

利用相干光照明的纹影成像装置研究飞秒激光脉冲烧蚀铝靶喷射物相位的超快时间演化*

杨景辉¹⁾²⁾ 张楠^{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) (中国人民武装警察部队学院基础部, 廊坊 065000)

(2013年2月7日收到; 2013年3月26日收到修改稿)

本文提出了一种基于纹影成像装置的新型相位检测方法, 并使用该方法对飞秒激光烧蚀铝靶产生的喷射物的超快相位演化过程进行了实验研究. 与传统的纹影法不同, 本文的相位检测方法使用相干光作为成像照明光, 利用未透过样品的背景光作为参考光, 借助透过样品后在纹影装置刀口处衍射的照明光与背景照明光的干涉, 检测样品的相位; 其最显著的优点是能够清晰反映被测样品 $m\pi$ 或 $2m\pi$ (m 为整数) 的相位改变. 利用该方法, 结合抽运-探测技术, 研究了激光流量为 5.4 J/cm^2 的 50 fs 脉冲激光烧蚀铝靶产生的喷射物的超快相位演化. 实验发现, 烧蚀过程中形成的喷射物可分为三个相位不同的区域, 分别对应等离子体态的喷射物、后续的垂直靶面喷射的物质和冲击波. 其中, 等离子体态的喷射物在 0—9.0 ns 的时间延迟内, 由于膨胀和电子复合作用, 相位变化超过 π ; 而后续的垂直靶面的喷射物在此时间内的相位变化没有超过 π .

关键词: 相位检测方法, 纹影成像技术, 相干光照明, 抽运 - 探测技术

PACS: 42.30.Rx, 42.65.Re, 42.79.Mt, 52.38.Mf

DOI: 10.7498/aps.62.134203

1 引言

众所周知, 相位检测技术可用于折射率^[1]、电子密度^[2]、三维形貌^[3]以及透明样品(比如生物组织)的特性检测^[4], 在物理学、生物学等领域发挥着重要的作用. 现有的相位检测技术可分为干涉和非干涉技术两大类. 典型的干涉测量技术包括: 全息法^[5]、频域干涉法^[6]、相移干涉法^[7]和 Nomarski 干涉法^[8]等. 全息法和频域干涉法, 使用两路光的干涉测量相位, 因此要求较高的机械稳定性. 而相移干涉法, 比如 Zernike 相衬法^[9]和 Fourier 相位显微镜^[10], 需记录多张图像才能重建样品的相位. 相比之下, Nomarski 干涉法是一种在测量的稳定性、装置和算法的复杂性等方面均有很好表现的相位测量技术. 典型的非干涉测量技术有光束偏折

法^[11]和基于光的传播方程的相位测量方法^[12].

本文提出了一种相干光照明的基于纹影装置的新型相位测量技术. 该技术只使用一路照明光, 因而对装置的机械稳定性和环境的要求较低. 通常, 纹影成像使用非相干光照明, 以减弱照明光在刀口处的衍射对图像的干扰^[13]. 然而, 本文提出的方法正是利用相干光照明, 使用未经样品的照明光作为参考光, 利用透过样品的照明光在刀口处的衍射测量相位. 虽然该方法不同于使用干涉条纹测量相位的纹影干涉法^[14], 但由于它需要未透过样品的背景光作参照, 因此仍是一种干涉相位测量技术^[2].

利用该新型相位检测方法, 结合抽运 - 探测技术, 本文研究了飞秒激光烧蚀铝靶的喷射物在烧蚀初期 (0—9.0 ns) 的相位演化. 实验发现, 烧蚀喷射物可分为 3 个相位演化规律不同的区域, 分别对应光热机理和光机械机理产生的喷射物以

* 国家自然科学基金 (批准号: 11004111 和 61137001)、天津市自然科学基金 (批准号: 10JCZDZX35100)、高等学校博士学科点专项科研基金 (批准号: 20100031120034) 和中央高校基本科研业务费专项资金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: zhangn@nankai.edu.cn

及冲击波^[15]; 实验还观察到冲击波与光热机理产生的等离子态的喷射物从交叠到分离的过程, 解释了在小于 3.0 ns 的时间延迟下, 观察不到冲击波^[15] 的原因. 对飞秒激光烧蚀喷射物相位演化的研究, 不但有利于认识超快烧蚀过程和喷射物的物理性质, 而且有助于飞秒激光微纳加工与制造^[16]、激光手术^[17] 以及激光诱导电离光谱技术^[18] 等重要应用的发展.

2 相干光照明的基于纹影成像装置的相位检测方法的原理

图 1 是一个典型的纹影成像装置的光路图^[19], 唯一不同的是使用了相干光照明. 平行光由左至右

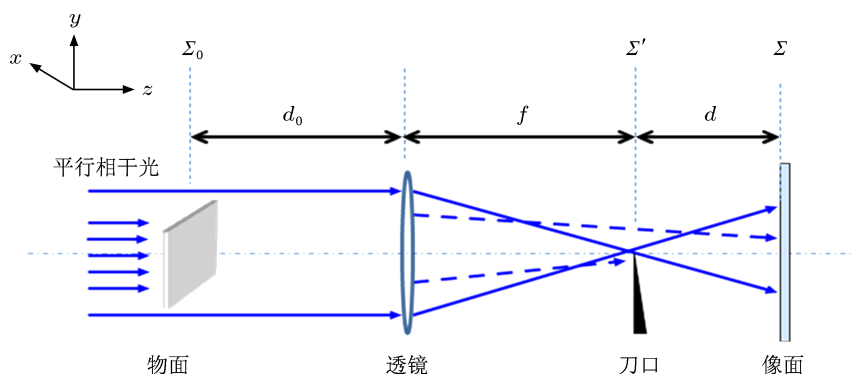


图 1 相干光照明的基于纹影成像装置的相位检测方法原理图

设刀口的透过率函数为 $t'(x', y') = [1 + \text{sgn}(y')]/2$ ($\text{sgn}(y')$ 为符号函数), 则像面 Σ 上的光场振幅分布可由下式计算:

$$U(x, y) = \frac{\exp(jkd)}{j\lambda d} \iint_{\infty} U'(x', y') t'(x', y') \times \exp \left[jk \frac{(x-x')^2 + (y-y')^2}{2d} \right] dx' dy', \quad (2)$$

像面上的光强分布为

$$I(x, y) = U(x, y) U^*(x, y). \quad (3)$$

根据 (1)—(3) 式, 我们数值计算了不同相位值 (从 -2π 到 2π) 的圆形均匀相位片经图 1 装置所成的像. 计算圆形相位片的像是因为本文 3.2 节中被测样品接近半圆形. 图 2 分别给出了 -0.5π , 0 和 $+0.5\pi$ 的相位片的像. 比较相位片上、下方对称位置处大小相同的区域 (图 2(b) 中区域 A 和 B) 可以发现, 相位值为 0 的相位片的区域 A 和 B 的亮度是

照射物平面 Σ_0 , 经透镜成像在 Σ 上. 刀口放在透镜的后焦面 Σ' 上, 各面之间的距离如图 1 所示. 设物面的透过率函数为 $t_0(x_0, y_0)$, 照明光的电场振幅为 1. 测量时, 必须用未透过样品的背景光作参考, 才能获得相位, 因此, 照明光的横截面积应大于样品的面积. 根据标量衍射理论, 在菲涅尔近似下^[20], Σ' 面的光场振幅分布为

$$U'(x', y') = \frac{\exp[jk(d_0 + f)]}{j\lambda f} \exp \left[jk \frac{1}{2f} \left(1 - \frac{d_0}{f} \right) (x'^2 + y'^2) \right] \times \iint_{\infty} t_0(x_0, y_0) \exp \left[-jk \frac{x_0 x' + y_0 y'}{f} \right] dx_0 dy_0, \quad (1)$$

其中, λ 为照明光的波长, $k = 2\pi/\lambda$ 为波数, 其他参数见图 1.

相同的; 而图 2(a) 和 (c) 的相位片上、下方亮度是不同的. 我们推断, 相位片上、下方亮度的差别与其相位值有关. 分别将区域 A 和 B 的亮度值求和, 用区域 A 的亮度值减去区域 B 的亮度值, 即得到亮度差随相位值的变化规律, 如图 3 实圆点所示. 这些数据点可用 $y = -19.34 \sin x$ 拟合, 拟合曲线如图 3 实线所示, 其幅值与成像装置、相位片透过率和计算亮度差值所用的区域有关.

进一步计算表明, 相位片透过率、区域 A 和 B 的大小以及位置不影响图 3 亮度差值和相位值之间的正弦规律及其周期. 我们还计算了线性和高斯分布相位片的情况. 结果表明, 只要同一相位片的相位位于 $(m\pi/2, (m+1)\pi/2)$ 内 (m 取整数), 其亮度差值与平均相位就满足与均匀相位片相同的正弦规律, 见图 3(相位分布表达式中的参变量取不同值时, 即得到不同平均相位的相位片). 需要指出的是, 图 3 所示的正弦规律是与刀口切入程度有关的.

图 3 的结果均是刀口刚好遮住焦平面一半时得到的. 计算表明, 为了使亮度差值通过正弦关系反映

相位值, 刀口须位于焦平面中心线 $\pm 30\mu\text{m}$ 的范围内. 实验时这样的刀口插入量是可以控制的.

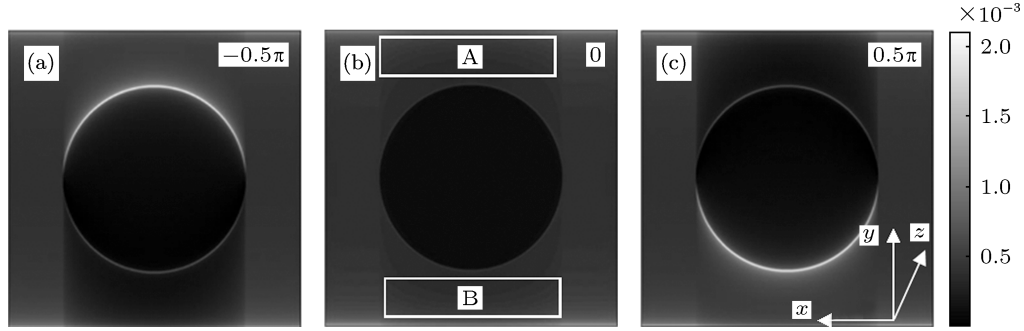


图 2 数值计算的圆形相位片 (半径 $40\mu\text{m}$, 透过率 0.5) 经图 1 装置所成的像 (强度分布), 计算所用成像透镜的焦距为 31.94mm (即实验用的 $4\times$ 物镜焦距), 图片右上角均标有相位值, 刀口与 x 轴平行, 沿 y 轴正向切入, 刚好挡住一半的照明光

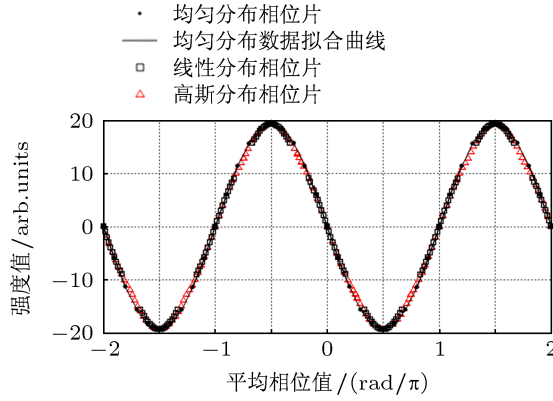


图 3 计算的均匀 (圆点)、线性 (方块) 和高斯分布 (三角) 圆形相位片 (半径 $r_0 = 40\mu\text{m}$) 经图 1 成像的上、下方亮度差值与其平均相位的关系. 线性相位片: $\varphi(r) = \frac{m\pi/2 - \beta}{r_0} r + \beta$, $\beta \in \left(\frac{m-1}{2}\pi, \frac{m+1}{2}\pi\right)$ ($m \in [-4, 4]$, 取整数). 高斯相位片: $\varphi(r) = \frac{\pi}{2} [(\alpha m - \gamma)(e^{-\beta r^2/r_0^2} - 1) + m]$ ($\alpha = \pm 1$, $m \in [-4, 4]$, 取整数. $m \neq 0$ 时, $\gamma = 0$; $m = 0$ 时, $\gamma = 1$; $m = 0, \pm 1$, $\beta \in (0, 2)$; 其他 m 值, $\beta \in (0, \ln \frac{|m|}{|m|-1})$)

为了解图 1 装置测量相位的物理原理, 我们以正方形均匀相位片为例, 推导其经图 1 所成像的强度分布的解析表达式. 边长为 w , 相位为 φ_0 , 透过率为 1 的正方形相位片, 其透过率函数为

$$t_0(x_0, y_0) = \text{rect}(x_0/w) \text{rect}(y_0/w) [\exp(j\varphi_0) - 1] + 1, \quad (4)$$

其中, $\text{rect}(x)$ 为矩形函数. 将 (4) 式代入 (1) 式, 得到成像透镜后焦面的振幅分布

$$U'(x', y') = C_1 \delta(x'/\lambda f, y'/\lambda f) + C_2 w^2 \text{sinc}(wx'/\lambda f) \text{sinc}(wy'/\lambda f) \times \sin(\varphi_0/2) \exp(j\varphi_0/2), \quad (5)$$

其中, C_1, C_2 是与振幅分布无关的常数. 将 (5) 式和刀口透过率函数代入 (2) 式, 并利用 (3) 式, 可得像

面光强分布

$$I(x, y) = C_3 \left[\text{rect}\left(\frac{xf}{wd}\right) \times \ln\left(\left|\frac{y-wd/2f}{y+wd/2f}\right|\right) \sin(\varphi_0/2) \right]^2 + C_4 \text{rect}\left(\frac{xf}{wd}\right) \ln\left(\left|\frac{y-wd/2f}{y+wd/2f}\right|\right) \times \sin(\varphi_0/2) \cos(\varphi_0/2) + C_5 \left[\text{rect}\left(\frac{xf}{wd}\right) \text{rect}\left(\frac{yf}{wd}\right) \sin(\varphi_0/2) \right]^2 + C_6 \text{rect}\left(\frac{xf}{wd}\right) \text{rect}\left(\frac{yf}{wd}\right) \sin^2(\varphi_0/2) + C_7, \quad (6)$$

其中, C_i ($i = 3, 4, \dots, 7$) 是与强度分布无关的常数, 且 $y \neq \pm wd/2f$. 观察 (6) 式可知, 在相位片上、下

方形成不同亮暗分布的是前两项 (只含 x 方向的矩形函数), 第三、四项的强度分布局限于相位片的内部. 用 (6) 式前两项即可得到与图 2 相似的方形相位片的像, 其亮度差值与相位值的关系如图 4 所示. 此外, 由 (6) 式还可推得方形相位片亮度差值和相位值之间的关系式

$$\begin{aligned} \Delta I &= \sum_{\substack{x,y \in \text{所选区} \\ \text{域 A 或区域 B}}} I(x, -y) - I(x, y) \\ &= \left[\sum_{\substack{x,y \in \text{所选区} \\ \text{域 A 或区域 B}}} -C_4 \text{rect}(xf/wd) \right. \\ &\quad \left. \times \ln \left| \frac{y - wd/2f}{y + wd/2f} \right| \right] \sin \varphi_0, \end{aligned} \quad (7)$$

(7) 式表明, 与圆形相位片的数值计算结果一致, 方形均匀相位片的亮度差值和相位值之间满足正弦关系.

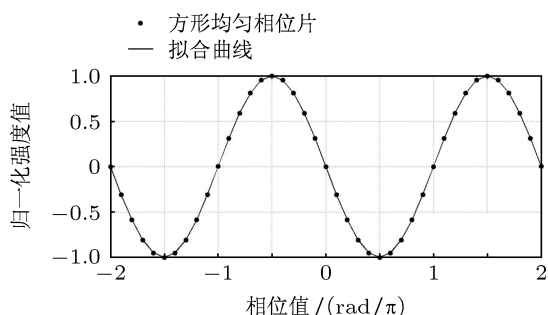


图 4 解析计算的边长 $80 \mu\text{m}$ 、透过率为 1 的方形均匀相位片经图 1 成像的上、下方亮度差随相位的变化关系 (实圆点) 及其拟合曲线 (实线, 方程为 $y = -\sin x$), 计算用的其他参数与图 2 的参数相同

(6) 式前两项源于 $\text{sinc}(wx'/\lambda f)\text{sinc}(wy'/\lambda f)\text{sgn}(y')$ 的傅里叶变换, 其中, 符号函数来源于刀口函数, sinc 函数源于方形相位片的傅里叶变换. 因此, 相位片上、下方的不同亮暗分布是由透过相位片的光在刀口处的衍射产生的. 此外, (6) 式前两项能反映相位, 还因为含有 φ_0 这一参数. 由推导过程可知, 若照明光横截面积小于相位片面积, (6) 式前两项将不含有 φ_0 . 所以, 未透过相位片的光实际起到参考光的作用. 因此, 本文的相位检测方法是利用透过样品在刀口处发生衍射的照明光与未透过样品的照明光的干涉来测量相位的方法.

3 飞秒激光烧蚀铝靶喷射物的超快相位演化过程的研究

我们利用前面提出的相位检测方法, 结合抽运-探测技术, 记录飞秒激光烧蚀铝靶的超快时间分辨图像, 研究烧蚀喷射物瞬态相位的分布.

3.1 实验装置

实验光路如图 5 所示. 由 Ti: Sapphire 飞秒激光放大系统产生的 50 fs , 1 kHz , 中心波长 800 nm 的激光脉冲, 经分束镜后, 一束用作抽运脉冲, 另一束用作探测脉冲. 使用两个光学延迟线来调节两路光的时间延迟. 抽运脉冲经过一个 $10\times$ 物镜 ($\text{NA} = 0.25$) 聚焦后轰击铝靶. 铝靶表面的抽运激光流量为 5.4 J/cm^2 . 探测光经 BBO 晶体倍频后产生中心波长 400 nm 的探测脉冲, 沿与抽运脉冲垂直的方向照射发生烧蚀的区域. BBO 晶体后的 800 nm 低通滤波片的作用是滤掉倍频后剩余的 800 nm 基频光. 使用 $4\times$ 物镜 ($\text{NA} = 0.1$) 对烧蚀喷射物成像, 并用一个 10 位黑白 CCD 相机 (Lu135M, Lumenera Inc.) 记录喷射物的像. CCD 前的 400 nm 干涉滤光片的作用是滤掉烧蚀产生的荧光和抽运脉冲的散射光. 刀口水平放置在成像物镜的后焦面上, 与图 5 中的 x 轴平行, 并沿 y 轴正向切入. 刀口切入程度以刚好获得一个均匀暗场为准. 通过对刀口成像发现, 以暗场为标准, 刀口偏离理想位置 (刚好挡住焦平面的一半) 的量不会超过数值计算要求的 $30 \mu\text{m}$.

在计算机的控制下, 先使 CCD 进入单帧采集状态, 然后发射一个脉冲, CCD 因此记录下某一时间延迟的烧蚀瞬态图像. 每次轰击靶材, 都要改变靶的位置, 使每次轰击的都是未烧蚀过的靶面. 靶材经过 1200 号砂纸打磨, 安装在一个三维平移台上. 通过调节靶面与抽运聚焦透镜的距离来控制靶面的激光流量.

3.2 实验结果及分析

图 6 是使用本文提出的相位检测方法记录的飞秒激光烧蚀铝靶喷射物的超快时间分辨图像. 图 6 中, 在没有喷射物的位置出现了亮暗不同的区域. 由本文第 2 部分的分析可知, 这些亮暗不同的区域实际反映了喷射物相位的信息.

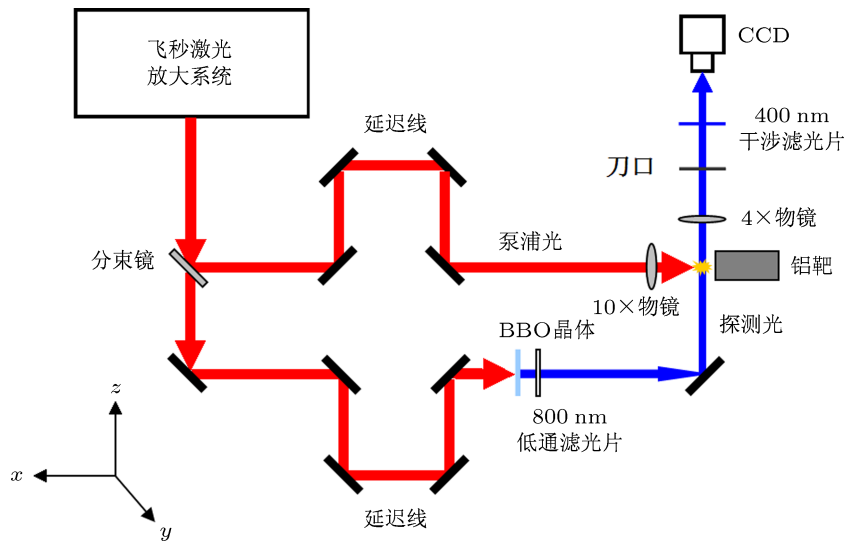


图5 研究飞秒激光烧蚀喷射物超快相位演化的实验装置(俯视图)

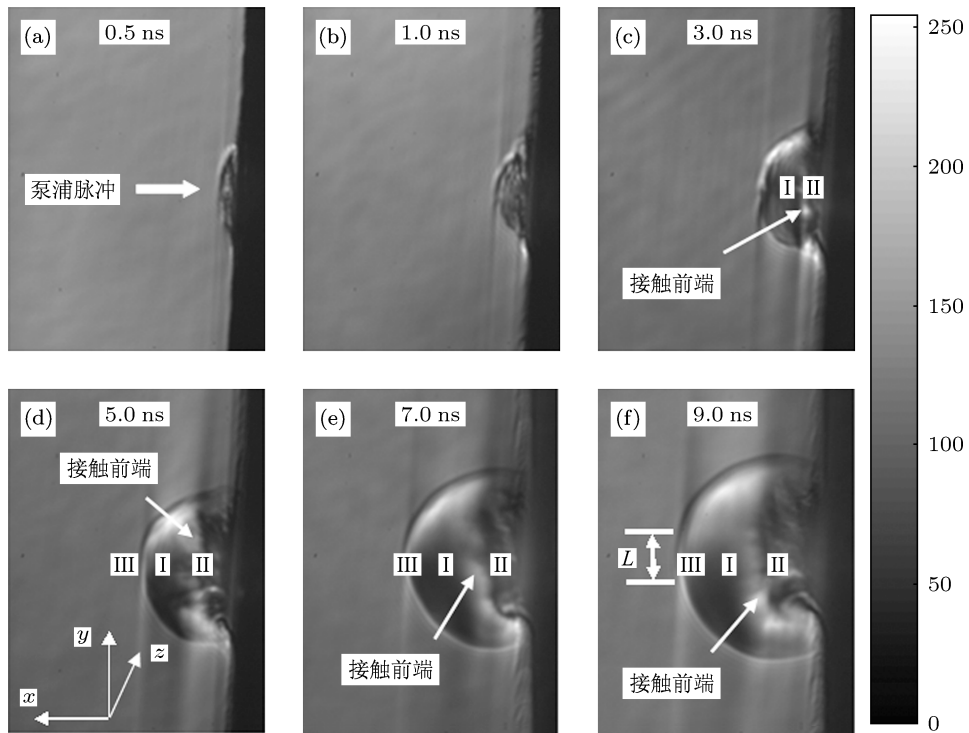


图6 使用图5装置记录的 5.4 J/cm^2 、 50 fs 激光脉冲烧蚀铝靶的时间分辨图像(强度图)(图片上部标有抽运脉冲和探测脉冲之间的时间延迟. 图片尺寸: $172 \mu\text{m} \times 230 \mu\text{m}$)

当时间延迟较小时, 比如图 6(a), 烧蚀喷射物上、下方亮度差别不明显. 当时间延迟为 1.0 ns 时, 喷射物上方比下方暗. 当延迟为 3.0 ns 时, 根据喷射物上、下方的亮暗分布可以将其沿垂直靶面方向分为两个相位不同的区域, 见图 6(c) 中标 I 和 II 的区域. 图 6(d) 喷射物顶部 (标 III 的部分) 的上方和下方的亮暗与区域 I 上下方的亮暗不同, 它是喷射

物和未受扰动的空气之间的边界. 烧蚀喷射物的三个相位不同的区域在 7.0 和 9.0 ns 的图像中更为明显. 根据已有的实验结果^[15,21], 图 6(d), (e) 和 (f) 中标有 I, II 和 III 的区域分别对应烧蚀过程中出现的由光热机理 (比如 atomization^[22]) 引起的物质喷射、由光机械机理 (比如 fragmentation^[23]) 引起的后续物质喷射和冲击波. 图 6 中喷射物上、下方的不同

亮暗, 表明先后出现的两次物质喷射和冲击波的相位是各不相同的. 图 6 的结果与全息法记录的相似激光参数的飞秒激光烧蚀铝靶的结果^[24]一致, 证明了本文相位检测方法的可行性和正确性.

根据 Sedov 的爆炸波理论^[25], 图 6(d) 中标 III 的区域对应冲击波波前 (shock wave front) 和电离前端 (ionization front) 所夹的压缩而未电离的空气. 压缩空气的折射率为^[26]

$$n = 1 + 77.6 \left[1 + \frac{7.52 \times 10^3}{\lambda^2} \right] \frac{p}{T} \cdot 10^{-6}, \quad (8)$$

其中, λ 为光波长 (μm), p 和 T 分别为空气的压强 (mbar, $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$) 和温度 (K), 其比值可由理想气体状态方程: $\frac{p}{T} = \rho \frac{R}{\mu}$ 求得, 其中 R 是普适气体常数, μ 是空气的平均摩尔质量. 由 Sedov 爆炸波理论, 冲击波波前的空气密度可有下式计算:

$$\rho = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \rho_0 \left[1 + \frac{2}{\gamma - 1} \frac{\alpha^2}{v^2} \right]^{-1}, \quad (9)$$

其中, γ 是热容比 (对于空气, $\gamma = 1.4$), ρ_0 是未扰动的空气密度, α 是未扰动的空气中的声速, v 是冲击波波前速度, 它可以通过测量时间分辨图像中不同延迟的冲击波波前位置得到. 经过计算, 9.0 ns 时的冲击波波前密度为 7.586 kg/m^3 . 对 400 nm 的探测光来说, 由 (8) 式计算的冲击波波前折射率为 1.00177.

假设冲击波关于抽运光传播方向是轴对称的, 我们通过测量喷射物顶部的冲击波壳层沿 y 轴方向的长度 (图 6(f) 中标 L 的长度) 来估算探测光在冲击波壳层中传播的距离. 9.0 ns 时, $L = 50.8 \mu\text{m}$. 冲击波壳层与背景空气的相位差可由 $\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}(n - n_0)L$ 计算, n_0 为未扰动的空气折射率. 因此, 9.0 ns 时的冲击波壳层的相位差约为 0.38π . 我们同样计算了 5.0 ns 和 7.0 ns 时冲击波的相位差分别为 0.28π 和 0.29π . 这三个不同时间延迟的冲击波的相位差均在 $(0, \pi)$ 区间内. 因此, 对应图 3 中横轴位于 $(0, \pi)$ 而纵轴小于 0 的区域. 从图 6 也可看出冲击波上、下方的亮暗分布在 5.0—9.0 ns 时间范围内没有变化, 这与上面的估算符合.

此外, 由于在冲击波膨胀时其波前密度基本不变^[27], 小延迟下探测光在冲击波壳层内传播的距离较短, 所以相位差应当也位于 $(0, \pi)$ 内. 然而, 图 6(b) 和 (c) 中与区域 III 对应位置处上、下方的亮暗分布却正好与图 6(d) 中的分布相反. 我们认为小延迟时冲击波和等离子体状态的喷射物 (区域 I) 相互交叠导致了与大延迟时亮暗相反分布.

现有的实验和理论表明^[15,21,22], 较小时间延迟时 (如图 6(a) 和 (b) 所示) 出现的内部含有探测光形成的衍射条纹的喷射物是等离子体态的物质. 等离子体的折射率由下式计算^[28]:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = \sqrt{1 - \frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0 \omega^2}}, \quad (10)$$

其中, ω 为入射光的频率, ω_p 为等离子体频率, e 为电子电荷, n_e 为电子数密度, m_e 为电子质量, ϵ_0 为真空介电常数. 在图 6(a) 中 400 nm 的探测光已经可以透过喷射物, 说明此时探测光频率已经不小于等离子体的频率, 即 $\omega \geq \omega_p$. 由于 9.0 ns 时区域 I 的喷射物对应 0.5 ns 时的等离子体态的喷射物, 那么由图 6(f) 可知, 9.0 ns 时区域 I 的喷射物体积约为 0.5 ns 时喷射物体积的 23 倍 (假设喷射物沿抽运光入射方向是轴对称的). 由此可推算出图 6(f) 中区域 I 折射率的下限为

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \geq \sqrt{1 - \frac{1}{23}} = 0.978.$$

由于上述计算未考虑从 0.5 ns 到 9.0 ns 喷射物中电子与离子的复合^[29], 因此, 此处估计的折射率比实际数值可能要小一些.

根据上面的估算, 图 6(f) 中区域 I 的平均相位差 (与背景空气相比, 且为面积加权平均) 的下限为 -5.87π ; 又由于图 6(f) 中区域 I 和 III 的上、下方亮暗分布相反, 因此, 由图 3 可知, 图 6(f) 的区域 I 的平均相位差位于 $-(2m - 1)\pi, -(2m - 2)\pi$ 内, 其中 $m = 1, 2, 3$, 可以通过记录更大时间延迟的图像来确定 m 的取值. 容易知道, 图 6(d) 和 (e) 中的区域 I 的平均相位差也位于这个区间内.

事实上, 使用本文的相位检测方法, 通过记录大延迟的时间分辨图像, 就可直接获得喷射物相位的时间演化, 而不必对相位做任何估算. 因为, 在大延迟的图像中, 可以观察到喷射物相位趋近于未受扰动的空气相位的过程; 以此为基准, 即可确定 m 的值. 但是, 由于本实验使用机械延迟实现大时间光延迟存在空间上的制约, 因此, 本文暂且通过估算喷射物相位, 结合记录的图像, 来分析喷射物的相位. 预计今后利用数字延迟控制器可解决这一问题.

比较图 6(c) 和 (d) 发现, 两图的区域 I 上、下方的亮暗分布相反. 由图 3 可知, 相位变化超过 π 时, 上、下方区域的亮暗分布就会颠倒. 由此可知, 在 3.0 ns 和 5.0 ns 延迟之间喷射物由于膨胀和复合, 与空气的相位差从 $(-2m\pi, -(2m - 1)\pi)$ 区间变

化到了 $(-(2m-1)\pi, -(2m-2)\pi)$ 区间 ($m=1, 2, 3$). 本文的相位检测技术可以通过强度图像亮暗分布的颠倒, 清晰地反映 $m\pi$ 和 $2m\pi$ 的相位变化, 这是与全息法相比的一个优势.

基于以前的实验和分析^[15,27], 我们认为图 6 区域 II 对应的是由光机械机理导致的喷射物, 主要由大颗粒物质及团簇组成. 区域 I 中的等离子体态的喷射物与后续大颗粒喷射物之间的分界面称为接触前端 (contact front)^[30], 从图 6(d), (e) 和 (f) 可见, 它刚好划分了区域 I 与区域 II, 并且这两个区域上、下方的亮暗是颠倒的, 即在 5.0 ns 以后等离子体喷射物与后续物质喷射的相位是不同的. 从图 6 还可看到, 区域 II 的喷射物自出现以来, 与空气的平均相位差始终位于 $(2m\pi, (2m+1)\pi)$ 区间 ($m=0, 1, 2, \dots$), 相位变化没有超过 π .

4 结论

本文提出了一种基于相干光纹影成像的新型相位测量方法. 该方法利用被测对象周边区域的

亮度差别来表征被测区域的平均相位值, 它不但可以直接观察被测对象的相位分布, 而且具有稳定性好、对实验环境要求低的优点. 此外, 对于相位随时间变化的样品, 该方法还可以准确测量出整数或半整数周期的相位变化 ($m\pi$ 或 $2m\pi$).

作为实验验证, 我们利用这种新的相位检测方法研究了飞秒激光烧蚀铝靶喷射物相位的超快演化. 结果表明, 烧蚀喷射物可以划分为三个相位不同的区域, 分别对应两次物质喷射和冲击波. 通过对喷射物相位的测量, 发现冲击波在 3.0 ns 以前, 与等离子体态的喷射物 (区域 I) 相互交叠, 在 5.0 ns 时两者分离. 等离子体态的喷射物在 0—9.0 ns 的时间范围内相位变化超过 π ; 而后续物质喷射 (区域 II) 在实验测量的时间延迟内相位变化没有超过 π ; 两次喷射产生的不同相位的物质以接触前端 (contact front) 作为分界面. 使用该相位检测方法, 可以方便清晰地对飞秒激光烧蚀喷射物的相位分布和演化进行研究, 使我们更加深入地认识烧蚀过程和瞬态喷射物的性质, 有助于推动飞秒激光烧蚀相关应用技术的发展.

- [1] Lu P, Men L, Sooley K, Chen Q 2009 *Appl. Phys. Lett.* **94** 131110
- [2] Rodriguez G, Valenzuela A R, Yellampalle B, Schmitt M J, Kim K Y 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1988
- [3] Yuan C J, Zhai H C, Wang X L, Wu L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 218 (in Chinese) [袁操今, 翟宏琛, 王晓雷, 吴兰 2007 物理学报 **56** 218]
- [4] Chigarev N, Tourmat V, Gusev V 2012 *Appl. Phys. Lett.* **100** 144102
- [5] Hu H F, Wang X L, Li Z L, Zhang N, Zhai H C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7662 (in Chinese) [胡浩峰, 王晓雷, 李智磊, 张楠, 翟宏琛 2009 物理学报 **58** 7662]
- [6] Berry S A, Gates J C, Brocklesby W S 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 141107
- [7] Xu X F, Cai L Z, Wang Y R, Li D L 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 024215
- [8] Börner M, Fils J, Frank A, Blažević A, Hessling T, Pelka A, Schaumann G, Schökel A, Schumacher D, Basko M M, Maruhn J, Tauschwitz A, Roth M 2012 *Rev. Sci. Instr.* **83** 043501
- [9] Gao P, Yao B, Harder I, Lindlein N, Torcal-Milla F J 2011 *Opt. Lett.* **36** 4305
- [10] Popescu G, Deflores L P, Vaughan J C 2004 *Opt. Lett.* **29** 2503
- [11] Albrecht H S, Heist P, Kleinschmidt J, Lap D V 1993 *Appl. Phys. B*
- [12] Paganin D, Nugent K A 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2586
- [13] Estevadeordal J, Gogineni S, Kimmel R L, Hayes J R 2007 *Exp. Therm. Fluid. Sci.* **32** 98
- [14] Brackenridge J B, Gilbert W P 1965 *Appl. Opt.* **4** 819
- [15] Zhang N, Zhu X, Yang J, Wang X, Wang M 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 167602
- [16] Zhang N, Yang J J, Wang M W, Zhu X N 2006 *Chin. Phys. Lett.* **23** 3281
- [17] Chung S H, Mazur E 2009 *J. Biophoton.* **10** 557
- [18] Frankevich V, Nieckarz R J, Sagulenko P N, Barylyuk K, Zenobi R, Levitsky L I, Agapov A Y, Perlova T Y, Gorshkov M V, Tarasova I A 2012 *Rapid Commun. Mass Spectrom.* **26** 1567
- [19] Settles G S 2006 *Schlieren and Shadowgraph Techniques: visualizing phenomena in transparent media* (2st Edn.) (Berlin: Springer-Verlag) p33
- [20] Su X, Li J 1999 *Information Optics* (Beijing: Science Press) p54 (in Chinese) [苏显渝, 李继陶 1999 信息光学 (北京: 科学出版社) 第 54 页]
- [21] Zhang N, Yang J, Zhu X 2012 *Chin. J. Laser.* **39** 0503002 (in Chinese) [张楠, 杨景辉, 朱晓农 2012 中国激光 **39** 0503002]
- [22] Vidal F, Johnston T W, Laville S, Barthélemy O, Chaker M, Drogoff B L, Margot J, Sabsabi M 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2573
- [23] Perez D, Lewis L J 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 255504
- [24] Hu H, Wang X, Zhai H 2011 *Opt. Lett.* **36** 124
- [25] Sedov L I 1993 *Similarity and dimensional methods in mechanics* (Boca Raton: CRC Press) p261–296
- [26] Strohbehn J W, Clifford S F 1978 *Laser beam propagation in the atmosphere* (New York: Springer-Verlag) p10
- [27] Wu Z, Zhu X, Zhang N 2011 *J. Appl. Phys.* **109** 053113
- [28] Guo S H 1997 *Electrodynamics* (Beijing: Higher Education Press) p173 (in Chinese) p173 [郭硕鸿 1997 电动力学 (北京: 高等教育出版社) 第 173 页]
- [29] Sirven J B, Bousquet B, Canioni L, Sarger L 2004 *Spectrochim. Acta Parb B* **59** 1033
- [30] Callies G, Berger P, Hugel H 1995 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **28** 794

Investigation of the ultrafast phase evolution of the ejected material generated during femtosecond laser ablation of aluminum by the coherent light illuminated schlieren apparatus*

Yang Jing-Hui¹⁾²⁾ Zhang Nan^{1)†} Zhu Xiao-Nong¹⁾

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

2) (Basic Course Teaching Department, Chinese People's Armed Police Forces Academy, Langfang 065000, China)

(Received 7 February 2013; revised manuscript received 26 March 2013)

Abstract

A novel phase measurement method based on the schlieren apparatus is proposed, and the ultrafast phase evolution of the ejected material generated during the femtosecond laser ablation of aluminum is experimentally studied by this method. Different from the conventional schlieren technique, the phase measurement method presented in this work uses coherent light as the illuminating light. The specimen's phase under-test is derived with the help of the interference between the light which irradiates the surroundings of the specimen and the light which transmits through the specimen and diffracts on the razor edge of the schlieren apparatus. One remarkable merit of this method is that it can clearly exhibit the specimen's phase variation of $m\pi$ or $2m\pi$ (m is an integer). The ultrafast process of the ejected material generated during the 5.4 J/cm^2 , 50 fs laser pulses ablation of the aluminum target is investigated by this novel phase measurement method and the pump-probe technique. Results show that the ejected material is composed of three sequentially appearing regions with different phase evolving processes, which are respectively corresponding to the ejected plasma-state material, the successively ejected material normal to the target surface and the shock wave. It is also found that during the time interval of 0—9.0 ns after the femtosecond pulse strikes the target, the phase of the ejected plasma-state material varies beyond π due to the expansion and recombination, but the phase variation of the successively ejected material does not exceed π .

Keywords: phase measurement method, schlieren technique, coherent light illumination, pump-probe technique

PACS: 42.30.Rx, 42.65.Re, 42.79.Mt, 52.38.Mf

DOI: 10.7498/aps.62.134203

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11004111, 61137001), the Tianjin Natural Science Foundation, China (Grant No. 10JCZDGX35100), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20100031120034), and the Fundamental Research Funds for the Central Universities.

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