

# 强激光与等离子体相互作用中受激陷俘电子声波 散射及相空间离子涡旋的形成<sup>\*</sup>

李百文<sup>1)†</sup> 田恩科<sup>2)</sup>

1) 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) 中国地质大学材料科学与工程学院, 北京 100083)

(2006 年 10 月 21 日收到, 2007 年 4 月 13 日收到修改稿)

应用一维相对论电磁粒子模拟程序, 研究了线性极化强激光入射到无碰撞密度均匀的次临界密度等离子体中所引起的受激陷俘电子声波散射不稳定性过程. 不稳定性的早期行为与是否考虑离子动力学效应无关. 当考虑离子动力学效应之后会激发一个随时间增长的离子声波, 并且最终由于大振幅电磁孤立子的产生而中断. 由于电磁孤立子内的静电场与电磁场所产生的离子加速与俘获效应, 导致一个离子涡旋在离子相空间中形成. 当电磁孤立子向后加速过程中, 若干个离子涡旋结构随之形成. 研究发现, 离子涡旋结构同样存在于密度不均匀的次临界密度等离子体中. 从拓扑的观点看, 离子涡旋结构的形成是由于拓扑缺陷即等离子体密度凹陷所致, 是 Kelvin-Helmholtz 不稳定性中 Ying-Yang 类型的一个范例.

关键词: 粒子模拟, 受激陷俘电子声波散射, 电磁孤立子, 离子涡旋

PACC: 5235P, 5335S, 5240D

## 1. 引言

目前, 高强度激光电磁波与稀疏密度等离子体相互作用是一个比较活跃的研究方向, 是等离子体科学众多研究领域中具有挑战性的课题<sup>[1]</sup>. 在激光惯性约束聚变研究领域, 受激 Raman 散射与受激 Brillouin 散射一直是被广泛关注的前沿热点课题, 因为这两种不稳定性不仅能够反射入射激光能量, 而且能够产生超热粒子预热惯性聚变靶心的热核燃料. 最近, 为了解释在 Trident 激光装置进行的单一热点试验中高强度激光入射到稀疏密度长等离子体中所反射的电磁信号数据, Montgomery 等<sup>[2,3]</sup>建议了一种新型受激散射过程, 即受激电子声波散射 (SEAWS) 不稳定性过程. 在次临界密度等离子体条件下, 通过采用一维电磁粒子模型 (PIC) 进行数值模拟, Nicolie 等<sup>[4]</sup>研究了这种新型的 SEAWS 不稳定性过程.

早期的研究者在研究线性 Vlasov 静电色散关系时, 通过忽略粒子俘获效应, 注意到了与一定非线性

结构相对应的电子声波 (EAW) 解<sup>[5-7]</sup>. 通过使用电子速度的双麦克斯韦分布函数, 在研究和分析线性 Vlasov 静电色散关系时, 研究者同样发现了弱衰减的 EAW 解<sup>[8,9]</sup>. 与同时和电子及离子相关联的低频线性离子声波 (IAW) 不同, 非线性 EAW 具有相对较高的频率, 并且只与电子动力学行为相关联, 离子仅提供一个电中性的背景. EAW 的频率介于正常的 IAW 频率  $\omega_{pi}$  与电子等离子体波 (EPW) 频率  $\omega_{pe}$  之间.

在线性理论框架内, 在麦克斯韦分布的等离子体中线性 EAW 模式由于具有可以与热速度相比较的相速度, 因而发生很强的 Landau 阻尼<sup>[10]</sup>. 然而, 非线性 EAW 是非衰减的 Bernstein-Green-Kruskal (BGK) 模式, 并伴随着大量电子被 EAW 波谷所俘获<sup>[11]</sup>. 由于强的电子俘获效应, 电子速度分布函数在 EAW 相速度附近被有效地抹平, 从而使得 Landau 阻尼停止. 在大振幅情况下, 电子俘获能够支持非衰减传播的非线性 BGK 模式, 或者伴随小弥散的弱衰减传播模式. 即使在小振幅情况下, 可以通过仔细调整俘获电子速度分布构造 EAW, Holloway 和

<sup>\*</sup>国家自然科学基金 (批准号: 10575015, 10375011, 10335020) 国防科技重点实验室基金 (批准号: 51480010205ZW0901, 51479050205ZW0905) 和中国工程物理研究院科学技术基金 (批准号: 20060217) 资助的课题.

<sup>†</sup> E-mail: li\_baiwen@iapcm.ac.cn

Doming<sup>[12]</sup>发现 EAW 可以存在于等离子体中,并且对小波数  $k \rightarrow 0$  具有色散关系  $\omega = 1.31kv_e$ , 其中  $\omega$ ,  $k$  和  $v_e$  分别为 EAW 的频率、波数和电子热运动速度.

作为一种基本的元激发,通过采用一般的扰动或驱动场在等离子体中可以激发稳定非衰减的 EAW.在无碰撞等离子体中,对于振幅相对较低的驱动场,只有经过若干电子俘获周期才能补偿 Landau 阻尼损失的能量,并且在时间和空间上与 EAW 满足共振条件时才能成功激发 EAW.在碰撞等离子体中,电子俘获效应试图抹平电子速度的麦克斯韦分布.与此相反,碰撞效应则试图维持电子速度的麦克斯韦分布.由于两种效应相互竞争,因此为了激发 EAW,驱动场的振幅必须超过一定的阈值,使得电子俘获时间周期小于碰撞周期<sup>[13]</sup>.因为 EAW 是等离子体中内在的非线性结构模式,所以预期的参数衰减不稳定性存在是可能的.

在 EAW 频率附近, Afeyan 等<sup>[14]</sup>发现了一种动力学静电电子非线性波(kinetic electrostatic electron nonlinear waves, 简记为 KEEN 波)模式,它是一种稳定的、长时间存在的、多模耦合的非线性结构. KEEN 波模式只有在强驱动场的情况下才能够被成功激发,它不需要被抹平的平坦的电子速度分布,并且没有观测到单一模式的存在<sup>[14]</sup>.

本文应用一维 PIC 的数值模拟程序,详细研究了线性极化强激光入射到无碰撞密度均匀的次临界密度等离子体( $n_{cr}/4 < n/\gamma < n_{cr}$ , 其中  $n_{cr}$  为临界密度,  $\gamma$  为相对论因子)中,所发生的受激陷俘 EAW 散射(T-SEAWS)不稳定性过程.研究发现:不稳定性早期阶段可以很好地解释为一个入射激光电磁波衰减到一个缓慢 Stokes 散射电磁波( $\omega_s \approx \omega_{pe}/\gamma^{1/2}$ )和一个俘获 EAW( $\omega_{EAW} < \omega_{pe}/\gamma^{1/2}$ )的三波共振耦合过程,并且 T-SEAWS 不稳定性早期行为与是否考虑离子动力学效应无关.不过,当考虑离子动力学效应之后,等离子体内激发一个随时间增长的 IAW, IAW 最终由于大振幅电磁孤立子的产生而中断.作为一个新的物理现象,由于电磁孤立子内的静电场与电磁场所产生的离子加速与俘获效应,结果在离子相空间中导致一个离子涡旋结构的形成;当电磁孤立子向后加速过程中,若干个离子涡旋结构随之形成.我们发现,离子涡旋结构也同样存在于密度不均匀的次临界等离子体( $n_{cr}/4 < n/\gamma < n_{cr}$ )中.从拓扑

的观点看,离子涡旋结构的形成是由于拓扑缺陷即电磁孤立子内等离子体密度凹陷所致,属于 Kelvin-Helmholtz 不稳定性类型.具体而言,它是 Kelvin-Helmholtz 不稳定性中 Ying-Yang 类型的一个范例.

## 2. PIC 的数值模拟模型

在数值模拟计算中,使用了坐标空间一维和速度空间三维相对论电磁粒子模拟(1D3V-PIC)程序.长度为  $L = 100 c/\omega_0$  的次临界等离子体初始填充在  $x$  为  $0-L$  的空间区域,在其前面和后面分别使用了长度为  $200c/\omega_0$  的真空区域,其中  $c$  和  $\omega_0$  分别为真空中的光速和激光频率.在长度为  $1c/\omega_0$  区域内采用 20 个网格,每个网格分别放置了 100 个电子和 100 个离子.电场强度为  $E_0$ 、振荡方向为  $y$  的线性极化激光脉冲放置在  $x = -50c/\omega_0$  处,即距离等离子体前表面  $50c/\omega_0$  处.无量纲的激光振幅为  $a = eE_0/(m_e\omega_0c)$ , 其中  $e$  与  $m_e$  分别为电子电荷与质量.进入真空区域的电子会在等离子体真空边界附近形成位垒,进一步阻止更多电子离开,对于那些逃逸的粒子以及电磁波,在系统左右边界使用了两个长度分别为  $50c/\omega_0$  的数值衰减区域.

本文中所提到的反射和透射电磁场以及它们的频谱和波数等相关物理量,采用了距等离子体前面和后面分别为  $50c/\omega_0$  处的数值计算结果;另外,电场与磁场分别被归一化为  $m_e\omega_0c/e$  与  $m_e\omega_0/e$ , 激光脉冲到达前面的真空等离子体边界时刻取为时间零点,即  $\omega_0 t = 0$ .

## 3. 受激陷俘电子声波散射不稳定性

为了产生一个俘获电子速度分布,进而激发并维持一个 EAW.在我们的数值模拟中,强激光驱动电场一直连续入射到等离子体中,以便补偿因 Landau 阻尼而损失的波能量.另一方面,选取次临界等离子体的密度介于  $n_{cr}/4 < n/\gamma < n_{cr}$  的范围之内,因此,可以完全排除受激 Raman 散射过程的发生.

在密度  $n = 0.6n_{cr}$ 、长度  $L = 100c/\omega_0$ 、电子与离子温度  $T_e = 5T_i = 1 \text{ keV}$  以及质量比  $m_i/m_e = 1836$

的等离子体状态下,通过改变激光振幅的大小进行了一系列数值模拟.在激光振幅  $a = 0.6$  情况下,图 1 给出了真空中反射电磁波的反射率及频谱与等离子体内静电波的频谱.在真空中背向散射电磁波 Stokes 模式的频率大约等于相对论电子等离子体波的频率,即

$$\omega_s = 0.62\omega_0$$

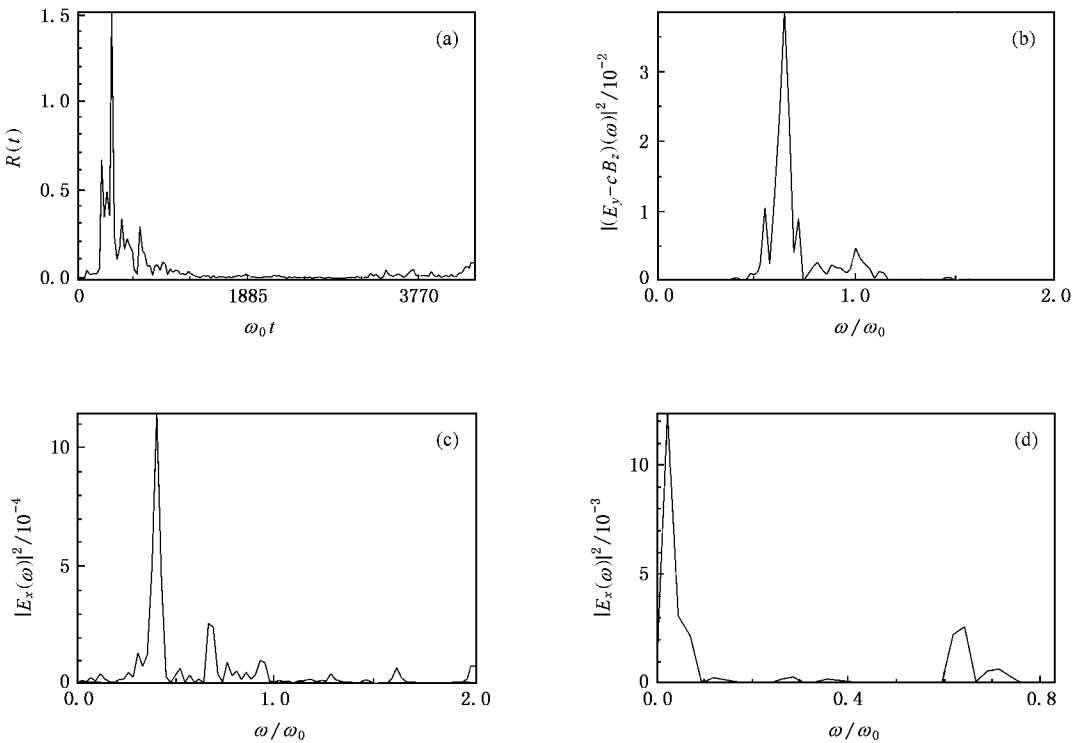


图 1 真空中反射电磁波的反射率及频谱和等离子体内静电波的频谱  $n = 0.6n_{cr}$ ,  $L = 100c/\omega_0$ ,  $T_e = 5T_i = 1\text{ keV}$ ,  $m_i/m_e = 1836$ ,  $a = 0.6$ . (a) 真空中反射电磁波的反射率 (b)  $\omega_0 t = 277.53\text{—}541.93$  反射电磁波的频谱 (c)  $\omega_0 t = 277.53\text{—}541.93$  等离子体内静电波的频谱 (d)  $\omega_0 t = 1321.98\text{—}1586.38$  等离子体内静电波的频谱

由图 2 给出的电子相空间分布可知,由于数量可观的电子被俘获在大振幅 EAW 静电位的波谷附近,形成一个类似涡旋形状的俘获结构.正如图 3 的电子速度分布所示,强俘获的电子破坏初始电子速度的麦克斯韦分布,从而逐渐形成一个远离麦克斯韦分布的、类似水袋(waterbag)形状的电子速度分布.从图 3 的电子能量分布可以看出,随着大振幅 EAW 的中断,可以加热数目可观的电子达到最高能量(约 3 MeV).

由图 4(a)(b)可以看出,等离子体内电磁波的波数具有两个峰值,峰值  $k_s^p \approx 0.12k_0$  对应背向散射电磁波,另一个峰值  $k_0^p \approx 0.80k_0$  则对应入射激光电磁波.这里  $k_0 = \omega_0/c$  为真空中入射激光电磁波的波

数  $k_0^p$  和  $k_s^p$  分别代表等离子体中激光电磁波和背向散射电磁波的波数.相应地,俘获 EAW 的波数为  $k_{EAW} \approx 0.92k_0$ .根据上述的数值模拟结果,通过简单的计算可知,无论是入射激光电磁波还是背向散射电磁波,都能够很好地满足标准色散关系

$$\omega_{0s}^2 \approx \omega_{pe}^2/\gamma + (k_{0s}^p)^2 c^2.$$

容易计算 EAW 的相速度为

$$v_{ph} = \omega_{EAW}/k_{EAW} \approx 0.43c,$$

这恰好位于水袋形状电子速度分布的平台之上(见图 3),Landau 阻尼停止,因此所激发的 EAW 可以发展、增长直至饱和.

根据上述计算结果可知,无论是频率

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{EAW},$$

还是波数

$$k_0^p = -k_s^p + k_{\text{EAW}},$$

三波共振匹配关系均被很好地满足. 因此, 上述不稳定性过程可以被很好地解释为一个入射激光电磁波共振衰减到一个缓慢 Stokes 散射电磁波( $\omega_s \approx$

$\omega_{pe}/\gamma^{1/2}$ ) 和一个俘获 EAW ( $\omega_{\text{EAW}} < \omega_{pe}/\gamma^{1/2}$ ) 的三波耦合过程, 即 T-SEAWS 不稳定性过程. 随着时间进展, 大振幅 EAW 发生中断, 并很快加热大量电子到  $10^6$  eV 能量的量级, 从而抑制 T-SEAW 不稳定性的进一步增长并最终使之停止.

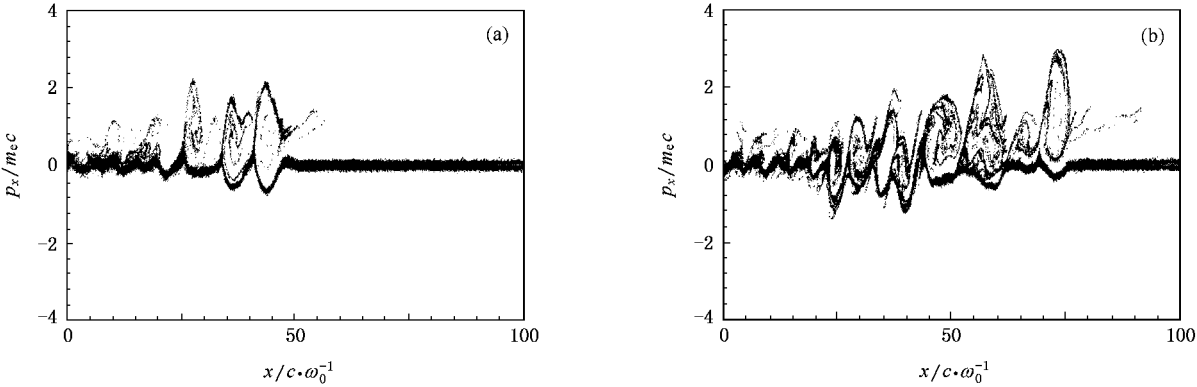


图 2 不同时刻电子的相空间分布 数值模拟参数同图 1. (a)  $\omega_0 t = 91.86$  (b)  $\omega_0 t = 137.10$

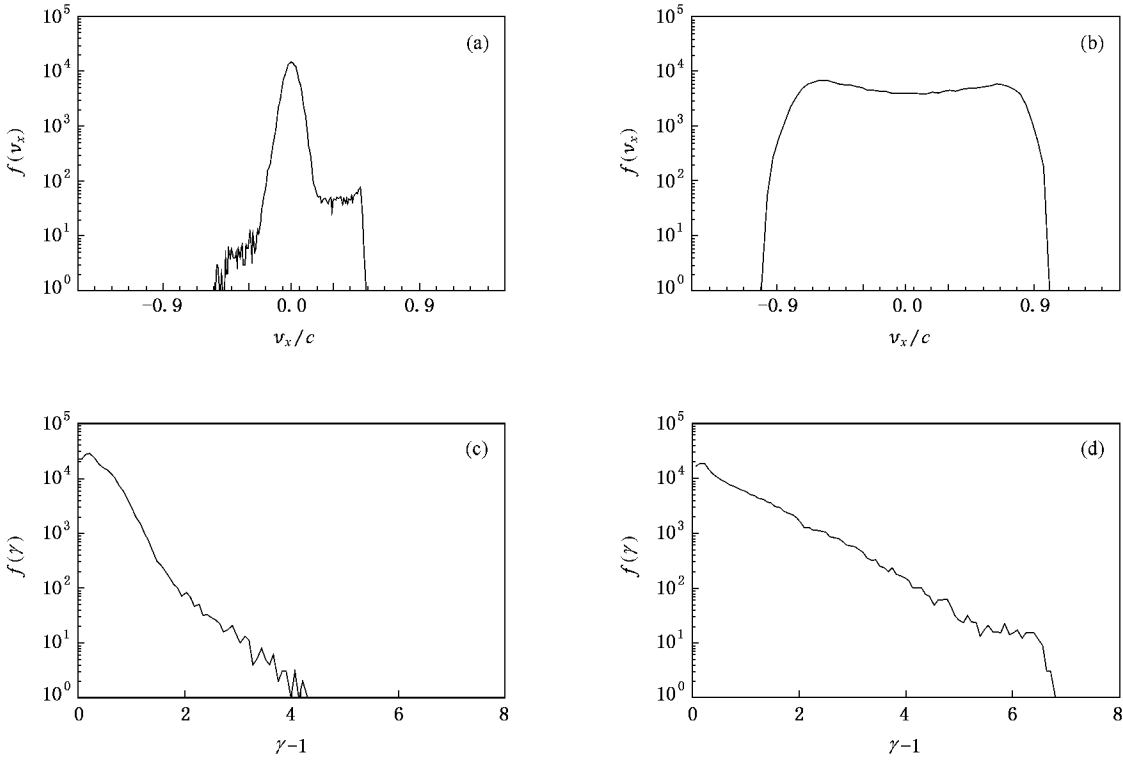


图 3 不同时刻电子速度分布  $f(v_x)$  和电子能量分布  $f(\gamma)$  数值模拟参数同图 1. (a)  $\omega_0 t = 62.81$  (b)  $\omega_0 t = 503.36$  (c)  $\omega_0 t = 819.66$  (d)  $\omega_0 t = 1350.58$

我们所得到的 EAW 模式类似于 KEEN 波模式, 一个不需要平坦电子速度分布的由强驱动场激发的多模耦合的非线性结构<sup>[14]</sup>. 不过, 我们所观测到的

EAW 是单模的, 并且强电子俘获的运动学效应扮演着重要角色, 以便破坏初始麦克斯韦电子速度分布到一个无 Landau 阻尼类似水袋形状的电子速度

分布.

在非线性饱和阶段,如图 5 电磁场能量以及图 1 的反射率所示,通过形成强的尖峰电磁结构并伴随着频率下移的激光电磁波被俘获其中,背向散射 Stokes 电磁波快速增长并且发生较强的空间局域,这些空间局域化的电磁尖峰结构以强的短暂的电磁辐射的形式通过真空等离子体边界辐射释放能量.

为了阐明 T-SEAW 不稳定性的起始与增长过程,图 4(c)(d)给出了等离子体内背向散射电磁波

模式与 EAW 模式的时间演化曲线.由此可以清楚地看到两种模式的时间演化过程,在早期线性发展阶段之后,跟随着一个非线性发展阶段并随着时间发展逐渐饱和.无论是电磁模式还是静电模式,如果假设线性阶段的增长率满足形如  $E_k(t) \approx E_k(0)e^{\gamma t}$  的关系,则使用上述数值模拟结果就容易粗估 T-SEAWS 不稳定性的线性增长率,背向散射电磁波模式为  $\gamma_s \approx 0.18\omega_s = 0.11\omega_0$ ,相应的 EAW 为  $\gamma_{EAW} \approx 0.27\omega_{EAW} = 0.11\omega_0$ .

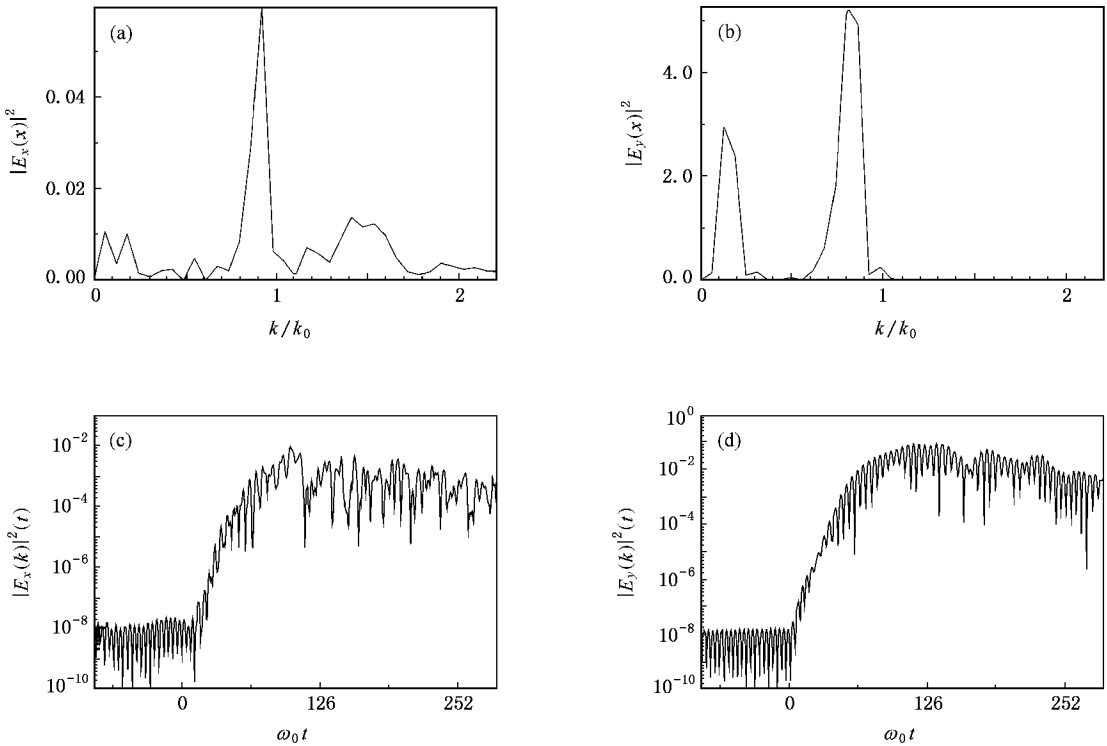


图 4 等离子体内静电场  $E_x$  的波数(a)、电磁场  $E_y$  的波数(b)、电子声波模式  $E_x(k)$  的时间增长率(c)以及背向散射电磁波模式  $E_y(k)$  的时间增长率(d) 数值模拟参数同图 1

为了更清楚地阐明 T-SEAW 不稳定性的增长过程,可以采用文献 [15—18] 中建议的简单模型,对于频率与波数满足匹配关系的三波  $a_i(x,t)\exp[i(k_i x - \omega_i t)]$  共振耦合,在振幅  $a_i(x,t)$  缓慢变化的情况下有如下关系:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_0}{\partial t} + V_0 \frac{\partial a_0}{\partial x} &= -M_0 a_s a_{EAW}, \\ \frac{\partial a_s}{\partial t} - V_s \frac{\partial a_s}{\partial x} &= M_s a_0^* a_{EAW}, \\ \frac{\partial a_{EAW}}{\partial t} + V_{EAW} \frac{\partial a_{EAW}}{\partial x} + \Gamma_{EAW} a_{EAW} &= M_{EAW} a_0^* a_s. \end{aligned}$$

这里  $V_i > 0$ ,  $M_i > 0$  和  $a_i$  ( $i = 0, s$  和 EAW) 分别为三波的群速度、耦合系数和波振幅;  $\Gamma_{EAW}$  为 EAW 的有

效衰减率,对于电磁波已经假设衰减率为  $\Gamma_0 = \Gamma_s = 0$ .对于给定的开放边界条件  $a_0(0,t) = E_0$  和  $a_s(L,t) = a_{EAW}(0,t) = 0$ ,如果满足条件  $L/L_0 > \pi/2$ ,则背向散射以绝对不稳定性形式增长,其中  $L_0$  和  $\gamma_0$  分别为相互作用长度和均匀增长率,

$$\begin{aligned} L_0 &= (V_s V_{EAW})^2 / \gamma_0, \\ \gamma_0 &= E_0 (M_s M_{EAW})^{1/2}. \end{aligned}$$

利用上述数值模拟结果,背向散射电磁波与 EAW 的增长率约为  $\gamma_s \approx \gamma_{EAW} \approx 0.1\omega_0$ ,背向散射电磁波群速度为  $-V_s = c^2 k_s / \omega_s \approx 0.19c$ ,即使假设 EAW 具有接近光速的群速度( $V_{EAW} \approx c$ ),从而相互作用长度具有最大值  $L_0 \approx 4.3c/\omega_0$  的情况下,仍然满足关系式

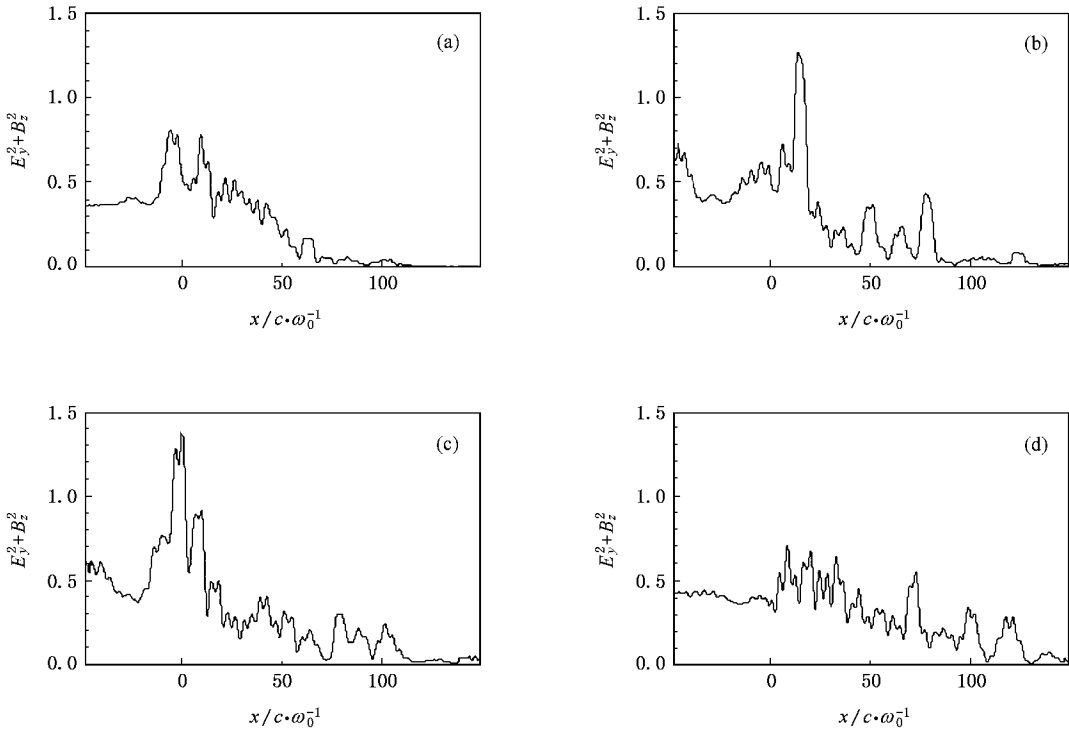


图5 等离子体内一个激光波长中电磁场的平均能量密度  $E_y^2 + B_z^2$  数值模拟参数同图 1. (a)  $\omega_0 t = 170.97$  (b)  $\omega_0 t = 227.45$  (c)  $\omega_0 t = 272.63$  (d)  $\omega_0 t = 351.67$

$L/L_0 > \pi/2$ . 由此可知, 在我们所使用的模拟参数情况下, 完全满足绝对 T-SEAWS 不稳定性的发生条件. 通过一系列的数值模拟研究发现, 在激光振幅  $a > 0.4$  的情况下, 可以清楚地观测到不稳定性的发生、发展以及随时间的演化过程.

4. 密度均匀等离子体中的大振幅电磁孤立子与离子涡旋

通过研究我们发现, T-SEAWS 不稳定性的早期行为与是否考虑离子动力学效应无关. 所不同的是, 考虑离子动力学效应之后, 会激发一个随时间增长的 IAW, 不过由于强的 EAW 的抑制作用, 在早期的频谱中很难观测到一个明显的峰值. 如图 1 中静电波的频谱和图 6 中离子相空间的分布图所示, 一旦 T-SEAWS 不稳定性停止后, 可以清晰地观测到一个频率为  $\omega_{IAW} \approx 0.023\omega_0$  的 IAW, 它近似等于离子等

离子体波的自然振荡频率  $\omega_{pi} \approx 0.021\omega_0$ . 类似于 EAW 模式, IAW 同样会由于离子俘获以及加速等因素而发生中断.

$x = 40c/\omega_0$  位置附近, 一些离子运动轨道发生翻转, 与激波形状类似的 IAW 波前发生中断. 同时, 由于电磁场能量的空间局域效应, 在相同位置处一个电磁孤立子开始形成, 电磁孤立子随时间不断增长并在  $\omega_0 t \approx 1589$  时刻达到饱和, 具有峰值电磁能量,  $E_y^2 + B_z^2 \approx 2.5$ . 在电磁孤立子的增长过程中, 大量电子与离子在强电磁场的有质动力作用下离开孤立子所在区域. 如图 7(b) 所示, 由于比较大的惯性, 在孤立子的前沿 ( $x \approx 40c/\omega_0$ ), 离子大量堆积并形成一个尖峰密度结构. 在孤立子的后沿, 可能是由于 (被光波推动向前运动的) IAW 不断推动离子向前运动的缘故, 并没有形成类似的尖峰密度结构. 由于电子具有比较小的惯性, 电子密度没有形成明显的尖峰结构. 结果会在孤立子前沿附近的狭窄区域形成一个带有正电的静电区域, 如图 7 所示. 在离子密度尖峰结构后的电磁孤立子内, 为了保持电中性, 在电荷分离场 (库仑力) 的作用下, 大量电子被吸引去平衡尖峰离子密度结构内的电荷, 从而将形成一个带负电的静电区域. 由 Poisson 方程可知, 上述电荷分布必然导致一个类似双层的静电场  $E_x$  结构 (如图 7 所示). 电磁孤立子内电磁场与新形成的静电场共同作用将会强烈地加速或减速离子. 在孤立子内初始分

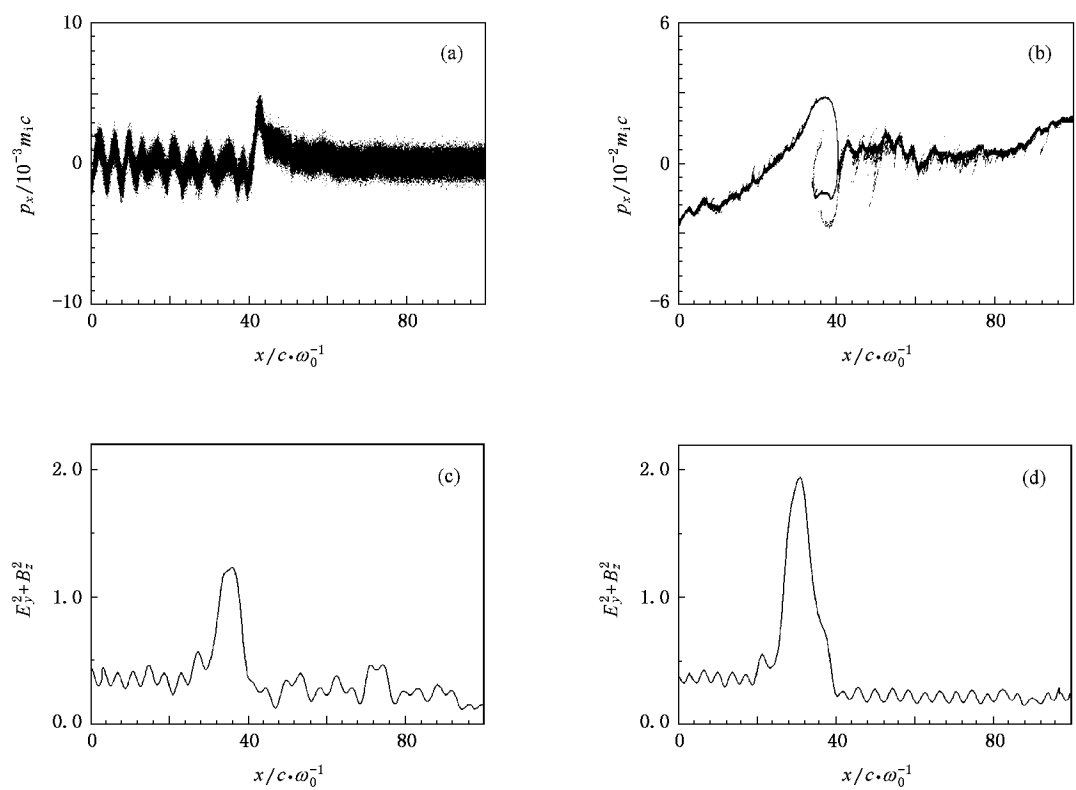


图 6 不同时刻离子的相空间分布 (a) (b) 及一个激光波长中电磁场的平均能量密度  $E_y^2 + B_z^2$  (c) (d) 数值模拟参数同图 1. (a)  $\omega_0 t = 137.10$  (b)  $\omega_0 t = 1345.73$  (c)  $\omega_0 t = 724.45$  (d)  $\omega_0 t = 1345.73$

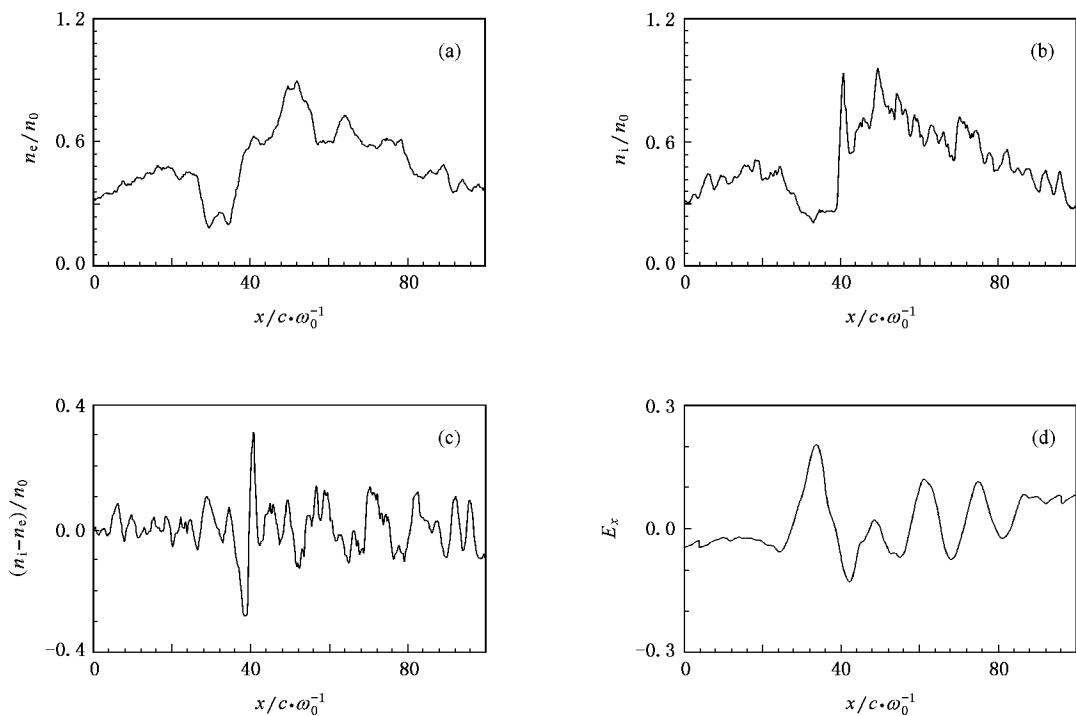


图 7 在  $\omega_0 t = 1345.73$  时, 等离子体内的电子密度分布 (a) 离子密度分布 (b) 电子与离子密度差 (c) 以及在一个等离子体波波长中平均的静电场  $E_x$  分布 (d) 数值模拟参数同图 1

布具有负速度或者被尖峰密度结构反射的离子首先被减速, 然后被孤立子内的电磁场与静电场加速; 在孤立子内初始分布具有正速度的离子经历的过程完全相反, 即首先被加速, 然后被孤立子内的电磁场与

静电场减速. 在  $\omega_0 t \approx 1346$  时, 相空间中最终会形成一个俘获的离子涡旋结构(图6). 另外, 从图7中所示静电场的分布可以看出, 在一个比较宽的区域 ( $x \approx 30c/\omega_0 - 45c/\omega_0$ ), 静电场起始与终止值均为零, 这种静电场结构可以加速离子于一个近乎封闭的轨道(离子涡旋).

当一束高强度激光传播并通过等离子体层时, 部分电子通过与激光电磁场的相互作用弥散到真空区域, 在等离子体层两边的真空边界会形成电荷分离静电场. 为了保持电荷中性, 离子将跟随电子离开等离子体层. 随着时间延续, 将导致等离子体密度从等离子体层的中心向边界逐渐降低, 形成密度不均

匀的等离子体. 电磁孤立子将以与密度梯度成比例的加速度由密度高的位置向密度低的位置作加速运动, 当到达真空等离子体边界之后, 则通过强而短暂的电磁辐射的形式释放能量<sup>[19-23]</sup>. 我们发现, 所观测到的电磁孤立子总是产生于激光入射的前半部等离子体区域, 因此, 电磁孤立子向激光入射的边界做加速运动.

当电磁孤立子向边界加速过程中, 在孤立子内大振幅的电磁场与静电场作用下, 不断地发生孤立子与离子之间的能量交换, 大量离子被俘获在孤立子内. 如图8所示, 在电磁孤立子向边界加速过程中, 若干个俘获的离子涡旋结构在相空间相继形成.

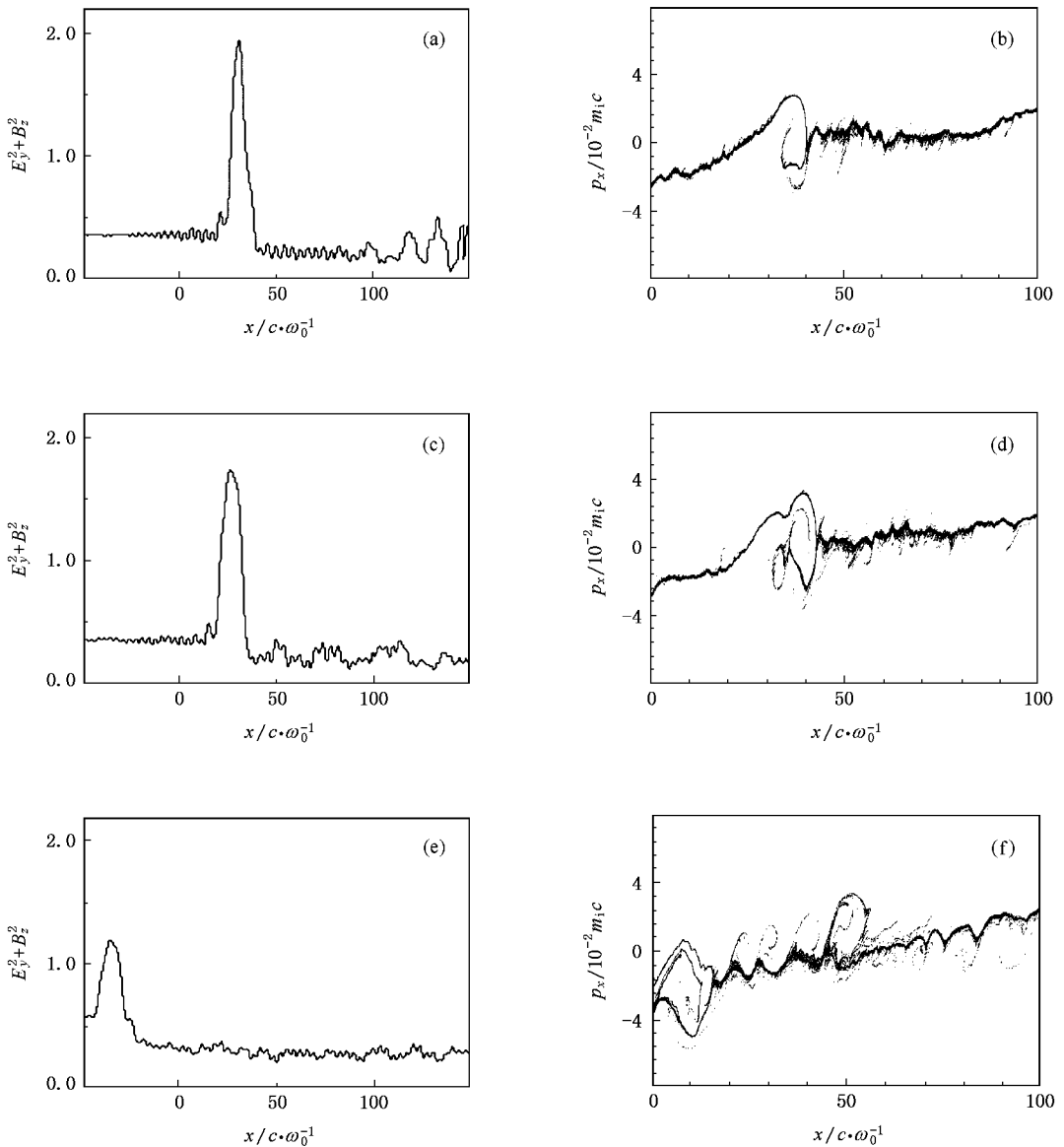


图8 不同时刻一个激光波长中电磁场的平均能量密度  $E_y^2 + B_z^2$  (a)(c)(e) 以及离子的相空间分布 (b)(d)(f) 数值模拟参数同图1. (a)和(b)  $\omega_0 t = 1345.73$  (c)和(d)  $\omega_0 t = 1707.27$  (e)和(f)  $\omega_0 t = 3458.14$



电磁孤立子逐渐失去能量,其振幅变得越来越小,当到达真空等离子体边界(或者消失在等离子体层内),离子俘获以及相关的离子涡旋结构的形成也随之停止.随着时间的延续,通过向背景等离子体的热化等过程而不断失去能量,离子涡旋结构将相继消失.

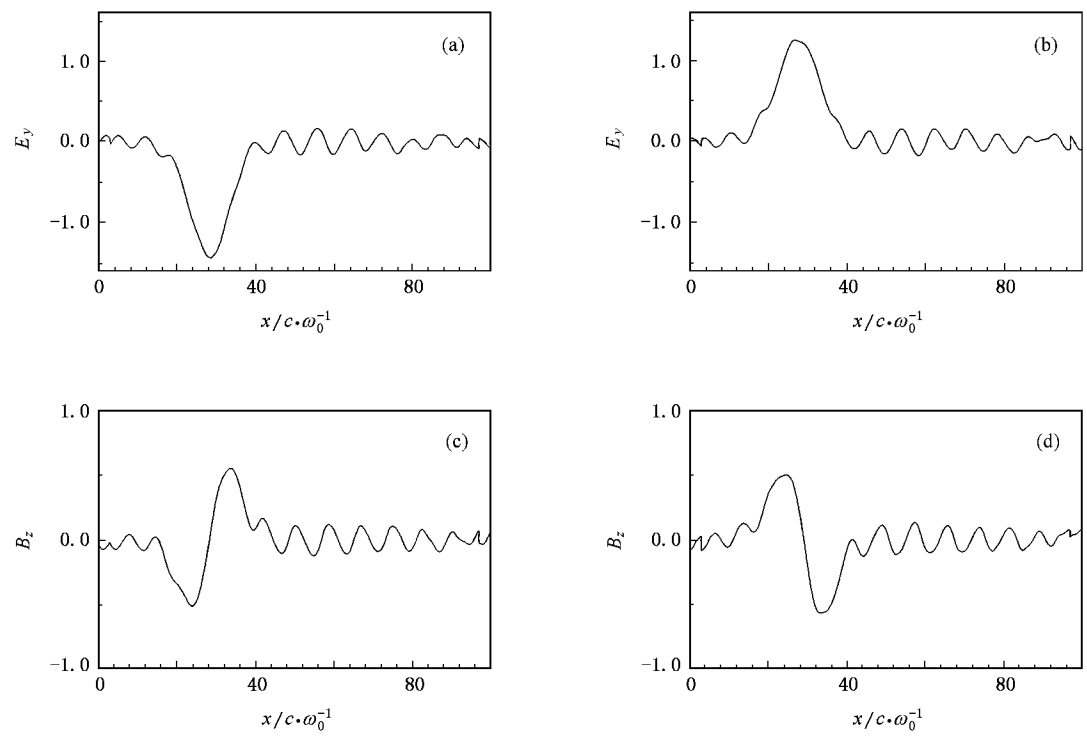


图9 不同时刻在一个激光波长中的平均电场  $E_y$  和磁场  $B_z$  数值模拟参数同图 1. (a)  $E_y, \omega_0 t = 1458.70$  (b)  $E_y, \omega_0 t = 1470.01$  (c)  $B_z, \omega_0 t = 1492.63$  (d)  $B_z, \omega_0 t = 1503.88$

研究发现,当次临界等离子体密度为  $n/\gamma > 0.25n_{cr}$  时,通过选择适当的激光振幅和考虑离子动力学效应,可以完全重复以上所述的物理图像,即可以观测到 T-SEAWS 不稳定性的发生、向激光入射边界加速的大振幅电磁孤立子的产生以及由于电磁孤立子所导致的离子涡旋的形成等物理过程.为了重现上述过程,图 10 给出了等离子体密度  $n = 0.7n_{cr}$ 、激光振幅  $a = 0.8$  以及保持其他模拟参数不变情况下的数值模拟结果,从电磁场能量与离子相空间的分布图可以清楚地观测到电磁孤立子的产生和由此导致的离子涡旋的形成.

图 11 给出了上述两个模型条件下入射激光电磁波的积分反射率与透射率,由此不难看出,在大约 500 个激光周期的时间内,仅有 60% 左右的入射激光能量透射厚度为  $100c/\omega_0$  的等离子体层,而相当

离子涡旋的空间尺寸等于电磁孤立子的空间尺寸  $\Delta x_{\text{vortex}} = \Delta x_{\text{soliton}} \approx 1\lambda_{pe} - 2\lambda_{pe}$ ,其中  $\lambda_{pe}$  为电子等离子体波波长.图 9 给出了电磁孤立子电磁场的空间结构,可以清楚地看出,电磁场的电场  $E_y$  具有一个半周期结构,相应的磁场  $B_z$  则具有完整周期结构,并且电磁结构随时间发生振荡<sup>[20-24]</sup>.

可观的激光能量(约为 40%)被等离子体层反射或吸收.

## 5. 密度不均匀等离子体中的电磁孤立子与离子涡旋

以上的数值模拟是在初始密度均匀的次临界等离子体条件下进行的.事实上,在初始密度不均匀的等离子体中,同样存在 T-SEAWS 不稳定性的发生、向激光入射边界加速的大振幅电磁孤立子的产生以及相应离子涡旋的形成等物理过程.作为例子,在等离子体密度变化范围为  $n = 0.3n_{cr} - 0.9n_{cr}$ 、长度  $L = 100c/\omega_0$ 、电子与离子温度  $T_e = T_i = 1 \text{ keV}$  和质量比  $m_i/m_e = 1836$  以及激光振幅  $a = 0.6$  情况下,进行了数值模拟研究.

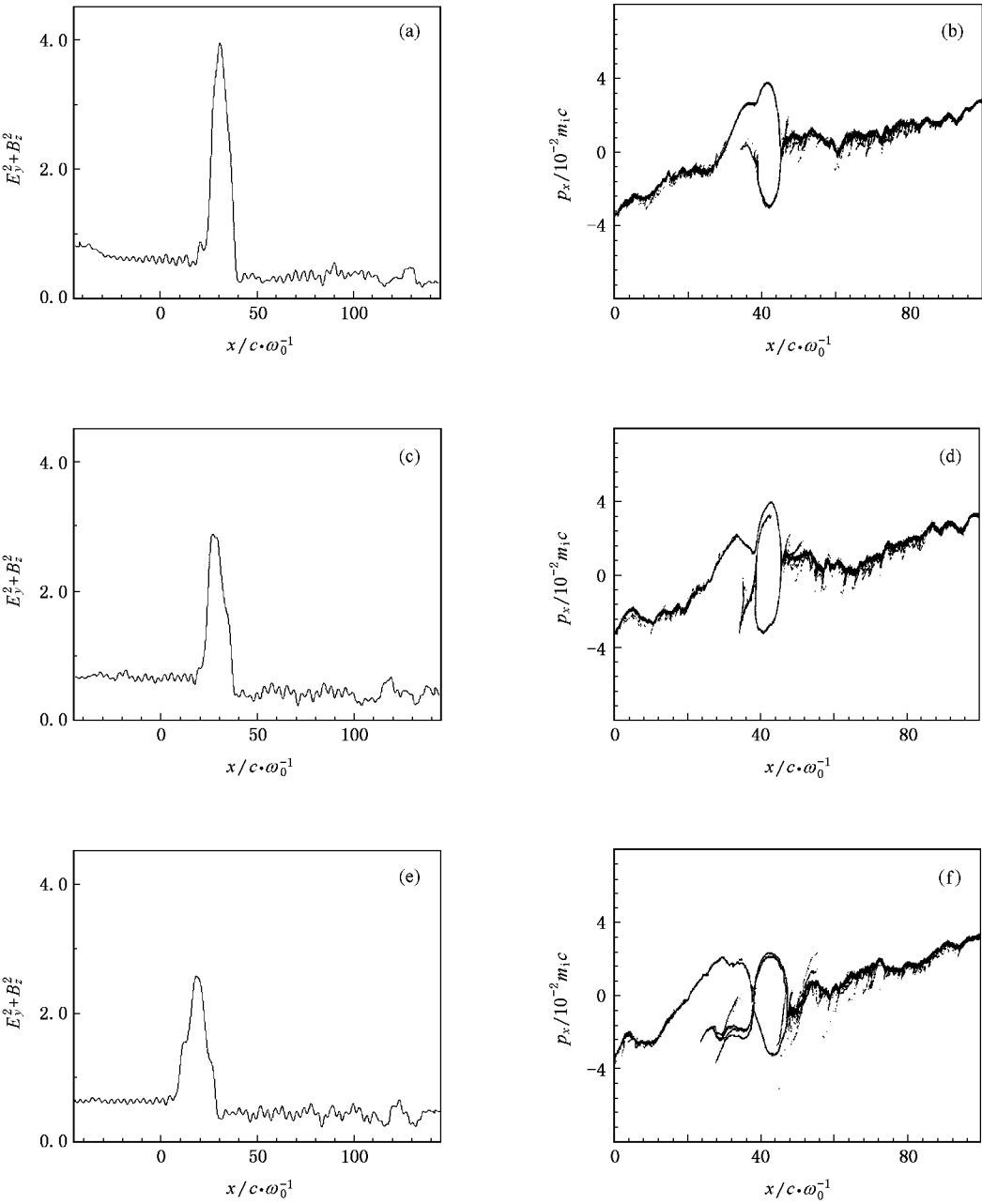


图 10 等离子体密度  $n = 0.7n_{cr}$ 、长度  $L = 100c/\omega_0$ 、电子与离子温度  $T_e = 5T_i = 1\text{ keV}$  和质量比  $m_i/m_e = 1836$  以及激光振幅  $a = 0.8$  情况下, 一个激光波长中电磁场的平均能量密度  $E_y^2 + B_z^2$  (a) (c) (e) 以及离子的相空间分布 (b) (d) (f) (a) 和 (b)  $\omega_0 t = 1238.48$  (c) 和 (d)  $\omega_0 t = 1447.65$  (e) 和 (f)  $\omega_0 t = 1782.35$

6. Kelvin-Helmholtz 不稳定性与离子涡旋

离子涡旋结构形成的物理机制是等离子体中电子与离子成分之间发生的介于微观 (动力学) 和宏观 (流体) 的复杂非线性相互作用, 并导致高度有序、局

域化且内在相关的自组织结构的一个标准范例. 文献 [25] 的研究结果, 对我们所获得的离子涡旋结构有所启发. 从拓扑的观点看, 不稳定性或尾场 (wake) 常常呈现出两种基本类型: Kelvin-Helmholtz 不稳定性和 Rayleigh-Taylor 不稳定性. 传统的观点是假设尾场为正切不连续, 然后定义一个涡旋面. 尾场产生的物理机制基于这样一个事实, 即假设现实流体具有

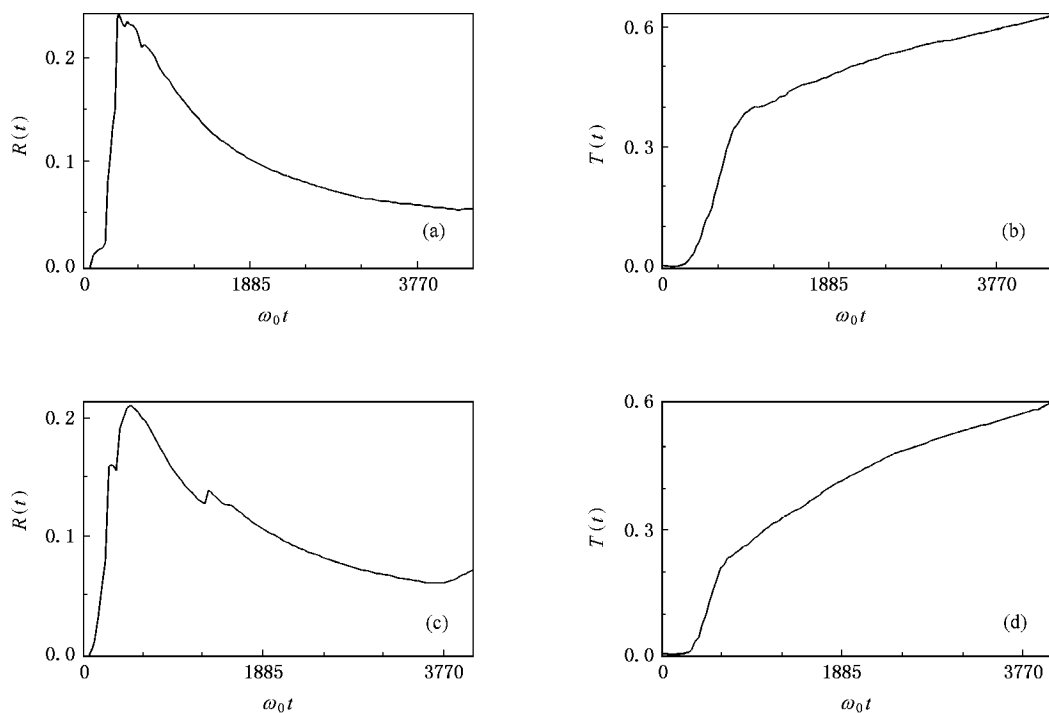


图 11 入射激光电磁波的反射率(a)(c)与透射率(b)(d) (a)和(b)  $n = 0.6n_{cr}$   $at = 0.6$  (c)和(d)  $n = 0.7n_{cr}$   $at = 0.8$

有限声速,因而具有有限的可压缩性.因此,在每个可压缩性流体中存在这样一些区域,描述这些区域流体演化的偏微分方程是双曲型的.由双曲型方程所描述的那些区域具有一个特征,它们能够与拓扑极限集合相关联,偏微分方程的解不是唯一的,因此在这样的系统中,拓扑结构的不连续是合理的.这种不连续性有激波与正切不连续两种类型.与正切不连续相关联的拓扑极限点集合可以归类于上述描述的两种基本不稳定性类型.在 Kelvin-Helmholtz 不稳定性类型中,如果描述波形曲线的曲线具有双正切的结构,则被称为 Ying-Yang 类型<sup>[25]</sup>.按上述观点,如果认为我们所观测到的相空间离子涡旋结构的形成是由拓扑缺陷即电磁孤立子内等离子体密度凹陷所致,那么可以把它归类于 Kelvin-Helmholtz 不稳定性类型.具体而言,离子涡旋结构应该是 Ying-Yang 类型的一个范例.

## 7. 结 论

本文采用 1D3V-PIC 的数值模拟程序,详细研究

了线性极化强激光入射到无碰撞密度均匀的次临界密度等离子体所发生的 T-SEAWS 不稳定性,即一个入射激光电磁波衰减到一个缓慢 Stokes 散射电磁波和一个俘获 EAW 的三波共振耦合过程.发现不稳定性的早期行为与是否考虑离子动力学效应无关.随着时间延续,大振幅 EAW 发生中断并很快加热大量电子到  $10^6$  eV 能量的量级,从而抑制 T-SEAWS 不稳定性的进一步增长并最终使之停止.考虑离子动力学效应之后,等离子体内激发一个随时间增长的 IAW,IAW 最终由于大振幅相对论电磁孤立子的产生而中断.作为一个新物理现象,由于电磁孤立子内的静电场与电磁场对离子的加速与俘获效应,在离子相空间中导致一个离子涡旋结构的形成;当电磁孤立子向后加速过程中,若干个离子涡旋结构随之形成.研究还发现,离子涡旋结构、大振幅电磁孤立子以及离子涡旋同样存在于密度不均匀的次临界等离子体中.从拓扑的观点看,离子涡旋结构的形成是由于拓扑缺陷即电磁孤立子内等离子体密度凹陷所致,它是 Kelvin-Helmholtz 不稳定性中 Ying-Yang 类型的一个范例.



- [ 1 ] Krueer W L 2000 *Phys. Plasma* **7** 2270
- [ 2 ] Montgomery D S , Focia R J , Rose H A Russell D A , Cobble J A , Fernandez J C , Johnson R P 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 155001
- [ 3 ] Montgomery D S , Cobble J A , Fernandez J C , Focia R J , Johnson R P , Renard-LeGalloudec N , Rose H A , Russell D A 2002 *Phys. Plasma* **9** 2311
- [ 4 ] Nikolic L , Skoric M M , Ishiguro S , Sato T 2002 *Phys. Rev. E* **66** 036404
- [ 5 ] Fried B D , Gould R W 1961 *Phys. Fluids* **4** 139
- [ 6 ] Stix T H 1962 *The Theory of Plasma Waves* ( New York : McGraw-Hill )
- [ 7 ] Montgomery D C 1871 *Theory of Unmagnetized Plasma* ( New York : Gordon and Breach )
- [ 8 ] Watanabe K , Taniuti T 1977 *J. Phys. Soc. Jpn.* **43** 1819
- [ 9 ] Gary S P , Tokar R L 1985 *Phys. Fluids* **28** 2439
- [ 10 ] Landau L D 1946 *J. Phys. ( Moscow )* **10** 25
- [ 11 ] Bernstein I B , Green J M , Kruskal M D 1957 *Phys. Rev.* **108** 546
- [ 12 ] Holloway J P , Dornig J J 1991 *Phys. Rev. A* **44** 3856
- [ 13 ] Valentini F , O 'Neil T M , Dubin D H E 2006 *Phys. Plasma* **13** 052303
- [ 14 ] Afeyan B , Won K , Savchenko V , Johntson T W , Ghizzo A , Bertrand P 2004 *IFSA Proceedings* 2003 ( La Grange Park : American Nuclear Society ) pp213—217
- [ 15 ] Harvey R W , Schmidt G 1975 *Phys. Fluids* **18** 1395
- [ 16 ] Forslund D W , Kindel J M , Lindman E L 1975 *Phys. Fluids* **18** 1002
- [ 17 ] Skoric M M , Jovanovic M S , Rajkovic M R 1996 *Phys. Rev. E* **53** 4056
- [ 18 ] Miyamoto S , Mima K , Skoric M M , Jovanovic M S 1998 *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** 1281
- [ 19 ] Sentoku Y , Esirkepov T Z , Mima K , Nishihara K , Califano F , Pegoraro F , Sakagami H , Kitagawa Y , Naumova N M , Bulanov S V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3434
- [ 20 ] Li B W , Ishiguro S , Skoric M M , Song M , Sato T 2005 *Phys. Plasma* **12** 103103
- [ 21 ] Li B W , Ishiguro S , Skoric M M , Sato T 2006 *Phys. Plasma* **13** 042303
- [ 22 ] Li B W , Ishiguro S , Skoric M M 2006 *Chin. Phys.* **15** 2046
- [ 23 ] Li B W , Zheng C Y , Song M , Liu Z J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5235 ( in Chinese )[ 李百文、郑春阳、宋 敏、刘占军 2006 物理学报 **55** 5235 ]
- [ 24 ] Mima K , Jovanovic M S , Sentoku Y , Sheng Z M , Skoric M M , Sato T 2001 *Phys. Plasma* **8** 2349
- [ 25 ] Kiehn R M 1993 *IUTAM Conference Proceedings* 1992 ( Boston : Kluwer Academic Publishers ) p 363

# Stimulated trapped electron-acoustic wave scattering and ion-vortices in subcritical plasmas<sup>\*</sup>

Li Bai-Wen<sup>1)†</sup> Tian En-Ke<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> *Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*

<sup>2)</sup> *School of Materials Science and Technology, China University of Geosciences, Beijing 100083, China*

( Received 21 October 2006 ; revised manuscript received 13 April 2007 )

## Abstract

Stimulated trapped electron-acoustic wave scattering instability by a linearly-polarized laser interacting with a plasma layer at a subcritical density range is studied by particle simulation. Its early behavior is almost the same whether ion dynamics is taken into account or not. However, when ion dynamics is considered, a large ion acoustic wave is excited, which grows with time and eventually breaks up locally, followed by the generation of a large amplitude electromagnetic soliton. As a new phenomenon, an ion-vortex structure in ion phase-space is formed due to the ion acceleration and trapping by high local electromagnetic and electrostatic fields inside the soliton. As the electromagnetic soliton is accelerated backwards, several ion-vortices are formed in the wake behind. Ion-vortices are also found in inhomogeneous subcritical plasmas. These ion-vortices are recognized as the Kelvin-Helmholtz instability patterns, likely to be formed due to a topological defect, i. e., the plasma density cavity in the electromagnetic soliton region, which exhibit the well-known paradigmatic Ying-Yang pattern.

**Keywords :** particle-in-cell simulation, stimulated trapped electron-acoustic wave scattering, electromagnetic soliton, ion-vortex

**PACC :** 5235P, 5335S, 5240D

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10575015, 10375011, 10335020 ), the Foundation for Key Laboratory of National Defence Science and Technology, China ( Grant Nos. 51480010205ZW0901, 51479050205ZW0905 ) and the Science and Technology Foundation of China Academy of Engineering Physics ( Grant No. 20060217 ).

<sup>†</sup> E-mail : li\_baiwen@iapcm.ac.cn