

# 激光等离子体推进机理的初步分析

张兴强<sup>1</sup> 鲁建业<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 湖北汽车工业学院理学系, 湖北 十堰 442002  
<sup>2</sup> 哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家级重点实验室, 黑龙江 哈尔滨 150006)

**摘要** 激光等离子体推进机理是激光推进技术的关键。基于平均原子(离子)模型(AAM)和碰撞-辐射平衡模型(CRM),对激光与等离子体相互作用过程进行了耦合计算,得出了一些特性参数。激光打碳靶实验结果验证了模拟结果的正确性,表明激光双脉冲打碳靶比单脉冲多产生最高为 50% 的冲量耦合系数,有利于激光推进。这为激光等离子体推进的进一步研究提供参考。

**关键词** 光电子学;激光等离子体推进;推进机理;理论模拟;实验研究

**中图分类号** TN249; O439 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201340.0802008

## Preliminary Analysis of Laser Sustained Plasma Propulsion Mechanism

Zhang Xingqiang<sup>1</sup> Lu Jianye<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> School of Science, Hubei Automotive Industries Institute, Shiyan, Hubei 442002, China  
<sup>2</sup> National Key Laboratory of Tunable Laser Technology, Harbin Institute of Technology, Harbin, Heilongjiang 150006, China)

**Abstract** Laser sustained plasma (LSP) propulsion mechanism is the key to laser propulsion technology. On the basis of the average atom (ion) model (AAM) and the collision radiation model (CRM), the interactive process between laser and plasma is simulated by coupling method to obtain some characteristic parameters. The experimental results of laser shooting carbon target prove the exactness of simulated results, and show that laser dipulse shooting carbon target can produce more impulse coupling coefficients by 50% at maximum than that by single pulse, which is favored to laser propulsion. This meaningful work will provide reference for further investigation on laser sustained plasma propulsion.

**Key words** optoelectronics; laser sustained plasma propulsion; propulsion mechanism; theoretical simulation; experimental investigation

**OCIS codes** 140.3440; 250.5403; 350.5400

## 1 引言

激光是人类科技发展史上的杰作,激光技术的不断发展和完善<sup>[1-4]</sup>为其逐渐延伸的应用领域奠定了坚实的基础。自 1971 年美国的 Kantrowitz<sup>[5]</sup>首次提出激光推进概念以来,激光等离子体推进因其远距离供能方向性好、比推力大、比冲高、冲量耦合系数大、推力/质量比高、无环境污染等特点<sup>[6]</sup>而受到世界上许多发达国家的重视。激光等离子体推进技术可获

得远大于传统化学推进所达到的速度,适合未来的高速飞行;此外,其在超远距离的深空探测,微卫星、纳卫星、皮卫星的机动发射和变轨调姿等方面都具有特定的优势。因此,目前激光等离子体推进已成为国内外先进推进技术的研究热点。美国、俄罗斯、日本、德国等发达国家早已开展了这方面的研究,激光等离子体推进演示实验层出不穷,并取得了很好的效果<sup>[7-9]</sup>。国内有关科研机构也开展了激光等离子体

收稿日期: 2013-03-01; 收到修改稿日期: 2013-04-22

基金项目: 湖北省教育厅科研重点项目(D20102002)

作者简介: 张兴强(1969—),男,博士,讲师,主要从事毛细管放电软 X 光激光和 EUVL 光源等方面的研究。

E-mail: zhangxingqiang.student@sina.com

推进的研究,获得了一些有价值的结果<sup>[10]</sup>。由于推进机理的研究始终是激光等离子体推进技术的重中之重,因此,本文从激光与物质相互作用的动力学过程出发,基于平均原子模型(AAM)和碰撞-辐射平衡模型(CRM)<sup>[11]</sup>,耦合计算了激光等离子体推进的有关参数,初步分析了推进机理。

## 2 激光等离子体推进机理的理论模拟

### 2.1 平均原子(离子)模型

通常要得到等离子体状态及其辐射的细节,如细致的谱线分布等,需要求解等离子体中各种离子组态的速率方程组,这要求仔细处理每种离化态的各种原子物理过程。对于重元素,离子组态数目庞大,数值求解非常困难。20世纪40年代,Mayer在高 $Z$ 元素不透明度计算中成功使用了一种简化模型——平均原子(离子)模型<sup>[11]</sup>,后经不断改进和完善。所谓平均离子是指一种虚构的离子,代表元素所有可能电荷状态的统计平均。平均离子的主量子壳层上束缚电子的占居概率 $P_n$ 表示各种离子组态在该壳层上束缚电子占居数的统计平均。平均离子模型的基本思想是尽可能使用已知的类氢原子结果,如波函数以及各种过程的截面等。同时作了一些基本假设:1)采用类氢原子能级;2)采用屏蔽的有效核电荷数;3)平均离子被离化的自由电子数;4)类氢能级的修正等。

### 2.2 碰撞-辐射平衡模型

如果入射激光的功率密度较低,临界面附近的物质密度不会太高。通过计算原子的光电吸收等过程的弛豫时间,发现在光学薄的情况下,一般仅需考虑碰撞电离、光电复合发射(或辐射俘获)、电子碰撞激发和谐线自发发射(或辐射衰变)等过程。而当自由电子密度增加时,三体复合过程变得越来越重要,需要加以考虑,此时即为碰撞-辐射平衡模型。该模型也作了一些假设:1)在束缚-束缚跃迁过程中,由于邻近能级的跃迁速率比非邻近能级的快1~2个量级,非邻近能级的跃迁可忽略;2)外壳层的电子碰撞电离速率比内壳层的快一个量级以上,内壳层的碰撞电离可忽略;3)如果内壳层出现空穴,自发衰变速率比碰撞退激发速率和复合发射速率快一个量级以上,三体复合更慢,因此后者均可忽略。

### 2.3 光与物质相互作用的物理图景及等离子体的一般几何结构

物质在激光辐射下膨胀,吸收的能量一方面转化为物质的内能(如物质原子/离子的激发、电离

等),另一方面用于产生物质微粒的运动(如原子、离子和电子的运动等)以及电磁辐射等。由此可见,物质吸收激光能量转化为流体力学动能和X光能是两个相互竞争的过程。精确研究这些作用需要对包括激光吸收、电子传热的辐射流体力学方程组和原子/离子的束缚电子占居概率方程组进行耦合求解。

激光在靶表面产生等离子体的空间分布如图1所示<sup>[12]</sup>。 $R_c$ 表示临界面,当激光从真空进入等离子体后,等离子体通过逆韧致吸收和反常吸收被加热,由于受热膨胀在真空界面与临界面之间形成高温低密度的电晕区,范围在 $R > R_c$ 。高温等离子体通过电子热传导将能量传至较高密度的电子热传导区(或称烧蚀区),范围在 $R < R_c$ 。 $T_e$ 表示电子温度, $\rho$ 表示等离子体密度, $W_{bb}$ 表示束缚-束缚跃迁的谱线自发衰变速率。对于高 $Z$ 元素,烧蚀区内电子温度不太高、物质密度不太低,具有发射X光的最佳状态,从 $W_{bb}$ 曲线可见,该区域内X光发射速率最大。

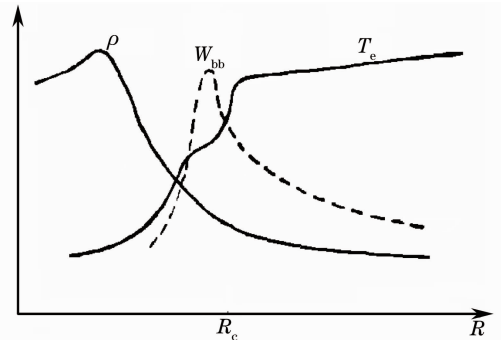


图1 靶表面等离子体的空间分布

Fig. 1 Spatial distribution of plasma on surface of target

### 2.4 等离子体吸收能量的转化方向和计算涉及的参数

等离子体吸收激光的能量后转化为等离子体内能、动能、离化能、X光能等。计算所涉及的参数包括:1)流体力学方面:①电子热流;②电子热流受阻因子;③离化能;④临界面(及其他位置)的温度、密度、声速等;2)原子物理方面:①束缚电子占居概率;②各种原子物理过程参数,如光电离/复合截面、电子碰撞电离/复合截面、碰撞激发/退激发截面、谱线吸收/发射截面等;3)可计算的参数方面:①束缚电子占居概率、自由电子密度;②不同壳层各种原子物理过程的弛豫时间;③各种辐射/复合过程的速率;④电子温度、等离子体密度;⑤物质微粒的内能、动能、离化能以及X光能的能量转换效率及其随时间的变化;⑥烧蚀质量、烧蚀压力、烧蚀区温度分布、烧蚀深度、烧蚀区达到稳定所需的时间等。

### 2.5 耦合求解思路

原子物理过程与流体力学过程是紧密相关的, 某一过程状态参数的改变可能引起另一过程的状态参数发生变化, 两种过程的状态参数相互影响, 直到自洽, 最终得到所需的物理参数。等离子体状态的耦合计算过程示意图如图 2 所示, 由初始化电子温

度和等离子体密度, 建立束缚电子占居概率方程组, 解得原子物理过程的相关参数, 代入流体力学方程组, 解得流体力学过程参数, 如电子温度、等离子体密度等, 再次代入束缚电子占居概率方程组, 进行循环求解, 直到自洽。最终得出所需的物理参数, 如烧蚀压力、烧蚀速度、弛豫时间等。

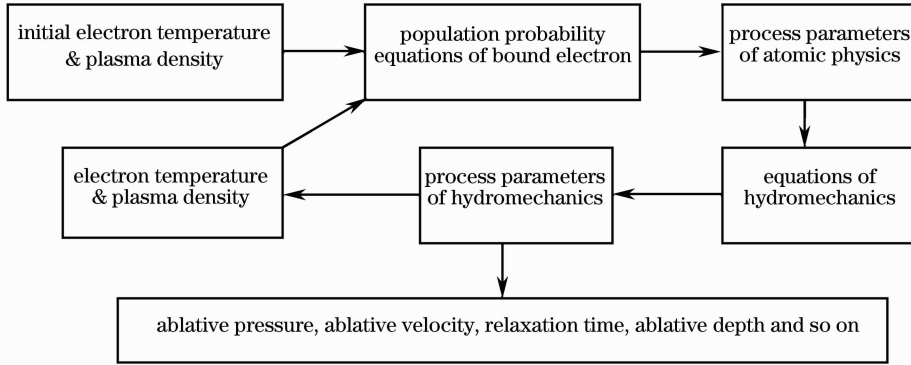


图 2 等离子体状态的耦合计算过程示意图

Fig. 2 Schematic diagram of coupling simulated process for plasma state

### 2.6 理论模拟过程

#### 2.6.1 束缚电子占居概率方程组的建立

考虑四种正逆过程: 1) 光电吸收和复合; 2) 碰

撞电离和三体复合; 3) 电子碰撞激发和退激发; 4) 谱线的发射和吸收。束缚电子占居概率方程组<sup>[11]</sup>可表示为

$$\begin{aligned} \frac{dP_n}{dt} = & N_e \beta_n^{(\nu)} (1 - P_n) - P_n \alpha_n^{(\nu)} + N_e^2 \beta_n^{(e)} (1 - P_n) - \alpha_n^{(e)} N_e P_n + \\ & N_e \left\{ (1 - P_n) \frac{1}{c_n} \left[ \sum_{p>n} c_p P_p \alpha_{pn} + \sum_{g<n} c_g P_g \beta_{gn} \right] - P_n \left[ \sum_{p>n} \beta_{np} (1 - P_p) + \sum_{g<n} \alpha_{ng} (1 - P_g) \right] \right\} + \\ & \sum_{p>n} \bar{\beta}_{pn}^{(\nu)} P_p (1 - P_n) + \sum_{g<n} \bar{\alpha}_{gn}^{(\nu)} P_g (1 - P_n) - \sum_{p>n} \bar{\alpha}_{np}^{(\nu)} P_n (1 - P_p) - \sum_{g<n} \bar{\beta}_{ng}^{(\nu)} P_n (1 - P_g). \end{aligned} \quad (1)$$

(1)式右边第一、二项表示光电吸收和复合; 第三、四项表示碰撞电离和三体复合; 第五项表示电子碰撞激发和退激发; 第六、七、八、九项表示谱线的发射和吸收。其中  $n=1, 2, \dots, n_0$ , 其他参数的含义如下: 1)  $P_n$  表示原子第  $n$  个能级上的电子占居概率; 2)  $\alpha_n^{(\nu)}$  表示分布函数为  $f_\nu$  的辐射场单位时间、单位体积内在第  $n$  壳层上与一个束缚电子发生光电吸收(光电离)的概率;  $\beta_n^{(\nu)}$  表示单位时间、单位体积内速度为  $u$ 、速度间隔在  $du$  内的自由电子复合到第  $n$  壳层上的概率; 3)  $\alpha_n^{(e)}$  表示单位时间、单位体积内速度为  $u$ 、速度间隔在  $du$  内的自由电子与第  $n$  壳层上束缚电子碰撞的概率;  $\beta_n^{(e)}$  表示单位时间、单位体积内自由电子复合到第  $n$  壳层上的概率; 4)  $\alpha_{pg}$  表示单位时间、单位体积内原子由高能态  $p$  退激发到低能态

$g$  的概率;  $\beta_{gp}$  表示单位时间、单位体积内原子由低能态  $g$  激发到高能态  $p$  的概率; 5)  $\bar{\alpha}_{gp}^{(\nu)}$  表示单位时间内束缚电子由低能态  $g$  受激跃迁到高能态  $p$  (谱线吸收) 的概率;  $\bar{\beta}_{pg}^{(\nu)}$  表示单位时间内束缚电子由高能态  $p$  自发衰变到低能态  $g$  (谱线发射) 的概率<sup>[11]</sup>。

(1)式是  $P_n$  的非线性联立方程组, 由于其中的系数是力学状态量温度、密度和辐射场  $f_\nu$  的函数, 因此必须与辐射流体力学方程组联立求解。同时应满足电子数守恒条件, 即单位体积内的电子数  $N_e$  应满足  $N_e = N \left( Z - \sum_{n=1}^{n_0} c_n P_n \right)$ , 式中  $N$  是单位体积内的原子数,  $Z$  是原子序数。

在碰撞-辐射平衡模型下束缚电子占居概率方程组可简化为

$$\begin{aligned} \frac{dP_n}{dt} = & \{N_e^2\beta_e + N_e\beta_n^{(\nu)} - N_e[(\alpha_n^{(e)} + \beta_n^{(\nu)} + N_e\beta_n^{(e)})P_n]\}\delta_{m_0} + \\ & \left[ N_e\beta_{n-1,n} \frac{c_{n-1}}{c_n} P_{n-1}(1-P_n) - \frac{c_{n-1}}{c_n} \bar{\beta}_{n-1,n}^{(\nu)} P_n(1-P_{n-1}) \right] (1-\delta_{1n}) - \\ & \left[ N_e\beta_{n,n+1} P_n(1-P_{n-1}) - \bar{\beta}_{n-1,n}^{(\nu)} P_{n-1}(1-P_n) \right] (1-\delta_{m_0}). \end{aligned} \quad (2)$$

采用牛顿迭代法求解得

$$N_e^{(S+1)} = N_e^{(S)} - \frac{N_e^{(S)} - \rho_i \left[ Z - \sum_{n=1}^{n_0} c_n P_n^{(S)} \right]}{1 - \sum_{n=1}^{n_0} c_n P_n^{(S)} [1 - P_n^{(S)}] \{ [(n_0 - n)/N_e^{(S)}] - [\beta_{n_0}^{(\nu)}]/[\beta_{n_0}^{(\nu)} + N_e^{(S)}\beta_{n_0}^{(\nu)}] \}}. \quad (3)$$

### 2.6.2 流体力学方程组的建立

由于电晕区密度较低,电子自由程较长,该区域可作等温处理。考虑到三种过程(韧致过程/光电过程/谱线过程)的 X 光发射能量都正比于密度的平方,可忽略该区域的 X 光发射量。假设激光吸收发生在临界面上,吸收的激光能量以热电子增殖的方式就地沉积。对于高 Z 元素,内层电子很难离子化,等离子体都是部分离子化的。通常而言,临界面上的

等离子体以声速向电晕区运动,电晕区的流体以超音速向真空膨胀。超临界密度区的流体以亚声速向临界面方向流动,这个区域内的 X 光发射处于最佳力学状态,产生的 X 光几乎完全进入真空。为简化计算,假设电子和离子具有相同的温度,由于离子热容量小,这种简化不会引入太大的误差。在以上流体力学模型的基础上,流体力学方程组<sup>[11]</sup>可表示为

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + P) = 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \epsilon + \frac{1}{2} u^2 + e_i \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[ \rho u \left( \epsilon + \frac{1}{2} u^2 + e_i \right) + pu + F \right] = I_a \delta(x - x_c) - W_R \end{cases}, \quad (4)$$

式中  $\epsilon = \frac{c^2}{\gamma - 1}$ ,  $P = \rho c^2$ ,  $c^2 = \frac{(Z' + 1)RT}{A}$ ,  $\gamma = 5/3$  是绝热指数, A 是克分子数, c 是声速,  $e_i = kn_i \sum_{Z=0}^{Z'} I(Z) \approx \int_0^{Z'} kn_i I(Z) dZ$ ,  $F = -f_e k_e \frac{\partial T}{\partial x}$ ,  $k_e = \frac{9.23 \times 10^2 T^{5/2}}{(Z' + 4) \ln \Lambda_{ei}} \approx \frac{92.3 T^{5/2}}{Z'}$ ,  $A_{ei}$  为电子与离子复合的库仑对数,  $f_e$  是电子热流受阻因子,  $f_e \approx 1/\sqrt{A}$ , A 是克原子量<sup>[11]</sup>。

### 2.6.3 方程组确立的各种参数

根据上述流体力学模型,电晕区是超声区,且为等温区,可解得随时间变化的稀疏波解。超临界密度区是亚声速区,可定态求解。两个区域求解后,利用临界面条件或能量守恒条件将两个区域的解联立,得到完整解。通过求解,部分参数的表达式<sup>[11]</sup>为:烧蚀压为  $P_a = 2\rho_c c_0^2 = 2P_c$ ; 烧蚀速度为  $\frac{dm}{dt} =$

$\rho u = \rho_c c_0$ ; 弛豫时间为  $t_0 = \frac{l_0 \rho_{s0}}{|\rho_c c_0|}$ ; 等效烧蚀深度为

$$l_0 = \frac{1}{\rho_{s0} D_0} \int_0^{T_c} \rho(T_e) (-d_{EPLS} + 3.5) \left[ \frac{T_e}{T_c} \right]^{-d_{EPLS} + 3.5} \frac{1}{T_c} dT_e.$$

### 2.7 理论模拟结果

利用耦合求解方法,对元素 Al、C、Ar、O、N、He、Ne、Xe 的激光等离子体特性进行了模拟。烧蚀压随激光功率密度的变化如图 3 所示,等效烧蚀深度随激光功率密度的变化如图 4 所示,弛豫时间随

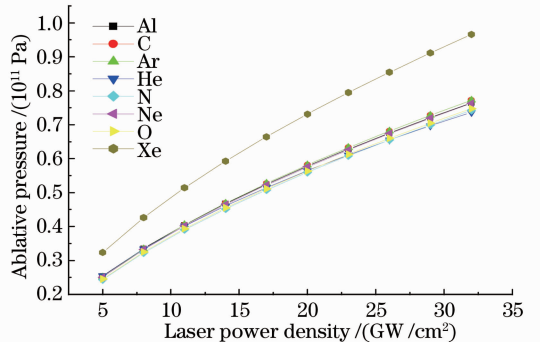


图 3 烧蚀压随激光功率密度的变化

Fig. 3 Ablative pressure versus laser power density

激光功率密度的变化如图 5 所示,烧蚀速度随激光功率密度的变化如图 6 所示。

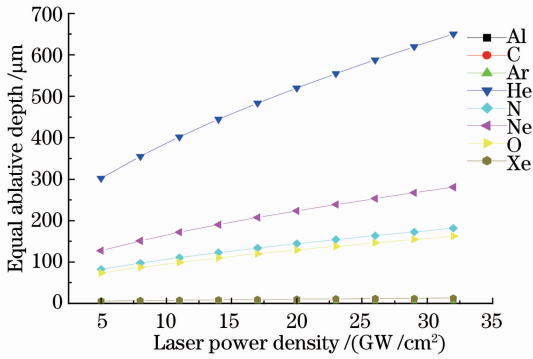


图 4 等效烧蚀深度随激光功率密度的变化

Fig. 4 Equal ablative depth versus laser power density

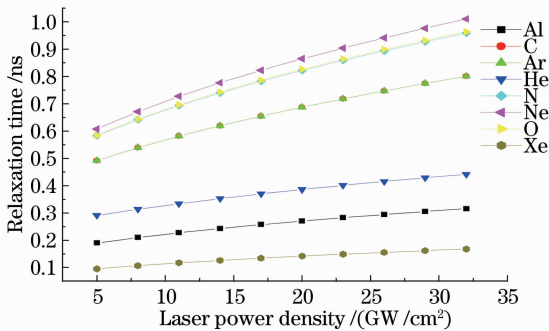


图 5 弛豫时间随激光功率密度的变化

Fig. 5 Relaxation time versus laser power density

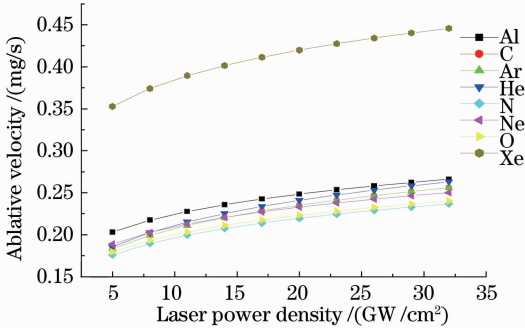


图 6 烧蚀速度随激光功率密度的变化

Fig. 6 Ablative velocity versus laser power density

从图 3 可见,这些元素的烧蚀压随激光功率密度的增强而增大。当激光功率密度较低时,除了 Xe 以外,其他元素的烧蚀压差别不大。在相同的激光功率密度下,Xe 的烧蚀压最大,有利于推进。拟合的情况表明,理论烧蚀压  $P_t = aI^b$ ,其中  $a \in [0.093, 0.125]$ ,  $b \in [0.590, 0.605]$ ,  $I$  是入射激光的强度。从图 4 可见,等效烧蚀深度随激光功率密度的增强而增大。当激光功率密度较低时,等效烧蚀深度差别较显著。在相同的功率密度下,He 的等效烧蚀深度最大,其余依次是 Ne、N、O、Xe,剩下 Al、Ar、C 的等效烧蚀深

度很小,无太大差别。从图 5 可见,弛豫时间随激光功率密度的增强而增大。当激光功率密度较低时,弛豫时间已有差别。随着激光功率密度的增加,弛豫时间的差别加大。在相同的激光功率密度下,Ne 的弛豫时间最长,剩下的依次是 O 和 N(几乎无差别),C 和 Ar(几乎无差别),He、Al、Xe。从图 6 可见,烧蚀速度随激光功率密度的增强而增大。除了 Xe 以外,其他元素的烧蚀速度差别不大。Xe 的烧蚀速度远大于其他元素的,剩下的依次是 Al、He、C、Ar、Ne、O、N,中间有交叉的情况。从烧蚀速度来看,Xe 和 Al 有利于推进。

### 3 激光等离子体推进机理的实验研究

双脉冲打靶示意图如图 7 所示,钇铝石榴石(YAG)激光器发出的激光脉冲经半反射镜 1 透射后由聚焦透镜 1 聚焦,形成光束 1 打在碳靶上;经半反射镜 1 反射的光束,由全反射镜 2 完全反射,通过聚焦透镜 2 聚焦形成光束 2,也打在碳靶上。调整全反射镜 2 与半反射镜 1 和碳靶之间的距离,可以调节光束 1 与光束 2 之间的延时。移开半反射镜 1,则变成了单脉冲打靶。

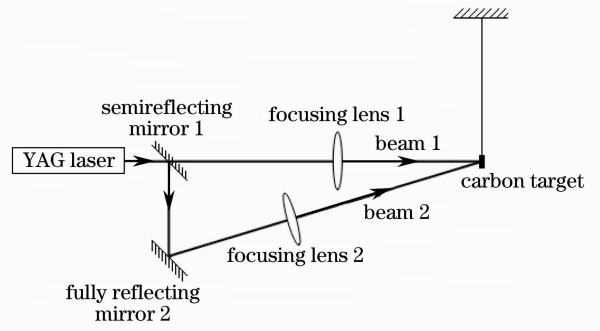


图 7 双脉冲打靶示意图

Fig. 7 Schematic diagram of dipulse shooting target

单脉冲(a)和双脉冲(b)波形如图 8 所示,单脉冲和双脉冲的脉宽均为  $\tau$ ,光束 1 与光束 2 之间的延时为  $\Delta$ ,可以调节。

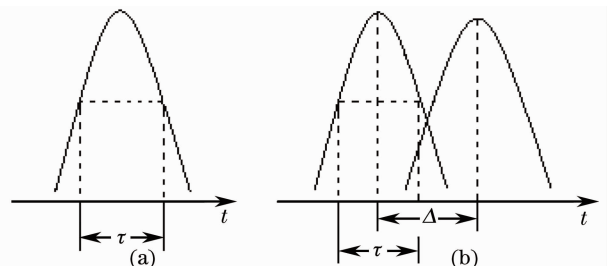


图 8 (a) 单脉冲和(b) 双脉冲波形

Fig. 8 Waveforms of (a) single pulse and (b) dipulse



## 4 结果与分析

单脉冲打靶的平均最大偏移量与激光能量的关系如图 9 所示,当激光能量为 203 mJ,脉宽为 10 ns 时,改变双脉冲的延时,平均最大偏移量与延时的关系如图 10 所示,双脉冲打靶的平均最大偏移量与激光能量的关系如图 11 所示。

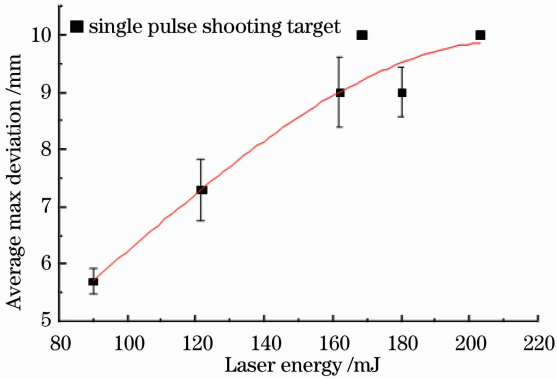


图 9 平均最大偏移量与激光能量的关系

Fig. 9 Average max deviation versus laser energy

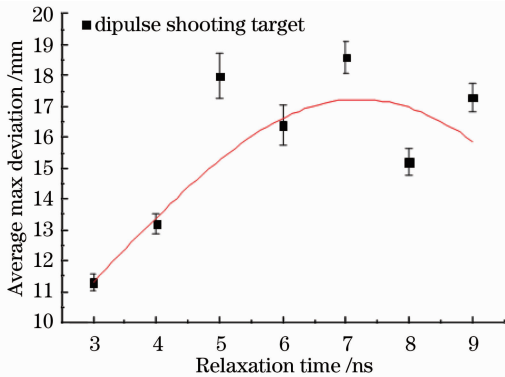


图 10 平均最大偏移量与延时的关系

Fig. 10 Average max deviation versus relaxation time

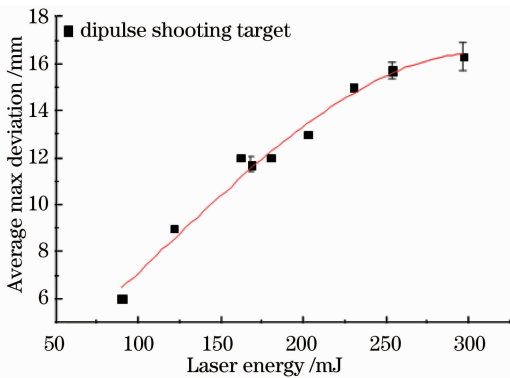


图 11 平均最大偏移量与激光能量的关系

Fig. 11 Average max deviation versus laser energy

激光器的脉宽为 10 ns,能量可调。从图 9 中可见,随着激光能量的增大,平均最大偏移量逐渐增加。当能量超过 160 mJ 时,平均最大偏移量渐趋稳

定,203 mJ 的平均最大偏移量稳定在 10 mm。为此,将激光能量固定在 203 mJ,研究平均最大偏移量与双脉冲延时的关系。从图 10 中可见,平均最大偏移量随着延时的增加而增大,当延时达到 7 ns 时,平均最大偏移量达到极大值,进一步增加延时,平均最大偏移量反而下降。这说明双脉冲打靶时,光束 1 和光束 2 的延时为 7 ns 时,可以最大限度地推动碳靶。保持双脉冲的延时为 7 ns,研究平均最大偏移量与激光能量的关系。从图 11 中可见,平均最大偏移量随着激光能量的增加而增大,平均最大偏移量与能量的 1/3 次方呈近似线性关系。

在图 7 中,当碳靶偏角  $\alpha$  不大(摆长 31.5 cm) 时,偏移量  $x$  与偏角呈近似线性关系。由比冲公式  $I_{sp} = \frac{1}{g(\gamma+1)} \left[ \frac{2(\gamma^2-1)}{\rho_0} \right]^{\frac{1}{3}} I^{\frac{1}{3}} = k_1 I^{\frac{1}{3}}$ , 化简得  $I_{sp} = \frac{M}{m} \sqrt{\frac{l}{g}} \alpha = k_2 \alpha$ 。实验烧蚀压  $P_e = F/S = \rho g l (M/m)^2 \alpha^2 = k_3 \alpha^2$ , 因而  $P_e \propto I^{2/3}$ , 其中  $k_1, k_2, k_3$  为常数,  $I$  表示入射激光强度,  $M$  表示碳靶的总质量,  $m$  表示物质的烧蚀质量,  $l$  表示摆线的长度。图 3 给出理论烧蚀压  $P_t$  中的  $b \in [0.590, 0.605]$ 。不难发现,  $2/3$  接近  $b$  的范围, 这说明理论模拟与实验结果是相符的。

在激光能量相同的情况下,冲量耦合系数  $C_m = \frac{M}{E} \sqrt{gl} \alpha = k_4 \alpha$ ,  $k_4$  是常数,  $E$  表示入射激光能量偏移量大,说明  $C_m$  大。从图 9 和图 11 中可见,在相同的激光能量下,调节合适的延时,双脉冲打靶的平均最大偏移量比单脉冲的最多可提高 50%, 这说明双脉冲打靶冲量耦合系数较大,可以有效利用激光脉冲的能量。

## 5 结 论

在初步分析激光等离子体推进机理的基础上,利用哈尔滨工业大学可调谐激光技术国家重点实验室的 Nd:YAG 激光器进行了激光打靶实验。结果表明,实验观测值证实了激光等离子体推进机理的初步理论分析是正确的。同时也发现,在相同的激光能量下,双脉冲打靶的平均最大偏移量比单脉冲可提高 50%, 这也提高了激光打靶的冲量耦合系数,更有利于激光推进。

## 参 考 文 献

1 Zhou Shouhuan, Feng Guoying. Mode distributions of large-aperture high-power thin disk laser and beam quality diagnosis

- [J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(9): 0900110.
- 周寿桓, 冯国英. 大口径薄片激光器中的谐振模式及光束质量诊断[J]. *光学学报*, 2011, 31(9): 0900110.
- 2 Luo Xi, Chen Peifeng, Wang Ying, *et al.*. An exploratory investigation of wide-band beam shaping for high power laser processing[J]. *Chinese J Lasers*, 2011, 38(4): 0403003.
- 罗曦, 陈培锋, 王英, 等. 新型高功率激光加工用激光光束展宽方法的探索性研究[J]. *中国激光*, 2011, 38(4): 0403003.
- 3 Li Ping, Liang Yue, Xu Bing, *et al.*. Study on gain stability of main amplifier in high power laser facility[J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(1): 0102007.
- 李平, 梁越, 徐冰, 等. 高功率激光装置主放大器的增益稳定性研究[J]. *中国激光*, 2012, 39(1): 0102007.
- 4 Yu Xiaochen, Hu Jiasheng, Wang Lianbao. New methods for improving the quality of laser beam shaping [J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(1): 0116002.
- 于晓晨, 胡家升, 王连宝. 提高激光束整形质量的新方法[J]. *中国激光*, 2012, 39(1): 0116002.
- 5 A Kantrowitz. Propulsion to orbit by ground-based lasers[J]. *Astronautics and Aeronautics*, 1972, 10(5): 74-76.
- 6 Hong Yanji, Li Xiuqian, Dou Zhiguo. Advances in study on laser propulsion[J]. *Acta Aeronautica et Astronautica Sinica*, 2009, 30(11): 2003-2014.
- 洪延姬, 李修乾, 窦志国. 激光推进研究进展[J]. *航空学报*, 2009, 30(11): 2003-2014.
- 7 P W Garrison, J F Stocky. Future spacecraft propulsion[J]. *J Propulsion*, 1987, 4(6): 520-525.
- 8 T Yabe, C Phipps, M Yamaguchi, *et al.*. Microairplane propelled by laser driven exotic target [J]. *Appl Phys Lett*, 2002, 80(23): 4318-4320.
- 9 W L Bohn. Laser lightcraft performance[C]. *SPIE*, 2000, 3885: 48-53.
- 10 Zhang Nan, Xu Zhijun, Zhu Xiaonong, *et al.*. Laser propulsion technology[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(6): 1025-1037.
- 张楠, 徐智君, 朱晓农, 等. 激光推进技术[J]. *红外与激光工程*, 2011, 40(6): 1025-1037.
- 11 Zhang Jun. A theoretical model of laser generation X ray [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1990, 2(2): 179-190.
- 张钧. 激光产生 X 光的理论模型[J]. *强激光与粒子束*, 1990, 2(2): 179-190.
- 12 R F Weiss, A N Pirri, N H Kemp. Laser propulsion [J]. *Astronautics and Aeronautics*, 1979, 17(3): 50-54.

栏目编辑:何卓铭