

高密度平面靶等离子体中激光驱动冲击波 加速离子的能谱展宽*

令维军¹⁾²⁾ 董全力^{2)†} 张蕾²⁾ 张少刚¹⁾ 董忠¹⁾ 魏凯斌¹⁾ 王首钧²⁾
何民卿²⁾ 盛政明²⁾³⁾ 张杰²⁾³⁾

1) (天水师范学院物理系, 天水 741000)

2) (中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100190)

3) (上海交通大学物理系, 上海 200240)

(2010年5月10日收到; 2010年9月24日收到修改稿)

本文对超短超强激光脉冲辐照高密度等离子体产生的静电冲击波加速离子的能谱展宽机理进行了数值研究. 着重讨论了三种冲击波加速离子的能谱展宽机理: 能量沉积到离子中使得冲击波前沿不断减速, 被加速离子与背景粒子的碰撞, 以及高能离子到达靶背面时受到鞘层场进一步加速. 还研究了驱动激光脉冲宽度对冲击波加速离子能谱宽度的影响.

关键词: 激光等离子体, 冲击波加速, 能谱展宽

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.65.Rr

1. 引言

研究表明, 高强度激光脉冲产生的静电冲击波能够加速位于等离子体内部的离子. 双流等离子体碰撞和强激光等离子体相互作用中无碰撞静电冲击波 (CESs) 的产生和对离子的加速作用在理论和实验上都得到了广泛研究^[1-6]. PIC 模拟发现, 当靶厚度低于某一阈值时, 冲击波对离子的加速与靶背面鞘层场加速相比起主导作用; 此阈值由入射激光脉冲强度决定^[2]. 最近利用有限质量球形靶的实验表明, 会聚冲击波加速的平行质子束的能谱呈现为 plateau 形状. 针对对冲击波的形成和传播以及其对离子的加速的研究表明, 这种 plateau 形状的能谱由两种机理所导致: 冲击波前沿的能量损耗, 和冲击波加速离子到达靶背面处受到鞘层场的加速作用^[3,4]. 任何利用激光驱动冲击波产生单能离子束的方案都必须考虑到上述两种过程. 另外, 被冲击波加速的离子与背景粒子的碰撞也将降低高能离

子的单能性, 并使得其角分布变宽.

2. 静电冲击波能量损耗导致的波前速度降低以及被加速离子能谱展宽

由于在加速过程中冲击波前沿要将能量损失给离子, 冲击波前沿的速度将会随着波传播而不断减小. 因此当冲击波传播一段距离后, 离子能谱将被加宽. 我们预期, 利用靶中心部分为较重离子组成的超薄层结构的三明治靶, 能够产生单能的重离子束^[4]. 这种用于靶中间区域的重离子薄层来选择单一冲击波速度的方案试图避免由冲击波速度减小导致的离子能谱加宽. 重离子层的位置能用来选择不同的冲击波速度. 然而, 重离子束的能量范围仍由中间层厚度所决定. 图 1(a) 和 (b) 显示了不同中心层厚度的三明治靶中相空间重离子分布的时间演化. 两种情形下, 电子密度设为 $n_e = 20n_c$, 左右两边的轻离子 (氦) 层的离子密度设为 $n_{iL} = n_{iR} = 20n_c$, 重离子 (碳) 密度为 $5n_c$ 且电荷数为 4^+ . 对

* 国家自然科学基金 (批准号: 60878020, 10774184, 11074297), 中国科学院创新项目 (批准号: KJCX2-YW-T01), 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2007CB815101) 和天水师范学院青蓝工程项目资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: qldong@aphy.iphys.ac.cn; wjling@mail.tsnc.edu.cn

中心部分为较薄的重离子层 $l_{i2} = 0.125\lambda_0$, 左右两边轻离子层的厚度分别设为 $l_{i1L} = 0.625\lambda_0$ 和 $l_{i1R} = 1.75\lambda_0$. 在第二种情形下, $l_{i1L} = 0.625\lambda_0$, $l_{i1R} = 1.625\lambda_0$ 和 $l_{i2} = 0.25\lambda_0$. 图 1(a) 和 (b) 中的粗线表示轻离子和重离子层的位置. 当重离子层厚度为 $l_{i2} = 0.125\lambda_0$ 时, 冲击波在 $t = 130\tau_0$ 处产生中断, 而对于中心层为 $l_{i2} = 0.25\lambda_0$ 中断时间为 $t = 175\tau_0$. 这里 λ_0 和 τ_0 分别是波形为 $\sin^2(t)$ 脉宽为 $80\tau_0$ 的激光脉冲的波长和周期. 当冲击波在较厚的重离子层中传播时, 明显表现出冲击波速度减小的现象, 而对于较薄的重离子层, 这种现象不明显. 从这个观点来看, 三明治靶可用来选择单一冲击波速度的特性似乎与预期部分相符. 然而, 这并不能保证单能离子束的产生, 因为当冲击波穿过重离子层后, 冲击波加速离子束由于离子间的库伦排斥开始逐渐散开, 如重离子相空间图 1(a) 和 (b) 所示. 这个过程

导致了离子束膨胀. 当离子束到达鞘层场随时间空间变化的靶背面时, 空间上的扩展会降低离子束的单能性. 这一现象在第 3 部分中有讨论.

模拟中的另一个重要现象为并不是所有经历冲击波前沿的重离子都能被加速. 陈民和与何民卿在他们的模拟研究^[3,4]中指出, 冲击波不能在其传播路径中俘获所有离子. 这导致了冲击波加速离子谱出现低能量尾部. 为了推动中心重离子层中的所有离子, 激光脉冲必须传播到离子层的末端. 当然, 这种离子加速应该归因于激光前沿而不是冲击波. 激光脉冲宽度影响在第 4 部分讨论.

图 1(c) 给出了三明治靶靶内轻重两种离子纵向动量空间分布随时间的变化. 在冲击波穿过中间高质量离子层后, 继续加速质量较小的离子. 而且, 可以看出, 两种质量的离子, 其被冲击波加速的特征基本一样. 这一点, 在何民卿的文章^[4]中已经有

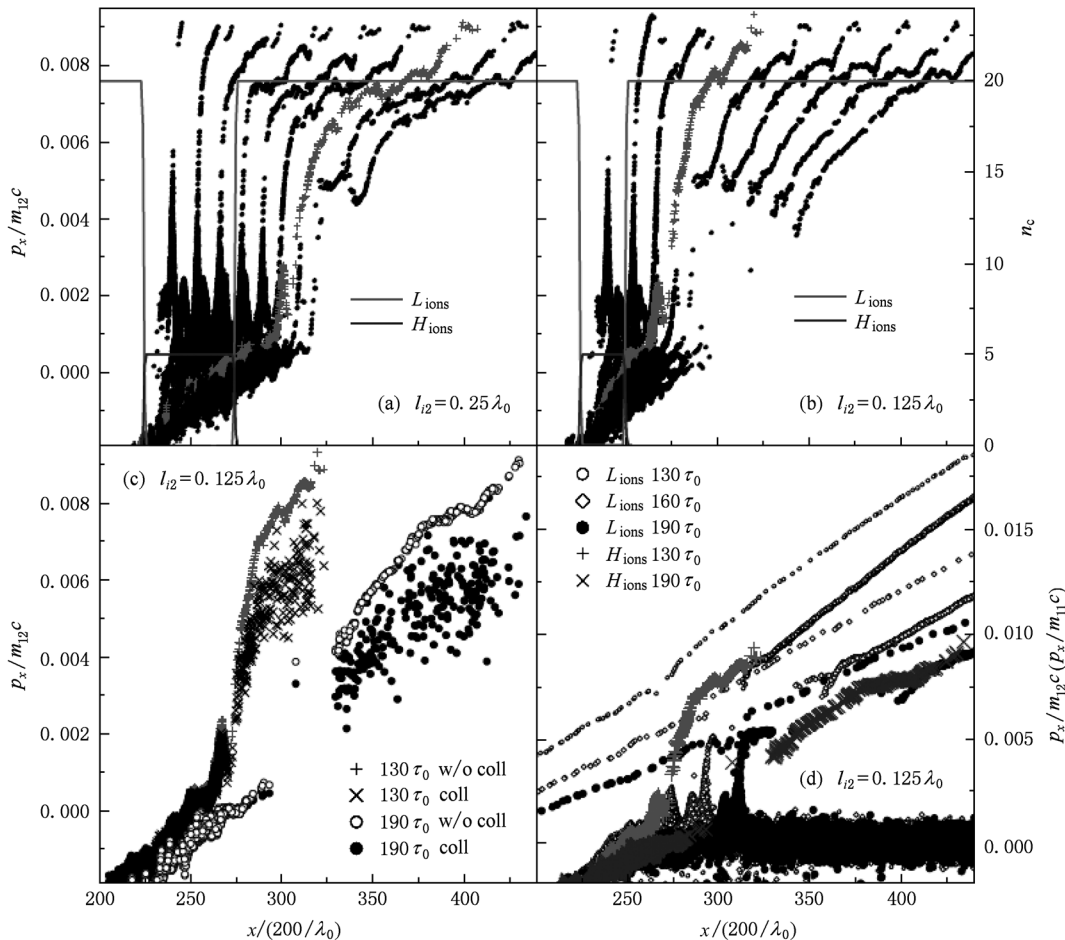


图 1 不同中心重离子层厚度的三明治靶中相空间重离子分布的时间演化. 时间为 $t = 80\tau_0$ 到 $t = 205\tau_0$, 步长为 $15\tau_0$. (a) $n_{i1L} = n_{i1R} = 5n_{i2} = 20n_c$, $l_{i1L} = 0.625\lambda_0$ 和 $l_{i1R} = 1.75\lambda_0$, $\alpha = 5$, $T = 80\tau_0$; (b) $l_{i1L} = 0.625\lambda_0$, $l_{i1R} = 1.625\lambda_0$ 和 $l_{i2} = 0.25\lambda_0$, 其余参数和 (a) 中相同; (c) 给出的是两种离子的相空间随时间的变化; (d) 给出的是中间薄层离子在考虑与不考虑离子间碰撞的情形下的相空间随时间的变化

详细的论述. 图 1(d) 给出的是中间层离子在考虑与不考虑大质量离子与外面两层小质量离子之间的碰撞情形下的纵向动量空间分布随时间的变化. 可以看出, 考虑碰撞时, 随着模拟时间的增加, 被冲击波加速的高能离子的谱宽也在增加. 其单能性被进一步削弱.

3. 靶背面鞘层场对离子的进一步加速

研究表明, 冲击波加速的离子能够在靶背面膨胀等离子体形成的鞘层场中被进一步加速^[2]. 图 2(a) 中的实线表示被加速的测试离子经历的纵向电场的时演化. 在 $60\tau_0$ 之后电场增大部分即为靶背面鞘层场. 图 2(a) 中虚线为加速离子的纵向动量^[3]. 很明显离子在 $25\tau_0$ 和 $45\tau_0$ 之间被加速, 在这之后, 离子以近似不变的速度在等离子体未微扰区域中传播, 最后到达靶背面进一步加速. 图 2(b) 显示了模拟三明治靶中冲击波加速重离子能谱的时间演化. 在 $130\tau_0$ 时冲击波穿过重离子层之后, 离子

能谱在 0.26 MeV 附近出现宽度很窄的峰值. 在等离子体中传播很长时间后, 之前被加速那部分重离子束在 $310\tau_0$ 时到达靶背面, 被鞘层场继续加速到更高能量, 如图所示峰值位置移到 0.3 MeV. 能谱宽度也如预期的增大. 相反地, 重离子束中能量相对较低的那部分离子仍然保持较低的速度. 在 $400\tau_0$ 时情况发生变化, 当较低能量的离子也到达靶背面得到加速从而形成 0.16 MeV 处的第二个能谱峰值. 两个峰在随后的 $450\tau_0$ 和 $500\tau_0$ 处都产生展宽, 这一现象出现在激光脉冲结束后 $400\tau_0$ 时. 冲击波之后靶背面鞘层场的进一步加速是不可避免的. Silva 等人指出冲击波加速离子能谱会演化为 plateau 形状, Henig 等人的实验证明了这一点. 当考虑碰撞的时候, 高能离子的谱展宽更大. 图 2(b) 中也给出了考虑离子之间碰撞的情形下, $130\tau_0$ 时刻冲击波加速离子的谱展宽情况. 另外, 由于碰撞, 高能离子的角分布更宽, 准直性变差. 图 2(c) 给出的是 $190\tau_0$ 时, 离子之间的碰撞对高能离子角分布的影响. 图中零度是激光入射方向.

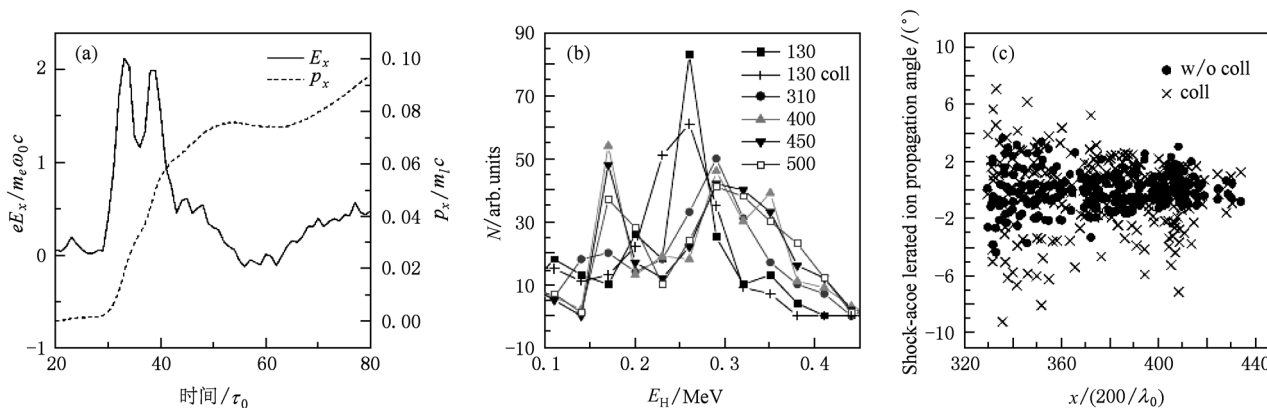


图2 被加速测试离子经历的纵向电场的时演化((a)中实线). 虚线为加速离子的纵向动量^[3]. (b)重离子能谱的时间演化. 重离子在结束冲击波加速过程之后被靶背面鞘层场进一步加速使得能谱展宽; 离子之间的碰撞对高能离子能谱宽度影响也很大. (c) $190\tau_0$ 时, 离子之间的碰撞对冲击波加速离子的角分布影响. 零度为激光方向

4. 驱动激光脉冲宽度对高能离子能谱的影响

在脉冲宽度内, 激光不断将等离子体加热到更高温度, 这决定了冲击波速度和激光脉冲在等离子体中传播深度. 如上面所述, 为了向前推动三明治靶中的中心重离子层, 激光脉冲必须足够长或者等离子体密度足够低这样强激光脉冲才能穿过等离

子体到达离子层的末端. 我们利用相同的靶结构来研究脉冲宽度对三明治靶中心层重离子加速的影响. 图 3(a) 和 (b) 给出了当脉冲宽度分别为 $130\tau_0$ 和 $180\tau_0$ 的不同时刻的重离子相空间分布. 图 3 可以和激光脉冲为 $80\tau_0$ 时的重离子相空间分布图 1(b) 相比较. 对于长激光脉冲情形, 整个重离子层在 $115\tau_0$ 时向前推动. 然而由于轻离子层被激光脉冲部分加速的影响, 重离子能量扩展度随着整个离子层向平板等离子体内传播逐渐变差.

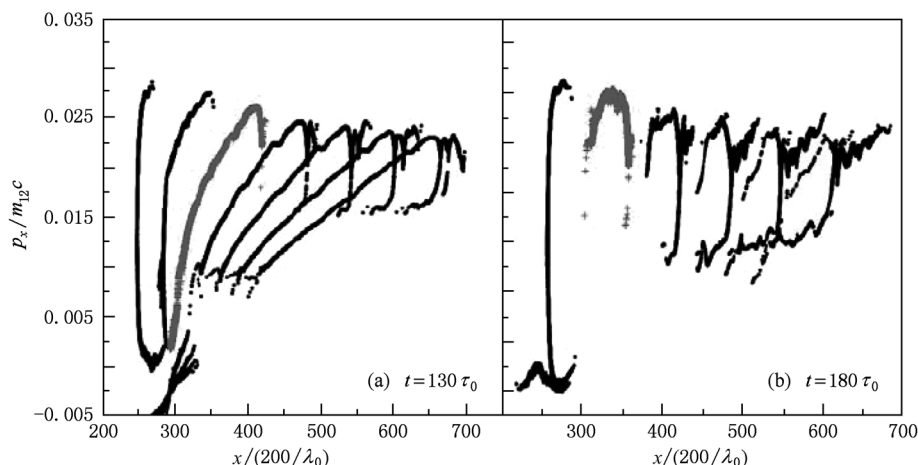


图3 三明治靶中重离子相空间分布的时间演化. 使用了不同的激光脉冲宽度, (a) $t = 130\tau_0$ 和 (b) $t = 180\tau_0$. 其余参数和图1(b)相同

5. 结 论

我们研究了两种激光驱动冲击波加速离子的离子能谱展宽机制. 通过采用重离子组成中心薄层的三明治靶, 选择单一冲击波速度从而能够部分避免由于冲击波前沿向被加速离子中沉积能量导致

的高能离子能谱的展宽. 然而在实验中离子束散开效应, 离子之间的碰撞效应, 以及发生在冲击波加速过程之后的靶后鞘层场对离子的进一步加速将会不可避免的降低离子束的单能性. 只分析初期冲击波加速过程中的特性可能会产生错误的结论. 即使用长脉冲强激光传播至三明治靶中心重离子薄层末端, 获得单能离子束也并不容易.

- [1] Denavit J 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 3052
- [2] Silva L O, Marti M, Davies J R *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 015002
- [3] He Q M, Dong Q L, Sheng Z M *et al* 2007 *Phys. Rev. E* **76** 035402(R)
- [4] Chen M, Sheng Z-M, Dong Q L *et al* 2007 *Phys. Plasmas* **14** 113106
- [5] Henig A, Kiefer D, Geissler M *et al* 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 095002
- [6] Wei m s *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **93** 155003

Laser driven shock accelerated ion energy spectrum broadening mechanisms in over-dense plasmas^{*}

Ling Wei-Jun¹⁾²⁾ Dong Quan-Li^{2)†} Zhang Lei²⁾ Zhang Shao-Gang¹⁾ Dong Zhong¹⁾ Wei Kai-Bin¹⁾
Wang Shou-Jun²⁾ He Min-Qing²⁾ Sheng Zheng-Ming²⁾³⁾ Zhang Jie²⁾³⁾

1) (*Department of physics, Tianshui Normal College, Tianshui 741000, China*)

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

3) (*Department of Physics, Shanghai Jiaotong University, Shanghai 200240, China*)

(Received 10 May 2010; revised manuscript received 24 September 2010)

Abstract

The broadening mechanisms are investigated for the energy spectrum of ions accelerated by electrostatic shocks in overdense plasmas irradiated by intense ultra-short laser pulses. It is found that the width of the shock-accelerated ion spectrum could be ineluctably broadened by three mechanisms, which are the continuously decreasing speed of the shock front due to the energy dissipation into ions, the collisions between the particles, and the further acceleration by the sheath field at the rear of target where when energetic ions arrive. Other effects, such as effect of driving laser pulse duration, are also studied.

Keywords: laser-plasma, shock acceleration, spectrum broadening

PACS: 52.38.Kd, 41.75.Jv, 52.65.Rr

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60878020, 10774184, 11074297), the CAS project (Grant No. KJCX2-YW-T01), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB815101), and Qing Lan' Talent Engineering Funds by Tianshui Normal University.

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