

激光等离子体共振吸收的波碎过程^{*}

刘大庆 曹莉华 常文蔚 岳宗五

(国防科技大学应用物理系, 长沙 410073)

(1996 年 6 月 18 日收到; 1996 年 11 月 11 日收到修改稿)

用理论分析和粒子模拟方法对激光等离子体共振吸收的波碎过程进行了研究. 讨论了温度参量对共振吸收的影响, 发现在共振区域电子不但会被其在静电波势阱中的振荡加热, 也会被朗道阻尼所加热; 在低密度区域还存在着湍动加速机制. 在一定的功率水平下, 可以观察到二次波碎行为.

PACC: 5250J; 5265

1 引 言

斜入射的 P-极化激光在不均匀等离子体中的共振吸收所引起的波碎和相关的物理现象, 如超热电子发射、孤立子(soliton)闪现、空穴子(caviton)产生等, 均表现出强激光与不均匀等离子体的非线性相互作用过程. 了解其物理机制, 对于实现激光聚变具有实际应用意义, 因此引起了理论和实验工作者的兴趣^[1,2]. 由于这是强非线性过程, 用计算机模拟的方法进行研究是一种可行的方案^[3]. 为此, 我们研制了二维相对论粒子模拟程序并对共振吸收的波碎过程等进行了模拟.

2 理论分析

理论分析在粒子模拟中占有重要地位, 因为可以通过它揭示各种参量对物理现象的影响, 进而检查模拟结果定性或定量的合理性. 文献[4]曾用电容器模型分析了冷等离子体共振吸收中的波碎过程, 本文将讨论温度的影响.

2.1 热电子流体运动方程

P-极化电磁波与密度梯度方向(x 方向)成交角 θ 斜入射到无磁场线性密度分布的等离子体中, 设等离子体密度分布仅与纵向位置有关, 如图 1 所示. 那么, 在反转点前, 电场的空间分布由 Airy 函数描述, 过反转点后, 隧道效应使得共振层附近存在着渗透进去的纵向驱动场, 振幅大致为^[5]

$$E_d = E_0 \frac{\phi(s)}{\sqrt{2\pi k_0 L}}, \quad (1)$$

^{*} 国家高技术研究发展计划资助的课题.

式中 $\phi(s) = 2.31 \operatorname{sech}\left(-\frac{2}{3}s^3\right)$ 称为 Ginzburg 函数, $s = (k_0 L)^{1/3} \sin \theta$.

考察电磁波在共振层的行为, 为方便起见, 将坐标原点移至临界面上, 如图 2. 采用一维电容器模型, 用 Lagrangian 变量描述电子流体的动力学行为, 并假定离子不动, $x_0/L \ll 1$ (L 为等离子体密度变化的标长), 则电子流体的位置 x 表示为

$$x(t) = x_0 + \delta(x_0, t), \quad (2)$$

x_0 为电子流体的初始位置.

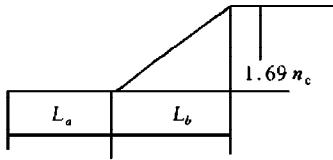


图 1 等离子体初始密度分布

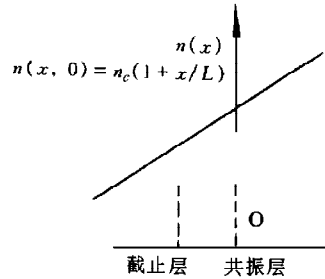


图 2 P-极化电磁波在不均匀等离子体中的共振吸收机制

粒子数守恒给出

$$n_e(x, t) dx = n_e(x_0, 0) dx_0. \quad (3)$$

波破碎前, Poisson 方程给出

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e(n_i - n_e). \quad (4)$$

式中 n_e , n_i 分别代表电子、离子密度分布, e 为电子电荷.

电子流体的动力学方程为

$$\begin{aligned} \left. \frac{d^2 \delta}{dt^2} \right|_{x_0} = & -\frac{4\pi e^2}{m_e} \int_{-\infty}^x dx' [n_i(x', t) - n_e(x', t)] \\ & - \frac{eE_d \sin \omega_0 t}{m_e} - \frac{1}{n_e m_e} \frac{\partial P}{\partial x}. \end{aligned} \quad (5)$$

其中 $P = \gamma k T n_e$, γ 为绝热指数, 可取为 3, k , m_e 分别表示玻耳兹曼常数、电子质量. 因为 $n_i(x, t) = n_i(x, 0) = n_c(1 + x/L)$, 这里 n_c 是临界密度, 方程右边积分项为

$$-\frac{4\pi e^2}{m_e} \int_{x_0}^x dx' n_c \left(1 + \frac{x'}{L}\right); \quad (6)$$

对于第三项

$$-\frac{1}{n_e(x, t) m_e} \frac{\partial P}{\partial x} = -\frac{\gamma v_e^2}{n_e(x_0, 0)} \frac{d}{dx_0} n_e(x, t) \Big|_{x_0}, \quad (7)$$

这里 $v_e^2 = \frac{kT_e}{m_e}$, 推导上式时用到了 (3) 式. 又

$$\begin{aligned} n_e(x, t) &= n_e(x_0, 0) \frac{dx_0}{dx} = n_e(x_0, 0) \left(1 + \frac{d\delta}{dx_0} \right)^{-1} \\ &= n_e(x_0, 0) \left(1 - \frac{d\delta}{dx_0} + \left(\frac{d\delta}{dx_0} \right)^2 + \dots \right), \end{aligned}$$

因为初始密度分布 $n_e(x_0, 0)$ 引起的压力梯度应由模型的零级量消去, 又考虑到波碎前

$$\left| \frac{d\delta}{dx_0} \right| < 1, \quad \text{且} \quad \left| \frac{d\delta}{dx_0} \right| \gg \left| \frac{d\delta}{dx_0} \right|^2 \gg \left| \frac{d\delta}{dx_0} \right|^3 \gg \dots,$$

乃有

$$n_e(x, t) = -n_e(x_0, 0) \frac{d\delta}{dx_0}. \quad (8)$$

将(8)式代入(7)式后, 再与(6)式一起代入(5)式, 略去有质动力项 $-\omega_0^2 \delta^2(x_0, t)/2L$ 并加以整理, 得到

$$\frac{\partial^2 \delta}{\partial \tau^2} = - \left(1 + \frac{x_0}{L} \right) \delta - \delta_0 \sin \tau + \alpha^2 L^2 \left(\frac{\partial^2 \delta}{\partial x_0^2} + \frac{1}{L} \frac{\partial \delta}{\partial x_0} \right), \quad (9)$$

其中 $\tau = \omega_0 t$, $\delta_0 = \frac{eE_d}{m_e \omega_0^2}$, $\alpha^2 = \gamma \frac{v_e^2}{\omega_0^2 L^2}$. 推导上式时用到 $L \gg x_0$, 同时因为考虑共振层电子流体的动力学行为, 认为 $1 + x_0/L \sim 1$. 文献[4]得到的方程解对应于冷等离子体 ($v_e = 0$, 即 $\alpha = 0$) 的方程, 即(9)式的最后两项为零的方程.

$$\begin{aligned} \text{令 } x_1 = 1 + \frac{x_0}{L}, \text{ 并假定 } \left| \frac{\partial^2 \delta}{\partial x_0^2} \right| \gg \frac{1}{L} \left| \frac{\partial \delta}{\partial x_0} \right|, \text{ 由(9)式可得} \\ \frac{\partial^2 \delta}{\partial \tau^2} = -x_1 \delta - \delta_0 \sin \tau + \alpha^2 \frac{\partial^2 \delta}{\partial x_1^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

外加驱动场为零(对应 $\delta_0 = 0$)时, (10)式有通解

$$\delta = \sin(\lambda \tau + \varphi) [C_1 A_i(-\alpha^{-1/3}(x_1 - \lambda^2)) + C_2 B_i(-\alpha^{-1/3}(x_1 - \lambda^2))], \quad (11)$$

这里的 λ 对应无量纲的圆频率, 在线性密度分布下, ω_p^2 与 x 有线性关系, (11)式宗量中 $x_1 - \lambda^2$ 反映了这一点, 可见上述解是合理的.

2.2 温度对共振吸收影响的讨论

(9)或(10)式是二阶双曲型偏微分方程, 其特征线方程为 $x_1 \pm \alpha \tau = 0$, 由黎曼不变量的理论, 方程有(在 (x, t) 空间)以 $V_b = \sqrt{\gamma} v_e$ 为速率向左向右传波的波动解. 这将引起以 V_b 传播的静电波. 注意到 V_b 与等离子体热运动速度为同一量级, 静电波将通过朗道阻尼(Landau damping)将能量传给粒子从而加热等离子体. 因而与冷等离子体相比, 有下列差别:

(1)静电波在空间幅度分布不同, 受到的阻尼也不同, 静电波幅度在共振层边缘变陡, 与冷等离子体相比波碎更容易发生, 同时也可能使共振层宽度增加.

(2)将朗道阻尼唯象地看成(集体)碰撞阻尼, 静电波幅度将比冷等离子体的小.

(3)由(1), (2), 波碎时共振处静电场的最大值比冷等离子体小得多.

(4)静电波的增长率要比冷等离子体预言的小, 入射功率必须超过一定的阈值才可能

观察到显著的共振吸收.

以上分析可通过下面介绍的热等离子体的模拟结果与冷等离子体的理论预言相比较得到确证.

3 热等离子体共振吸收的粒子模拟

3.1 参量选择

本文采用无量纲方案,无量纲化方法如下:

$$v' = \frac{v}{v_{th}}, \quad t' = \omega_0 t, \quad m' = \frac{m}{m_0}, \quad \frac{q'_e}{m'_e} = \frac{q_e}{m_e} \left(\frac{m_0 \omega_0}{v_{th}^3} \right)^{\frac{1}{2}},$$

$$B' = B \left(\frac{v_{th}}{m_0 \omega_0^3} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad n' = \frac{n}{n_c}.$$

这里, $v_{th} = \sqrt{\frac{2kT_e}{m_e}} = 0.14c$, 相当于 $kT_e = 5 \text{ keV}$; $\omega_0 = 1.778 \times 10^{15} \text{ rad/s}$ 为入射激光的圆频率, 对应于真空中的激光波长 $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$; 取 $m_0 = 1.5 \times 10^{-22} (\text{g}) = 1.65 \times 10^5 m_e$, 以使 $\frac{q'_e}{m'_e} = 1$.

模拟一束 P-极化的强激光从左边斜入射到密度为线性分布且与一温度恒定的热源相连的平板等离子体上. 如图 1 所示, L_b 是初始时平板等离子体的厚度; 为使粒子可以膨胀, 并使无穷远边界条件近似成立而选取的一段初始真空长度 L_a , 可取 $L_a = L_b = 120$. 我们将系统划分为 240×128 个网格, x 方向网格长度为 1, 在不同入射角度下调整 y 方向网格长度使周期边界条件得到满足. 设右边等离子体密度为 $1.69 n_c$, n_c 为临界密度. 图 2 是 P-极化电磁波在不均匀等离子体中的共振吸收机制.

使激光缓慢地加在等离子体上, 其时间因子为

$$f(t) = \begin{cases} 0, & t \leq 0, \\ [3(t/T)^3 - 2(t/T)^3]P, & 0 < t \leq T, \\ P, & t > T. \end{cases}$$

其中 P 为激光的稳态振幅, T 为振幅的上升时间, 可取 $T = 16\pi \approx 50$, 这样选取的 $f(t)$ 具有对时间 t 处处连续的导数.

在离子电子质量比为 400:1 的情况下, 我们用不同模拟粒子数 ($N_p = 92\,160$ 及 $122\,880$) 模拟了波碎过程, 下面给出部分模拟所得结果.

3.2 对波碎过程的模拟

按上面的分析, 由于隧道效应引起的驱动场在共振区域与等离子体共振, 激发起相当强的静电波(朗谬尔波). 当入射功率较小时, 静电波被对流所限制, 此时共振区域的电子流体在不同的空间位置作幅度不同的振荡; 但当入射功率越过某一阈值, 电子流体在空间的次序被打乱, 静电波被扭曲, 出现波碎现象^[6]. 波碎后, 共振区域一部分高能电子以超

热电子的形式发射出去,造成该区域能量的损失;同时由于该处静电波和粒子的能量是强烈耦合的,因而该处静电波的振幅将显著下降.这是波碎的一个重要特征.

已有冷等离子体或离子不动情况下的波碎判据^[7],但对热或温等离子体,最好用计算机模拟给出判据.我们在 $KT_e=5\text{ keV}$, $T_e:T_i=4:1$ 的情况下,模拟得到波碎判据(取 $N_p=92\ 160$),见表 1.

表 1 波碎判据

入射角度/rad	0.3	0.4	0.6
波碎判据	0.20 ± 0.02	0.18 ± 0.02	0.7 ± 0.1

当入射激光的电场强度 E_0 (本文的无量纲量)超过波碎判据时,波碎产生.
当入射角度为 **0.4 rad** 时,所得波碎时间和波碎时纵向电场振幅的最大值及其所在位置如表 2.

表 2 波碎相关的一些数据

入射场强的幅度 E_0	0.5	0.7	0.9
共振点的驱动场 E_d	0.083	0.116	0.149
波碎时间 ¹⁾	93 125	78 106	68 93
波碎时场振幅的最大值 $E_b^{2)}$	2.0 5.2	2.5 6.1	2.9 6.9
此时场最大值的位置 ³⁾ (冷等离子体共振点在 190.5)	190.5 195.2(或 190.5)	192.5 196.1(或 190.5)	193.5 196.8(或 190.5)
$ E_b : E_0^{0.64} $	3.12	3.14	3.10
$E_b:E_d$	24.1	21.6	19.5

1),2),3)数据的上一行为模拟值,下一行为文献[4]的计算值.

粒子模拟得到的波碎时 E_b 的值随入射功率的变化和实验^[4,8,9]得到的定标关系(与 $P_0^{0.32}$ 成正比, P_0 为入射功率)符合得很好.若 E_b 和 E_d 满足文献[4]的冷等离子体理论的定标关系: $E_b/E_d\propto\sqrt{L}$, 则模拟结果与文献[10]的数据结果相符;同时它比冷等离子体的理论预言^[4]小,这是合理的.正因为如此,波碎时间也比文献[4]的预言小.我们发现波碎时场的最大值有可能不在共振点上,但也没有文献[4]计算的对共振点的偏离那么大.我们发现,场的最大值是由共振点开始逐渐偏离的,因而估计这是由等离子体空穴对密度轮廓的修正引起的,考察波碎时离子的密度分布证实了我们的看法.

由于离子质量大,波碎后空穴将会存在一段时间并俘获静电波.在一定的功率水平下,空穴左侧的密度凸起会超过 n_c ,在原共振层的左边出现共振峰,甚至出现两个或多个空穴.最后空穴消失,等离子体形成两个密度平台.为考察波碎过程中及波碎后出现的物理现象,我们重点对入射角为 0.4 rad,激光场强为 0.7 的情况,用 122 880 个模拟粒子数进行了跟踪模拟.

图 3、图 4、图 5、图 6 分别为 z 向磁场、 y 向电场、 x 向电场及粒子的密度分布(都已在 y 方向平均)在不同的时刻随纵向位置的变化情况.图 3 和图 4 表明平均场在低密度区域有显著的驻波结构,图 5 可以看出静电波的产生、发展过程:共振层静电场的振荡幅度越来越大、宽度越来越窄,直至波碎.

从图 5、图 6 可以知道,正是由于共振区超热电子的发射、孤立子闪现以及有质动力在共振层对粒子的排斥,使共振层存在比较深的空穴,该空穴造成三个后果:第一个后果是使波碎后在原共振层仍存在被俘获的振幅不大的静电场;第二个后果是使得共振层(右边)密度标长减小,从而各种不稳定性的阈值增加,并使共振加热的电子能量减小^[3],这

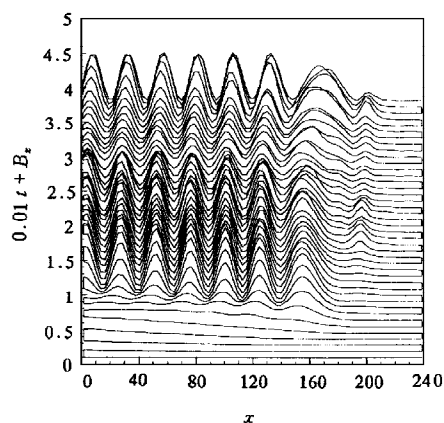
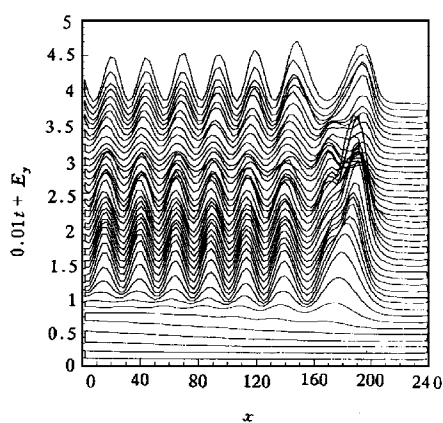
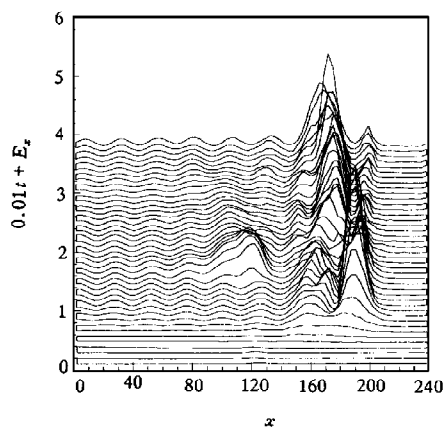
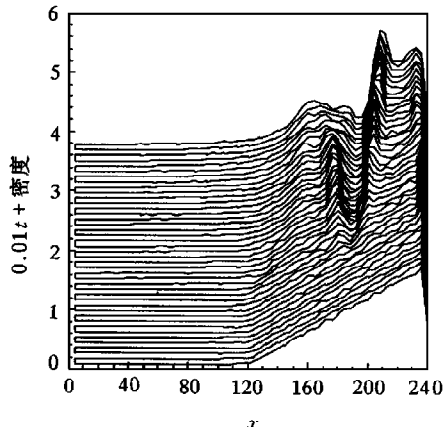
图 3 z 向磁场的动态分布图 4 y 向电场的动态分布图 5 x 向电场的动态分布

图 6 等离子体密度的动态分布

对激光聚变是有利的;第三个后果是造成左边次临界区域密度的凸起,使得左侧也出现比较强的静电波,在该功率水平和电子离子质量比的情况下,出现二次波碎行为.由图 7(a)可以清楚地看出,在次临界区域(160—180)电场逐渐增大,大约在 $t=320$ 时达到 2.4,然后突然下降,并且此处静电场通过有质动力使得该处出现第二个空穴.

为观察共振处电子的加速过程,图 8 给出了不同时刻电子速度的 x 分量的纵向分布,表明粒子的共振吸收主要发生在共振层.该处存在大量被静电场俘获并在其中振荡的高能电子,并且被俘获的电子越来越多,振荡幅度也越来越大,波碎后一部分高能电子以

超热电子的形式发射出去(图8(a),(b),(c)).图9为不同时刻电子在动量空间的密度分

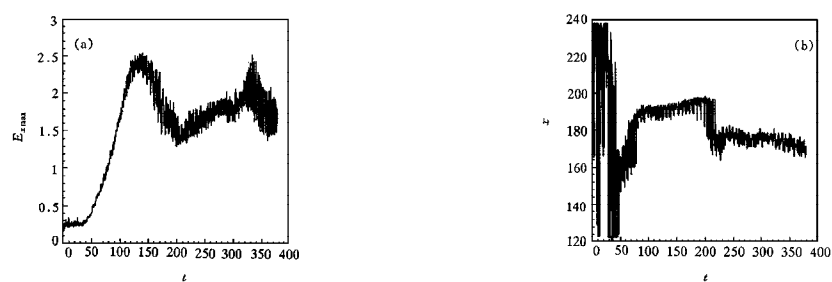


图7 电场最大值随时间的变化(a)及不同时刻电场最大值的纵向位置(b)

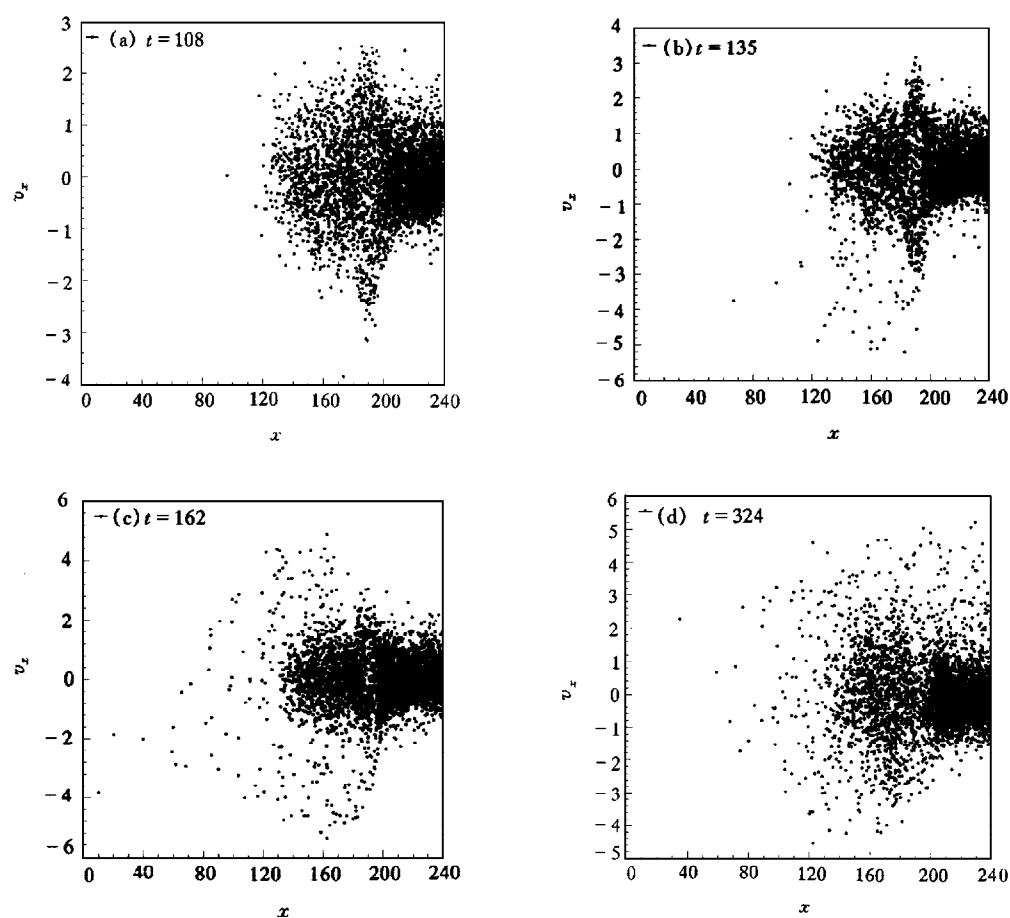


图8 电子的 (x, v_x) 相空间分布图

布图. 从图 9(a)可以发现, 这时主要把能量比较高的电子向低密度区域加速, 这是波碎对

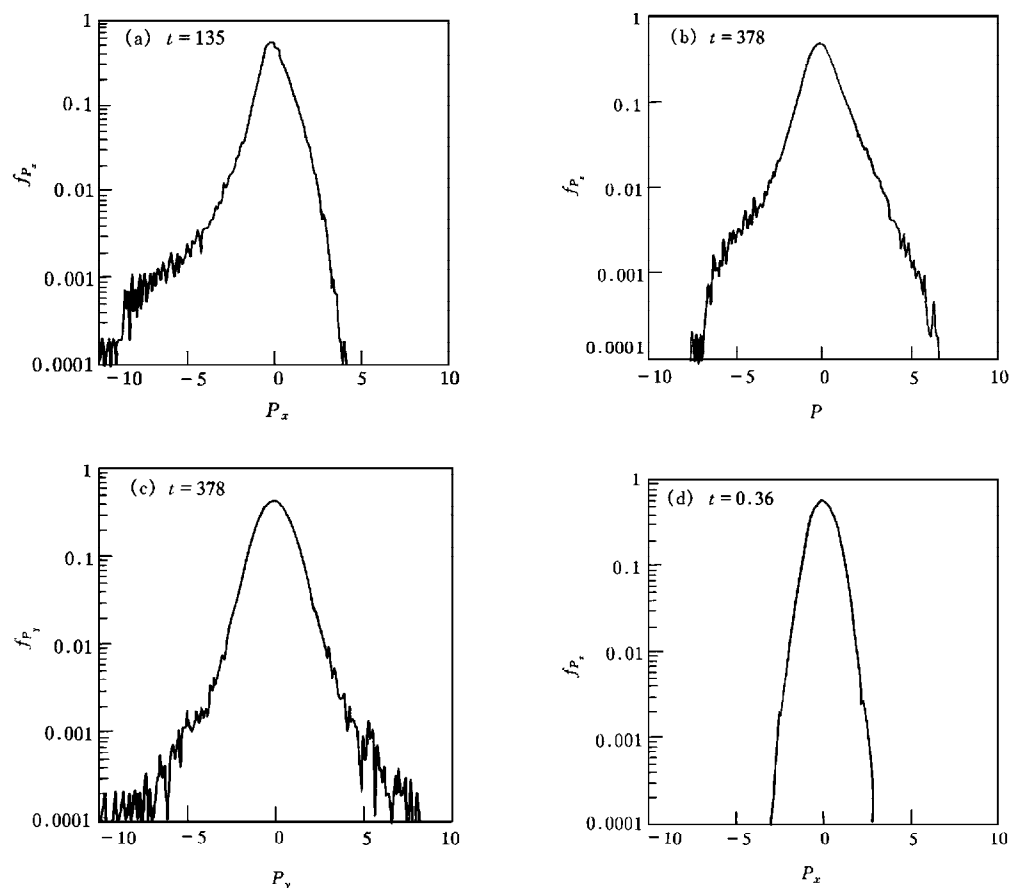


图 9 不同时刻电子在动量空间的密度分布 (a)为 $t=135$ 时电子 P_x 的密度分布; (b), (c)为 $t=378$ 时电子 P_x , P_y 的密度分布; (d)为 $t=0.36$ 时电子 P_x 的密度分布

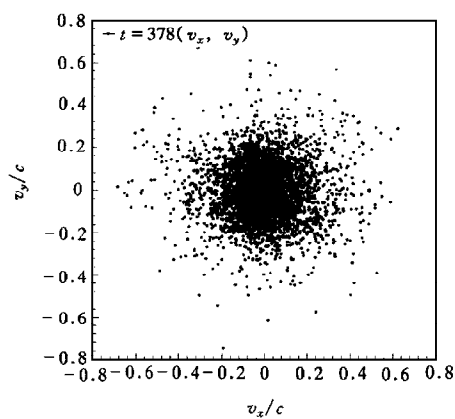


图 10 电子在 (v_x, v_y) 相空间的分布 ($t=378$)

电子的直接加速. 图 9(d)为第二次波碎时电子在 (x, v_x) 相空间中的分布情况.

事实上, 不但共振处能加速电子, 低密度区域也存在电子的加速. 由图 9(b), (c)可以看出, $t=378$ 时在高能量区有相当多的电子分布, 而且能够诊断出这些电子主要在低密度区域. 由于这些电子使电子在 (v_x, v_y) 相空间分布呈各向同性的弥散(图 10), 这可能是由于一种湍流加速机制引起的电子加速^[11,12]. 因为从高密度区域传来的朗缪尔波在低密度区能够激发起所谓的朗缪尔湍流, 同时由于非线性, 湍流将趋于各向同性, 因而

这种加速机制将使电子的(v_x, v_y)相空间分布呈各向同性的弥散. 低密度区域电子的加速有待于进一步研究.

应当指出, 不但电子会被加速, 离子也会被加速, 不过离子的加热率比电子小得多.

感谢刘列和常胜利两位同志对本工作的支持.

- [1] D. W. Forslund, J. M. Kindel, *Phys. Rev.*, **A11**(1975), 679.
- [2] 常铁强等, 激光等离子体相互作用与激光聚变(湖南科学技术出版社, 长沙, 1991).
- [3] K. G. Estabrook, *Phys. Fluids*, **18**(1975), 1151.
- [4] 顾彪, 物理学报, **33**(1984), 331.
- [5] B. JI. 金兹堡著, 电磁波在等离子体中的传播, 钱善译(科学出版社, 北京, 1978).
- [6] J. M. Dawson, *Phys. Rev.*, **113**(1959), 383.
- [7] B. Cros, J. Godiot, G. Matthieussent, *Phys. Fluids*, **B2**(1990), 907.
- [8] A. Y. Lee, B. Gu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **48**(1982), 319.
- [9] A. Y. Lee, B. Gu, N. C. Luhmann, Jr. *Bull. Am. Phys. Soc.*, **26**(1981), 889.
- [10] J. S. Degroot, J. E. Tull, *Phys. Fluids*, **18**(1975), 672.
- [11] 李晓卿, 湍动等离子体物理(北京师范大学出版社, 北京, 1986).
- [12] J. S. Degroot, J. I. Katz, *Phys. Fluids*, **16**(1973), 401.

WAVEBREAKING DUE TO RESONANT ABSORPTION IN PLASMAS PRODUCED BY LASER BEAM

LIU DA-QING CAO LI-HUA CHANG WEN-WEI YUE ZONG-WU

(*Department of Applied Physics, National University of Defense Technology, Changsha 410073*)

(Received 18 June 1996; revised manuscript received 11 November 1996)

ABSTRACT

Wavebreaking due to resonant absorption in plasmas produced by the laser beam is studied using theoretical analysis and particle simulation of plasma. The temperature effects on wavebreaking and resonant absorption are also considered. It is indicated that those electrons in the resonant region are not only oscillating heated, but also accelerated by Landau damping. There exists a turbulence acceleration mechanism in underdense plasma region. Second wavebreaking can also be observed in certain power density of laser light.

PACC: 5250J; 5265