

# 超短超强激光与薄膜靶相互作用中不同价态碳离子的来源\*

刘梦<sup>1)2)</sup> 苏鲁宁<sup>2)</sup> 郑轶<sup>2)</sup> 李玉同<sup>2)†</sup> 王伟民<sup>2)</sup> 盛政明<sup>2)3)</sup> 陈黎明<sup>2)</sup>  
马景龙<sup>2)</sup> 鲁欣<sup>2)</sup> 王兆华<sup>2)</sup> 魏志义<sup>2)</sup> 胡碧涛<sup>1)</sup> 张杰<sup>2)3)</sup>

1) (兰州大学核科学与技术学院, 兰州 730000)

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, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

(2013年1月9日收到; 2013年5月8日收到修改稿)

研究了超短超强激光与不同厚度薄膜 Al 靶相互作用中靶背法线方向碳离子的最初来源. 通过对比分析碰撞电离率和场致电离率所起的作用, 发现  $C^{4+}$  及更低价态的碳离子主要由场致电离产生, 而高价态的  $C^{5+}$  和  $C^{6+}$  离子主要来自于超热电子与靶表面的碰撞电离.

**关键词:** 超短超强激光与等离子体相互作用, 离子加速, 场致电离, 碰撞电离

**PACS:** 52.38.Kd, 52.50.Jm

**DOI:** 10.7498/aps.62.165201

## 1 引言

超短超强激光与等离子体相互作用中产生的离子束具有能量高、方向性好等特点<sup>[1-3]</sup>, 这些离子束在先进成像、“快点火”、治疗肿瘤等方面具有诱人的应用前景, 引起了人们的广泛关注. 至今已经提出了多种激光离子加速机制, 但在目前的激光条件下, 绝大多数激光与薄膜靶作用的实验中观测到的高能离子是由靶后鞘层加速 (target normal sheath acceleration, TNSA) 机制产生的<sup>[4]</sup>. 在该机制中, 强激光首先与靶前的等离子体相互作用, 产生大量前向超热电子, 当超热电子输运到薄膜靶后表面时, 将和靶后表面附着物相互作用, 电离产生离子, 同时建立  $\sim TV/m$  的空间电荷分离场. 该场在对离子进行加速的同时, 还可以进一步电离附着物和离子, 对离子进行加速.

人们普遍认为离子的最初来源是靶背面的污染物. 一般情况下, 由于质子具有较低的电离势和

最大的荷质比, 所以质子会被鞘层场优先加速, 其他离子由于屏蔽效应而不能充分加速. 但是在有些实验中<sup>[5,6]</sup>, 通过对激光和靶条件的控制, 发现高价离子也可以得到加速. 而高价离子对于某些应用, 比如肿瘤治疗更有优势. 为了理解这一现象, 使高价离子也得到有效加速, 有必要认真研究质子与高价离子的竞争关系, 特别是高价离子的最初来源. 初步的研究表明, 在激光与固体靶相互作用中, 高价离子的来源与靶背面发生的场致电离 (field ionization by barrier suppression, FIBS) 和碰撞电离有关<sup>[5]</sup>.

本文主要研究了飞秒激光脉冲与薄膜 Al 靶相互作用中靶背碳离子的最初来源以及靶厚度变化对高价态碳离子加速的影响. 实验结果表明: 薄靶有利于  $C^{5+}$  和  $C^{6+}$  离子的产生, 相比之下, 厚靶只能电离并加速  $C^{4+}$  及更低价态碳离子. 通过计算场致电离率和碰撞电离率, 分析了场致电离和碰撞电离机制对碳离子来源的影响, 发现  $C^{4+}$  及更低价态

\* 国家自然科学基金 (批准号: 10925421, 11135012, 10974250, 10935002) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: ytli@iphy.ac.cn

碳离子主要来自于场致电离, 而  $C^{5+}$  和  $C^{6+}$  主要来自于超热电子在靶背面的碰撞电离.

## 2 实验布局

实验是在中国科学院物理研究所光物理重点实验室“极光-III (Xtreme Light-III)”上进行的, 该激光系统采用啁啾脉冲放大技术, 激光中心波长约 800 nm. 在本实验中, 激光脉宽约 100 fs, 激光聚焦光斑的半高全宽约为 10  $\mu\text{m}$ , 靶表面激光能量 1.5—2 J, 功率密度  $I_0 \approx 6.4 \times 10^{18} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ , 靶室的真空度为  $10^{-2} \text{ Pa}$ .

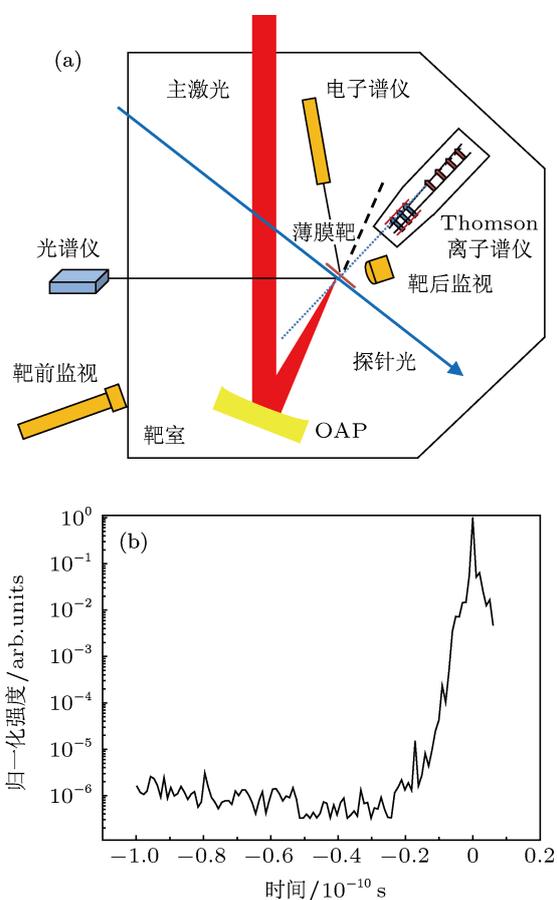


图1 (a) 实验装置示意图; (b) 三阶相关仪测量 ASE 对比度

实际上, 激光主脉冲之前存在着预脉冲, 依次是: 1) Replica, 位于主脉冲前 7 ns 到十几纳秒的位置, 是相干的短脉冲, 即平时所说的飞秒预脉冲; 2) ASE (自发辐射放大), 位于主脉冲前几个纳秒的位置, 时间宽度为纳秒量级, ASE 是非相干光; 3) Pedestal, 位于主脉冲前 100 ps 内. 如果激光的预脉冲比较大, 就会造成靶前表面的预电离, 而且对薄膜靶的离子加速造成很大的影响, 所以实验中对

激光对比度进行了测量: 示波器观测到飞秒预脉冲与主脉冲的对比度优于  $10^{-5}$ ; 三阶自相关仪测量得到的 ASE 对比度优于  $1 : 10^{-6}$ , 如图 1(b) 所示. 研究发现, 随着 ASE 强度和宽度的增大, 离子束的发散角增大, 而且中心偏离了靶的法线方向, 逐渐偏向于激光的传输方向; 飞秒预脉冲也会对离子束的能量和空间分布产生很大的影响. 但是本实验中, 保持激光条件不变, 没有人为改变激光预脉冲结构, 主要研究了不同靶厚度下靶背碳离子的来源问题.

实验布局如图 1(a) 所示, p 偏振的主激光经  $f/1.67$  的离轴抛物镜 (OAP) 聚焦后, 以一定角度斜入射到靶表面. 利用电子谱仪在靶后法线  $45^\circ$  角方向测量超热电子的能谱和温度, 利用成像板和 Thomson 谱仪测量靶背法线方向加速出的离子的角分布和能谱. Thomson 谱仪的参数如下: 中心磁场强度为 2250 Gs, 电场加高压 1250 V, 谱仪入射小孔孔径 310  $\mu\text{m}$ , 距离靶点 8 cm. 此外, 在近激光反射方向还放置了一台光纤光谱仪, 通过探测相互作用的散射光谱, 可间接推断激光等离子体作用中的吸收机制.

## 3 实验结果与讨论

我们首先观测了激光入射角分别为  $15^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  时, 靶背法线方向的离子发射情况. 对于大激光入射角, 只有质子被加速. 但是, 当入射角较小时 ( $15^\circ$ ), 除了质子外, 还观测到了多种价态的碳离子. 其他小组也曾经观察到类似现象 [7]. 在此基础上, 保持激光入射角为  $15^\circ$ , 对 1.2, 2.5, 4, 12.5  $\mu\text{m}$  四种厚度 Al 膜产生的离子做了进一步研究.

图 2 给出了离子谱仪所测不同厚度 Al 薄膜靶在靶背法线方向的离子能谱径迹, 其中横向是磁场对离子的偏转距离, 纵向是电场对离子的偏转距离. 每条径迹对应的离子种类和价态已经在图中标出. 除了质子外, 还产生了  $C^{1+}$ — $C^{6+}$  离子. 对图 2 数值化后, 得到图 3 所示的碳离子能谱图, 离子数目已经归一到单位立体角. 为了便于分析, 图 4 给出了不同靶厚度条件下离子数目随离子价态的变化关系. 最薄的 1.2  $\mu\text{m}$  靶产生的离子价态最高 ( $C^{6+}$ ), 随着靶厚度的增加, 碳离子最高价态逐渐减小. 可见, 靶厚度增大不利于高价态碳离子的产生. 具有类氦结构的  $C^{4+}$  离子数目多于更高价态碳离子, 4  $\mu\text{m}$  靶产生的  $C^{4+}$  数目最多; 12.5  $\mu\text{m}$  靶只产生了  $C^{4+}$  及更低价态碳离子, 且随着电荷态增高离子数

目减少.

首先对不同碳离子的来源进行讨论. 虽然存在多种电离机制, 但由于激光作用在靶的前表面, 主脉冲不能传播到靶背面, 当研究靶背离子加速时, 可以不用考虑激光的直接电离. 由于传输到靶后的超热电子温度很高 (约百 keV 量级), 可以建立  $\sim \text{TV/m}$  的瞬间电场, 使靶后表面的大部分原子发生场致电离 FIBS 并加速 [8].

在本实验中, 由 TNSA 机制建立的电荷分离场<sup>[4]</sup>用下式估算:

$$E_{\text{field}} \approx \frac{k_B T_e^{\text{hot}}}{e L_0}, \quad (1)$$

其中,  $k_B$  为玻尔兹曼常数,  $T_e^{\text{hot}}$  为靶背超热电子温度,  $L_0$  为电子在靶背建立的鞘层场尺度,  $e$  为电子电荷量. 实验中, 利用电子谱仪测得的  $k_B T_e^{\text{hot}} \approx 0.41 \text{ MeV}$ ,  $L_0$  由超热电子的德拜长度  $\lambda_D$  给出, 即  $L_0 \equiv \lambda_D = \sqrt{\epsilon_0 k_B T_e^{\text{hot}} / (e^2 n_e)}$  (其中  $\epsilon_0$  为真空介电常数), 由此得到靶背建立的鞘层场  $E_{\text{field}}^{\text{max}} \approx 0.4 \text{ TV/m}$ . 若想电离出第  $k$  电离态的离子, 电场强度  $E_{\text{field}}$  应高于与该离子对应的电离阈值  $E_k$ :

$$E_k = U_k^2 \epsilon_0 \pi / (eZ), \quad (2)$$

这里  $U_k$  是原子第  $k$  电离态的电离势,  $Z$  为价态.

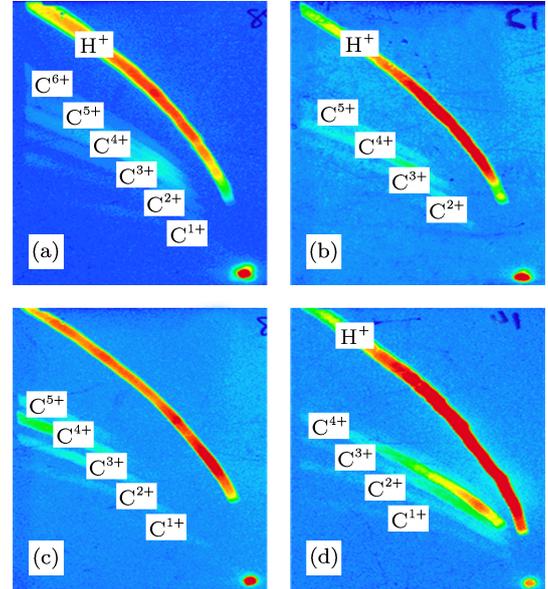


图2 激光与不同厚度薄膜 Al 靶作用靶背法线方向产生的离子信号 (a)–(d) 对应的 Al 膜厚度分别为 1.2, 2.5, 4, 12.5  $\mu\text{m}$ ; 激光入射角为  $15^\circ$

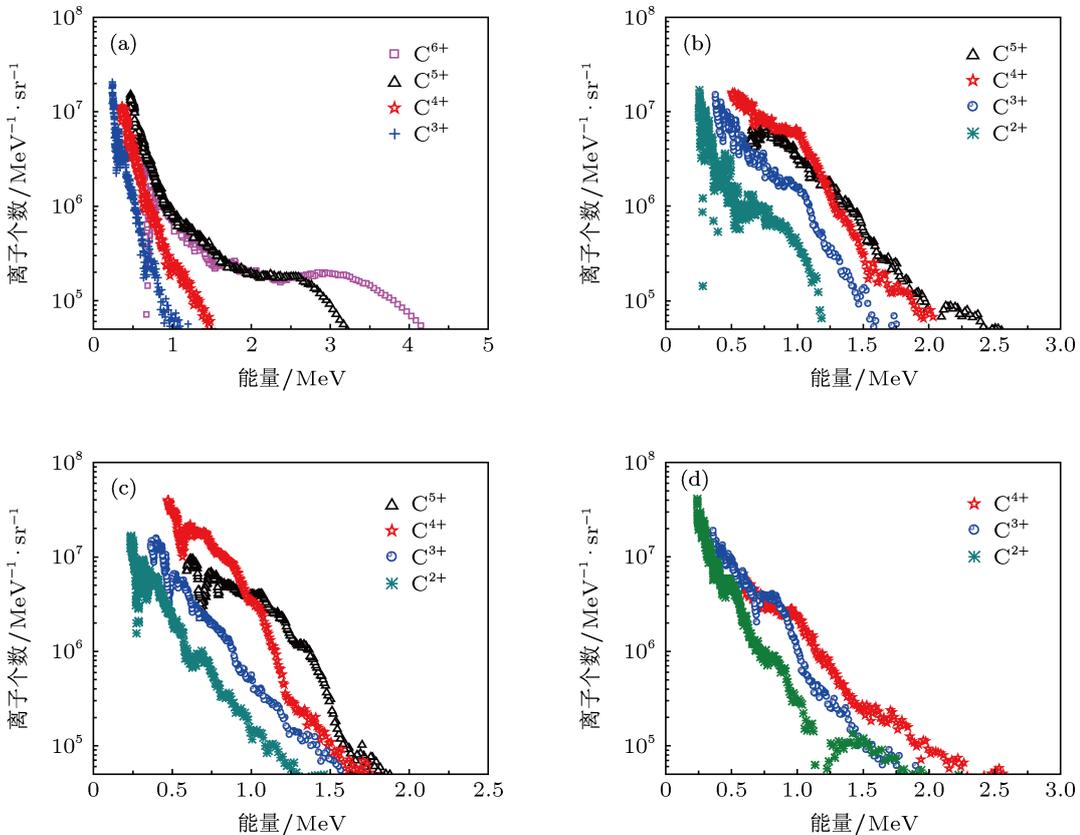


图3 激光与不同厚度薄膜 Al 靶作用靶背法线方向不同价态碳离子能谱 (a)–(d) 的靶厚分别为 1.2, 2.5, 4, 12.5  $\mu\text{m}$

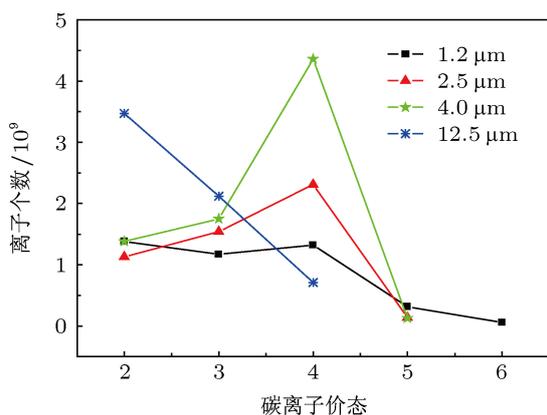


图4 对于不同厚度 Al 靶, 离子总数随着离子价态的变化

由鞘层场引起的场致电离率可以根据原子隧穿电离理论 (ADK) 模型<sup>[10]</sup> 进行计算, 其公式如下:

$$\vartheta_{\text{ADK}} \approx 6.6 \times 10^{16} \left( \frac{Z^2}{n_{\text{ef}}^{4.5}} \right) \exp \left[ - \left( \frac{2Z^3}{3n_{\text{ef}}^3} \right) \left( \frac{E_{\text{at}}}{E} \right) \right] \times \left[ 10.87 \left( \frac{Z^3}{n_{\text{ef}}^4} \right) \left( \frac{E_{\text{at}}}{E} \right) \right]^{2n_{\text{ef}}-1.5}, \quad (3)$$

其中, 外加电场强度  $E \approx E_{\text{field}}^{\text{max}}$ ,  $E_{\text{at}} = 0.51 \text{ TV/m}$  为原子电场,  $n_{\text{ef}} = Z/\sqrt{U_k/U_H}$ ,  $U_H$  是氢的电离势.

由于质子的优先电离和加速, 如果只考虑场致电离, 不能完全解释实验中观察到的高价碳离子的产生. 由于鞘层场的存在, 大多数中低能超热电子会被电荷分离场拉回靶面, 再次与靶面原子或离子发生碰撞, 并引起电离<sup>[5]</sup>. 碰撞电离的电离率可以用下式估算<sup>[9]</sup>:

$$\vartheta_{\text{col}}^{\text{hot}} \approx n_e v_e 4\pi a_B^2 \left( \frac{U_H}{U_k k_B T_e^{\text{hot}}} \right) \ln \left( \frac{k_B T_e^{\text{hot}}}{U_k} \right), \quad (4)$$

其中,  $n_e$  是电子密度,  $a_B$  是玻尔半径,  $v_e$  是电子速率.

表 1 给出了按照电离率公式计算出的不同价态碳离子的场致电离率和超热电子的碰撞电离率. 由表 1 可知, 因为  $\text{C}^{1+}$ — $\text{C}^{4+}$  具有较低的电离阈值 ( $< 0.4 \text{ TV/m}$ ), 且  $\vartheta_{\text{ADK}} \gg \vartheta_{\text{col}}^{\text{hot}}$ , 所以它们主要被鞘层场瞬间电离产生. 同时, 通过 FLY-code 模拟<sup>[8]</sup> 可知, 具有类氦结构的  $\text{C}^{4+}$  不容易通过碰撞电离和重新复合转换成其他离子, 所以实验中测得的  $\text{C}^{4+}$  离子数目较多. 相反,  $\text{C}^{5+}$  和  $\text{C}^{6+}$  的  $\vartheta_{\text{col}}^{\text{hot}}$  比  $\vartheta_{\text{ADK}}$  高几个量级, 碰撞电离起主要作用. 碰撞电离产生的  $\text{C}^{5+}$  的离子个数  $N_{5+}$  大约为  $4 \times 10^8$  ( $N_{5+} = \vartheta_{\text{col}}^{\text{hot}} \tau_e N_e$ , 其中  $\vartheta_{\text{col}}^{\text{hot}} = 6.62 \times 10^{-4} \text{ ps}^{-1}$ ,  $\tau_e$ — $\tau_{\text{laser}} = 100 \text{ fs}$ ,  $N_e = n_e^{\text{hot}} \tau_e^2 \tau_e v_e$  为靶背面超热电子数目,  $v_e$ — $c$ ), 与实验中测得  $1.27$ — $3.14 \times 10^8$  基本

符合. 综上所述, 实验中测得的  $\text{C}^{5+}$  和  $\text{C}^{6+}$  由超热电子与靶后表面的碰撞电离产生<sup>[5]</sup>, 具有类氦结构的  $\text{C}^{4+}$  及更低价态碳离子主要由场致电离产生.

表 1 对于碳的电场和电离参量

$k$	$U_k/\text{eV}$	$E_k/\text{V}\cdot\text{m}^{-1}$	$\vartheta_{\text{col}}^{\text{hot}}/\text{ps}^{-1}$	$\vartheta_{\text{ADK}}/\text{ps}^{-1}$
1	11.2	$2.2 \times 10^{10}$	$3.50 \times 10^{-2}$	$1.09 \times 10^5$
2	24.4	$5.2 \times 10^{10}$	$1.49 \times 10^{-2}$	$5.71 \times 10^5$
3	47.9	$1.3 \times 10^{11}$	$7.06 \times 10^{-3}$	$8.32 \times 10^5$
4	64.5	$1.8 \times 10^{11}$	$5.07 \times 10^{-3}$	$1.37 \times 10^5$
5	392	$5.3 \times 10^{12}$	$6.62 \times 10^{-4}$	—
6	490	$7.0 \times 10^{12}$	$5.13 \times 10^{-4}$	—

由于随着靶厚度增加, 传输到靶背的超热电子温度和数目会降低. 由 (4) 式可以看出, 超热电子温度的降低会进一步导致碰撞电离率降低, 从而影响  $\text{C}^{5+}$  和  $\text{C}^{6+}$  的产生, 即随着靶厚度的增加, 电离出的碳离子价态会降低.

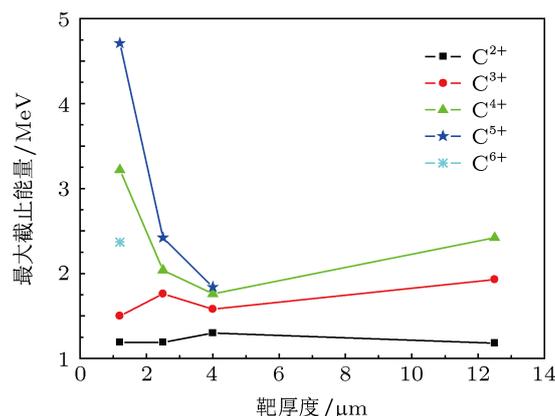


图5 不同价态碳离子最大截止能量随着靶厚度的变化

图 5 是根据图 3 的能谱做出的不同价态碳离子最大截止能量随着靶厚度的变化. 由图可知, 对于薄靶 ( $\leq 4 \mu\text{m}$ ),  $\text{C}^{4+}$ ,  $\text{C}^{5+}$  的最大截止能量随着靶厚度增加而下降, 说明靶越薄越有利于高能离子产生, 这与质子的加速是一致的. 主要原因是因为薄靶更有利于超热电子的传输, 但是由于预脉冲的影响, 存在最佳靶厚<sup>[11,12]</sup>. 实验中还发现,  $12.5 \mu\text{m}$  厚靶加速出的  $\text{C}^{4+}$  的最大截止能量大于  $2.5$  和  $4 \mu\text{m}$  薄靶加速出的, 这是因为  $12.5 \mu\text{m}$  的厚靶只能电离出  $\text{C}^{1+}$ — $\text{C}^{4+}$ , 荷质比最大的  $\text{C}^{4+}$  会被鞘层场优先加速到高能. 而  $2.5$  和  $4 \mu\text{m}$  的薄靶电离出了  $\text{C}^{1+}$ — $\text{C}^{6+}$ , 其中  $\text{C}^{5+}$  和  $\text{C}^{6+}$  的优先加速屏蔽了鞘层场对  $\text{C}^{4+}$  的加速.

此外, 实验中发现碳离子能谱高能部分存在平

台分布,如图 3(a)所示. Sinenian 等<sup>[13]</sup>认为,该平台是由于电子双温分布引起的,而我们模拟发现当靶厚度、 $C^{4+}$ 和 $C^{5+}$ 混合比例匹配时,同样可以观察到高价离子能谱的平台分布,这需要在后续工作中进一步确认.

## 4 总结

利用中国科学院物理研究所光物理重点实验室的极光 -III (Xtreme Light-III) 飞秒激光装置和实验平台,研究了超短超强激光与不同厚度薄膜靶相

互作用中靶背法线方向不同价态碳离子的来源.通过分析场致电离率和碰撞电离率的作用,发现 $C^{4+}$ 及更低价态碳离子主要通过场致电离产生,而 $C^{5+}$ 和 $C^{6+}$ 离子主要由超热电子与靶背表面的碰撞电离产生.由于超热电子数目和温度在碰撞电离机制中起重要作用,靶厚度的增加会抑制超热电子输运到靶背,影响了靶背的碰撞电离效应,所以厚靶不利于 $C^{5+}$ 和 $C^{6+}$ 的产生.能谱分析表明,靶越薄越利于高能离子的加速,但是由于厚靶会抑制高价离子的产生,消除大荷质比离子优先加速对 $C^{4+}$ 的屏蔽效应,从而提高了 $C^{4+}$ 的最大截止能量.

- 
- [1] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, Cowan T E, Roth M, Phillips T W, Stoyer M A, Henry E A, Sangster T C, Singh M S, Wilks S C, MacKinnon A, Offenberger A, Pennington D M, Yasuike K, Langdon A B, Lasinski B F, Johnson J, Perry M D, Campbell E M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [2] Clark E L, Krushelnick K, Davies J R, Zepf M, Tatarakis M, Beg F N, Machacek A, Norreys P A, Santala M I K, Watts I, Dangor A E 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 670
- [3] Roth M, Blazevic A, Geissel M, Schlegel T 2002 *Phys. Rev. Spec. Top.: Accel. Beams* **5** 061301
- [4] Hatchett S P, Brown C G, Cowan T E, Henry E A, Johnson J S 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2076
- [5] Hegelich M, Karsch S, Pretzler G, Habs D, Witte K, Guenther W, Allen M, Blazevic A, Fuchs J, Gauthier J C, Geissel M, Audebert P, Cowan T, Roth M 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 085002
- [6] Korzhimanov A V, Efimenko E S, Golubev S V, Kim A V 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 245008
- [7] Carrol D C, Tresca O, Prasad R, Romagnani L, Foster P S, Gallegos P, Ter-Avetisyan S, Green J S, Streeter M J V, Dover N, Palmer C A J, Brenner C M, Cameron F H, Quinn K E, Schreiber J, Robinson A P L, Baeva T, Quinn M N, Yuan X H, Najmudin Z, Zepf M, Neely D, Borghesi M, McKenna P 2010 *New J. Phys.* **12** 045020
- [8] Hegelich B M 2002 *Ph. D. Dissertation* (Germany: Ludwig Maximilian Muenchen Universitaet)
- [9] Bauer D, Mulser P, Steeb W H 1995 *Phys. Rev. Lett.* **75** 4622
- [10] Tikhonchuk V T 2002 *Phys. Plasmas* **9** 1416
- [11] Xu M H, Li Y T, Yuan X H, Yu Q Z, Wang S J, Zhao W, Wen X L, Wang G C, Jiao C Y, He Y L, Zhang S G, Wang X X, Huang W Z, Gu Y Q, Zhang J 2006 *Phys. Plasmas* **13** 104507
- [12] Xu M H, Li Y T, Carroll D C, Foster P S, Hawkes S 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 084101
- [13] Sinenian N, Fiksel G, Frenje J A, Freeman C G, Manuel M J E 2012 *Phys. Plasmas* **19** 093118

# Origin of energetic carbon ions with different charge states in ultrashort laser-thin foil interactions\*

Liu Meng<sup>1)2)</sup> Su Lu-Ning<sup>2)</sup> Zheng Yi<sup>2)</sup> Li Yu-Tong<sup>2)†</sup> Wang Wei-Min<sup>2)</sup>  
Sheng Zheng-Ming<sup>2)3)</sup> Chen Li-Ming<sup>2)</sup> Ma Jing-Long<sup>2)</sup> Lu Xin<sup>2)</sup>  
Wang Zhao-Hua<sup>2)</sup> Wei Zhi-Yi<sup>2)</sup> Hu Bi-Tao<sup>1)</sup> Zhang Jie<sup>2)3)</sup>

1) (School of Nuclear Science and Technology, Lanzhou University, Lanzhou 730000, China)

2) (Key Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

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

(Received 9 January 2013; revised manuscript received 8 May 2013)

## Abstract

High charge state carbon ions are observed from the rear surface of thin foil irradiated by intense femtosecond laser pulse at intensities up to  $6.4 \times 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>. The origin of the ions is studied by analyzing the basic ionization process occurring at the rear surface. It is shown that the normally dominant ionization process is field ionization by barrier suppression for charge states less than He-like (C<sup>4+</sup>), while collisional ionization is significant for C<sup>5+</sup> and C<sup>6+</sup>.

**Keywords:** ultrashort laser-foil interaction, ion acceleration, field ionization, collisional ionization

**PACS:** 52.38.Kd, 52.50.Jm

**DOI:** 10.7498/aps.62.165201

\* Project support by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10925421, 11135012, 10974250, 10935002).

† Corresponding author. E-mail: ytli@iphy.ac.cn