

## 激光加速质子束对电磁孤立子的照相模拟研究\*

滕建 朱斌 王剑 洪伟 闫永宏 赵宗清 曹磊峰 谷渝秋†

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心等离子体物理重点实验室, 绵阳 621900)

(2013年1月4日收到; 2013年1月25日收到修改稿)

激光在次稠密等离子体中传输, 由于频率下移而被俘获, 从而产生电磁孤立子. 根据先前理论及 PIC 模拟给出的孤立子的演化过程, 对不同阶段孤立子的电磁场分布进行了建模. 使用 Geant4 蒙特卡罗程序, 模拟研究了激光加速产生的能量为几个 MeV 的质子束对后孤立子的照相. 分析了质子能量, 质子源尺寸等因素对照相结果的影响, 并利用了 TNSA 加速产生质子束的分幅特性, 开展了时间分辨的孤立子照相模拟研究. 模拟给出的质子照相结果验证了文献中给出的孤立子静电场模型, 为以后在实验上探测孤立子提供了理论依据.

**关键词:** 超短激光, 质子照相, 孤立子, 蒙特卡罗方法

**PACS:** 41.85.Ja, 87.10.Rt, 87.59.B-

**DOI:** 10.7498/aps.62.114103

## 1 引言

超短超强激光与等离子体相互作用, 给宏观系统的非线性相对论动力学研究提供了一个很好的平台. 这些非线性过程对于研究激光能量的传输以及超快粒子束的产生都具有重要作用. 而在这些非线性过程中, 电磁孤立子的是一个很重要的研究方面, 它几乎可以吸收一半的激光能量. 先前的理论及 PIC 模拟演示了激光在穿过次稠密等离子体中的孤立子的形成<sup>[1-5]</sup>. 在电子时间尺度, 有质动力驱动被俘获的电磁波排开电子, 导致内部只剩下正电荷. 形成了亚周期的电磁孤立子, 空间尺度为电子无碰撞趋肤深度 ( $l_e = c/\omega_{pe}$ ), 时间尺度持续到  $(m_i/m_e)^{1/2}\omega_{pe}^{-1}$ . 由于电子时间尺度很短, 孤立子尺寸太小, 难于诊断, 目前对孤立子的诊断主要集中在研究后孤立子的演化过程. 在电子时间尺度之后离子开始向外扩张, 开始了离子时间尺度的孤立子演化. 这时的空腔结构已经不同于电子时间尺度的亚周期结构, 形成了球对称分布的静电场结构, 这个过程孤立子被叫作后孤立子. 如果激光宽度足够大, 还会形成孤立子云. 这些孤立子云向外扩张并且相互融合, 从而形成了大尺度的后孤立子结构.

由于融合时间开始得非常快, 大约 1—2 ps, 因此实验上观察到的大多是这种演化后的孤立子云<sup>[6-8]</sup>. 对单独的孤立子的照相也有相关实验报道<sup>[9]</sup>.

孤立子的产生对于研究激光能量传输的过程非常重要, 因此有必要进行细致地研究. 电磁孤立子的电磁场结构可以使用带电粒子来诊断. 对等离子体中的电磁场结构的诊断方法主要有电子照相<sup>[10,11]</sup>和质子照相<sup>[6-9]</sup>. 相对于电子束照相来说, 质子束具有独特的布拉格峰能量沉积效应, 可以进行动态过程的照相. 这在实验上也取得了良好的结果. 在我们的研究中, 分析了不同质子参数, 包括质子能量, 源尺寸对后孤立子照相效果的影响. 同时利用 TNSA 质子独特的多幅特性, 给出了时间分辨的孤立子照相结果.

## 2 孤立子模型建立

激光在次稠密等离子体中传输, 会经历一个显著的能量损失. 由于能量损失是绝热的, 能量大部分转移给了红移激光. 如果初始等离子体密度接近临界密度, 激光的频率下移导致激光经历了一个超稠密等离子体, 因此被俘获在等离子体腔中, 形成电磁孤立子. 孤立子的演化可以分为两个阶段. 第

\* 国家自然科学基金(批准号: 11174259, 10975121)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: YQGu@caep.ac.cn

一阶段,即电子时间尺度,腔的半径在电子无碰撞趋肤深度尺度,表现为亚周期的电磁孤立子.在这段时间里,有质动力驱动被俘获的电磁波排开电子,导致内部只剩下正电荷核.此阶段的孤立子呈现方位角分布的非各项同性特性.第二阶段,即离子时间尺度,留在腔内的离子发生库仑爆炸,从而使得腔沿径向扩张,从而使得孤立子的特性被损失掉,这种孤立子的后期演化叫做后孤立子.这种后孤立子呈现对称结构.

对于这种后孤立子的演化有两种结构模型.当静电势  $\Phi$  远大于被俘获的电磁波矢势  $A$  时,电势分布主要集中的孤立子壁上,这与雪崩模型一致.这种强静电场的孤立子只存在于孤立子的初期.之后孤立子继续向外扩张,静电势减小.分析发现静电势  $\Phi \propto 1/R^2$ ,而  $A \propto 1/R$ ,因此随着孤立子的膨胀,静电势衰减更快.当静电势  $\Phi$  远小于被俘获的电磁波矢势  $A$  时,电势将呈现出正单极分布,从而形成偶极场分布,并且孤立子壁比雪崩模型给出的宽得多.两种情况下的孤立子静电场分布如图 1 所示.

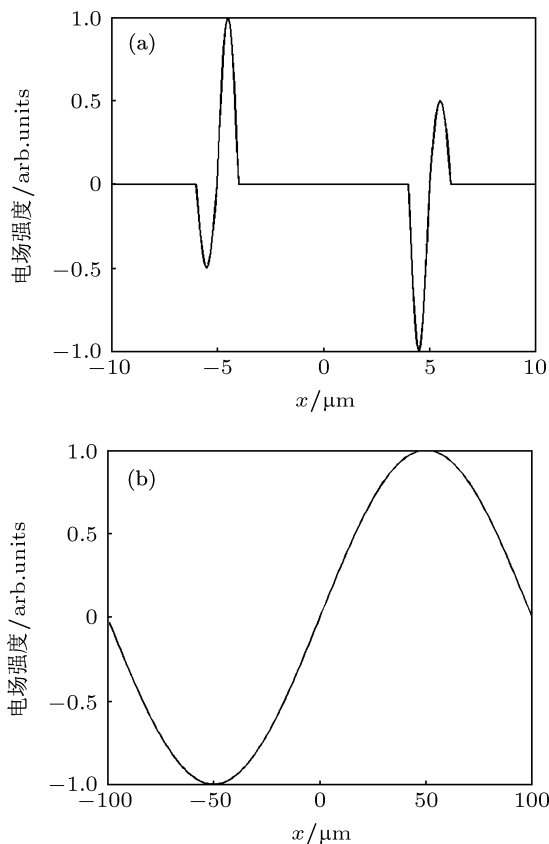


图 1 后孤立子的两个演化阶段前期和后期的电场分布 (a) 前期; (b) 后期

在实验中,观察的主要是后期后孤立子的演化过程,从实验结果得到的质子剂量分布图可以看出

孤立子区域的质子被排开<sup>[7,9]</sup>,从而可以推断探测质子束在穿过孤立子的过程中,受到了向外的电场力.因此,在我们下面的模拟计算中,采用图 1(b) 所示孤立子模型.

### 3 模拟程序

本文使用通用的蒙特卡罗程序 Geant4 进行质子照相模拟.该程序是欧洲粒子物理研究所 (CERN) 开发的一个粒子输运和粒子与物质相互作用的通用计算程序.该程序基于 C++ 编程,相对于他们开发的另一款蒙特卡罗程序 FLUKA,具有更大的灵活性.同时该程序还可以模拟粒子在电磁场中的运动,适合我们模拟质子束对孤立子的照相.

### 4 质子束参数对孤立子照相效果的影响

激光加速产生的质子束具有大发散角,小尺寸,高通量以及连续谱等特点.质子束的大发散角特性满足质子束覆盖整个孤立子区域.在下面模拟中,主要考虑了质子源尺寸,质子能量对孤立子照相效果的影响.质子束的连续谱特性满足对孤立子的动态诊断,这将在下一章介绍.

首先,研究不同能量质子束对孤立子的照相.先不考虑质子束斑的影响,假定质子束为点源.分析了能量分别为 3 MeV, 4 MeV, 5 MeV 的质子束对图 1(b) 所示电场的孤立子的照相.模拟计算中,源到孤立子的距离为 3 mm,源到探测器距离为 3 cm,孤立子静电场峰值强度  $E = 4 \times 10^8$  V/m,为文献 [7] 中给出模拟参数.模拟得到探测器上质子的二维通量分布如图 2 所示.

从图中的模拟结果可以看到,能量越低的质子越容易被偏转.根据电场的分布情况,质子在穿过孤立子结构时会受到向外的排斥力.质子能量越低,向外偏转越厉害,从而中心区域的粒子束越少.在孤立子外部不存在电磁场的作用,因此被孤立子电场偏转的质子会集中在孤立子壁上.质子能量越低,集中度越高,从而形成较尖锐的边缘.

由于质子束的产生受到激光光斑大小以及激光与靶相互作用过程的影响,质子束斑具有的大小.因此需要分析束斑尺寸对孤立子的照相影响.使用 4 MeV 的质子束对孤立子进行照相模拟.分别计算点源质子、10 μm 半径质子源和 20 μm 半

径质子源对孤立子的照相, 得到如图 3 所示质子分布图.

从图可以看出, 质子束斑半径为  $10\ \mu\text{m}$  时的照相结果与点源质子照相结果差不多. 当质子束斑半径为  $20\ \mu\text{m}$  时, 照相边界图像展宽. 实际上激光加速质子束尺寸要小于  $20\ \mu\text{m}$  直径. 因此源尺寸对孤立子的影响可以忽略不计.

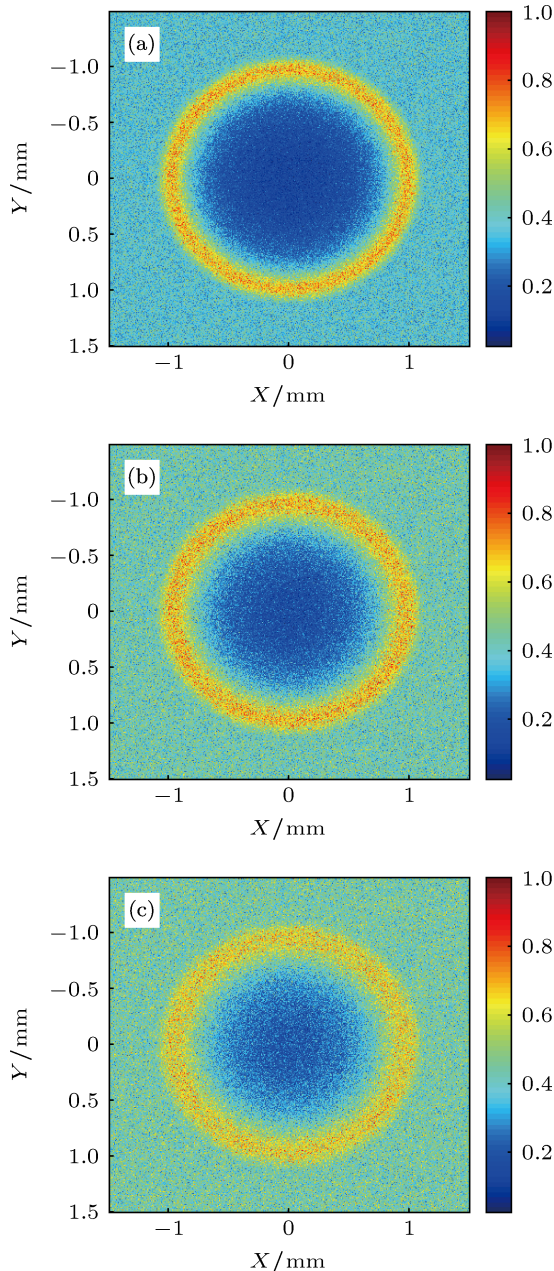


图 2 不同能量质子对孤立子照相的通量图 (a), (b), (c) 分别是质子能量为 3 MeV, 4 MeV, 5 MeV 时的图像

## 5 质子分幅照相机对孤立子的照相

在目前激光与靶参数条件下, 激光与固体靶

相互作用产生的质子束的主要方式是靶背鞘层 (TNSA) 加速机理, 得到的质子束能谱呈指数分布. 我们在文献 [12] 把这样的质子束叫做啁啾质子. 考虑到探测器对不同能量质子的阻止本领不一样, 可以使用叠放的多层 RCF 来对不同能量的质子进行探测. 由于不同能量质子到达探测区域时间不同, 因此可以通过质子能量的分辨来实现对探测区域的时间分辨. 这种方式类似于光学中分幅相机的作用. 因此我们把它叫做质子分幅照相机.

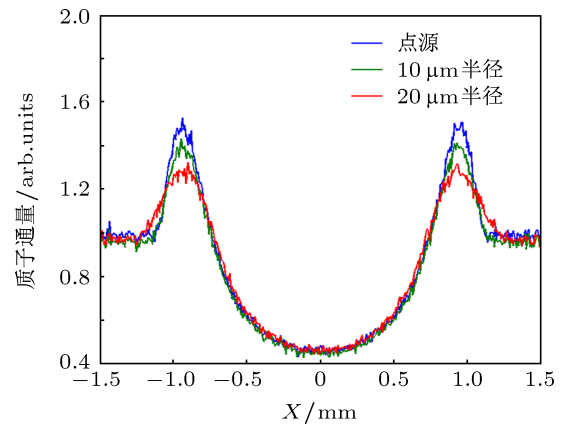


图 3 不同束斑半径情况下, 4 MeV 点源质子束穿过孤立子后在探测器上沿 X 方向扫描的通量剖面图

对于质子分幅照相的时间分辨率, 在文献 [13] 中有详细描述. 影响质子分幅照相时间分辨率的因素包括质子束脉宽  $\delta t_p$ 、质子穿过探测区域的渡越时间  $\delta t_t$  以及单层 RCF 沉积能量的能散  $\delta E_p$ . TNSA 加速产生的质子束脉宽为  $\delta t_p \approx 1\ \text{ps}$ . 假设被探测区域纵向尺寸为  $b$ , 质子能量  $E_p$ , 速度  $v_p$ , 质量  $m_p$ . 质子穿过探测区域的渡越时间为  $\delta t_t \approx b/v_p \approx b(m_p/(2E_p))^{1/2}$ . 单层 RCF 上的能散大约为  $\delta E_p \approx 0.5\ \text{MeV}$ , 因此探测的时间不确定性为  $\delta t_{\text{RCF}} \approx l \left( \frac{m_p}{(2E_p)^3} \right)^{1/2} \delta E_p$ . 其中  $l$  为源到探测区域的平均距离.

参考文献 [7] 中实验获得的孤立子结构, 模拟计算了啁啾质子对孤立子的动态照相. 计算中使用 2.9—5.4 MeV 的连续谱质子束, 满足 Maxwell 分布 ( $kT = 3\ \text{MeV}$ ). 根据上面的分辨率公式可以估计质子束对孤立子时间分辨照相的分辨率.  $E_p = 2.9$ —5.4 MeV,  $b = 145$ —90  $\mu\text{m}$ ,  $l = 3\ \text{mm}$ , 代入前面的分辨率公式, 得到  $\delta t_t \approx 2.8$ —6.1 ps,  $\delta t_{\text{RCF}} \approx 4.3$ —11.0 ps. 其中能量越高, 分辨率也越高. 由于前期后孤立子演化只有几个 ps, 很难分辨. 于是只能诊断后期后孤立子演化, 也就是图 1(b) 所示结构.

为了阻止低能质子的影响, 在 RCF 前放置  $30\ \mu\text{m}$  的铜滤片. 这样使得  $2.9\ \text{MeV}$  质子布拉格峰在第一层 RCF 灵敏层上,  $4.4\ \text{MeV}$  质子布拉格峰在第二层 RCF 灵敏层上,  $5.4\ \text{MeV}$  布拉格峰在第三层 RCF 灵敏层上. 假设  $5.4\ \text{MeV}$  能量对于孤立子演化  $5\ \text{ps}$  时, 则  $4.4\ \text{MeV}$  能量对应  $15\ \text{ps}$  时,  $2.9\ \text{MeV}$  质子对应于  $37\ \text{ps}$ . 模拟得到了三个时刻的孤立子的像, 如图 4 所示.

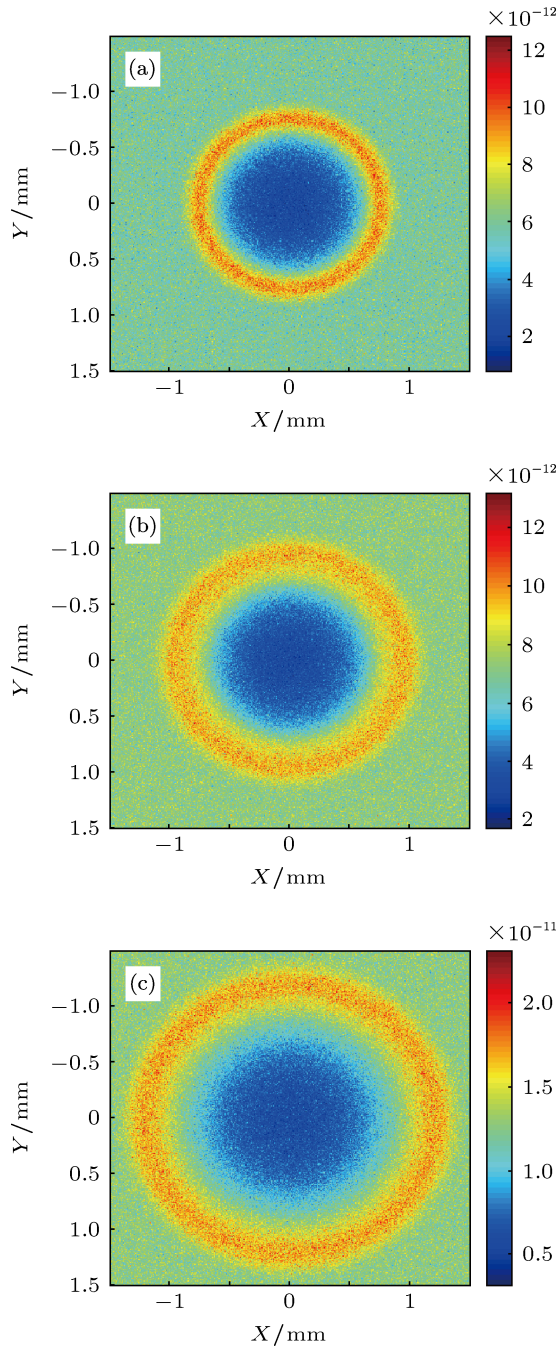


图 4 模拟得到的质子分幅照相效果 ((a), (b), (c) 分别为第三层, 第二层和第一层 RCF 上的剂量)

由于高能质子会损失部分能量在前几层 RCF

上, 从而对图像造成模糊. 为了估计这种模糊的影响大小, 我们还给出了不考虑高能质子在前面几层 RCF 上沉积能量时, 各层 RCF 上的质子成像效果, 如图 5 所示. 比较图 4 和图 5, 可以发现, 高能质子只是造成图像的内部模糊, 而且激光产生高能质子的麦克斯维分布特性, 高能质子数量要小于低能质子, 这样高能质子贡献的剂量要远小于低能质子, 也就是说图像的主要信息还是由沉积能量最多的

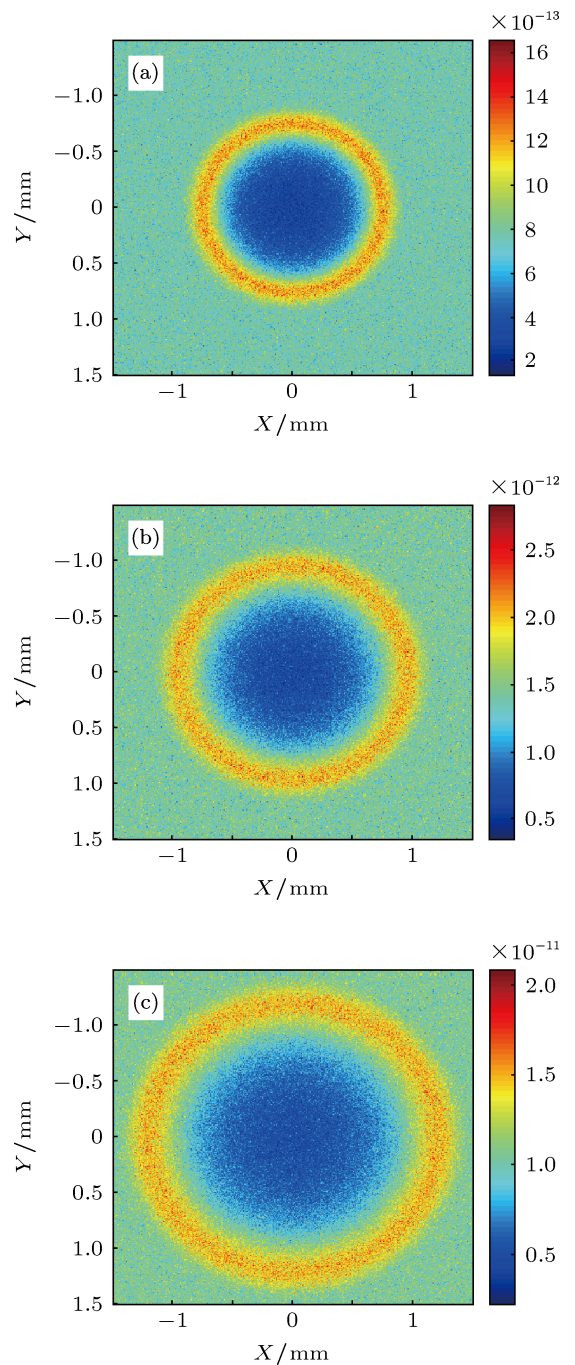


图 5 假设没有高能质子造成的图像模糊, 得到的质子分幅照相效果 ((a), (b), (c) 分别为第三层, 第二层和第一层 RCF 上的剂量)

质子能量决定, 另外, 从两图的比较还可以发现, 不管考虑还是不考虑高能质子造成的图像模糊, 成像得到的孤立子图像的外径都是一样的, 这样就可以通过比较不同层 RCF 上的图像大小推断出孤立子的演化速度来. 根据给出的孤立子及质子束参数, 得到孤立子演化速度大约为  $2.5 \times 10^6$  m/s.

## 6 结论

本文使用 Geant4 蒙特卡罗程序模拟研究了质

子束对后孤立子的照相. 模拟分析了质子源能量对孤立子照相效果的影响. 较低能量的质子可以有更大的偏转, 使得中心被偏转出来的质子集中到边沿, 形成较尖锐的边界. 比较不同的源尺寸情况下质子照相效果, 发现质子源尺寸对这种大尺度后孤立子的照相影响不大. 利用激光加速质子束本身的时间能谱特性, 模拟了啁啾质子对孤立子演化的动态过程的时间分辨成像, 给出了该方法所能得到的时间分辨率. 并通过模拟的得到的图像, 反推出孤立子的演化速度.

- 
- [1] Bulanov S V, Esirkepov T Zh, Naumova N M, Pegoraro F, Vshivkov V A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440
- [2] 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
- [3] Farina D, Bulanov S V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5289
- [4] Esirkepov T, Nishihara K, Bulanov S V, Pegoraro F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 275002
- [5] Sheng Z M, Zhang J, Yu W 2003 *Acta. Phys. Sin.* **52** 125 (in Chinese) [盛政明, 张杰, 余玮 2003 物理学报 **52** 125]
- [6] Borghesi M, Bulanov S, Campbell D H, Clarke R J, Esirkepov T Zh, 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
- [7] Sarri G, Kar S, Romagnani L, Bulanov S V, Cecchetti C A, Galimberti M, Gizzi L A, Heathcote R, Jung R, Kourakis I, Osterholz J, Schiavi A, Willi O, Borghesi M 2011 *Phys. Plasmas* **18** 080704
- [8] Zhu B, Gu Y Q, Wang Y X, Liu H J, Wu Y C, Wang L, Wang J, Wen X L, Jiao C Y, Teng J, He Y L 2009 *Acta. Phys. Sin.* **58** 1100 (in Chinese) [朱斌, 谷渝秋, 王玉晓, 刘红杰, 吴玉迟, 王磊, 王剑, 温贤伦, 焦春晖, 滕建, 何颖玲 2009 物理学报 **58** 1100]
- [9] Sarri G, Singh D K, Davies J R, Fiuza F, Lancaster K L, Clark E L, Hassan S, Jiang J, Kageiwa N, Lopes N, Rehman A, Russo C, Scott R H H, Tanimoto T, Najmudin Z, Tanaka K A, Tatarakis M, Borghesi M, Norreys P A 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 175007
- [10] Zhu P F, Zhang Z C, Chen L, Zheng J, Li R Z, Wang W M, Li J J, Wang X, Cao J M, Qian D, Sheng Z M, Zhang J 2010 *Appl. Phys. Lett.* **97** 211501
- [11] Zhu P F, Zhang Z C, Chen L, Li R Z, Li J J, Wang X, Cao J M, Sheng Z M, Zhang J 2010 *Rev. Sci. Instrum.* **81** 103505
- [12] Teng J, Zhao Z Q, Zhu B, Hong W, Cao L F, Zhou W M, Shan L Q, Gu Y Q 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 035203
- [13] Sarri G, Cecchetti C A, Romagnani L, Brown C M, Hoarty D J, James S, Morton J, Dieckmann M E, Jung R, Willi O, Bulanov S V, Pegoraro F, Borghesi M 2010 *New Journal of Physics* **12** 045006

# Simulation of electromagnetic soliton radiography under laser-produced proton beam\*

Teng Jian Zhu Bin Wang Jian Hong Wei Yan Yong-Hong  
Zhao Zong-Qing Cao Lei-Feng Gu Yu-Qiu<sup>†</sup>

(*Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 4 January 2013; revised manuscript received 25 January 2013)

## Abstract

During propagating through an underdense plasma, a laser will experience significant energy loss and will be trapped in the plasma as the frequency undergoing a redshift. Thus the electromagnetic (EM) soliton is formed. EM field distribution at different stage is constructed for the soliton in terms of primary theory and particle in cell (PIC) simulation. Radiography of solitons produced by laser accelerated MeV protons is investigated using Monte Carlo methods. The influencing fact or such as proton energy and source size is analyzed. Time-resolved radiography of the soliton is also carried out as the protons accelerated by the target normal sheath acceleration (TNSA) mechanism have a wide energy spectrum. Results validate the static electric field model of the soliton, and provide the basis for the future experiments.

**Keywords:** ultra-short Laser, proton radiography, soliton, Monte Carlo method

**PACS:** 41.85.Ja, 87.10.Rt, 87.59.B–

**DOI:** 10.7498/aps.62.114103

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11174259, 10975121).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: YQGu@caep.ac.cn