文章编号:1000-5773(2008)02-0142-07

激光与固体靶面烧蚀等离子体的能量耦合计算*

童慧峰[1,2],唐志平[2]

(1. 中国工程物理研究院流体物理研究所,四川绵阳 621900;
2. 中国科学技术大学力学和机械工程系,安徽合肥 230026)

摘要:强激光辐照下固体靶表面迅速汽化产生靶蒸气等离子体,激光穿过等离子体区到达固体靶表面的过程就是激光束与等离子体的能量耦合与交换过程。采用具有五阶精度的 WENO 差分格式和简易等离子体状态方程模型对激光与等离子体相互作用的复杂物理过程进行了数值计算,分析了激光束能量在等离子体区中的吸收、屏蔽效应等动态耦合规律以及激光支持等离子体前驱冲击波传播。数值模拟结果表明:激光能量是支持靶面等离子体运动的唯一原因,能量屏蔽效应对激光与等离子体能量耦合有很大影响,通过控制激光脉冲宽度,可以合理调节屏蔽效应的影响。

关键词:激光等离子体;能量耦合;数值模拟;屏蔽效应
中图分类号:O532.25 **文献标识码**:A

1 引 言

强激光辐照下固体靶表面会迅速汽化产生靶蒸气混合等离子体,这一物理现象及相应的动态物理过程在许多工业领域得到应用,比如利用激光烧蚀等离子体沉积生成纳米尺度薄膜,激光烧蚀材料表面处理以及许多在医学领域的应用等[1-5]。近年来,随着激光应用领域的不断扩展,一种利用激光烧蚀固体靶产生推进作用的新型推进方式成为研究热点,相比于传统的化学火箭推进方式,激光推进具有发射成本低、无污染等诸多优点,从 20 世纪 90 年代开始国内外已经在开展这方面的研究工作[6-8]。随着激光器能量的提高,在未来几年或十几年内,激光推进将有可能成为一种可应用的空间推进方式。

激光推进,究其基本原理还是利用强激光与固体靶相互作用,瞬时产生高温、高压蒸气等离子体并高速向外喷射,从而施加给靶体一推进冲量,其基本原理如图 1 所示。在强激光作用的整个时间内,靶面处于初始状态的时间很短,靶面蒸气等离子体几乎是瞬间产生的,这样激光与靶的相互作用就转变为激光与靶蒸气等离子体和固体靶的相互作用,激光束需要穿越整个等离子体区才能到达固体靶表面。激光与等离子体相互作用的物理过程十分复杂,激光能量通过复杂的物理作用机制,被等离子体吸收转化为等离子体的内能,使得靶面等离子体的温度、压力进一步升高并高速向外喷溅,同时等离子体区不断向外扩展。

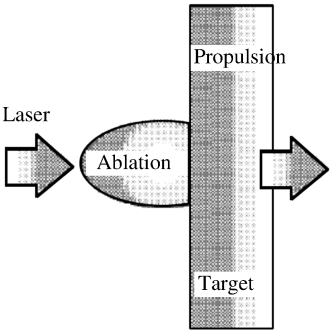


图 1 激光推进基本作用原理示意图

Fig. 1 Schematic of principle of laser propulsion

* **收稿日期**:2007-06-04;**修回日期**:2007-09-03
作者简介:童慧峰(1976—),男,博士,主要从事激光与物质相互作用研究. E-mail:hftong@mail.ustc.edu.cn

在整个等离子体区，因各处的密度、温度各不相同，吸收激光能量的效率也各不相同。本研究通过对等离子体平均电离度的计算，给出描述等离子体的简易状态方程，并采用具有五阶精度的 WENO 差分格式对激光与等离子体相互作用的动态物理过程进行了数值模拟计算，重点分析激光能量在等离子体区的动态转化规律。

2　等离子体屏蔽效应

等离子体屏蔽效应是激光与等离子体相互作用过程中重要的物理现象，它对激光与等离子体的能量耦合产生重要影响。

激光作为一种电磁波，在等离子体中传播的色散关系是

$$\omega_{\mathrm{L}}^2 = \omega_{\mathrm{p}}^2 + k^2 c^2 \tag{1}$$

式中：$\omega_{\mathrm{L}} = 2\pi\nu = 2\pi c/\lambda$ 为激光的圆频率，ν 是频率，λ 是波长，c 是真空中的光速，$k = 2\pi/\lambda$ 为波数；而

$$\omega_{\mathrm{p}} = (4\pi n_{\mathrm{e}} e^2/m_{\mathrm{e}})^{1/2} \tag{2}$$

ω_{p} 为等离子体固有频率，n_{e} 是电子数密度，e 和 m_{e} 分别为电子电荷和质量。由上式可知，电子数密度越高，等离子体频率也越高。当 $\omega_{\mathrm{p}} = \omega_{\mathrm{L}}$ 时，即等离子体频率等于入射激光的圆频率时，由上式可知，此时的电子数密度为

$$N_{\mathrm{ec}} = \pi m_{\mathrm{e}} c^2/e^2\lambda^2 \approx 1.1 \times 10^{21}/\lambda^2 \tag{3}$$

式中：N_{ec} 为临界电子数密度（单位为 cm^{-3}），λ 单位为 μm。在等离子体中，电子数密度等于临界电子数密度的面称为临界密度面，或简称临界面，它把等离子体分成两个区域：电子数密度低于临界密度的电晕区和电子数密度高于临界密度的烧蚀区，激光只能在电晕区传播，这就是等离子体屏蔽效应。

3　计算模型

3.1　控制方程及数值方法

忽略等离子体的粘性，流场控制方程依然采用经典的二维轴对称流体动力学控制方程组[9-10]

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F(U)}{\partial x} + \frac{\partial G(U)}{\partial y} = H(U) \tag{4}$$

方程中各项的描述可参见文献[10]。与普通的可压缩流体力学方程不同的是，在能量方程中通过项 $\partial I/\partial x$ 使得激光能量进入等离子体流场，激光与等离子体的吸收模型在后一节详细介绍。

流体动力学方程组的求解通常都是采用数值方法，通过空间和时间离散，将偏微分方程组转化为当前空间和时间域的常微分方程组，从而实现求解。本文中采用具有五阶精度的加权本质无振荡格式 WENO 进行空间离散，WENO（Weighted ENO）[11] 差分格式是 20 世纪 90 年代在 ENO（Essentially Non-Oscillatory Schemes）[11,13] 的基础上发展起来的具有高精度、高分辨率的一种差分格式，它是利用各个备选模板的凸组合的方式重构，每个模板的权值也就是组合系数的选取依赖于该模板上数值解的局部光滑性，这样，在同样的可选模板情况下，在光滑区域，WENO 具有比 ENO 更高的精度，而在间断附近，又保持有 ENO 的性质。

为满足稳定性和相容性条件，要求

$$w_r \geqslant 0, \quad \sum_{i=0}^{k-1} w_r = 1 \tag{5}$$

式中：w_r 为各个备选模板凸组合的权。当函数 $f(u)$ 在一个或更多的模板上出现间断时，为避免采用线性权而引起的强烈振荡，须构造非线性权。

$$w_r = \frac{\alpha_r}{\sum_{s=0}^{k-1}\alpha_s}, \quad r = 0,1,\cdots,k-1 \tag{6}$$

式中

$$\alpha_r = d_r/(e+\beta_r)^2 \tag{7}$$

式中：$e > 0$ 为引入的小量，用以避免出现分母为零，通常情况下取 $e = 10^{-6}$。β_r 称之为“光滑因子”，

Shu[11]给出了一种光滑因子和非线性权的构造方法

$$\beta_r=\sum_{l=1}^{k-1}\int_{x_{j-1/2}}^{x_{j+1/2}}\Delta x^{2l-1}\left[\frac{\partial^l p^{(r)}(x)}{\partial^l x}\right]^2\mathrm{d}x \tag{8}$$

式中:$p^{(r)}(x)$是在区间 $I_j=(x_{j-1/2},x_{j+1/2})$上节点模板 $S_r(j)$的插值多项式。

时间离散采用 Runge-Kutta 三阶时间离散格式[12]。

3.2 状态方程

电子的 Helmholtz 自由能为[13]

$$F_e=-\alpha N_0 kT\left[\ln\left(\frac{AT^{3/2}}{\alpha\rho N_0}\right)+1\right]+N_0 Q(\alpha) \tag{9}$$

式中

$$A=\frac{2(2\pi m_e k)^{3/2}}{h^3},\quad Q(\alpha)=\sum_{i=1}^{L}I^i+(\alpha-L)I^{L+1} \tag{10}$$

式中:α 是系统平均电离度,L 是大于 $\alpha-1$ 小于 α 的整数,m_e 为电子质量,k、h 分别为玻尔兹曼常数和普朗克常数,I^i 是原子的第 i 级电离势,N_0 为单位质量的总原子数。

可以得到电子对状态方程贡献项的表达式

$$p_e=\alpha N_0\rho kT,\quad E_e=\frac{3}{2}\alpha N_0 kT+N_0 Q(\alpha) \tag{11}$$

由前面的推导可以知道,要计算等离子体中电子作用项,最主要的就是系统平均电离度的计算。

在电离平衡计算中,各级离子数通过一组方程确定

$$\frac{N^i}{N^{i-1}}=K(\rho,T),\quad K(\rho,T)=\frac{g^i}{g^{i-1}}\frac{2(2\pi m_e kT)^{3/2}}{\rho N_e h^3}\exp\left(-\frac{I^i}{kT}\right) \tag{12}$$

式中:N^i、N^{i-1}分别为单位质量等离子体的第 i 级和第 $i-1$ 级离子数,g^i 是第 i 级离子的基态统计权系数,文献[10]中给出了电离度的计算方法。

3.3 能量吸收机制

激光在等离子体电晕区传播时,能量通过各种机制不断耗散,或者说通过各种吸收机制不断把能量转交给等离子体,激光强度逐渐减弱。等离子体对激光能量的吸收机制可以分为经典碰撞吸收和反常吸收两大类:经典碰撞吸收是指由等离子体中粒子之间的碰撞引起的能量吸收,处于激光等离子体中的电子随着光波电场高频振荡,一旦和其它粒子发生碰撞,这一振荡动能就会变成等离子体无规则运动的动能,这就是经典碰撞吸收,也称逆韧致吸收过程。逆韧致吸收是激光与等离子体相互作用重要的吸收机制,特别是对于短波长激光,它更是最重要的吸收机制。逆韧致吸收发生于整个电晕区,使大量等离子体普遍被加热,因此,这种吸收的品质是比较好的。理论和实验都表明,对于相同的靶材,当辐照激光波长比较短,脉冲宽度比较长,功率密度不太高时,逆韧致吸收的效率也比较高。

反常吸收是指激光能量通过各种非碰撞机制部分地转化为等离子体波的能量,再通过朗道(Landau)阻尼、波破或其它耗散机制把波的能量转化为等离子体无规则运动的能量。反常吸收包括共振吸收和各种非线性参量不稳定吸收等,但目前还难以有确定的公式来进行计算,所以本研究只考虑逆韧致吸收机制。

按照 Zeldovich 和 Raizer 的理论逆韧致吸收的吸收系数[13]

$$K_R=\frac{2.432\times10^{-37}}{(h\nu)^3}\left[1-\exp\left(-\frac{h\nu}{kT}\right)\right]\frac{Z(Z+1)^2N_e^2}{T^{1/2}} \tag{13}$$

在具体的计算当中上面的公式过于复杂,更细致的计算可以得到等离子体的线性吸收系数

$$K_R=2.91\times10^{-21}\frac{Z\ln\bar{\Lambda}(N_e/N_{ec})^2N_{ec}}{\sqrt{1-N_e/N_{ec}T^{3/2}}} \tag{14}$$

式中:N_e 为自由电子数密度,N_{ec}为临界自由电子粒子数密度,都以 cm^{-3}为单位。从上式明显地看到,对于短波长激光逆韧致吸收大大增加,同时也看到吸收系数对于温度和电离度的敏感性。

4　计算结果与分析

4.1　算例一

计算简易模型如图 2 所示，Ax 为对称轴，Ay 为固体靶面，取为固定边界条件，By、Bx 取为自由边界条件，AC 为激光烧蚀作用区，在计算中处理为烧蚀边界。

光斑半径 0.05 cm，激光波长 1.06 μm，激光脉冲宽度 20 ns，单脉冲能量约 3.2 J，固体靶材料为 Al。

图 3 分别给出了在激光作用期间 4、8 和 16 ns 3 个时刻激光束能量在靶面等离子体区的分布。图中 $x=0$ 处是固体靶面，忽略烧蚀引起的靶面位置变化，这样 $x=0$ 处激光束能量值就是经过等离子体区吸收后到达固体靶表面的激光能量。从图中可以看到，激光能量从进入等离子体区开始被吸收而减小，在整个等离子体区激光能量并不是被均匀吸收，而是呈现出不同的变化规律，从激光能量都能到达固体靶面可以看出，对于 $t=20$ ns 脉冲宽度情况下还没有发生激光能量等离子体屏蔽现象，也就是说在整个靶面等离子体区还没有出现自由电子密度达到或超过临界电子密度的区域。4 ns 时，靶面等离子体区刚刚形成，从图中可以看到等离子体区 x 方向尺寸不到 0.01 cm，并且此时等离子体由于刚刚产生，其温度较低，对激光能量的吸收效率还比较低，所以此时绝大部分激光能量能够到达固体靶表面。$t=8$ ns时，等离子体区厚度已经达到 0.02 cm，经过几纳秒时间对激光能量的吸收，等离子体温度迅速升高，相应的其对激光能量的吸收能力迅速增强，这样与 4 ns 时激光能量缓慢减小不同，在远端（远离靶面）等离子体区激光能量依然缓慢减小，但在 $x=0.01$ cm 附近区域，激光能量突然迅速减小，这表明激光能量在此附近区域被强烈吸收。$t=16$ ns 时，等离子体区厚度接近 0.04 cm，激光能量吸收规律与 $t=8$ ns 时基本相同，在 $x=0.015$ cm 附近区域激光能量被强烈吸收。从以上分析可以知道，在激光作用一段时间（ns 量级，对于 10^{12} W/cm^2 超强激光只有 ps 量级）后固体靶面等离子体区形成，并且在达到一定厚度以后在内部出现一个很窄的区域（几十微米），在该区域激光能量被强烈吸收，这里我们称这一窄区域为强烈吸收面。在激光作用初期，该吸收面在靠近靶表面位置，随着激光能量的不断注入，该吸收面朝着远离靶面的方向运动，但是其运动速度远远小于等离子体膨胀运动的速度。

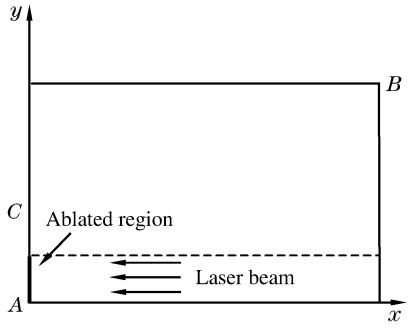


图 2　计算的简易模型

Fig. 2　Simple model of simulation

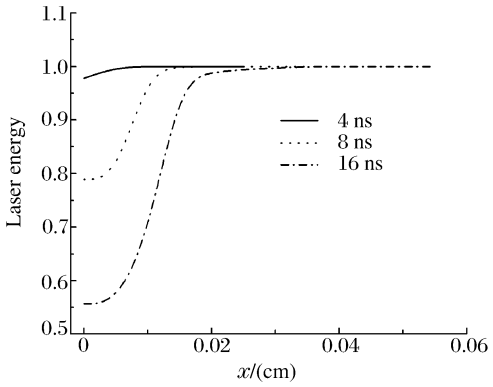
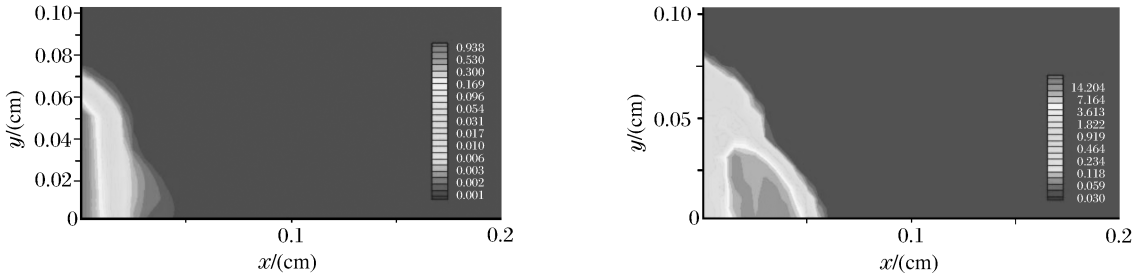


图 3　不同时刻激光束能量在等离子体区的分布规律

Fig. 3　The laser beam energy distribution in plasma field at different times

图 4(a)、图 4(b)分别给出了 $t=20$ ns 时刻等离子体流场的密度、温度等值线图（图中密度与温度的量纲分别是 g/cm^3 和 eV），从图中可以看到，等离子体区密度分布与温度分布规律不同。因为初始时刻等离子体粒子基本全部在靠近靶面位置，各粒子运动速度大小和方向不同，经过一段时间后 x 方向运动速度大的一部分粒子运动距离最远，这样就使得密度分布基本上是随着距离靶面位置的增加而降低（这只是在激光作用期间，随着激光关闭以后，靶面等离子体将迅速向外自由膨胀，靶面密度分布将不同，具体可参见文献[14]）；温度分布不同，它不依赖于来源于靶面的粒子数的多少，而只取决于该位置等离子体吸收激光能量的多少，从温度等值线图中可以看到，在整个等离子体区温度最高的区域不是在临近靶表面位置，也不是在粒子速度最大的最远离靶表面位置处，而是在等离子体的中间某一段区域，

这与前面激光能量分布中出现的强烈吸收面正好吻合。



(a) Contours of density (g/cm^3) (b) Contours of temperature (eV)

图 4 $t=20$ ns 时刻等离子体流场的密度与温度等值线图

Fig. 4 Density and temperature contours of plasma flow field at $t=20$ ns

激光作用下靶面等离子体团迅速向外喷溅,等离子体团前沿驱动前驱冲击波向外传播,图 5 给出了等离子体流场 x 方向前驱冲击波速度随时间的变化关系,从图中可以看到,在激光作用的前期(几纳秒时间内),前驱冲击波迅速形成,并且速度迅速达到几十千米每秒水平,约 10 ns 以后前驱冲击波速度不再继续增加,而是基本保持一个常数。当激光脉冲结束以后(20 ns),前驱冲击波速度开始迅速下降,在降到约 10 km/s 以后下降速度开始减缓。这表明激光能量是支持等离子体膨胀运动的能量来源,在激光作用一段时间后前驱冲击波速度达到一定值,这称为激光支持前驱冲击波。在激光关闭以后,失去能量支持的等离子体团作自由膨胀运动,其冲击波速度迅速衰减并逐渐消失。

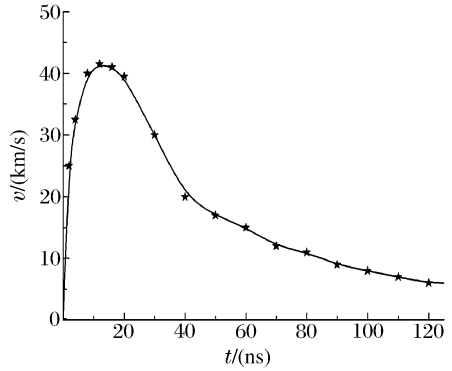


图 5 前驱冲击波速度随时间的变化关系

Fig. 5 Precursor wave velocity versus time

4.2 算例二

算例一中激光脉冲宽度为 20 ns,激光作用时间比较短,等离子体还没有被加热到很高的温度,电离度还不是很高,自由电子数密度还没有达到临界电子数密度,所以没有出现等离子体屏蔽现象。与算例一采用相同的计算参数,只变化激光脉冲宽度,将激光作用时间增加为 50 ns,考察在激光脉冲作用过程中激光束能量的变化规律。

图 6 给出了激光作用期间不同时刻激光脉冲能量在等离子体流场中随传播方向位置的变化规律,从图中各时刻激光脉冲能量在等离子体区的分布变化可以看到,20 ns 以前脉冲能量的变化规律与算例一基本完全相同,但是在 20 ns 以后激光脉冲能量呈现出完全不同的变化规律。20 ns 时刻,只有约 10%的激光能量到达固体靶表面,其余约 90%的激光能量都被靶前等离子体区吸收,并且由于强烈吸收面的存在使得被吸收的激光能量大部分是被强烈

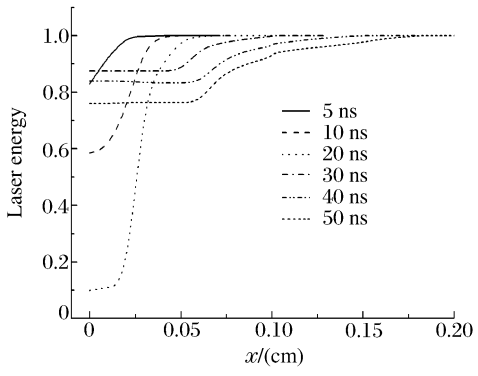


图 6 脉冲激光能量在等离子体流场中随时间和空间的变化

Fig. 6 Energy variety of laser pulse with time and distance in the plasma field

吸收面附近这一很窄的等离子体域吸收，从而引起这一局部区域的等离子体温度上升最快，等离子体电离度最高，这表明此时该区域已经接近到达临界的条件。当激光能量继续输入，该区域自由电子数密度将达到或超过临界电子数密度，激光能量不能穿越这一区域而产生等离子体屏蔽现象，如图 5 中所示，30 ns 时刻，等离子体继续向外急速运动，但激光能量并没有呈现出沿 x 逆方向（激光传播方向）逐步减小，在约 $x=0.05$ cm 位置处激光能量变化呈水平直线，这说明从此位置开始激光能量被屏蔽。40、50 ns 时刻激光能量的分布规律与 30 ns 时基本相同，但被临界区域前等离子体区吸收的能量逐渐增大，这是因为随着时间的增加，等离子体区继续向外膨胀，吸收激光能量的等离子体区宽度增大。

图 6 中激光能量呈水平直线表示该区域达到临界电子密度，由于我们的计算模型中只考虑了逆韧致吸收机制，对临界面处等离子体与激光能量的耦合还没有有效处理。等离子体与激光的能量耦合物理过程十分复杂，除了逆韧致吸收机制以外，还有共振吸收等非线性吸收机制以及韧致辐射、电子热传导等能量耗散机制，本研究暂时没有考虑，进一步的工作可以改进这一部分的物理模型。

5　结　论

分析激光束能量在等离子体区的传播、吸收规律是激光与等离子体相互作用研究的重要内容，本研究采用数值模拟方法对激光烧蚀固体靶产生靶面蒸气等离子体、激光与等离子体相互作用以及等离子体对激光屏蔽效应等物理过程进行了分析。计算及分析结果表明：

（1）强激光辐照下固体靶表面迅速产生靶蒸气等离子体，激光与等离子体之间的相互作用与能量耦合是这一物理过程的主要内容。激光能量被等离子体强烈吸收并用于支持等离子体膨胀运动，在激光脉宽比较小的情况下，等离子体区没有出现临界面，不发生激光等离子体屏蔽现象。在整个等离子体区激光能量并不是被均匀吸收，在远离靶面的等离子体区激光能量吸收效率较低，在靠近固体靶面的某一小段区域（几十微米）激光能量被强烈吸收，形成很窄的强烈吸收面，并且该吸收面随着等离子体膨胀缓慢向外移动，移动速度远远小于等离子体前驱冲击波速度。

（2）强烈吸收面处由于吸收绝大部分激光能量，该处等离子体温度最高，电离度最大，相应的自由电子数密度也最大，当吸收的激光能量达到一定程度时该吸收面处自由电子数密度达到临界电子数密度，激光能量不能穿越临界面继续传播，激光能量被屏蔽。等离子体对激光能量的屏蔽作用是激光与等离子体相互作用的重要内容，从数值模拟计算结果可以看到，要产生等离子体屏蔽效应，需要等离子体吸收一定量的激光能量，对于强脉冲激光可以通过合理调节脉冲宽度和脉冲间隔时间来实现或规避等离子体屏蔽效应。

References：

[1] Kudrjashov S I, Allen S D. Optical Transmission Measurements of Explosive Boiling and Liftoff of a Layer of Micro-Scale Water Droplets from a KrF Laser-Heated Si Substrate [J]. J Appl Phys, 2003, 93: 4306.

[2] Shee M, Kim D, Grigoropoulus C P. Liquid-Assisted Pulsed Laser Cleaning Using Near-Tnfrared and Ultraviolet Radiation [J]. J Appl Phys, 1999, 86: 6519.

[3] Zinovik I, Povitsky A. Dynamics of Multiple Plumes in Laser Ablation: Modeling of the Shielding Effect [J]. J Appl Phys, 2006, 100: 024911.

[4] Wen S-B, Mao X L, Greif R, et al. Expansion of the Laser Ablation Vapor Plume into a Background Gas [J]. J Appl Phys, 2007, 101: 023114.

[5] Resseguier T, Signor L, Boustie M, et al. Experimental Investigation of Liquid Spall in Laser Shock-Loaded Tin [J]. J Appl Phys, 2007, 101: 013506.

[6] Kantrowitz A. Propulsion to Orbit by Ground-Based Laser [J]. Astronautics and Aeronautics, 1972, 10(5): 74.

[7] Phipps C R. Optimum Parameters for Laser Launching Objects into Low Earth Orbit [J]. Laser and Particle Beams, 2000, 18: 661.

[8] Tong H F, Tang Z P, Hu X J, et al. Experiment Study of "Ablation Mode" Laser Propulsion [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2004, 16(11): 1380-1384. (in Chinese)
童慧峰, 唐志平, 胡晓军, 等. "烧蚀模式"激光推进的实验研究 [J]. 强激光与粒子束, 2004, 16(11): 1380-1384.

[9] Itina E, Marine W, Autric M. Mathematical Modeling of Pulsed Laser Ablated Flows [J]. Applied Surface Science, 2000, 154-155: 60-65.

[10] Tong H F, Tang Z P, Zhang L. 2-D Dynamical Simulation of Laser-Supported Plasma Flow Field [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18(12): 1996-2000. (in Chinese)
童慧峰, 唐志平, 张 凌. 激光支持等离子体流场的二维动态数值模拟 [J]. 强激光与粒子束, 2006, 18(12): 1996-2000.

[11] Shu C-W. Essentially Non-Oscillatory and Weighted Essentially Non-Oscillatory Schemes for Hyperbolic Conservation Laws [R]. NASA/CR-97-206253 ICASE Report No. 97-65, 1997.

[12] Shui H S. 1-D Fluid Mechanics Difference Scheme [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1998. (in Chinese)
水鸿寿. 一维流体力学差分方法 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1998.

[13] Zel'dovich Y B, Raizer Y P. Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena [M]. New York: Academic Press, 1966.

[14] Tong H F, Tang Z P, Zhang L. Numerical Simulation on Evolution of Ablation Plasma Generated by High Power Laser [J]. Computational Physics, 2007, 24(6): 667-672. (in Chinese)
童慧峰, 唐志平, 张 凌. 由强激光产生的烧蚀等离子体随时间演化的数值模拟 [J]. 计算物理, 2007, 24(6): 667-672.

Simulation of Energy Coupling of Laser and Ablated Plasma at Target Surface

TONG Hui-Feng[1,2], TANG Zhi-Ping[2]

(1. *Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang* 621900, *China*;
2. *Department of Mechanics and Mechanical Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei* 230026, *China*)

Abstract: Under the irradiation of power laser, the material of solid target surface evaporated instantly and then the vapor plasma of target generated, coupling the energy of laser beam with plasma during the laser go through the plasma field to arrive at the target surface were the main physical process of laser interaction with plasma. A general Godunov finite difference schemes-WENO (Weighted Essentially Non-Oscillatory) schemes which have fifth-order accuracy is used to perform a numerical calculation for 2-dimensional axis symmetrical laser-supported plasma flow field under laser ablated solid target. The models for the calculation of ionization degree of plasma and the interaction between laser beam and plasma and the simplified EOS (equation of state) of plasma are considered in the simulation, the energy of laser absorbed in the plasma and the shielding effect of plasma were analyzed. Simulation results showed that the main portion of laser energy was used to drive the plasma flow, the shielding effect played an important role in the coupling of laser and plasma, the variation of the duration time of laser pulse could adjust the shielding effect which influenced the coupling of laser energy and plasma.

Key words: laser plasma; energy coupling; numerical simulation; shielding effect