

超短超强激光与不同厚度的 铝膜作用加速质子的实验研究

兰小飞^{1,2}, 路建新¹, 黄永盛¹, 王雷剑¹, 席晓峰¹, 汤秀章¹, 应纯同²

(1. 中国原子能科学研究院 核技术与应用研究所, 北京 102413;

2. 清华大学 工程物理系, 北京 100084)

摘要:介绍了功率密度 4×10^{16} W/cm², 脉宽 120 fs 情况下超短超强激光分别与 5 和 2.1 μm 薄膜铝靶作用加速质子的实验。采用 CR-39 固体径迹探测器和 Thomson 谱仪结合测量得到质子能谱, 并对实验结果进行分析。测得的 5 μm 铝靶的质子最大能量约为 140 keV, 2.1 μm 铝靶的质子最大能量约为 170 keV。2.1 μm 铝靶的质子产额较 5 μm 铝靶的高 1 个量级。

关键词:激光加速; 快质子; Thomson 谱仪; CR-39

中图分类号: TL99

文献标志码: A

文章编号: 1000-6931(2013)02-0299-04

doi: 10. 7538/yzk. 2013. 47. 02. 0299

Experimental Research of Fast Proton Generated From Ultrashort Intense Laser Pulses Interaction With Different Thickness Al Foils

LAN Xiao-fei^{1,2}, LU Jian-xin¹, HUANG Yong-sheng¹, WANG Lei-jian¹,
XI Xiao-feng¹, TANG Xiu-zhang¹, YING Chun-tong²

(1. China Institute of Atomic Energy, P. O. Box 275-7, Beijing 102413, China;

2. Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

Abstract: The results of the generation of fast protons from 5 μm and 2.1 μm aluminum foils by 120 fs laser irradiation at 4×10^{16} W/cm² were presented. A Thomson spectrometer and CR-39 solid track detector were used to measure proton energy spectra. The maximum proton energy is 140 keV for 5 μm aluminum foil, and is 170 keV for 2.1 μm aluminum foil. The proton yield of 2.1 μm aluminum foil is higher than that of 5 μm aluminum foil for one order of magnitude.

Key words: laser acceleration; fast proton; Thomson spectrometer; CR-39

最近 10 年中,激光脉冲技术有了显著进展,特别是随着啁啾脉冲放大技术^[1](CPA)的发展,激光的功率密度已超过 10^{21} W/cm², 这

为激光等离子体的相互作用研究注入了新活力,利用超短超强激光与物质相互作用产生快质子成为越来越热门的研究领域。激光驱动的

质子加速具有如下优点:较低的横向发散角;极高的加速梯度(可高达 $1 \text{ MV}/\mu\text{m}$, 比常规的加速器高 3 个量级);较小的质子源斑尺寸和较短的脉冲周期,可得到较高的瞬时流强等。这些优点使这种新型紧凑离子源可能应用于质子治癌^[2-3]、惯性约束聚变快点火^[4]、核医学成像^[5-6]、材料科学、常规加速器的注入级等。依据当前报道的文献资料,目前激光加速得到的质子最大能量约为 65 MeV ^[7],其有效加速距离约为 $60 \mu\text{m}$,要使激光加速的质子束大规模投入使用还需继续提高能量及改善束流品质。关于超短超强激光加速质子的物理机制有许多模型,其中靶背鞘层法线加速^[8](TNSA)模型是当前认可度较高的一种加速模型。质子之所以被加速,是由于靶后的强静电场的存在,大量激光与靶相互作用产生的高能电子在激光驱动下穿过靶,在靶后形成电子云,同时将靶的后表面电离,得到质子和正离子,在质子和电子鞘层间形成强的分离电荷场,从而使得质子被加速,得到高能质子束。

本文介绍利用功率密度约 $4 \times 10^{16} \text{ W}/\text{cm}^2$ 、波长 744 nm 、脉宽 120 fs 的激光脉冲分别打 5 和 $2.1 \mu\text{m}$ Al 靶实验。利用 Thomson 谱仪和 CR-39 固体径迹探测器测量靶后产生的质子能谱,并对在这种激光条件下,靶厚对被加速质子的最高能量和产额的影响进行分析。

1 靶室布置与诊断

实验中采用的激光系统是基于啁啾脉冲放大的 Ti:sapphire 激光系统。单次脉冲能量可达 $10 \sim 13 \text{ mJ}$ 、波长 744 nm 、脉冲宽度 120 fs 、重复频率 10 Hz 。使用焦距为 5 cm 的离轴抛物面镜聚焦,聚焦焦斑直径约为 $10 \mu\text{m}$,能量集中度约为 50% 。激光以与靶的法线成 45° 角的方向入射,功率密度约为 $4 \times 10^{16} \text{ W}/\text{cm}^2$ 。实验装置如图 1 所示。

激光束经石英窗镜进入靶室中,经过全反射抛物面镜聚焦在靶上。靶室是一内径为 900 mm 的圆柱型靶室,其真空度可达 $5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ 。整个靶安置在多维移动平台上,靶面与打靶激光束成 45° 。在靶面法线的另一侧同样成 45° 角、距靶面约 10 cm 处放置 PIN 探测器,用来测量打靶时产生的硬 X 射线的强度,从而判断打靶

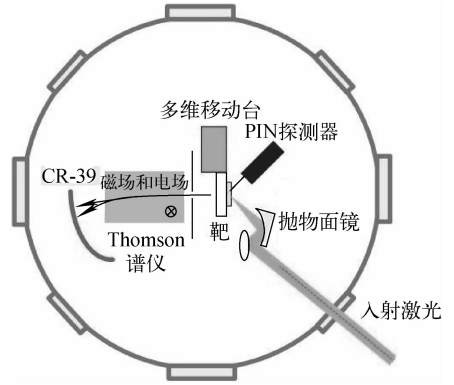


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Scheme of experimental setup

时靶面的激光聚焦情况。激光打靶时,每炮均会在靶面上烧蚀成 1 个洞,图 2 示出该条件下激光打 $5 \mu\text{m}$ Al 靶的烧蚀情况,其烧蚀孔径为 $120 \sim 150 \mu\text{m}$,远大于激光焦斑。因此,在打靶实验前,需确定移动平台在与靶的法线垂直方向(图 1 中的竖直方向)合适的移动速度,以确保激光打靶时每炮的靶点均落在新平整靶面上,靶架的移动速度不能太快。实验中使用的金属 Al 靶均是通过机械碾压的方法制得。薄膜金属靶均粘附在 $37.5 \text{ mm} \times 42.5 \text{ mm}$ 的金属框架上,再安装在多维移动平台上。



图 2 激光打 $5 \mu\text{m}$ Al 靶后的烧蚀情况

Fig. 2 Image of $5 \mu\text{m}$ Al target ablated by laser

在靶后法线方向上距靶 7.5 cm 处放置一宽为 1 mm 的狭缝用做 Thomson 谱仪的准直器。在狭缝后 2.5 cm 处放置 Thomson 谱仪。谱仪的磁感应强度为 0.2 T ,其测量的质子能量范围为 $30 \text{ keV} \sim 1 \text{ MeV}$ 。谱仪后 8 cm 处放置 CR-39 固体径迹探测器作为 Thomson 谱仪的接收屏。为避免 CR-39 临界角的影响,测得低能量的质子,CR-39 排列成一弧形。CR-39 用作 Thomson 谱仪的记录介质,具有两个优点:1) 可靠性强,用常规加速器产生的单能质子对 CR-39 进行的标定实验,显示其对质子的记录效率为 100% ;2) 抗干扰性强,它只对带正

电的离子响应,对电子和光信号不响应,从而屏蔽了热电子、杂散光和 X 射线等对于测量的影响。由于实验中质子的加速过程是在极短的时间范围(约为几百 fs)内完成,且在较小的立体角下单炮能被探测到的质子数不足够多,能量也不足够高,这给采用电子学方法的诊断设备带来很大的困难。采用 Thomson 谱仪和 CR-39 固体径迹探测器组合的探测方式可克服大多信号的干扰,也能通过多炮累积的方法得到足够的质子计数,满足统计要求。

2 实验结果与分析

本实验使用相同的激光分别对 $5\ \mu\text{m}$ 和 $2.1\ \mu\text{m}$ 厚 Al 靶进行打靶,测量两种情况下的质子能谱。实验测得的能谱均是累积 2 000 炮的结果。图 3 示出激光与 $5\ \mu\text{m}$ 厚的 Al 靶作用的结果。由图 3 可看出,加速得到的质子最大能量为 140 keV。能谱中的纵坐标是对数坐标,从图 3 可看出,其分布近似于直线,说明其很好地符合 Boltzmann 分布。对其拟合得到拟合方程为: $y = 2.023\ 46 \times 10^8 e^{-0.035\ 24x}$ 。由此拟合方程得出质子温度 $K = 1/0.035\ 24 \approx 28.4\ \text{keV}$ 。同时,对实验数据进行积分,得到的质子产额为每炮 1.69×10^5 。

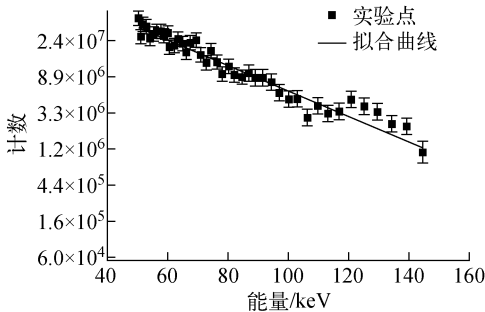


图 3 实验测得 $5\ \mu\text{m}$ 铝靶的能谱

Fig. 3 Proton energy spectrum of $5\ \mu\text{m}$ Al target

激光加速质子最大能量的估算方法有很多,接受度最高的是 Mora 等^[9]于 2003 年基于准中性的等离子体等温膨胀模型得出的质子最大能量计算公式,有:

$$E_{\text{max}} = 2T_h (\ln(\tau + (\tau^2 + 1)^{1/2}))^2 \quad (1)$$

其中: T_h 为热电子温度, keV; $\tau = t\omega_{pe}$, $\omega_{pe} = \sqrt{n_e e^2 / \epsilon_0 m_e}$, t 为加速时间, n_e 为电子密度, e 为

电子电量, ϵ_0 为真空介电常数, m_e 为电子质量。

由式(1)可看出影响质子最大能量的因素为 T_h 、 n_e 和 t 。靶后的热电子温度可由 Haines 等^[10]给出的公式 $T_h = 215(I\lambda^2)^{1/3}$ (I 为激光功率密度)得出,约为 60 keV。激光与固体靶作用产生等离子体,在热电子未膨胀前,是一种稠密的等离子体状态,所以认为此时的电子密度应介于固体与气体之间,即 $10^{21} \sim 10^{23}\ \text{cm}^{-3}$ 。由于打靶激光能量不是太高,取 $n_e = 10^{22}\ \text{cm}^{-3}$ 。根据文献^[11]中的分析,估算得出 $E_{\text{max}} \approx 148\ \text{keV}$ 。这与实际测量得到的结果符合较好。

图 4 示出激光与 $2.1\ \mu\text{m}$ 厚 Al 靶作用的质子能谱,此时加速得到的质子最大能量约为 170 keV,对其拟合,得到拟合方程为: $y = 1.472\ 07 \times 10^9 e^{-0.041\ 77x}$ 。由此拟合方程得出质子温度 $K = 1/0.041\ 77 \approx 23.9\ \text{keV}$ 。同时对其进行积分得到质子产额为每炮 1.66×10^6 。与图 3 相比,质子最大能量增加并不明显。这主要是因为按照 TNSA 机制,靶厚对质子最大能量的影响主要是基于电子回流的效果。由于电子回流效应^[12],会造成靶后的电子密度显著增加,但在此实验条件下,热电子的温度只有几十 keV,其能回流穿过几 μm 厚的靶的电子数很少,电子回流效应影响很小。这样导致两种厚度 Al 靶的电子密度等加速相关参数差别不大,质子最大能量也相差不多。通过对比两组实验结果发现, $2.1\ \mu\text{m}$ 厚 Al 靶的质子产额比 $5\ \mu\text{m}$ 厚的高 1 个量级。这是因为相对于薄靶,热电子穿过靶到达靶背的过程中,其损失的能量会小于厚靶,当热电子到达靶背面时,会有更大的电离靶后污染物(这部分被认为是质子的来源)的能力,这必然会导致更多的质子被加速。

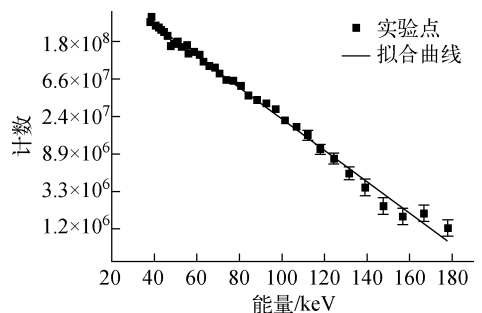


图 4 实验测得 $2.1\ \mu\text{m}$ 铝靶的能谱

Fig. 4 Proton energy spectrum of $2.1\ \mu\text{m}$ Al target

3 结论

利用波长为 744 nm、脉宽为 120 fs、功率密度为 4×10^{16} W/cm² 的激光与不同厚度的 Al 靶进行了超短超强激光加速质子的实验研究。实验结果表明, 5 和 2.1 μm 厚 Al 靶, 均在靶后观测到了质子的产生。激光照射 5 μm 厚 Al 靶产生的质子最大能量约为 140 keV, 2.1 μm 厚 Al 靶产生的质子最大能量约为 170 keV。2.1 μm 厚 Al 靶的质子产额较 5 μm 厚的高 1 个量级。

参考文献:

- [1] STRICKLAND D, MOUROU G. Compression of amplified chirped optical pulses [J]. Optics Communication, 1985, 56(3): 219-221.
- [2] MALKA V, FRITZLER S, GRILLON G, et al. Practicability of protontherapy using compact laser systems [J]. Medical Physics, 2004, 31(6): 1 587-1 592.
- [3] LINZ U, ALONSO J. What will it take for laser driven proton accelerators to be applied to tumor therapy? [J]. Physics Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2007, 10(9): 094801.
- [4] MACKINNON A J, PATEL P K, BORGHESI M, et al. Proton radiography of a laser-driven implosions [J]. Physics Review Letters, 2006, 97(4): 045001-4.
- [5] SPENCER I, LEDINGHAM K W D, SINGHAL R P, et al. Laser generation of proton beams for the production of short-lived positron emitting radioisotopes [J]. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B, 2001, 183(3): 449-458.
- [6] FRITZLER S, MALKA V, GRILLON G, et al. Proton beams generated with high-intensity lasers: Applications to medical isotope production [J]. Applied Physics Letters, 2003, 83(15): 3 039-3 041.
- [7] SNAVELY R A, KEY M H, HATCHETT S P, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids [J]. Physics Review Letters, 2000, 85(14): 2 945-2 948.
- [8] WILKS S C, LANGDON A B, COWAN T E, et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions [J]. Physics of Plasmas, 2001, 8(2): 542-549.
- [9] MORA P. Plasmas expansion into a vacuum [J]. Physics Review Letters, 2003, 90(18): 185002-4.
- [10] HAINES M G, WEI M S, BEG F N, et al. Hot-electron temperature and laser-light absorption in fast ignition [J]. Physics Review Letters, 2009, 102(4): 045008-4.
- [11] HUANG Yongsheng, BI Yuanjie, SHI Yijin, et al. Time-dependent energetic proton acceleration and scaling laws in ultraintense laser-pulse interactions with thin foils [J]. Physics Review E, 2009, 79(3): 036406-8.
- [12] HUANG Yongsheng, LAN Xiaofei, DUAN Xiaojiao, et al. Hot-electron recirculation in ultraintense laser pulse interactions with thin foils [J]. Physics of Plasmas, 2008, 14(10): 103106-6.