

飞秒激光烧蚀固体靶的冲击压强*

王文亭¹⁾ 张楠¹⁾ 王明伟^{1)†} 何远航^{2)‡} 杨建军¹⁾ 朱晓农¹⁾

1) (南开大学现代光学研究所, 光学信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300071)

2) (爆炸科学与技术国家重点实验室, 北京理工大学, 北京 100081)

(2013年4月10日收到; 2013年5月15日收到修改稿)

在明确飞秒激光与物质相互作用过程中冲击压强和冲击温度概念的基础上, 讨论了飞秒激光烧蚀铝、铜、硅三种固体靶过程中的冲击压强与其他物理量的关系, 利用飞秒激光烧蚀固体靶的时间分辨泵浦探测阴影图提取了冲击压强的绝对值. 此项研究结果对飞秒激光安全加工含能材料以及飞秒激光推进技术有重要意义.

关键词: 飞秒激光, 含能材料, 冲击压强, 冲击温度

PACS: 06.60.Jn, 06.60.Vz, 05.45.Tp

DOI: 10.7498/aps.62.170601

1 引言

飞秒激光脉冲^[1-4]具有超短持续时间和超高峰值功率, 经透镜聚焦后可利用其与物质相互作用的非线性效应实现超精细加工^[5-7]. 飞秒激光烧蚀在微纳米加工^[8-11]、激光推进^[12]和加工含能材料^[13]等领域具有重要应用价值.

飞秒激光烧蚀动力学过程历来就是飞秒激光应用领域的热门研究内容, 已报道的理论与实验研究结果包括飞秒激光烧蚀金属诱导热弹力波的传播速度^[14], 飞秒激光烧蚀铜靶激发喷射物的动量耦合系数以及比冲^[15], 飞秒激光烧蚀铝、铜靶的冷热加工机理对应临界脉冲宽度鉴定^[16]和激光烧蚀金属中烧蚀阈值对应临界脉宽确定^[17]. 由于飞秒激光与物质相互作用的多样性和复杂性, 飞秒激光烧蚀的物理参数也是复杂多样. 例如, 飞秒激光加工含能材料和飞秒激光推进过程中由飞秒激光烧蚀产生的冲击压强与冲击温度. 冲击压强对分析飞秒激光烧蚀推进过程具有重要参考价值; 冲击压强和冲击温度对飞秒激光加工含能材料更为重要, 这两个参数是界定飞秒激光加工含能材料是否安全

的核心物理参数, 区分安全加工和非安全加工两个加工区域的冲击压强值和冲击温度值即为飞秒激光加工含能材料的临界冲击压强和临界冲击温度.

冲击压强和冲击温度是爆炸物理学^[18]中描述冲击波的两个重要物理量. 冲击波是压强、温度或密度等物理量的不连续强度峰在介质中的传播, 冲击波导致介质的压强、温度、密度等物理量跳跃式改变. 冲击波对冲击对象造成的瞬间的压力对应的压强为冲击压强. 冲击波导致的热量分布的阶跃变化所对应的温度为冲击温度.

关于冲击温度和冲击压强, 有如下研究结果报道. 在冲击波力学中, 利用分子动力学方法对多孔铁冲击温度的数值模拟结果表明在给定冲击压力下, 多孔材料样品确实存在一个热力学平衡状态下的温度值即冲击温度^[19]. 在爆炸物理学中, 在给定冲击强度下, 采用三维动力学有限元程序模拟铜和铝混合物的冲击压缩状态, 计算了混合物的冲击温度^[20]. 在强场物理学中, 采用脉宽为 1 ns、中心波长为 527 nm、辐射功率密度为 0.1—10 PW/m² 变化的激光烧蚀金和铍, 利用激光多普勒测速仪研究了激光诱发的冲击压力^[21]. 在水利工程中, 采用数值计算的方法对高速淹没射流形成的冲击压强的

* 强场激光物理国家重点实验室开放基金(中国科学院上海光学精密机械研究所)、光电材料与技术国家重点实验室开放基金(中山大学)、国家自然科学基金(批准号: 11174158, 61137001)和天津市自然科学基金重点项目(批准号: 12JCZDJC20200)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: wangmingwei@nankai.edu.cn

‡ 通讯作者. E-mail: heyuanshang@bit.edu.cn

特性及其压缩效应进行了系统分析研究, 结果表明在不同的高速射流 (5—50 m/s) 级别下, 挡板所受的最大冲击压强几乎不变, 说明挡板的冲击压强不存在明显的缩尺效应^[22]. 在飞秒激光微加工中, 飞秒激光脉冲在玻璃内部聚焦后产生压力波, 该压力波影响激光焦点的烧蚀结构, 利用瞬态透镜分析方法定量分析了飞秒激光脉冲诱导的压力波^[23].

在飞秒激光烧蚀领域, 目前尚未有关于飞秒激光烧蚀冲击压强和冲击温度的研究报道. 本文提出飞秒激光烧蚀固体靶冲击压强的研究, 确定冲击压强的概念, 分析其与其他物理量之间的关系, 并利用时间分辨阴影图提取了飞秒激光烧蚀固体靶过程中冲击压强的绝对值. 内容包括: 提出冲击压强的界定方法; 利用飞秒激光泵浦时间分辨阴影图, 计算了飞秒激光烧蚀铝、铜和硅靶在大气环境中不同延迟时间的冲击压强; 对比分析了大气和真空环境下飞秒激光烧蚀硅靶的冲击压强. 此项研究结

果对安全操控飞秒激光加工含能材料具有直接指导意义.

2 飞秒激光烧蚀固体靶的冲击压强

2.1 时间分辨抽运探测系统

飞秒激光放大系统中心波长为 800 nm, 脉宽 50 fs, 单脉冲能量为 0.2 mJ. 飞秒激光脉冲经过 1:1 的分束器分为两束 (抽运光和探测光), 抽运光经过 10× 物镜聚焦在固体靶上, 聚焦之后的能量密度为 40 J/cm². 探测光经过 2 mm 厚 BBO 晶体倍频^[24]后对烧蚀喷射物成像, 此像即为阴影图. 利用 10 倍 CCD 记录 4× 物镜成像之后的阴影图, 在 CCD 前方放置 400 nm 带通滤光片和中性滤光片以滤除倍频剩余的 800 nm 光和抽运光烧蚀固体靶产生的荧光. 抽运探测系统如图 1 所示^[25].

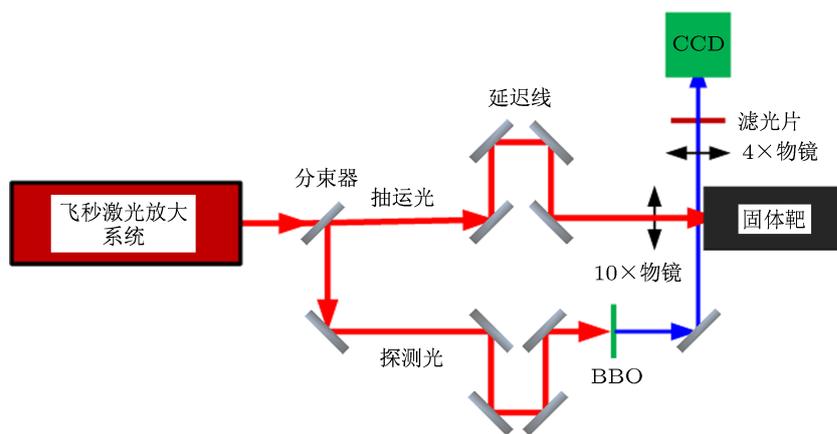


图 1 飞秒激光烧蚀固体靶时间分辨抽运探测系统

2.2 时间分辨抽运探测阴影图

图 2 是利用抽运探测技术记录的飞秒激光烧蚀铝靶的时间分辨^[26,27]阴影图. 实验所用的飞秒激光能量密度为 40 J/cm², 脉宽为 50 fs. 图 2(a)—(i) 为飞秒激光脉冲在大气环境中轰击铝靶后喷射物在不同延时的演变阴影图, 其中每幅阴影图的大小为 170 × 170 (μm)^[25].

图 2 中每幅图的右侧黑色区域为铝靶的侧面投影. 当时间延迟为 0 ps 时, 表示探测脉冲仅仅是对抽运脉冲进行成像, 此时并没有喷射物产生, 如图 2(a) 所示. 当时间延迟为 100 ps 时, 铝靶表面会出现黑色的喷射凸起, 如图 2(b) 所示. 当延迟时间到 500 ps 时, 喷射物内部出现透明区域, 如图 2(c)

所示, 并且这种透明区域随着时间延迟的增加演变为一系列的同心半球型条纹, 这种现象表明此时喷射物处于一种介电性透明状态, 从而与探测光发生衍射作用, 如图 2(d), (e), (f) 所示. 当延迟时间 (≥ 2.5 ns) 进一步增加时这种条纹的对比度逐渐下降, 并且在喷射物内部出现新一轮的喷射物, 如图 2(g) 所示. 当延迟时间为 4 ns, 这些条纹消失, 表明喷射物的物相特性的热学变化, 同时出现不寻常的突出结构并且在烧蚀羽中观测到接触前端, 如图 2(h) 所示. 当延迟时间为 5 ns 时, 出现第三轮物质的喷射物, 该喷射物由更大密度和更大体积的喷射物颗粒组成, 如图 2(i) 所示.

图 3 是利用抽运探测技术记录的飞秒激光

烧蚀铜靶的时间分辨阴影图. 实验所用的飞秒激光单脉冲能量为 1.1 mJ, 脉宽为 50 fs, 激光能量密度为 100 J/cm^2 . 图 3(a)—(f) 分别为飞秒激光脉

冲在大气环境中轰击铜靶后喷射物在不同延迟时刻的演变阴影图, 其中每幅阴影图的大小为 $320 \times 240 (\mu\text{m})^{[12]}$.

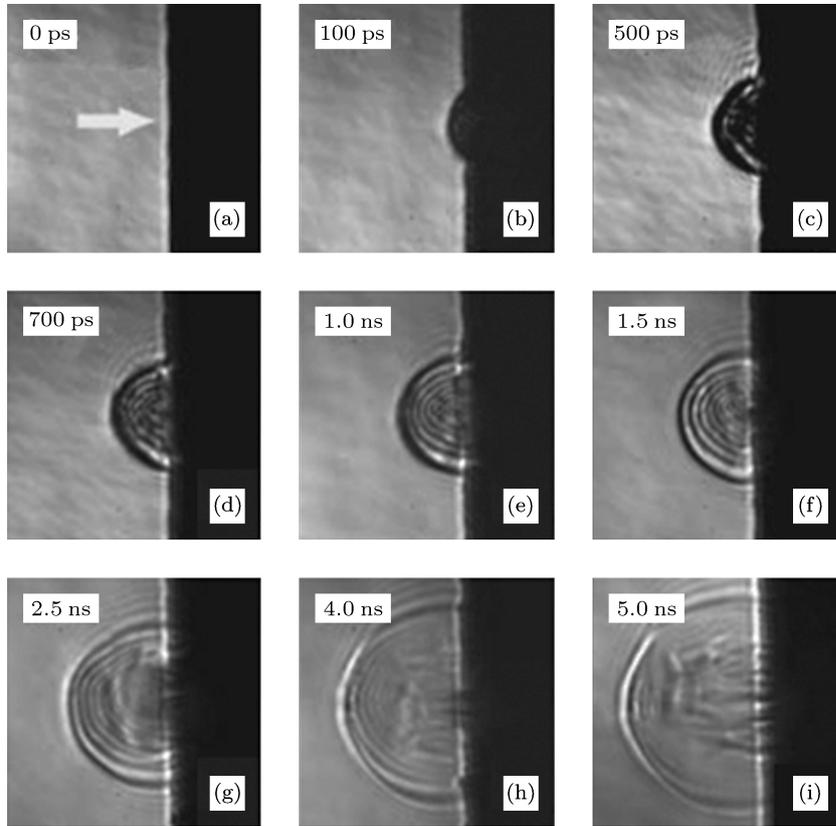


图 2 飞秒激光烧蚀铝靶时间分辨阴影图

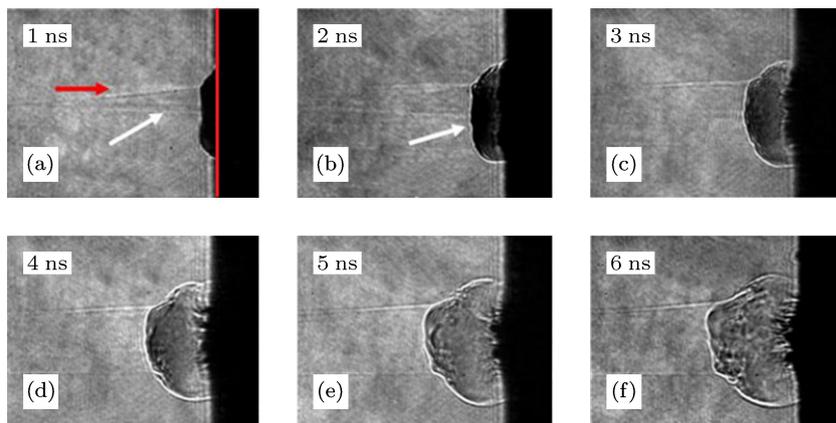


图 3 飞秒激光烧蚀铜靶时间分辨率阴影图

图 3 中每幅图的右侧黑色区域为铜靶的侧面投影. 红色箭头表示激光脉冲的传播方向, 细长的通道表示激光脉冲电离空气产生的空气等离子体,

红色竖线表示铜靶与大气界面. 随着延迟时间的增加, 喷射物的冲击波的半径不断增大, 并且冲击波速逐渐减小.

图 4 是利用抽运探测技术记录的飞秒激光烧蚀硅靶的时间分辨率阴影图. 实验所用的飞秒激光单脉冲能量为 0.14 mJ, 脉宽为 50 fs, 激光能量密度为 32 J/cm^2 . 第一排阴影图为飞秒激光脉冲在大气环境中 ($1 \times 10^5 \text{ Pa}$) 轰击硅靶的喷射物演变过程, 第二排阴影图为飞秒激光脉冲在真空环境中 ($1 \times 10^{-3} \text{ Pa}$) 轰击硅靶的喷射物演变过程, 其中每幅阴影图的大小为 $170 \times 145 \text{ } (\mu\text{m})^{[28]}$.

图 4 中每幅图的右侧黑色区域为硅靶的侧面投影, 激光脉冲从左向右到达靶面. 大气环境下, 延迟时间为 50 ps 时, 硅靶表面会出现黑色的喷射凸起, 即发生第一轮物质喷射, 这部分喷射物形成随后冲击波的冲击波前, 如图 4(a) 所示, 图中窄通道为抽运脉冲电离空气所致. 延迟时间为 1 ns 时, 半球型冲击波波前形成, 并且在冲击波波前及内部观测到近似同心的半圆形条纹, 如图 4(c) 所示. 延迟

时间为 3 ns 时, 近同心圆半圆形条纹消失, 冲击波前上出现异常突起物, 并且在烧蚀羽中观测到接触前端, 接触前端的产生是由于第二轮物质喷射的结果, 如图 4(e). 延迟时间大于 5.5 ns 时, 靶材表面出现黑色的密集的烧蚀物质, 密集烧蚀喷射物与第三轮材料喷射有关, 如图 4(i), (k), (m). 真空环境下, 延迟时间为 50 ps 时, 硅靶表面会出现黑色的喷射凸起, 但是没有空气中的窄通道, 如图 4(a) 所示. 延迟时间为 1—5 ns 时, 并没有出现大气环境中的冲击波波前以及近似同心圆条纹, 而是出现轴对称空间分布的辐射状喷射物, 并且在靶材表面出现干涉条纹, 如图 4(d), (f), (h) 所示. 延迟时间为大于 5.5 ns 时, 硅靶表面出现黑色的喷射半球凸起, 该凸起由更大密度和更大体积的喷射物颗粒组成, 并且随着延迟时间增加, 凸起的半径增大, 如图 4(j), (l), (n) 所示.

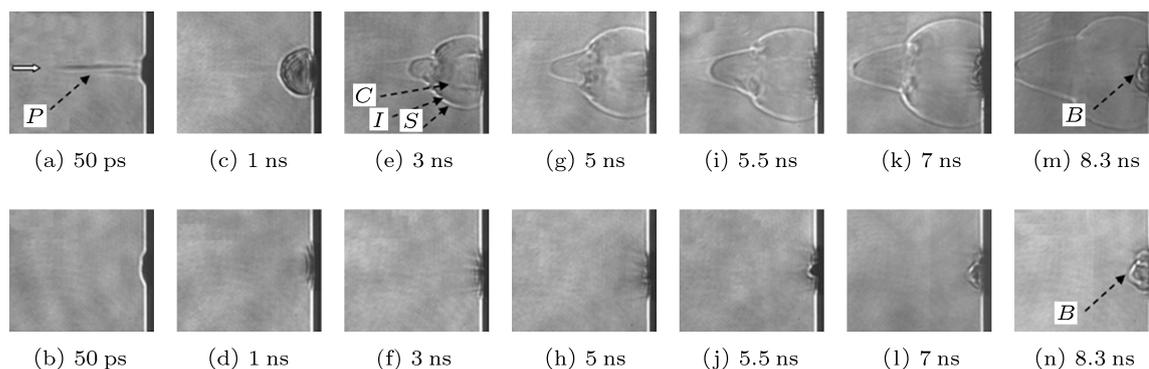


图 4 飞秒激光烧蚀硅靶时间分辨阴影图

2.3 冲击压强的提取方法

在可压缩流体动力学中, 总压强与静态压强的关系为

$$\frac{P_t}{P} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} \times M^2 \right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}}, \quad (1)$$

式中, P_t 是总压强, P 是静态压强, γ 是比热比 (比热比是描述气体热力学性质的一个重要参数, 理论值为 $(n+2)/n$, n 为气体分子微观运动自由度数目), M 是马赫数 (马赫数是冲击波的速度与大气中声速的比值, 表示为 $M = v/340$). 冲击波速符号是 v , 量纲为 $[\text{m/s}]$, 总压强与冲击压强以及静态压强的关系为

$$P_t = P + q_c, \quad (2)$$

式中, q_c 为冲击压强, P_t 为总压强, P 为静态压强.

由于飞秒激光烧蚀固体靶的首轮烧蚀喷射物为高温高压等离子体, 所以取自由度数为 5, 分别为空间 x, y, z 自由度、振动自由度和转动自由度, 故比热比 $\gamma = 1.4$, 根据关系式 (1) 和 (2) 可得冲击压强的计算公式为

$$q_c = P[(1 + 0.2 \times M^2)^{7/2} - 1], \quad (3)$$

其中, q_c 表示冲击压强, P 表示静态压强, M 表示马赫数. 冲击压强的量纲为 $[\text{N/m}^2]$.

利用时间分辨阴影图, 可以测量不同延迟时间的冲击波半径, 计算飞秒激光烧蚀固体靶首轮喷射物的冲击波传播速度以及冲击压强. 首先根据不同延迟时间的冲击波半径计算出冲击波的传播速度, 然后计算出马赫数的大小, 从而利用 (3) 式计算出冲击压强的绝对值. 冲击压强定量描述了飞秒激光

脉冲烧蚀固体靶所产生的冲击波强度^[29].

真空中飞秒激光烧蚀固体靶冲击压强的计算方法与空气中冲击压强的计算方法相同. 通过计算获得真空和大气两种环境下飞秒激光烧蚀硅靶的冲击压强, 对比分析两种环境下冲击压强的大小和变化规律, 从而得出外界环境对烧蚀结果的影响程度. 表明冲击压强减小速度随加工环境的大气压强的增加而增加.

3 计算结果与讨论

3.1 飞秒激光烧蚀铝靶的冲击压强

本文所用的阴影图的图幅大小为 170×170 (μm). 根据图幅大小以及测量的冲击半径占整幅图的比例, 可以得出喷射物的冲击波半径. 根据冲击波半径和延迟时间可以计算得到冲击波传播速度即冲击波速, 由 (3) 式算得冲击压强以及冲击压强随延迟时间的变化数值. 不同延迟时间对应的冲击波半径、冲击波速、冲击压强如表 1 所示.

其中, 冲击波半径随延迟时间的变化关系如图 5(a), 并且利用 origin 软件中的数据分析工具栏中的差分选项对图 5(a) 曲线求导, 可以得到冲击波传播速度与延迟时间的关系如图 5(b).

根据冲击压强的计算公式 (3), 可知随冲击波的半径逐渐增大以及冲击波的速度逐渐降低, 导致冲击压强逐渐减小, 最终冲击压强等于大气压强, 计算表明, 冲击波速高达 10^5 m/s, 冲击压强高达 10^{19} Pa, 1.5 ns 延迟时出现速度拐点, 此时冲击压强 1.1743×10^{14} Pa.

3.2 飞秒激光烧蚀铜靶的冲击压强

利用同样的方法, 可以根据图 3 获得飞秒激光烧蚀铜靶的冲击波数据, 不同延迟时间对应的冲击波半径、冲击波速、冲击压强如表 2 所示.

其中, 冲击波半径随延迟时间的变化关系, 并且利用 3.1 节中同样的方法, 可以得到冲击波传播速度 ($\times 10^3$) 与延迟时间的关系, 如图 6 所示.

3.3 飞秒激光烧蚀硅靶的冲击压强

利用同样的方法, 可以根据图 4 获得飞秒激光烧蚀硅靶的冲击波数据, 不同延迟时间对应的冲击波半径、冲击波速、冲击压强如表 3 所示.

其中, 冲击波半径随延迟时间的变化关系, 并且利用 3.1 节中同样的方法, 得到不同延迟时刻的冲击波速, 如图 7 所示.

表 1 飞秒激光烧蚀铝靶的冲击波数据

延迟时间/ns	0	0.1	0.5	0.7	1	1.5	2.5	4	5
冲击波半径/ μm	0	10.2	33.32	41.48	46.92	49.64	68.68	83.64	94.52
冲击波速/ (10^3 m/s)	—	102	57.8	40.8	18.13	5.44	19.04	9.97	10.88
冲击压强/ 10^{19} Pa	—	7826000	146900	12835	44.127	0.010277	62.136	0.68066	1.2504

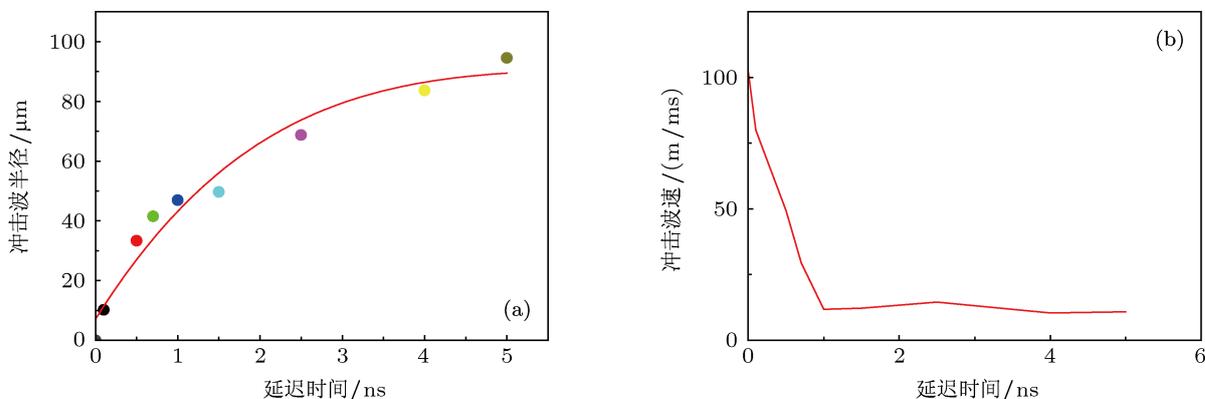


图 5 铝靶喷射物的冲击波半径、冲击波速与延迟时间的关系 (a) 铝靶喷射物的冲击波半径与延迟时间关系; (b) 铝靶喷射物的冲击波速与延迟时间关系

表2 飞秒激光烧蚀铜靶的冲击波数据

延迟时间/ns	1	2	3	4	5	6
冲击波半径/ μm	29.22	57.72	82.64	107.38	134.27	147.18
冲击波速/(10^3 m/s)	29.22	28.5	24.92	24.74	26.89	12.91
冲击压强/ 10^{11} Pa	1.2418	1.0429	0.4079	0.3877	0.6818	0.0041

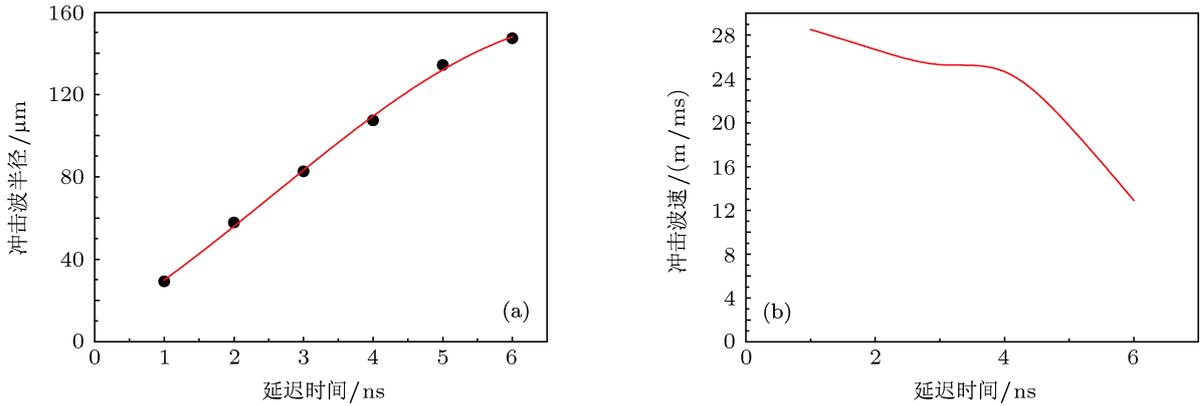


图6 铜靶喷射物的冲击波半径、冲击波速与延迟时间的关系 (a) 铜靶喷射物冲击波半径与延迟时间关系; (b) 铜靶喷射物的冲击波速与延迟时间关系

表3 飞秒激光烧蚀硅靶的冲击波数据

延迟时间/ns	0.05	1	3	5	5.5	7	8.3
大气中冲击波半径/ μm	7.56	39.99	83.6	113.02	122.97	151.87	170
冲击波速/(10^3 m/s)	151.2	34.14	21.81	14.71	19.9	19.27	13.95
冲击压强/ 10^{20} Pa	12307000	368.85	16.058	1.0247	8.4614	6.7575	0.70759
真空中喷射物包络半径/ μm	6.63	—	—	—	9.12	17.51	25.07
冲击波速/(10^3 m/s)	—	—	—	—	18.24	5.93	5.82

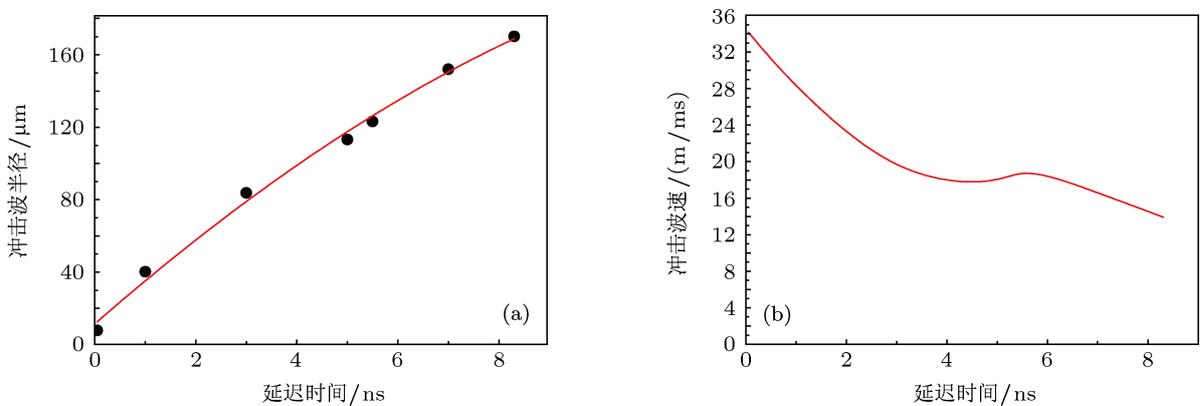


图7 空气中硅靶喷射物的冲击波半径、冲击波速与延迟时间的关系 (a) 硅靶喷射物冲击波半径与延迟时间的关系; (b) 硅靶喷射物冲击波速与延迟时间的关系

根据表 1 的数据, 利用 origin 数据处理软件绘制延迟时间与冲击压强的点线图, 如图 8 所示, 图 8(a) 纵坐标为 \log_{10} 坐标轴.

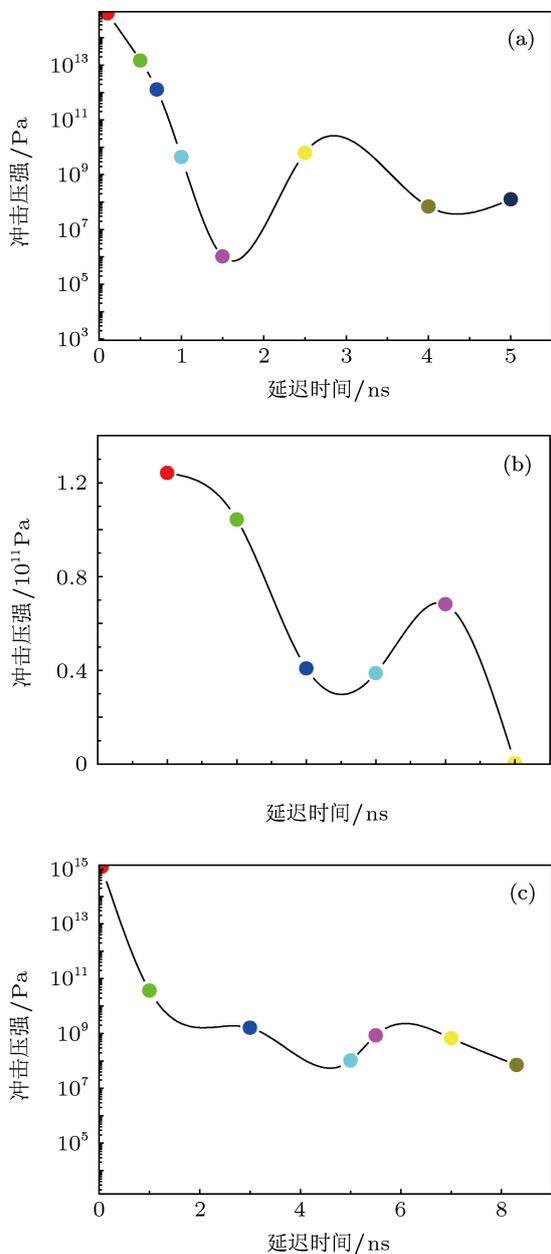


图 8 空气中铝、铜、硅靶喷射物的冲击压强与延迟时间的关系 (a) 铝靶; (b) 铜靶; (c) 硅靶

真空条件下, 由图 4 可知, 在 5.5 ns 之前没有冲击波的包络形成, 由于在真空中没有空气的阻碍作用, 喷射物自由扩散, 无法形成明显的物质边界及冲击波包络^[30]. 5.5 ns 之后的喷射物包络半径与延迟时间的变化关系如图 9 所示, 其中拟合直线的斜率即为喷射物包络对应的冲击波速, 此时冲击波速为常数, 根据 (3) 式计算得到冲击压强为常数

$(1.4058 \times 10^{11} \text{ Pa})$.

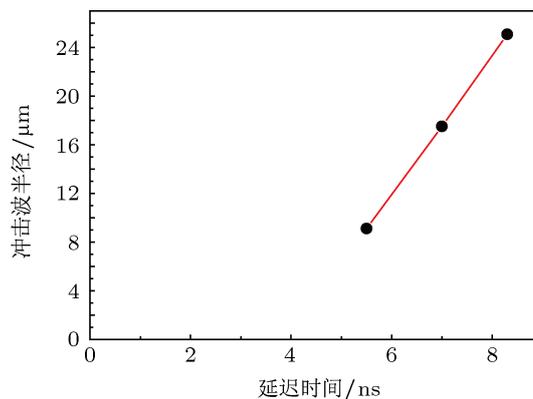


图 9 真空中硅靶喷射物的冲击波半径与延迟时间的关系

在真空中, 飞秒激光烧蚀硅靶包络半径从 5.5 ns 之后开始形成并且变大. 根据线性拟合结果知, 直线斜率为 5.6938, 量纲为 $[\mu\text{m}/\text{ns}]$, 标准差为 0.06367, 此斜率即为冲击波速的平均值, 即 10^3 m/s , 此速度小于空气中的冲击波速, 这是因为此处的冲击波速是第三轮喷射物所对应的速度. 另外, 此处冲击波速不变也符合实验的真空条件, 因为真空中喷射物不受大气中的大分子物质的阻碍. 由 (3) 式计算对应的冲击压强为 $1.4058 \times 10^{11} \text{ Pa}$, 冲击压强不随时间变化.

3.4 讨论

本文所采用的阴影图是在不同的飞秒激光能量密度下拍摄的, 计算结果显示: 脉宽为 50 fs、能量密度为 32 J/cm^2 的飞秒激光脉冲烧蚀硅靶时冲击压强达到 10^{21} Pa ; 脉宽为 50 fs、能量密度为 40 J/cm^2 的飞秒激光脉冲烧蚀铝靶时冲击压强达到 10^{19} Pa ; 脉宽为 50 fs、能量密度为 100 J/cm^2 的飞秒激光脉冲烧蚀铜靶时冲击压强达到 10^{16} Pa . 对于同一种材料的靶材, 在相同时间延迟下, 随着激光能流密度的增加, 冲击波的半径增大^[31], 另外由 (3) 式知冲击压强与冲击波半径的 7 次方成正比, 故在相同时间延迟下, 随着激光能流密度的增加, 冲击压强增大. 对于不同种材料的靶材, 在相同时间延迟下, 我们从计算结果发现, 随着能流密度的增加, 冲击压强减小; 由于激光能流密度与冲击压强成正比, 因此, 导致冲击压强减小的原因可归结为靶材的不同物理性质; 我们认为, 硅、铝和铜的光吸收系数分别为 0.174 nm^{-1} ^[32], 0.13 nm^{-1} ^[33] 及 0.07 nm^{-1} ^[34], 固体靶材料的光吸收系数减小是导致冲击压强减小的原因.

另外, 大气和低气压 (1×10^{-3} Pa) 环境中飞秒激光烧蚀硅靶的冲击压强计算结果显示: 大气中的冲击压强随着延迟时间增加而减小, 并且首轮喷射物的冲击压强达到 10^{21} Pa; 低气压环境中的冲击压强保持基本不变, 并且第三轮喷射物的冲击压强达到 10^{11} Pa, 基本接近于大气中的第三轮喷射物的冲击压强. 结果说明烧蚀环境对冲击压强的变化有直接影响, 但是对冲击压强的初始值并没有影响.

由图 5(a)、图 6(a)、图 7(a) 可知, 冲击波半径的变化随延迟时间增加逐渐减小; 图 9 中喷射物包络半径随延迟时间基本不变, 说明烧蚀环境对冲击波半径的演变有影响, 烧蚀环境气压越大, 冲击波受到的阻滞作用越大, 冲击波半径减小得就越快. 在图 5(b) 中, 当延迟时间为 1 ns 时, 冲击波速出现奇异点, 奇异点的出现表明冲击波的传播速度的变化趋势出现跳变, 该点之前冲击波速急剧减小, 该点之后冲击波速变化平缓, 此奇异点的出现完全是由于实验数据造成, 因为图 5(b) 是对图 5(a) 进行求导所得, 而软件只对数据起作用, 由于图 2 中的阴影图不是等间隔延时拍摄的, 因此冲击波半径也不是等间隔变化; 对不均匀分布的数据点拟合曲线求导, 必然出现不连续性, 出现奇异点. 另外, 由于固体靶材的法线方向并没有障碍物, 不会因为障碍物引起冲击波速急剧跳变, 因此冲击波速的奇异点只能归因于数据不连续. 由图 8(a), (b), (c) 可知, 冲击压强随延迟时间的增加减小, 并且在延迟时间较小的时候, 冲击压强减小的较快. 这是因为冲击压强较大的时候也即烧蚀喷射物离固体靶表面较近时, 在靶材表面附近由于高能量密度的飞秒激光将大气电离, 电离的空气等离子体与烧蚀喷射物相互作用, 对烧蚀喷射物的阻滞作用较大, 所以冲击压强在延迟时间较小时减小较快. 当延迟时间增大, 冲

击压强减小较慢, 此时冲击压强的减小是由于烧蚀喷射物与大气中大分子以及微尘颗粒相互作用引起的. 延迟大于 2 ns 时, 冲击压强出现浮动, 这是由于测量误差和计算误差等因素造成的. 冲击波速只能减小, 并且逐渐趋于声速, 甚至小于声速, 最终停止传播, 对应压强也遵循同样的规律. 在低气压环境 (1×10^{-3} Pa) 中, 由于没有大气介质, 故阴影图对冲击波的记录不明显; 但当有更大的喷射颗粒时, 可以观测到喷射物半径的变化趋势, 并且对阴影图进行测量从中捕捉到喷射物包络半径的实验数据. 由图 9 知, 当延迟时间大于 5.5 ns 时, 低气压中喷射物半径逐渐变大, 并且直线斜率 (即冲击压强) 基本保持不变, 冲击压强大小为 10^{12} Pa.

4 结论

明确了飞秒激光烧蚀固体靶材过程中喷射物对靶材的冲击压强和冲击温度的概念, 给出冲击压强定义与计算方法.

利用飞秒激光烧蚀固体靶的时间分辨阴影图, 算得大气环境中飞秒激光烧蚀铝、铜和硅靶的初始冲击压强分别为 10^{19} Pa (50 fs, 40 J/cm²), 10^{16} Pa (50 fs, 100 J/cm²) 和 10^{21} Pa (50 fs, 32 J/cm²). 真空中飞秒激光烧蚀硅靶的冲击压强为 10^{11} Pa (50 fs, 32 J/cm²). 分析表明, 固体靶材材质对冲击压强有重要影响; 加工环境对冲击压强的变化快慢有影响, 但对冲击压强的初始值没有影响; 真空中冲击压强几乎不变.

飞秒激光烧蚀固体靶冲击压强绝对值的确定, 对安全操控飞秒激光加工含能材料和飞秒激光烧蚀推进具有重要意义.

- [1] Zhao L H, Wei Z Y, Zhang J 2002 *Physics* **31** 11 (in Chinese) [赵玲慧, 魏志义, 张杰 2002 物理 **31** 11]
- [2] Wang S C, Xiao J, Zhu C J 1999 *Physics* **28** 3 (in Chinese) [王水才, 肖东, 朱长军 1999 物理 **28** 3]
- [3] Liu Y J, Cai L, Wang Q Y 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 6 (in Chinese) [刘永军, 柴路, 王清月 2002 物理学报 **51** 6]
- [4] Zhang Z G, Sun H 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 6 (in Chinese) [张志刚, 孙虹 2001 物理学报 **50** 6]
- [5] Chen G F 2005 *Physics* **34** 10 (in Chinese) [陈国夫 2005 物理 **34** 10]
- [6] Li C D, Wang D L, Luo L 2000 *Physics* **29** 12 (in Chinese) [李承德, 王丹翎, 罗乐 2000 物理 **29** 12]
- [7] Yin G S, Gu Y Z, Huang M J 2000 *Physics* **31** 11 (in Chinese) [尹国盛, 顾玉宗, 黄明举 2000 物理 **31** 11]
- [8] He F, Cheng Y 2007 *Chinese Journal of Lasers* **34** 5 (in Chinese) [何飞, 程亚 2007 中国激光 **34** 5]
- [9] Qiu J R 2003 *Physics* **32** 09 (in Chinese) [邱建荣 2003 物理 **32** 09]
- [10] Zhao Q Z, Qiu J R 2005 *Physics* **34** 09 (in Chinese) [赵全忠, 邱建荣 2005 物理 **32** 09]
- [11] Li Y T, Zhang J, Sheng Z M 2003 *Physics* **34** 09 (in Chinese) [李玉同, 张杰, 盛政明 2003 物理 **32** 09]
- [12] Zhang N, Zhao Y B, Zhu X N 2004 *Optics Express* **12** 15
- [13] Wang W T, Hu B, Wang M W 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 6 (in Chinese) [王文亭, 胡冰, 王明伟 2013 物理学报 **62** 6]
- [14] Wang X W, Xu X F 2002 *Journal of Thermal Stresses* **25**
- [15] Zhang N, Wang W T, Zhu X N, Liu J S, Xu K H, Huang P, Zhao J F, Li R X, Wang M W 2011 *Optics Express* **19** 9

- [16] Yang J J, Zhao Y B, Zhang N, Liang Y M, Wang M W 2007 *Phys. Rev. B* **76** 165430
- [17] Zhu X 2000 *Appl. Surf. Sci.* **167**
- [18] Zhang B P, Zhang Q M, Huang F L 2001 *Detonation physics* (Beijing: Ordnance Industry Press) p420 (in Chinese) [张宝坪, 张庆明, 黄风雷 2001 爆轰物理学 (北京: 兵器工业出版社) 第 420 页]
- [19] Zhang D Y, Liu F S, Li X J, Jing F Q 2003 *Chinese Journal of High Pressure Physics* **17** 1 (in Chinese) [张岱宇, 刘福生, 李西军, 经福谦 2003 高压物理学报 **17** 1]
- [20] Lin H L, Huang F L, Yu W R 2002 *Chinese Journal of High Pressure Physics* **16** 1 (in Chinese) [林华令, 黄风雷, 于万瑞 2002 高压物理学报 **16** 1]
- [21] Damian C S, Thomas E T, Roger A K, Gammel J T 2004 *Phys. Rev. E* **69** 036406
- [22] Tian Z 2003 *M.D. Dissertation* (Chengdu: Sichuan University) (in Chinese) [田忠 2003 硕士学位论文 (成都: 四川大学)]
- [23] Sakakura M, Terazima M, Shimotsuma Y, Miura K, Hirao K 2007 *Optics Express* **15** 9
- [24] Wang Y, Qian J L, Lü T Z 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 6 (in Chinese) [王韬, 钱列加, 吕铁铮 2002 物理学报 **51** 6]
- [25] Zhang N, Zhu X N, Yang J J, Wang X L, Wang M W 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 167602
- [26] Pan X Y, Gong Q H 2000 *Physics* **31** 10 (in Chinese) [潘新宇, 龚旗煌 2000 物理 **31** 10]
- [27] Yang H, Zhang T Q, Wang S F 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 7 (in Chinese) [杨宏, 张铁桥, 王树峰 2000 物理学报 **49** 7]
- [28] Wu Z H, Zhang N, Wang M W, Zhu X N 2011 *Chin. Opt. Lett.* **9** 9
- [29] Sokolowski-Tinten K, Bialkowski J, Cavalleri A, Von der Linde D, Oparin A, Meyer-ter-Vehn J, Anisimov S I 1998 *Phys. Rev. Lett.* **81** 1
- [30] Wu Z H 2011 *Ph.D. Dissertation* (Tianjin: Nankai University) (in Chinese) [吴泽华 2011 博士学位论文 (天津: 南开大学)]
- [31] Zhang N, Yang J H, Zhu X N 2012 *Chin. Jour. Lasers* **39** 5 (in Chinese) [张楠, 杨景辉, 朱晓农 2012 中国激光 **39** 5]
- [32] Guo L Q, Ding J N, Yang J C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 11 (in Chinese) [郭立强, 丁建宁, 杨继昌 2010 物理学报 **59** 11]
- [33] Hu H F, Wang X L, Ji Y 2010 *Proceedings of optical conference of Chinese Optical Society* Tianjin, China, August 23–25, 2010 p1 (in Chinese) [胡浩丰, 王晓雷, 吉阳 2010 中国光学学会 2010 年光学大会, 中国天津, 8 月 23–25, 2010 P1]
- [34] Ni X C, Wang Q Y 2004 *Chinese Journal of Lasers* **31** 3 (in Chinese) [倪晓昌, 清月 2004 中国激光 **31** 3]

Shock pressure in femtosecond laser ablation of solid target*

Wang Wen-Ting¹⁾ Zhang Nan¹⁾ Wang Ming-Wei^{1)†} He Yuan-Hang^{2)‡}
Yang Jian-Jun¹⁾ Zhu Xiao-Nong¹⁾

1) (Institute of Modern Optics, Key Laboratory of Optical Information Science & Technology, Nankai University, Tianjin 300071, China)

2) (National Key Laboratory of Explosion Science and Technology, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

(Received 10 April 2013; revised manuscript received 15 May 2013)

Abstract

The concepts of shock pressure and shock temperature in the interaction of femtosecond laser pulse and solid target are defined. Then the relationship between the shock pressure and other physical parameters in the process of femtosecond laser ablation of aluminum, copper, and silicon targets are discussed. Absolute values of shock pressure are calculated by means of the time-resolved pump detection shadow-graph. Result of this investigation plays an important role in the secure femtosecond laser processing of energetic materials and the femtosecond laser propulsion technology.

Keywords: femtosecond laser, energetic material, shock pressure, shock temperature

PACS: 06.60.Jn, 06.60.Vz, 05.45.Tp

DOI: 10.7498/aps.62.170601

* Project supported by the Open Fund of State Key Laboratory of High Field Laser Physics (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics), the Open Fund of State Key Laboratory of Optoelectronic Materials and Technologies (Sun Yat-Sen University), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11174158, 61137001), and the Tianjin Natural Science Foundation (Grant No. 12JCZDJC20200).

† Corresponding author. E-mail: wangmingwei@nankai.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: heyuanhang@bit.edu.cn