

# 鞘场加速机理中质子束的特性与其初始尺寸的关系\*

余金清<sup>1)2)</sup> 周维民<sup>2)</sup> 金晓林<sup>1)</sup> 李斌<sup>1)</sup> 赵宗清<sup>2)</sup> 曹磊峰<sup>1)</sup> 董克攻<sup>2)</sup> 刘东晓<sup>2)</sup>  
范伟<sup>2)</sup> 魏来<sup>2)</sup> 闫永宏<sup>2)</sup> 钱凤<sup>2)</sup> 杨祖华<sup>2)</sup> 洪伟<sup>2)†</sup> 谷渝秋<sup>2)‡</sup>

1) (电子科技大学大功率微波电真空器件技术国防科技重点实验室, 成都 610054)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2011年12月20日收到; 2012年2月29日收到修改稿)

为了研究激光鞘场中质子层的尺寸对质子束特性的影响, 本文应用中国工程物理研究院激光聚变研究中心的二维 Particle-In-Cell (2D-PIC) 数值模拟程序 Flips2D 进行了相关数值模拟研究. 研究了质子束总能量随时间的变化, 得出了加速持续过程与激光脉冲持续时间关系; 研究了质子层的宽度对加速后质子束发散角和能谱的影响; 研究了质子层的厚与加速后质子束发散角和能谱的关系; 得出了质子层的初始尺寸对加速后质子特性的影响规律.

**关键词:** 鞘场加速, Particle-In-Cell, 质子层的尺寸, 质子束的特性

**PACS:** 52.65.-y, 52.27.Ny, 41.75.-i, 52.38.-r

## 1 引言

在相对论等离子体物理中, 超强激光与稠密物质或者固体物质相互作用受到了广泛的重视, 并且进行了大量的研究<sup>[1-5]</sup>, 这是由于激光与物质相互作用的潜在的应用. 诸如在以下领域: 高能粒子束的产生<sup>[6-8]</sup>, 高能密度物理的诊断<sup>[9-12]</sup>, 癌症的治疗<sup>[13]</sup>, 以及惯性约束聚变中的快点火<sup>[14]</sup>, 超强激光脉冲照射到固体靶上时, 在激光与物质界面处会产生超热电子, 所产生的超热电子向靶内输运, 当超热电子穿过靶背时, 在靶背的等离子体-真空界面处会形成一个非常强的且垂直于靶背方向的电荷分离场, 这个电荷分离场会使得位于其中的质子受到力的作用, 将质子加速到非常高的能量, 这就是著名的鞘场加速机理 (target normal sheath acceleration, TNSA)<sup>[15]</sup>. 鞘场加速机理是质子加速中的非常重要的机理之一, 通过鞘场加速可以获得高质量的质子束.

在过去的十几年内, 大量的数值模拟研究

工作都集中在设计新的构型以获得高质量的质子束<sup>[16-18]</sup> 以及通过一些方式提高质子束的能量<sup>[19]</sup>, 很少有学者从鞘场加速的本质出发, 对鞘场加速机理进行更为细致的研究, 特别是基底靶参数以及质子层自身参数对加速以后的质子束特性的影响, 到目前为止只报道了激光强度、激光脉冲的持续时间以及基底靶的尺寸对质子束特性的影响<sup>[20]</sup>. 为了更细致的理解鞘场加速机理, 找出质子束特性的影响规律, 本文应用中国工程物理研究院激光聚变研究中心的二维 PIC (Flips2D) 程序研究了质子层的尺寸对加速以后质子束的影响, 该程序已经成功的应用于激光-等离子体相互作用的研究中<sup>[21,22]</sup>.

## 2 模型以及数值模拟条件

使用的模拟窗口大小是  $X_L \times Y_L = 50\lambda_0 \times 50\lambda_0$ , 模拟时间是 250 个激光周期 (约 830 fs), 网格大小取为  $\Delta X = \Delta Y = 0.03\lambda_0$ , 时间步长

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10905009, 11174259, 11175165, 10975121), 高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 200806141034), 重点实验室基金 (批准号: 9140c6802031003) 和中央高校基本研究基金 (批准号: ZYGX2010J052) 资助的课题.

† E-mail: yqgu@caep.ac.cn

‡ E-mail: jminhong@126.com

为  $0.0125\tau$ , 其中  $\tau$  和  $\lambda_0 = 1.06 \mu\text{m}$  分别是激光周期和激光波长. 激光脉冲采用  $y$  方向高斯分布的  $p$ -极化激光, 焦斑大小 (半高全宽) 为  $6\lambda_0$ , 在  $x$  方向脉冲的结构采用上升沿 ( $5\tau$ ) + 平台 ( $30\tau$ ) + 下降沿 ( $5\tau$ ) 的形状. 激光脉冲在  $0$  时刻从窗口的左侧入射, 归一化强度为  $a_0 = 5.0$ . 等离子体的电子和离子的初始温度均设定为  $1 \text{ keV}$ . 图 1 所示是模拟中使用的高  $Z$  平面靶等离子体, 其厚度为  $1.0\lambda_0$  以及宽度为  $10.0\lambda_0$ , 氢等离子体层粘贴在高  $Z$  平面靶的背部. 高  $Z$  平面靶是密度为  $50n_c$  的等离子体, 这里的  $n_c$  是临界密度, 临界密度与激光脉冲的频率有关  $n_c = m_e\omega_0^2/4\pi e^2$ ; 氢等离子体的密度为  $n_c$ . 质子层的横向中心位于  $Y = 25\lambda_0$  处, 纵向的起始位置是  $X = 12\lambda_0$ . 模拟中场采用的是周期性边界条件, 而粒子是吸收边界条件.

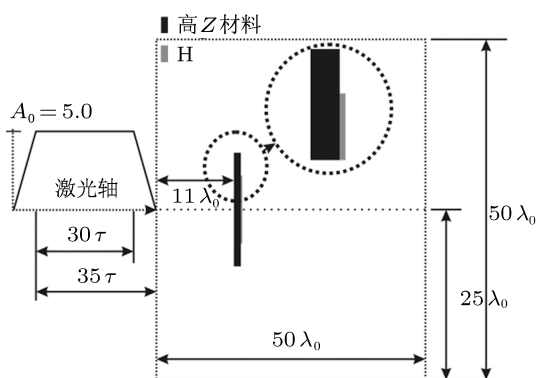


图 1 模拟窗口大小是  $X_L \times Y_L = 50\lambda_0 \times 50\lambda_0$ , 厚度为  $1.0\lambda_0$  以及宽度为  $10.0\lambda_0$  的平面靶距离窗口左边界  $11.0\lambda_0$ , 平面靶的中心位于激光轴上, 在高  $Z$  平面靶的背部粘贴一层氢等离子体. 上升沿 ( $5\tau$ ) + 平台 ( $30\tau$ ) + 下降沿 ( $5\tau$ ) 的形状的激光脉冲从高  $Z$  平面靶的左边界入射

### 3 质子层的宽度对加速后质子束特性的影响

超强激光与等离子体相互作用时, 在激光 - 等离子体界面会由于  $J \times B$  机理产生超热电子, 并且这些超热电子由于受到有质动力机理 [24] 的作用而向靶内输运. 当向靶内输运的超热电子穿过等离子体-真空界面时, 在平面靶的靶背会形成一个非常强的且垂直于靶背的电荷分离场, 这个电荷分离场会将位于其中的质子加速到高能, 在这一部分, 研究了鞘场加速机理中质子层的宽度对加速后质子束特性的影响. 在改变质子层宽度之前先设定质子层的厚度为  $0.2\lambda_0$  以及高度为  $6.0\lambda_0$

(焦斑大小), 以确定本文使用的脉冲结构加速质子的持续时间, 这里模拟的总时间是  $250\tau$ , 其结果如图 2(a) 所示. 该图给出了质子总能量随时间的变化以及质子能量增量随时间的变化, 在  $14.0\tau$  附近时刻质子开始加速, 而在  $13.0\tau$  左右激光传输到平面靶背处 (实际上激光不能穿过平面靶而传输到靶背), 这就表明鞘场的建立时刻要滞后于激光达到靶背的时刻. 从图中可以看出在  $30\tau$  时刻质子总能的增量可以达到最大值, 在  $52\tau$  时刻质子总能的增量是最大增量时候 ( $30\tau$ ) 的  $50\%$ , 取总能量增量的半高宽, 可以得到半高宽的持续时间是  $\Delta t \approx 32\tau$ , 这个时间与激光脉冲的持续时间  $40\tau$  很接近; 在  $120\tau$  时刻质子总能的增量是最大增量时候 ( $30\tau$ ) 的  $10\%$ , 而在  $250\tau$  时刻质子总能的增量只有最大增量的  $1.11\%$ , 此时质子几乎不再被加速, 因此选取  $250\tau$  时刻的模拟结果作为最终的加速结果是合适的. 图 2(b) 给出了质子层的厚度为  $0.2\lambda_0$  以及高度为  $6.0\lambda_0$  (焦斑大小) 情况下, 质子在  $10\tau, 50\tau, 100\tau, 150\tau, 250\tau$  时刻的相空间分布图, 从图中可以看出在  $250\tau$  时刻, 质子还没有到达模拟边界, 本文后面的结果均是  $250\tau$  时刻的模拟结果.

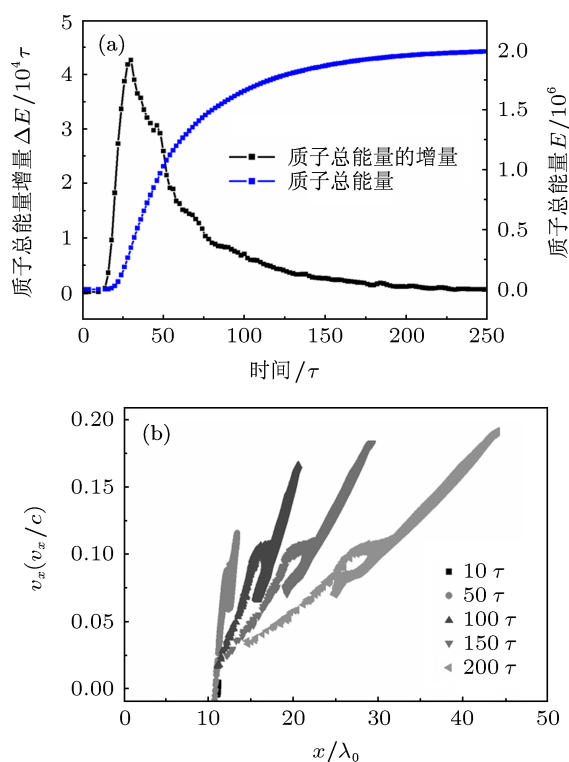


图 2 设定质子层的厚度为  $0.2\lambda_0$  以及高度为  $6.0\lambda_0$  (焦斑大小) (a) 质子总能量和总能量的增量随时间变化的情况, 总的模拟时间是  $250$  个激光周期 ( $0.83\text{ps}$ ); (b) 质子在  $10\tau, 50\tau, 100\tau, 150\tau, 250\tau$  时刻的相空间分布图

为了研究质子层的宽度对加速以后质子束的能谱以及发散角的影响,文章固定平面靶的尺寸,将质子层的厚度设定为  $0.2\lambda_0$ , 改变质子层的宽度,其模拟结果如图 3 和图 4 所示,质子层的宽度对加速以后质子束特性的影响还未见相关报道. 图 3 给出了质子层宽度分别取  $0.1\lambda_0$ ,  $0.5\lambda_0$ ,  $1.2\lambda_0$ ,  $4.0\lambda_0$  和  $8.0\lambda_0$  在  $250\tau$  时刻的质子束能谱,为了方便比较,图中对不同宽度的质子层做了归一化处理,使得图中显示的不同质子层宽度的质子总数相同. 从图中可以看出,当质子层宽度较宽时(大于半个激光焦斑尺寸),大量的质子都不能有效被加速,但此时质子束的能散却很小,宽度为  $8.0\lambda_0$  时能散度只有 8%左右. 而随着质子层宽度的减小,质子束的最低能量值随之升高,同时最高能量随之降低,而分布的峰值(数量最多处的能量值)也随之向高能端移动,其变化趋势如图 3 所示. 由于文中采用的激光脉冲在  $y$  方向采用的高斯分布,由于超热电子的能量和密度与脉冲分布有关,因此当高斯分布脉冲与平面靶相互作用时,超热电子的能量和密度也是中间高边缘低. 鞘场大小满足  $E \propto n_e T_e$ , 当平面靶很薄时,可以忽然超热电子在靶中运输的发散效应,因此鞘场在  $y$  方向的强度也近似高斯分布. 质子层宽度的增大,越外围的质子层感受到的鞘场值越小,因此随着质子层宽度的增大,更多的质子不能被有效加速,这就是当宽度取为  $8.0\lambda_0$  时能谱的峰值只有 3.17 MeV, 而随着宽度的减小峰值逐渐增大.

接下来研究质子层不同宽度情况下质子束的另外一个重要特性——发散角,这里求解发散角  $\Delta\theta_{\text{FWHM}}$  的方法是先求出所有质子的出射角  $\theta = (\tan(v_y/v_x)^{-1} \times 180)/\pi(^{\circ})$ , 然后统计所有

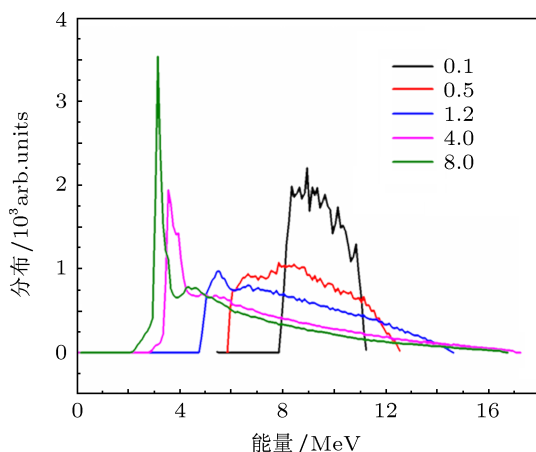


图 3 (彩图) 将质子层的厚度固定为  $0.2\lambda_0$ , 质子层宽度分别取  $0.1\lambda_0$ ,  $0.5\lambda_0$ ,  $1.2\lambda_0$ ,  $4.0\lambda_0$  和  $8.0\lambda_0$  时质子束能谱

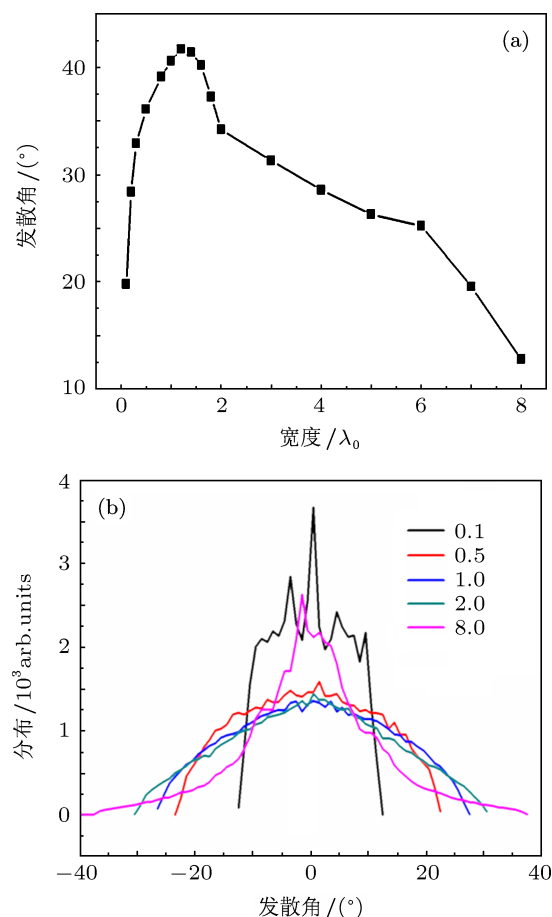


图 4 将质子层的厚度固定为  $0.2\lambda_0$ , (a) 质子束的发散角与质子层的宽度之间的关系; (b) 质子层宽度分别取  $0.1\lambda_0$ ,  $0.5\lambda_0$ ,  $1.0\lambda_0$ ,  $2.0\lambda_0$  和  $8.0\lambda_0$  时质子束出射角分布

质子的出射角得出统计分布. 图 4(a) 给出了不同宽度的质子层被加速以后发散角的变化情况, 从图中可以看出质子层宽度在  $1.2\text{--}8.0\lambda_0$  之间变化时(激光焦斑大小为  $6.0\lambda_0$ ), 质子束发散角随着宽度的减小而增大; 而质子层宽度在  $0.1\text{--}1.2\lambda_0$  之间变化时, 质子束发散角随着宽度的减小而减小. 下面考虑不同宽度时质子束出射角分布, 其结果如图 4(b) 所示, 和上面一样为了方便比较, 图中对不同宽度的质子层做了归一化处理. 从图中可以看出, 随着质子宽度的减小, 出射角大的质子数量会减少, 而出射角为 0 度附近的质子数量则经历从减少到增多的过程, 其结果就使得厚度最大和最小时, 0 度附近的质子数量都非常多. 从上面可以看出, 质子的出射角主要由  $v_x$  和  $v_y$  决定, 而  $v_x$  和  $v_y$  的值主要是由质子在运动过程中所感受到电场  $\Delta E_x$  和  $\Delta E_y$  的大小决定, 鞘电场的分布和质子之间空间电荷效应都会影响电场  $\Delta E_x$  和  $\Delta E_y$  的大小, 这也给发散角的分析带来诸多困难, 当质子层的初始宽度取  $8.0\lambda_0$  时,  $y$  方向离激光轴远的质子对离激光轴近的质子

有排斥作用, 这个力使得大量的质子在位于激光轴附近的位置运动; 随着宽度的减小  $8.0\lambda_0$ — $1.2\lambda_0$ , 空间电荷力对质子  $y$  方向运动的影响逐渐减小, 进而发散角逐渐增大; 而当宽度进一步减小时  $1.2\lambda_0$ — $0.1\lambda_0$ , 质子在运动过程中感受电场  $E_y$  的均匀性逐渐提高, 进而  $\Delta E_y$  的值逐渐减小, 因此发射角也相应的减小, 通过研究质子束斑大小发现, 在  $100\tau$  时刻, 初始宽度为  $1.2\lambda_0$  的质子束斑大小为  $6.6\lambda_0$ ; 而在  $150\tau$  时刻, 初始宽度为  $1.2\lambda_0$  的质子束斑大小为  $12.2\lambda_0$ . 随着初始宽度的增加, 在同一时刻的质子束斑大小也逐渐增大, 这样就有部分质子从横向离开鞘场而不能有效被加速, 并且不能有效加速的质子数量随着宽度的增大而增加, 这个变化可以从图 3 的能谱中看出, 这也是导致图 4(a) 中曲线形状的另外一个重要原因.

#### 4 质子层的厚度对加速后质子束特性的影响

在上一部分研究了质子层的宽度对加速以后质子束特性的影响, 接下来将研究质子层的厚度对质子束能量分布的影响, 这里将质子层的宽度固定为  $6.0\lambda_0$  (激光焦斑大小), 其厚度分别取  $0.03\lambda_0$ ,  $0.06\lambda_0$ ,  $0.08\lambda_0$ ,  $0.15\lambda_0$ ,  $0.3\lambda_0$  和  $0.6\lambda_0$ . 图 5 给出了不同质子层厚度的情况下在  $250\tau$  时刻质子束能谱的分布, 同上面一样为了方便比较, 图中对不同宽度的质子层做了归一化处理. 从图中可以看出, 能量最小值随着厚度的减小而增大, 而能量最大值则随着厚度的减小而减小, 同时分布曲线的峰值向高能端方向移动, 厚度为  $0.15\lambda_0$  左右时, 质子束能散度可以小于 10%. 厚度为  $0.6\lambda_0$  时的质子束能谱与 Schworer 等人<sup>[16]</sup> 的模拟结果变化规律一致, 只是本文采用的平面靶厚度要小于 Schworer 等人模拟中是使用平面靶的厚度. 随着平面靶厚度的减小, 超热电子在平面靶中输运而导致的超热电子发散效应逐渐减小, 因此相对于 Schworer 等人的模拟条件本文采用的平面靶厚度几乎可以忽略发散效应, 那么平面靶靶背鞘场强度分布可以近似认为是高斯分布, 并且强度值会随着平面靶厚度的增加而逐渐降低. 因此在本文采用的厚度情况下, 质子可以更有效地被加速, 因此本文中能谱的峰值稍大于 Schworer 等人的结果. 导致能谱中峰值不同的另外一个原因是质子层的厚度, 从图 5 中可以看出

质子能谱峰值随着质子层厚度逐渐减小而减小, 这是因为质子间相互作用受质子数量的影响, 数量越多 (质子层越厚或者质子的密度越大) 质子间的相互作用越强烈, 相互作用的结果就使得出现图 5 中的结果. 当改变质子层取不同厚度时, Hegelich 等人<sup>[17]</sup> 给出了不同厚度的碳离子被加速以后能谱的一维模拟结果, 由于 Hegelich 等人的结果中质子数量没有做归一化处理、本文加速的是质子层而文献中加速的是碳离子、加速层的厚度不是完全一致等原因导致本文的结果和参看文献中的结果不完全一致, 但是随着厚度的变化其能谱的变化趋势是类似的.

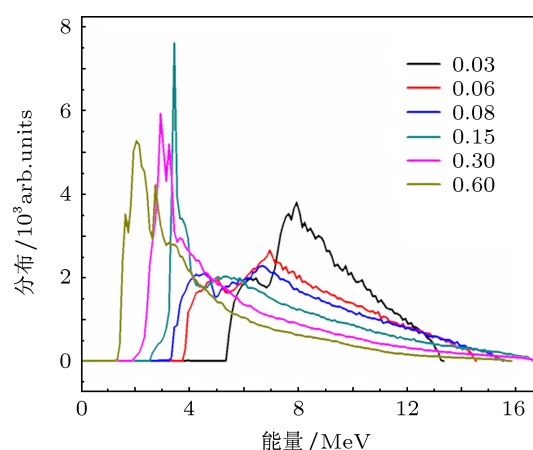


图 5 质子层厚度分别为  $0.03\lambda_0$ ,  $0.06\lambda_0$ ,  $0.08\lambda_0$ ,  $0.15\lambda_0$ ,  $0.3\lambda_0$  和  $0.6\lambda_0$  时质子束能谱

接下来将研究质子层的厚度对质子束发散角的影响, 图 6(a) 给出了不同厚度的质子层被加速以后发散角的变化情况, 从图中可以看出质子层的厚度在  $0.03$ — $0.6\lambda_0$  之间变化时, 质子束的发散角的变化范围是  $16^\circ$ — $26^\circ$  之间, 而且随着质子层厚度的减小, 发散角也逐渐减小. 根据对图 5 结果的分析, 质子层越厚越多的低能质子不能被有效加速, 而这部分不能被有效加速的质子决定了质子束发散角的最终分布. 而图 6(b) 给出了质子层厚度为  $0.5\lambda_0$  时质子的出射角与质子能量之间的关系, 从图中可以看出质子束的发散角随着质子能量降低而增大, 而图中低能部分的质子占了绝大多数, 因此这一部分的质子决定了质子束的发散角, 这就是随着质子层厚度的减小发散角也逐渐减小的原因. 图 6(c) 所示是不同厚度时质子束出射角分布, 同上面一样为了方便比较, 图中对不同厚度的质子层做了加权处理. 从图中可以看出, 相对于质子层宽度的变化, 厚度的变化对质子束出射角的影响并不明显, 角度的

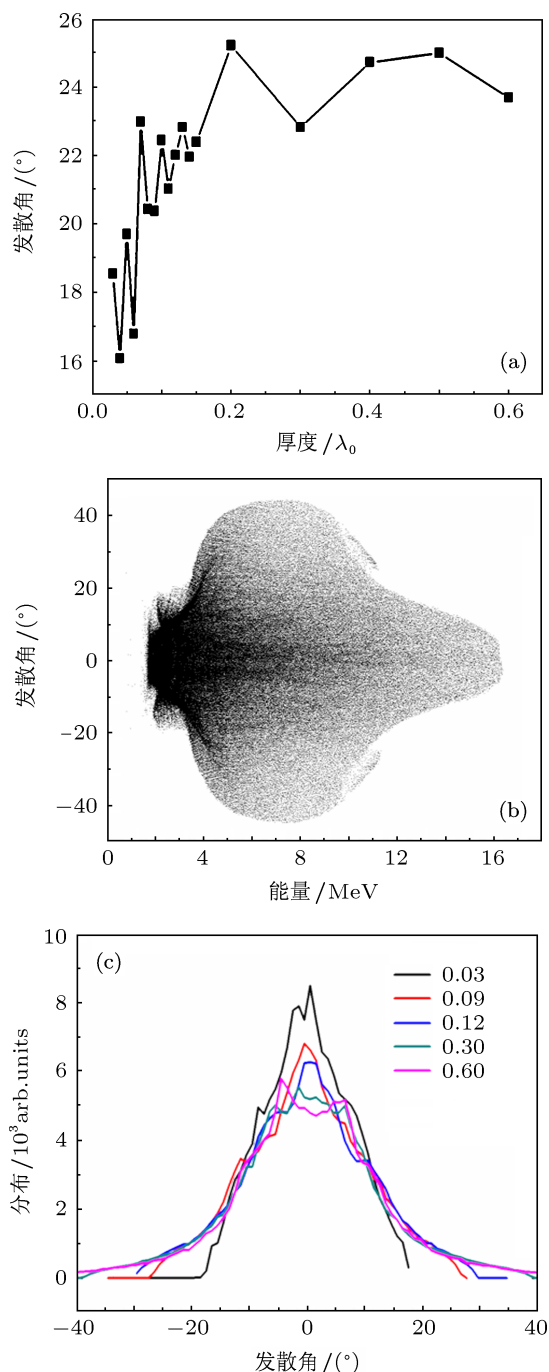


图6 (a) 质子束的发散角与质子层厚度之间的关系; (b) 初始厚度为  $0.5\lambda_0$  的质子出射角与质子能量的关系; (c) 质子层厚度分别为  $0.03\lambda_0$ ,  $0.09\lambda_0$ ,  $0.12\lambda_0$ ,  $0.3\lambda_0$  和  $0.6\lambda_0$  时质子束发散角

变化范围也不大, 但随着质子层厚度的增加, 大出射角的质子数量也逐渐增加, 大出射角的这部分质子主要是低能部分的质子 (如图 6(b) 所示); 同时小出射角的质子数量随之逐渐减少, 小出射角的这部分质子主要是高能段质子 (如图 6(b) 和图 5).

## 5 结论

本文应用二维 PIC 数值模拟程序 Flips2D 对鞘场加速机理进行了细致的研究, 文中将平面靶的厚度固定为  $1.0 \mu\text{m}$ , 分别研究了质子加速的大致持续时间和质子层的尺寸对加速后质子束特性的影响, 研究发现当激光脉冲时间是亚 ps 量级时, 质子加速的持续时间会远大于脉冲持续时间, 并且在 1 ps 左右的时间内质子能量的增量可以降低到最大增量值得 1% 左右, 也就是说质子的加速时间只有 1 ps 左右; 随着质子层宽度的增大, 质子束的发散角先增大后减小, 宽度为  $1.0\lambda_0$  左右时发散角接近  $42^\circ$ ; 而当宽度为  $8.0\lambda_0$  时, 发散角只有  $12.5^\circ$  左右; 宽度对质子束能谱的影响也非常明显, 随着宽度的减小, 能谱的高能段和低能段的质子数量相应减少. 在考虑质子层的厚度与对加速以后质子束特性的影响时, 发现能谱的高能段和低能段的质子数量随着厚度的减小而相应减少, 这个变化趋势与参考文献的结果类似. 当厚度在  $0.03\lambda_0$ — $0.6\lambda_0$  之间变化时, 质子束发散角的变化范围在  $16^\circ$  到  $26^\circ$  之间, 这个变化范围要小于宽度对发散角的影响范围. 虽然学术界对鞘场质子加速方式进行了大量的研究, 但仍然存在诸多问题, 这也给鞘场加速的一些实验和模拟结果的分析带来不便. 文章研究了鞘场加速机理中质子束特性与其初始尺寸的关系, 给出了一些规律性结果, 这些规律性变化的内因还有待进一步的研究.

[1] Cai H B, Mima K, Zhou W M, Jozaki T, Nagatomo H, Sunahara A, Mason R J 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 245001  
 [2] Dong K G, Gu Y Q, Zhu B, Wu Y C, Cao L F, He Y L, Liu H J, Hong W, Zhou W M, Zhao Z Q, Jiao C Y, Wen X L, Zhang B H, Wang X F 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 8733 (in Chinese) [董克攻, 谷渝秋, 朱斌, 吴玉迟, 曹磊峰, 何颖玲, 刘红杰, 洪伟, 周维民, 赵宗青, 焦春晔, 温贤伦, 张保汉, 王晓方 2010 物理学报 **59** 8733]

[3] Xu H, Sheng Z M, Zhang J 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 968 (in Chinese) [徐慧, 盛政明, 张杰 2007 物理学报 **56** 968]  
 [4] Ma Y Y, Sheng Z M, Li Y T, Chang W W, Yuan X H, Chen M, Chen H C, Zheng J, Zhang J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 110702  
 [5] Zhou C T, He X T 2007 *Opt. Lett.* **32** 2444  
 [6] Kodama R, Tanaka K, Sentoku Y, Matsushita T, Takahashi K, Kato Y, Fujita H, Kitagawa Y, Kanabe T, Yamanaka T, Mima K 2000

- Phys. Rev. Lett.* **84** 674
- [7] Bastiani S, Rouse A, Geindre J P, Audebert P, Quoix C, Hamoniaux G, Antonetti A, Gauthier J C 1997 *Phys. Rev. E* **56** 7179
- [8] Ruhl H, Sentoku Y, Mima K, Tanaka K A, Kodama R 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 743
- [9] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Rygg J R, Petrasso R D, Town R P J, 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
- [10] Marshall F J, McKenty P W, Delettrez J A, Epstein R, Knauer J P, Smalyuk V A, Frenje J A, Li C K, Petrasso R D, Séguin F H, Mancini R C 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 185004
- [11] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, Petrasso R D, Amendt P A, Town R P J, Landen O L, Rygg J R, Betti R, Knauer J P, Meyerhofer D D, Soures J M, Back C A, Kilkenny J D, Nikroo A 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 205001
- [12] 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
- [13] Malka V, Fritzler S, Lefebvre E, d'Humieres E, Ferrand R, Grillon G, Albaret C, Meyroneinc S, Chambaret J P, Antonetti A, Hulin D 2004 *Med. Phys.* **31** 1587
- [14] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [15] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
- [16] Schwoerer H, Pfothenauer S, Jäckl O, Amthor K U, Liesfeld B, Ziegler W, Sauerbrey R, Ledingham K W D, Esirkepov T 2006 *Nature (London)* **439** 445
- [17] Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, Flippo K, Letzring S, Paffet M, Ruhl H, Schreiber J, Schulze R K, Fernández J C 2006 *Nature (London)* **439** 441
- [18] Ter-Avetisyan S, Schnürer M, Nickles P V, Sandner W, Nakamura T, Mima K 2009 *Phys. Plasmas* **16** 043108
- [19] Nodera Y, Kawata S, Onuma N, Limpouch J, Klimo O, Kikuch T 2008 *Phys. Rev. E* **78** 046401
- [20] D'Humieres H, Lefebvre E, Gremillet L, Malka V 2005 *Phys. Plasmas* **12** 062704
- [21] Zhou W M, Gu Y Q, Hong W, Zhao Z Q, Ding Y K, Zhang B H, Cai H B, Mima K 2010 *Laser and Particle beams* **28** 585
- [22] Zhou W M, Mima K, Nakamura T, Nagatomo H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 093107
- [23] Kruer W L, Estabrook K 1985 *Phys. Fluids* **28** 430
- [24] Wilks S C, Kruer W L, Tabak M, Langdon A B 1992 *Phys. Rev. Lett.* **69** 1383

# The effect of the proton layer initial size on the proton beam characteristic in target normal sheath acceleration\*

Yu Jin-Qing<sup>1)2)</sup> Zhou Wei-Min<sup>2)</sup> Jin Xiao-Lin<sup>1)</sup> Li Bin<sup>1)</sup> Zhao Zong-Qing<sup>2)</sup>  
Cao Lei-Feng<sup>2)</sup> Dong Ke-Gong<sup>2)</sup> Liu Dong-Xiao<sup>2)</sup> Fan Wei<sup>2)</sup> Wei Lai<sup>2)</sup>  
Yan Yong-Hong<sup>2)</sup> Qian Feng<sup>2)</sup> Yang Zu-Hua<sup>2)</sup> Hong Wei<sup>2)†</sup> Gu Yu-Qiu<sup>2)†</sup>

1) (*Vacuum Electronics National Laboratory, University of Electronic Science and Technology of China, Chengdu 610054, China*)

2) (*Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

(Received 20 December 2011; revised manuscript received 29 February 2012)

## Abstract

The proton beam accelerated by the interaction of laser with plasma has practical applications in radiography of dense plasma, fast ignition in inertial confinement fusion, and cancer treatment. The application domain is determined by the characteristic of the proton beams, which is affected by a lot parameters. In order to investigate the effect of the initial size of the proton layer, the two-dimensional Particle-In-Cell (2D-PIC) code Flips2D is used. The total energy of proton beam vs. time is studied, and the relation between the duration of acceleration and the period of laser pulse is obtained. The effects of the proton layer initial width and thickness on the divergence angle and the energy spectrum of the proton beam are investigated. The relation between the proton beam characteristics and proton layer initial size is obtained.

**Keywords:** target normal sheath acceleration, Particle-In-Cell, the size of proton layer, the characteristic of proton layer

**PACS:** 52.65.-y, 52.27.Ny, 41.75.-i, 52.38.-r

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10905009, 11174259, 11175030, 10975121), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 200806141034), the National Key Laboratory of Laser Fusion (Grant No. 9140c6802031003), and the Fundamental Research Funds For Center Universities (Grant No. ZYGX2010J052).

† E-mail: yqgu@caep.ac.cn

‡ E-mail: jminhong@126.com