

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

李曜均 岳东宁 邓彦卿 赵旭 魏文青 葛绪雷 远晓辉 刘峰 陈黎明

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

Li Yao-Jun Yue Dong-Ning Deng Yan-Qing Zhao Xu Wei Wen-Qing Ge Xu-Lei Yuan Xiao-Hui
Liu Feng Chen Li-Ming

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 155201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20190610

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

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

激光与近相对论临界密度薄层相互作用产生大电量高能电子束

High energetic electron bunches from laser-near critical density layer interaction

物理学报. 2017, 66(7): 075203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.075203>

纳秒激光烧蚀固体靶产生的等离子体在外加横向磁场中膨胀时的温度和密度参数演化

Temporal evolutions of the plasma density and temperature of laser-produced plasma expansion in an external transverse magnetic field

物理学报. 2015, 64(12): 125204 <https://doi.org/10.7498/aps.64.125204>

低能质子环束流与等离子体相互作用过程的一维混合模拟研究

Interaction between low energy proton ring-beam and plasma with one-dimensional hybrid simulations

物理学报. 2015, 64(10): 105203 <https://doi.org/10.7498/aps.64.105203>

等离子体密度对激光拉曼放大机理的影响

Plasma density effect on backward Raman laser amplification

物理学报. 2015, 64(10): 105201 <https://doi.org/10.7498/aps.64.105201>

Gd靶激光等离子体6.7nm光源的实验研究

Experimental research on laser-produced Gd target plasma source for 6.7 nm lithography

物理学报. 2015, 64(23): 235202 <https://doi.org/10.7498/aps.64.235202>

相对论圆偏振激光与固体靶作用产生高次谐波

High order harmonics generation by relativistically circularly polarized laser-solid interaction

物理学报. 2018, 67(21): 214205 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181574>

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*

李曜均¹⁾²⁾ 岳东宁¹⁾²⁾ 邓彦卿¹⁾²⁾ 赵旭¹⁾²⁾ 魏文青¹⁾²⁾
葛绪雷¹⁾²⁾ 远晓辉^{1)2)†} 刘峰¹⁾²⁾ 陈黎明^{1)2)3)‡}

1) (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)

2) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

3) (中国科学院物理研究所, 北京 100190)

(2019年4月24日收到; 2019年5月28日收到修改稿)

近临界密度是激光等离子体相互作用中能量吸收和高能电子产生的重要等离子体参数区间. 利用激光加速产生的质子束作为电磁场探针, 研究了超强激光与近临界密度等离子体相互作用产生的等离子体结构及其时间演化. 实验发现, 初始均匀分布的质子束穿过近临界密度等离子体后分裂为两个斑. 两个质子束斑的间距随着作用时间先增大后减小. 并且两个束斑呈不对称分布. 分析认为, 幅度约为 10^9 V/m 的不对称分布瞬变电场是产生质子束偏折和分裂的主要原因. 粒子模拟的结果也验证了这一解释. 该研究对激光尾场电子加速、离子加速、惯性约束聚变快点火方案研究等有一定的参考价值.

关键词: 相对论强激光, 近临界密度, 等离子体, 质子成像

PACS: 52.50.Jm, 52.70.-m, 52.70.Ds, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.68.20190610

1 引言

相对论强度超短脉冲激光与等离子体相互作用时, 可以产生极强的瞬变电场和磁场. 电磁场在非常短的时间尺度上演化, 涉及到激光能量吸收、等离子体不稳定性、超热电子的产生和输运等丰富的物理过程, 深入研究这些过程对激光等离子体物理学领域具有重要的意义. 而激光能量的吸收主要发生在临界密度面 n_c 附近 ($n_c \approx 10^{21} \lambda_\mu^{-2} \text{ cm}^{-3}$, 其中 λ_μ 为入射电磁波的波长, 单位为 μm), 此时激光频率等于电子等离子体频率, 临界密度面的共振会产生大量高能电子. 近三十年来, 不少研究团队已

经对激光与近临界密度等离子体相互作用的机理进行了深入的理论和数值模拟研究^[1-8], 发现相互作用中涉及许多非线性效应: 有效的激光能量吸收^[1]、磁自通道^[2]、等离子体不稳定性非线性相干结构^[4-8]等. 激光在较高密度等离子体通道中传输时, 会通过激光直接加速等机制产生高能量密度的相对论电子束^[9], 这些高能电子随后可以产生高亮度的超短脉冲 X 射线源^[10] 和驱动质子、离子加速^[11], 在诸如肿瘤治疗^[12]、X 射线显微成像^[13]、惯性约束聚变快点火^[14,15] 等方面具有重要的应用前景.

然而, 该参数区间在实验中的研究相对较少. 首先, 对于可见光及近红外激光驱动激光, 产生可

* 中国科学院 A 类战略性先导科技专项 (批准号: XDA17040504) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: xiaohui.yuan@sytu.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: lmchen@iphy.ac.cn

控和可重复的近临界密度等离子体的技术并不成熟. 已知的产生近临界密度等离子体的方法包括爆轰固体薄膜靶 (exploding solid foil)^[16,17]、采用低密度泡沫靶 (foam)^[18,19] 以及超高密度气体靶^[20–23]. 爆轰金属薄膜靶需要额外的高能量脉冲激光, 由于能量、脉宽等参数并不稳定, 等离子体密度和温度分布难以预测和模拟. 低密度泡沫和纳米微结构靶, 需要专门的设备和技术进行制备, 也是难以处理和模拟的. 两种方法都具有低重复率打靶和实验条件难以重复的缺点. 近年来, 随着制靶技术的提升, 可控、可重复的高密气体靶逐渐被应用到实验当中. 先后有多个团队利用长波长高能激光脉冲 (10.6 μm CO_2 激光) 与气体密度为 10^{19} cm^{-3} 的等离子体相互作用产生了准单能的高定向离子束^[20,22]. 利用近红外驱动激光的实验结果则不够理想^[23], 得到的离子能量 (约 1 MeV) 和理论模拟预测 (百 MeV 量级) 相差较大. 对近临界密度等离子体结构及其时间演化的研究将有助于解答差异存在的原因.

我们利用一束超短超强激光脉冲与高密度气体相互作用产生了近临界密度等离子体. 使用另一束超短超强激光加速的质子束作为带电粒子探针^[14,24], 对近临界密度等离子体的结构和时间空间演化进行了实验研究. 通过分析成像质子束的空间结构和强度分布, 获得了近临界密度等离子体内部

电场的特性和时空演化规律, 估算得到的等离子体电场约为 10^9 V/m . 同时使用一维粒子模拟程序得到的电场大小以及其随时间的演化规律与实验中的结果基本符合.

2 实验

实验是在上海交通大学激光等离子体实验室的 200 TW 激光装置上开展的. 实验布局如图 1(a) 所示. 中心波长 800 nm、脉冲宽度 25 fs 的激光脉冲进入真空靶室经平面反射镜后被分光为两束激光. 其中第一束激光由 2 英寸的全反射镜从 105 mm 直径的主激光中截取, 能量为 0.2 J, 经过延迟光路系统后被第一块离轴抛物面反射镜 (OAP1 $f/3$) 聚焦于直径为 400 μm 的气体喷嘴上方 400 μm 处, 焦斑为 12 μm (半高全宽), 对应聚焦的功率密度为 $3.6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$. 气体为高纯度氦气 (99.99%), 背压为 240 bar (1 bar = 10^5 Pa), 喷嘴开启时间为 5 ms. 为了测量气体密度分布, 采用基于沃拉斯顿棱镜的光学干涉系统, 气体密度变化会引起干涉图像中的干涉条纹弯曲, 对干涉条纹进行阿贝尔变换可以得到气体密度的分布. 图 1(b) 为利用光学干涉图像反演获得的距离喷嘴不同高度处实测的气体密度分布. 在喷嘴上方 400 μm 处, 气体密度约为 $6 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, 激光焦点处全电离的电子等离子体密度约为 $0.7n_c$.

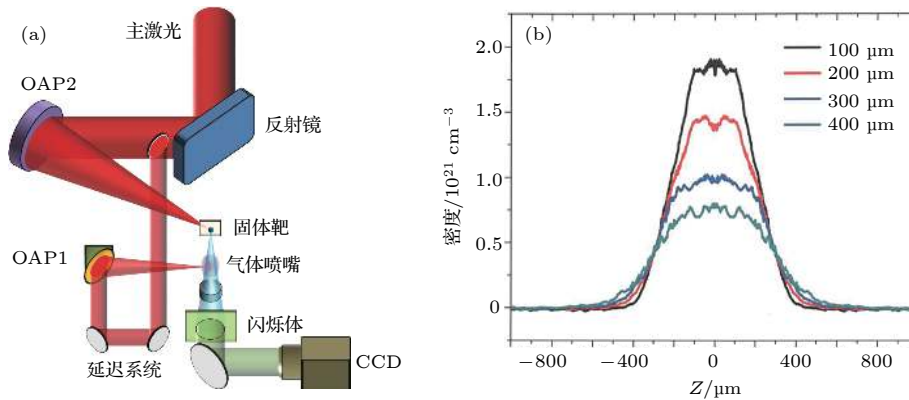


图 1 (a) 实验布局图; (b) 距离喷嘴不同高度时的气体密度分布图

Fig. 1. (a) Experimental setup; (b) gas density lineout profile at different heights.

剩余部分的激光 (CPA2) 由第二个离轴抛物面反射镜 OAP2 ($f/4$) 反射聚焦到 3 μm 厚的不锈钢平面薄膜靶上, 靶面上的入射角为 54° . 激光能量为 1.5 J, 聚焦焦斑直径 6 μm , 对应的聚焦功率

密度 $5.4 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$. 通过靶后鞘层加速机制产生的质子束被用作带电粒子探针, 诊断气体等离子体的结构和时间演化^[14,24–26]. 质子束的发射方向与气体中第一束激光的传输方向垂直, 因此质子束是

横向穿过演化的等离子体. 为了实现高重复频率的打靶实验要求, 质子信号的探测采用了 300 μm 厚塑料闪烁体 (型号为 EJ212), 携带等离子体中电磁场信息的质子信号被闪烁体接收后转化为光信号并被 Andor 相机采集记录. 为防止杂散光影响, 在闪烁体前覆盖了一层 13 μm 厚的铝膜, 只有能量大于 0.85 MeV 的质子才能穿过铝膜被闪烁体接收. 在本文实验条件中, 由于质子加速条件没有得到优化, 最大质子能量约为 2 MeV.

固体靶与气体靶中心距离为 14 mm, 与探测器距离为 94 mm, 质子点投影成像的放大倍数约为 6.7. 气体等离子体的时间演化通过更改第一束激光的延迟光路, 从而改变“泵浦-探测”延迟而实现. 延迟系统由两块 2 英寸平面反射镜和电动平移

台组成, 通过改变第一束激光相对于第二束激光的光程, 达到对激光与近临界密度等离子体相互作用过程中不同时刻的等离子体照相的目的, 延迟调整的范围为 0—43.3 ps. 其中 0 ps 设置为 2 MeV 质子到达 OAP1 焦点的时刻.

3 结果与讨论

图 2(a) 为前期实验中的光学阴影成像实验结果, 可以看到图像中存在不透明区域, 该区域具有清晰的边界. 这是由于等离子体密度较高, 探针光无法穿过. 该黑腔结构能稳定地保持数十皮秒. 由于光学探针不带电, 无法给出等离子体区域中的电磁场信息. 为了研究等离子体区域的电磁场结构, 本文实验使用带电的质子束作为探针进行诊断.

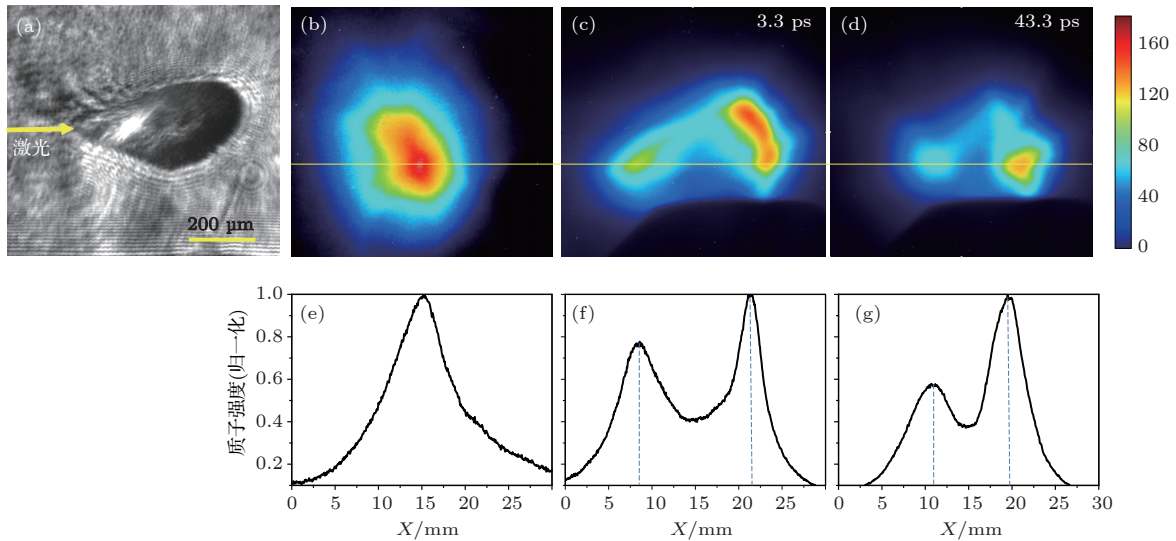


图 2 光学探针与质子探针结果 (激光自左向右入射) (a) 光学阴影成像; (b) 原始质子束斑; (c) 打靶 3.3 ps 后的质子束斑; (d) 打靶 43.3 ps 后的质子束斑; (e)—(g) 打靶高度处对应的质子强度图 (黄线)

Fig. 2. Raw images of optical probe and proton probe: (a) Optical probe result; proton beam spot for (b) no gas, (c) 3.3 ps after interaction, (d) 43.3 ps after interaction; (e)–(g) the corresponding lineout intensity profiles.

图 2(b)—(d) 为典型的质子成像实验结果. 其中图 2(b) 为没有气体喷嘴时, 闪烁体探测器记录的固体靶产生质子束的空间强度分布. 可看出束斑基本为均匀分布, 束斑在探测器上的尺寸约为 15 mm, 根据质子点投影成像的放大倍数, 可推算出在气体靶区域质子束斑尺寸约为 2.2 mm, 该尺寸可以覆盖整个激光-气体等离子体相互作用的区域 (通常为毫米量级^[25]). 图 2(c) 和图 2(d) 为喷气状态下, 激光与等离子体相互作用之后两个不同时刻的质子成像结果, 图中下方的梯形深色阴影区域

为气体喷嘴轮廓, 可看出质子强度分布的中心区域位于喷嘴上方. 根据右侧的色标 (数值越大代表质子数越多), 探针质子的累积在两个区域. 与图 2(b) 对比发现, 质子束经过等离子体后被分为不均匀的两部分, 且右侧束斑明显比左侧束斑强, 图 2(c) 和图 2(d) 中两束斑的间距也不同. 为了更直观地展示质子束斑的分裂间距, 对图 2(b)—(d) 黄线处的质子束斑强度进行归一化处理, 质子束斑的一维强度分布如图 2(e)—(g) 所示. 可以看到, 经过等离子体后的质子束有两个密度尖峰, 尖峰的间距随时

间变化, 即质子束斑的分裂距离随时间演化, 且右侧束斑的质子峰值强度明显高于左侧束斑.

下面讨论质子束斑分裂的原因. 不少实验和数值模拟研究表明, 当激光与固体靶相互作用时, 会形成以靶面法线为轴心的环形分布磁场^[25,27]; 当激光与近临界密度等离子体相互作用时, 在等离子体内部则会形成以激光传播轴为轴心的类似涡旋状分布的磁场^[8,28,29]. 因此, 当质子束从不同方向经过等离子体区域时, 受到磁场的调制作用将有巨大差异^[25,30]. 如果利用质子束对该区域进行正面投影成像, 即质子束传播方向与靶面法线方向 (固体靶情况) 或者激光传播方向 (气体靶情况) 平行, 那么质子束会受到磁场强烈的调制作用; 但如果质子束从侧面对等离子体投影成像, 即质子束传播方向与靶面法线方向或者激光传播方向垂直, 则不会明显地看到磁场对质子束的调制. 本文实验布置属于后者. 由于等离子体区域中的磁场以激光传播轴为中心呈环形分布, 在质子传播方向上, 等离子体前和等离子体后的磁场大小相同, 方向相反, 那么质子经过等离子体区域后磁场对其偏折的作用基本抵消. 因此, 质子束主要受到等离子体区域中电场的调制, 而不是磁场.

质子束被偏折的原理如图 3 所示. 质子从固体靶出发, 以一定的发散角沿靶后法线方向 (图中 x 方向) 传播, 在小角度近似下, 质子可以看作只有 y 方向的速度. 当质子经过等离子体区域时, 受到电场力作用得到 x 方向与 x 反方向的加速度, 其运动方程可以表示为 $E \cdot e = m_p \cdot \frac{d^2x}{dt^2}$, 这里 E 是等离子体中的电场强度, e 是电子电荷量, m_p 是质子的质量. 利用 $dt = 1/v_y dy$ 可得 $v_x = \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m_p \cdot v_y} \times \int E dy$, v_x 和 v_y 分别表示质子在 x 和 y 方向上的速度. 如果等离子体区域尺寸大小为 l , 那么质子经过等离子体区域后在 x 方向上得到的运动速度为 $v_x = \frac{e \cdot E \cdot l}{m_p \cdot v_y}$, 这里假设质子只受到纵向的电场作用, 且电场大小恒定. 受到电场力作用的质子将偏离原来的运动轨迹最后到达探测器. 由于等离子体内部电场不均匀, 进入 x 方向电场范围的质子数多于进入 x 反向电场范围的, 因此被偏折到 x 方向上的质子束更多, 造成探测器上质子束斑分裂成不均匀的两部分. 质子在探测器上的偏折程度可以用 $Y = \frac{v_x}{v_y} L$ 估算, 其中 L 是激光与等离子体相互作用

区域到探测器的距离. 对于能量为 E_p 的质子, v_y 是确定的. 这样便可得到等离子体内部电场大小的推算公式 $E = \frac{2Y E_p}{elL}$. 其中 $E_p = 2 \text{ MeV}$, $l = 1 \text{ mm}$, $L = 80 \text{ mm}$, 将不同延迟条件下的质子束斑分裂距离代入公式, 得到的等离子体内部电场强度随时间的变化如图 4 所示, 其中黑色点为实验测得的数值, 利用 Origin 软件的 B-spline 曲线对数据点拟合, 得到了更直观的电场强度变化趋势. 可以看到, 最大电场接近 10^{10} V/m , 随时间先迅速增强后缓慢减弱, 在 $0-8.3 \times 10^9 \text{ V/m}$ 之间变化.

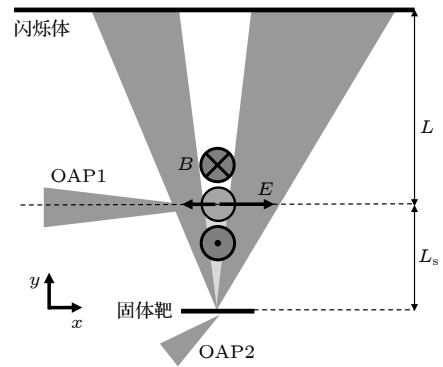


图 3 质子束被等离子体电磁场偏折示意图

Fig. 3. Schematic of proton beam deflected by plasma electromagnetic field.

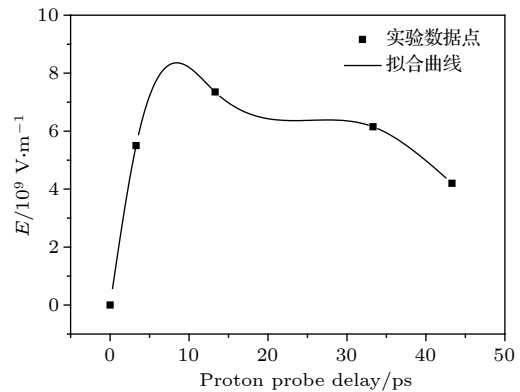


图 4 等离子体内部电场大小随时间的变化

Fig. 4. Internal electric field size of the plasma changes with time.

对于质子束斑分裂成不均匀的两部分的实验现象, 可以在物理上作如下解释: 当相对论强度激光入射到高密度氦气中, 气体被迅速电离. 激光有质动力的纵向和横向分量将相互作用区域的等离子体中的电子排开, 离子由于质量较大维持不动, 从而形成较强的空间电荷分离场. 作为探针的质子束经过相互作用区域时, 将受到这个电荷分离场的

作用, 被带正电的离子排开, 分裂成两部分. 由于激光传输方向的有质动力占优, 推动电子大量堆积在前端, 导致局部的等离子体呈现出电中性失衡, 前向的电场强度具有更大幅度. 电场分布示意图如图 5, 激光传输方向电场强于激光背向的, 而且进入激光传输方向电场范围 ($-30\text{--}100\ \mu\text{m}$) 的质子数多于进入反向电场范围 ($-100\text{--}30\ \mu\text{m}$) 的质子数, 因此被偏折到激光传输正方向的质子要比反向的质子数目更多, 从而造成探测器上的质子密度分布不对称, 如图 2(c) 和图 2(d) 所示.

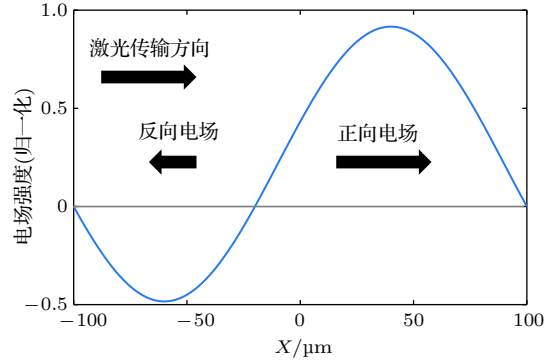


图 5 等离子体内部电场分布模型
Fig. 5. Model of plasma internal electric field distribution.

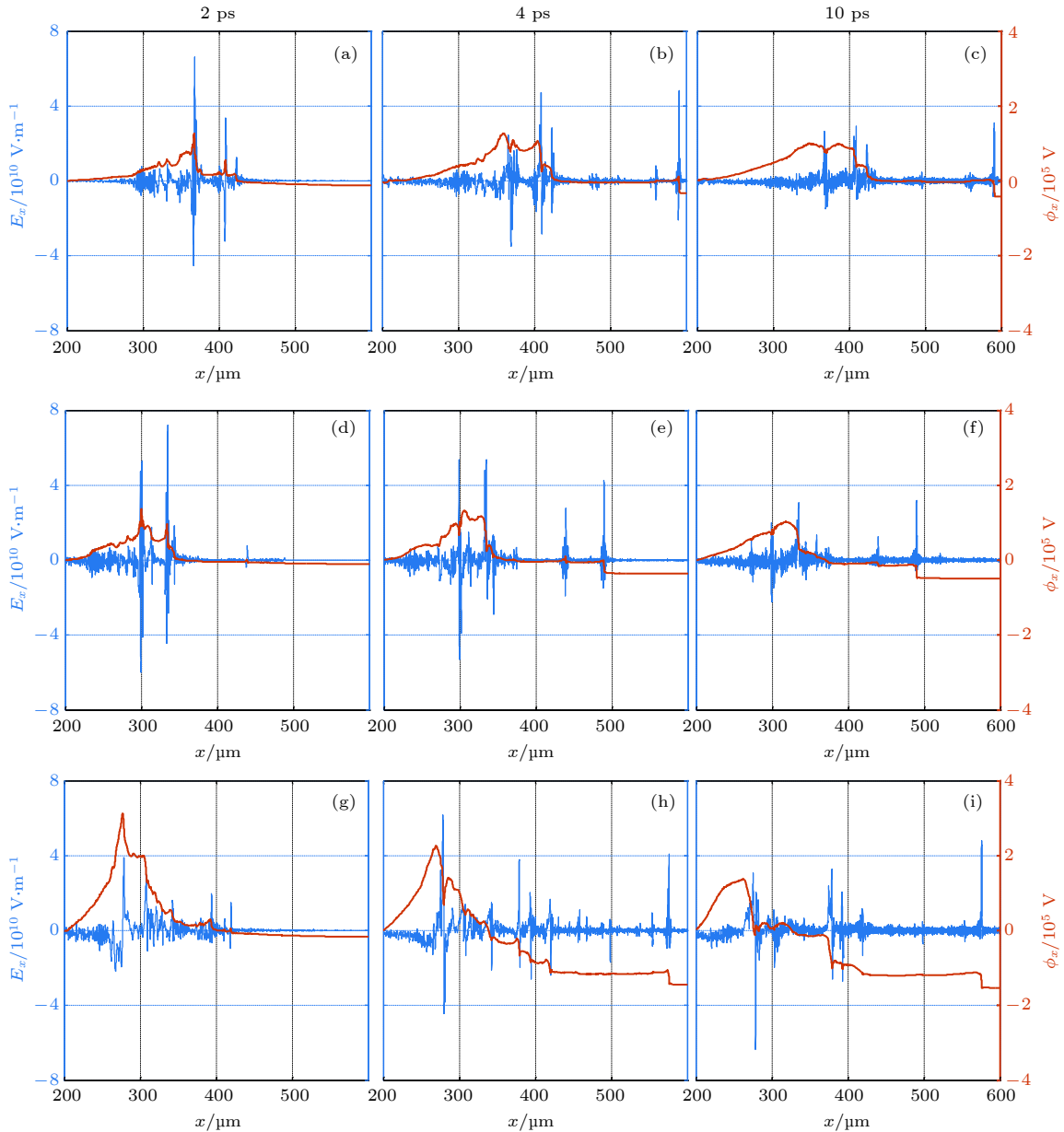


图 6 不同密度等离子体中不同时刻的时间平均的纵向电场强度和电势分布 (a)—(c) 最高密度为 $0.8 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$; (d)—(f) 最高密度为 $1.2 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$; (g)—(i) 最高密度为 $1.2 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$
Fig. 6. Averaged longitudinal electric field and potential distributions with times of plasma with different density: (a)—(c) The highest plasma density is $0.8 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$; (d)—(f) the highest plasma density is $1.0 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$; (g)—(i) the highest plasma density is $1.2 \times 10^{21}\ \text{cm}^{-3}$.

而质子束斑分裂距离先增大后减小的现象反映了等离子体中电场强度随时间先增大后减小的. 在初始阶段, 激光有质动力将电子排开, 而离子由于质量较大来不及响应仍处于相对静止的状态, 电荷分离导致等离子体中的电场强度迅速增强, 因此质子束两部分分裂的距离迅速扩大; 当激光作用结束之后, 离子间的库仑斥力会导致离子逐渐膨胀, 但由于离子获得的能量很小 (百 keV), 膨胀和运动速度都较低, 而电子吸收了激光场的能量得以继续运动, 除了少部分超热电子以相对论速度逃逸到真空外, 大部分能量为数 MeV 的热电子会堆积在等离子体前部^[31], 在这个过程中空间电荷分离场将维持较长时间; 在等离子体演化约数十皮秒后, 膨胀开的离子逐渐与回流的电子复合, 电荷分离减弱直至最终消失, 等离子体中电场对质子束的排开作用也随之减弱, 因此质子束分裂的距离也相应地减小.

为了验证等离子体内部存在与图 5 分布相近的电场结构, 使用粒子模拟程序 Osiris^[32] 对激光与近临界等离子体相互作用过程进行模拟分析. 本文实验结果是激光与近临界密度气体相互作用长时间 (数十皮秒, 几百倍激光周期) 演化的结果. 这与近临界气体分布空间较大 (2000 μm) 密切相关. 二维模拟受到计算资源的限制和数值发散的影响, 无法有效分析这种大空间、长时间的激光等离子体演化过程. 一维模拟可以实现对激光传输纵向全空间、长时间的演化分析, 因此激光传输方向作为主要模拟分析的维度, 并对三种不同密度等离子体进行一维模拟, 来近似替代二维模拟中不同距离喷嘴、不同高度的电场分布. 模拟中, 激光沿 x 轴正向传播, 波长为 800 nm, 脉宽为 25 fs. 激光为 s 偏振. 模拟空间为 $-20 \mu\text{m} \leq x \leq 2000 \mu\text{m}$, 网格总数为 60600, 每个网格内的宏粒子数为 50 个电子和 25 个 He^{2+} 离子. 等离子体密度分布为高斯分布, 中心处 ($x = 1000 \mu\text{m}$) 的最高密度分别为 0.8×10^{21} , 1.0×10^{21} 和 $1.2 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. 为了排除数值计算的边界效应以及更好地展示模拟结果, 仅给出 $200 \mu\text{m} \leq x \leq 600 \mu\text{m}$ 范围内分别为对 2, 4 和 10 ps 时间的平均纵向电场和电势分布, 模拟结果如图 6 所示. 相互作用 2 ps 后 (图 6(a)、图 6(d)、图 6(g)), 激光到达密度上升沿区域. 随着密度继续增大, 激光群速度逐渐降低. 电子能够持续地从激光场中获得前向动量并随之一起向前推进. 而离子

响应较慢, 电荷分离场效应初步显现. 在 4 ps 时 (图 6(b)、图 6(c)、图 6(h)), 一部分从激光场中获得较大能量的热电子已经随激光离开, 导致这一区域的等离子体整体呈现出微弱的电中性失衡, 电势差整体为正, 密度最高处时间平均的纵向电场约为 $5 \times 10^8 \text{ V/m}$. 待激光传输至中心高密度区 (图 6(c)、图 6(f)、图 6(i)), 会激发更强的平均电场. 而不同密度等离子体中的电场随时间的变化趋势基本一致, 在密度较高的等离子体中激发的电场强度和电势比低密度等离子体的更大. 由于离子运动较慢, 这种电中性失衡可以维持数十皮秒的时间, 这与实验现象所示的时间尺度接近.

4 总 结

本文利用强激光与固体靶相互作用产生的质子束作为探针, 实验研究了另一束相对论超强超短脉冲激光与近临界密度等离子体相互作用的等离子体时空演化. 发现质子束被分裂为不均匀的两部分, 分裂距离先迅速增大后缓慢减小. 质子束分裂的原因是激光与近临界密度等离子体相互作用时局部等离子体中产生了电荷分离场. 由于其内部电场强度的时间演化, 分裂距离随之发生变化. 一维粒子模拟结果与实验结果基本符合. 我们计划在未来的实验中利用能量更高的质子束对激光与近临界密度等离子体相互作用的过程进行诊断, 进一步研究近临界密度等离子体内部更精细的电场和磁场结构, 对激光尾场加速、离子加速、惯性约束聚变快点火等研究提供参考.

参考文献

- [1] Wilks S C, Kruer W, Tabak M, Langdon A 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383
- [2] Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3975
- [3] Bulanov S V, Lontano M, Esirkepov T, Pegoraro F, Pukhov A 1996 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3562
- [4] Bulanov S V, Esirkepov T, Naumova N, Pegoraro F, Vshivkov V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440
- [5] Esirkepov T, Nishihara K, Bulanov S, Pegoraro F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 275002
- [6] Mori W B, Joshi C, Dawson J, Forslund D, Kindel J 1988 *Phys. Rev. Lett.* **60** 1298
- [7] Li G, Yan R, Ren C, Wang T L, Tonge J, Mori W 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 125002
- [8] Nakamura T, Mima K 2008 *Phys. Rev. Lett.* **100** 205006
- [9] Shaw J L, Lemos N, Amorim L D, Vafaieinajafabadi N, Marsh K A, Tsung F S 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 064801
- [10] Wang J, Cai D F, Zhao Z Q, Gu Y Q 2017 *Acta Phys. Sin.*

- 66 075203 (in Chinese) [王剑, 蔡达锋, 赵宗清, 谷渝秋 2017 物理学报 66 075203]
- [11] Nakamura T, Bulanov S, Esirkepov T, Kando M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 135002
- [12] Bulanov S V, Esirkepov T Z, Khoroshkov V S, Kunetsov A V, Pegoraro F 2002 *Phys. Lett. A* **299** 240
- [13] Shi S M, Chen R C, Xue Y L, Ren Y Q, Du G H, Deng B, Xie H L, Xiao T Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6319 (in Chinese) [师绍猛, 陈荣昌, 薛艳玲, 任玉琦, 杜国浩, 邓彪, 谢红兰, 肖体乔 2008 物理学报 57 6319]
- [14] Borghesi M, Schiavi A, Campbell D H, Haines M G, Willi O, MacKinnon A J, Gizzi L A, Galimberti M, Clarke R J, Ruhl H 2001 *Plasma Phys. Controlled Fusion* **43** A267
- [15] Borghesi M, Sarri G, Cecchetti C A, Kourakis I, Hoarty D, Stevenson R M, James S, Brown C D, Hobbs P, Lockyear J, Morton J, Willi O, Jung R, Dieckmann M E 2010 *Laser Part. Beams* **28** 277
- [16] Borghesi M, MacKinnon A, Barringer L, Gaillard R, Gizzi L, Meyer C, Willi O, Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 879
- [17] Yogo A, Daido H, Bulanov S V, Nemoto K, Oishi Y, Nayuki T, Fujii T, Ogura K, Orimo S, Sagisaka A, Ma J L, Esirkepov T Zh, Mori M, Nishiuchi M, Pirozhkov A S, Nakamura S, Noda A, Nagatomo H, Kimura T, Tajima T 2008 *Phys. Rev. E* **77** 016401
- [18] Willingale L, Nagel S R, Thomas A G, Bellei C, Clarke R J, Dangor A E, Heathcote R, Kaluza M C, Kamperidis C, Kneip S, Krushelnick K, Lopes N, Mangles S P, Nazarov W, Nilson P M, Najmudin Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 125002
- [19] Okihara S, Esirkepov T Zh, Nagai K, Shimizu S, Sato F, Hashida M, Iida T, Nishihara K, Norimatsu T, Izawa Y, Sakabe S 2004 *Phys. Rev. E* **69** 026401
- [20] Palmer C A, Dover N P, Pogorelsky I, Babzien M, Dudnikova G I, Ispiriyan M, Polyanskiy M N, Schreiber J, Shkolnikov P, Yakimenko V, Najmudin Z 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 014801
- [21] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuza F, Gong C, Fonseca R A, Silva L O, Mori W B, Joshi C 2012 *Nat. Phys.* **8** 95
- [22] Sylla F, Flacco A, Kahaly S, Veltcheva M, Lifschitz A, Malka V, d'Humières E, Andriyash I, Tikhonchuk V 2013 *Phys. Rev. Lett.* **110** 085001
- [23] Chen S N, Vranic M, Gangolf T, Boella E, Antici P, Bailly-Grandvaux M, Loiseau P, Pepin H, Revet G, Santos J J, Schroer A M, Starodubtsev M, Willi O, Silva L O, d'Humières E, Fuchs J 2017 *Sci. Rep.* **7** 13505
- [24] Mackinnon A J, Patel P K, Town R P, Edwards M J, Phillips T, Lerner S C, Price D W, Hicks D, Key M H, Hatchett S 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3531
- [25] Romagnani L, Borghesi M, Cecchetti C A, Kar S, Antici P, Audebert P, Bandhoupadjay S, Ceccherini F, Cowan T, Fuchs J 2008 *Laser Part. Beams* **26** 241
- [26] Romagnani L, Bulanov S V, Borghesi M, Audebert P, Gauthier J C, Löwenbruck K, Mackinnon A J, Patel P, Pretzler G, Toncian T, Willi O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 025004
- [27] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Manuel M, Casey D, Sinenian N, Petrasso R D, Amendt P A, Landen O L, Rygg J R, Town R P J, Betti R, Delettrez J, Knauer J P, Marshall F, Meyerhofer D D, Sangster T C, Shvarts D, Smalyuk V A, Soures J M, Back C A, Kilkenny J D, Nikroo A 2009 *Phys. Plasmas* **16** 056304
- [28] Borghesi M, Mackinnon A J, Gaillard R, Willi O, Pukhov A, Meyer-ter-Vehn J 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 5137
- [29] Smyth A G, Sarri G, Vranic M, Amano Y, Doria D, Guillaume E, Habara H, Heathcote R, Hicks G, Najmudin Z, Nakamura H, Norreys P A, Kar S, Silva L O, Tanaka K A, Vieira J, Borghesi M 2016 *Phys. Plasmas* **23** 063121
- [30] Li C K, Seguin F H, Frenje J A, Rygg J R, Petrasso R D, Town R P, Amendt P A, Hatchett S P, Landen O L, Mackinnon A J, Patel P K, Smalyuk V A, Sangster T C, Knauer J P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 135003
- [31] Li G, Li S, Ain Q, Gao K, Mirzaie M, Hafz N A M 2019 *Phys. Plasmas* **26** 022306
- [32] Fonseca R A, Silva L O, Tsung F S, Decyk V K, Lu W, Ren C 2002 *Lect. Notes Comput. Sci.* **2331** 342

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma^{*}

Li Yao-Jun¹⁾²⁾ Yue Dong-Ning¹⁾²⁾ Deng Yan-Qing¹⁾²⁾ Zhao Xu¹⁾²⁾
 Wei Wen-Qing¹⁾²⁾ Ge Xu-Lei¹⁾²⁾ Yuan Xiao-Hui^{1)2)†}
 Liu Feng¹⁾²⁾ Chen Li-Ming^{1)2)3)‡}

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

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

3) (*Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

(Received 24 April 2019; revised manuscript received 28 May 2019)

Abstract

When ultrashort pulse laser interacts with near-critical-density plasma, extremely strong transient electromagnetic field will generate a great variety of nonlinear phenomena, such as efficient pulse absorption, magnetic self-channeling, nonlinear coherent structure, and electron and ion acceleration. It is of great significance to make a profound study of these physical processes for studying the laser-plasma interaction. Here in this work, we investigate the near-critical-density plasma structure and its temporal evolution by using proton radiography. The plasma is generated by the interaction of ultra-intense femtosecond laser ($I \sim 3.6 \times 10^{18}$ W/cm²) with high-density gas-jet target, which can produce plasma with electron density $n_e \sim 0.7n_c$ (here, n_c is the near-critical-density) for 800 nm laser. The proton beam is produced by the interaction of another ultra-intense femtosecond laser with stainless steel foil target. In the experiment, the proton beam is split into two asymmetric spots. On the one hand, the distance between two spots first increases rapidly and decreases slowly as time goes by. On the other hand, the size of proton beam spot on the right side is obviously larger than the one on the left side. The modification of proton beam profile indicates that a transient electric field with a maximum amplitude of 10^9 V/m is produced when ultrashort laser pulse interacts with the plasma. Besides, the electric field in the direction of laser propagation axis is stronger than that in the opposite direction. When the proton beam goes through the laser-plasma interaction area, most of the protons enter into the electric field in the direction of laser propagation axis, only a small number of protons enter into the electric field in the opposite direction, resulting in the fact that the proton beam is split into two asymmetric spots. The space-charge field in the plasma is induced by the laser ponderomotive force which expels the electrons piled up into a step-like profile. This field can be sustained for a long time, as the ions expand slowly because of the coulomb repulsion between ions, and the hot electrons continue to move forward with energy of a few MeV. At the end, these expanded ions gradually recombine with the reflowed electrons, causing the space-charge field to weaken until it disappears eventually. As a result, the deflection of the proton beam by the electric field in the plasma is also weakened, so the distance between proton beam splitting spots is correspondingly reduced. The hypothesis is justified by the particle-in-cell simulations. The results may have important implications in laser wake-field electron acceleration, ion acceleration and fast ignition scheme to inertial confinement fusion.

Keywords: ultra-intense laser, near-critical-density, plasma, proton radiography

PACS: 52.50.Jm, 52.70.-m, 52.70.Ds, 52.65.Rr

DOI: 10.7498/aps.68.20190610

* Project supported by the Class A Strategic Pilot Science and Technology Project of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA17040504).

† Corresponding author. E-mail: xiaohui.yuan@sjtu.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: lmchen@iphy.ac.cn