

激光驱动高压下材料状态方程实验研究进展*

顾 援 傅思祖 黄秀光[†] 吴 江 叶君建 舒 桦 马民勋 何钜华 王世绩

(上海激光等离子体研究所 上海 201800)

摘 要 利用激光驱动冲击波进行材料状态方程实验研究已逐渐成为实验室获得材料 TPa 以上高压状态方程数据的重要途径. 文章简述了激光状态方程实验研究方面的进展, 重点介绍了激光驱动冲击波的基本特性, 激光状态方程实验测量方法, 激光驱动冲击波平面性、稳定性及干净性研究, 以及激光状态方程实验研究等方面的成果.

关键词 状态方程 激光驱动冲击波 阻抗匹配法 绝对测量

Equations of state under extremely high pressure obtained by high power laser experiments

GU Yuan FU Si-Zu HUANG Xiu-Guang[†] WU Jiang YE Jun-Jian

SHU Hua MA Min-Xun HE Ju-Hua WANG Shi-Ji

(Shanghai Institute of Laser Plasma, Shanghai 201800, China)

Abstract Experimental laboratory studies on the equation of state (EOS) based on laser driven shock waves has become a major way to obtain EOS data for materials above TPa pressures. Recent progress in laser EOS research is presented, with emphasis on the characteristics of laser driven shock waves, measurement methods in laser EOS experiments, research on shock wave planarity, stability and cleanliness, and the experimental results of such research.

Keywords equation of state, laser driven shock wave, impedance-matching, absolute measurement

1 引言

材料高压下的状态方程(EOS)研究是现代许多物理领域都非常感兴趣的课题,特别在惯性约束聚变(ICF)、天体物理、星际物理、地球物理、高温稠密等离子体物理、高能密度物理以及材料科学中都具有重要的科学应用价值. 长期以来,材料的高压状态方程都是利用高能炸药或高压气炮装置进行实验研究的,尽管获得的数据精度较高,但最高压强一般在五百万大气压以下. 成熟的 Thomas - Fermi 理论所能精确求解状态方程的压强一般在亿大气压以上. 在中等压强区域(1千万至1亿大气压,1千万大气压 \approx 1TPa),状态方程理论模型变得很复杂,需要实

验测量的数据校验. 以往借助于地下核爆炸可以获得材料在这一压强段的状态方程数据,但核爆试验环境复杂,耗资巨大,周期很长,如今又全面禁止了核试验,因此,这一压强段的数据相当匮乏. 然而,许多应用与研究恰恰需要材料在这一压强段(TPa以上)高精度的状态方程数据,因此,如何在实验室条件下获得材料在这一压强段高精度的状态方程数据成为当务之急.

20世纪70年代开始,国际上相继建成了一批高功率激光装置,引发了利用装置输出的高功率激光辐照靶材产生的强冲击波进行材料高压状态方程

* 国家高技术研究发展计划(批准号 2006AA804302)资助项目
2007-03-22 收到

[†] 通讯联系人. Email: huangxiuguang@sohu.com

实验研究的设想.三十多年来,美国、英国、法国、日本、以色列等国家的实验室,对激光驱动强冲击波开展了一系列理论和实验研究.采用直接或间接驱动方式,激光驱动产生的冲击波压强已从刚开始的0.2 TPa^[1]发展到近几年的几 TPa^[2],甚至 75TPa^[3],获得了一些材料在 TPa 区域的状态方程数据^[4].特别是随着美国国家点火装置(NIF)等兆焦级激光器逐步建成并将投入运行,激光状态方程的实验研究及其应用展示出极为诱人的前景.

在国内,上海激光等离子体研究所(SILP)从上世纪80年代开始进行激光驱动冲击波的研究工作,主要利用高功率激光物理国家实验室的神光装置,开展了激光驱动冲击波基本特性,材料冲击绝热线实验测量,激光驱动飞片运动学特性,激光状态方程绝对测量探索等方面的研究^[5].

本文将紧密围绕材料高压状态方程的实验研

究,简述激光驱动冲击波的原理和冲击绝热线实验测量的方法,介绍国内外相应的研究成果,并展望激光状态方程研究的前景.

2 激光驱动冲击波

激光驱动冲击波分直接驱动和间接驱动两种方式.直接驱动就是将激光直接聚焦辐照在固体靶面上,烧蚀靶表面的物质,使之熔化、蒸发、电离而形成等离子体,被烧蚀的靶物质向真空高速飞散,由于动量守恒,将在烧蚀面上产生一系列指向靶内的压缩波,在入射激光持续时间内,这些压缩波在靶内传播时,不断追逐、叠加、增强,从而形成很强的冲击波.根据大量的数值模拟和实验测量,冲击波压强可用一个比较典型的定标关系表示^[6]:

$$P_{s \max} = \frac{0.8 \left[(A/Z) \chi (13/27) \right]^{1/3} (1.06/\lambda)^{2/3} (0.6/\tau)^{1/8} I_0^{0.7}}{\left\{ 1 + (120 \sin \theta / R_s) \chi (\lambda / 1.06) \chi (27/A) \right\}^{1/4} \left\{ Z/13 \right\}^{1/8} \tau^{0.9} I_0^{0.4}} \quad (1)$$

式中 $P_{s \max}$ 为激光驱动冲击波的峰值压强,以 TPa 为单位; A 和 Z 是靶物质的原子量和原子序数; λ 、 τ 和 I_0 是驱动激光的波长、脉宽和功率密度,分别以 μm 、 ns 和 $10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$ 为单位; R_s 是靶面激光焦斑半径,以 μm 为单位; θ 为入射激光光束的汇聚半角,对于口径为 ϕ 的入射激光光束,用焦距为 f 的透镜聚焦, $\theta = \text{tg}^{-1}(\phi/2f)$. (1) 式中分母一般是接近于 1 的数,因此,冲击波的峰值压强主要依赖于驱动激光的波长 λ 和功率密度 I_0 .

间接驱动就是将多路激光经由两个入射孔聚焦辐照在高 Z 材料黑腔内壁上(如图 1 所示),激光能量被腔壁吸收,形成高温等离子体,发射 X 射线.这些 X 射线在腔内传播,再次被腔壁吸收,发射 X 射线.经过多次吸收和发射,在腔内迅速形成一个平衡均匀的辐射场.这个均匀的辐射场作用于固体靶上,将向靶内驱动很强的冲击波.

激光间接驱动时,人们最关心的是辐射场的温度和驱动冲击波的压强.理论计算表明,辐射温度可以表示为^[7]

$$T_r = 262.32 S_s^{4/13} t^{2/13} \quad (2)$$

冲击波压强可以表示为^[8]

$$P = 4.4 S_s^{10/13} t^{-3/26} \quad (3)$$

(2)(3) 两式中, T_r 表示辐射场温度,以 eV 为单位; P 表示冲击波压强,以 TPa 为单位; t 为激光脉

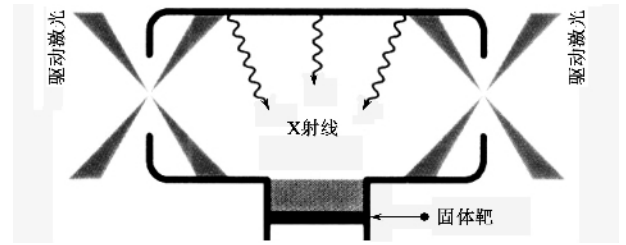


图 1 激光间接驱动实验排布示意图

宽,以 ns 为单位; S_s 是黑腔内总的源辐射能流密度,以 $10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$ 为单位,由注入激光功率乘以 X 射线的转化效率再除以黑腔内壁的总表面积求出.从上面两式可以看出,入射激光功率越高,黑腔内形成的辐射能流密度越高,从而辐射场温度越高,驱动冲击波的压强也越高.

3 激光状态方程实验测量方法

在平面正冲击波三个基本关系式^[9],

$$\rho(D - u) = \rho_0(D - u_0) \quad (4)$$

$$P - P_0 = \rho_0(D - u_0)(u - u_0) \quad (5)$$

$$E - E_0 = \frac{1}{2}(P + P_0)(\rho_0^{-1} - \rho^{-1}) \quad (6)$$

式中 D 是冲击波速度, u 、 u_0 是冲击波前后的粒子速度, ρ_0 、 ρ 是冲击波前后材料的密度, P_0 、 P 是冲击波

前后材料的压强 E_0 , E 是冲击波前后材料的比内能. 由于 u_0 , ρ_0 , P_0 , E_0 一般是已知的, 所以只要实验测定 D , μ , ρ , P , E 五个未知数中的任意二个, 就可以确定材料的冲击绝热参数, 其中 D 可通过测量冲击波在已知距离的两点间的传播时间直接求出, μ 的测量则比较困难, 大多采用间接测量方法. 如果能在实验中同时直接测定这两个参数, 就能实现状态方程的绝对测量.

在化爆、气炮及核爆驱动状态方程实验中, 一般采用飞片撞击法、阻抗匹配法、自由面速度法等来测量材料的冲击绝热线. 上述三种方法在激光状态方程实验中同样适用, 但用得最多的是阻抗匹配法. 阻抗匹配实验用靶如图 2 所示, 它由标准材料基底、标准材料台阶和待测材料台阶组成. 标准材料的状态方程是已知的. 标准材料和待测材料台阶的厚度 h_1 , h_2 已于事先测定, 实验中只要测出冲击波通过 BB' 及 CC' 的渡越时间, 就可计算出冲击波速度 D_1 和 D_2 . 根据阻抗匹配原理, 利用标准材料的状态方程, 以及界面上冲击波压强和冲击波后粒子速度连续的原理, 就可确定待测材料的冲击绝热参数. 由于 B , C 点被样品挡住而无法观测, 实验中用观测冲击波到达 A 点的时间来代替, 这就要求冲击波同时到达基板背面 A , B , C 各点, 即要求冲击波是平面的. 同样, 由于冲击波在基底与台阶界面处的瞬时速度无法直接测量, 实验中用冲击波在台阶中传播的平均速度来代替, 这就要求在台阶中传播的冲击波是稳定的. 另外, 利用 (4) (5) (6) 式计算材料的冲击绝热参数时, 要求材料在冲击波前的状态已知, 这就要求冲击波必须是干净的, 确保冲击波前材料在室温、常压、常密度下的状态未被扰动.

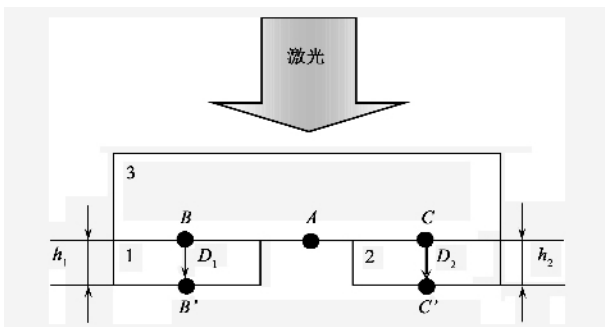


图 2 阻抗匹配靶结构示意图(1 为标准材料台阶 2 为待测材料台阶 3 为标准材料基底)

4 激光驱动冲击波基本特性研究

由于激光状态方程实验测量要求冲击波必须是

平面的、稳定的和干净的, 因此必须采取一些措施来获得平面的、稳定的和干净的冲击波, 并对此进行实验考察.

4.1 靶面均匀照明技术及冲击波平面性研究

采用间接驱动方式, 原则上能在腔内形成均匀的辐射场, 从而保证靶中驱动的冲击波具有良好的平面性.

采用直接驱动方式, 靶面各处激光冲击波的压强依赖于该处的激光辐照强度, 强度越高, 压强越高, 相应地冲击波速度也越快, 在靶中传播一段距离后, 波阵面就越超前. 因此, 要获得平面冲击波, 在实验观测范围内, 靶面激光辐照强度的空间分布必须是足够均匀的. 然而, 即使入射光束为理想的高斯光束或均匀的平面波, 使用通常的聚焦光学系统所得到的焦斑的光强分布也是很很不均匀的, 不能形成平面冲击波, 必须对光束进行改造, 实现对靶面的均匀辐照.

我国神光装置采用的是邓锡铭等人首创的透镜列阵(LA)技术^[10], 其原理如图 3 所示. 图中 A 为主聚焦透镜, B 为列阵透镜, d 和 f 为列阵元口径和焦距, D 和 F 为主透镜口径和焦距, C 为主透镜焦点, E 为透镜列阵-主透镜组合焦点, d_{LA} 为 A 到 B 的距离, l 为 E 到 C 之间的距离, $\delta = Fd/f$ 为激光焦斑的尺寸. LA 的核心思想是通过波面分割与重叠, 获得强度均匀的靶面焦斑. 根据神光装置不同的激光打靶条件, 采用 LA 技术, 设计了多套透镜列阵系统, 都取得了很好的均匀化效果和实验结果^[11].

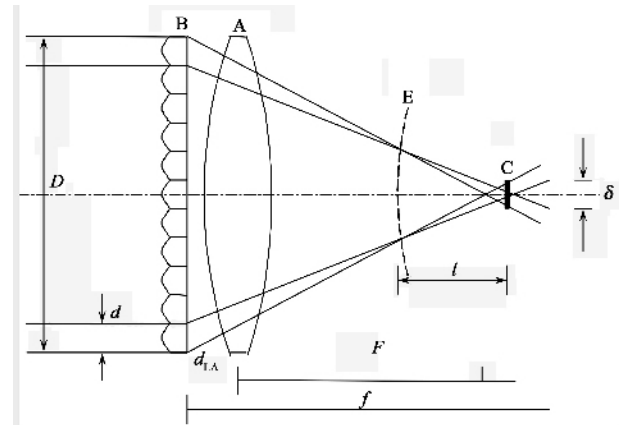


图 3 列阵透镜均匀照明系统示意图

在激光状态方程实验中, 主要用条纹相机对靶背冲击发光信号作时空分辨记录. 平面靶背面冲击发光信号前沿的平直度反映了冲击波的平面性, 用

各空间位置发光信号前沿出现时刻起伏的标准偏差 δ_{RMS} 来衡量 δ_{RMS} 越小,平面性越好.图4给出了条纹相机记录的 $30\mu\text{m}$ Al 平面靶背面冲击发光信号图像,其平面范围 $\sim 800\mu\text{m}$,时间起伏 $\delta_{RMS} \sim 3.83\text{ ps}$,与冲击波在 $30\mu\text{m}$ Al 平面靶中的渡越时间 $\sim 1.5\text{ ns}$ 相比,其平面性是非常好的.

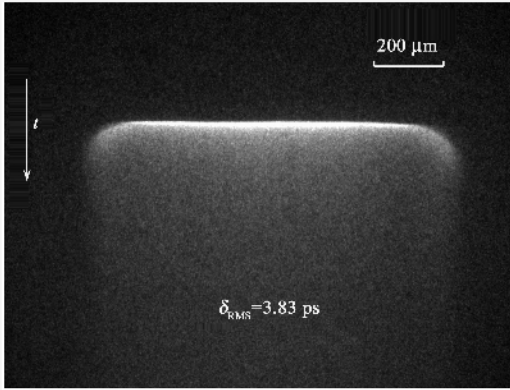


图4 $30\mu\text{m}$ Al 平面靶背面冲击发光信号图像

4.2 激光驱动冲击波稳定性研究

激光驱动冲击波的传播特性主要取决于激光脉冲的时间波形,因此,通过对激光脉冲的整形可以控制冲击波的传播特性.神光装置先后采用时空变换技术^[12]及变阻抗微带传输线技术^[13],实现了状态方程要求的梯形脉冲激光输出.

冲击波传播稳定性的研究,可以归结为在相应实验条件下,如何判定冲击波是否稳定,以及如何确定冲击波稳定传播的距离.采用斜面靶^[5]或多台阶靶(如图5所示, d_0 是靶基底的厚度, d_1, d_2, d_3, d_4 是4个台阶的厚度),可以对冲击波的稳定性进行实验考察.特别是多台阶靶方法,不但可以考察冲击波在单一介质中传播的稳定性,而且可以考察冲击波在两种不同介质中传播的稳定性,更符合阻抗匹配靶的实际情况.



图5 多台阶靶结构示意图

为了考察神光 II 第九路激光脉冲波形条件下 ($\sim 1500\text{ J}$ 倍频激光, $\sim 2.2\text{ ns}$ 梯形波)冲击波在 Al

靶和 Al - Au 阻抗匹配靶中的传播情况,分别进行了以 Al 作基底的 Al 和 Au 四台阶靶实验.图6(a)是一幅 Al 四台阶靶实验的记录图像,相应的结果处理如图6(b)所示,冲击波速度平均值为 20.950 km/s ,相对不确定度小于 0.5% ,线性相关系数为 0.99996 .结果表明,冲击波在 Al 材料中传播 $45\mu\text{m}$ 后(包括 $20\mu\text{m}$ 基底),仍然是非常稳定的. Au 四台阶靶实验结果表明,在 Al 基底厚度为 $30\mu\text{m}$ 的情况下,冲击波在 Au 台阶中传播距离 $\sim 10.5\mu\text{m}$ 时,仍是比较稳定的,而当传播距离 $\sim 15.0\mu\text{m}$ 时,冲击波速度已经开始衰减.根据上述多台阶靶实验结果,在神光 II 第九路激光驱动条件下,Al 基底厚度 $\sim 30\mu\text{m}$,Al 台阶厚度 $\sim 15\mu\text{m}$,Au 台阶厚度为 $7\text{--}8\mu\text{m}$ 的 Al - Au 阻抗匹配靶设计是比较合理的.

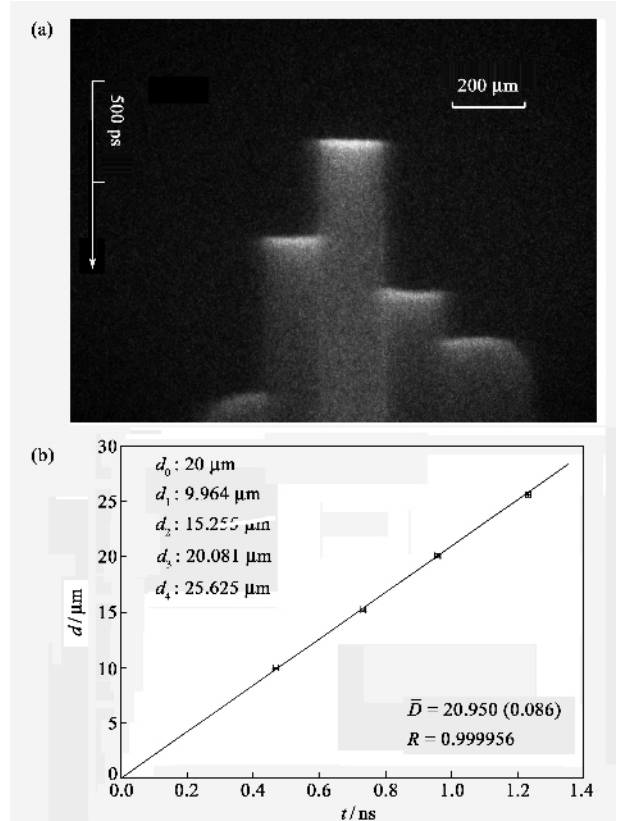


图6 Al 四台阶靶实验结果,Al 基底厚度为 $20\mu\text{m}$ (a)条纹相机记录图像 (b)实验数据处理结果

通过对具体激光条件下冲击波稳定性的实验研究,可以为靶参数的精密设计提供实验依据,获得相当精确的实验结果.

4.3 激光驱动冲击波预热及干净性研究

在直接驱动中,强激光与物质相互作用的反常吸收过程,例如共振吸收、受激拉曼散射等,将产生

超热电子,其温度很高,速度很快,能量也很大,在靶材料中有很强的穿透能力,将在冲击波到达之前预热材料,改变靶材的初始状态,这种“不干净”的冲击波不能用于高压状态方程测量,必须采取措施来抑制超热电子的产生。

理论和实验表明,提高激光辐照的均匀性可以抑制共振吸收、受激拉曼散射等反常吸收过程,从而减少超热电子数量。

此外,超热电子的温度 T_h 与辐照激光强度 I 和波长 λ 有关^[14]:

$$T_h = a(I\lambda^2)^\alpha, \quad (7)$$

其中 a 和 α 是与靶材料有关的常数。超热电子的穿透深度 R_h 与它的温度 T_h 和靶材料的原子序数 Z 及等离子体电子密度 n_e 有关:

$$R_h \sim \frac{T_h^2}{Zn_e} (\text{cm}). \quad (8)$$

从(7)(8)式可见,通过降低激光强度或采用短波长激光,可降低超热电子的温度;而采用短波长激光,还可以提高等离子体电子密度,从而缩短超热电子的穿透深度。激光强度降低会使冲击波压强下降,因此,采用短波长激光驱动是抑制靶材料预热的有效途径。

在间接驱动中,靶的预热主要来自硬 X 射线,因此,应尽量减少硬 X 射线的数量,降低硬 X 射线的能量。理论与实验都表明,降低黑腔壁激光辐照区域的功率密度,同时提高激光辐照的均匀性,都可以降低硬 X 射线的数量和能量。实验还表明,靶预热的程度与黑腔的构型和靶的位置有关。选择合适的黑腔构型,防止激光辐照区域产生的硬 X 射线直接辐照靶面,可以有效地抑制硬 X 射线对靶的预热。

除了采取一定的措施抑制预热以外,还必须实验诊断预热的程度。

目前,预热的检测主要有三种方法:一是干涉法;二是反射法;三是通过观察靶背面冲击加热发光信号的前沿来判断预热的程度。前两种方法检测设备复杂,第二种方法还涉及一定的数值模拟计算,但它们都能给出定量的(至少是半定量的)结果。第三种方法比较简单,但只能给出定性的结果。

5 激光状态方程实验研究主要进展

5.1 材料冲击绝热线的相对测量

自 20 世纪 70 年代以来,美国、英国、法国、日本、以色列等国家的实验室,以及我国的上海激光等

离子体研究所等,利用激光驱动冲击波进行了一系列状态方程实验,测量了 Au, Cu, Fe, SiO₂ 等材料的冲击绝热线^[4,5]。

图 7 是在神光装置上用条纹相机记录的 Al - Au 阻抗匹配靶实验的典型图像。图中从上到下是时间扫描方向,从左到右是空间分辨方向,中间是 Al 基底窄槽后表面冲击加热发光信号,左、右两侧分别是 Al 台阶和 Au 台阶后表面的冲击加热发光信号,信号清晰,且平面性很好。据此,可经处理得到冲击波在台阶中的渡越时间,再利用已知的台阶厚度,就可以求出冲击波在台阶中的传播速度。根据阻抗匹配原理,由实验测定的标准材料和待测材料台阶中的冲击波速度,就可以得到待测材料冲击绝热线上的一个数据点。

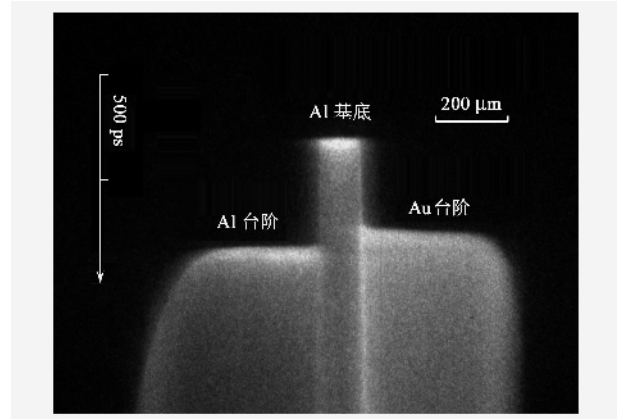


图 7 Al - Au 阻抗匹配靶背冲击发光信号图像

在神光装置上,我们以 Al 作标准材料,采用阻抗匹配法,分别测量了 Cu 和 Au 材料的冲击绝热线。多轮实验得到的 Cu 在 0.55—2.31 TPa 压强范围内的冲击绝热数据如图 8 所示,冲击波速度相对扩展不确定度 $\sim \pm 2\%$ (置信因子 $K=2$),基本达到化爆(即化学炸药爆炸)实验精度。其间,我们针对激光状态方程实验特点,对实验误差来源进行了全面细致的分析,并对实验数据的不确定度进行了计算。图 8 中 Rothman 的实验数据是采用激光间接驱动获得的,最高压强 ~ 2 TPa;其他实验数据主要是在轻气炮及化爆实验中获得的数据,以及地下核爆实验获得的高压段数据^[15]。Sesame 数据是根据 Sesame 状态方程理论模型计算得到的^[16]。由图可以看出,激光驱动实验获得的 Cu 的冲击绝热数据,与低压化爆和高压核爆下得到的数据是比较一致的,与 Sesame 理论模型也比较吻合。

在激光惯性约束聚变(ICF)研究中,通常用高 Z

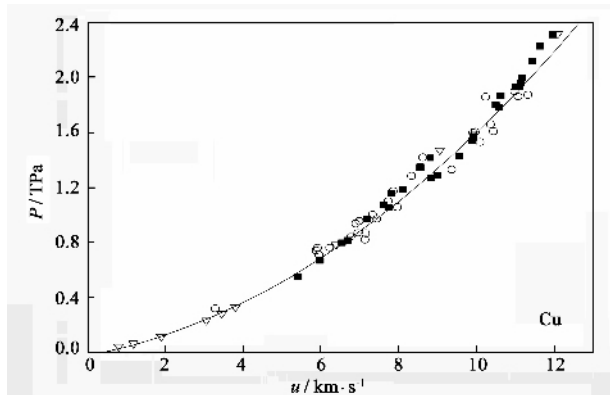


图8 Cu材料冲击绝热线 $P-u$ 图. 我们的实验数据(■)与 Rothman 实验数据(○), 其他驱动方式获得的实验数据(▽)以及 Sesame(实线)状态方程理论数据的比较

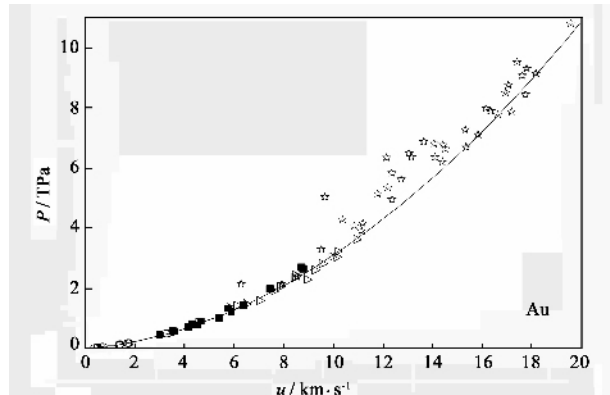


图9 Au材料冲击绝热线 $P-u$ 图. 我们的实验数据(■)与 Koenig 实验数据(▽), Batani 实验数据(☆), 俄罗斯数据库的数据(○)以及 Sesame(实线)状态方程理论模型计算曲线的比较

材料 Au 制作黑腔 (hohlraum); 同时, 在状态方程研究中, 它可以用作高阻抗标准材料, 因此, Au 材料的状态方程是非常重要的. 但与 Al, Cu, Pb 等材料不同, Au 没有在核爆驱动实验中进行过研究, 在上世纪 90 年代中期以前, Au 材料状态方程测量的最高压强仅 $0.58\text{TPa}^{[15]}$, 因此, 研究 Au 的高压冲击绝热线是激光状态方程实验研究中非常感兴趣的内容之一. 在 Al-Au 阻抗匹配实验中, 我们获得了冲击波压强在 $0.48\text{—}2.71\text{TPa}$ 范围的 Au 的冲击绝热数据, 冲击波速度测量相对扩展不确定度同样达到 $\sim \pm 2\%$ ($K=2$). 图 9 给出了我们的实验结果与其他实验结果及理论状态方程模型的比较. 图 9 中 Koenig 及 Batani 实验数据也是采用激光驱动及阻抗匹配方法获得的, 而且都是采用 Al 作标准材料, Au 材料中冲击压强最高达 10TPa , 但 Au 中冲击波速度测量误差较大 ($\pm 6.0\% \sim \pm 10.0\%$)^[17,18], 数据的分散性也较大. 俄罗斯数据是在化爆及气炮实验中获得的, Au 材料中冲击压强比较低, 最高才 $0.58\text{TPa}^{[15]}$. 图 9 还给出了根据 Sesame^[16]模型计算得到的 Au 材料冲击绝热线. 由图 9 可见, 我们的实验数据分散性较小, 精度较高, 与上述俄罗斯数据及 Sesame 理论模型均符合得很好.

5.2 材料冲击绝热线的绝对测量

在激光状态方程实验中, 大多数材料的冲击绝热线数据是采用阻抗匹配法得到的, 它们的可靠性极大地依赖于标准材料的状态方程数据, 而在 TPa 甚至更高一些的压强范围, 相应的标准材料状态方程实测数据不多, 因此, 国内外同行都在进行激光状态方程绝对测量方法的探索.

美国利弗莫尔实验室在诺瓦 (NOVA) 装置上采用 X 射线侧向照相技术, 首先对一些低 Z 材料进行了冲击绝热线数据的绝对测量, 取得了令人瞩目的实验结果^[4]. 图 10 是 NOVA 实验液氘冷冻靶的结构示意图. 利用 NOVA 的一束倍频激光聚焦辐照液氘靶的 Al 推体驱动冲击波, 另一束倍频激光聚焦辐照 Fe 靶产生侧向照明的 X 射线, 用 KB 显微镜和 X 光条纹相机记录, 得到如图 11 所示的图像. 图中亮区和暗区的边界是 Al/D₂ 的界面, 亮区中的暗线是 D₂ 中的冲击波阵面, 它们的斜率分别对应于 D₂ 中的波后粒子速度和冲击波速度, 从而实现了液氘冲击绝热参数的绝对测量, 得到了液氘在 $25\text{—}210\text{GPa}$ 压强范围内的冲击绝热线数据, 如图 12 所示. 由图可见, 实验结果显示出比 Sesame 库数据更大的压缩性, 对此, 国际学术界尚有不同看法, 有待进一步的实验验证. 采用类似的原理, 他们还进行了聚苯乙烯 (C₈H₈) 和铍 (Be) 的冲击绝热线数据的绝对测量实验^[4], 所得数据支持了 Sesame^[16]和 QEOS^[19]模型.

此外, Cauble 等人提出了飞片三台阶靶结构^[3], 黄秀光等人提出了飞片双面台阶靶结构^[20], 用于激光状态方程的绝对测量, 相应的实验方法和技术, 还有待于进一步的实验验证与发展.

6 前景展望

经过三十多年的发展, 随着激光装置的更新换代, 诊断仪器分辨率的不断提高, 先进的均匀照明技术和脉冲整形技术的发展, 以及制靶工艺和测试手段的改进、完善和优化, 激光状态方程实验测量精度

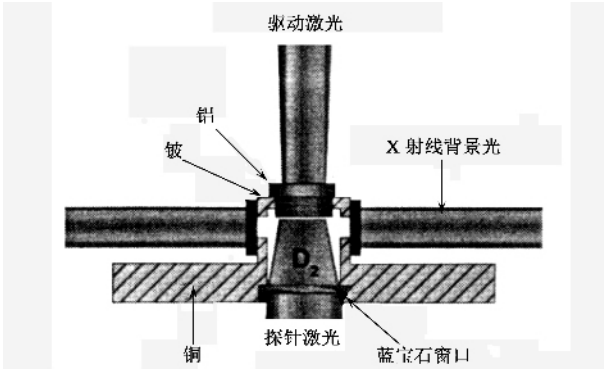


图 10 液氘冷冻靶结构示意图

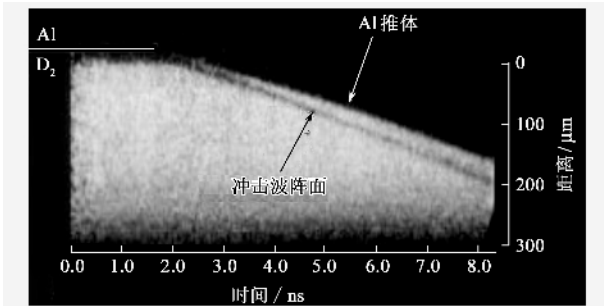


图 11 采用 X 射线侧向照明法进行液氘(D₂)状态方程绝对测量实验的记录图像

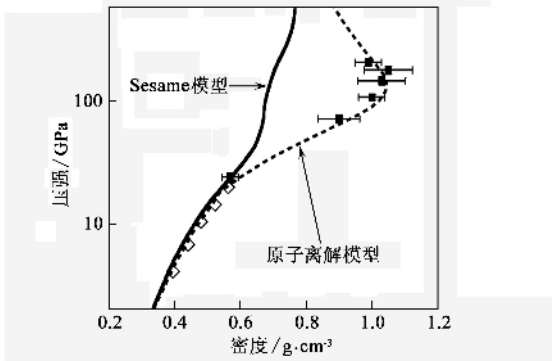


图 12 液氘(D₂)状态方程压强 P - 密度 ρ 曲线(■:绝对测量实验数据;— Sesame 状态方程理论模型计算曲线;--- 原子离解模型计算曲线)

已经接近和达到化爆精度水平,获得了大量高精度的状态方程数据,成为实验室进行材料 TPa 以上高压状态方程实验研究的重要途径,目前已从实验研究能力建设和实验水平演示向直接为各种应用服务推进。

今后激光状态方程实验研究主要向以下几个方

面发展:在更宽的压强范围(10² GPa—10² TPa)进行更广泛材料的冲击绝热线测量;继续探索激光驱动条件下的状态方程绝对测量方法;提供低、中、高阻抗的 3—4 种标准材料;进行材料等熵压缩、等熵稀疏等偏离冲击绝热线数据测量;丰富状态方程数据类型;进行激光驱动状态方程实验诊断方法、技术和设备的研究;提升实验研究能力;扩大参数测量种类;细化研究内容等等。

随着激光状态方程研究工作的不断深入以及有关物理问题和技术问题的逐步解决,激光驱动冲击波及其在材料高压状态方程测量等方面的应用,必将会有更大的发展。

致谢 本项工作是与高功率激光物理国家实验室神光装置运行组和北京应用物理与计算数学研究所激光状态方程理论研究课题组大力协同下完成的,在此一并表示衷心感谢。

参 考 文 献

- [1] Van Kessel C G M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1974, 33 :1020
- [2] Cottet F *et al.* Appl. Phys. Lett., 1985, 47 :678
- [3] Cauble R *et al.* Phys. Rev. Lett., 1993, 70 :2102
- [4] Cauble R *et al.* Phys. Plasma, 1997, 4 :1857
- [5] Fu S Z *et al.* Phys. Plasma, 1995, 2 :3461
- [6] H. J. Schwarz *et al.* Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. New York and London :Plenum Press, 1981
- [7] Sigel R *et al.* Phys. Rev. A, 1988, 38 :5779
- [8] Lower T *et al.* Phys. Rev. Lett., 1994, 72 :3186
- [9] 经福谦. 实验物态方程导引(第二版). 北京:科学出版社, 1999 [Jing F Q. Introduce of experimental equation of state, (Second Published). Beijing : Science Press, 1999 (in Chinese)]
- [10] Deng X M *et al.* Appl. Opt., 1986, 25 :377
- [11] 黄秀光等. 强激光与粒子束, 2006, 18 :811 [Huang X G *et al.* High Power Laser and Particle Beams, 2006, 18 :811 (in Chinese)]
- [12] 许发明等. 光学学报, 1996, 16 :943 [Xu F M *et al.* Acta Optica Sinica, 1996, 16 :943 (in Chinese)]
- [13] Skeldon M D *et al.* Proc. SPIE, 1999, 3492 :131
- [14] Anisimov S L *et al.* Sov. Phys. Usp., 1984, 27 :181
- [15] See <http://www.ficp.ac.ru/rusbank/>
- [16] Lyon S P *et al.* Los Alamos National Laboratory Report. No. LA-UR-92-3407, 1992
- [17] Koenig M *et al.* Phys. Rev. Lett., 1995, 72 :2260
- [18] Batani D *et al.* Phys. Rev. B, 2000, 61 :9287
- [19] More R M *et al.* Phys. Fluids, 1988, 31 :3059
- [20] 黄秀光等. 物理学报, 2002, 51 :337 [Huang X G *et al.* Acta Physica Sinica, 2002, 51 :337 (in Chinese)]