

激光脉冲诱导的等离子体密度调制及其产生的 相位反射^{*}

张秋菊¹⁾ 盛政明²⁾ 苍宇²⁾ 张杰²⁾

¹⁾ 山东师范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)

(2005 年 1 月 14 日收到, 2005 年 3 月 7 日收到修改稿)

理论研究和数值模拟发现入射光和反射光在低密度等离子体中形成的干涉场可以产生深度的等离子体密度调制. 对于中等强度的入射光, 譬如 10^{15} W/cm^2 , 产生密度调制的时间尺度在几十个光周期的范围. 这样的等离子体密度调制可以起类似布拉格反射镜的作用, 使得后面的入射光在临界面以下的区域产生相位反射. 因为密度调制的周期是光在等离子体中波长的一半, 其产生的反射率可以接近 100%. 相位反射也可以在不均匀的低密度等离子体中产生, 它可以极大地减少等离子体对光的吸收, 因此在惯性约束核聚变中需要考虑到它的影响.

关键词: 相位反射, 密度调制, 激光等离子体, 粒子模拟

PACC: 5240D, 4225G, 5235M, 5265

1. 引 言

与折射率连续变化的介质相比, 激光与分层介质尤其是周期性分层介质的相互作用会带来许多不同的现象和新的应用. 比如, 一束平面波入射到周期性分层介质中会产生布洛赫波, 当把周期性分层介质设计成合适的结构时, 布洛赫波就会落入禁带中, 介质中的入射波消失, 光波就被这种周期性分层介质完全反射了. 这种结构就被人们称为布拉格反射镜^[1]. 当人们利用这种周期性分层结构光栅, 通过四波混频或其他方式来产生相位共轭光的时候, 这种光栅又被叫做相位共轭反射镜^[2-4]. 在等离子体中, 也可以利用激光对等离子体密度的调制形成周期性分层结构. 近来, 也有人将激光在等离子体中产生的周期性密度调制进行了研究^[5,6], 结果表明, 除了对入射光的镜面反射之外, 在低密度等离子体中形成的密度调制也可以像光栅一样把入射光向背向衍射^[5]. 人们还在理论上研究了交叉激光脉冲在低密度等离子体中形成的密度调制及其在产生高频辐射方面的应用^[6]. 另外的研究表明电子密度调制也可以像一个多层镜, 从而引起交叉的两束激光

脉冲之间能量的相互转换^[7].

本文我们主要考虑的是激光在固体靶前的预等离子体中产生的等离子体密度调制, 以及周期性密度调制对激光在靶中传输的影响.

2. 等离子体密度调制

我们考虑激光脉冲与图 1(a)所示的等离子体靶的作用. 图 1(a)所示的等离子体靶包括一段均匀的低密度预等离子体和一段均匀的过临界密度等离子体.

在一维情况下, 预等离子体中的入射光和反射光的叠加场可以写成 $a(x, t) = [a_1 \cos(k_f x - \omega t) \hat{e}_z + a_2 \cos(k_f x + \omega t) \hat{e}_z]$ 的形式, 这里 $k_f = k_0(1 - n_0/n_c)^{1/2}$ 是激光在初始等离子体中的波矢, k_0 和 n_c 分别是真空中的激光波矢和等离子体的临界密度. 对远小于相对论光强的光脉冲, 可以进一步简化. 那么, 叠加场的归一化有质动力为 $F_p/(mc^2 k) = (k_f c/\omega_0) a_1 a_2 \sin(2k_f x)$, 由此可见叠加场的有质动力在空间 x 上是一个周期为 π/k_f 的函数. 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

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10105014, 10075075), 国家高技术惯性约束聚变基金以及国家重点基础研究特别基金(批准号: G1999075200)资助的课题.

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

和

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

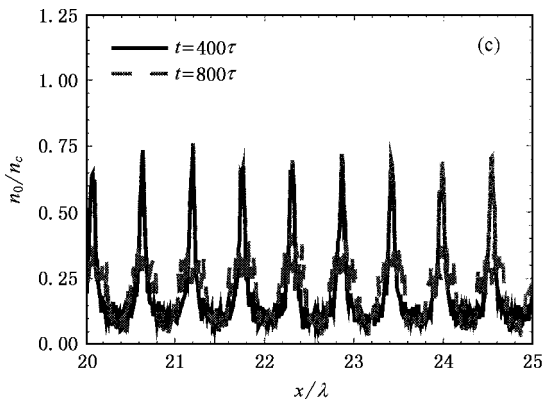
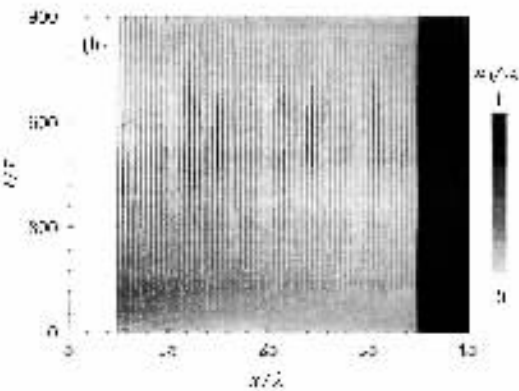
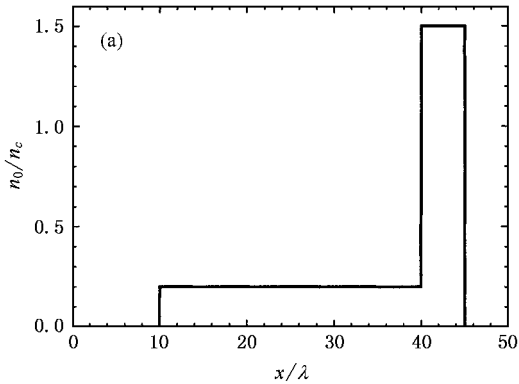


图1 (a) 等离子体初始密度分布,包括密度为 $0.2n_c$ 均匀预等离子体层,密度为 $1.5n_c$ 的超临界等离子体 (b) 等离子体密度随时间和空间的演化 (c) 在 $t=400\tau$ 和 800τ 时刻的密度分布

从这里可以看出,二者的密度扰动在空间 x 具有同样的周期性,也就是说电子的密度调制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,或者说是周期性的分层结构,其空间周期也为

π/k_f .

要研究等离子体密度光栅形成的长期演化,必须由解析方法变为数值方法研究.所以,我们作了相应的粒子模拟.初始的等离子体密度形状如图1(a)所示,其中低密度部分的长度为 $L=30\lambda$,密度为 $0.2n_c$.超临界密度部分的长度为 5λ ,密度为 $1.5n_c$,这里 λ 是激光的真空波长.采用了一个形式为 $a(t) = a_0 \tanh(t/10\tau)$ 的半无限长脉冲从等离子体与真空的左边界入射,这里 τ 是激光的振荡周期,振幅 $a_0 = eE_0/m\omega_0 c = 0.03$ ($I\lambda^2 \approx 0.9 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2 \mu\text{m}^2$).当激光脉冲前沿穿透低密度等离子体区域并从高密度面反射时,入射光和反射光的相干叠加形成驻波.在驻波的有质动力的推动下,先是电子后是离子积聚在波节处.最后,等离子体区域就形成了空间周期为 $\Lambda = \lambda_f/2$ 的密度调制光栅,其中 λ_f 为激光在密度为 $0.2n_c$ 的等离子体中的波长.图1(b)给出了电子的密度随着时间和空间的演化.结果表明当 $t \approx 200\tau$ 的时候,密度调制光栅就已经形成.其中,如图1(c)所示, $t=400\tau$ 时最大的调制密度可以达到4倍的初始等离子体密度.从图1(b)可以看出,密度光栅维持了大约几百个激光周期,直到 $t \approx 750\tau$ 时调制的高密度开始回落,密度光栅开始变得模糊.图1(c)给出了 $t=800\tau$ 时电子密度在空间上的分布,可以看出与 $t=400\tau$ 时的情况相比,电子密度明显下降.

3. 相位反射的产生

密度调制光栅形成之后,激光场在等离子体中的分布开始明显改变.图2给出的是激光场随着时间和空间的演化.在 $t=0-50\tau$ 之间,激光脉冲的前沿正通过低密度等离子体区域,在激光场的时空演化图中是行波模式.大约在 $t \approx 50\tau$ 时,激光脉冲前沿已经到达了超临界密度面,并开始被反射,所以在等离子体中形成了驻波模式.大约在 $t \approx 200\tau$ 时,驻波模式发生了变形.显然这是因为等离子体密度光栅引起的,因为等离子体密度光栅改变了入射光和反射光的相位.此后,等离子体中的激光场强度逐渐衰减,并在 $t=600\tau-650\tau$ 左右达到了最小值.这时,除了真空与等离子体边界附近以外,等离子体中的激光场几乎完全消失了.后来由于缺乏激光场有质动力的支持使得等离子体的密度调制回落,激光脉冲又可以传入低密度等离子体区域了.

与在临界密度面处产生的镜面反射相比,我们把这种发生在低密度等离子体区域的反射现象叫做相位反射.发生相位反射的原因是激光场调制出的密度光栅的空间周期 Λ 满足了布拉格反射的条件即 $\Lambda = \lambda / (2\sqrt{1 - n_0/n_c})$,所以这时的密度光栅就会像布拉格反射镜一样具有极高的反射率,下面我们会详细讨论这个问题.图2中,当时间快到 $t \approx 200\tau$ 时,由于密度光栅的形成,相位反射发生了,因此,后来的激光脉冲就不能再穿过低密度的预等离子体区域.由于相位反射的产生,激光场的强度分布还展示出了振荡特征.

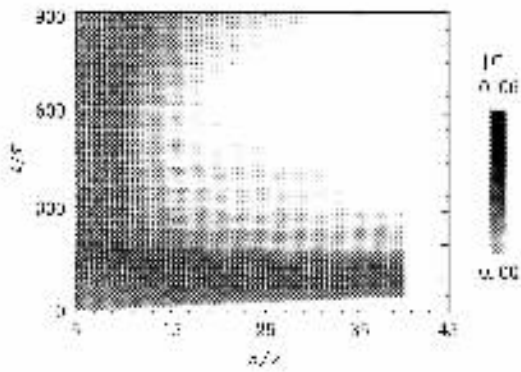


图2 激光场随时间和空间的演化(这里入射的半无限脉冲的振幅为 $a_0 = 0.03$, 等离子体密度为 $n_0 = 0.2n_c$)

激光场的相位反射过程也可以由真空等离子体左边界处的反射率随时间的演化看出.正与图2一致,图3(a)给出了真空等离子体左边界处的反射率随时间的演化,表明了 $t \approx 200\tau$ 的时刻发生了相位反射.此后,该处的反射率就在1附近振荡了.需要注意的是图3(a)中的反射率在 $t \approx 200\tau$ 附近时出现了大于1的情况,这是因为原来传入等离子体内部的激光场在被过临界密度面反射之后在这个时间到达了真空等离子体的左边界处,所以图3(a)中的反射率其实既包括了超临界密度面的反射又包括了刚形成的密度光栅引起的相位反射.等离子体对激光的吸收和预等离子体中的激光场分别由图3(b)和图3(c)给出,二者同样展现了相似的振荡特性.这是由于在反射、透射、以及密度调制之间存在的相互的反馈引起的.在 $t \approx 750\tau$ 之后,由于密度光栅的回落,图3(a)中的反射率开始下降,这一点与图1(b)和图1(c)也是一致的.同样的道理,图3(b)和图3(c)中的吸收和预等离子体中的激光场振幅都是在 $t \approx 750\tau$ 之后开始增大了.

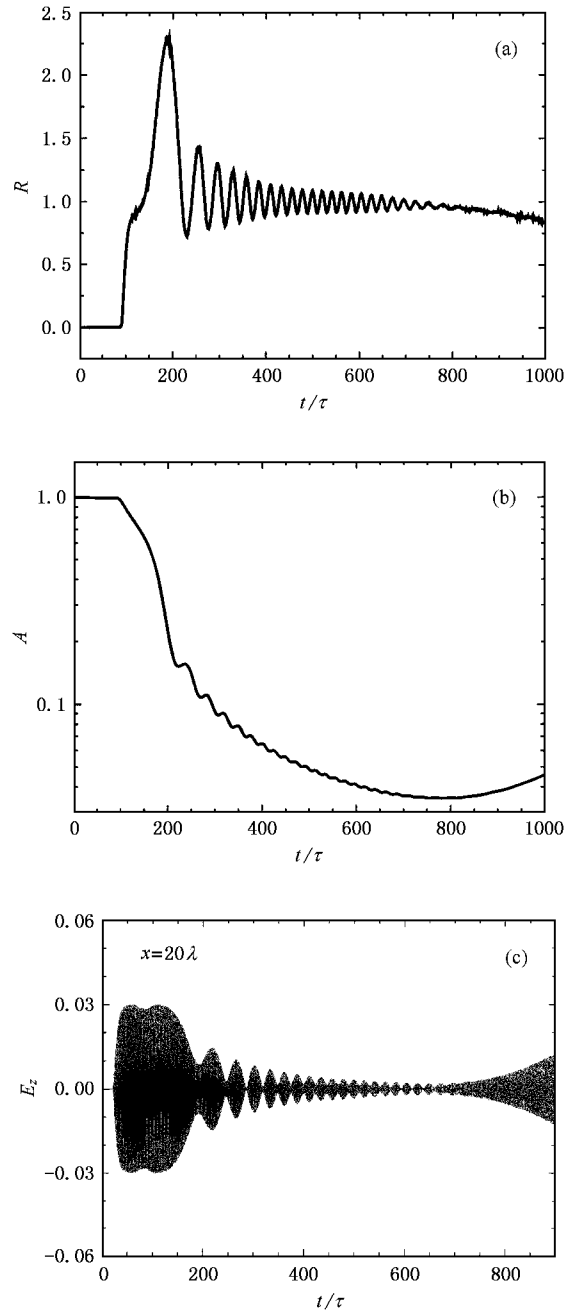


图3 (a) 等离子体左边界处的反射率 R 随时间的演化 (b) 等离子体中吸收率 A 随时间的演化 (c) 等离子体中 $x = 20\lambda$ 处的激光场随时间的演化(这里入射的半无限脉冲的振幅为 $a_0 = 0.03$)

当等离子体的密度为如图4(a)所示的线性密度分布时,用一束振幅为 $a_0 = 0.04$ 的半无限激光脉冲从模拟箱的左边界入射.这种情况下,产生的密度光栅的周期不再是均匀的,而是随着等离子体密度增大而增大,如图4(b)所示的就是等离子体电子密度随时间和空间的演化.对应的激光场随时间和

空间的演化图 4(c)中也出现了大范围的相位反射现象. 这里虽然入射光和反射光叠加形成的不再是均匀的驻波, 形成的密度光栅也不是均匀的光栅结构, 但是布拉格反射条件在局部上还是满足的, 所以不均匀等离子体中也会发生相位反射. 在传统的惯性约束聚变中, 人们使用的是脉宽为纳秒量级、强度适中的激光脉冲. 这种激光参数下, 会有显著的密度调制产生, 这又会引起相位反射的发生, 从而减少了激光在惯性约束聚变靶中的吸收.

近 $x/\lambda = 32$ 处的密度调制之中. 早期的研究中, 超短脉冲激光在等离子体中产生的类孤子电磁结构已经被观察到, 只不过那里的激光脉冲具有更高的强度^[8-11].

4. 理论解释

激光在这种密度光栅中的相位反射可以用一个简单的模型来处理. 我们考虑一个无限的平面波在如图 5(a)所示的一个周期性分层结构中的传播, 其空间周期假定为 Λ . 那么, 在这个分层结构中的光场可以由下式给出:

$$E(x) = \begin{cases} 1 \cdot e^{-ik_0 x} + \alpha e^{ik_0 x} & x < 0, \\ a_0 e^{-ik_1 x} + b_0 e^{ik_1 x} & 0 < x < \Lambda_1, \\ c_0 e^{-ik_2(x-\Lambda_1)} + d_0 e^{ik_2(x-\Lambda_1)} & \Lambda_1 < x < \Lambda, \\ a_m e^{-ik_1(x-m\Lambda)} + b_m e^{ik_1(x-m\Lambda)} & m\Lambda < x < m\Lambda + \Lambda_1, \\ c_m e^{-ik_2(x-m\Lambda-\Lambda_1)} + d_m e^{ik_2(x-m\Lambda-\Lambda_1)} & m\Lambda + \Lambda_1 < x < (m+1)\Lambda, \\ \beta e^{-ik_0 x} & (m+1)\Lambda < x, \end{cases} \quad (1)$$

其中, $m = 1, 2, 3, \dots$, $k_{1,2} = k_0(1 - n_{1,2}/n_c)^{1/2}$ 波矢, $n_{1,2}$ 是分层等离子体的密度, $n_0 = (n_1\Lambda_1 + n_2\Lambda_2)/\Lambda$ 是初始时无扰动的等离子体密度, 系数 $\alpha, \beta, a_m, b_m, c_m$ 等等是下面要定义的变量. 假定第一层内的系数为 a_0, b_0 , 那么第 $(m+1)$ 层内的系数 a_m, b_m 可以写成^[11]

$$\begin{pmatrix} a_m \\ b_m \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D & -B \\ -C & A \end{pmatrix}^m \begin{pmatrix} a_0 \\ b_0 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

其中上述四个矩阵元分别为

$$\begin{aligned} A &= e^{ik_1\Lambda_1} \left[\cos(k_2\Lambda_2) + \frac{1}{2}i \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_2\Lambda_2) \right], \\ B &= e^{ik_1\Lambda_1} \left[\frac{1}{2}i \left(\frac{k_2}{k_1} - \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_2\Lambda_2) \right], \\ C &= e^{-ik_1\Lambda_1} \left[-\frac{1}{2}i \left(\frac{k_2}{k_1} - \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_2\Lambda_2) \right], \\ D &= e^{-ik_1\Lambda_1} \left[\cos(k_2\Lambda_2) - \frac{1}{2}i \left(\frac{k_2}{k_1} + \frac{k_1}{k_2} \right) \sin(k_2\Lambda_2) \right]. \end{aligned}$$

利用(1)和(2)式, 可以推出反射率 $|\alpha|^2$ 以及透射率 $|\beta|^2 = 1 - |\alpha|^2$. 图 5(b)给出了当初始等离子体密度为 $n_0 = 0.2n_c$ 时的反射率 R 与最大调制密度 n_2 之间的关系, 其中实线、虚线、以及点线分别对应的是有 5 层、10 层、以及 20 层周期的情况. 从图 5(b)

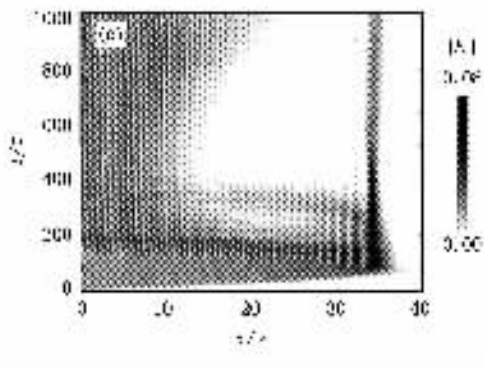
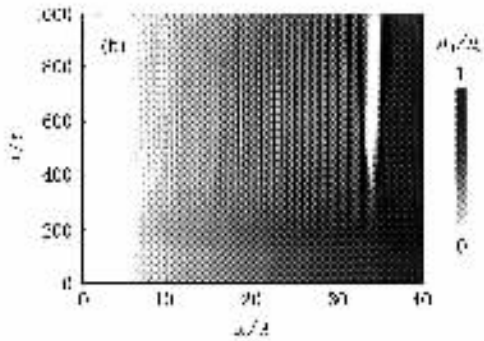
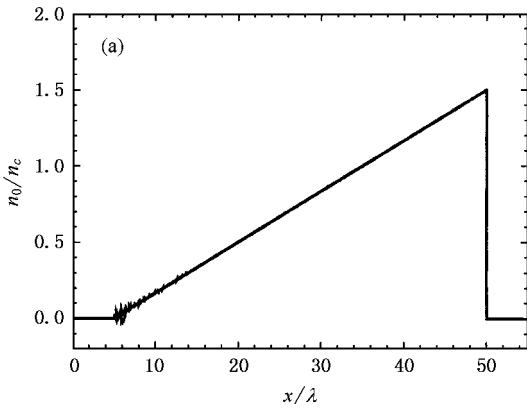


图 4 振幅为 $a_0 = 0.04$ 的半无限激光脉冲在线性密度的等离子体中的传播 (a) 等离子体初始密度分布; (b) 等离子体密度随时间和空间的演化; (c) 激光场随时间和空间的演化

同时, 在图 4(b)和图 4(c)中我们可以看到有类孤子电磁结构产生, 并且被囚禁在临界密度面附

可以看出,当周期 $\Lambda = \lambda_f/2 = \lambda/(2\sqrt{1-n_0/n_c})$ 时,即使等离子体的平均密度($n_0 = 0.2n_c$)远低于临界密度,只要出现了密度调制,那么反射率在仅仅几层

的周期结构内就会达到 1,这也是在我们的粒子模拟中发生相位反射的原因。

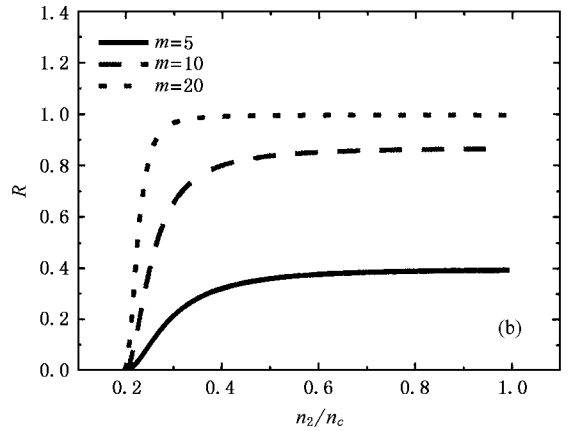
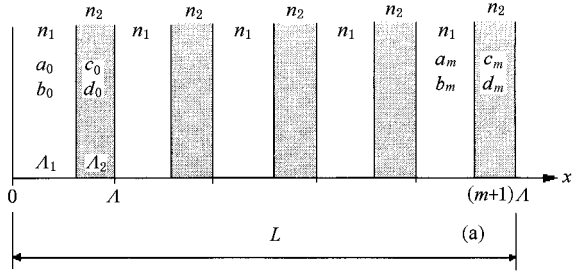


图 5 (a)空间周期为 Λ 的周期性分层结构的示意图 (b)初始等离子体密度为 $n_0 = 0.2n_c$ 时反射率与最大调制密度的关系(其中实线、虚线、以及点线分别对应 5,10,以及 20 层周期的情况)

5. 结 论

本文对激光脉冲产生的周期为激光在低密度等离子体中的半个波长的等离子体密度光栅进行了理论研究和粒子模拟研究,结果发现由密度光栅会产生相位反射现象.这可以由周期性密度调制类似布

拉格反射镜的模型来解释.除了在均匀密度的等离子体中以外,我们还发现,在不均匀密度的等离子体中也可以观察到相位反射现象.结果表明,相位反射现象会引起激光在惯性约束聚变靶中的吸收,所以是应该考虑的一个因素.在接下来的工作中,我们还会对激光以及等离子体等参数对相位反射的影响作进一步的讨论.

[1] Yeh P 1998 *Optical Waves in Layered Media*(New York :John Wiley & Sons Inc.) p123 p129
 [2] Nebenzahl I , Ron A and Rostoker N 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1030
 [3] Ma J X , Chen R Q and Xu Z S 1991 *J. Opt. Soc. Am. B* **8** 1442
 [4] Gupta G P and Sinha B K 1998 *Physics of Plasmas* **5** 2252
 [5] Andreev A A , Platonov K Y and Salomaa R E 2002 *Physics of Plasmas* **9** 581
 [6] Sheng Z M , Zhang J and Umstadter D 2003 *Appl. Phys. B* **77** 673

[7] Zhang P ,Saleh N ,Chen S *et al* 2003 *Physics of Plasmas* **10** 2093
 [8] Bulanov S V ,Esirkepov T Z ,Naumova N M *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440
 [9] Sentoku Y ,Esirkepov T Z ,Mima K *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3434
 [10] Naumova N M ,Bulanov S V ,Esirkepov T Z 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
 [11] Sheng Z M ,Zhang J and Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 134 (in Chinese) [盛政明、张 杰、余 玮 2003 物理学报 **52** 134]

Density modulation produced by ultrashort laser pulses and the phase reflection induced in underdense plasmas^{*}

Zhang Qiu-Ju¹⁾ Sheng Zheng-Ming²⁾ Cang Yu²⁾ Zhang Jie²⁾

¹⁾*Department of Physics and Electrics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China*

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

(Received 14 January 2005 ; revised manuscript received 7 March 2005)

Abstract

It is shown theoretically and by particle-in-cell simulations that the interfering fields of the incident and reflected laser pulses can produce deep plasma density modulations in underdense pre-plasmas. This occurs within a few tens of laser cycles if the incident laser pulse is at moderate intensities such as 10^{15} W/cm². Such density modulations can serve as a Bragg reflector, which results in phase reflection from underdense plasmas. Because the deep density modulations are just a period of half a wavelength in the plasma, the reflected wave reaches the maximum by resonance with a reflectivity up to near 100%. The phase reflection can also be observed from the plasma with a linear density profile, which can significantly reduce the laser absorption by fusion targets.

Keywords : phase reflection, density modulation, laser plasma, particle-in-cell simulations

PACC : 5240D, 4225G, 5235M, 5265

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10105014, 10075075), the National High-Tech ICF Committee in China, and the National Key Basic Research Special Foundation (Grant No. G1999075200).