



·激光的热和力学效应·

## 激光驱动材料动态压缩技术\*

李 牧<sup>1</sup>, 张红平<sup>2</sup>, 陈 实<sup>1</sup>, 陶沛东<sup>3,1</sup>, 祝 航<sup>1</sup>, 周沧涛<sup>1</sup>, 赵剑衡<sup>4</sup>, 孙承纬<sup>5,6</sup>

(1. 深圳技术大学 工程物理学院, 先进材料测试技术研究中心, 深圳市高功率激光与先进材料重点实验室, 广东 深圳 518118; 2. 深圳技术大学 大数据与互联网学院, 广东 深圳 518118; 3. 四川大学 物理学院, 成都 610065; 4. 中国工程物理研究院 应用电子学研究所, 四川 绵阳 621900; 5. 中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900; 6. 中国工程物理研究院 上海激光等离子体研究所, 上海 201800)

**摘 要:** 激光驱动动态压缩实验是极端高压高密度研究的主要途径, 在多个学科领域具有重要意义, 包括地球行星科学, 材料科学以及惯性约束聚变, 有助于认识极端条件下的材料特性并拓展其在各学科的应用。近年来激光驱动压缩技术在激光装置、激光等离子体、制靶和诊断技术的同步提升下取得了突破性的进展, 与其他极端条件实验平台相比, 其斜波压缩、复杂路径、衰减冲击等新型加载路径得到快速发展, 微介观诊断技术和宏观诊断技术相结合, 具有明确的超高压、高温、高应变率以及高同步精度等技术特色。从激光驱动材料压缩的热力学路径、激光驱动的机制与特色、激光驱动实验技术、材料极端压缩物理进展等方面介绍激光驱动实验和理论方面的进展。

**关键词:** 动高压; 激光驱动; 极端条件; 材料物性; 行星科学

中图分类号: O521

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202234.210357

## Laser driven dynamic compression of materials

Li Mu<sup>1</sup>, Zhang Hongping<sup>2</sup>, Chen Shi<sup>1</sup>, Tao Peidong<sup>3,1</sup>, Zhu Hang<sup>1</sup>, Zhou Cangtao<sup>1</sup>, Zhao Jianheng<sup>4</sup>, Sun Chengwei<sup>5,6</sup>

(1. Shenzhen Key Laboratory of Ultra-intense Laser and Advanced Material Technology, Center for Advanced Material Diagnostic

Technology, College of Engineering Physics, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China;

2. Big Data and Internet College, Shenzhen Technology University, Shenzhen 518118, China;

3. College of Physics, Sichuan University, Chengdu 610065, China;

4. Institute of Applied Electronics, CAEP, Mianyang 621900, China;

5. Institute of Fluid Physics, CAEP, Mianyang 621900, China;

6. Shanghai Institute of Laser Plasma, CAEP, Shanghai 201800, China)

**Abstract:** Laser driven dynamic compression experiments play the central role in extreme pressure and density research, and are important to a number of fields, including planetary geophysics, material science, and inertial confinement fusion, benefit to improve understandings of properties of materials at extreme conditions and their applications. Recently laser driven compression techniques have been developing quickly together with laser facility, laser plasma interaction, target fabrication and diagnostic techniques. On contrast to other loading platform, it is good at ramp compression, decaying shock compression and complex loading path, and allows micro-scale probe combined with macro-scale measurements, ultra-high pressure and strain rate. This review summarizes this technique from the aspects of thermodynamics of compression, laser drive mechanism, laser drive experimental techniques and recent advances of extreme compression of materials.

**Key words:** dynamic high pressure; laser drive; extreme conditions; properties of material; planetary science

动态压缩技术相对于静态压缩, 以极高的加载速率实现更高的加载压力和温度范围, 大大推动了高能量密度物理的快速发展, 包括天体物理、材料科学、核物理以及等离子体物理等方向。动态压缩主要有爆轰、气炮、脉冲功率装置和激光装置四大类, 实验室已经能够产生  $10^{14}$  Pa 量级的超高压。各种动压加载技术中, 激光装置由于

\* 收稿日期: 2021-08-18; 修订日期: 2021-12-19

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (11972330, 11974321, 11772310, 11472255); 科学挑战专题 (TZ2016001)

联系方式: 李 牧, limu@sztu.edu.cn.

瞬时加载的功率密度极高,是实验室最高加载压力的创造者,然而激光脉冲时间短(ns量级),靶的特征尺寸小(仅10 μm量级),系统的高精度物理诊断存在极大难度,激光装置上获得的实验数据与磁驱动和气炮等动高压平台的数据存在明显差异。近期,美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室和圣地亚国家实验室联合发表了金和铂金的无冲击压缩实验数据<sup>[1]</sup>,推导了静等熵线和298 K等温线,实验结果中,激光数据与磁驱动数据高度吻合,推导的结果与冲击、DAC数据也互相吻合,从而在实验上给出了从常压到千万大气压范围内准绝对标定压力-密度标准。笔者认为该研究应该是准等熵压缩领域十余年来最重要的进展,也应该是近年来NIF和Z装置上最重要的里程碑事件之一。著名的高压物理学者Raymond Jeanloz在《Science》撰写评论文章指出<sup>[2]</sup>:“文中的实验测量跨越12个时间量级,从激光驱动的10<sup>-8</sup> s到静态高压的10<sup>4</sup> s,而保持互相一致,这种标定实验完全实现了不同实验技术的比较及关联,对第一性原理量子力学计算提供了重要的校验数据”。这些数据有望迅速在高压物理的多个领域澄清争议,并进一步推动静高压技术向TPa压力范围发展。正如Fratanduono所讲<sup>[1]</sup>,上述精密物理实验的成功得益于美国两大实验室几十年加载和诊断技术的积累和发展。我国基于激光驱动的动高压物理研究的多个方面也取得了可喜进展,本文尝试从激光驱动的动高压技术、动高压加载路径、激光驱动材料动态压缩的实验方法、激光驱动材料动态压缩有代表性的工作等方面介绍激光驱动实验和理论方面的进展。

## 1 激光驱动的动高压技术

高功率激光辐照物质表面以后,其能量快速传递给电子,并通过电子离子相互作用实现物质温度的急剧增加,离子动能增加导致烧蚀区等离子压力急剧增加,出现靠自由面的电子、离子等烧蚀产物以极高的速度沿烧蚀表面往外运动,根据动量守恒原理,必有部分物质向样品内部运动,从而形成向样品内部的压缩波,这个现象通常用火箭模型来描述<sup>[3]</sup>。激光烧蚀过程中产生的压力与入射光的功率密度、波长以及等离子体发展的程度都有直接关系,烧蚀层物质组分对烧蚀压力的影响很小,但是不同烧蚀物质电子结构不同,会表现出不同的辐射特征,从而可能对未扰动样品的加载过程产生影响。

图1给出了直接驱动低密度等离子体中激光等离子体作用过程的示意<sup>[4]</sup>,激光到达临界面之前经历了背散射、成丝以及束间输运问题,临界面之后的能量传递主要依靠电子等离子体波,这个过程中会产生高能电子沿应力波传播方向传播,较高能量的电子可以到达未压缩区域,造成样品的预热。除超热电子之外,烧蚀区产生的X射线也会对未压缩样品产生预热,但是通过对烧蚀层材料的优化,可以明显降低X射线中硬X射线的份额,从而减小X射线预热,对于百GPa量级的驱动压力,X射线对未压缩区域的预热可以忽略<sup>[5]</sup>。电子的射程主要取决于能量,而以铝为例,100 keV的电子射程约40 μm。实验结果表明,当靶足够厚的时候,即使是在低原子序数的CH样品中,也可以显著消除电子造成的VISAR致盲现象<sup>[6-7]</sup>。致盲现象是指主动光学测量实验中,照明光源的回光接近消失的状态,主要是部分透明样品对探测光产生了强吸收。

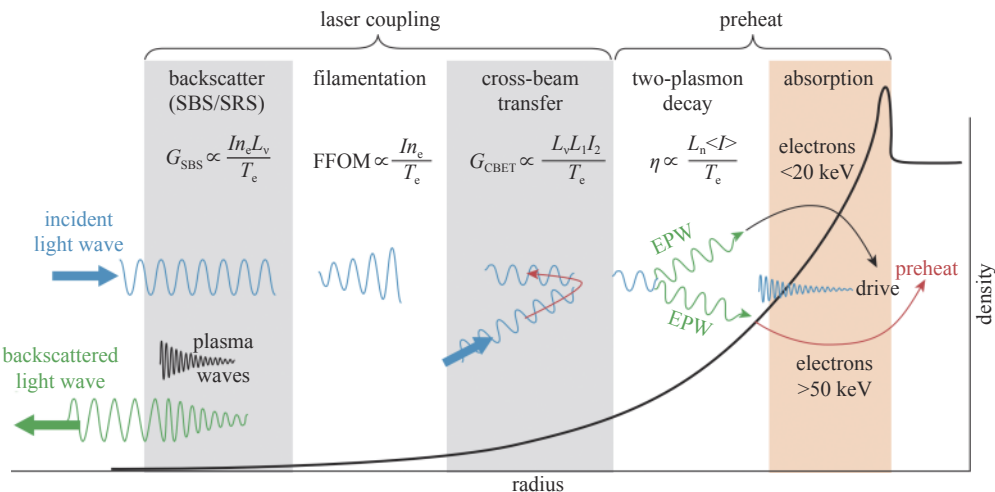


Fig. 1 Schematic of laser-plasma process in the underdense plasma corona, inverse bremsstrahlung absorption occurs up to critical density<sup>[4]</sup>

图1 直接驱动低密度烧蚀等离子体中的激光等离子体过程,逆韧致吸收出现在临界密度之前<sup>[4]</sup>

激光装置通常还会使用间接驱动方案,如图2所示,激光直接照射在一个高原子序数材料做成的半封闭腔体,通常用金来加工,激光能量在金腔内被转换为X射线,只有少量X射线可以从激光注入孔逃逸,因此也称为黑

腔。黑腔内产生的软 X 射线再照射到样品表面，烧蚀形成高压应力波对样品进行加载。在平面一维驱动实验中，黑腔内部腔壁等离子体之间的相互作用及其与靶的作用，对加载压力会形成扰动，但是这种扰动造成的不稳定性的影响远低于黑腔的匀滑作用，软 X 射线的波长远小于激光波长，烧蚀能量沉积的深度远大于激光直接驱动，同时由于 X 射线在腔内多次反射匀滑，可以在很大区域内形成空间均匀的驱动压力，辐射驱动的压力时间波形也会变得相对光滑，因此在平面一维驱动实验中，间接驱动与直接驱动相比在平面性和光滑性上有明显优势。

不管是直接驱动还是间接驱动，对于物质的动态压缩来讲，驱动能力的主要标志参数是烧蚀压力<sup>[8-9]</sup>。烧蚀压力主要取决于能量沉积速率，与之相关的是烧蚀材料的质量烧蚀速率 $\dot{m}(\text{kg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-2})$ ，铝靶的烧蚀实验标定结果给出了如下关系式<sup>[9]</sup>

$$\dot{m} \cong 143I^{1/3}(\lambda_1)^{-4/3} \quad (1)$$

式中： $I$ 为烧蚀激光的功率密度，单位 $10^{14} \text{ W/cm}^2$ ； $\lambda_1$ 为入射激光波长，单位 $\mu\text{m}$ 。在稳态平面构型假设下，可以直接根据动量守恒给出烧蚀压力 $p(10^{11} \text{ Pa})$ 表达式<sup>[9]</sup>

$$p \cong (8 \sim 9)I^{2/3}(\lambda_1)^{-2/3} \quad (2)$$

上述标定是基于冲量耦合积分方法得到的平均功率密度烧蚀压力，激光脉冲半高宽约 1 ns，长脉冲激光的烧蚀压力需要做进一步修正。随着斜波压缩技术的出现与发展，在瞬态测试技术和反积分数据处理方法基础上，Fratanduono 等人<sup>[10]</sup>开展了 351 nm 激光对金刚石烧蚀压力的连续标定，给出了 100~800 GPa 范围内的烧蚀压定标关系如下

$$p \cong (11 \pm 0.02)I^{0.71 \pm 0.01} \quad (3)$$

与式 (2) 的标定结果相比低了 35%。薛全喜<sup>[11]</sup>利用类似方法给出铝靶在 351 nm 波长的标定结果在 $10^{11} \text{ Pa}$ 量级略低于式 (3)，但斜率稍大。

$$p \cong 13I^{0.75} \quad (4)$$

上述式 (2)~(4) 的标定结果主要针对 $10^{11} \text{ Pa}$ 压力及以上情况，此时烧蚀过程耦合效率相对比较稳定，当激光功率密度更低时，临界面的形成与否对耦合效率的影响相对明显。在激光功率密度很低的 $\text{GW/cm}^2$ 范围及以下，烧蚀过程以气化和部分电离的情况为主，耦合效率偏低，有大量的小型激光器开展这方面烧蚀压力的标定，主要以冲量摆的方式进行测量<sup>[12]</sup>。在 $\text{GW/cm}^2 \sim \text{TW/cm}^2$ 范围内，对应的烧蚀压力从 GPa 左右到 100 GPa 区间，是开展材料动态力学响应研究最为关心的区域，随着功率密度从 $\text{TW/cm}^2$ 逐渐下降到 $\text{GW/cm}^2$ ，激光能量的吸收从临界面为主逐步变为以晕区逆韧致吸收为主，目前尚缺乏该范围的烧蚀压标定数据。

对于间接驱动的烧蚀压力，主要与腔内辐射温度相关，辐射温度 $T_r(\text{eV})$ 与入射激光功率 $P_{\text{laser}}$ 的关系如下<sup>[13]</sup>

$$\eta P_{\text{laser}} = 4.4A_w T_r^{3.3} + 6.25A_h T_r^4 \quad (5)$$

式中： $\eta$ 为激光到 X 光的转换效率； $P_{\text{laser}}$ 为注入黑腔的功率； $A_w$ 为黑腔的内壁面积( $\text{cm}^2$ )； $A_h$ 为黑腔开孔面积( $\text{cm}^2$ )； $T_r$ 为黑腔辐射温度(eV)。

辐射驱动的烧蚀压力

$$p = 3T_r^{3.5} \quad (6)$$

这些标定结果对于开展斜波压缩的波形设计具有非常好的参考价值，但是并没有直接给出时间对烧蚀压力的影响。由于烧蚀等离子体的不断发展，要想产生稳定的烧蚀压力需要功率密度越来越高的激光波形，这方面的设计需要根据实际的焦斑大小和功率范围进行数值计算，因此激光等离子体的数值模拟在实验设计中具有非常重要的价值。以 NIF 上开展的斜波压缩实验来讲，激光波形的控制精度必须达到 1% 以内，否则很容易在中间过程形

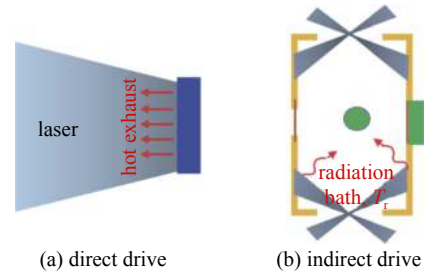


Fig. 2 Laser platforms for creating high-pressure experiments  
图 2 激光直接驱动与间接驱动的示意图

成冲击压缩。

## 2 激光动高压加载路径

材料在给定热力学状态下其体积压缩的难易主要取决于材料的体积模量,而体积模量的定义是外加静水压与体积应变的比值,因此物质的压缩离不开压力的加载。物质压力主要包括冷压、热压以及辐射压力,通常情况下主要考虑冷压和热压,当温度达到千万度时需要考虑辐射压力。静态压缩过程中可变温度范围较小,因此物质的压力主要以冷压为主。在动态压缩过程中,通常压缩过程非常迅速,体积功产生的热量无法释放出去,相当于绝热过程,因此动态压缩会产生明显的升温。激光产生的烧蚀压力,通过对激光波形的调控,可以实现多种不同路径的加载,主要包括准稳态冲击加载,衰减冲击加载和斜波准等熵加载三大类,如图 3 所示<sup>[14]</sup>。当然动态加载和静态加载也可以相结合<sup>[15]</sup>,动态加载的多种形式也可以互相组合,从而变化出多种复杂加载路径。

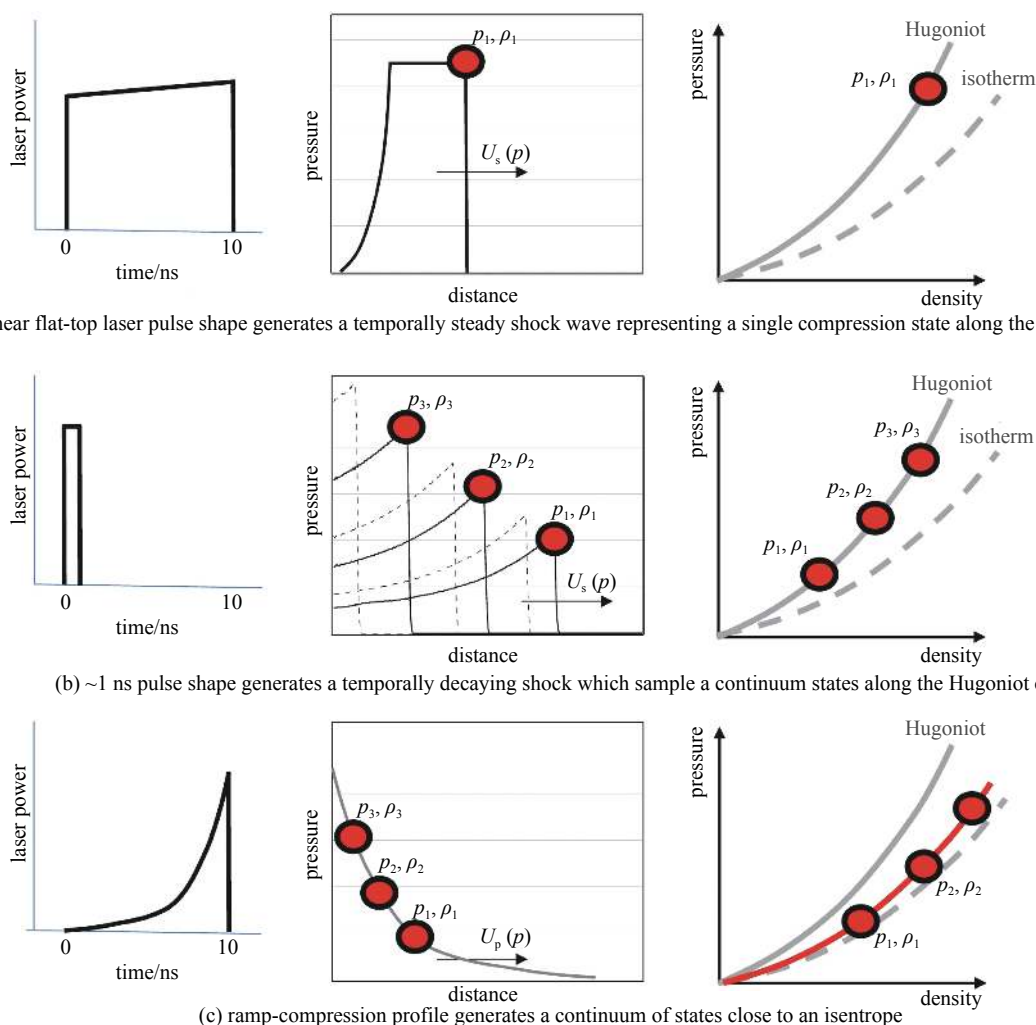


Fig. 3 Thermodynamic compression paths within the sample for the case of laser-based compression<sup>[14]</sup>

图 3 基于激光驱动三种主要的热力学路径以及激光波形<sup>[14]</sup>

### 2.1 冲击压缩过程

图 3(a) 给出了激光直接驱动产生准稳态冲击波的波形和相应的热力学状态,由于烧蚀等离子体随时间不断发展,因此要产生稳定的烧蚀压力,需要入射激光功率密度的不断增加。另外也可以通过激光驱动高速飞片与样品碰撞产生稳定的冲击波。基于激光装置的这两种稳定冲击加载形式所获得的稳定冲击波时间只能维持 2~3 ns,随着激光脉冲的结束,稀疏波很快就会追赶上冲击波前沿,从而形成一个强度不断衰减的冲击波向前传播,如图 3(b) 所示。衰减冲击波的波前仍然为未压缩物质,紧靠冲击波面后的物质状态仍然满足冲击波的朗金雨贡组关系<sup>[16-17]</sup>。所以,稳定冲击波和衰减冲击波的波后状态都位于冲击绝热线上,这条线也叫做 Hugoniot 线,Hugoniot 线是物质从相同初始状态经过不同强度的冲击加载后到达状态的点的连线。稳态冲击单次实验仅能获得 Hugoniot 线上的一

个点,需要多次实验,才能获得一段区间的 Hugoniot 线。衰减冲击波的波后状态不断下降,实际上可以在单次实验中获得样品 Hugoniot 线上状态的连续变化过程,只不过状态是从高压向低压变化。

对于凝聚态物质,大量实验发现冲击波速度和波后粒子速度在一定范围内满足线性关系

$$U_s = c_0 + s u_p = \frac{c_0}{1 - s\eta} \quad (7)$$

$$u_p = \frac{\eta c_0}{1 - s\eta} \quad (8)$$

式中:  $U_s$  为冲击波速度;  $u_p$  是波后粒子速度;  $c_0, s$  分别是截距和斜率。定义应变为  $\eta = 1 - V_H/V_0$ ,  $V_H$  为 Hugoniot 线上的比容,  $V_0$  为常温常压下致密块体材料的初始比容。

根据冲击波关系式,有

$$\frac{V_H}{V_0} = \frac{U_s - u_p}{U_s} = \frac{s - 1 + c_0/U_s}{s} = 1 - \eta \quad (9)$$

$$P_H - P_0 = \frac{U_s u_p}{V_0} = \frac{U_s (U_s - c_0)}{s V_0} = \frac{c_0^2 \eta}{V_0 (1 - s\eta)^2} \quad (10)$$

$$E_H - E_0 = (P_H + P_0)(V_0 - V_H)/2 = \frac{(U_s - c_0)^2}{2s^2 V_0} \quad (11)$$

下标 H 和 0 分别表示主 Hugoniot 状态和初始状态,考虑熵是比容和温度的函数  $S(V, T)$ , 有

$$dS = \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_V dT + \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_T dV = \frac{C_V}{T} dT + \frac{C_V \gamma}{V} dV \quad (12)$$

结合热力学第一定律和第二定律

$$T \left. \frac{dS}{dV} \right|_H = \left. \frac{dE}{dV} \right|_H + P_H = \frac{d[(P_H + P_0)(V_0 - V_H)/2]}{dV} + P_H = \frac{1}{2} \left. \frac{dP}{dV} \right|_H (V_0 - V_H) + \frac{P_H}{2} \equiv f(V) \quad (13)$$

沿 Hugoniot 线的温度满足如下关系

$$\frac{dT_H}{dV} + \frac{\gamma}{V} T_H = f(V)/C_V \quad (14)$$

其中  $\gamma$  是 Grüneisen 系数。上述微分方程的解可以写成下面的形式

$$T_H(\eta_H) = T_0 e^{\int_0^{\eta_H} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta} - V_0 e^{\int_0^{\eta_H} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta} \int_0^{\eta_H} \frac{f(\eta) e^{-\int_0^{\eta} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta}}{C_V} d\eta \quad (15)$$

这里  $f(V) = \frac{c_0^2 (V_0 - V)^2}{[s(V_0 - V) - V_0]^3}$ ,  $f(\eta) = \frac{c_0^2 s \eta^2}{V_0 (-1 + s\eta)^3}$ , 积分沿 Hugoniot 线进行。Grüneisen 系数与比容的关系我们采用下面的简化形式

$$\frac{\gamma}{\gamma_0} = \left( \frac{V}{V_0} \right)^q \quad (16)$$

当  $q=1$  时,  $T_H$  可以写成

$$T_H(\eta_H) = T_0 e^{\gamma_0 \eta_H} - V_0 e^{\gamma_0 \eta_H} \int_0^{\eta_H} \frac{f(\eta) e^{-\gamma_0 \eta}}{C_V} d\eta \quad (17)$$

在 Hugoniot 线附近等容热容  $C_V$  通过式 (18) 给出, 可以通过 Hugoniot 温度测量获取。

$$C_{VH} = \frac{\left( \frac{\partial E}{\partial V} \right)_H + P_H}{\left( \frac{\partial T}{\partial V} \right)_H + \frac{\gamma T_H}{V}} = \frac{(U_s - c_0)^2 [U_s (s - 1) + c_0]}{s^2 \left\{ [U_s^2 (s - 1) + c_0 U_s] \frac{\partial T_H}{\partial U_s} - \gamma c_0 T_H \right\}} = \frac{(U_s - c_0)^2}{s^2 U_s \left( \frac{\partial T_H}{\partial U_s} - \frac{\gamma_0 c_0}{s U_s^2} T_H \right)} \Bigg|_{q=1} \quad (18)$$

$\gamma$  可以通过相近的两条 Hugoniot 线差值给出, 或者通过测量沿 Hugoniot 的体声速  $c_{bH}$  给出

$$\gamma_H = \frac{2\left(c_{bH}^2 + \frac{\partial P}{\partial V}\Big|_H V_H\right)}{V_H\left[P_H + \frac{\partial P}{\partial V}\Big|_H (V_0 - V_H)\right]} \quad (19)$$

方程(8)~(19)给出了冲击绝热线上状态量的分析方法,尚需通过实验提供数据支撑,实验数据主要包括  $c_0$ ,  $s$ ,  $T_H$ ,  $c_{bH}$ 等。这些方程主要是从热力学的角度对冲击压缩过程进行描述,在冲击压缩状态下的其他物性研究还需要设计不同的实验进行更多实验测量,比如电导率、结构、不透明度等。

## 2.2 斜波压缩过程

图3(c)是斜波压缩的激光波形和热力学路径。斜波压缩最早是20世纪70年代提出,但是当时的技术条件下,发展缓慢,直到2000年以后,才进入快速发展阶段<sup>[18]</sup>。对于激光驱动的斜波压缩,大致有四种技术途径,在文献[19]中有详细描述。主要可分为波形调节途径和利用气库膜卸载射流两类,图3(c)是基于波形调节的技术途径,激光强度随时间的增加速率大于等离子体发展造成的烧蚀压力下降速率时,激光烧蚀压力随时间不断增加,从而形成光滑上升的压力波形,对样品进行斜波压缩。与冲击压缩相比,斜波压缩上升到同样压力所需的时间远远大于冲击压缩,上升沿的平均应变率大约低2个量级。斜波准等熵压缩过程在样品内的应力波及不同拉格朗日位置处的原位速度历史如图4所示<sup>[1]</sup>。激光驱动产生的应力波作用于加载面上,相当于有一个活塞在精确的可控速度下压缩样品,产生的一系列弱应力波向右传播,对应于图4中的灰色线条,称为特征线。这些特征线的斜率与出发时对应的“活塞”加速度以及材料物性有关,通过对“活塞”的精确控制,可以保证特征线在某一时刻全部相交于一点,这个交点之后的加载过程为冲击加载。实验中要设法测量不同物质坐标处的粒子运动速度,如图中红色、绿色线为对应位置的速度,即右图中的速度剖面。根据速度曲线上相同粒子速度处的时间差和初始物质坐标,可以换算特征线对应的纵波声速,从而给出应力和比容。

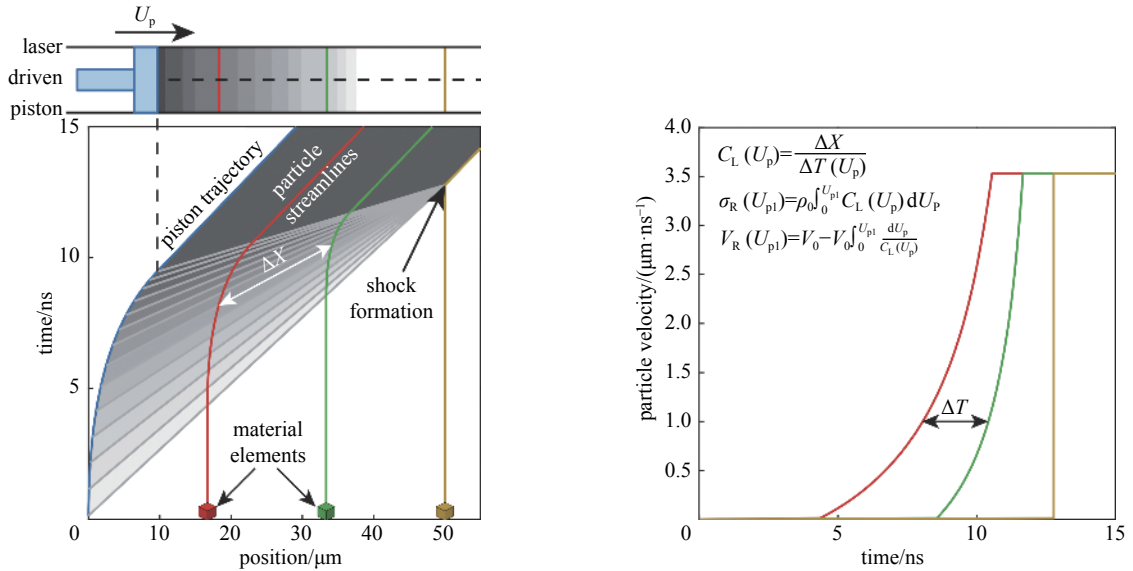


Fig. 4 Ramp quasi-isentropic compression: kinematics illustration, measurements, data analysis<sup>[1]</sup>

图4 斜波准等熵压缩的运动学过程及测量和数据处理的示意图<sup>[1]</sup>

我们从热力学基本关系式和应力波关系式开始推导一维应变条件下斜波压缩/膨胀过程所对应热力学状态的计算方法。下标1和0分别表示斜波加载后的状态和初始状态,R表示斜波状态。在单轴应变加载下,应力应变关系可以写成下面的形式

$$\sigma_R(U_{p1}) = p_R + \frac{2}{3}Y = \rho_0 \int_0^{U_{p1}} C_L(U_p) dU_p \quad (20)$$

$$V_R(U_{p1}) = V_0 - V_0 \int_0^{U_{p1}} \frac{dU_p}{C_L(U_p)} \quad (21)$$

式中:  $C_L$ 是与  $U_p$ 有关的拉格朗日声速,  $C_L = \Delta X/\Delta t$ ;  $U_p$ 为原位粒子速度;  $\rho$ 为密度;  $V$ 为体积。在单轴应变下,  $\sigma_R$ 为斜

波压缩状态的总应力,  $Y$  为斜波压缩过程中的动态屈服强度, 为斜波压缩/卸载线上的静水压, 满足  $p_R = p_S + p_{is}$ ,  $p_S$  和  $p_{is}$  分别为对应比容下沿理想等熵线的静水压和耗散熵增引起的热压。

考虑体积  $V$  和温度  $T$  相关的熵方程  $S(V, T)$ , 有

$$dS = \left. \frac{\partial S}{\partial T} \right|_V dT + \left. \frac{\partial S}{\partial V} \right|_T dV = \frac{C_V}{T} dT + \frac{C_V \gamma}{V} dV \quad (22)$$

大多数金属的德拜温度低于室温, 其等容比热容非常接近  $3Nk_B$ ,  $N$  单位体积内的摩尔数,  $k_B$  为玻耳兹曼常数。

结合热力学第一定律和第二定律, 有

$$T \left. \frac{dS}{dV} \right|_R = \left. \frac{dE}{dV} \right|_R + P_R \equiv f_R(V) \quad (23)$$

沿斜波压缩/卸载线的温度可以由以下关系表示

$$\frac{dT_R}{dV} + \frac{\gamma}{V} T_R = f_R(V)/C_V \quad (24)$$

式中: 下标 R 表示斜波状态, H 表示冲击绝热状态。  $f_R(V)$  为动态压缩和变形下的耗散量, 这里我们假设当地耗散量与塑性功直接相关<sup>[20]</sup>, 引入塑性功产生耗散内能的比例  $\omega$ , 有

$$\frac{T dS}{dV} \equiv f_R(V) \approx -\omega \frac{2}{3} Y \quad (25)$$

当应变率较高时,  $\omega$  可以取 0.7~0.9。近年的研究表明, 动态屈服强度和耗散对应变率的敏感度要远大于应变本身, 但是由于斜波压缩本身的温升较低, 所以到目前为止并没有有效的斜波压缩温度测量方法。根据上述塑性功模型, 对方程 (23), (24), (25) 联立可以得到斜波压缩/膨胀过程中的温度表达式

$$T_1 = T_R(\eta_1) = T_0 e^{\int_0^{\eta_1} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta} - V_0 e^{\int_0^{\eta_1} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta} \int_0^{\eta_1} \frac{f(\eta) e^{-\int_0^{\eta} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta}}{C_V} d\eta \quad (26)$$

斜波压缩下的温度计算结果如图 5 所示, 在低压段高于冲击绝热线主要是因为考虑冲击压缩的弹塑性问题。根据斜波温度和理论等熵压缩温度, 可以计算出斜波压缩耗散过程引起的热压以及总的静水压

$$P_R(\eta_1) - P_S(\eta_1) = \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_V (T_R - T_S) = \frac{\gamma C_V}{V_1} \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_V (T_R - T_S) = -3\alpha K_T V_0 e^{\int_0^{\eta_1} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta} \int_0^{\eta_1} \frac{f(\eta) e^{-\int_0^{\eta} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta}}{C_V} d\eta \quad (27)$$

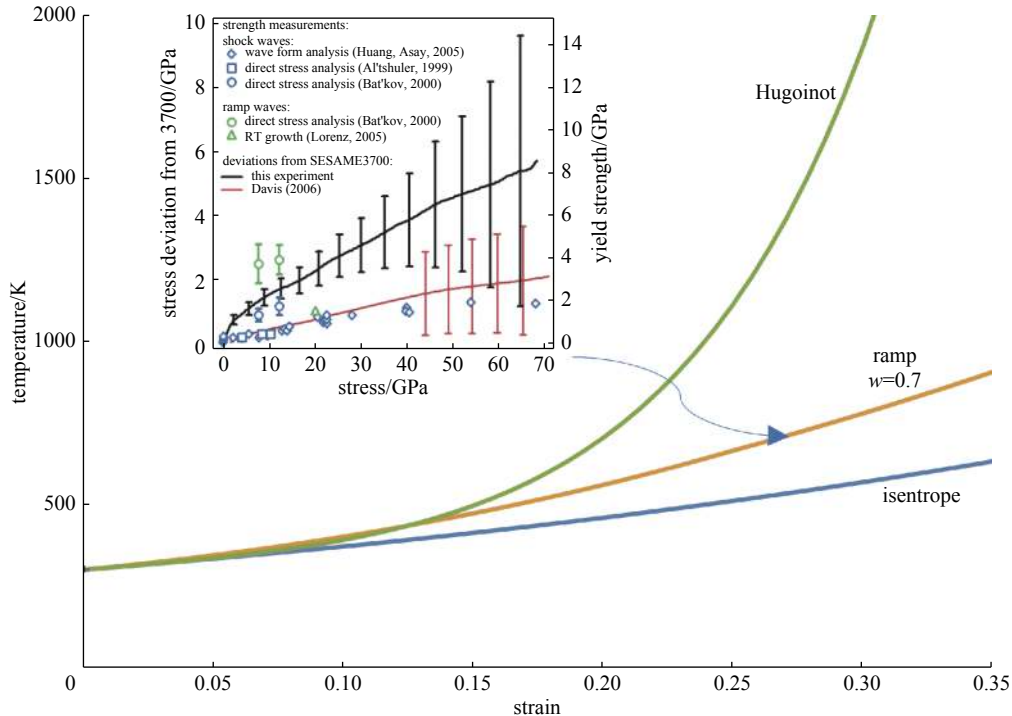


Fig. 5 Temperature evolution in dynamic compression, ideal isentropic, ideal Hugoniot curve and ramp compression<sup>[20]</sup>

图 5 动态压缩过程的温度随应变的变化曲线, 包括理想等熵线、理想冲击绝热线以及斜波压缩线, 斜波压缩偏应力大小<sup>[20]</sup>

$$Y(V) = \frac{3}{2}[\sigma_R(V) - p_R(V)] \quad (28)$$

上述表达式中与过程有关的量仅有 $\omega$ 和 $Y$ ,两者对状态和应变率的依赖关系较为复杂,但仍然可以通过理论极限强度、剪切模量随应变和应变率的变化做出合理的假设。

沿斜波压缩线的内能可以通过对体积功和熵增积分获得。在实验中弹塑性转变是单轴应变加载下的普遍现象,为此我们进行了分别处理,假定在弹性段的熵增为零,那么斜波压缩/卸载过程的总内能表达式为

$$E_R(V_1) = -\int_{V_0}^{V_{ep}} \sigma dV - \int_{V_{ep}}^{V_1} \left[ -3\alpha K_T V_0 e^{\int_0^{\eta} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta} \int_0^{\eta} \frac{f(\eta) e^{-\int_0^{\eta} \frac{\gamma}{1-\eta} d\eta}}{C_V} d\eta \right] + \omega \frac{2}{3} Y dV \quad (29)$$

式中: $E_R$ 为斜波压缩/卸载线上的内能; $V_{ep}$ 为弹塑性转变点的比容; $\alpha$ 为斜波压缩/卸载线上线膨胀系数; $K_T$ 为斜波压缩/卸载线上等温体积模量。理论等熵线可以从 Grüneisen 状态方程或有限应变状态方程给出。

### 2.3 复杂路径压缩过程

动态加载的主要形式是冲击压缩和斜波压缩,根据实际物理研究的需求,可以采用多种加载相结合的方式。比如改变初始条件再开展冲击或者斜波压缩,这里面主要是利用金刚石压砧进行静态预压缩,然后再通过激光驱动实现更高的加载压力,其优势可以从方程(11)中看出,当初始比容大幅压缩后,相同冲击压力产生的热内能大幅下降,因此物质压缩极限可以大幅提升。Omega 和 NIF 激光装置上也开展了多次基于静态预压缩的冲击和斜波压缩实验,当然,这类预压缩实验主要针对低体积模量的物质,比如氢/氘<sup>[21]</sup>、氦<sup>[22]</sup>、水<sup>[23-24]</sup>、二氧化碳<sup>[25]</sup>等物质。经过十几年的技术发展,静态预压缩技术已经可以稳定实现 4 GPa 的预压缩压力<sup>[22]</sup>,这对于初始密度的提升非常显著,因而也极大地改变了后续冲击绝热线在温压空间的位置。上海激光等离子体研究所与高压科学中心合作,已经初步掌握了静态预压缩再冲击的实验技术<sup>[26]</sup>。另外,也有大量实验是通过弱冲击加斜波压缩的方式进行的,比如 NIF 上间接驱动斜波压缩均带有初始冲击,当然这也是间接驱动自身特性要求的。激光聚变研究中心王哲斌团队也对冲击斜波压缩开展了探索<sup>[7]</sup>。多次冲击在三明治靶结构中也经常被采用,比如在 LCLS 上开展的 CH 材料二次冲击压缩实验中,发现稳定的金刚石相出现<sup>[27]</sup>。

复杂加载有望开拓宽广的热力学空间,有非常大的应用潜力,尤其是对行星物理非常具有吸引力,但是,由于热力学过程的复杂性,数据处理过程引入的误差也会导致实验数据可靠性很难达到精密物理的需求。

## 3 激光驱动材料动态压缩的实验方法

物质动态压缩过程的实验研究需要实现两个过程的可控实施,第一是对样品的加载过程能够按照设想的热力学路径进行,第二是可以对样品的实际压缩状态进行实时测量。这就要求在激光驱动材料动态压缩实验研究中充分考虑激光驱动的特点和诊断的可行性与可靠性。可用于物质压缩的脉冲激光装置都是纳秒级激光器,能量范围从百焦耳至百万焦耳,考虑到超热电子产额以及临界面反射对激光器前端的损伤,很少有高功率脉冲激光器采用基频打靶,主流装置都采用三倍频(351 nm),有少数装置采用二倍频打靶(比如法国的 LULI,日本的 GEKKO-XII,俄罗斯的点火装置 UFL-2M)。国际上的大型激光装置都提供极端条件下的材料物性研究平台,不管是直接驱动还是间接驱动,基于激光装置的材料动态压缩实验的设计可以参考图 6 的思路开展。从实验的物理目标出发,首先要确定热力学路径并设计初步靶型,根据热力学路径初步给出加载压力波形,并以此为边界条件进行应力波的正向冲击动力学计算,根据计算结果进一步与热力学设计相比较,进而适当改进加载压力波形。通过实验标定的烧蚀压力与激光注入功率(或功率密度)的定标关系,可以给出初步的激光加载时间波形,根据该波形开展激光等离子体(间接驱动还需要进行黑腔辐射输运过程的模拟)的数值模拟,进而可以相对精确地给出实际烧蚀压力波形,从而与设计的烧蚀压力波形进行比较优化。利用高带宽任意波形发生器,已经基本具备了百 ps 精度的波形控制能力,但由于每一束激光输出能量的不确定度仍然较大,所以单束激光功率密度波形偏差仍然很难开展重复性实验,而多束激光的叠加则可以明显提升加载波形的可重复性。

若激光加载过程中涉及到斜波压缩,则需要利用反积分方法参与设计与数据分析。图 6 给出的设计过程需要用到相关的数据和软件,这方面并没有公开的资源可以利用,自主发展的程序仍有较大的适应性问题。

### 3.1 材料压缩状态的确定

材料动态压缩实验中首要的就是对物质状态的确定,状态数据中可以方便测量的一般是压力(应力)-比容关系。动高压实验中通常采用单轴应变的压缩方式,物质在宏观上的压缩和运动仅发生在加载应力波的方向上,主



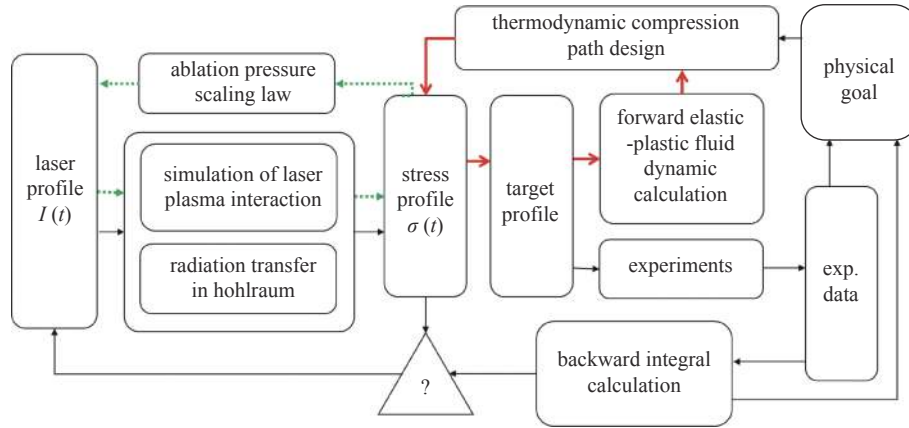


Fig. 6 Experimental design of material compression based on laser facilities

图 6 激光驱动材料压缩动力学实验的设计过程

要是通过较大的样品宽厚比,让边侧的稀疏来不及到达样品中心,从而保证中心区域的加载为一维应变过程。静态压缩过程中,由于压力加载的速率远小于声速,所以其加载过程接近各项同性静水压缩。对于冲击压缩,需要直接测量冲击波速度 $U_s$ 和粒子速度 $U_p$ ,对于斜波压缩,需要测量粒子速度历史 $U_p(t)$ ,并给出对应粒子速度下的纵波声速 $C_1(U_p)$ 。根据方程(9),(10),(20),(21)即可分别给出冲击或斜波压缩下的压力-比容关系。对于状态方程未知的样品,需要同时测量波速和粒子速度,对于状态方程已知的样品则仅需要测量波速或粒子速度中的一个。

凝聚介质中冲击波速度或者纵波声速一般都是在 $1\sim 10\text{ km/s}$ 量级,根据有限应变状态方程<sup>[28-30]</sup>,材料体积模量 $K$ 对压力的偏导数 $K' = \partial K/\partial p$ 一般在 $3\sim 5$ 之间, $K$ 可以为等温线、等熵线或 Hugoniot 线上的体积模量,随着压力的增加,波传播速度会快速增加。当前主流激光装置加载脉宽均为 ns 量级,对应的冲击波渡越时间或者纵波传播时间也是 ns 量级,因此在加载过程中应力波传播的距离约为  $10\ \mu\text{m}$  量级,这就决定了激光驱动的动态压缩实验样品厚度为  $10\ \mu\text{m}$  量级,开展衰减冲击波实验最大可以到数百  $\mu\text{m}$ 。样品的特征尺寸和特征时间决定了激光实验诊断技术的要求,必须具有很高的时间和空间分辨能力,因此在轻气炮等传统加载平台上使用的分辨率较低的电探针和压力计等技术在激光加载时无法继续使用。实际测量中主要可以依赖的技术就是光学测量技术,包括被动光学扫描和主动光学速度干涉仪。被动光学扫描主要是诊断激光诱导的冲击发光现象,尤其对于金属样品,当冲击波到达台阶金属样品的后表面时,冲击压缩产生的高温辐射通过成像系统投射到条纹相机的狭缝,从而给出冲击波到达时刻。多个台阶的样品可以在条纹相机中不同位置给出各自的到达时刻,从而计算出各自的冲击波渡越时间<sup>[31]</sup>。速度干涉仪可以测量运动反射面回光中的多普勒频移,有 VISAR<sup>[32-33]</sup>和 DPS<sup>[34]</sup>两类。图 7 给出的三类运动反射面,与实验设计、样品的性质以及压力的范围有关。第一种是自由面,比如金属表面与真空的界面,这种界面始终保持压力为零,是进行材料状态方程绝对测量的主要途径。第二种是靶内部样品与透明窗口构成的界面,可以通过在窗口上镀金属膜的方式引入,以提高界面反射信号的质量。当应力波穿过界面进入窗口之后,窗口仍然保持透明,但窗口出现了两种情况,一部分为未扰动区,一部分为压缩区,压缩区的折射率出现变化,需要在后续的速度分析中加以考虑。第三种情况,当透明窗口或者样品本身透明时,进入样品的冲击波强度足够高时,冲击压缩会导致物质金属化或者电离,这时冲击波面前后的折射率出现突跃,从而形成移动的反射面,也就是冲击波面为反射面。需要注意的是,只有自由面的测量速度与真实界面粒子速度相等,在窗口界面或者冲击反射面的测量速度还需要进行修正才能得到真实的粒子速度,修正主要通过除以反射面前的透明介质折射率实现,当反射面前的透明介质处于被压缩状态或其他影响折射率的情况,需要根据实际的折射率与状态的定标关系进行修正。为方便描

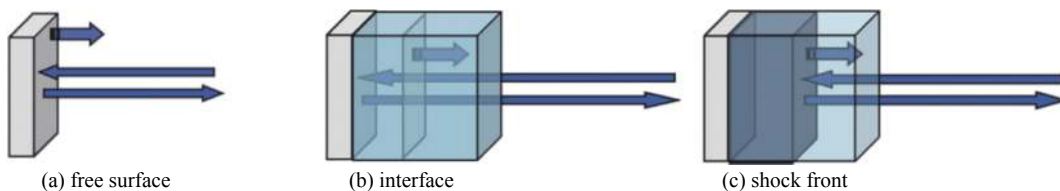


Fig. 7 Three types of moving reflecting surfaces in the interferometer velocimeter

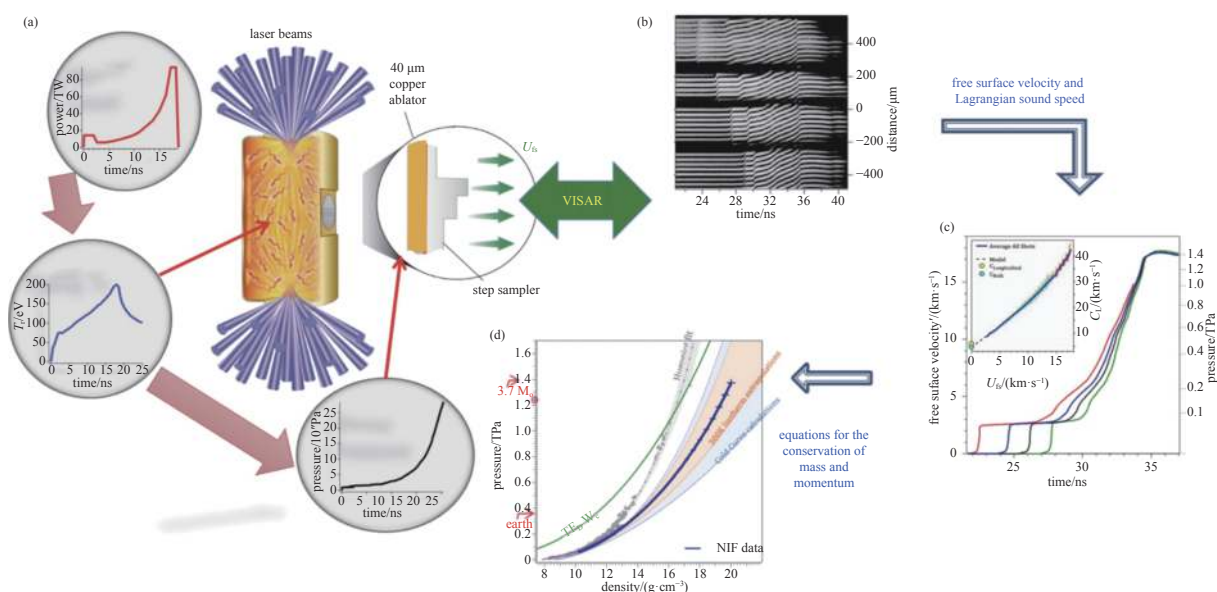
图 7 速度干涉仪可以测量的移动反射面类型

述,下文中的速度测量结果均表示已修正过的速度。

VISAR 通常使用 532 nm 激光作为照明光源,有些装置上也使用 660 nm 激光,干涉仪要求使用窄线宽激光光源(带宽 < 20 MHz),利用 M-Z 干涉仪形成等光程干涉条纹,干涉仪的一路上引入标注具产生时间延迟,实际条纹偏转是相位差的时间变化率,等效为加速度。VISAR 系统采用 4f 成像,可用条纹相机进行信号记录,因此具有很高的空间分辨和时间分辨能力:其静态空间分辨可以优于 5 μm,动态空间分辨与条纹相机有关,会略有下降;对于大部分 ns 级实验,其时间分辨可以优于 50 ps。VISAR 测量需要根据速度范围和加速度范围选择合适的标准具,以提高系统的速度分辨。标准具的长度也会对系统的时间分辨造成影响,条纹常数小于约 1 (km/s)/Fr 时需要考虑标准具的延时误差。VISAR 信号的亮度反映了回光的强度,回光强度取决于运动反射面的反射率,而反射率是界面两种物质折射率的函数,折射率又跟电导率密切相关,因此利用 VISAR 回光强度的实时变化可以测量物质(既可以测反射面前也可以测反射面后)的电导率随压力和温度的变化关系。

DPS 是近年来快速发展的一套全光纤测量系统,其原理是从运动反射面返回的携带多普勒信号的光与稳定的激光光源进行干涉,形成拍频条纹。由于在低速段的多普勒频移非常小,与同源照明光源形成的拍频信号频率很低,导致低速时间分辨很差。引入双光源技术以后,可以调整两台激光器的波长差,一台用于探测,一台用做参考光,其初始波长差形成的拍频频率可以任意调节,因此其低速段 (< 500 m/s)的时间分辨也可以达到 50~100 ps 的精度,其缺点是对高带宽示波器的依赖<sup>[35]</sup>。使用波长为 1550 nm 的通讯激光,其线宽可以达到 10 kHz,因此可以测量非常低的速度,比如 0.1 m/s,这是 VISAR 无法达到的。由于光纤探针的成像设计目前仍然比较困难,因此 DPS 的空间分辨能力暂时还无法满足激光驱动实验中的多点(多台阶)测量,但是利用双光源 DPS 可以开展很大范围的材料动力学特性研究,其对弹性、相变信号的捕捉能力明显优于 VISAR<sup>[36]</sup>。

基于 VISAR 的空间成像能力,可以实现对一维加载区域中不同位置处速度历史的测量,根据反射面的不同,可以获得自由面、界面和冲击波阵面的速度历史,前两种获得的是粒子速度,后面一种可以直接测量冲击波速度。从 VISAR 图像中同时可以提取不同面上冲击波的到达时刻,也可以获得冲击波跨越不同透明介质时的速度跳跃,从而根据阻抗匹配技术直接给出界面点的 Hugoniot 状态。图 8 给出了激光间接驱动冲击预压缩再进行斜波压缩的过程<sup>[37-38]</sup>,利用 VISAR 记录台阶靶的自由面速度历史,四个台阶面的初始厚度差除以速度起跳的时间差即为初始冲击波速度,条纹偏移量给出的速度为台阶自由面的绝对值,通过换算可得到原位粒子速度。原位粒子速度是指如果测量界面下游仍然为相同的样品材料,压缩波在界面没有任何反射。对于自由面来讲,原位粒子速度约等于测量速度的 1/2,对于透明窗口界面,原位粒子速度需要根据窗口材料和样品材料的冲击阻抗来计算。



(a) ramped laser power vs time pulse shape that creates a ramped radiation temperature profile, thus providing a ramped pressure profile in the sample on the side of the hohlraum; (b) raw VISAR data of the stepped free surface velocity of sample; (c) analyzed free surface velocity for the different steps, and the Lagrangian sound speed vs free surface velocity; (d) ramp compression equation of state starting from first shocked state

Fig. 8 Example of a laser indirect driven shock+ramp compression experiment<sup>[37-38]</sup>

图 8 激光间接驱动冲击与斜波压缩实验研究示例<sup>[37-38]</sup>

对于斜波压缩,要测量同一样品不同厚度处的粒子速度,需要制备台阶靶,台阶靶是沿加载应力波传播方向上设置的不同厚度样品,应力波同时进入样品,由于台阶样品的厚度不同,在样品后表面(分别对应不同的拉格朗日厚度)测量出来的速度剖面随厚度增加而顺序延迟,形成数条速度剖面。速度剖面通过阻抗匹配技术或特征线方法,可以转换为原位粒子速度(样品无限厚时,在对应拉格朗日厚度处粒子的速度)。根据特征线理论,简单波加载下,原位粒子速度相同时,对应于相同的应力状态,各拉格朗日点的距离差除以该速度时的时间差即为拉格朗日声速。图 8 中初始冲击之后的压缩过程为斜波压缩, VISAR 给出的速度历史及处理得到的声速与粒子速度曲线如图 8(c) 所示。获得拉格朗日声速与原位粒子速度的关系以后,就可以根据方程 (20), (21) 计算斜波压缩下的应力-应变曲线,如图 8(d) 所示。

与其他激光驱动的斜波压缩方法相比,通过激光波形精密调控的间接驱动技术的加载应力在靶面空间的横向分布一致性最好,根据各台阶速度历史计算的拉格朗日声速重复性最高。多路激光以及大黑腔的时间空间匀滑效果是其成功的关键因素。基于气库膜的斜波压缩技术在 NIF 上也开展过实验<sup>[39]</sup>,包括梯度气库膜技术,为实现更高的能量耦合效率,还探索过高密度气库膜材料。气库膜技术的优点就是在低压范围可以实现非常光滑的无冲击准等熵压缩,对于物质相变、弹塑性等问题的研究具有明确的优势。但是,2013 年以来气库膜的技术途径已经基本被 NIF 放弃,其中的原因有如下几点:第一,气库膜射流界面不稳定可能导致在加载面横向不一致;第二,采用多层高密度气库膜可以获得高压,但是加载波形过于复杂,不利于判断相变等关键物理参数。波形调控方法由于不再需要气库膜,激光或者辐射直接作用于样品加载面,因此需要考虑辐射屏蔽问题,从而必须引入高原子序数材料,在低压段容易出现冲击和波系的反射,但是比较容易实现高的压力突破,比较适合用于超高压范围的状态方程研究。近年来 NIF 黑腔辐射温度精确控制技术水平的提升,在高压状态方程研究上已经有了突破性成果,如图 7(a) 所示。

### 3.2 温度的确定

动态高压下的温度是材料状态方程、强度研究的关键参数,根据方程 (15),我们可以看出冲击温度的确定有利于进一步确定 Grüneisen 系数以及等容比热的变化规律。根据方程 (26),我们可以看出,斜波压缩过程温度的确定还可以进一步增进对材料强度和耗散机制的认识,而这一点正是当前制约斜波压缩应用的关键。然而瞬态温度一直都是最难测量的热力学量,在激光加载过程中,加载波应力波的脉宽基本都是纳秒量级,而冲击波后的电子离子热平衡的弛豫时间约为 50~100 ps<sup>[40-41]</sup>,综合来看,温度测量的时间分辨要达到 100 ps 精度是激光驱动条件下温度测量的关键。这必须使用非接触测量,但是温度非接触测量的精度通常很难达到像速度测量那种 1% 的精度要求。虽然难度很大,激光加载下的温度测量在近几年也取得了可喜的进展。

瞬态温度测量技术相对可行的有三种:第一种是基于黑体辐射理论,通过实时测量辐射光谱的形状,通过拟合的普朗克黑体辐射曲线给出温度,叫做色温;或者通过对某一谱段的辐射亮度的变化给出温度,叫做亮温。第二种是 X 射线散射技术,比如 X 射线汤姆逊散射, XRD 衍射峰展宽。X 射线汤姆逊散射适用于几个电子伏以上、存在大量自由电子的等离子体,并不适用于本文关注的材料高密度压缩物性研究。XRD 衍射峰的展宽与原子在晶格平衡位置附近的热运动有关,温度越高,偏离平衡位置的幅值越大,衍射峰越宽,这种方案主要针对等熵压缩或者固相冲击压缩,在接近熔化线的位置可能精度较高。第三种是 X 射线吸收谱测量,主要是拓展的 X 射线吸收边精细结构 (EXAFS) 技术<sup>[42-48]</sup>。还有其他温度测量方案,比如用金属的反射率与温度的定标关系,电子能级布局与温度的关系等方法,都存在较大困难,主要是很难找到只对温度敏感的材料。因为温度的变化范围可以跨越多个量级,因此不可能靠某一种方法实现全范围的高精度温度测量,另外激光驱动过程中各种干扰信号的影响都非常明显,高时间分辨探测器本身很难兼顾高动态范围,基于单一信号幅值的测量方法在一定程度上很难给出高精度的测量结果,谱方法可能是未来温度测量的主要发展方向。我们重点介绍辐射测温 and EXAFS。

#### 3.2.1 条纹光学高温测量技术

随着激光加载平台的发展,基于辐射亮温的条纹光学高温测量技术 SOP 目前已经获得了较好的发展,得到了初步的认可,已经成为 Omega 和 NIF 上最重要的诊断设备之一<sup>[23, 25, 32, 49-53]</sup>。其基本原理<sup>[54-56]</sup>是通过成像系统将样品表面的热辐射成像到条纹相机的狭缝,根据测量的温度范围,引入一个宽谱带通滤光片,仅仅测量 10~40 nm 光谱宽度的辐射信号强度,通过调整中性衰减片的倍数实现不同温度范围的测量,如图 9 所示。SOP 可与 VISAR 共用一个成像物镜,具有与 VISAR 相同的空间分辨能力和时间分辨能力,可以同时获得标准样品(比如石英单晶)和待测样品的辐射亮度。

根据黑体辐射谱功率与温度的关系,单位面积单位立体角物质表面的谱辐射功率为

$$I(\lambda, T) = \varepsilon_{\lambda} \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{-1 + e^{hc/\lambda kT}} \quad (30)$$

式中:  $\varepsilon_{\lambda}$ 为对应波长的发射率;  $h$ 为普朗克常数;  $c$ 为光速;  $k$ 为玻耳兹曼常数;  $\lambda$ 为探测波长;  $I$ 为辐射谱亮度;  $T$ 为温度。假定物体表面按灰体处理,则反射率与波长无关,并且根据热平衡 Kirchoff 基尔霍夫定律,  $\varepsilon_{\lambda} = \varepsilon = 1 - R$ ,  $R$ 为反射率。实际使用 SOP 进行温度测量主要依赖于标准光源和绝对标定参数。基于图 9 的 SOP 系统标定过程主要按照标准温度源不变的情况下,调整中性衰减片,给出光学系统和相机的实际计数,根据谱辐射功率的光谱积分关系换算出标定常数  $A$  和初始温度  $T_0$ 。实际测量过程根据标定关系  $T = \frac{T_0}{\ln[1 + (1 - R)A/I]}$  给出温度<sup>[55]</sup>,  $I$ 为测量得到的亮度值,反射率  $R$  的数据可以根据 VISAR 的动态反射率数据给出。图 10 给出了辐射亮温和条纹相机亮度之间的关系,根据与 VISAR 数据的同步实验结果,石英单晶的冲击波速度  $U_s$ (km/s) 与温度  $T$ (K) 具有非常好的对应关系<sup>[50]</sup>: 当冲击波速度  $U_s$  在 10~24 km/s 范围时,  $T=1421.9+4.3185U_s^{2.9768}$ ; 当冲击波速度大于 25 km/s 时呈近似线性关系,  $T=-54567+4384.6U_s$ 。

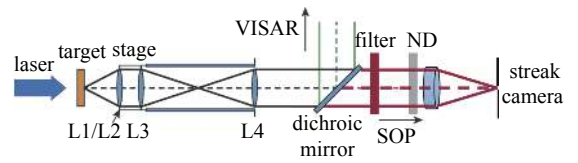


Fig. 9 Design of a streaked optical pyrometer system together with VISAR in the laser driven platform  
图 9 激光加载平台上与 VISAR 共用成像物镜的 SOP 测量系统示意图

实际使用 SOP 进行温度测量主要依赖于标准光源和绝对标定参数。基于图 9 的 SOP 系统标定过程主要按照标准温度源不变的情况下,调整中性衰减片,给出光学系统和相机的实际计数,根据谱辐射功率的光谱积分关系换算出标定常数  $A$  和初始温度  $T_0$ 。实际测量过程根据标定关系  $T = \frac{T_0}{\ln[1 + (1 - R)A/I]}$  给出温度<sup>[55]</sup>,  $I$ 为测量得到的亮度值,反射率  $R$  的数据可以根据 VISAR 的动态反射率数据给出。图 10 给出了辐射亮温和条纹相机亮度之间的关系,根据与 VISAR 数据的同步实验结果,石英单晶的冲击波速度  $U_s$ (km/s) 与温度  $T$ (K) 具有非常好的对应关系<sup>[50]</sup>: 当冲击波速度  $U_s$  在 10~24 km/s 范围时,  $T=1421.9+4.3185U_s^{2.9768}$ ; 当冲击波速度大于 25 km/s 时呈近似线性关系,  $T=-54567+4384.6U_s$ 。

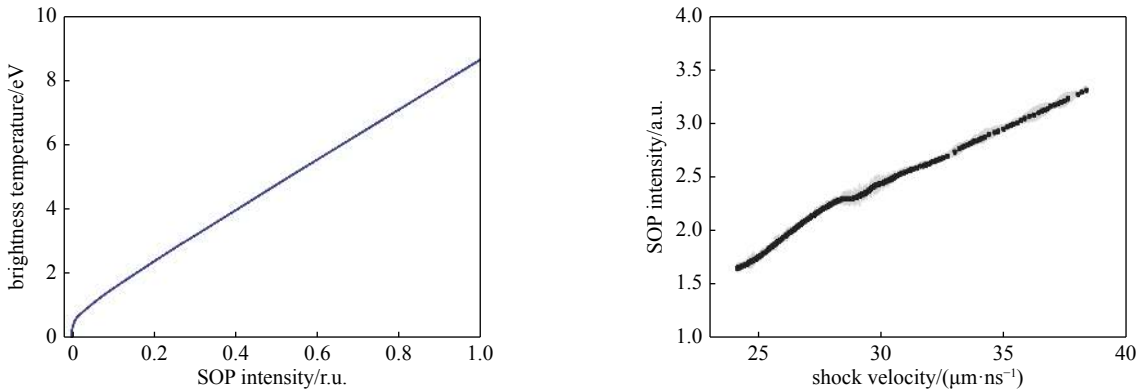


Fig. 10 Designed intensity of streaked optical pyrometer (SOP) with brightness temperature (left) and SOP intensity vs shock velocity (right)<sup>[55]</sup>

图 10 扫描光学高温计 SOP 信号强度与辐射亮温的关系曲线(左图),信号强度与冲击波速度的对应关系(右图)<sup>[55]</sup>

利弗莫尔实验室建立的 SOP 系统精度为 5%,但是精度和测量范围都高度依赖于条纹相机的实际动态范围和线性度,辐射亮度的变化很容易跨越多个量级。但大部分条纹相机的动态范围都不足 1000,只有滨松的大动态范围相机可以到 10 000,所以 SOP 系统实际能够测量的温度范围不超过一个量级的范围,每一发实验中都需要调整衰减片的设置,从而满足不同加载条件的测量范围。考虑到相机自身的噪声本底, SOP 测温下限目前很难低于 3500 K<sup>[57]</sup>,高温段目前可以测到 100 000 K(~10 eV)。但是这种方法是建立在标定方法的基础上,是否对所有物质都有效,以及在哪些温度范围有效都还不明确,因此需要发展更高精度的温度测量技术。

### 3.2.2 多通道瞬态辐射高温计

多通道瞬态辐射高温计基于多通道分光技术,每个通道测量一个波长的辐射亮度,通过对可见光至红外谱段范围的多个光谱亮度的测量数据拟合出一条普朗克黑体辐射曲线,即方程(30)。图 11 是轻气炮实验中利用 16 通道瞬态高温计获得的原始谱亮度数据以及拟合的结果。每个通道的谱宽度为 10 nm,采用光电倍增管进行光电转换,并用深度 12 位,带宽 2 GHz 示波器记录数据。由于光电倍增管本身的特性,系统的时间分辨率约为 3 ns。系统采用溴钨灯进行标定,其测量范围可以从 3000~10 000 K,测量范围内的动态测量精度约 5%。从气炮实验平台到激光实验平台,信号的特征时间从微秒降为纳秒,因此基于多光谱的多通道瞬态辐射高温计如果要应用到激光加载平台,还需要着重提高其时间分辨率。通过引入光栅和条纹相机<sup>[58]</sup>,也有可能实现瞬态灰体辐射谱的高时间分辨率测量,但是笔者尚没有看到在激光实验中应用,主要是自发辐射的强度太低,通过光栅到达条纹相机的光子数太少,条纹相机在低照度下的电子噪声较高,使得总体信噪比很低。

条纹光学高温计(SOP)相当于多通道瞬态辐射高温计的单路信号,两者的差别主要是发射率的处理。SOP 是与 VISAR 相结合的实验测量, VISAR 的探测光波长通常与 SOP 的观测波长接近,可以利用 VISAR 的反射信号给

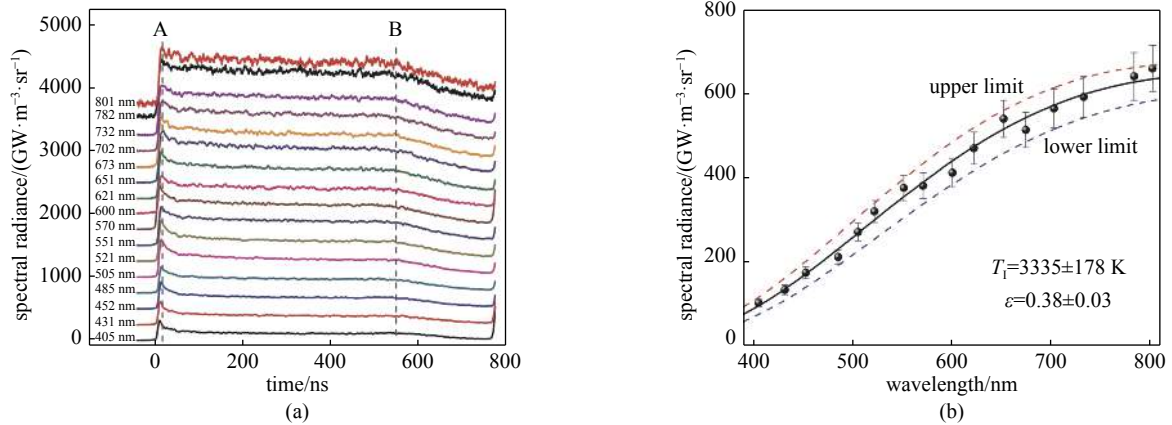


Fig. 11 Spectral radiance measured at the interface of iron/LiF in gas gun platform. (a) raw data of a 16-channel time resolved optical pyrometer; (b) the fitted curve to determine the temperature and emissivity of iron<sup>[59]</sup>

图 11 轻气炮实验中用 (a) 16 通道瞬态辐射高温计测量的铁/LiF 界面谱亮度原始数据以及 (b) 处理后给出的拟合普朗克曲线及温度和发射率<sup>[59]</sup>

出样品表面 SOP 信号的发射率。多通道瞬态辐射高温计普遍采用灰体辐射处理多波长的发射率, 适合用于金属样品的温度测量。对于电介质材料, 其发射率随波长的变化有明显不同, 即便发生了绝缘体-金属相变, 也与金属有较大差异, 带隙变小后表现为本征半导体的性质, 使用 SOP 结合 VISAR 给出的发射率进行温度测量也是一种可行的方案。

基于黑体辐射的光学被动温度测量技术能够给出界面或冲击波面的温度信息, 但由于其瞬态温度测量下限约 3000 K, 在准等熵压缩实验中温度通常达不到其测量范围的下限, 因此主要用于冲击压缩实验。在激光加载条件下, 冲击压缩强度可以将大部分透明介质压缩至金属化状态, 当前主要采用 SOP 技术开展透明介质冲击加载后的温度测量, 可以得到冲击波阵面后高温介质的温度。文献中很少在金属/窗口界面的温度测量中使用 SOP 技术。冲击波面运动速度非常高, 因此冲击波面前后可以作为理想的绝热条件, 波后物质不透明, 所以测得的温度即为实际温度。长期以来, 多通道辐射高温计由于时间分辨的受限于探测器的响应速率, 很少用于激光冲击实验, 温度范围通常在 10 000 K 以下, 所以主要用于测量金属/窗口界面的温度。当测量的温度为界面温度时, 冲击波过后, 窗口与样品紧密接触, 此时根据加载脉宽的大小和样品窗口的阻抗关系, 需要对实际测量结果进行修正才能得到原位条件下的温度数据。材料科学和行星科学最感兴趣的区域温度主要在 10 000 K 以下, 激光驱动复杂加载路径下可以考虑冲击压缩与斜波压缩、静态压缩相结合, 百皮秒级的多通道辐射高温计有望在金属材料动态加载的温度测量方面获得重要应用。

基于样品/窗口界面辐射的温度测量还需要考虑压缩过程的热传导问题和冲击加载下的阻抗失配问题。假定实验给出的是界面实际的实时温度, 根据这个实时温度如何推导相应绝热线上的温度是温度测量的另一个关键问题。当冲击波从样品进入窗口之后, 界面两侧的速度和压力连续, 但是由于窗口与样品的冲击阻抗不同, 会产生波的反射, 样品会出现被稀疏或者二次压缩的过程, 实际温度会发生变化。同时, 在相同压力下, 加载压力对样品和窗口所做的功不同, 两者的比热容也不同, 会在界面两侧形成温度差, 界面两侧的温度会通过热传导快速达到热平衡, 所以测量得到的样品温度会比冲击波刚扫过的时候有所变化, 界面为非绝热过程。这方面的处理方法可以参考文献 [58-59]。

### 3.2.3 吸收边温度测量技术 EXAFS

另外一种适合测量瞬态较低温度 (< 1 eV) 的方法就是拓展吸收边精细结构 (EXAFS) 诊断技术<sup>[42-48]</sup>。由于邻近原子对光电子散射相干相消过程导致 X 射线吸收谱中存在震荡, 实验可以测量 K 边附近的精细震荡结构, 由于不同原子的 K 边相差很远, 这种技术能够直接测量指定的元素, 斜波压缩实验中可以通过窗口界面的速度历史来确定靠近窗口的样品压力状态, 因此实验中可以将亚  $\mu\text{m}$  厚度的样品镀到窗口上, 结合速度测量, 即可开展斜波压缩的温度、压力与密度研究。根据 EXAFS 的基本理论, 可以得到相对吸收系数<sup>[45]</sup>:  $\chi(k) = \mu(k) / \mu_0(k) - 1$ , 其中  $\mu(k)$  为吸收系数,  $\mu_0(k)$  为孤立原子的吸收系数,  $k$  为注入的光电子波数, 可以由德布罗意关系给出  $\hbar^2 k^2 / 2m = E - E_K$ , 其中  $E$  为吸收的光子能量,  $E_K$  为 K 边的能点,  $m$  为电子质量。  $\chi(k)$  为结构函数, 是与最近相邻原子的距离  $R$ 、相邻原子数  $N$  以及原子振动幅值  $\sigma^2$  的函数<sup>[39]</sup>, 与第一性原理理论计算相结合, 这三个变量可以用来解读晶格结构、密度和温

度。实验直接测量的为 X 射线吸收谱,  $\chi(k)$  的周期从几个 eV 到百 eV, 因此实验的关键主要有两点, 第一点是需要短脉冲高亮度的宽带白光 X 光光源, 第二点是需要高精度的 X 光谱仪。

一般要求光谱在被测样品吸收边附近具有连续光滑的谱分布, 这样才能获得高信噪比的吸收谱原始信号, 短脉冲高亮度的宽带白光 X 光光源在大型激光装置上可通过靶丸(空壳或充气壳)内爆实现<sup>[45, 60]</sup>, 实验发现内爆给出的连续白光亮度足够, 但光子能量偏低<sup>[60]</sup>。采用薄膜背光靶技术, 利用百 kJ 量级激光驱动, 可以产生足够亮度更高能量的 X 射线连续光源, Ti 靶的效率比 Au 更高<sup>[61]</sup>。另一种有潜力的光源是 Betatron 辐射, 其输出光谱非常光滑, 光子能量从数 keV 到几十 keV, 而且光束发散角很小, 目前主要问题是亮度仍然不足, 使用 ps 激光<sup>[62]</sup> 给出的单脉冲光子数可以达到  $10^8 \sim 10^9$ , 比内爆光源低接近 2 个量级。X 射线谱仪(图 12)当前主要采用罗兰圆构型, 用超环面弯晶成像, 当控制测量范围小于  $0.5 \sim 1$  keV 时, 可以获得高精度的谱仪, NIF 上的光谱仪已经达到了约 3 eV 的分辨力, 可以满足大部分材料的 EXAFS 实验精度要求<sup>[63]</sup>。EXAFS 实验测量对材料动态温度与德拜温度的偏差非常敏感, 而德拜温度随压缩比的变化而变化, 部分材料高压下的德拜温度已有测量结果。对于没有高压德拜温度数据的材料, 需要采用第一性原理分子动力学进行计算。在极端高压高温下, 需要重点关注非谐效应的计算。通过对 EXAFS 谱与分子动力模拟结果的比较, 对结构、温度等不断进行迭代, 最后可以给出最接近的温度数据。

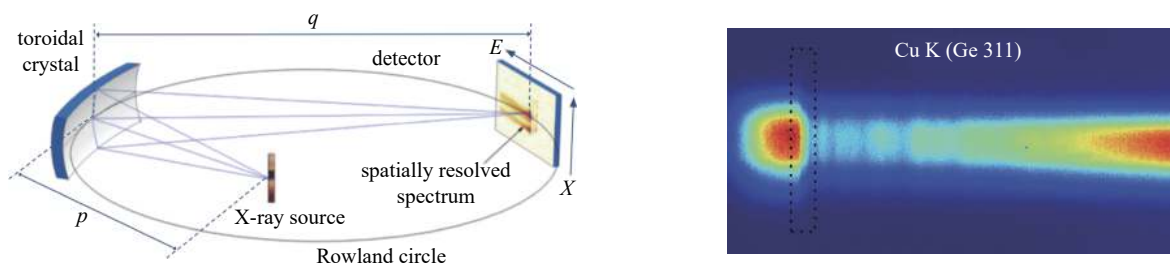


Fig. 12 A high-resolution spectrometer in NIF and spectral data of an undriven Cu sample<sup>[63]</sup>

图 12 NIF 上研发的高精度谱仪以及静态未压缩铜的 EXAFS 测量结果<sup>[63]</sup>

### 3.3 物质相结构的确定

在激光驱动的动态压缩过程中, 材料会发生固固相变、固液相变甚至液液相变, 物质的微观结构变化既与热力学状态有关, 又与动力学过程有关, 而微观结构是材料物性的主要决定因素, 因此需要在实验中能够精确地获得时间分辨的物质结构信息。实时 X 射线衍射可以满足材料动态压缩过程中相结构的诊断需求。X 射线衍射的基础是布拉格方程:  $2d\sin\theta = n\lambda$ , 其中  $d$  为晶面间距,  $\theta$  为 X 射线与晶面的夹角,  $\lambda$  为 X 射线的波长,  $n$  为衍射阶数(动态条件下通常只有 1 阶衍射)。瞬态 X 射线衍射可行的技术途径有三种, 如图 13 所示, 第一种为准直单色 X 光源的多晶衍射模式<sup>[64-70]</sup>, 第二种为点源 X 射线单色光源的单晶衍射模式<sup>[71-72]</sup>, 第三种为准直白光 X 光光源的单晶劳厄衍射模式<sup>[73-75]</sup>。

动态多晶粉末衍射需要高亮度的单色 X 射线光源, 以保证单发成像以及衍射信号的精度, 因此实际能够用于激光驱动条件下探测光源的主要有 X 射线自由电子激光(XFEL)和高功率激光诱导的准单色 X 射线源。多晶衍射是非常好的确定物质微观结构的实验方法, 可以与 VISAR 一起共同为物质密度提供数据, 还可以提供晶粒尺寸、温度、晶格畸变等信息, 一直都是最主要的衍射模式。自由电子激光利用直线电子加速器和波荡器产生高亮的相干 X 射线, 其脉冲宽度可达 fs 尺度, 聚焦尺寸达到  $\mu\text{m}$ , 其空间和时间相干性都非常好, 是非常理想的微观超快诊断光源。由于 XFEL 本身距离长、占地大、成本高, 作为大科学装置的主体, 其配备的加载平台能力远远低于以激光为主的大科学装置, 以美国的 LCLS 和欧洲的 European XFEL 为例, 其配备的纳秒加载激光装置都是 100 J 量级。LCLS 专门建设了极端条件下物质科学线站, 已经开展了大量激光驱动冲击加载下的瞬态晶格动力学研究。European XFEL 也专门建设了 HED 线站<sup>[48, 76]</sup>, 已于 2019 年开始对外提供实验机时。在大型激光装置上, 依靠激光聚焦薄膜靶产生类氦、准单色 X 射线点光源, 光源与样品具有一定的距离, 在样品区用高原子序数材料小孔遮挡, 开展准直衍射, 在 NIF 装置上已经发展得比较成熟, 并能够与 VISAR 同步, 实现宏观测量与微观诊断的结合。多晶衍射需要准直 X 射线束, 基于激光聚焦的 X 射线点源产生的 X 光需要用小孔进行准直, 实际的利用率很小, 因此 X 射线源所需的激光能量非常高, 约  $10^5$  J<sup>[66]</sup>, 对应的功率密度达到  $7 \times 10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>。激光诱导的 X 射线源与 XFEL 相比, 其亮度虽有优势, 但是品质相去甚远, 假如大型激光装置与更亮的 XFEL 能够强强联合, 则将极大地促进动态压缩科学的发展, 使得动态压缩能够开展系统的、精密的科学研究。

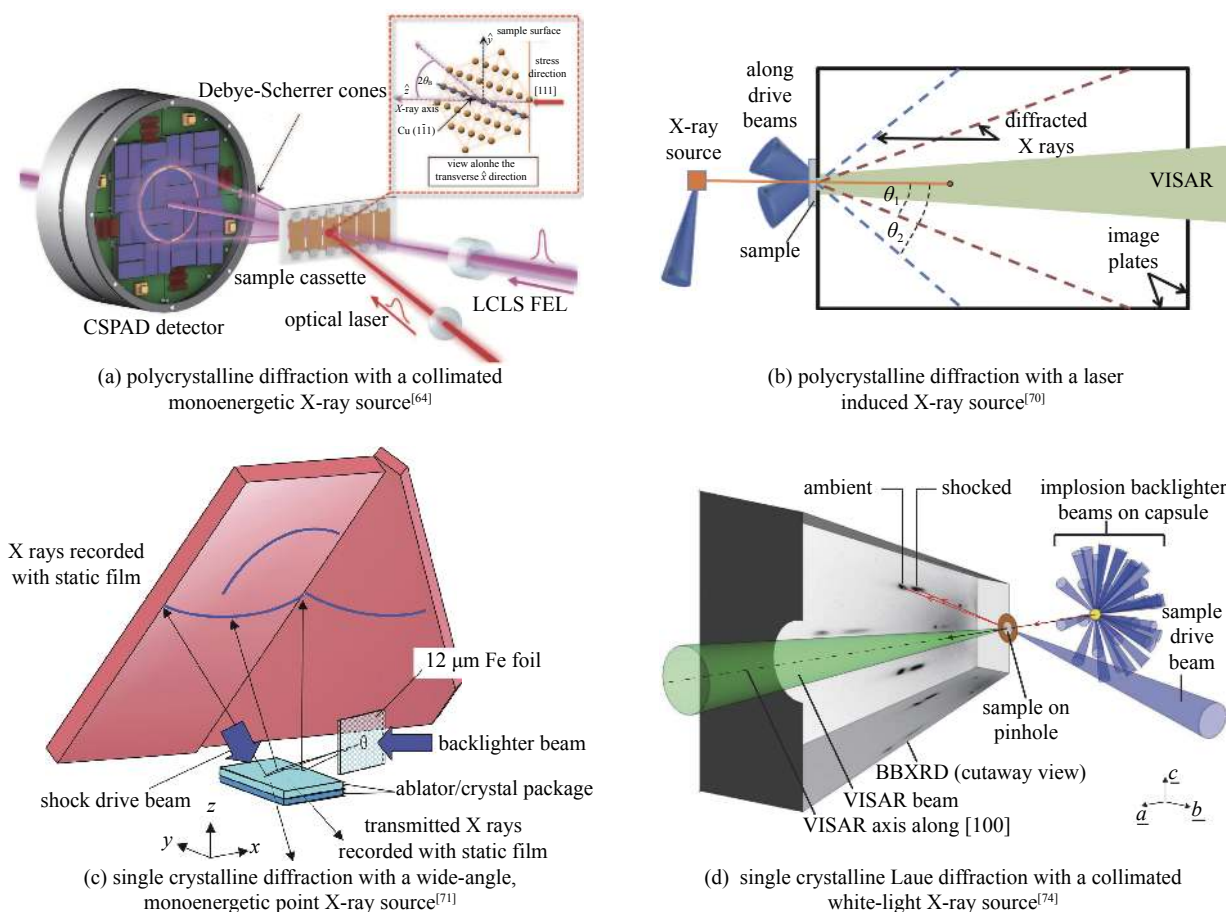


Fig. 13 Dynamic X-ray diffraction mode based on laser drive platform

图 13 基于激光加载平台的动态 X 射线衍射模式

点源 X 射线单色光源的单晶衍射模式是利用激光诱导的微焦点 X 射线源入射到一个大面积单晶表面上, 单晶在一维法向冲击加载下, 样品的横向方向都经历相同的压缩过程, 如图 13(c) 所示。点光源发出的 X 射线照射到样品表面后, 每个位置的入射角度都不同, 当当地入射角度和方向满足某晶面的布拉格条件时就有衍射峰出现, 成像板上会记录一段一段的圆锥线, 这些圆锥线与样品上的点具有对应的关系。因此, 要想获得可靠的实验结果, 图 13(c) 中  $x$ - $y$  平面的加载必须均匀一致, X 射线源的焦点必须足够小。

准直白光 X 光光源的劳厄衍射模式是利用高亮度白光 X 光源, 照射有小孔准直的被加载单晶样品, 样品中晶面方向会选择合适的波长形成衍射点, 从而可以直接判断晶格的对称性、晶面的旋转等, 对材料强度、相变机制研究非常有帮助。白光光源可以采用与 EXAFS 相同的方法, 但是难度更大, 因为 EXAFS 测的是吸收谱, 而劳厄衍射测的是散射信号。根据图 13(d), 最适合作为劳厄衍射光源的仍然是内爆光源, 光谱范围足够宽, 而且谱亮度也很高, 总能找到合适的波长产生衍射信号。

从上面的情况来看, 要开展极端条件加载下的瞬态 XRD 实验所需的光源条件要求极高, 国内还没有能够开展材料动态衍射的硬 XFEL, 除神光 III 主机装置之外, 我国现有的其他激光装置能力都略显不足。

## 4 激光驱动材料动态压缩的亮点工作

### 4.1 太帕压力范围内压标的确立

在静高压实验中由于样品极小, 压力梯度的存在、压砧与封垫的粘性导致腔内压力与加载压力出现明显差别, 因此需要在腔内放置可以作为压力标准的材料, 然而之前各种定标方法能够给出的压标范围不超过 450 GPa。在更高压力范围的实验主要依靠低压段压标的外插估计, 误差可能大于 10%, 不同压标的差别非常明显, 尤其是高温下的差别更是显著。随着静高压以及等熵压缩等技术逐步向 TPa 压力范围靠近, 建立 TPa 压力范围能够覆盖一定温度范围的压标是当下高压物理的重要命题<sup>[77]</sup>。Fratanduono 等联合利弗莫尔和圣迪亚实验室的高压物理团队利用 NIF 装置和 Z 装置开展了金和铂的斜波压缩实验, 获得了准绝对、高精度的压力-密度状态方程, 建立了 TPa 极端压力条件下的压力标准<sup>[1]</sup>。在 NIF 上的实验布局如图 14 所示, 使用直径 6 mm、长 11 mm 的标准黑腔, 使

用 172 路激光从双端注入, 通过精确地调控激光波形产生光滑上升的烧蚀压力, 样品粘接在 20  $\mu\text{m}$  厚的铜箔上, 铜作为烧蚀层, 样品为 4 台阶样品, 采用金刚石车削加工。采用 VISAR 测量金或铂样品的自由面速度历史。驱动压力初期为 30 GPa 左右的冲击压力, 后续加载为连续光滑的无冲击等熵压缩。实验给出的压力和密度关系通过扣除初始冲击效应、实时偏应力以及塑性功加热导致的热压后, 给出了热平衡等熵压缩线, 并进一步扣除等熵压缩的热贡献后得到室温等温线状态方程。实验发现激光实验结果与更大尺度的 Z 机器实验结果无偏差, 而且进一步分析发现等熵实验给出的等温线精度比冲击压缩给出的等温线精度明显提升。

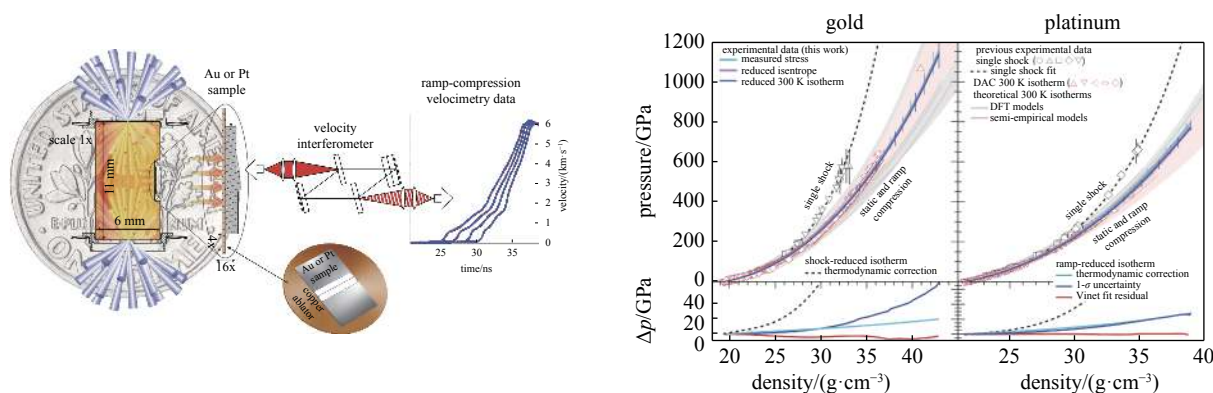


Fig. 14 Experimental setup and data analysis of laser indirect drive shockless isentropic compression of Au and Pt<sup>[1]</sup>

图 14 激光间接驱动金和铂等熵压缩的实验布局以及数据处理结果<sup>[1]</sup>

根据激光和磁驱动实验结果, 利用 Vinet 状态方程对实验数据进行拟合

$$P(X) = 3K_{0,T}(1-X)X^{-2}e^{[1.5(K'_{0,T}-1)(1-X)]} \quad (31)$$

式中:  $X = (\rho_0/\rho)^{1/3}$  为有效应变,  $\rho_0$  为常压初始密度;  $K_{0,T}$  为等温体积模量;  $K'_{0,T}$  为等温体积模量对压力的偏导数。金和铂 298 K 等温线的拟合参数  $\rho_0(\text{g}/\text{cm}^3)$ ,  $K_{0,T}(\text{GPa})$ ,  $K'_{0,T}$  分别为: Au, 19.32, 170.9( $\pm 0.24$ ), 5.880 ( $\pm 0.005$ ); Pt, 21.45, 259.7 ( $\pm 0.16$ ), 5.839 ( $\pm 0.003$ )。

## 4.2 高压行星物理发展

行星物理是与高压科学密切相关的学科, 行星内部物质的超高压实验数据, 包括晶体结构、状态方程及其他物性参数是建立行星内部结构、动力学以及演化的重要依据。动态高压加载技术是获得这些数据的主要途径, 除了斜波冲击给出的压力-密度关系, 声速、比热容以及 Grüneisen 系数等热参数对于确定行星内核深部的热力学模型都非常重要。超高压下熔化线的确定对评估系外行星内核的物理状态以及确定岩浆海长期存在的可能性意义重大。输运参数如热导率、电导率和磁导率有助于进一步理解和认识行星内部运动对磁场形成与演化的贡献。下面根据第四节中实验技术的进展, 大致按物质密度从低到高来介绍。

### 4.2.1 氢、氘以及氦等轻元素的高压研究进展

氢氦是宇宙中最丰沛的元素, 太阳系最大行星木星的强大磁场可能是由于其内部金属氢流动形成的, 压力和温度是形成金属氢的主要原因, 而氢的金属化又可能是引起氢氦相分离的原因, 这些可能对类似行星内核的结构和演化起到了重要影响, 理解致密流体氢的金属化过程是其中的关键。这方面相关的工作主要是状态方程的测量, 电导率的测量以及混合物相分离问题的研究。状态方程的主要进展有两点, 第一是静态预压缩与激光冲击相结合, 开展了氢、氘、氦的不同初始压力下的 Hugoniot 线测量<sup>[21]</sup>, 形成的最大压缩密度已经远远超过了纯冷冻靶的水平。激光冲击与静态预压缩相结合是利弗摩尔实验室十几年来重点发展的实验技术, 氢氦样品已经可以稳定地达到 4 GPa 以上预压缩。第二是在 NIF 上开展氘的金属化研究<sup>[78]</sup>, 这个过程中加载路径出现了变化, 液氘的压缩过程经历了两轮加载过程, 如图 15 所示, 第一轮以弱冲击的多次作用逐渐将压力提高到 20~30 GPa, 第二轮是快速的斜波压缩, 最高压力达到约 600 GPa, 这个过程中出现了 VISAR 回光信号的明显衰减然后又回调, 也就是氘从透明转为发黑, 再变成不透明高反的过程。当反射率大于 30% 时, 认为完成了绝缘体金属化相变, 对应的转变压力约为 200 GPa, 温度低于 2000 K。在不同发次的实验测量中, 氘的绝缘体金属相变出现的压力条件都明显高于静高压 DAC 中的测量结果, 但是与 Z 机器上的金属化边界数据(图 13 灰色倒三角)相比又明显偏低。对 Z 数据的温度进行修正以后, 激光数据与修正后的 Z 实验结果在趋势上可以初步确定一个金属化流体的下边界, 但是温度的修正仍然存在较大争议<sup>[79-80]</sup>。



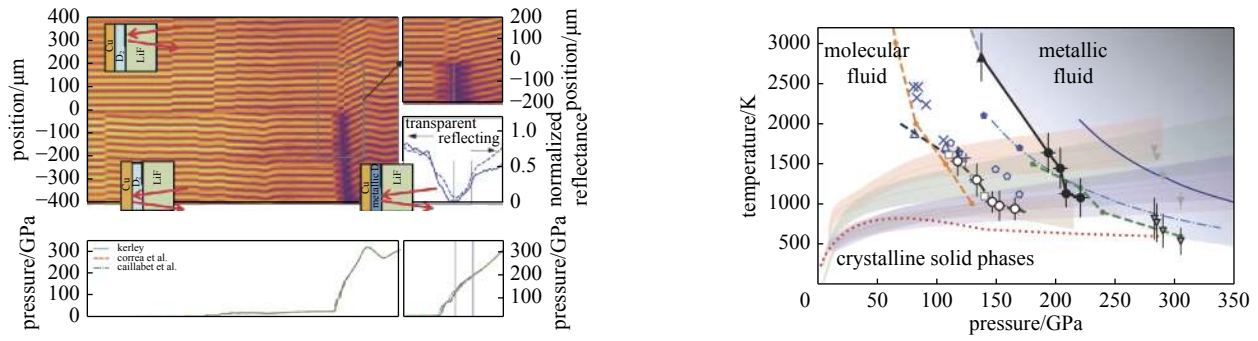


Fig. 15 Raw VISAR data from the D2 cryogenic experiment in NIF and measured phase diagram for the D2 insulator to metal transition measured by different experiments

图 15 NIF 开展的氘冷冻靶实验中 VISAR 原始数据以及不同方法测量的氘绝缘体金属化相变温压图

氢氦混合物(以下简称 H-He)相图直接决定了气态巨行星内部结构,早在 1975 年,David J. Stevenson 教授还是博士生的时候就根据自由能的估算提出氢氦混合物会在一定的温压条件下分离为富氢和富氦相<sup>[81]</sup>。这个设想被用来解释土星和木星亮度及内部结构<sup>[82]</sup>,第一性原理的计算结果也极大的支持了这一观点<sup>[83-84]</sup>。Juno 和 Cassini 最新观测数据为气态巨行星研究提供了新的线索,对木星光度作出了重大修正,其内部热能量占比明显增高,为木星相分离过程提供了支撑<sup>[85]</sup>。然而实验室一直无法实现此类条件的精密加载和诊断,2011 年开始利弗莫尔有科学家建议可以利用透明介质冲击波的反射率来开展氢氦相分离的实验尝试。该实验基于静态预压缩技术、结合 VISAR 和 SOP 诊断,引入石英单晶作为标准参考,通过反射率、温度、压力、比容的实验测量,给出了氢氦相分离的实验证据<sup>[22]</sup>(图 16)。在氢氦混合物的 Hugoniot 线上,反射率出现了明显的非连续变化,在压力介于 93 GPa(4700 K)和 150 GPa(10 200 K)之间的 Hugoniot 状态为相分离状态,结合木星内部的径向压力温度分布,按照接近元初太阳系氢氦比例的实验样品给出的不相溶区域可能存在非常大的影响区域,即木星内部大约 15% 的半径区域都是不相溶的区域,与 Juno 和 Cassini 的测试数据相吻合。文章认为在木星和土星内部条件下,均可能存在“氦雨”现象,氦元素在液相金属氢中的溶解度显著下降,形成液滴并向深层富集,从而实验数据更倾向于支持内部结构的分层模型,这与大碰撞假说<sup>[86]</sup>可能有相似之处,即木星内部可能存在强对流,才能将重元素提升到接近一半的半径高度。

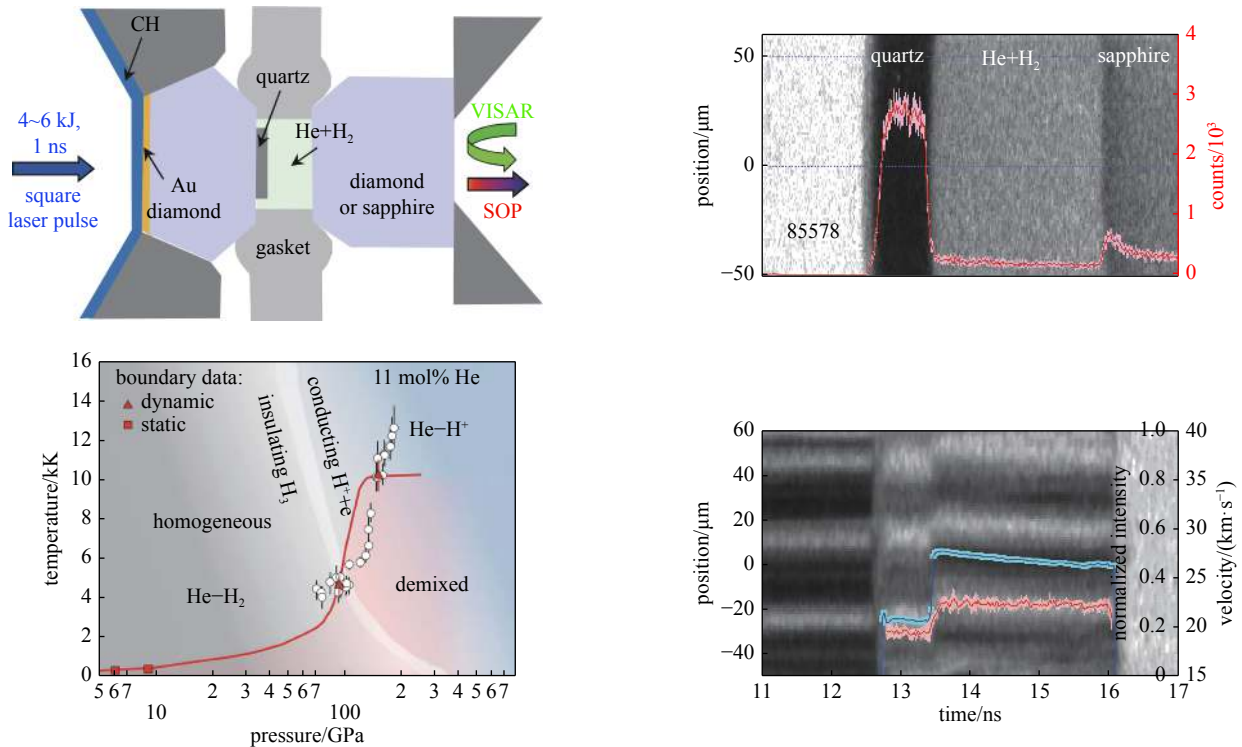


Fig. 16 Laser driven shock loading of static pre-compressed H-He mixture, the target structure, raw data of SOP and VISAR, phase diagram of H, He, and the mixture<sup>[22]</sup>

图 16 基于静态预压缩的氢氦混合物激光冲击加载试验:靶结构, SOP 和 VISAR 原始数据,氢氦温压相图<sup>[22]</sup>

#### 4.2.2 超离子态水的实验确认

在天王星和海王星结构研究中<sup>[87]</sup>, 其内核外部可能主要是轻质元素, 外层大气以氢氦为主, 幔层主要以固态水、氨以及甲烷等构成, 内核则与类地行星类似, 以氧化物或金属为主。在核幔边界处, 来自内核的氧元素可能向上迁移, 与处于半导体或金属态的水冰<sup>[88-91]</sup> 化合形成富氧冰, 其高温高压状态数据对我们理解巨行星内部结构有重要意义。

随着压力的增大, 水冰熔化线<sup>[23, 89, 92]</sup> 在 50 GPa 附近斜率突然增大, 同时电导率也出现明显增大, 沿着低压熔化线外推到高压区的线与实际高压熔化线之间的区域被认为是一种新的物质状态, 超离子态<sup>[93]</sup>。针对氨<sup>[89]</sup> 的理论计算也发现了类似超离子态的结果。水的超离子态及更高压缩度特性的实验研究非常困难, 这也是概念提出 30 多年<sup>[93]</sup> 后才有能力进行实验验证的原因。虽然金刚石压砧技术完全能够进入超离子态的压力温度范围, 然而由于种种原因, 并没有获得 100 GPa 以上的有效结果。动态压缩过程可以实现更高压力, 但是水在常温常压下的密度太低, 冲击加载产生的温升过快, 无法进入超离子态<sup>[94-95]</sup>。根据冲击波关系式, 在相同冲击压力时, 初始密度越大温升越低, 最终可获得的最大密度越高。首个超离子态实验结果<sup>[23]</sup> 也是通过静态预压缩将水压缩到 2.5 GPa, 进入冰 VII 结构, 密度 1.6 g/cm<sup>-3</sup>, 然后再通过激光冲击压缩获得能够进入超离子态的高压低温冲击绝热线, 从而给出超离子态的电子电导率, 如图 17(a) 所示。相关实验靶结构和测量方法与氢氦相分离实验基本一致, 其中值得关注的是, 在超离子态范围内其电子电导率仍然比较低, 电导率的处理则基于光的吸收进行计算。

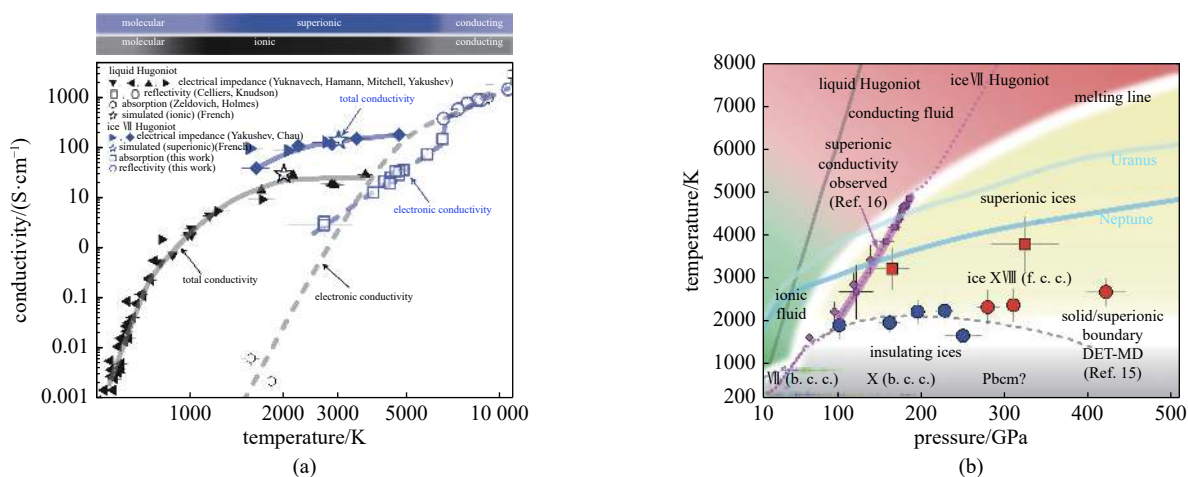


Fig. 17 (a) Electrical conductivity of water from different experiment, electronic conductivity from laser shocked water ice with static pre-compression, shock reverberation (solid blue) and principal Hugoniot (black) of water<sup>[23]</sup>; (b) experimental data from Hugoniot of water ice VII and shock reverberation of liquid water, novel superionic water ice was found as fcc structure (red)<sup>[69]</sup>

图 17 (a) 水静态预压缩至冰 VII 相再进行激光冲击压缩的电子电导率数据, 气炮实验中单次冲击 (黑色) 与多次冲击 (蓝色填充) 的总电导率数据<sup>[23]</sup>; (b) 冰 VII 两贡组线 (紫色, 加粗段为超离子态) 和多次冲击加载原位衍射实验发现的超离子态冰 XVIII 相 (图中红色方块和红色圆圈为 fcc 结构)<sup>[69]</sup>

进一步的实验采用多次冲击压缩技术对三明治结构靶进行斜波压缩, 使其进入设定的热力学状态, 然后用激光诱导的类氨 X 射线源进行原位 XRD 结构诊断<sup>[69]</sup>。实验发现除了冰 X 相的 bcc 结构之外, 在估算的超离子态热力学范围内存在 fcc 结构, 如图 17(b) 中红色数据点, 其晶格尺寸略小, 实为氧原子晶格, 从而定义了超离子态的冰 XVIII 相。

结合第一性原理计算, 超离子态冰的形成是在高压高温作用下, 氢氧键被打开, 氧形成了稳定的晶格结构, 而氢离子 (质子) 在晶格内以接近自由的状态快速扩散, 由于电子都被束缚在氧离子构成的半导体晶体中, 形成了离子电导率高于电子电导率的特殊状态。随着温度的升高, 氧晶格发生熔化, 体系进入离子液体状态, 具有较高的离子电导率, 但是液体仍为半透明状态, 电子电导率仍然较低。随着密度和压力的增大, 带隙闭合完成金属化转变, 电子电导率将急剧增大, 从而获得更高的总电导率。这种超离子态、离子态对应的温度和压力范围恰恰覆盖了天王星和海王星等低温巨行星可能的内部热冰压力温度状态, 有望解释此类行星反常的多极磁场分布<sup>[89]</sup>, 并有助于建立其内部结构模型。

#### 4.2.3 透明矿物的超高压研究进展

金刚石是行星科学、材料科学和惯性约束聚变的重要材料, 在巨行星内部碳氢化合物可能分解形成金刚石

相, 金刚石颗粒不可能以“金刚石雨”的形式向内部富集<sup>[27]</sup>。在更高的压力下, 激光装置上发展的瞬态诊断技术已经在碳的相结构方面以及等熵压缩状态方程方面取得了大量进展, 碳在 TPa 压力范围的相图是巨行星内部结构建模的重要参考<sup>[66]</sup>。比如 2011 年实现的斜波压缩金刚石达到 5 TPa<sup>[96]</sup>, 给出了精确的斜波压缩应力-应变曲线以及流动应力情况, 这也是目前斜波压缩峰值压力的最高记录。关于单晶金刚石和高密度碳的冲击状态方程<sup>[17]</sup>, 已经从 2008 年 1.0 TPa 到 2017 年达到 2.6 TPa<sup>[97-98]</sup>, 我国激光聚变中心也开展了合成的纳米晶金刚石(高密度碳)的高精度 Hugoniot 测量<sup>[99]</sup>。上述实验仍然停留在通过冲击波速度和温度测量的热力学方法上, 利弗莫尔实验室与卡文迪许实验室合作开展了斜波压缩过程纳秒 X 射线原位衍射实验研究<sup>[66]</sup>, 结果却并未发现之前广泛认可的体心立方 BC8 金刚石, 而面心立方 FC8 金刚石相到 2 TPa 范围内都保持稳定, 这也进一步证明了碳  $sp^3$  键的强大和稳定。

氧化镁-二氧化硅体系中, 氧化镁作为一种简单氧化物是构成岩石星球幔层或巨行星内核的重要成分, 在地幔中还有 (Mg, Fe)O 固溶物, 氧化镁与二氧化硅可以形成钙钛矿结构, 在接近核幔边界的温压条件下会转变成后钙钛矿结构。计算表明在超级地球、巨行星内核的高温高压状态下, 后钙钛矿会完全分解, 形成氧化硅和其他氧化物<sup>[14]</sup>。二氧化硅则是岩石星球中含量最高的氧化物。在这些高温高压条件下, 根据状态方程的混合物法则, 可以通过分别研究氧化镁和石英的状态方程及物性参数来给出极端条件下岩石星球内部的可能状态和结构。

关于氧化镁的研究, 最重要的进展是其金属化过程、B1-B2 相变以及准等熵压缩线的尝试。通过激光直接驱动冲击压缩, 形成在氧化镁样品中的衰减冲击波, 测量冲击波阵面速度与冲击波波后温度, 实验冲击压力最高达到了 1.4 TPa, 冲击压力大于 360 GPa 后, 氧化镁从 B1(氯化钠结构)相转变为 B2(氯化铯结构)相, 比零温计算结果明显偏高。冲击压力大于 600 GPa 时, 氧化镁从绝缘体变为金属化流体。固液相变和 B1-B2 相变过程中温度出现明显的随相变边界滑移的趋势, 表现出巨大的相变潜热, 可能对行星内部结构和演化过程产生重要影响<sup>[100]</sup>。为进一步确定 B1-B2 相变边界, 利用激光驱动斜波压缩技术同步开展原位 XRD 测量, 发现斜波压缩下, 相变边界略低于 600 GPa, 与温度测量结果一致, 并且 B2 相可以维持到 900 GPa<sup>[101]</sup>。

二氧化硅已经作为当前高压状态方程研究中非常重要的准标准材料, 其中一个最重要的原因是二氧化硅在常压下可以以多种结构和密度存在, 比如融石英 ( $2.2 \text{ g/cm}^3$ )<sup>[52, 102]</sup>、 $\alpha$  石英单晶 ( $2.45 \text{ g/cm}^3$ )<sup>[21, 103-105]</sup>、重石英 ( $4.2 \text{ g/cm}^3$ )<sup>[50]</sup>, 因此可以获得一系列初始密度的冲击绝热线, 从而可以进行 Grüneisen 系数、等容比热、膨胀系数等参数的确定, 这是开展宽区物态方程、标准材料研究的主要依据。近二十年来, 利弗莫尔实验室<sup>[21, 50, 52, 104]</sup> 和圣地亚实验室<sup>[102, 104-105]</sup> 都开展了大量工作, 阻抗匹配状态方程研究几乎都离不开石英单晶作为参考材料。

关于硅酸镁 ( $\text{MgSiO}_3$ ) 的实验, 最近主要是其 Hugoniot 线的实验范围已经突破 950 GPa<sup>[106]</sup>, 以及液相变的研究热点<sup>[51]</sup>。镁橄榄石 ( $\text{Mg}_2\text{SiO}_4$ ) 的研究出现了争议, 主要是在主 Hugoniot 线上是否存在复杂相变的过程<sup>[107-108]</sup>。

氧化镁、硅酸镁、石英等物质在极端高温高压下 ( $5\ 000 \sim 15\ 000 \text{ K}$ ,  $0.1 \sim 0.7 \text{ TPa}$ ) 的电导率可以达到  $10^3 \sim 10^5 \text{ S/m}$ , 因此超级地球内部以及巨行星内部极有可能是导电状态, 在高对流速度下可以产生磁场并有可能导致核幔边界的弥散<sup>[100]</sup>。

### 4.3 超高压冲击绝热线声速测量

材料在高压下的响应特性对于地球和行星物理, 惯性约束聚变以及第一性原理的建模等多个物理研究领域具有重要意义<sup>[109-112]</sup>。在材料响应特性的各种表征中, 声速反映了小应力扰动在介质中的传播特征, 携带了材料的模量信息, 是材料在一定热力学状态下的一种力学属性, 是研究材料状态方程、本构关系、相变(包括固-固相变)以及物质构成等的重要手段<sup>[111, 113-117]</sup>。根据方程 (19), 冲击绝热线上的声速测量可以直接定标 Grüneisen 系数。然而超高压下主冲击绝热线上声速测量一直都比较困难, 主要原因是在超高压条件下再引入小扰动并准确测量其传播非常困难。

对于大多数透明材料, 冲击波阵面表现出很高的反射率, 速度干涉仪可以直接对冲击波波面进行测量<sup>[16]</sup>。基于线成像 VISAR, 近年来发展了两类声速测量技术, 一种是利弗莫尔实验室的非稳态波传播方法<sup>[118-121]</sup>, 一种是中国工程物理研究院的侧向稀疏方法<sup>[26, 117]</sup>。非稳态波传播方法是通过激光直接驱动实验, 在稳态冲击加载激光波形中引入数个波动, 从而形成在一定冲击强度下的小扰动, 烧蚀小扰动以声速向前传播, 会导致主冲击波速度的波动。需要借助石英单晶作为标准材料, 通过比较两种介质中冲击波波动的相位, 给出两者相对的声速差, 从而基于石英单晶的冲击声速计算出待测物体的冲击声速。然而石英单晶的冲击绝热线声速没有绝对实验数据的标定。

侧向稀疏法(图 18)中是通过靶的设计引入侧向稀疏(声波), 稀疏区域压力下降, 受影响区域的冲击波速度下降, 冲击波阵面在稀疏区会发生弯曲。利用线成像 VISAR(任意反射面速度干涉仪)系统实现对冲击波阵面的速度

历史测量已经成为冲击动力学领域的常用手段,但是线成像 VISAR 系统携带的空间分辨能力却长期被忽略掉了<sup>[117,119]</sup>。当线成像 VISAR 物镜参数  $f/D$  较大时,测量面微小的倾斜会使探测光的回光无法进入成像透镜,导致信号的丢失,所以当引入侧向稀疏时,冲击波波面发生弯曲,弯曲部分在 VISAR 像面不会有反射信号,因而可以在记录系统中测到平面冲击波和弯曲冲击波的边界随时间的横向位移。该位移数据反映了冲击波后侧向小扰动传播的过程(声速),可与冲击波速度直接关联,从而获得主冲击绝热线上的连续声速变化曲线<sup>[117]</sup>。

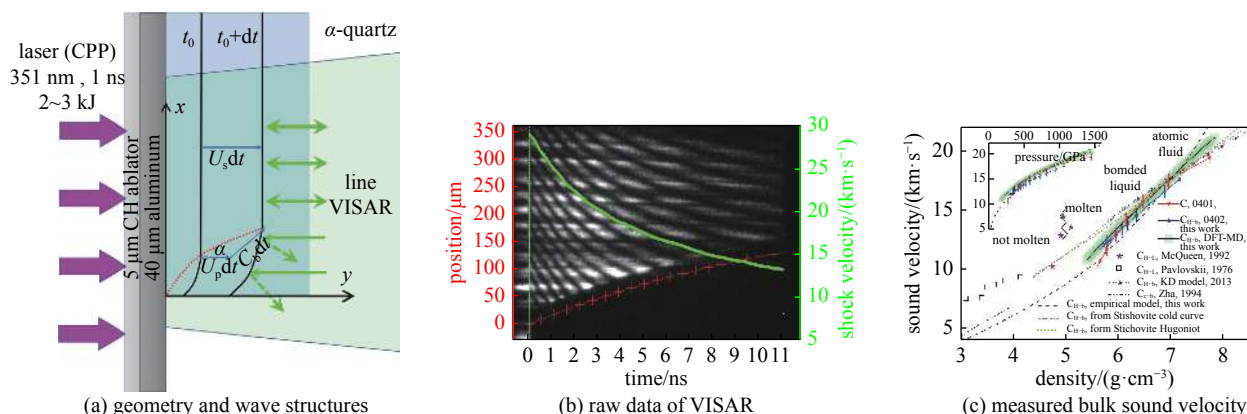


Fig. 18 Continuous measurement of sound velocity along Hugoniot curve via lateral release method

图 18 侧向稀疏法测量连续测量冲击两贡组声速的结构与原理示意图、原始数据以及石英单晶的声速处理结果

实验中单晶石英的冲击压力范围从 0.25 TPa 到 1.45 TPa, 对应的密度范围  $5.5 \sim 7.7 \text{ g/cm}^3$ , 这个范围已经远远超过了冲击熔化边界。基于实验测量的体声速变化, 可以由方程(19)直接计算出 Hugoniot 线上 Grüneisen 系数, Grüneisen 系数随密度的增大而单调下降并在密度  $7 \sim 7.5 \text{ g/cm}^3$  时接近理想气体值 0.66。我们在国际上首次实现了沿 Hugoniot 线体声速的连续测量, 单次实验获得了 Z 切  $\alpha$  石英单晶在 0.25~1.45 TPa 压力范围内体声速连续变化, 发现在较低密度范围内体积模量比之前预测的结果要低, 主要是由于较高的比热和热膨胀系数造成的。根据声速实验测量结果, SiO 分子键能够一直维持到 0.65~1.00 TPa 的压力范围, 这与其他方法的结果基本一致。上海激光等离子体研究所舒桦也利用这种方法测量了静态预压缩加载下水的高亚声速数据<sup>[26]</sup>。沿 Hugoniot 线的体声速连续测量可以为透明介质状态方程和 Grüneisen 系数的确定提供有力的支持, 这些都是矿物物理、行星物理以及高能量密度物理非常关心的问题。

## 5 结论与展望

本文关注的激光驱动材料动态压缩技术主要是面向行星科学和极端条件材料科学等的极端压缩过程及其状态下的物性研究, 实验室可控的热力学状态、加载过程的动力学特性、材料强度和相变、热电输运特性是开展极端条件物性研究关注的主要问题。近年来的实验和理论进展主要得益于高功率激光装置的快速发展、高精度制靶技术与先进瞬态诊断技术水平的整体提升以及第一性原理计算方法和能力的普及。近十年以来, 取得的主要进展主要是基于加载测试能力的进展, 包括加载范围、加载路径、晶格结构、温度、电导率的测量等, 激光动高压初步进入了开展精密物理的阶段, 物理上认知的突破主要表现在极端高压下物质结构的复杂性远超出预期, 珍贵的实验数据对天体物理的研究起到了极大的促进作用。但是该方向的主要进展都是在 NIF 和 Omega 装置上获得的, 其他装置上的创新成果普遍较少, 大部分团队对实验的可控性把握不够, 出现明显的分化。

未来十年, 将有多台大型激光装置陆续完成建设进入实验阶段, 开展动态压缩极端条件材料科学研究, 笔者认为以下几个方面未来还需要着重关注:

(1) 激光驱动可控性。首先是激光的时间和空间精确可控, 对于辐射驱动, 还需要对腔内等离子体与激光相互作用过程可知可控, 实现对靶面压力波形的精确控制以及靶面加载压力历史的一致性, 从而保证后续压缩的热力学路径可控和实验数据可靠。除了激光波形控制技术之外, 可靠的辐射流体力学代码是推进该技术进步的关键。

(2) 精密制靶和表征技术。与其他动态高压加载技术相比, 激光实验的样品尺度小, 而实验对靶厚度、密度、表面形貌、界面质量的相对要求仍然很高, 所以实际导致靶的质量参数的绝对数据极为苛刻。为获得高质量数据, 纳米级的表面粗糙度、十纳米级的面型和相对厚度误差是基本要求, 宏观密度、晶粒大小和取向分布等则是更难的要求。为有效屏蔽辐射对压缩样品的影响, 多层靶的设计、制备以及测量存在大量工艺问题需要解决。

(3) 高精度的高压低温状态方程数据。温度和冷能是状态方程的关键数据,当前的斜波压缩实验方法仍然很难给出高精度的内能数据,温度测量的技术仍然缺乏革命性的进展。

(4) 动态加载下的率相关强度和相变动力学问题。虽然已经发展了多种实验技术来分析强度和相变的动力学问题,获得了一些初步的认识,但是这方面的工作没有实质性的进展,需要从理论框架和实验原理上进行更为深入的研究。

(5) 金属材料尤其是过渡金属相关的物性研究。由于透明电介质材料的实验相对容易获得较多数据,已经取得了许多进展,但金属材料的相关研究热度明显偏低。

(6) 高亮度相干 X 射线源、粒子源与大型高峰值功率激光装置的协同实验平台建设。大型激光装置的加载能力已经得到了充分的验证,但是其微观诊断能力明显不能充分挖掘动态压缩下的物质信息。先进诊断源与大型加载平台的结合有望引领极端条件物质科学的下一次飞跃。

#### 参考文献:

- [1] Fratanduono D E, Millot M, Braun D G, et al. Establishing gold and platinum standards to 1 terapascal using shockless compression[J]. *Science*, 2021, 372(6546): 1063-1068.
- [2] Jeanloz R. Calibrating experiments at atom-crushing pressures[J]. *Science*, 2021, 372(6546): 1037-1038.
- [3] Eliezer S. The interaction of high-power lasers with plasmas[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2003, 45(2): 181.
- [4] Campbell E M, Goncharov V N, Sangster T C, et al. Laser-direct-drive program: promise, challenge, and path forward[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2017, 2(2): 37-54.
- [5] Duan Xiaoxi, Zhang Chen, Guan Zanyang, et al. Transparency measurement of lithium fluoride under laser-driven accelerating shock loading[J]. *Journal of Applied Physics*, 2020, 128: 015902.
- [6] 张红平, 张黎, 罗斌强, 等. 太帕压力下声速连续测量的高精度靶制备[J]. 高压物理学报, 2020, 34: 033401. (Zhang Hongping, Zhang Li, Luo Binqiang, et al. High precision targets fabrication for sound velocity measurements in terapascal pressure[J]. *Chinese Journal of High Pressure Physics*, 2020, 34: 033401)
- [7] 王哲斌, 段晓溪, 张琛, 等. 万焦耳激光装置上多热力学路径高压加载技术实验研究[J]. 强激光与粒子束, 2020, 32: 092008. (Wang Zhebin, Duan Xiaoxi, Zhang Chen, et al. Experimental research on high-pressure loading technology of multiple thermodynamic paths on 10 kJ-level laser facility[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2020, 32: 092008)
- [8] Ng A, Pasini D, Celliers P, et al. Ablation scaling in steady-state ablation dominated by inverse-bremsstrahlung absorption[J]. *Applied Physics Letters*, 1984, 45(10): 1046-1048.
- [9] Dahmani F, Kerdja T. Laser-intensity and wavelength dependence of mass-ablation rate, ablation pressure, and heat-flux inhibition in laser-produced plasmas[J]. *Physical Review A*, 1991, 44(4): 2649-2655.
- [10] Fratanduono D E, Boehly T R, Celliers P M, et al. The direct measurement of ablation pressure driven by 351-nm laser radiation[J]. *Journal of Applied Physics*, 2011, 110: 073110.
- [11] Xue Quanxi, Wang Zhebin, Jiang Shaoen, et al. Laser-direct-driven quasi-isentropic experiments on aluminum[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 072709.
- [12] Ferriter N, Maiden D E, Winslow A M, et al. Laser-beam optimization for momentum transfer by laser-supported detonation waves[J]. *AIAA Journal*, 1977, 15(11): 1597-1603.
- [13] Lindl J. Development of the indirect-drive approach to inertial confinement fusion and the target physics basis for ignition and gain[J]. *Physics of Plasmas*, 1995, 2(11): 3933-4024.
- [14] Duffy T S, Smith R F. Ultra-high pressure dynamic compression of geological materials[J]. *Frontiers in Earth Science*, 2019, 7: 23.
- [15] Jeanloz R, Celliers P M, Collins G W, et al. Achieving high-density states through shock-wave loading of precompressed samples[J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*, 2007, 104(22): 9172-9177.
- [16] Bradley D K, Eggert J H, Hicks D G, et al. Shock compressing diamond to a conducting fluid[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 93: 195506.
- [17] Eggert J H, Hicks D G, Celliers P M, et al. Melting temperature of diamond at ultrahigh pressure[J]. *Nature Physics*, 2010, 6(1): 40-43.
- [18] Edwards J, Lorenz K T, Remington B A, et al. Laser-driven plasma loader for shockless compression and acceleration of samples in the solid state[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92: 075002.
- [19] 李牧, 孙承纬, 赵剑衡. 固体材料高功率激光斜波压缩研究进展[J]. 爆炸与冲击, 2015, 35(2): 145-156. (Li Mu, Sun Chengwei, Zhao Jianheng. Progress in high-power laser ramp compression of solids[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2015, 35(2): 145-156)
- [20] Smith R F, Eggert J H, Jankowski A, et al. Stiff response of aluminum under ultrafast shockless compression to 110 GPa[J]. *Physical Review Letters*, 2007, 98: 065701.
- [21] Brygoo S, Millot M, Loubeyre P, et al. Analysis of laser shock experiments on precompressed samples using a quartz reference and application to warm dense hydrogen and helium[J]. *Journal of Applied Physics*, 2015, 118: 195901.
- [22] Brygoo S, Loubeyre P, Millot M, et al. Evidence of hydrogen-helium immiscibility at Jupiter-interior conditions[J]. *Nature*, 2021, 593(7860): 517-521.
- [23] Millot M, Hamel S, Rygg J R, et al. Experimental evidence for superionic water ice using shock compression[J]. *Nature Physics*, 2018, 14(3): 297-302.
- [24] Kimura T, Ozaki N, Okuchi T, et al. Significant static pressure increase in a precompression cell target for laser-driven advanced dynamic compression

- experiments[J]. *Physics of Plasmas*, 2010, 17: 054502.
- [25] Crandall L E, Rygg J R, Spaulding D K, et al. Equation of state of CO<sub>2</sub> shock compressed to 1 TPa[J]. *Physical Review Letters*, 2020, 125: 165701.
- [26] Shu Hua, Li Jiangtao, Tu Yucheng, et al. Measurement of the sound velocity of shock compressed water[J]. *Scientific Reports*, 2021, 11: 6116.
- [27] Kraus D, Vorberger J, Pak A, et al. Formation of diamonds in laser-compressed hydrocarbons at planetary interior conditions[J]. *Nature Astronomy*, 2017, 1(9): 606-611.
- [28] Jeanloz R. Shock wave equation of state and finite strain theory[J]. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 1989, 94(B5): 5873-5886.
- [29] Jeanloz R. Universal equation of state[J]. *Physical Review B*, 1988, 38(1): 805-807.
- [30] Jeanloz R. Finite-strain equation of state for high-pressure phases[J]. *Geophysical Research Letters*, 1981, 8(12): 1219-1222.
- [31] Fu Sizu, Huang Xiuguang, Ma Minxun, et al. Analysis of measurement error in the experiment of laser equation of state with impedance-match way and the Hugoniot data of Cu up to ~2.24TPa with high precision[J]. *Journal of Applied Physics*, 2007, 101: 043517.
- [32] Manuel A M, Millot M, Seppala L G, et al. Upgrades to the VISAR-streaked optical pyrometer (SOP) system on NIF[C]//Proceedings of SPIE 9591, Target Diagnostics Physics and Engineering for Inertial Confinement Fusion IV. 2015: 959104.
- [33] Celliers P M, Bradley D K, Collins G W, et al. Line-imaging velocimeter for shock diagnostics at the OMEGA laser facility[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2004, 75(11): 4916-4929.
- [34] Weng Jidong, Wang Xiang, Ma Yun, et al. A compact all-fiber displacement interferometer for measuring the foil velocity driven by laser[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2008, 79: 113101.
- [35] Tao Tianjiong, Liu Shenggang, Ma Heli, et al. Twiddle factor neutralization method for heterodyne velocimetry[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2014, 85: 013101.
- [36] Luo Binqiang, Li Mu, Wang Guiji, et al. Strain rate and hydrostatic pressure effects on strength of iron[J]. *Mechanics of Materials*, 2017, 114: 142-146.
- [37] Grant S C, Ao T, Seagle C T, et al. Equation of state measurements on iron near the melting curve at planetary core conditions by shock and ramp compressions[J]. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 2021, 126: e2020JB020008.
- [38] Park H S, Ali S J M, Celliers P M, et al. Techniques for studying materials under extreme states of high energy density compression[J]. *Physics of Plasmas*, 2021, 28: 060901.
- [39] Prisbrey S T, Park H S, Remington B A, et al. Tailored ramp-loading via shock release of stepped-density reservoirs[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19: 056311.
- [40] Löwer T, Kondrashov V N, Basko M, et al. Reflectivity and optical brightness of laser-induced shocks in silicon[J]. *Physical Review Letters*, 1998, 80(18): 4000-4003.
- [41] Ng A, Ao T. Nonequilibrium and non-steady-state evolution of a shock state[J]. *Physical Review Letters*, 2003, 91: 035002.
- [42] Lee P A, Citrin P H, Eisenberger P, et al. Extended X-ray absorption fine structure—its strengths and limitations as a structural tool[J]. *Reviews of Modern Physics*, 1981, 53(4): 769-806.
- [43] Yaakobi B, Boehly T R, Sangster T C, et al. Extended X-ray absorption fine structure measurements of quasi-isotropically compressed vanadium targets on the OMEGA laser[J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15: 062703.
- [44] Yaakobi B, Boehly T R, Meyerhofer D D, et al. Extended X-ray absorption fine structure measurement of phase transformation in iron shocked by nanosecond laser[J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12: 092703.
- [45] Yaakobi B, Meyerhofer D D, Boehly T R, et al. Extended X-ray absorption fine structure measurements of laser-shocked V and Ti and crystal phase transformation in Ti[J]. *Physical Review Letters*, 2004, 92: 095504.
- [46] Brown F L H, Wilson K R, Cao Jianshu. Ultrafast extended X-ray absorption fine structure (EXAFS)--theoretical considerations[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 1999, 111(14): 6238-6246.
- [47] Ping Y, Coppari F, Hicks D G, et al. Solid iron compressed up to 560 GPa[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 111: 065501.
- [48] Voigt K, Zhang M, Ramakrishna K, et al. Demonstration of an X-ray Raman spectroscopy setup to study warm dense carbon at the high energy density instrument of European XFEL[J]. *Physics of Plasmas*, 2021, 28: 082701.
- [49] Millot M. Identifying and discriminating phase transitions along decaying shocks with line imaging Doppler interferometric velocimetry and streaked optical pyrometry[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 014503.
- [50] Millot M, Dubrovinskaia N, Černok A, et al. Shock compression of stishovite and melting of silica at planetary interior conditions[J]. *Science*, 2015, 347(6220): 418-420.
- [51] Spaulding D K, McWilliams R S, Jeanloz R, et al. Evidence for a phase transition in silicate melt at extreme pressure and temperature conditions[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 065701.
- [52] Hicks D G, Boehly T R, Eggert J H, et al. Dissociation of liquid silica at high pressures and temperatures[J]. *Physical Review Letters*, 2006, 97: 025502.
- [53] McCoy C A, Marshall M C, Polsin D N, et al. Hugoniot, sound velocity, and shock temperature of MgO to 2300 GPa[J]. *Physical Review B*, 2019, 100: 014106.
- [54] Roycroft R, Bowers B, Smith H, et al. Streaked optical pyrometer for proton-driven isochoric heating experiments of solid and foam targets[J]. *AIP Advances*, 2020, 10: 045220.
- [55] Gregor M C, Boni R, Sorce A, et al. Absolute calibration of the OMEGA streaked optical pyrometer for temperature measurements of compressed materials[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2016, 87: 114903.
- [56] Miller J E, Boehly T R, Melchior A, et al. Streaked optical pyrometer system for laser-driven shock-wave experiments on OMEGA[J]. *Review of Scientific*

- [Instruments](#), 2007, 78: 034903.
- [57] Bradley D K, Eggert J H, Smith R F, et al. Diamond at 800 GPa[J]. [Physical Review Letters](#), 2009, 102: 075503.
- [58] Yoo C S, Holmes N C, Ross M, et al. Shock temperatures and melting of iron at Earth core conditions[J]. [Physical Review Letters](#), 1993, 70(25): 3931-3934.
- [59] Li Jun, Wu Qiang, Li Jiabo, et al. Shock melting curve of iron: a consensus on the temperature at the Earth's inner core boundary[J]. [Geophysical Research Letters](#), 2020, 47: e2020GL087758.
- [60] Krygier A, Coppari F, Kemp G E, et al. Developing a high-flux, high-energy continuum backlighter for extended X-ray absorption fine structure measurements at the National Ignition Facility[J]. [Review of Scientific Instruments](#), 2018, 89: 10F114.
- [61] Krygier A, Kemp G E, Coppari F, et al. Optimized continuum X-ray emission from laser-generated plasma[J]. [Applied Physics Letters](#), 2020, 117: 251106.
- [62] Albert F, Lemos N, Shaw J L, et al. Betatron X-ray radiation in the self-modulated laser wakefield acceleration regime: prospects for a novel probe at large scale laser facilities[J]. [Nuclear Fusion](#), 2019, 59: 032003.
- [63] Stoupin S, Thorn D B, Ose N, et al. The multi-optics high-resolution absorption X-ray spectrometer (HiRAXS) for studies of materials under extreme conditions[J]. [Review of Scientific Instruments](#), 2021, 92: 053102.
- [64] Milathianaki D, Boutet S, Williams G J, et al. Femtosecond visualization of lattice dynamics in shock-compressed matter[J]. [Science](#), 2013, 342(6155): 220-223.
- [65] Wehrenberg C E, McGonegle D, Bolme C, et al. *In situ* X-ray diffraction measurement of shock-wave-driven twinning and lattice dynamics[J]. [Nature](#), 2017, 550(7677): 496-499.
- [66] Lazicki A, McGonegle D, Rygg J R, et al. Metastability of diamond ramp-compressed to 2 terapascals[J]. [Nature](#), 2021, 589(7843): 532-535.
- [67] Briggs R, Coppari F, Gorman M G, et al. Measurement of body-centered cubic gold and melting under shock compression[J]. [Physical Review Letters](#), 2019, 123: 045701.
- [68] Fratanduono D E, Smith R F, Ali S J, et al. Probing the solid phase of noble metal copper at terapascal conditions[J]. [Physical Review Letters](#), 2020, 124: 015701.
- [69] Millot M, Coppari F, Rygg J R, et al. Nanosecond X-ray diffraction of shock-compressed superionic water ice[J]. [Nature](#), 2019, 569(7755): 251-255.
- [70] Wang Jue, Coppari F, Smith R F, et al. X-ray diffraction of molybdenum under ramp compression to 1 TPa[J]. [Physical Review B](#), 2016, 94: 104102.
- [71] Kalantar D H, Belak J F, Collins G W, et al. Direct observation of the  $\alpha$ - $\epsilon$  transition in shock-compressed iron via nanosecond X-ray diffraction[J]. [Physical Review Letters](#), 2005, 95: 075502.
- [72] 李俊, 陈小辉, 吴强, 等. 基于原位X射线衍射技术的动态晶格响应测量方法研究[J]. [物理学报](#), 2017, 66: 136101. (Li Jun, Chen Xiaohui, Wu Qiang, et al. Experimental investigation on dynamic lattice response by in-situ X-ray diffraction method[J]. [Acta Physica Sinica](#), 2017, 66: 136101)
- [73] Suggit M, Kimminau G, Hawreliak J, et al. Nanosecond X-ray Laue diffraction apparatus suitable for laser shock compression experiments[J]. [Review of Scientific Instruments](#), 2010, 81: 083902.
- [74] Comley A J, Maddox B R, Rudd R E, et al. Strength of shock-loaded single-crystal tantalum [100] determined using *in situ* broadband X-ray Laue diffraction[J]. [Physical Review Letters](#), 2013, 110: 115501.
- [75] Suggit M J, Higginbotham A, Hawreliak J A, et al. Nanosecond white-light Laue diffraction measurements of dislocation microstructure in shock-compressed single-crystal copper[J]. [Nature Communications](#), 2012, 3: 1224.
- [76] Cerantola V, Rosa A D, Konôpková Z, et al. New frontiers in extreme conditions science at synchrotrons and free electron lasers[J]. [Journal of Physics: Condensed Matter](#), 2021, 33: 274003.
- [77] Shen Guoyin, Wang Yanbin, Dewaele A, et al. Toward an international practical pressure scale: a proposal for an IPPS ruby gauge (IPPS-Ruby2020)[J]. [High Pressure Research](#), 2020, 40(3): 299-314.
- [78] Celliers P M, Millot M, Brygoo S, et al. Insulator-metal transition in dense fluid deuterium[J]. [Science](#), 2018, 361(6403): 677-682.
- [79] Desjarlais M P, Knudson M D, Redmer R. Comment on "Insulator-metal transition in dense fluid deuterium"[J]. [Science](#), 2019, 363: eaaw0969.
- [80] Knudson M D, Desjarlais M P, Becker A, et al. Direct observation of an abrupt insulator-to-metal transition in dense liquid deuterium[J]. [Science](#), 2015, 348(6242): 1455-1460.
- [81] Stevenson D J. Thermodynamics and phase separation of dense fully ionized hydrogen-helium fluid mixtures[J]. [Physical Review B](#), 1975, 12(10): 3999-4007.
- [82] Mankovich C R, Fortney J J. Evidence for a dichotomy in the interior structures of Jupiter and Saturn from helium phase separation[J]. [The Astrophysical Journal](#), 2020, 889: 51.
- [83] Schöttler M, Redmer R. *Ab initio* calculation of the miscibility diagram for hydrogen-helium mixtures[J]. [Physical Review Letters](#), 2018, 120: 115703.
- [84] Morales M A, Hamel S, Caspersen K, et al. Hydrogen-helium demixing from first principles: from diamond anvil cells to planetary interiors[J]. [Physical Review B](#), 2013, 87: 174105.
- [85] Li Liming, Jiang Xun, West R A, et al. Less absorbed solar energy and more internal heat for Jupiter[J]. [Nature Communications](#), 2018, 9: 3709.
- [86] Liu Shangfei, Hori Y, Müller S, et al. The formation of Jupiter's diluted core by a giant impact[J]. [Nature](#), 2019, 572(7769): 355-357.
- [87] Nettelmann N, Helled R, Fortney J J, et al. New indication for a dichotomy in the interior structure of Uranus and Neptune from the application of modified shape and rotation data[J]. [Planetary and Space Science](#), 2013, 77: 143-151.
- [88] Stevenson D J. Formation of the giant planets[J]. [Planetary and Space Science](#), 1982, 30(8): 755-764.
- [89] Cavazzoni C, Chiarotti G L, Scandolo S, et al. Superionic and metallic states of water and ammonia at giant planet conditions[J]. [Science](#), 1999, 283(5398):

44-46.

- [90] Umemoto K, Wentzcovitch R M, Allen P B. Dissociation of  $\text{MgSiO}_3$  in the cores of gas giants and terrestrial exoplanets[J]. *Science*, 2006, 311(5763): 983-986.
- [91] Mazevet S, Tsuchiya T, Taniuchi T, et al. Melting and metallization of silica in the cores of gas giants, ice giants, and super Earths[J]. *Physical Review B*, 2015, 92: 014105.
- [92] Sugimura E, Komabayashi T, Ohta K, et al. Experimental evidence of superionic conduction in  $\text{H}_2\text{O}$  ice[J]. *The Journal of Chemical Physics*, 2012, 137: 194505.
- [93] Demontis P, LeSar R, Klein M L. New high-pressure phases of ice[J]. *Physical Review Letters*, 1988, 60(22): 2284-2287.
- [94] Knudson M D, Desjarlais M P, Lemke R W, et al. Probing the interiors of the ice giants: shock compression of water to 700 GPa and  $3.8 \text{ g/cm}^3$ [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 091102.
- [95] Celliers P M, Collins G W, Hicks D G, et al. Electronic conduction in shock-compressed water[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(8): L41-L44.
- [96] Smith R F, Eggert J H, Jeanloz R, et al. Ramp compression of diamond to five terapascals[J]. *Nature*, 2014, 511(7509): 330-333.
- [97] Hicks D G, Boehly T R, Celliers P M, et al. High-precision measurements of the diamond Hugoniot in and above the melt region[J]. *Physical Review B*, 2008, 78: 174102.
- [98] Gregor M C, Fratanduono D E, McCoy C A, et al. Hugoniot and release measurements in diamond shocked up to 26 Mbar[J]. *Physical Review B*, 2017, 95: 144114.
- [99] Wang Peng, Zhang Chen, Jiang Shaoen, et al. Density-dependent shock Hugoniot of polycrystalline diamond at pressures relevant to ICF[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2021, 6: 035902.
- [100] McWilliams R S, Spaulding D K, Eggert J H, et al. Phase transformations and metallization of magnesium oxide at high pressure and temperature[J]. *Science*, 2012, 338(6112): 1330-1333.
- [101] Coppari F, Smith R F, Eggert J H, et al. Experimental evidence for a phase transition in magnesium oxide at exoplanet pressures[J]. *Nature Geoscience*, 2013, 6(11): 926-929.
- [102] Root S, Townsend J P, Knudson M D. Shock compression of fused silica: an impedance matching standard[J]. *Journal of Applied Physics*, 2019, 126: 165901.
- [103] Hicks D G, Boehly T R, Celliers P M, et al. Shock compression of quartz in the high-pressure fluid regime[J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12: 082702.
- [104] Knudson M D, Desjarlais M P. Adiabatic release measurements in  $\alpha$ -quartz between 300 and 1200 GPa: characterization of  $\alpha$ -quartz as a shock standard in the multimegabar regime[J]. *Physical Review B*, 2013, 88: 184107.
- [105] Knudson M D, Desjarlais M P. Shock compression of quartz to 1.6 TPa: redefining a pressure standard[J]. *Physical Review Letters*, 2009, 103: 225501.
- [106] Fratanduono D E, Millot M, Kraus R G, et al. Thermodynamic properties of  $\text{MgSiO}_3$  at super-Earth mantle conditions[J]. *Physical Review B*, 2018, 97: 214105.
- [107] Sekine T, Ozaki N, Miyanishi K, et al. Shock compression response of forsterite above 250 GPa[J]. *Science Advances*, 2016, 2: e1600157.
- [108] Bolis R M, Morard G, Vinci T, et al. Decaying shock studies of phase transitions in  $\text{MgO-SiO}_2$  systems: implications for the super-Earths' interiors[J]. *Geophysical Research Letters*, 2016, 43(18): 9475-9483.
- [109] Forbes J W. Shock wave compression of condensed matter: a primer[M]. Berlin, Heidelberg: Springer, 2012.
- [110] Duffy T, Madhusudhan N, Lee K K M. Mineralogy of super-earth planets[J]. *Treatise on Geophysics*, 2015, 2: 149-178.
- [111] Duffy T S, Ahrens T J. Sound velocities at high pressure and temperature and their geophysical implications[J]. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 1992, 97(B4): 4503-4520.
- [112] Duffy T S, Vos W L, Zha Changsheng, et al. Sound velocities in dense hydrogen and the interior of Jupiter[J]. *Science*, 1994, 263(5153): 1590-1593.
- [113] Hu Jianbo, Zhou Xianming, Dai Chengda, et al. Shock-induced bct-bcc transition and melting of tin identified by sound velocity measurements[J]. *Journal of Applied Physics*, 2008, 104: 083520.
- [114] Nissim N, Eliezer S, Werdiger M. The sound velocity throughout the  $P$ - $\rho$  phase-space with application to laser induced shock wave in matter precompressed by a diamond anvil cell[J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, 115: 213503.
- [115] Ohtani E, Mibe K, Sakamaki T, et al. Sound velocity measurement by inelastic X-ray scattering at high pressure and temperature by resistive heating diamond anvil cell[J]. *Russian Geology and Geophysics*, 2015, 56(1/2): 190-195.
- [116] McCoy C A, Knudson M D, Root S. Absolute measurement of the Hugoniot and sound velocity of liquid copper at multimegabar pressures[J]. *Physical Review B*, 2017, 96: 174109.
- [117] Li Mu, Zhang Shuai, Zhang Hongping, et al. Continuous sound velocity measurements along the shock hugoniot curve of quartz[J]. *Physical Review Letters*, 2018, 120: 215703.
- [118] Fratanduono D E, Munro D H, Celliers P M, et al. Hugoniot experiments with unsteady waves[J]. *Journal of Applied Physics*, 2014, 116: 033517.
- [119] McCoy C A, Gregor M C, Polsin D N, et al. Measurements of the sound velocity of shock-compressed liquid silica to 1100 GPa[J]. *Journal of Applied Physics*, 2016, 120: 235901.
- [120] Fratanduono D E, Celliers P M, Braun D G, et al. Equation of state, adiabatic sound speed, and Gruneisen coefficient of boron carbide along the principal Hugoniot to 700 GPa[J]. *Physical Review B*, 2016, 94: 184107.
- [121] Henderson B J, Marshall M C, Boehly T R, et al. Shock-compressed silicon: hugoniot and sound speed up to 2100 GPa[J]. *Physical Review B*, 2021, 103: 094115.