

真空环境下激光与固体靶冲量耦合的 机理分析和数值模拟^{*}

杨雁南^{1,2)} 杨 波²⁾ 朱金荣^{2,3)} 沈中华²⁾ 陆 建²⁾ 倪晓武²⁾†

1) 南京航空航天大学理学院, 南京 210016)

2) 南京理工大学理学院, 南京 210094)

3) 扬州大学物理科学与技术学院, 扬州 225002)

(2007 年 1 月 24 日收到, 2007 年 2 月 8 日收到修改稿)

在准真空环境下, 采用高功率密度的调 Q-Nd:YAG 激光照射固体铝靶表面, 测量了不同入射激光强度下气化靶物质对靶的冲量. 通过分析不同情况下激光与固态靶、气化物质的作用机理, 采用流体力学理论和三维有限差分的计算方法, 对不同激光强度情况下气化物质对靶产生冲量的过程进行了数值模拟, 将模拟计算所得结果与实验测量结果进行了比较和分析, 进而对实验结果进行了解释. 由数值模拟结果与实验结果的一致性可见, 本文采用的模型能反映激光作用下固体靶力学响应的物理过程.

关键词: 固体-等离子体相互作用, 流体动力学模拟, 等离子体模拟, 冲量耦合

PACC: 5240H, 4710

1. 引 言

高强度激光照射固体靶材表面时, 激光能量被靶表面的物质及附近的环境气体吸收, 其中环境气体吸收激光能量后直接发生电离, 形成等离子体, 而固体靶物质吸收激光能量后, 使部分靶物质的温度升高、熔融、气化, 直至电离, 形成蒸气等离子体. 无论是电中性的蒸气粒子, 还是高度电离的蒸气等离子体, 它们在膨胀过程中均给靶材一反作用力, 使靶材获得冲量^[1], 因而这一作用系统可作为一种新型的推进动力源^[2,3]. 近年来, 国内外学者研究了不同条件下激光与物质相互作用的冲量传递问题, 得到了很多有实际应用价值的成果^[4-7], 如 Phipps 等^[4]结合众多学者的实验结果, 采用解析近似方法, 得到了系列不同条件下激光与靶动量耦合的定标关系. 另一方面, 为了更加全面、系统、深入地了解激光与靶表面作用的变化规律, 验证相关理论的正确性, 并对实验结果给出合理的解释, 也有些学者结合流体力学理论, 采用数值模拟的方法研究空气环境下激光与固态靶作用随时间的演化规律及冲量传递问

题^[8,9]. 本文作者也曾数值模拟了脉冲调 Q-Nd:YAG 激光作用下空气环境中等离子体对旋转抛物形靶的作用力传递问题^[10]. 激光推进的实际情况还可能是在真空或准真空环境下进行的, 因而对固态靶产生推动力的物质主要是激光烧蚀固态靶形成的蒸气和等离子体, 其作用机理与空气环境下有所不同, 因而冲量耦合也有不同.

本文采用激光与物质作用理论及流体力学理论, 分析和研究了准真空环境下激光与金属靶相互作用形成的蒸气及等离子体的物理机理和膨胀演化过程, 对强度在 10^7 — 10^9 W/cm² 范围的激光与靶物质作用下的冲量传递效率进行了数值模拟计算, 所得到的结果与实验结果较好符合.

2. 准真空环境下激光对靶冲量的测量、分析与数值模拟

2.1. 实验结果

为研究真空状态下激光与固态靶物质的冲量耦合效应, 我们将表面抛光的圆形铝片(直径 12.0 mm, 厚度 0.5 mm)作为靶置于真空室内, 脉冲调 Q-Nd:

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 60578015), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20050288025)和教育部高校优秀青年教师奖励计划资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: nxw@mail.njust.edu.cn

YAG 激光器产生的高强度激光通过光学窗口、聚焦透镜聚焦后照射铝靶,靶用细线悬挂形成一单摆,采用光电测速的方法对其在激光作用下产生的冲量进行了实验测量,有关实验装置及测量方法见文献[11].激光器的主要参数为:输出能量 $E = 0\text{--}230\text{ mJ}$ 可调,脉宽 $t_p = 15\text{ ns}$,波长 $\lambda = 1.06\text{ }\mu\text{m}$.真空室的真空度为 10^3 Pa ,激光经过焦距为 10.5 cm 的透镜聚焦后垂直照射到靶表面上.为研究在一定激光能量照射下,聚焦到靶表面的光斑大小对激光能量-冲量转换效率的影响,实验中选取激光输出能量 $E = 200\text{ mJ}$ 测量了靶在焦点附近几个不同位置时,即入射到其表面的激光光斑半径(对应于激光强度)不同时靶获得的冲量 I ,并利用公式 $C_m = I/E^{1/4}$ 求出了不同激光强度下的激光与靶材作用的冲量耦合系数,实验结果见图 1 中的曲线(a).实验中, E 相对误差小于 5% ,每一组测量点上的结果为 5 次测量的平均值.由图 1 可见:在此真空环境下,冲量耦合系数的大小与作用在靶表面的激光强度有关,当靶放置位置离透镜焦点较远,即照射靶表面的激光强度较低时,激光对靶的冲量几乎为零,当光强增大到某一值($9.72 \times 10^7\text{ W/cm}^2$)时靶材才开始受到冲量作用,且冲量耦合系数随作用激光光强的增加迅速增加,在光强为 $47.1 \times 10^7\text{ W/cm}^2$ 附近冲量耦合系数达到最大,之后便随着光强的增加缓慢降低.

作用理论和流体力学理论,对上述实验条件下激光对铝靶产生冲量的过程进行分析和计算.与空气中激光与物质相互作用过程有所不同,在真空环境下可认为无环境气体参与相互作用,因而在以下分析中均不考虑环境气体分子的作用.

根据激光与物质相互作用理论,当入射激光强度不同时,激光与固态靶作用的过程有所不同.因此,将激光与铝靶的作用过程分为四个阶段:第一阶段,靶表面吸收激光能量后的升温、气化阶段,入射到靶表面的激光能量大部分被靶表面吸收,靶物质的温度迅速升高,如果提供的激光能量足够大,可使靶表面部分物质熔融和气化,在烧蚀区附近出现靶物质蒸气.同时,由于材料的热电子发射效应和光电效应,蒸气中会伴有从靶表面逸出的少量自由电子.第二阶段,透明靶蒸气膨胀阶段,如果入射激光强度适当,靶蒸气电离度较低,蒸气对入射激光基本透明,大部分激光透过蒸气照射靶表面,靶蒸气不断增加,少部分激光能量转化为蒸气的内能,蒸气膨胀对靶产生冲量.第三阶段,蒸气电离形成的等离子体膨胀阶段,在入射激光强度增强时,含有少量自由电子的靶蒸气通过逆韧致吸收吸收激光的能量增大,并与蒸气原子发生碰撞使之电离,导致带电离子数量急剧增加,发展成为高度电离的高温高压等离子体,等离子体的膨胀对靶也将产生冲量.由于等离子体中含有大量自由电子,对后续激光强烈吸收,所以这时激光不能透过等离子体到达靶表面,即等离子体对入射激光有屏蔽作用.第四阶段,蒸气或蒸气等离子体的膨胀、衰退阶段,在激光照射结束后,膨胀的蒸气或等离子体仍可对靶表面产生冲击力,但由于其温度、压力迅速减小,使之对靶表面的冲击力也迅速减小,最终衰减为零.

在靶材吸收激光能量升温、气化的第一阶段,当强度在光束横截面上呈高斯分布的脉冲激光束照射各向均匀的铝靶时,被靶表面吸收的激光能量转化为热能并在靶材内部形成热扩散,引起靶表面和内部的热流运动,使得各处温度不同程度地上升,考虑到这一过程的初始条件、边界条件以及靶材的热物理性质,通过求解热传导方程,可得到靶内的温度分布.在本实验所用靶的厚度 l 与入射到靶表面的激光强度(功率密度) P_0 的乘积远远大于铝材的热导率 k 与气化温度 T_v 的乘积的情况下,由热传导方程得到铝靶表面达到气化温度所需的时间为^[12]

$$t_v = \frac{\pi}{4B} \left(\frac{kT_v}{AP_0} \right)^2 \quad (\text{当 } AP_0 l \geq 3kT_v \text{ 时}) \quad (1)$$

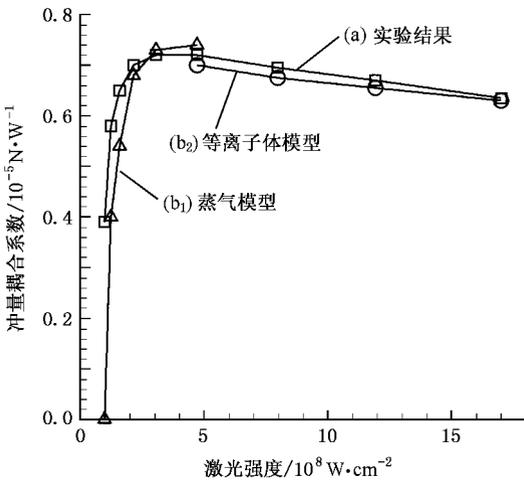


图 1 激光-铝靶冲量耦合系数与激光强度的关系 (a)实验测量结果 (b₁)蒸气膨胀数值计算结果 (b₂)等离子体膨胀数值计算结果

2.2. 理论分析与计算

为了解释上述实验现象,采用激光与物质相互

式中, A 为靶材表面对激光的吸收率, 一般情况下, 在金属为固态时, 其吸收率较低 (≈ 0.2); 在其变为液态时, 吸收率较高 (≈ 0.8). 其他各量的物理含义及对金属铝的取值为热导率 $k = 2.38 \text{ W/(cm}\cdot\text{K)}$, 热扩散率 $B = 0.85 \text{ cm}^2/\text{s}$, 气化温度 $T_v = 2720 \text{ K}$.

表 1 不同激光强度对铝靶表面气化所需时间

激光强度/ $10^7 \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$	7.89	9.72	12.3	15.8	21.4	30.5	47.1	79.7	119	170
靶面激光半径/mm	2.32	2.09	1.86	1.64	1.41	1.18	0.95	0.73	0.60	0.50
气化时间/ns	24.4	16.4	10.2	6.20	3.38	1.67	0.69	0.24	0.11	0.05

实验中发现: 在照射靶表面激光强度 $P_0 = 7.89 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 较低的情况下, 靶几乎没有受到冲量作用. 这是因为实验所用激光脉宽 $t_p = 15 \text{ ns}$, 远小于由(1)式算出的靶表面出现蒸气所需的时间 $t_v = 24.4 \text{ ns}$, 即此时提供的能量不能将靶物质气化, 靶不会获得冲量. 当照射靶表面激光强度 $P_0 = 9.72 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 时, 虽然由(1)式算出的靶表面出现蒸气所需的时间 $t_v = 16.4 \text{ ns}$ 仍大于 t_p , 但实验上测到此时靶受到了冲量作用, 这说明实际靶表面气化所需的时间比由(1)式算出的结果要短些. 这是因为靶表面的气化过程除与靶材的热物理性质有关外, 还与靶表面有无杂质、缺陷有关, 杂质、缺陷的存在均会缩短气化时间.

当激光照射靶表面并出现气化后, 如果继续提供适当强度的激光, 激光与靶的作用将进入第二阶段. 在入射激光强度不太大时, 尽管蒸气中存在的少量自由电子对激光有逆韧致吸收, 但吸收激光能量的速率小于由于蒸气膨胀、热辐射损失能量的速率, 蒸气中带电粒子的数量不会剧增, 因此可认为这时蒸气对入射激光基本透明. 大部分激光透过蒸气照射靶表面, 使靶蒸气不断增加. 由于真空、准真空条件下蒸气压力远大于环境压力, 气化不会出现饱和, 气化表面处蒸气粒子动态不平衡, 大部分粒子将因扩散而离开靶表面. 但蒸气粒子之间经过若干个平均自由程的相互碰撞后可逐渐达到平衡, 形成宏观状态一致的蒸气流. 因此气化表面附近有一个很薄的质量密度间断区——Knudsen 层. Knight^[13] 采用 Mott-Smith 近似方法和质量、平动动量、平动能量三个通量积分的守恒条件, 给出了 Knudsen 层两边界上各物理量的关系

$$\frac{T}{T_s} = \left[\sqrt{1 + \pi \left(\frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\bar{m}}{2} \right)^2} - \sqrt{\pi} \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} \frac{\bar{m}}{2} \right]^2 \quad (2)$$

改变透镜与铝靶之间的距离, 就可改变激光束在铝靶表面聚焦的光斑面积, 即改变了聚焦于铝靶的激光强度. 采用(1)式, 且取 $A = 0.5$, 可求出不同光斑面积即对应不同入射激光强度情况下铝靶表面出现蒸气所需的时间 t_v , 见表 1.

$$\frac{p}{p_s} = \sqrt{\frac{T}{T_s}} \left[\left(\bar{m}^2 + \frac{1}{2} \right) e^{\bar{m}^2} \text{erfc}(\bar{m}) - \frac{\bar{m}}{\sqrt{\pi}} \right] + \frac{1}{2} \left[1 - \sqrt{\pi} \bar{m} e^{\bar{m}^2} \text{erfc}(\bar{m}) \right], \quad (3)$$

式中, T_s, p_s 为 Knudsen 层内表面即气化靶表面处蒸气的温度、压强, T, p 为 Knudsen 层外表面处蒸气的温度、压强, γ 为蒸气粒子的比热比, $\bar{m} = u/(RT)^{-1/2}$, u 为外表面处蒸气粒子的速度, R 为气体常数, erfc 为余误差函数. 在强气化极限下, 真空环境中 Knudsen 层外表面蒸气粒子的定常流出速度满足 Jouget 条件, 即 $u = (\gamma RT)^{1/2}$.

气化靶表面处蒸气的温度、压强与作用激光的强度、作用时间均有关系, 由文献[12]可知靶面温度 T_s 随激光照射时间 t 变化的一阶线性微分方程为

$$\frac{dT_s}{dt} = \frac{\rho_s c k}{AP - [L_V + L_m + (T_s - T_0)c]} \times \left\{ \left(1 - \frac{\pi}{4} \right) \frac{L_V}{kT_s^2} \frac{T_s - T_0}{L_V \bar{m} - AP} + \frac{T_s - T_0}{L_V \bar{m} - AP} \times \left[2 + \frac{L_V \bar{m} (T_s - T_0)}{(L_V \bar{m} - AP) T_s} \left(\frac{L_V}{kT_s} - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} \quad (4)$$

对铝材, 上式中 $\rho_s = 2.70 \text{ g/cm}^3$ 为密度, $c = 1.05 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$ 为热容, $k = 2.38 \text{ W/(cm}\cdot\text{K)}$ 为热导率, $L_V = 10884 \text{ J/g}$ 为气化热, $L_m = 400 \text{ J/g}$ 为熔化热, $T_0 = 300 \text{ K}$, $A = 0.5$ 为吸收率, P 为入射激光强度, \dot{m} 为单位时间内由靶面单位面积产生的蒸气质量, 满足

$$\dot{m} = p_s \left(\frac{\mu}{2\pi RT_s} \right)^{1/2}, \quad (5)$$

式中, $\mu = 27 \text{ g/mol}$ 为铝靶的摩尔质量, p_s 满足

$$p_s = 1.06 \times 10^6 \frac{\exp\left(-\frac{L_V}{k_b T_s}\right)}{\exp\left(-\frac{L_V}{k_b T_v}\right)}, \quad (6)$$

式中, k_b 为玻耳兹曼常数, $T_v = 2720 \text{ K}$ 为标准大气

压下铝的气化温度.

根据(4)–(6)式进行数值计算,可求出激光照射时间为 t 时刻时靶面的温度、压强,代入(2)和(3)

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u^2 + p) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho uw) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uv) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v^2 + p) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho vw) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho w) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho uw) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho vw) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w^2 + p) &= 0, \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[u(E + p)] + \frac{\partial}{\partial y}[v(E + p)] + \frac{\partial}{\partial z}[w(E + p)] + \frac{\partial P}{\partial z} &= 0, \end{aligned} \right. \quad (7)$$

总能量为

$$E = \rho e + \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2).$$

即可得到蒸气膨胀运动中有关各量的空间分布.式中 x, y, z, t 为时空坐标, ρ 为蒸气的密度, u, v, w 分别为蒸气沿 x, y, z 三个方向上的运动速度, p 和 e 分别为压力和比内能; P 为蒸气中的激光强度,其在蒸气中随穿透距离的变化满足

$$\frac{\partial P}{\partial z} = \alpha P, \quad (8)$$

式中: α 为蒸气对激光的吸收系数.对电离度较低的铝蒸气,由文献[12]可知其对入射激光基本透明,蒸气对激光只有约 15% 的吸收率,吸收系数为一常数,则

$$\alpha = 0.16/z_{\max}, \quad (9)$$

式中: z_{\max} 为沿激光传播方向上蒸气的最大线度.假定蒸气作等熵运动,膨胀区的外表面是准真空区, $p_0 = 10^3 \text{ Pa}$, $T_0 = 300 \text{ K}$,膨胀区的内表面有两部分:一部分是 Knudsen 层的外表面,另一部分是没有形成 Knudsen 层的固态靶表面.整个膨胀区粒子的运动和边界条件都是关于 z 轴对称的(见图 2).激光脉冲结束后,膨胀区蒸气的密度、温度、压强急剧下降,激光与靶表面的作用进入第四阶段.从第二阶段到第四阶段,蒸气膨胀区在 $z = 0$ 平面上的压强对面积、膨胀时间的积分就是蒸气对靶表面的冲量.

根据实验情况,假设 $t = 0$ 时激光开始照射铝靶表面, $t = t_v$ 时在铝靶表面($z = 0$)半径等于激光光斑半径大小的区域内开始有蒸气出现,由于 Knudsen 层的厚度只有几个自由程,可忽略其厚度,将其视为无厚度的流体力学强间断面,靶蒸气的体积近似认

为结合气体的状态方程,可得到 Knudsen 层外表面处靶蒸气的温度、压强、密度等各量在不同时刻的值.依此作为边界条件,采用气体动力学方程组

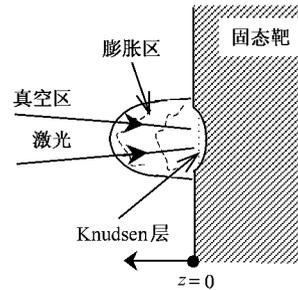


图 2 激光照射下靶蒸气膨胀的示意图

为一柱体,柱体半径等于射到铝靶表面的激光束半径,厚度为激光一个波长 $\lambda (1.06 \mu\text{m})$ ^[6].对于方程式(7),利用具有三阶精度的有限差分格式^[14],对蒸气膨胀过程进行数值计算,可以得到各量随时空的变化关系,其中包括蒸气对靶表面的压强 $p(x, y, z, t)$,对其积分即可求得蒸气等离子体作用于铝靶的冲量

$$I = 4 \int_0^{x_f} \int_0^{y_f} \int_{t_f}^{t_f} p(x, y, z, t) dx dy dt, \quad (10)$$

上式中的积分上限 x_f, y_f 为 t 时刻 $z = 0$ 的表面上压强梯度为最大处的值, t_f 为铝靶表面的压力下降为最大压力的十分之一的时刻.由(10)式计算得出了照射铝靶表面的激光强度变化时蒸气对靶的冲量,再由公式 $C_m = I/E$ 求出冲量耦合系数的上升段,计算结果见图 1 中曲线(b_1).此结果与实验测量结果基本吻合.利用数值计算的中间结果,可以对这一规律进行解释.图 3 给出了照射激光脉冲结束时,靶表面蒸气的密度、温度、压强随入射激光强度的相对变化(为在同一张图上表示出三者的变化规律,三个量

均作了归一化处理,密度的实际值为纵坐标值乘以 $2 \times 10^{-2} \text{ g/cm}^3$,压强的实际值为纵坐标值乘以 $3 \times 10^7 \text{ Pa}$,温度的实际值为纵坐标值乘以 5000 K 。由此可以看出,入射激光强度增大时,尽管膨胀蒸气与靶表面的作用面积减小了,但气化的蒸气粒子密度、温度、压强、膨胀持续的时间均有增加,所以靶面所受的冲量仍有增大。

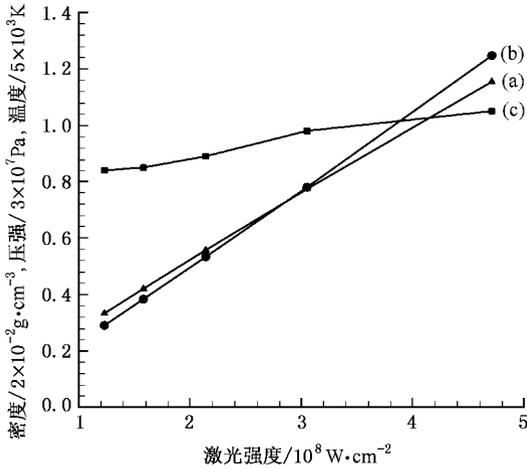


图3 激光脉冲结束时靶表面蒸气的密度(a)压强(b)温度(c)随入射激光强度的变化规律

如果激光强度进一步增大,蒸气粒子的密度增大,靶蒸气中自由电子逆韧致吸收效应增大,蒸气粒子的电离度增大,蒸气转变成成为高度电离的高温高压等离子体,等离子体对入射激光有强烈的吸收作用,使激光与靶的作用由第一阶段直接进入第三阶段,这时等离子体的膨胀仍采用气体动力学方程组(7)描述,只是(8)式中的吸收系数明显增大,若假设激光进入等离子体的深度为等离子体在激光传播方向上总线度的十分之一时激光被等离子体吸收了99%,则由(8)式可知等离子体的吸收系数为

$$\alpha = \begin{cases} 46/z_{\max}, & (z_{\max} > z > 9z_{\max}/10), \\ 0, & (9z_{\max}/10 > z > 0), \end{cases} \quad (11)$$

在上述吸收情况下,计算照射靶表面激光强度从 $P_0 = 47.1 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 到 $P_0 = 170 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 的四个点上的冲量耦合系数,计算结果见图1中(b₂)曲线。此计算结果与实验测量结果也基本吻合。应当指出,在冲量耦合系数取最大值的入射激光强度 $P_0 = 47.1 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 附近,采用蒸气吸收模型计算的冲量耦合系数比实验值稍大,而采用等离子体吸收模型计算的冲量耦合系数比实验值稍小,这说明此时的气化物质既不是对激光基本透明的蒸气,也不是

对激光强烈吸收的等离子体,可认为是两者的混合体。当激光强度增加时,气化物质的电离度增加,冲量耦合系数下降,采用等离子体模型计算的冲量耦合系数也越来越接近实验结果。利用图4给出的等离子体随时间膨胀过程的数值模拟结果,可以对这一变化进行解释:由于等离子体的吸收系数大,入射激光在膨胀波的前沿部分基本就被等离子体吸收,这种吸收一方面阻止了激光对靶物质的气化,另一方面也加速了等离子体沿逆激光束方向的膨胀,这两种作用使膨胀区内形成一向靶表面运动的稀疏波,当稀疏波到达靶表面时,等离子体对靶表面的压力便迅速减小,即由于等离子体的形成,入射激光主要消耗于助长等离子体膨胀运动,而导致激光与靶的力学耦合作用变弱。

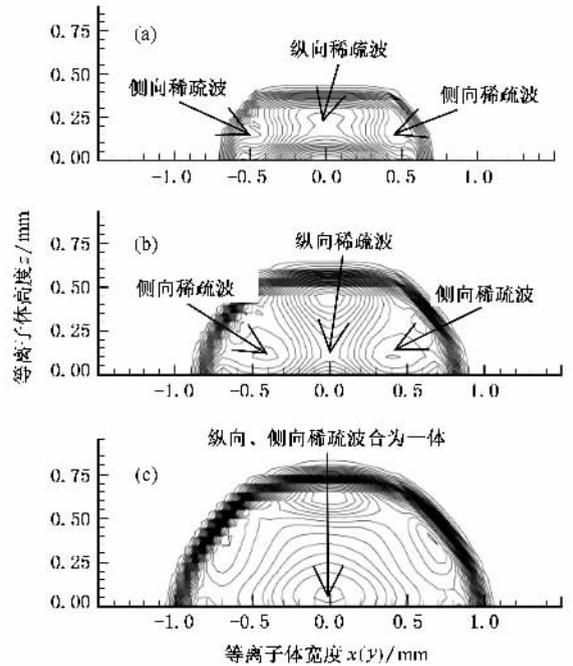


图4 照射靶表面激光半径为 0.5 mm 时,膨胀等离子体内的压强随时间的演化 (a) $t = 20 \text{ ns}$; (b) $t = 40 \text{ ns}$; (c) $t = 60 \text{ ns}$

需要指出的是,在脉冲激光照射固态靶的过程中,除了上面考虑的由于激光烧蚀靶物质形成的蒸气和等离子体对靶有冲量作用外,激光对靶的光压也对靶有冲量作用。对强度为 P_0 的入射激光,光压 $p_l = P_0(1 + R)/c$,其中 R 为靶表面对激光的反射率, c 为光速。对于本实验,由于 $P_0 < 10^{10} \text{ W/cm}^2$,采用 $C_m = I/E$ (其中 $I = p_l \cdot \pi r^2 \cdot t_p$) 估算出的光压对靶的冲量耦合系数 $C_m < 10^{-8} \text{ N/W}$,远远小于激光照射时蒸气和等离子体对靶的冲量耦合,因此计算过程

中没有考虑光压对靶冲量的贡献.

3. 结果分析

由上述实验结果和数值模拟计算结果可以看出, 在真空环境中不同强度的激光照射铝金属表面时, 激光与固态靶的力学耦合效应表现出不同的变化规律. 只有当激光强度大于气化所需阈值时, 激光烧蚀靶物质形成的蒸气才会对靶表面产生冲量, 且在蒸气未发生强烈电离的情况下, 冲量耦合系数随着入射激光强度的增大而增大, 在入射激光强度 $P_0 = 47.1 \times 10^7 \text{ W/cm}^2$ 附近, 冲量耦合系数达到最大: $C_{\max} = 0.72 \times 10^{-5} \text{ N/W}$, 采用蒸气模型数值计算的结果为: $C_{\max 1} = 0.74 \times 10^{-5} \text{ N/W}$, 采用等离子体模型数值计算的结果为: $C_{\max 2} = 0.69 \times 10^{-5} \text{ N/W}$, 计算结果与实验结果的误差较小. 随着激光强度的进一步增大, 蒸气被强烈电离形成等离子体后, 冲量耦合系数则随着入射激光强度的增大而减小, 计算结果与实验结果给出的变化规律一致. 由 Phipps^[4] 定标律给出的真空环境下金属靶表面烧蚀产生最大冲量耦合系数为

$$C_{\max} \cong 0.30A^{7/16} Z^{-3/8} (Z+1)^{-3/16} \lambda^{-1/4}, \quad (12)$$

式中 A 为靶蒸气的原子量, Z 为等离子体的平均电荷数. 由此求出的 $C_{\max} \approx 1.1 \times 10^{-5} \text{ N/W}$, 与实验结果

差别较大. 此外, 在等离子体的情况下冲量耦合系数随入射激光强度的变化关系, Phipps 给出的一维膨胀时的定标律为

$$C_m = C_{\max} (P_0/P_{0\max})^{1/4}, \quad (13)$$

这一变化规律与我们的实验数值计算结果一致. 但 Phipps 理论不能给出蒸气膨胀下冲量耦合系数随入射激光强度的变化关系.

4. 结 论

本文采用激光与物质相互作用理论和流体力学理论, 分析了真空环境下透明蒸气和蒸气等离子体的形成机理和膨胀过程, 并对不同激光强度情况下靶蒸气和等离子体膨胀过程中固体靶获得的冲量进行了数值模拟计算. 数值模拟结果与实验结果基本吻合. 与 Phipps 解析理论给出的定标律相比, 本文给出的激光与固态靶作用的模型和计算方法更接近实际问题. 比定标律结果更接近于实验结果. 同时, 通过计算相关物理量随入射激光强度、随时间的演化过程, 使我们更全面、细致地了解了蒸气或等离子体与靶表面作用的变化规律, 并对实验结果给出了解释. 因此, 本文采用的数值模拟方法在定量研究真空或准真空环境下蒸气和蒸气等离子体与固态材料的冲量耦合效率时有一定的应用价值.

- [1] Bass M, Nassar M A, Swimm R T 1987 *J. Appl. Phys.* **61** 1137
- [2] Yabe T, Phipps C, Yamaguchi M, Nakagawa R, Aoki K, Mine H, Ogata Y 2002 *Appl. Phys. Lett.* **80** 4318
- [3] Phipps C, Luke J, McDuff G, McDuff G G, Lippert T 2003 *Appl. Phys. A* **77** 193
- [4] Phipps C, Turner T P, Harrison R F, York G W, Osborne W Z, Anderson G K, Corlis X F, Haynes L C, Steele H S, Spicocchi K C 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 1083
- [5] Zheng Z Y, Lu X, Zhang J, Hao Z Q, Yuan X H, Wang Z H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 192 (in Chinese) [郑志远、鲁欣、张杰、郝作强、远晓辉、王兆华 2005 物理学报 **54** 192]
- [6] Phipps C, Luke J, Funk D, Moore D, Glowina J, Lippert T 2006 *Appl. Surface Science* **252** 4838
- [7] Zheng Z Y, Zhang Z, Hao Z Q, Yuan X H, Zhang Z, Lu X, Wang Z H, Wei Z Y 2006 *Chin. Phys.* **15** 580
- [8] Vidal F, Laville S, Johnston T W, Barthelemy O, Chaker M, Le Drogoff B, Margot J, Sabsabi M 2001 *Spectrochimica Acta Part B* **56** 973
- [9] Liang S M, Wang J S, Chen H 2002 *Shock Waves* **12** 59
- [10] Yang Y N, Zhao N, Ni X W 2005 *Modern Phys. Lett. B* **19** 1451
- [11] Yang B, Zhu J R, Yang Y N, Shen Z H, Lu J, Ni X W 2007 *Chinese J. Lasers* **34** 139 (in Chinese) [杨波、朱金荣、杨雁南、沈中华、陆建、倪晓武 2007 中国激光 **34** 139]
- [12] Sun C W 2002 *Radiance Effect of Laser* (Beijing: National Defense Industry Press) p58 (in Chinese) [孙承纬 2002 激光辐照效应 (北京: 国防工业出版社) 第 58 页]
- [13] Knight C J 1979 *AIAA J.* **17** 519
- [14] Zhao N 1998 *J. Comput. Math.* **16** 179

Mechanism and numerical simulation of laser-target impulse coupling in vacuum *

Yang Yan-Nan^{1,2)} Yang Bo²⁾ Zhu Jin-Rong^{2,3)}
Shen Zhong-Hua²⁾ Lu Jian²⁾ Ni Xiao-Wu²⁾†

1) *College of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China*

2) *College of Science, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China*

3) *College of Physics Science and Technology, Yangzhou University, Yangzhou 225002, China*

(Received 24 January 2007 ; revised manuscript received 8 February 2007)

Abstract

The impulses of vaporized target material with solid target are measured by using the intense pulse of Q-Nd :YAG laser irradiating the solid target in quasi-vacuum. Analyzing the interaction mechanism of laser with target and vaporized target material, numerical calculation of impulse acting on the target with different laser intensity is performed with fluid dynamics theory and three-dimensional difference scheme. The comparison and analysis are performed between numerical and experimental results. The experimental results are given a reasonable explanation further. It is shown from the consistency between numerical results and experimental results that the numerical calculation model used in this paper can represent the mechanical response of the target to the laser.

Keywords : solid-plasma interactions, fluid dynamics simulation, plasma simulation, impulse coupling

PACC : 5240H, 4710

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60578015), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20050288025) and the Foundation of the Ministry of Education of China for Outstanding Young Teachers in University.

† Corresponding author. E-mail : nxw@mail.njust.edu.cn