

强激光与近临界密度等离子体相互作用中的无碰撞静电冲击波产生*

岳东宁¹⁾ 董全力^{1)†} 陈民²⁾³⁾ 赵耀⁴⁾
耿盼飞²⁾³⁾ 远晓辉²⁾³⁾ 盛政明²⁾³⁾ 张杰²⁾³⁾

1) (哈尔滨工业大学(威海)理学院, 威海 264209)

2) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

3) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

4) (中山大学深圳校区理学院, 深圳 518107)

(2023年2月24日收到; 2023年3月15日收到修改稿)

本文通过一维粒子模拟 (particle-in-cell) 方法研究了强激光与近临界密度等离子体相互作用中的弱冲击波和强冲击波产生, 并讨论了非相对论和相对论光强以及等离子体密度分布区间对无碰撞冲击波形成的影响. 非相对论的弱驱动光与等离子体相互作用产生的是弱冲击波. 由于电子加热不充分, 电子能谱呈现出双温分布. 较低温度的电子对弱冲击波的形成以及质子反射加速有重要作用. 弱冲击波加速质子的能谱呈连续分布. 在等离子体密度上升沿区间较大时, 可观察到后孤子结构向离子声波结构演化并进一步演化为弱冲击波结构的过程. 在相对论的强驱动光强下, 电子加热比较充分可达到相对论温度, 且呈现出单温分布. 进一步分析密度分布区间大小对冲击波形成的影响时发现: 1) 当等离子体密度上升沿区间较大时, 离子声波的势垒易被热电子屏蔽且离子声波结构在传输的过程中容易被后续的激光破坏而无法演化为无碰撞冲击波; 2) 当等离子体密度分布区间较小时, 离子声波中加速电场的有效距离 (即德拜长度) 和持续时间更长, 这导致其结构在传输过程中更加稳定. 当离子声波中加速的质子与靶后鞘层场加速的质子之间的速度差满足无碰撞冲击波的离子反射条件时, 离子声波进一步演化为强的无碰撞冲击波, 同时产生了准单能的质子.

关键词: 强激光, 无碰撞冲击波, 电子温度, 离子声波

PACS: 52.35.Tc, 52.38.Kd, 52.38.-r, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.72.20230271

1 引言

自从 20 世纪 60 年代, 无碰撞冲击波的概念提出以来, 这一非线性结构一直是等离子体物理研究中的重要问题^[1,2]. 无碰撞冲击波结构广泛存在于星际空间和等离子体中, 如超新星遗迹^[3]、伽马射线暴^[4] 以及相对论喷流与背景等离子体相互作用^[5,6].

实验室天体物理的兴起和发展, 使得研究者们可以在实验室条件下研究无碰撞冲击波等非线性结构^[7-9]. 在激光等离子体相互作用中, 无碰撞冲击波是激光驱动离子加速的重要机制之一^[10-13]. 为了产生准单能的离子束, 研究人员开展了大量的数值模拟和实验研究工作^[14-18]. 在实验上, 强激光与近临界密度等离子体相互作用是通过无碰撞冲击波机制产生单能质子的重要方式^[17,18]. 近年来, 随着超声喷

* 国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 12204131)、中国科学院战略性科技先导专项 (批准号: XDA25030300, XDA25010100)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2019ZD44) 和广东省基础与应用基础研究基金 (批准号: 2023A1515011695) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: qldong@aphy.iphy.ac.cn

嘴的应用以及等离子体密度整形等技术的发展, 近临界密度 (NCD) 等离子体的制备得到了很大的提高 [19–23]. 然而, 激光与近临界密度等离子体相互作用不仅会产生无碰撞冲击波, 也会产生受激拉曼背散射 [24]、后孤子 [25–28] 和电子涡旋 [28–32] 等非线性现象. 其中, 电子涡旋还可以诱导无碰撞冲击波产生 [31,32]. 这些非线性结构与无碰撞冲击波之间的关系尚未被充分探索. 此外, 离子声波在演化为无碰撞冲击波过程中的传输稳定性仍有待讨论.

本文主要研究了强激光与近临界密度等离子体相互作用中弱冲击波和强冲击波的产生. 研究表明: 在弱驱动光强下会激发弱冲击波, 并且弱冲击波的产生与双温电子中的低温电子有关. 当近临界密度等离子体上升沿区间较大时, 弱光强的驱动光会在等离子体上升沿区间的临界密度处激发后孤子 (post-soliton) 结构, 并进一步驱动后孤子向前运动且最终演化为弱的无碰撞冲击波, 其产生的质子能谱为连续分布. 在强驱动光强下, 靶后质子超声速膨胀先激发离子声波, 进而激发强冲击波, 但离子声波能否演化为强冲击波进而产生准单能质子与离子声波中加速质子的速度差有关. 当近临界密度等离子体上升沿区间较小时, 强光强的驱动光在密度峰值处驱动产生离子声波, 同时靶前和靶后的质子加速膨胀, 等离子体密度迅速下降. 这使得离子声波中加速电场的有效距离 (即德拜长度) 和持续时间更长. 离子声波中加速的质子与靶后鞘层场 (target normal sheath acceleration, TNSA) 加速的质子之间的速度差满足无碰撞冲击波的离子反射条件, 离子声波进一步演化为强的无碰撞冲击波, 同时产生了准单能的质子. 本文也对离子声波演化为无碰撞冲击波这一过程中的稳定性进行了讨论.

2 弱驱动光强下, 等离子体密度上升沿对弱冲击波产生的影响

采用一维粒子模拟 (particle-in-cell, PIC) 程序 Osiris [33] 对强激光与近临界密度等离子体相互作用中无碰撞冲击波的产生进行研究. 模拟盒子的大小为 $700 \mu\text{m}$ ($-500 \mu\text{m} \leq x \leq 200 \mu\text{m}$), 划分为 56000 个网格, 每个网格放置 2000 个宏粒子. 模拟中, 初始激光等离子体条件设置如图 1 所示. 激光从左侧真空区域 ($-450 \mu\text{m} \leq x < 0 \mu\text{m}$) 入

射到近临界密度的氢等离子体 ($0 \mu\text{m} \leq x \leq 90 \mu\text{m}$) 中. 入射激光为圆偏振光, 其光强在纵向上均匀分布, 激光脉宽为 1500 fs, 波长为 $0.8 \mu\text{m}$. 弱驱动激光光强为 $1.07 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, 对应归一化强度为 $a_0 = 0.5 < 1.0$. 该强度为非相对论强度. 强驱动激光光强为 $3.85 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$, 对应归一化强度为 $a_0 = 3.0 > 1.0$. 该强度为相对论强度. 氢等离子体密度分布设为两种, 第 1 种等离子体密度分布为 $40 \mu\text{m}$ 的线性上升沿, 第 2 种等离子体密度分布为 $10 \mu\text{m}$ 的线性上升沿, 两种分布的峰值密度均为 $1.5n_c$, 下降沿均为指数分布, 特征长度为 $8 \mu\text{m}$, 如图 1 所示.

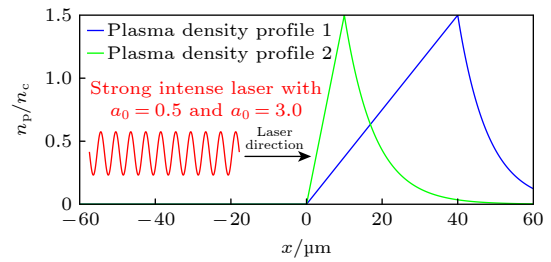


图 1 初始激光等离子体条件设置, 驱动激光分为弱光强 ($a_0 = 0.5$) 和强光强 ($a_0 = 3.0$) 两种. 近临界密度分布分为 $10 \mu\text{m}$ 和 $40 \mu\text{m}$ 线性上升沿两种情况, 峰值密度均为 $1.5n_c$, 下降沿均为指数分布, 特征长度为 $8 \mu\text{m}$

Fig. 1. The setup of initial laser-plasma conditions, the drive intense lasers are divided as the weak intensity and the strong intensity corresponding to the normalized amplitude as $a_0 = 0.5$ and $a_0 = 3.0$. The density profiles are set up as $10 \mu\text{m}$ and $40 \mu\text{m}$ linear density up-ramp respectively. The peak densities both are $1.5n_c$. The density down-ramps both are exponentially distributed which the characteristic scale is $8 \mu\text{m}$.

等离子体临界密度为 $n_c = \omega_0^2 \epsilon_0 m_e / e^2$. 其中, ϵ_0 为真空介电常数, e 和 m_e 分别为单电子所携带的电荷和质量, ω_0 为入射激光角频率. 对于第 1 种等离子体密度分布, 由于上升沿密度区间 ($40 \mu\text{m}$) 较大, 入射激光与等离子体相互作用产生的低频散射波可以被上升沿区间的等离子体捕获, 形成后孤子结构. 后孤子结构中的电磁波会将离子向前后排开, 形成离子密度空穴 [25–28], 如图 2(a) 所示. 由于入射激光的脉冲较长, 因此整个后孤子结构都处于入射激光的驱动之下并向前运动. 图 2(a) 中 A 点即为 $t = 350 T_0$ 时刻的后孤子位置, T_0 为对应波长 $1.0 \mu\text{m}$ 的归一化激光周期. 这个后孤子初始生成时刻的位置接近临界密度 n_c 处 ($x \approx 26.7 \mu\text{m}$). 这是因为散射波在等离子体中传播的群速度为 $v_g = c \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega_0^2}$, 其中 $\omega_p = \sqrt{n_e e^2 / (\epsilon_0 m_e)}$, 因此

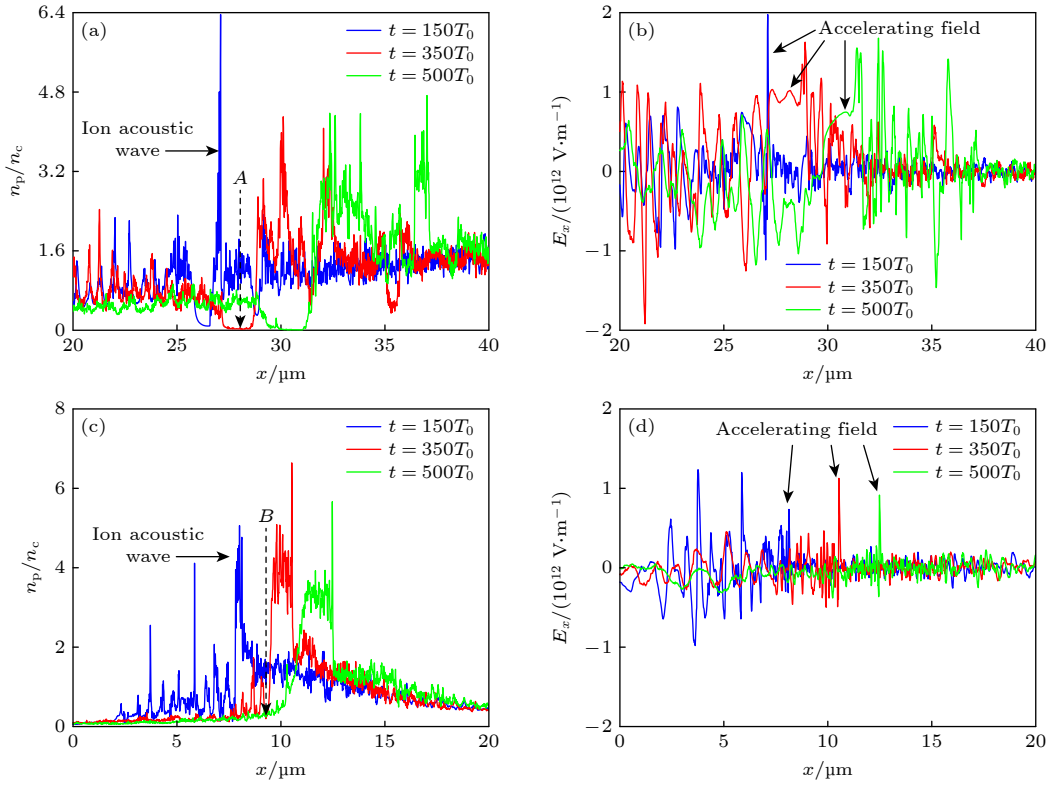


图 2 $t = 150T_0$, $t = 350T_0$, $t = 500T_0$ 时刻, 弱驱动光强下, 质子密度 n_p (a), (c) 和纵向加速电场 E_x (b), (d) 的分布 (a), (b) 第 1 种等离子体密度分布; (c), (d) 第 2 种等离子体密度分布, T_0 为对应波长 $1.0 \mu\text{m}$ 的归一化激光周期

Fig. 2. Distributions of (a), (c) the proton density n_p and (b), (d) the longitudinal electric field E_x with the weak drive laser intensity at $t = 150T_0$, $t = 350T_0$, $t = 500T_0$: (a), (b) plasma density profile 1; (c), (d) plasma density profile 2, T_0 is the normalized laser period which is corresponding to $1.0 \mu\text{m}$ wavelength.

临界密度处附近的散射光较容易被等离子体捕获 (群速度接近为 0). 后孤子在向等离子体内部运动的过程中, 前向离子壁的密度越来越高, 形成如图 2(a) 所示的密度尖峰, 并演化为离子声波. 从图 2(a) 中可以计算得到离子声波的移动速度约为 $0.015c$. 离子声波在传输的过程中发生波破, 并反射离子形成弱的无碰撞冲击波. 无碰撞冲击波的“无碰撞”特性, 可以根据离子-离子碰撞的平均自由程 λ_{ii} 来衡量. 在高斯单位制下, 可以通过公式 $\lambda_{ii} = m_i^2 v_i^4 / (4\pi e^4 Z^4 n_c \ln A)$ 来对 λ_{ii} 的量级进行估算^[34,35]. 其中, $m_i = 1836.0m_e$ 为离子 (质子) 质量, v_i 为离子速度, $Z = 1$ 为离子电荷数, $\ln A \approx 10$ 为库仑对数. 经估算得到 $\lambda_{ii} \approx 10 \text{ cm}$, 远大于冲击波的特征尺寸 (微米级), 因此属于无碰撞冲击波. 图 2(b) 给出了相对应的纵向电场 E_x 的分布, 驱动质子加速的加速场部分如图中黑色箭头所示. 从图 2(b) 可以看出, 整个后孤子结构都处于正向加速场中, 产生了较高的势垒. 后向离子壁中的质子也被加速场加速, 致使该离子壁无法形成密度尖峰.

对于第 2 种等离子体密度分布, 入射激光的有质动力直接驱动电子在临界密度处堆积形成加速电场, 加速质子在临界密度处形成离子声波, 如图 2(c) 所示. 入射激光进一步驱动离子声波向等离子体内运动的过程中, 从图 2(c) 中可以看出离子声波发生波破和展宽. 图 2(d) 给出了相对应的纵向电场 E_x 和加速场的分布. 该加速场可以反射质子并导致离子声波演化为弱的无碰撞冲击波.

图 3 所示为图 2(a) 中 A 点和图 2(c) 中 B 点处激光电场 E_z 随时间的分布及其对应的频谱分布. 从图 3 可以看出, A 点处的激光频谱存在一个频率为 $\omega_s = 0.18\omega_0$ 的低频波. 这个低频波即为后孤子结构中被捕获的电磁波. B 点处的激光频谱明显为一个拍频波, 这个拍频波是由入射激光与反射激光的频率差造成的. 入射激光从向前运动的离子声波的后边界反射, 反射光会产生多普勒效应, 即反射光频率 $\omega_r = \omega_0 (c - v_b) / (c + v_b) = 0.98\omega_0$. 其中, c 为真空中的光速, 得到离子声波后边界的移动速度 $v_b \approx 0.01c$. 这与从图 2(c) 中计算得到的

结果相符合. 从图 2(c) 中也可以计算得到前边界的移动速度约为 $0.013c$. 因此整个冲击波的移动速度约为 $0.012c$.

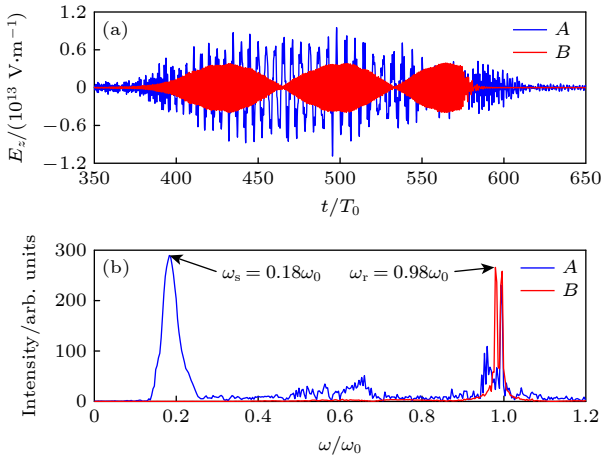


图 3 (a) 图 2(a) 中 A 点 (蓝线) 和图 2(c) 中 B 点 (红线) 处激光电场 E_z 随时间的分布, (b) 对应的频谱分布, ω_0 为入射激光角频率

Fig. 3. (a) Distributions of the laser electric field E_z of point A in Fig.2(a) (blue line) and point B in Fig.2(c) (red line); (b) the corresponding frequency spectrum, ω_0 is the angular frequency of incident laser.

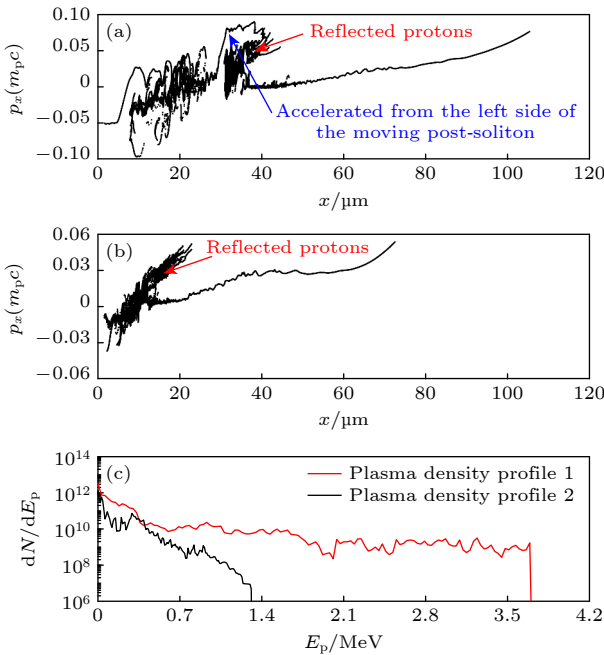


图 4 $t = 500 T_0$ 时刻, 弱驱动光强下, 质子在相空间 (x, p_x) 中的分布 (a) 第 1 种等离子体密度分布; (b) 第 2 种等离子体密度分布; (c) 对应的动量 $p_x > 0$ 的质子能谱分布

Fig. 4. Protons distributions in phase-space (x, p_x) with the weak drive laser intensity at $t = 500 T_0$: (a) Plasma density profile 1; (b) plasma density profile 2; (c) the corresponding energy spectra for protons with proton momenta $p_x > 0$ at $t = 500 T_0$.

图 4 给出了弱驱动光强下, 第 1 种和第 2 种等离子体密度分布的质子在相空间 (x, p_x) 中的分布以及对应的动量 $p_x > 0$ 的质子能谱. 从图 4(a), (c) 可以发现, 从向前运动的后孤子结构后边界加速的质子贡献了质子能谱的截止部分 (图 4(c) 红线). 这部分质子因图 2(c) 所示的加速区间较大而获得了较大的前向动量. 图 4(b) 所示的由入射激光直接驱动的弱冲击波, 其加速产生的质子能谱截止能量较低 (图 4(c) 黑线).

为了进一步分析后孤子结构及其包含的低频电磁波对弱冲击波产生的影响, 本文给出了两种等离子体密度分布下的电子能谱, 如图 5 所示. 两类电子能谱都包含低能电子和高能电子. 通过公式 $dN/dE_e \propto \exp(-E_e/T_e)$ 进行电子温度拟合, 发现能谱近似呈现出双温分布. 对于第 1 种等离子体密度分布, 低能部分和高能部分的电子温度显著高于第 2 种等离子体密度分布对应的电子温度. 这主要是因为: 1) 第 1 种密度分布上升沿区间较大, 入射

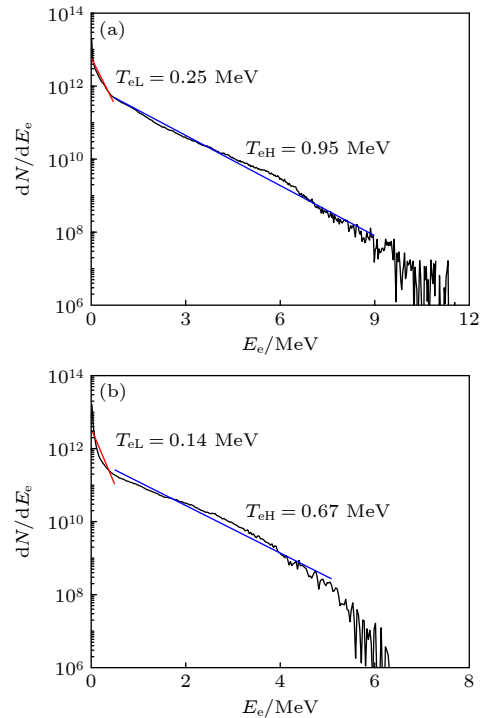


图 5 $t = 500 T_0$ 时刻, 弱驱动光强下, 电子能谱和拟合电子温度 T_e 分布 (低温 T_{eL} 和高温 T_{eH}) (a) 第 1 种等离子体密度分布; (b) 第 2 种等离子体密度分布

Fig. 5. Distributions of the electron energy spectrum and fitted electron temperature T_e (low temperature T_{eL} and high temperature T_{eH}) with the weak drive laser intensity at $t = 500 T_0$: (a) Plasma density profile 1, (b) plasma density profile 2.

激光有足够的时间直接加热电子; 2) 后孤子结构中的低频电磁波存续时间长, 其能量耗散过程中也可以加热电子. 图 5 中, 低温电子对应的离子声速 $v_A = \sqrt{T_e/m_p} \approx 0.016c$ ($T_{eL} = 0.25$ MeV), $v_A \approx 0.012c$ ($T_{eL} = 0.14$ MeV), 高温电子对应的离子声速 $v_A \approx 0.032c$ ($T_{eH} = 0.95$ MeV), $v_A \approx 0.027c$ ($T_{eH} = 0.67$ MeV). 其中, $m_p = 1836.0m_e$ 为单个质子的质量. 与图 2 计算得到的离子声波的移动速度进行比较, 发现只有低温电子对应的离子声速才与之相符, 即离子声波是以低温电子对应的声速向前传播. 质子从离子声波波前反弹, 其速度需要大于 1.6 倍的离子声速. 因此, 只有被加速电场加速的质子速度超过该阈值时才能形成无碰撞冲击波. 质子从后孤子结构的加速电场中获得的速度也足够越过离子声波的势垒, 形成弱冲击波.

3 强驱动光强下, 靶后质子超声速膨胀形成强冲击波

在强驱动光强下, 入射激光与上述密度分布的等离子体相互作用会在密度峰值附近形成离子声

波和密度尖峰, 如图 6(a), (c) 所示. 这主要是由于质子在入射激光有质动力推动电子形成的准静电加速场的作用下堆积形成的, 其加速场如图 6(b), (d) 所示. 从图 6(a), (b) 中可以看出, 对于第 1 种等离子体密度分布, 离子声波在等离子体中传输的过程中被后续的入射驱动光破坏, 质子加速场及其势垒也很快消解. 这主要是因为质子加速场就是电子的减速场, 离子声波中的电子层在加速电场与入射驱动光的辐射压和有质动力三者的共同作用下保持准平衡状态, 离子声波结构才可以保持稳定. 对于第 2 种等离子体密度分布, 离子声波在后续入射光的驱动下向前运动可以基本上保持自身结构的完整, 如图 6(c), (d) 所示. 这主要是因为第 2 种密度分布下的等离子体区间较窄, 在与入射激光相互作用的过程中, 靶前靶后离子均发生加速膨胀, 等离子体密度迅速下降. 在一定的电子温度下, 准静电加速场的有效距离是在德拜长度 λ_D 内, $\lambda_D = \sqrt{\varepsilon_0 T_e / n_e e^2}$, 即等离子体密度越低, 加速场的有效距离就越长. 当离子声波形成后在密度下降沿移动时, 由于等离子体密度越来越低, 加速电场及其势

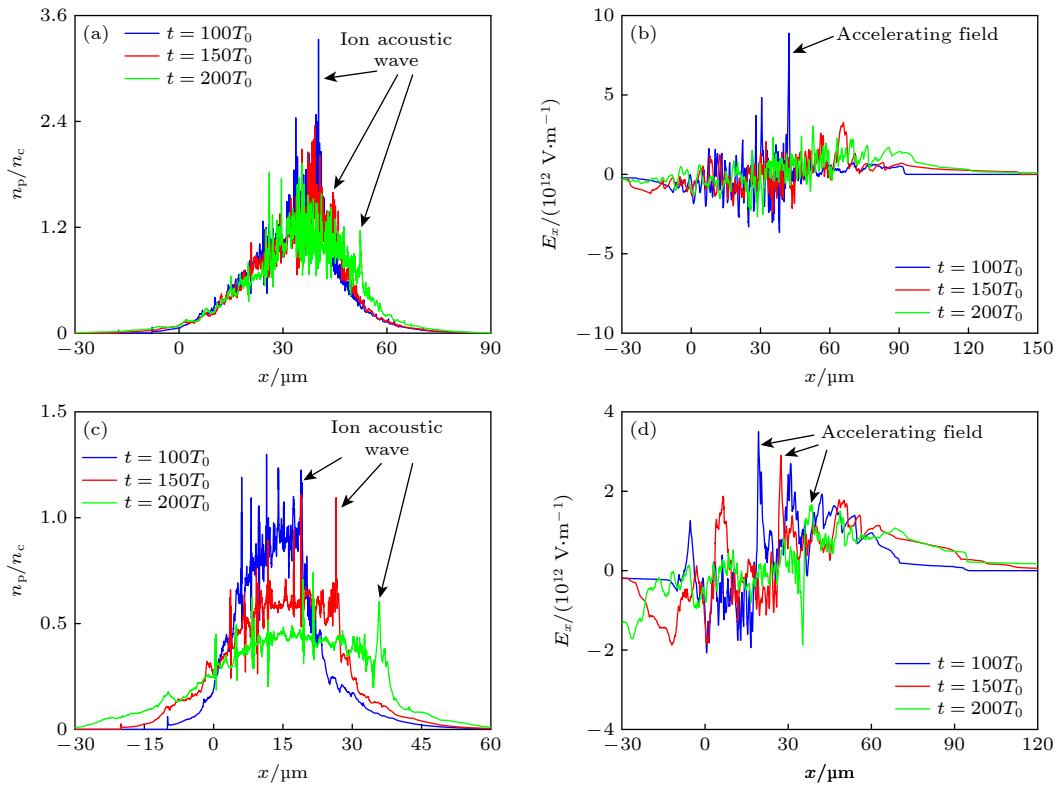


图 6 $t = 100T_0$, $t = 150T_0$, $t = 200T_0$ 时刻, 强驱动光强下, 质子密度 n_p (a), (c) 和纵向加速电场 E_x (b), (d) 的分布 (a), (b) 第 1 种等离子体密度分布; (c), (d) 第 2 种等离子体密度分布.

Fig. 6. Distributions of the proton density n_p (a), (c) and the longitudinal electric field E_x (b), (d) with the strong drive laser intensity at $t = 100T_0$, $t = 150T_0$, $t = 200T_0$; (a), (b) Plasma density profile 1; (c), (d) plasma density profile 2.

垒的有效距离越来越长. 这使得其在后续驱动光的作用下, 可以保持自身结构不被破坏, 即入射激光从临界密度面上的反射为离子声波的稳定存在提供了一个驱动力, 包括辐射压和有质动力. 在弱驱动光强下, 因为辐射压 $f_r \propto a_0^2$, 有质动力 $f_p \propto \nabla a_0^2$, 辐射压和有质动力都比较弱, 离子声波中的电子层更容易在加速电场和有质动力作用下维持平衡状态, 因而产生的弱冲击波会更加稳定.

图 7 进一步给出了两种等离子体密度分布在强的驱动光强下产生的离子声波演化过程. 从图 7(a), (b) 中可以看出, 第 1 种等离子体密度分布仍存在一个较为明显的离子声波波前结构及其相应的加速电场. 同时, 图 7(b) 中可以看到很明显的靶后加速电场结构. 然而, 从图 7(c), (d) 中可以看出, 第 2 种等离子体密度分布中的离子声波在低密度区域又重新演化为密度尖峰结构, 并产生了相应的加速电场. 从图 7(d) 中可以看出, 随着离子声波向更低的密度区运动, 加速电场的有效作用距离越来越长. 这与前面的分析是一致的. 从图 7(d) 中也可以发现靶后加速电场结构.

离子声波的加速电场和靶后加速电场都可以加速质子, 如图 8(a), (b) 所示, 从图 8 可以发现只有第 2 种密度分布中的离子声波才演化为强的无碰撞冲击波. 在强驱动光强下, 由于临界密度反射面遭到入射激光的辐射压和有质动力的破坏. 大部分激光能量穿过等离子体靶透射过去, 离子声波没有获得额外的驱动力. 在这种情况下, 离子声波需要耗散自身能量来加速质子. 因此, 离子声波加速出来的质子与靶后加速电场加速的质子速度差要大于 1.6 倍离子声速, 冲击波才能够反射质子并产生如图 8(c) 所示的准单能质子.

为了进一步对靶后加速场中传输的离子声波演化为强冲击波结构的原因进行分析, 在图 9 中给出了两种密度分布在强驱动光强下的电子温度分布. 由于相对论长脉冲激光能量充足, 两种密度分布下的电子都可以被加热到相对论温度且电子温度十分接近, $T_e \approx 6.1$ MeV. 该温度对应的离子声速 $v_A \approx 0.08c$. 从图 8(a) 中得到离子声波中加速的质子与靶后鞘层场加速的质子之间的速度差 $\delta v_x = \delta p_x / m_p = 0.11c$, 该速度差小于该温度下对

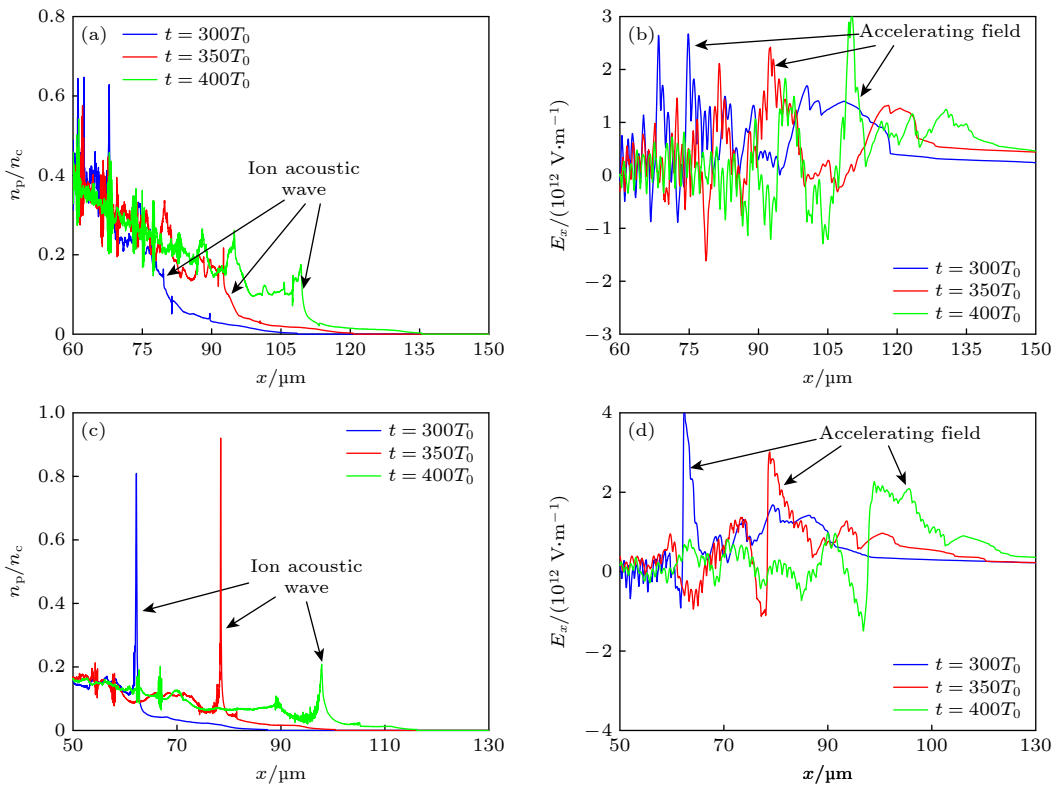


图 7 $t = 300T_0$, $t = 350T_0$, $t = 400T_0$ 时刻, 强驱动光强下, 质子密度 n_p (a), (c) 和纵向加速电场 E_x (b), (d) 的分布 (a), (b) 第 1 种等离子体密度分布; (c), (d) 第 2 种等离子体密度分布

Fig. 7. Distributions of the proton density n_p (a), (c) and the longitudinal electric field E_x (b), (d) with the strong drive laser intensity at $t = 300T_0$, $t = 350T_0$, $t = 400T_0$: (a), (b) Plasma density profile 1; (c), (d) plasma density profile 2.

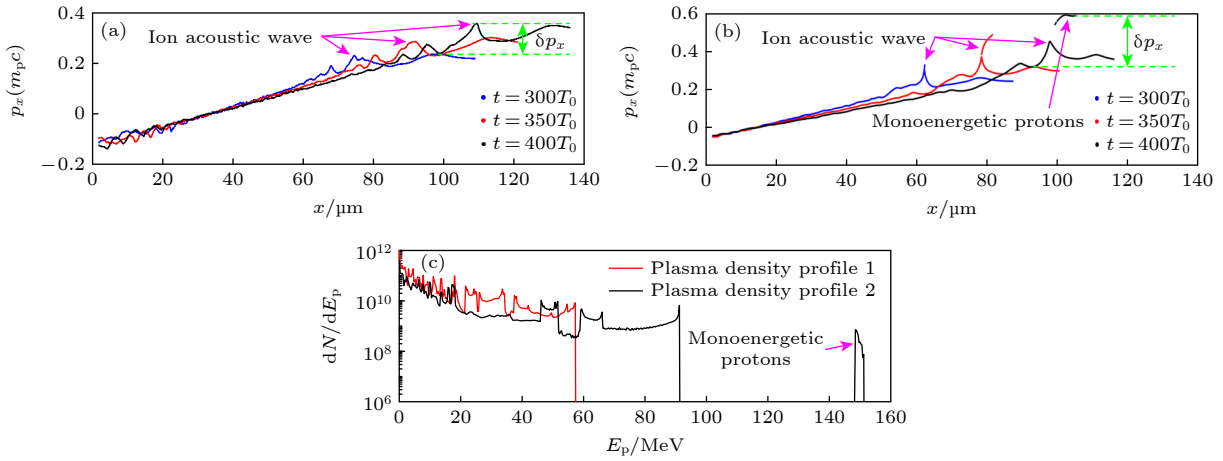


图 8 $t = 300T_0$, $t = 350T_0$, $t = 400T_0$ 时刻, 强驱动光强下, 质子在相空间 (x, p_x) 中的分布 (a) 第 1 种等离子体密度分布; (b) 第 2 种等离子体密度分布; (c) $t = 400T_0$ 时刻, 对应的动量 $p_x > 0$ 的质子能谱分布

Fig. 8. Protons distributions in phase-space (x, p_x) with the strong drive laser intensity at $t = 300T_0$, $t = 350T_0$ and $t = 400T_0$: (a) Plasma density profile 1; (b) plasma density profile 2; (c) the corresponding energy spectra for protons with proton momenta $p_x > 0$ at $t = 400T_0$.

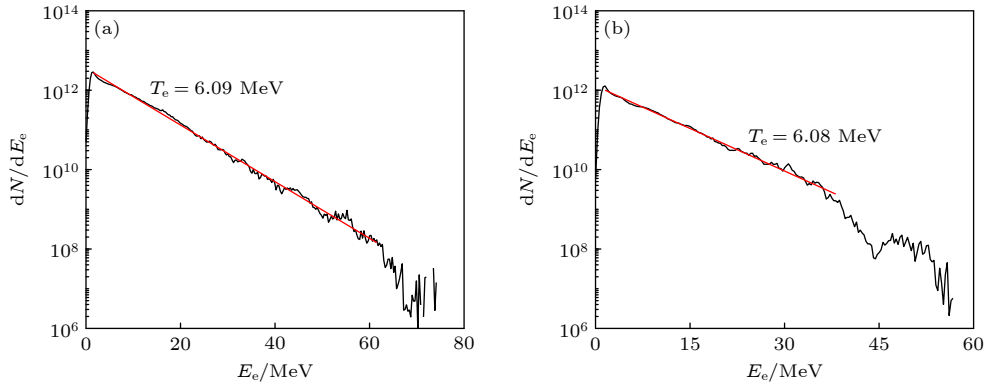


图 9 $t = 400T_0$ 时刻, 强驱动光强下, 电子能谱和拟合电子温度 T_e 分布 (a) 第 1 种等离子体密度分布; (b) 第 2 种等离子体密度分布

Fig. 9. Distributions of the electron energy spectrum and fitted electron temperature T_e with the strong drive laser intensity at $t = 400T_0$: (a) Plasma density profile 1; (b) plasma density profile 2.

应的 1.6 倍声速. 对于第 2 种密度分布, 从图 8(b) 得到的速度差 $\delta v_x = \delta p_x / m_p = 0.27c$, 该速度差大于该温度下对应的 1.6 倍声速, 故而能够反射质子形成强冲击波.

4 结 论

本文研究了强激光与近临界密度等离子体相互作用中强弱冲击波产生及其受驱动激光光强和等离子体密度分布的影响. 在非相对论的弱驱动光强下, 激光自临界密度处反射, 产生离子声波并进一步演化为弱冲击波, 其加速质子的能谱呈连续分布. 弱驱动光强下, 由于电子加热不充分, 电子能

谱呈现出双温分布. 较低温度的电子对弱冲击波的形成以及质子反射加速有重要作用. 当等离子体密度上升沿区间较大时, 激光在临界密度处附近产生的散射光会被等离子体捕获, 进而演化成后孤子结构. 后孤子结构会在后续激光的驱动作用下, 进一步向等离子体内部运动且演化为离子声波. 整个后孤子结构都处于加速电场中, 质子从后孤子结构中的后向离子壁边界加速获得能量, 足以越过前向离子声波的势垒并反射形成弱冲击波. 在相对论的强驱动光强下, 电子加热比较充分可达到相对论温度. 当等离子体密度上升沿区间较大时, 离子声波的势垒易被热电子屏蔽且离子声波结构在传输的过程中容易被后续的激光破坏掉而无法演化为无

碰撞冲击波. 当等离子体密度分布区间较小时, 靶前靶后的质子加速膨胀, 等离子体密度迅速下降. 离子声波中加速电场的有效距离 (即德拜长度) 和持续时间更长, 这导致其结构在传输过程中更加稳定. 当离子声波中加速的质子与靶后鞘层场加速的质子之间的速度差满足无碰撞冲击波的离子反射条件时, 离子声波进一步演化为强的无碰撞冲击波, 同时产生了准单能的质子.

参考文献

- [1] Moiseev S S, Sagdeev R Z 1963 *J. Nucl. Energy, Part C Plasma Phys.* **5** 43
- [2] Taylor R J, Baker D R, Ikezi H 1970 *Phys. Rev. Lett.* **24** 206
- [3] Ghavamian P, Schwartz S J, Mitchell J, Masters A, Laming J M 2013 *Space Sci. Rev.* **178** 633
- [4] Waxman E 2006 *Plasma Phys. Control. Fusion* **48** B137
- [5] Nishikawa K -I, Hardee P, Richardson G, Preece R, Sol H, Fishman G J 2003 *Astrophys. J.* **595** 555
- [6] Huang J, Weng S M, Wang X, Zhong J Y, Zhu X L, Li X F, Chen M, Masakatsu M, Sheng Z M 2022 *Astrophys. J.* **931** 36
- [7] Drake R P 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4690
- [8] Courtois C, Grundy R A D, Ash A D, Chambers D M, Woolsey N C, Dendy R O, McClements K G 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3386
- [9] Romagnani L, Bulanov S V, Borghesi M, Audebert P, Gauthier J C, Löwenbrück K, Mackinnon A J, Patel P, Pretzler G, Toncian T, Willi O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 025004
- [10] Denavit J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3052
- [11] Silva L O, Marti M, Davies J R, Fonseca R A, Ren C, Tsung F S, Mori W B 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002
- [12] Chen M, Sheng Z M, Dong Q L, He M Q, Li Y T, Bari M A, Zhang J 2007 *Phys. Plasmas* **14** 053102
- [13] Liu M, Weng S M, Li Y T, Yuan D W, Chen M, Mulser P, Sheng Z M, Murakami M, Yu L L, Zheng X L, Zhang J 2016 *Phys. Plasmas* **23** 113103
- [14] Fiuzza F, Stockem A, Boella E, Fonseca R A, Silva L O, Haberberger D, Tochitsky S, Gong C, Mori W B, Joshi C 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 215001
- [15] Zhang W L, Qiao B, Huang T W, X. F. Shen, W. Y. You, X. Q. Yan, S. Z. Wu, Zhou C T, He X T 2016 *Phys. Plasmas* **23** 073118
- [16] Zhang W L, Qiao B, Shen X F, You W Y, Huang T W, Yan X Q, Wu S Z, Zhou C T, He X T 2016 *New J. Phys.* **18** 093029
- [17] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuzza F, Gong C, Fonseca R A, Silva L O, Mori W B, Joshi C 2012 *Nat. Phys.* **8** 95
- [18] Zhang H, Shen B F, Wang W P, Zhai S H, Li S S, Lu X M, Li J F, Xu R J, Wang X L, Liang X Y, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 164801
- [19] Dover N P, Cook N, Tresca O, Ettliger O, Maharjan C, Polyanskiy M N, Shkolnikov P, Pogorelsky I, Najmudin Z 2016 *J. Plasma Phys.* **82** 415820101
- [20] Marquès J -R, Loiseau P, Bonvalet J, Tarisien M, d'Humières E, Domange J, Hannachi F, Lancia L, Larroche O, Nicolaï P, Puyuelo-Valdes P, Romagnani L, Santos J J, Tikhonchuk V 2021 *Phys. Plasmas* **28** 023103
- [21] Puyuelo-Valdes P, Henares J L, Hannachi F, Ceccotti T, Domange J, Ehret M, d'Humières E, Lancia L, Marquès J -R, Ribeyre X, Santos J J, Tikhonchuk V, Tarisien M 2019 *Phys. Plasmas* **26** 123109
- [22] Helle M H, Gordon D F, Kaganovich D, Chen Y, Palastro J P, Ting A 2016 *Phys. Rev. Lett.* **117** 165001
- [23] Deng Y, Zhang Q, Yue D, Wei W, Feng L, Cui Y, Ma Y, Lu F, Yang Y, Huang Z, Wu Y, Zhou W, Weng S, Liu F, Chen M, Yuan X, Zhang J 2022 *Phys. Plasmas* **29** 123103
- [24] Deng Y Q, Yue D N, Luo M F, Zhao X, Li Y J, Ge X L, Liu F, Weng S M, Chen M, Yuan X H, Zhang J 2022 *High Power Laser Sci.* **10** e39
- [25] Naumova N M, Bulanov S V, Esirkepov T Zh, Farina D, Nishihara K, Pegoraro F, Ruhl H, Sakharov A S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
- [26] Borghesi M, Bulanov S, Campbell D H, Clarke R J, Esirkepov T Z, Galimberti M, Gizzi L A, MacKinnon A J, Naumova N M, Pegoraro F, Ruhl H, Schiavi A, Willi O 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002
- [27] Liu Y, Klimo O, Esirkepov T Z, Bulanov S V, Gu Y, Weber S, Korn G 2015 *Phys. Plasmas* **22** 112302
- [28] Yue D N, Chen M, Zhao Y, Geng P F, Yuan X H, Dong Q L, Sheng Z M, Zhang J 2022 *Chin. Phys. B* **31** 045205
- [29] Yue D N, Chen M, Geng P F, Yuan X H, Weng S M, Bulanov S S, Bulanov S V, Mima K, Sheng Z M, Zhang J 2021 *Phys. Plasmas* **28** 042303
- [30] Yue D N, Chen M, Geng P F, Yuan X H, Sheng Z M, Zhang J, Dong Q L, Das A, Kumar G R 2021 *Plasma Phys. Control. Fusion* **63** 075009
- [31] Yi L Q, Pusztai I, Pukhov A, Shen B F and Fülöp T 2019 *J. Plasma Phys.* **85** 905850403
- [32] Yue D N, Chen M, Geng P F, Yuan X H, Dong Q L, Sheng Z M, Zhang J 2022 *Plasma Phys. Control. Fusion* **64** 045025
- [33] Fonseca R A, Silva L O, Tsung F S, Decyk V K, Lu W, Ren C, Mori W B, Deng S, Lee S, Katsouleas T, Adam J C 2002 *Lect. Notes Comput. Sci.* **2331** 342
- [34] Yuan D W, Li Y T, Liu M, Zhong J Y, Zhu B J, Li Y F, Wei H G, Han B, Pei X X, Zhao J R, Li F, Zhang Z, Liang G Y, Wang F L, Weng S M, Li Y J, Jiang S E, Du K, Ding Y K, Zhu B Q, Zhu J Q, Zhao G, Zhang J 2017 *Sci. Rep.* **7** 42915
- [35] Chenais-Popovics C, Renaudin P, Rancu O, Gilleron F, Gauthier J C, Larroche O, Peyrusse O, Dirksmüller M, Sondhaus P, Missalla T, Uschmann I, Förster E, Renner O, Krousky E 1997 *Phys. Plasmas* **4** 190

Generation of collisionless electrostatic shock waves in interaction between strong intense laser and near-critical-density plasma^{*}

Yue Dong-Ning¹⁾ Dong Quan-Li^{1)†} Chen Min²⁾³⁾ Zhao Yao⁴⁾
Geng Pan-Fei²⁾³⁾ Yuan Xiao-Hui²⁾³⁾ Sheng Zheng-Ming²⁾³⁾ Zhang Jie²⁾³⁾

1) (*School of Science, Harbin Institute of Technology (Weihai), Weihai 264209, China*)

2) (*Key Laboratory for Laser Plasmas (Ministry of Education), School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

3) (*Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

4) (*School of Science, Shenzhen Campus of Sun Yat-sen University, Shenzhen 518107, China*)

(Received 24 February 2023; revised manuscript received 15 March 2023)

Abstract

Weak and strong collisionless electrostatic shock wave (CESW) generated in the interaction between strong intense laser and near-critical-density plasma are studied by the one-dimensional particle-in-cell simulation in this work. And the effects of the ranges of plasma density profiles, non-relativistic and relativistic laser intensities on the generation of CESWs are also investigated. The non-relativistic weakly driven laser generates the weak CESW in the interaction between the laser and near-critical-density plasma. The electron spectra show double-temperature distribution because the non-relativistic driven laser cannot heat the electrons sufficiently. The low-temperature electrons have an important influence on the generation of weak CESW, and they can also cause the protons to be accelerated and reflected from the CESWs. The spectra of the weak CESW protons show a continuously distributed profile. When the range of plasma density up-ramp is large, the process can be observed that the post-soliton structure evolves into the ion acoustic wave and further into the weak collisionless electrostatic shock wave. When the driven laser intensity is relativistic, the electrons are heated sufficiently to a single relativistic temperature. The effect of the range of plasma density profile on the generation of CESW is further analyzed and it is found that 1) when the range of plasma density up-ramp is large, the potential barrier of ion acoustic wave is shielded by the hot electrons; 2) when the range of plasma density up-ramp is small, the effective distance (i.e. the Debye length) of accelerating field is larger and the endurance time is longer than when the range of plasma density up-ramp is large. This makes the ion acoustic wave structure more stable in its forward propagation process. When the difference in velocity between the ion acoustic wave accelerating protons and the target normal sheath accelerating protons satisfies the proton reflection condition of CESW, the ion acoustic wave further evolves into the strong CESW, the monoenergetic protons generated at the same time.

Keywords: strong intense laser, collisionless electrostatic shock waves, electron temperature, ion acoustic wave

PACS: 52.35.Tc, 52.38.Kd, 52.38.-r, 52.65.-y

DOI: 10.7498/aps.72.20230271

^{*} Project supported by the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12204131), the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences, China (Grant Nos. XDA25030300, XDA25010100), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant No. ZR2019ZD44), and the Basic and Applied Basic Research Foundation of Guangdong, China (Grant No. 2023A1515011695).

[†] Corresponding author. E-mail: qldong@aphy.iphy.ac.cn

强激光与近临界密度等离子体相互作用中的无碰撞静电冲击波产生

岳东宁 董全力 陈民 赵耀 耿盼飞 远晓辉 盛政明 张杰

Generation of collisionless electrostatic shock waves in interaction between strong intense laser and near-critical-density plasma

Yue Dong-Ning Dong Quan-Li Chen Min Zhao Yao Geng Pan-Fei Yuan Xiao-Hui Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 115202 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230271

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230271>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

Korteweg-de Vries方程的准孤立子解及其在离子声波中的应用

Quasi-soliton solution of Korteweg-de Vries equation and its application in ion acoustic waves

物理学报. 2018, 67(11): 110201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20180094>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展

Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma

物理学报. 2021, 70(8): 084206 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210339>

脉冲射频容性耦合氩等离子体的发射探针诊断

Diagnosis of capacitively coupled plasma driven by pulse-modulated 27.12 MHz by using an emissive probe

物理学报. 2020, 69(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191864>

强碰撞磁化尘埃等离子体中的漂移波

Drift wave in strong collisional dusty magnetoplasma

物理学报. 2020, 69(17): 175201 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200468>

短沟道金属-氧化物半导体场效应晶体管的散粒噪声模型

Shot noise model of the short channel metal-oxide-semiconductor field-effect transistor

物理学报. 2020, 69(17): 177102 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200497>