高压物理学报

基于频域干涉法测量激光加载亚微米铝膜的冲击参数

陶天炯 翁继东 王翔 刘盛刚 马鹤立 李成军 贾兴 陈龙 吴建 唐隆煌 陈永超

Shock Parameter Measurement of Sub-Micrometer Aluminum Driven by Laser Using Frequency Domain Interferometer

TAO Tianjiong, WENG Jidong, WANG Xiang, LIU Shenggang, MA Heli, LI Chengjun, JIA Xing, CHEN Long, WU Jian, TANG Longhuang, CHEN Yongchao

引用本文:
陶天炯, 翁继东, 王翔, 等. 基于频域干涉法测量激光加载亚微米铝膜的冲击参数[J]. 高压物理学报, 2025, 39(4):040101. DOI: 10.11858/gywlxb.20240967
TAO Tianjiong, WENG Jidong, WANG Xiang, et al. Shock Parameter Measurement of Sub-Micrometer Aluminum Driven by Laser Using Frequency Domain Interferometer[J]. Chinese Journal of High Pressure Physics, 2025, 39(4):040101. DOI: 10.11858/gywlxb.20240967

在线阅读 View online: https://doi.org/10.11858/gywlxb.20240967

您可能感兴趣的其他文章
Articles you may be interested in

飞秒激光驱动超高应变率加载下铝材料的层裂特性
The Spallation Characteristics of Al under Ultra-High Strain Rate Loading Driven by Femtosecond Laser
高压物理学报. 2022, 36(3): 034102 https://doi.org/10.11858/gywlxb.20210904

基于复合压电效应的PVDF传感器测量性能调控
Measurement Performance Regulation of PVDF Sensor Based on Composite Piezoelectricity
高压物理学报. 2023, 37(4): 043401 https://doi.org/10.11858/gywlxb.20230645

爆轰加载下TATB基钝感炸药的冲击-卸载-再冲击实验装置设计与模拟
Design and Simulation of Shock-Release-Reshock Experimental Device for TATB-Based Insensitive Explosives under Detonation Loading
高压物理学报. 2024, 38(4): 044102 https://doi.org/10.11858/gywlxb.20230826

太帕压力下声速连续测量的高精度靶制备
High Precision Targets Fabrication for Sound Velocity Measurements in Terapascal Pressure
高压物理学报. 2020, 34(3): 033401 https://doi.org/10.11858/gywlxb.20200524

全光纤位移干涉技术在SHPB实验测量中的应用
Application of an All-Fiber Displacement Interferometer on SHPB Experiment Measurements
高压物理学报. 2018, 32(1): 013201 https://doi.org/10.11858/gywlxb.20170533

桌面式激光驱动冲击波技术及其在含能材料分子反应机制研究中的应用
A Desktop Laser Driven Shock Wave Technique and Its Applications to Molecular Reaction Mechanism of Energetic Materials
高压物理学报. 2018, 32(1): 010107 https://doi.org/10.11858/gywlxb.20170599

DOI: 10.11858/gywlxb.20240967

基于频域干涉法测量激光加载亚微米铝膜的冲击参数

陶天炯, 翁继东, 王 翔, 刘盛刚, 马鹤立, 李成军,
贾 兴, 陈 龙, 吴 建, 唐隆煌, 陈永超

(中国工程物理研究院流体物理研究所冲击波物理与爆轰物理全国重点实验室, 四川 绵阳 621999)

摘要: 针对镀于石英上的亚微米铝膜样品, 将飞秒激光(脉宽 35 fs、能量 0.5 mJ、中心波长 800 nm)聚焦其表面, 通过激光烧蚀引起铝的快速热膨胀, 驱动冲击波传播, 使铝样品获得高压加载。透过铝样品背面的石英窗口, 采用频域干涉技术, 同时测量了冲击径向位移轮廓、粒子速度和冲击波传播速度。通过监测脉冲能量和打靶位置, 提高了多发次实验的重复性。采用相位比较算法对实验数据进行分析, 实现了亚纳米级的位移分辨率和亚皮秒级的时间分辨率, 成功地获得了铝膜在约 130 GPa 压力下的界面冲击轮廓演化历史。

关键词: 冲击波; 飞秒激光; 频域干涉; 物态方程

中图分类号: O521.3; O433.1 **文献标志码:** A

在冲击波物理领域, 通过实验研究固体等凝聚介质的高压物态方程时, 一般采取化爆、气体炮等方式发射高速飞片, 进而撞击样品材料产生高压状态[1], 通过激光干涉等诊断技术测量样品界面(或表面)的运动速度, 根据动量、能量等守恒关系确定材料内部压力状态, 这类实验能够达到亚纳秒时间分辨率和纳米位移分辨率。然而, 通过这些技术只能获得实验现象的规律性认识, 大部分研究工作仍停留在唯象认识层次, 难以解读实验现象的物理本质。观测飞秒脉冲激光与固体靶相互作用后的物理现象, 可以获得材料在细观或微观尺度上的冲击动力学响应(电子的弛豫时间与飞秒激光的脉宽相当)[2]。测量飞秒脉冲激光作用在纳米级厚度的固体靶形成的冲击波参数, 可以为微观尺度上材料的冲击动力学响应研究提供重要参考。

在超快过程的测试技术方面: Tokunaga 等[3] 开发了一种新型飞秒时间分辨干涉仪, 利用频域中的干涉条纹, 分析了吸收材料的差分相位谱和差分透射谱; Evans 等[4] 首次测量了 120 fs 激光冲击加载下铝样品/熔融石英窗口界面处的粒子速度历史, 实现了频域干涉方法的时空分辨测量, 压力达到 100～300 GPa; Salières 等[5] 采用高次谐波在极紫外波段进行频域干涉测量, 并将该技术应用于飞秒激光产生等离子体的时间演化研究; Gahagan 等[6–9] 利用时空分辨频域干涉技术, 测量了激光加载铝膜等样品中的冲击波上升沿时间、冲击波的产生和渡越过程, 不仅获得了铝膜的运动速度历史, 还得到了冲击波在铝膜样品中的上升前沿(小于 6.25 ps)细节, 由此计算出冲击波阵面厚度仅为晶格常数的几十倍。我国关于脉冲激光频域干涉测试技术的报道较少。Chen 等[10] 利用频域干涉技术测量了 500 nm 厚铝膜的状态方程; Huang 等[11] 用脉宽为 130 fs、中心波长为 800 nm 的脉冲激光, 测量了冲击波在 3～10 μm 厚铝膜中的渡越时间和冲击波速度, 由此推算出材料的状态参数; 翁继东[12] 采用超快脉冲激光干涉技术测量了铝膜在飞秒激光加载下的形貌变化。

* **收稿日期:** 2024-12-30; **修回日期:** 2025-02-25
基金项目: 国家自然科学基金(U2241276)
作者简介: 陶天炯(1984—), 男, 硕士, 高级工程师, 主要从事高压物理实验诊断技术研究.
E-mail: zjuttj@163.com

综合上述实验研究可以看出，一部分实验通过改变延时多发次重复测量获得参数变化，另一部分实验则采用单发模式一次测量获得参数变化。在多发次重复测量过程中，需要假设每个发次的激光脉冲是完全相同的，然而，实际上，无论多么稳定的激光脉冲，都会存在能量波动和光束抖动，从而影响多发次之间的重复性，导致测量精度较低。在单发模式测量中，通常存在较大的噪声，数据判读的误差较大。本研究采取多发次重复测量模式，采用能量和打靶位置监控方法，在大量实验中选取能量和打靶位置最接近的发次，利用相位对比算法分析干涉光谱数据，以提高实验的重复性和测量精度，并以飞秒激光加载亚微米厚铝膜为例，测量铝膜的冲击形貌演化和动力学参数，验证测量方法的可靠性和准确性。

1　实验技术

物体运动信息的测量一般采用激光时域干涉技术，根据多普勒效应计算速度等信息，所获得的条纹反映在时域上，因此，测量能力受限于光电探测器和记录系统的时间分辨率。目前，激光时域干涉技术很难达到亚皮秒分辨能力。激光频域干涉技术则不同，它是一项将条纹反映在光谱或频域上的干涉技术，类似于白光干涉，测量时间间隔可以短至脉冲宽度甚至更高，非常利于实现飞秒激光加载下的材料表面变化等超快动力学过程诊断。

1.1　频域干涉速度测量原理

如图 1 所示，采用 Mach-Zenhder 结构，一束宽光谱脉冲激光通过不等长的支路后发生干涉，由于激光的光谱较宽，导致相干长度很短，当脉冲经过支路的光程差较大时，无法产生杨氏干涉条纹或时域干涉条纹。然而，如果采用光谱仪记录干涉光束，则其衍射光栅将激光按波长进行分光，对于不同的波长，即使同一光程差，在 2π 内也对应不同的相位，因此，会在波长或者频域上出现条纹。这类干涉包含了多个不同波长/频率光束的干涉，其条纹强度是频率的函数，所以称为频域干涉。时域干涉则不同，一般采用单频激光，通过分振幅方法分束，这些光束经过不同的路径从而携带不同的信息（如多普勒运动信息等），然后再合束干涉，最后由光电探测器转换成电信号，该信号的频率往往是时变的。因此，频域干涉可以等价为“无数”个时域干涉的集合。

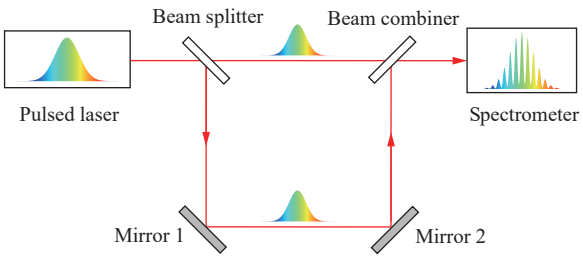


图 1　频域干涉原理

Fig. 1　Principle of a frequency domain interferometer

在图 1 所示的 Mach-Zenhder 干涉光路中，分束器将飞秒激光脉冲分成 2 个脉冲，其中一个脉冲通过光程较短的直通支路后到达合束器作为参考光，另一个脉冲经过包含额外延时 T 的支路作为探测光，2 个脉冲合束后进入光谱仪，完成干涉和光电转换。参考光和探测光原本在飞秒尺度上没有重叠部分，但是光谱仪的衍射光栅具有展宽作用，将参考光和探测光展宽至皮秒尺度，使其发生部分重叠而产生干涉。光谱仪的 CCD 相机记录参考光和探测光的干涉图样，干涉图样的条纹周期与传输延时 T 成反比。如果探测光经过某个运动区域，则其传输延时 T 会发生变化。通过分析条纹的周期和相位信息，可以获得传输延时 T 的变化，进而获得运动位移等信息。

采取泵浦探测方式研究飞秒脉冲作用下金属膜的动态响应特性，实验原理如图 2 所示，其中：E_{ref}、E_{prb}、E_{pup} 分别为参考脉冲、探测脉冲和泵浦脉冲，τ 为泵浦脉冲与探测脉冲的时间间隔，θ 为探测光的观测方向与靶面法线的夹角。泵浦脉冲是强脉冲，驱动待测金属膜产生冲击压缩，强度相等且较弱的参考脉冲和探测脉冲参与频域干涉，用来测量强脉冲驱动前后金属膜表面的位移信息。在多发次实验中，参考脉冲与探测脉冲之间的延时是固定的，通过调节探测脉冲相对于泵浦脉冲的延时来控制冲击压缩后的测量时间点。

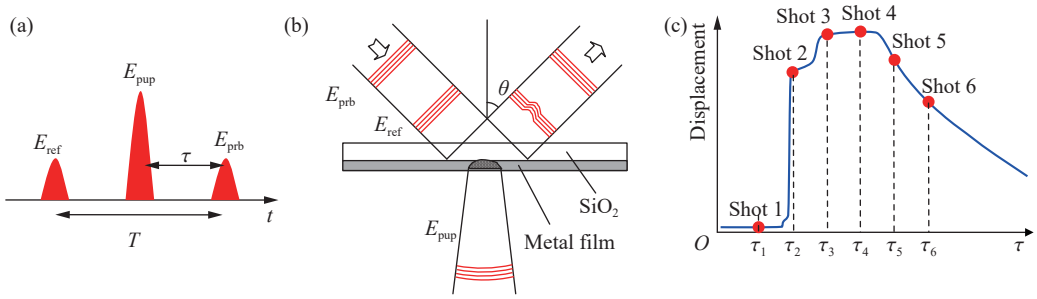


图 2　金属膜的泵浦探测实验示意图

Fig. 2　Schematic diagram of pump-probe experiment for metal film

泵浦脉冲驱动加载金属膜后，在探测脉冲中引入一个附加相位，可用复振幅描述参考脉冲和探测脉冲

$$\begin{cases} E_{\mathrm{ref}}(t) = E(t)\exp(\mathrm{i}\omega_0 t + \mathrm{i}\varphi_0) \\ E_{\mathrm{prb}}(t) = \sqrt{R}E(t+T)\exp[\mathrm{i}\omega_0(t+T) + \mathrm{i}\varphi_0 + \mathrm{i}\varphi] \end{cases} \tag{1}$$

式中：E 为光场幅度，R 为加载后金属膜的反射率，ω_0 为脉冲激光的中心频率，φ_0 为脉冲激光的初相位，φ 为泵浦脉冲加载金属膜引入的相位差。相位差主要来自 3 个方面的贡献：反射面的运动、反射面光学性质的变化、反射面与观察仪器之间介质折射率的变化。如果探测脉冲反射的局部冲击波阵面足够陡，并且冲击波与熔石英的相互作用可以忽略或者能够计算出来，那么很容易确定反射面与观察仪器之间介质折射率变化引起的相位差。对于反射面光学性质变化对相位差的影响，根据 Evans 等[4] 的报道，不管用 S 偏振还是 P 偏振的脉冲测量，冲击波到达后前 3 ps 内相位差的测量值差距很小，暗示冲击加载后反射界面局部等离子物质的密度变化远小于激光波长，可以忽略反射面光学性质的变化。因此，很容易将相位差与反射界面的运动速度 u 关联起来

$$u = \frac{c}{2n\omega_0\cos\theta}\frac{\mathrm{d}\varphi}{\mathrm{d}t} \tag{2}$$

式中：u 为金属膜的运动速度，c 为光速，n 为熔石英的折射率。光栅光谱仪测量值是所有频率的探测脉冲与参考脉冲的频域干涉信号 $I(\omega)$，即振幅矢量之和的傅里叶变换的平方

$$I(\omega) = |F(E_{\mathrm{prb}} + E_{\mathrm{ref}})|^2 = I_0(\omega)[1 + R + 2\sqrt{R}\cos(\omega T + \varphi)] \tag{3}$$

式中：F 代表傅里叶变换，$I_0(\omega)$ 为参考光的光谱强度分布。通过傅里叶分析处理，可以从条纹峰值移动计算 φ，再利用式 (2) 获得运动速度。

1.2　实验装置

频域干涉测量装置光路如图 3 所示，采用泵浦-探测光路结构，光路与台面的垂直高度设置为 12.7 cm。将来自同源的飞秒脉冲激光分成 2 束，分别作为加载泵浦光束和探测光束，通过调整光路元件之间的距离来改变泵浦光束与探测光束的时间间隔 τ，实现激光脉冲加载铝膜后不同时刻运动状态的测量。探测光路分为参考光、信号光 2 个支路，其干涉条纹的疏密程度由参考光与信号光之间的传输时间差 T 控制。

整个系统的测试过程如下：偏振分束镜 PBS1 将飞秒脉冲激光分成一大一小 2 束光束，其中：80% 反射，用于加载铝膜产生冲击波；20% 透射，用于探测。由于飞秒激光器再生放大的系统预脉冲对比度有限，导致主脉冲前后每隔几纳秒出现一个较小的脉冲（本研究约为 4 ns），这些小脉冲中有的脉冲能量较大，足以破坏铝膜靶，严重影响多发次实验的重复性和铝膜靶中冲击波阵面的传输特性。因此，在 PBS1 之后加入一个克尔开关，使激光来回经过加有 $\lambda_0/4$ 高压的克尔开关，激光返回经过偏振分束镜 PBS2 时，其偏振刚好旋转了 90°，即全部能量透过 PBS2。通过控制克尔开关的关断和开启，达到选通脉冲的作用：克尔开关的上升沿为 3～5 ns，恰好可以关断主脉冲前面较小的再生脉冲；主脉冲后面

的再生脉冲到达靶面时，加载和测量过程已完全结束，不会对实验造成影响。飞秒脉冲经过 PBS2 后，由固定在电动平移台上的反射镜 R1 和 R2 改变延时，由聚焦透镜 L2 照射到目标靶，实现对铝膜的冲击加载。将目标靶固定在可竖直和横向移动的二维平台，由电脑控制步进电机。完成一次打靶测试后，更换目标位置，保证多发次加载全新位置。经过 PBS1 后的透射激光脉冲用于探测被加载后铝膜的运动状态。探测脉冲进入由反射镜 R3、反射镜 R4 和分束镜 BS3(50∶50)组成的 Michelson 干涉仪，该干涉仪的 2 个支路的端镜分别为 R3 和 R4。为改变频域干涉条纹的周期，可以通过移动 R3 或 R4 的位置进而改变干涉仪的参考支路与信号支路的传输时间差 T 来实现。透镜 L1 将探测光束会聚到靶面，并覆盖泵浦光的激发区域，透镜 L3 将激发区域成像至光谱仪入口狭缝，通过光谱仪记录激发区域径向一条线阵上各点的频域干涉信号，分析干涉条纹相位移动来获得靶面径向线阵上的位移信息。

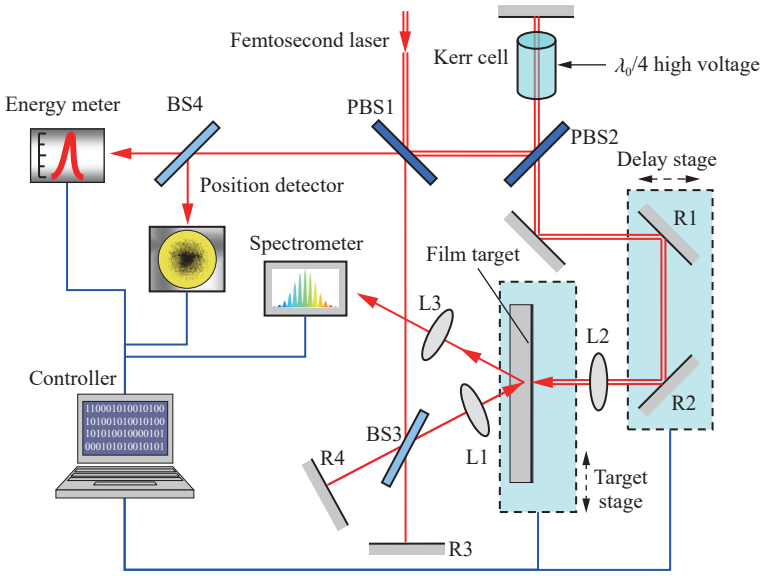


图 3　脉冲激光频域干涉测量装置光路示意图

Fig. 3　Setup of the optical path of pulse laser frequency domain interferometry measurement

实验中，飞秒激光脉冲能量和出射方向不稳定，存在波动。能量和方向不稳定会导致多发次实验的加载状态和测量位置存在差异，大幅降低实验的可重复性，影响测量精度。针对这一问题，分别使用能量计和位置探测器，对每发实验的脉冲能量和方向进行记录，在图 2(c) 中的每个延时 τ_i(i=1, 2, 3, …)位置多次重复打靶实验，最终在所有 τ_i 位置中选取能量和方向一致的打靶实验进行计算分析，尽可能地提高加载状态和测量位置的重复性。如图 3 所示，飞秒脉冲经过 PBS1 时，小部分能量透过 PBS1 进入产生频域干涉的迈克尔干涉单元(由 BS3、R3 和 R4 组成)后，一部分能量从迈克尔干涉单元反射回 PBS1，并反射到 BS4，BS4 将能量分成 2 束，分别输出至用于脉冲能量和方向探测的能量计和位置探测器。

1.3　数据解读方法

数据处理的主要目的是计算相位差 φ。频域干涉输出信号的数学式可表示为式 (3)。根据多普勒效应，金属膜运动位移 s 与传输相位差 φ 的函数关系式为

$$s = \frac{\lambda_0 \varphi}{4\pi n \cos\theta} \tag{4}$$

式中：λ_0 为脉冲激光的中心波长。如果待测靶面的运动位移为纳米量级时，对应的传输时间差 T 的变化小于飞秒量级，而传输时间差 T 一般为 10 ps 或者更长，考虑到直接计算时间差获得位移的误差较大，因此，采取计算相位差(条纹移动)的方法获得位移。图 4 显示了通过脉冲激光频域干涉测量系统获得的典型动态实验光谱信号的三维图像，其中包含靶面径向位置、波长和光谱信号强度 3 个分量。

图 4 描述的是靶面径向一条线按一定空间分辨的各点的频域干涉信号，本研究中靶面径向一共分为 256 个点，波长方向一共有 1 024 个分光点，即频域条纹出现的方向。

在频域干涉光谱信号中，受冲击区域在强激光加载下发生运动，其表面的光学特性也发生变化，导致反光效率下降，所以很容易从光谱信号中确定受冲击区域。因为冲击区域的点发生了运动，所以相对于未受冲击区域的点，其频域条纹会发生微小的移动，通过计算条纹移动的相位差，由式 (4) 可计算受冲击区域相对于未受冲击区域在参考脉冲和探测脉冲时间段的相对位移，最后通过迭代计算得到冲击加载的绝对位移。

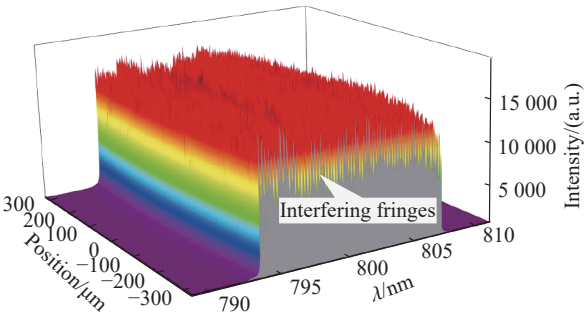


图 4　脉冲激光频域干涉信号

Fig. 4　Signal of the pulse laser frequency domain interference

在图 4 所示的频域干涉条纹中，受噪声、光栅衍射效率和波长采样点数等因素的影响，无法直接比较径向相邻两点频域条纹的相位差。当靶面运动位移为纳米量级时，对应的传输时间差的变化一般在飞秒量级，而传输时间差一般超过 10 ps，因此，可以采取一定的手段找到未受冲击区域点在频域条纹中离 ν_0（λ_0 对应的光频率）最近的峰值频率 ν_1，如图 5 所示，然后以相同的方法在相邻点的频域条纹中找到离 ν_1 最近的峰值频率 ν_2。由于运动位移引起的传输时间差的变化与传输时间差本身相差 3～4 个数量级，所以相邻两点条纹的相对相位差可近似为

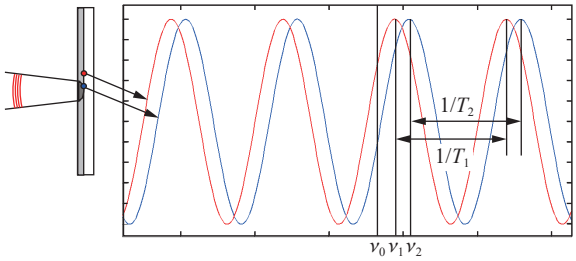


图 5　频域条纹相对相位差计算示意图

Fig. 5　Schematic diagram for the relative phase difference of frequency domain fringes

$$\varphi \approx 4\pi\,(\nu_2-\nu_1)\left(\frac{1}{T_1}+\frac{1}{T_2}\right)^{-1} \tag{5}$$

式中：T_1 和 T_2 分别为相邻两点的传输时间差。最后，通过式 (4) 计算其相对位移。

在计算 T_1、T_2 时，同样受噪声、光栅衍射效率和波长采样点数等因素的影响，无法直接从原始频域条纹中判读周期和相位。为此，首先，将原始条纹数据的横坐标从波长转换到频率，进行傅里叶变换，锁定频域干涉条纹的目标频率范围，滤掉其他频率分量及噪声；然后，通过傅里叶逆变换，得到只含有目标频率分量的频域条纹，获得相位角；最后，通过曲线拟合，计算 T_1、T_2 和初相位，根据式 (5) 计算相对相位差。

按照上述算法计算冲击区域的位移，该计算误差随着探测脉冲与参考脉冲时间差（传输延时 T）以及冲击区域位移的变化而变化，如图 6 所示，其中：δT 为 T 的微小变化量。图 6 中，模拟计算使用的 λ_0=800 nm，探测脉冲与参考脉冲的时间差以 16 ps 为中心，$c\delta T$ 的变化范围为 1.6 μm，约为脉冲激光中心波长的 2 倍。从图 6 中可以看出，计算精确度呈周期性变化，周期为 $\lambda_0/2$。按照前述算法，不产生混淆的冲击位移计算范围为 $-\lambda_0/4$～$\lambda_0/4$，本研究中飞秒脉冲激光加载下铝薄膜的位移不会超出此范围，对应的计算精度约为 0.1 nm。

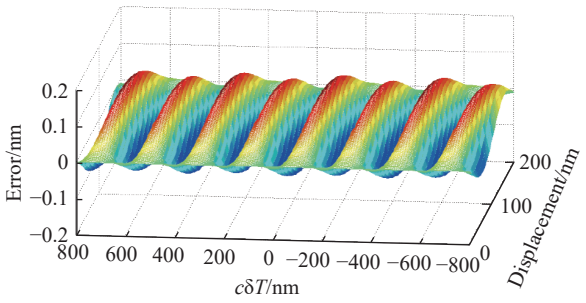
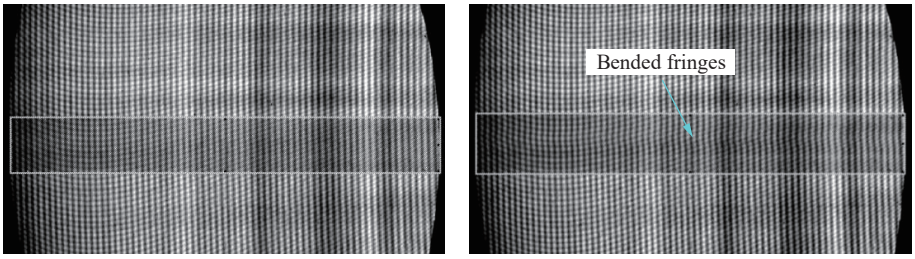


图 6　位移计算误差变化

Fig. 6　Changes in displacement calculation error

2　结果与讨论

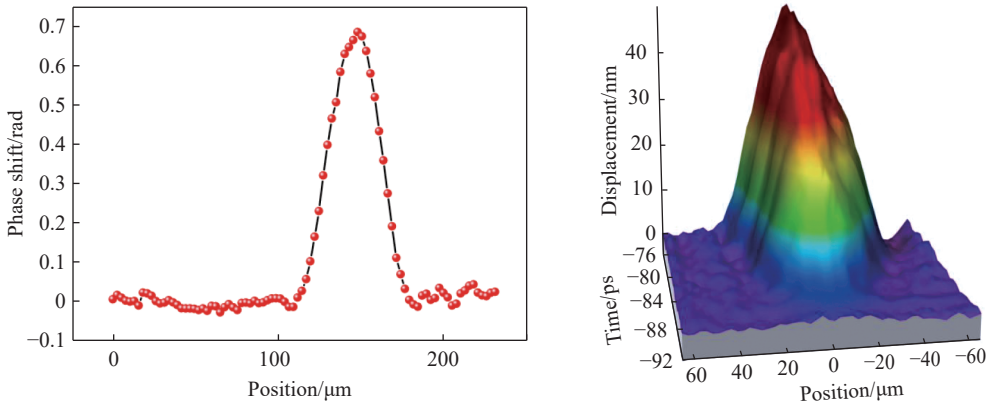
对 250 和 400 nm 厚铝薄膜靶进行动态冲击实验，共完成 2 000 余次测试，典型的实验信号如图 7 所示。图 7 为光谱仪记录的原始光谱数据，水平方向代表光谱波长，竖直方向代表靶面径向上不同的位置。通过实验调试，将激发区域成像到某些像素上，如图 7(b) 线框中条纹发生弯曲的像素所示。根据 1.3 节的数据解读方法，计算不同位置的相位移动，如图 8(a) 所示。在非加载的静态区域观察到幅度约 0.1 rad 的相位抖动，主要是因为本研究所使用的靶面和光学元件（主要是图 3 中的 R3 和 R4）表面不是理想的平面，存在 10 nm 左右的起伏，刚好对应 0.1 rad 的相位波动。



(a) Before the shock　　(b) During the shock

图 7　脉冲频域实验获得的原始干涉图样

Fig. 7　Original interference pattern of pulse frequency domain experiment



(a) Phase shift of shot No.1974　　(b) Profile evolution

图 8　铝膜靶形貌随时间的变化

Fig. 8　Profile evolution of the aluminum film targets with time

最终，根据多普勒效应，由式 (4) 计算得到铝/石英界面在探测时间区间内的运动位移。在本实验中，λ_0=800 nm，θ=15°，打靶脉冲聚集区域小于 100 μm，脉冲能量为 400 μJ，得到 250 nm 厚铝膜靶的径向形貌随时间的变化，如图 8(b) 所示。

从图 8(b) 可以看出，铝膜靶冲击区域的形貌接近高斯轮廓，主要得益于两方面的优化设计：一是添加克尔光开关，避免了主脉冲前的再生脉冲对物理靶造成损坏；二是采用能量计、位置探测器等工具，选择一致性较好的脉冲发次，通过直接相位对比计算运动位移，在一定程度上改善了铝靶形貌的测量精度。根据静态区域的统计位移（理论值为零），发现静态位移的均方根小于 1 nm。对比加载前静态与加载中动态信号（见图 7），可以发现，影响分析精度的最大因素（即信噪比）没有发生明显的变化，因此，动态位移的测量精度与静态位移的测量精度相当，即达到了亚纳米级。

冲击波速度则通过测量标定靶和实验靶的铝膜/石英界面启动时间差来获得。为此，考察靶面径向某一点的位移历史，图 9 显示了激光能量最强的打靶中心的位移剖面曲线。位移剖面中的测量时间间隔通过控制延时平移台（见图 3）获得，本研究所采用的延时平移台的最小移动距离小于 1 μm，对应的延时为 6.7 fs，所以，理论上可以实现飞秒尺度的时间测量精度。然而，本研究的激光脉冲宽度为

35 fs, 小于此时间的测量间隔无实际物理意义, 冲击波在界面上的上升沿在皮秒量级, 因而本实验中设计测量时间间隔为 0.33 ps, 从所测信号的信噪比上看, 时间分辨率完全达到了亚皮秒水平。250 和 400 nm 厚铝膜标定靶和实验靶的位移起跳时间差分别为 10.21 和 24.07 ps。由此, 计算出冲击波的传播速度为 10.8 km/s。

铝与石英的冲击波阻抗不匹配, 为获取铝膜中的压力, 需采用阻抗匹配法计算修正[13]。处理后, 图 9(a) 所示的位移剖面对应的压力约为 130 GPa, 与 SESAME 数据库中 Al(3717)的标准 Hugonoit 数据[14]相比, 图 9(b) 中的粒子速度和冲击波速度参数符合得非常好。此外, 对比 Evans 等[4] 测量的相位/位移剖面数据(图 9(a) 中黑色数据点)发现, 本研究的测量结果的分散性更小, 表明本研究采用的设计使多发次实验的重复性更高, 获得了更高的测量精度。

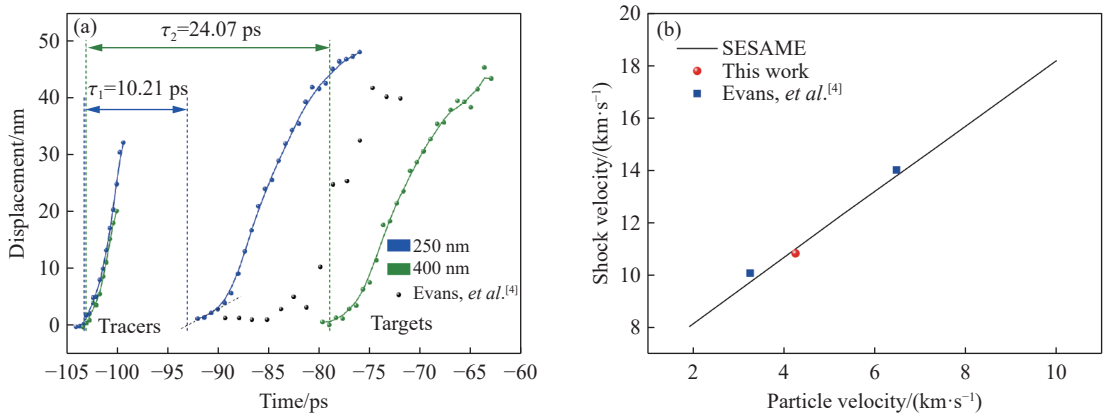


图 9　打靶中心的位移剖面 (a) 和 Hugonoit 曲线 (b)

Fig. 9　Displacement profiles of shooting center (a) and Hugonoit curve (b)

3　结　论

在多发次脉冲激光加载薄膜实验中, 利用泵浦探测方法和频域干涉原理, 同时测量了亚微米厚铝膜样品中的冲击波速度以及铝/石英界面加载中心的形貌演化过程, 计算了材料中的冲击压力。为解决多发次飞秒激光加载实验重复性差的问题, 采用脉冲能量计和光斑探测器监测每发实验的打靶能量和位置, 在大量实验中选取能量和位置一致性高的发次进行分析, 提高了实验的可重复性和测量精度。在数据处理方面, 利用相位对比算法分析了干涉光谱数据, 使测量结果达到了亚皮秒时间分辨率和亚纳米位移分辨率。动态实验测量获得的粒子速度及冲击波速度与铝的标准物态方程曲线高度吻合, 实现了 130 GPa 左右的加载压力, 为该类型的实验测试提供了参考。

参考文献:

[1] 经福谦. 实验物态方程导引 [M]. 2 版. 北京: 科学出版社, 1999.
JING F Q. Introduction to experimental equation of state [M]. 2nd ed. Beijing: Science Press, 1999.

[2] 吴先前, 黄晨光. 强激光驱动爆炸与冲击效应 [J]. 强激光与粒子束, 2022, 34: 011003.
WU X Q, HUANG C G. Laser driven explosion and shock wave: a review [J]. High Power Laser and Particle Beams, 2022, 34: 011003.

[3] TOKUNAGA E, TERASAKI A, KOBAYASHI T. Frequency-domain interferometer for femtosecond time-resolved phase spectroscopy [J]. Optics Letters, 1992, 17(16): 1131–1133.

[4] EVANS R, BADGER A D, FALLIÈS F, et al. Time- and space-resolved optical probing of femtosecond-laser-driven shock waves in aluminum [J]. Physical Review Letters, 1996, 77(16): 3359–3362.

[5] SALIÈRES P, DEROFF L L, AUGUSTE T, et al. Frequency-domain interferometry in the XUV with high-order harmonics [J].

Physical Review Letters, 1999, 83(26): 5483–5486.

[6] GAHAGAN K T, MOORE D S, FUNK D J, et al. Measurement of shock wave rise times in metal thin films [J]. Physical Review Letters, 2000, 85(15): 3205–3208.

[7] MOORE D S, GAHAGAN K T, BUELOW S T, et al. Time-and space-resolved optical probing of the shock rise time in thin aluminum films [J]. Shock Compression of Condensed Matter, 1999, 505(1): 1003–1006.

[8] FUNK D J, MOORE D S, GAHAGAN K T, et al. Ultrafast measurement of the optical properties of aluminum during shock-wave breakout [J]. Physical Review B, 2001, 64(11): 115114.

[9] MOORE D S, GAHAGAN K T, REHO J H, et al. Ultrafast nonlinear optical method for generation of planar shocks [J]. Applied Physics Letters, 2001, 78(1): 40–42.

[10] CHEN J P, LI R X, ZENG Z N, et al. Experimental EOS determination of aluminum at Mbar pressure [J]. Science in China Series G: Physics, Mechanics and Astronomy, 2004, 47(4): 416–423.

[11] HUANG L, YANG Y Q, WANG Y H, et al. Measurement of transit time for femtosecond-laser-driven shock wave through aluminium films by ultrafast microscopy [J]. Journal of Physics D: Applied Physics, 2009, 42(4): 045502.

[12] 翁继东. 超快脉冲激光干涉技术及其在冲击动力学过程诊断中的应用 [D]. 绵阳: 中国工程物理研究院, 2010.

[13] WALSH J M, RICE M H, MCQUEEN P G, et al. Shock-wave compressions of twenty-seven metals: equations of state of metals [J]. Physical Review Journals Archive, 1957, 108(2): 196–216.

[14] SESAME. The Los Alamos National Laboratory equation of state database: LA-UR-92-3407 [R]. Los Alamos, USA: Los Alamos National Laboratory, 1992.

Shock Parameter Measurement of Sub-Micrometer Aluminum Driven by Laser Using Frequency Domain Interferometer

TAO Tianjiong, WENG Jidong, WANG Xiang, LIU Shenggang, MA Heli, LI Chengjun, JIA Xing, CHEN Long, WU Jian, TANG Longhuang, CHEN Yongchao

(*National Key Laboratory of Shock Wave and Detonation Physics*, *Institute of Fluid Physics*, *CAEP*, *Mianyang* 621999, *Sichuan*, *China*)

Abstract: For aluminum films with submicron thickness deposited on quartz substrates, femtosecond laser pulses (35 fs pulse width, 0.5 mJ energy, and a central wavelength of 800 nm) were focused on the surface to induce rapid thermal expansion through laser ablation. This process generated shock wave propagation and achieved high-pressure loading on the aluminum samples. Through the quartz window on the backside of the aluminum sample, frequency-domain interferometry was employed to simultaneously measure shock-induced radial displacement profiles, particle velocities, and shock wave propagation velocities. Experimental repeatability for multiple shots was enhanced through pulse energy and shock position monitoring. A phase comparison algorithm was applied for data analysis, achieving sub-nanometer displacement resolution and sub-picosecond temporal resolution. This methodology successfully captured the interfacial shock profile evolution history in the aluminum film under approximately 130 GPa of pressure.

Keywords: shock wave; femtosecond laser; frequency domain interfering; equation of state