光栅的分布

两个激光脉冲形式为 $a_1 = a_{10} \sin^2(\pi t/T)$ 和 $a_2 = a_{20} \sin^2(\pi t/T)$, $a_{10} = a_{20} = a_0$, a_0 为归一化的入射光的峰值振幅, $T = 80\tau$ 为入射光脉冲的初始宽度, $\tau = 2\pi/\omega$ 是入射光的振荡周期. 另外我们设 $T_e = 10$ eV 和 $T_i = 1$ eV, 离子与电子的质量比为 $ZM_i/m_e = 1836$, 在模拟中离子的电荷数为 $Z = 1$. 我们发现当激光强度较小时, 如 $a_0 = 0.04$, 等离子体初始密度对光栅的形成没有太大影响, 都是在 $t = 150\tau$ 左右的时间形成, 形成的光栅密度峰值也都在 2 倍初始等离子体密度左右. 但不同初始等离子体密度对光栅的持续时间有明显的影 响. 由于光强较小, 激光脉冲引起的非线性效应小得多, 不容易破坏光栅结构, 因此它们的持续时间都在几百个甚至上千个时间周期. 但是密度越大, 光栅的持续时间越短. 这是因为密度越大, 越容易出现离子峰处相邻离子间的交叉, 从而容易使光栅陷落. 并且在这个范围内, 形成的光栅分布在 整个等离子体的范围内. 当等离子体初始密度减小到 $0.05 n_c$ 时, 形成的等离子体光栅是非常稳定的, 可以持续 1500τ , 且形成的光栅非常均匀.

而在光强比较大的时候, $a_0 = 0.1$, 密度还是取这三种情况, 我们发现光栅形成得较早, 而且达到密度最大调制的时间也变短. 这是由于两激光脉冲形成的干涉场的有质动力变大使得电子加速度增大, 从而较早地形成密度调制. 由于密度较大时, 相同光强的脉冲需要做比较多的功才能驱逐电子形成光栅, 从而需要的时间较长, 形成的密度峰值也就较小. 因为两个光脉冲最初是在中间部分相遇, 干涉场的有质动力最强, 所以中间部分的密度调制形成得较早并且峰值最高, 如图 3(a)(c)(e). 达到峰

值以后, 由于离子峰周围的相邻离子间出现交叉, 中间部分的光栅开始陷落. 随着两脉冲的继续传播, 等离子体两边的部分开始出现脉冲交叉重叠, 所以两边部分光栅涨起的较晚. 模拟发现在密度为 $0.1 n_c$ 时, 中间部分的光栅陷落得较快, 导致在两边部分涨起的时候中间的密度调制已经很低, 从而破坏了整个光栅, 导致光栅整体持续的时间较低, 只有 350τ 左右. 而在密度较大的时候, 中间部分光栅陷落得较慢, 整个光栅持续的时间为 600τ 左右.

3.2. 激光脉冲宽度对等离子体光栅形成及演化的影响

我们取参数 $n_0 = 0.3 n_c$, 入射光的峰值振幅为 $a_0 = 0.04$, 脉冲宽度 $T = 50\tau, 80\tau, 120\tau$. 发现在脉冲宽度较大时, 等离子体光栅达到密度峰值的时间较早, 密度峰值也较高. 这是由于脉冲宽度较大时, 两脉冲重叠的范围变大, 且在中间部分交叉的时间也较长, 对电子的作用较大, 且都比较稳定, 形成的光栅能维持近千个时间周期. 而在脉冲宽度较短时, 由于两脉冲交叉的范围较小, 且两脉冲在等离子体两侧交叉的脉冲部分光强也都比较低, 所以在两侧没有形成较好的光栅.

当入射光的峰值振幅增大到 $a_0 = 0.1$ 时, 形成的光栅密度峰值也会随着脉冲宽度的变宽而变大, 脉冲宽度为 120τ 时能到达 6 倍多. 与 $n_0 = 0.1 n_c$, $a_0 = 0.1, T = 80\tau$ 的情况类似, 当脉宽为 120τ 时候, 整个光栅被很早的破坏, 这是由于脉冲宽度较大时, 两脉冲在等离子体两侧重叠的范围变大, 从而两边的部分也能形成密度较大的光栅, 使得两侧密度涨起的时候而中间部分光栅已经陷落.

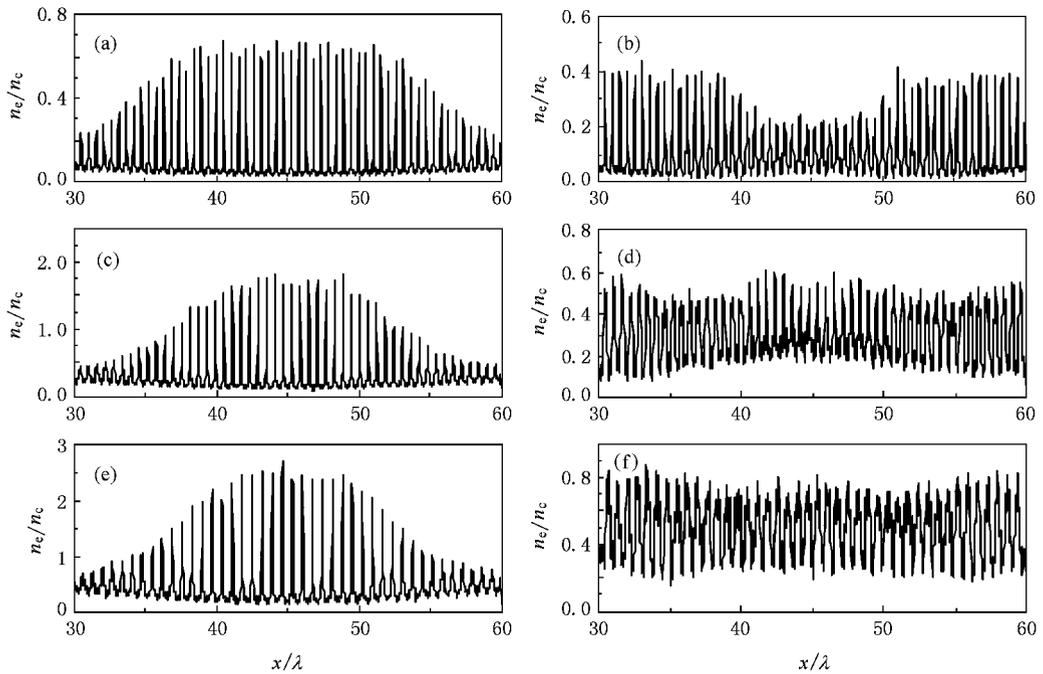


图3 $a_0 = 0.1, T = 80\tau$ 的情况下, 等离子体初始密度对等离子体光栅演化的影响 (a) $n_0 = 0.1n_c, t = 210\tau$ (b) $n_0 = 0.1n_c, t = 350\tau$ (c) $n_0 = 0.3n_c, t = 200\tau$ (d) $n_0 = 0.3n_c, t = 600\tau$ (e) $n_0 = 0.5n_c, t = 230\tau$ (f) $n_0 = 0.5n_c, t = 600\tau$

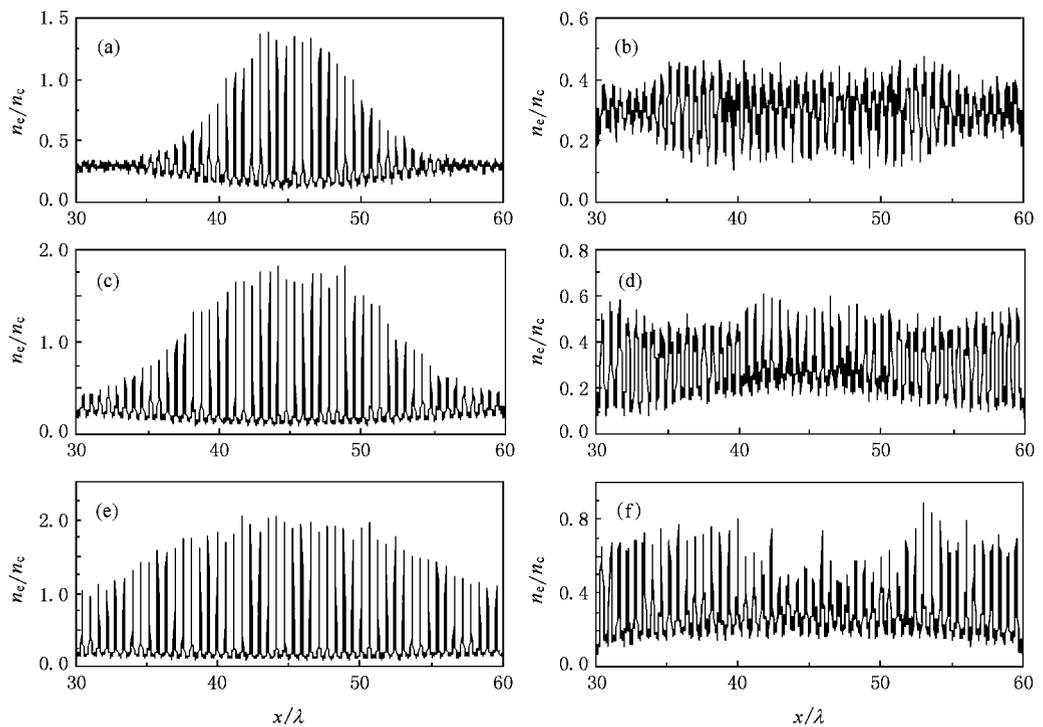


图4 $a_0 = 0.1, n_0 = 0.3n_c$ 的情况下, 激光脉冲宽度对等离子体光栅演化的影响 (a) $T = 50\tau, t = 240\tau$ (b) $T = 50\tau, t = 700\tau$ (c) $T = 80\tau, t = 200\tau$ (d) $T = 80\tau, t = 600\tau$ (e) $T = 120\tau, t = 200\tau$ (f) $T = 120\tau, t = 460\tau$

3.3. 激光脉冲强度对等离子体光栅形成及演化的影响

上面已经讨论过光强较小时的情况, 现在我们保持 $n_0 = 0.3n_c$, $T = 80\tau$ 不变, 当峰值振幅继续减少到 0.02 时, 发现没有形成很规则的光栅, 这是由于干涉场的有质动力被电子和离子间的静电场平衡, 从而无法形成光栅. 当峰值振幅增大到 $a_0 = 0.1$ 时, 由以上的模拟发现光栅随时间的演化比光强较低时变快, 由于激光场的有质动力变大, 使得电子的运动速度变大, 在 $t = 80\tau$ 左右形成光栅, 与第 2 部

分的理论分析符合得很好. 而离子运动速度的变快导致密度峰周围的相邻离子的交叉也变快, 所以光栅形成的早, 陷落得也早, 即持续的时间很短. 当继续增大 a_0 到 0.2 时, 干涉场的有质动力很大, 光栅很快的形成大的密度调制, 可以到达 8 倍左右, 而 $t = 140\tau$ 以后, 等离子体中间部分的光栅已经开始陷落, 但是由于脉冲的强度较大, 脉冲交叉的部分虽然范围小但是强度比较高, 所以在两边部分形成的等离子体密度调制也比较高, 所以也会导致中间部分先回落, 破坏光栅, 如图 5 所示. 所以在密度太小、脉冲宽度太大以及光强较大时容易出现这种情况.

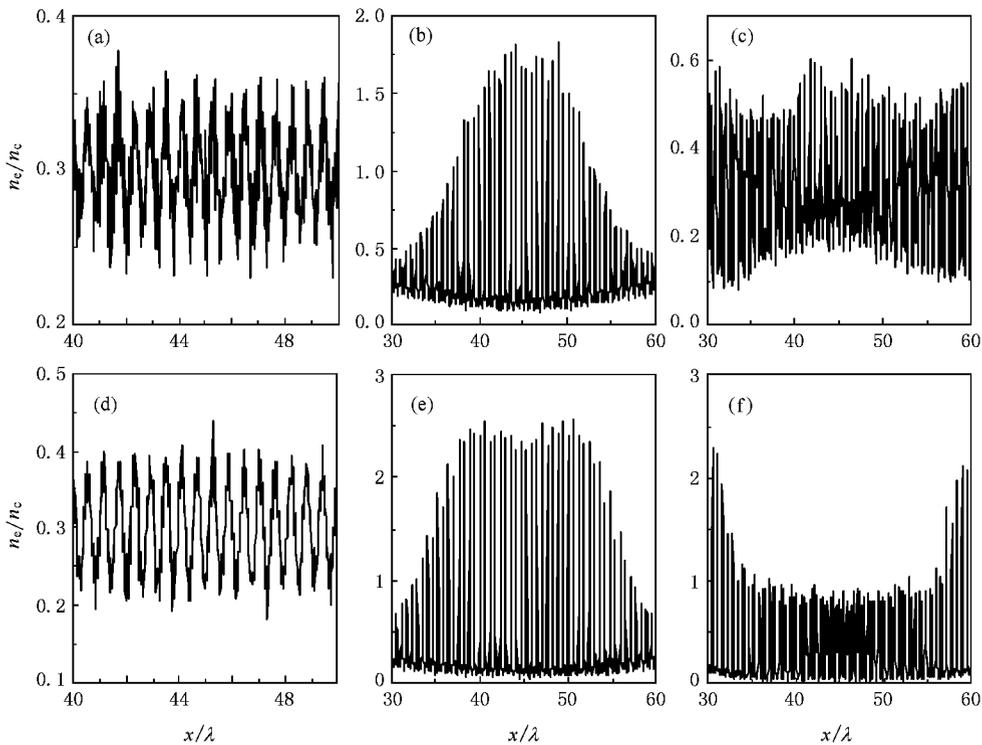


图 5 $T = 80\tau$, $n_0 = 0.3n_c$ 的情况下, 激光脉冲强度对等离子体光栅演化的影响 (a) $a_0 = 0.1$, $t = 90\tau$ (b) $a_0 = 0.1$, $t = 200\tau$ (c) $a_0 = 0.1$, $t = 600\tau$ (d) $a_0 = 0.2$, $t = 80\tau$ (e) $a_0 = 0.2$, $t = 130\tau$ (f) $a_0 = 0.2$, $t = 180\tau$

3.4. 等离子体光栅产生的低频电磁孤子

在上面的参数中继续增加 a_0 到 0.3 时, 我们在等离子体中发现了低频电磁孤子的产生. 激光脉冲在等离子体中经历了一个拉曼不稳定的过程. 很显然, 这不是一个标准的拉曼不稳定过程, 因为它在密度大于 $0.25n_c$ 时被禁止. 但是对于相对论受激拉曼不稳定, 由于相对论效应电子质量增加, 拉曼不稳定发生的密度区域要广一些. 这个过程也由图 6 的频谱分析所证实. 电子等离子体频率 $\omega_{pe} \approx 0.55\omega_0$, 如

图 6 所示在 $t \approx 70\tau$ 时的电磁激发 $\omega \approx 0.47\omega_0$, 所以这个过程的频率关系满足受激拉曼不稳定. 在非线性和区域, 由于散射光频率低于周围的等离子体频率, 因此散射光能量的一部分被囚禁在等离子体中. 然后, 囚禁的激光场的有质动力将电子从高激光场区排开, 随后由于电子和离子的分离产生的静电场开始拉走离子, 形成几乎没有等离子体的密度空泡, 电磁场被俘获在空泡内. 此时, 等离子体光栅已经形成并且具有很高的峰值密度, 因此很容易囚禁形成的电磁孤子, 所以我们获得的电磁孤子是一个单周

期的准稳态结构,能够在等离子体中保持上千个时间周期,密度空泡和电磁孤子如图 7 和图 8 所示.

以往利用单束强激光产生电磁孤子需要的入射光的峰值振幅为 $a_0 \approx 1$,而利用两束反传播的激光束产生等离子体光栅而形成电磁孤子要求的 $a_0 \approx 0.3$ 即可,很大程度上降低了对脉冲强度的要求.

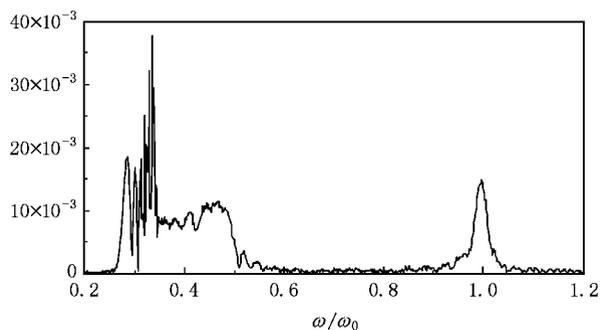


图 6 $a_0 = 0.3, T = 80\tau, n_0 = 0.3n_c$ 的情况下,第一个空泡处 ($x = 34.5\lambda$) 横向电磁场在 $t = 0$ 到 $t = 500\tau$ 时间间隔内的频谱图

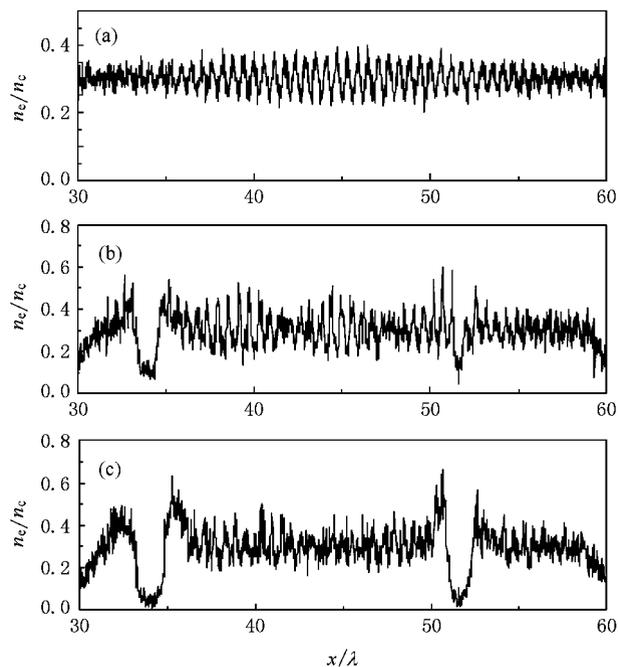


图 7 $a_0 = 0.3, T = 80\tau, n_0 = 0.3n_c$ 的情况下,等离子体密度时间的演化 (a) $t = 70\tau$ (b) $t = 160\tau$ (c) $t = 200\tau$

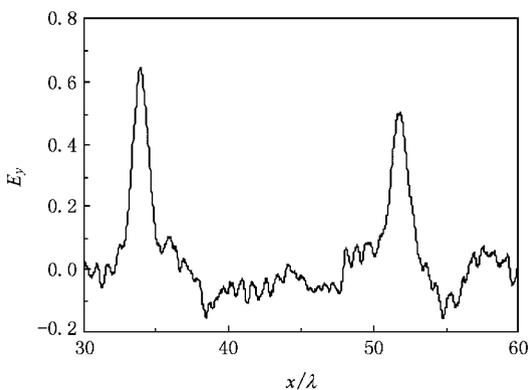


图 8 $a_0 = 0.3, T = 80\tau, n_0 = 0.3n_c$ 的情况下,激光脉冲在等离子体中传播时间为 160τ 时形成的电磁孤子

交叉传播的激光脉冲与等离子体相互作用形成的电子和离子密度调制. 利用 1D PIC 模拟发现等离子体 Bragg 光栅的形成及演化与等离子体初始密度、脉冲宽度和强度有关. 在峰值振幅 a_0 低于 0.1 时,形成的光栅非常稳定,能够持续几百个甚至上千个时间周期,此时密度对等离子体光栅随时间的演化没有太大影响,而增大脉冲宽度可以形成较均匀的光栅. 在峰值振幅 a_0 等于或者高于 0.1 时,由于干涉场的有质动力作用加强,使得光栅随时间的演化变快,即光栅持续时间变短,与第 2 部分的理论分析符合得很好. 此时等离子体初始密度太小以及脉冲宽度太大容易较早地破坏掉整个光栅. 继续增大峰值振幅 a_0 到 0.3 时,发现了低频电磁孤子. 它是由于激光脉冲在等离子体中经历拉曼散射不稳定的过程,散射光的频率低于周围等离子体频率而被囚禁在等离子体中而形成的. 等离子体光栅具有很高的峰值密度,因此很容易囚禁住这种电磁孤子. 这种新颖的形成低频稳态电磁孤子的方法相对于单脉冲产生电磁孤子的情况,在很大程度上降低了对脉冲强度的要求. 此外,由于等离子体光栅像一个多层镜,因此人们可以设计合适的等离子体光栅用做光学开关,来提高脉冲的对比度. 在光栅形成之前,脉冲的前沿进入等离子体中被吸收,而脉冲的中间部分遇到形成的等离子体光栅镜,从而被反射;接着脉冲的后沿遇到陷落后的等离子体光栅,也会被吸收. 最终接收到被反射的脉冲部分,很大程度上提高了脉冲的对比度,我们接下来可以开展相关的研究工作.

4. 结 论

基于激光等离子体相互作用理论,获得两束交



- [1] Nebenzahl I , Ron A , Rostoker N 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1030
- [2] Shvets G , Fisch N J , Pukhov A , Meyer-ter-Vehn J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 4879
Ping Y , Geltner I , Fisch N J , Shvets G , Suckewer S 2000 *Phys. Rev. E* **62** R4532
- [3] McKinstrie C J , Li J S , Giacone R E , Vu H X 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2686
McKinstrie C J , Li J S , Giacone R E , Vu H X 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1142
- [4] Krueer W L , Wilks S C , Afeyan B B , Kirkwood R K 1996 *Phys. Plasmas* **3** 382
Eliseev V V , Rozmus W , Tikhonchuk V T , Capjack C E 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2215
Rose H A , Ghosal S 1998 *Phys. Plasmas* **5** 1461
Labaune C , Baldis H A , Cohen B , Rozmus W , Depierreux S , Schifano E , Bauer B S , Michard A 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2048
Wharton K B , Kirkwood R K , Glenzer S H , Estabrook K G , Afeyan B B , Cohen B I , Moody J D , MacGowan B J , Joshi C 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2144
- [5] Torner L , Torres J P , Menyuk C R 1996 *Opt. Lett.* **21** 462
Krolikowski W , Holmstrom S A 1997 *Opt. Lett.* **22** 369
- [6] Ren C , Hemker R G , Fonseca R A , Duda B J , Mori W B 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2124
Buryak A V , Kivshar Y S , Shih M F , Segev M 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 81
Stepken A , Belic M R , F. Kaiser , Krolikowski W , Davies B L 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 540
Belic M R , Stepken A , Kaiser F 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 544
- [7] Dong Q L , Sheng Z M , Zhang J 2002 *Phys. Rev. E* **66** 027 402
- [8] Umstadter D , Esarey E , Kim J 1994 *Phys. Rev. Lett.* **72** 1224
Berezhiani V I , Murusidze I G 1992 *Physica Scripta* **45** 87
Dalla S , Lontano M 1994 *Phys. Rev. E* **49** R1819
Bonnaud G , Teychenne D , Bobin J L 1994 *Phys. Rev. E* **50** R36
- [9] Sheng Z M , Mima K , Sentoku Y , Nishihara K , Zhang J 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3147
- [10] Umstadter D , Kim J K , Dodd E 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 2073
Esarey E , Hubbard R F , Leemans W P , Ting A , Sprangle P 1997 *Phys. Rev. Lett.* **79** 2682
- [11] Sheng Z M , Mima K , Sentoku Y , Jovanovic M S , Taguchi T , Zhang J , Meyer-ter-Vehn J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 055 004
- [12] Plaja L , Roso L 1997 *Phys. Rev. E* **56** 7142
- [13] Zhang Q J , Sheng Z M , Cang Y , Zhang J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 9 (in Chinese) [张秋菊、盛政明、苍宇、张杰 2005 物理学报 **54** 9]
- [14] Lee K H , Pai C H , Lin M W , Ha L C , Wang J , Chen S Y 2007 *Phys. Rev. E* **75** 036403
- [15] Wu H C , Sheng Z M , Zhang Q J , Y Cang , Zhang J 2005 *Phys. Plasmas* **12** 113103
- [16] Wu H C , Sheng Z M , Zhang J 2005 *Appl. Phys. L* **87** 201502
- [17] Sheng Z M , Zhang J , Umstadter D 2003 *Appl. Phys. B* **77** 673
- [18] Naumova N M , Bulanov S V , Esirkepov T Z , Farina D , Nishihara K , Pegoraro F , Ruhl H , Sakharov A S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004

Plasma Bragg gratings generated by the interaction of two counter-propagating laser pulses with plasmas^{*}

Luan Shi-Xia Zhang Qiu-Ju Gui Wei-Ling

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

(Received 15 January 2008 ; revised manuscript received 1 April 2008)

Abstract

Solutions of electron and ion density gratings at the linear stage are given. Deep plasma gratings produced by the ponderomotive force of the interference of the two intersecting laser pulses are investigated. Dependence of the plasma grating on the plasma density, duration and intensity of the laser pulses are studied with 1D particle-in-cell (PIC) simulation. It is found that the density of peaks of such gratings can be 8 times the initial plasma density and can last a few picoseconds. We have found stable, long-lifetime electromagnetic solitons by use of these gratings. It is shown that the intensity for the formation of relativistic EM solitons with two crossed-propagating pulses is reduced to a great extent.

Keywords : plasma Bragg grating, electromagnetic soliton, counter-propagating laser pulses, particle-in-cell simulation

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

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10547122 and 10674175).