

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2020.03.02

在兆焦耳级激光设备上的实验室 天体物理研究进展

孙 伟, 仲佳勇

(北京师范大学 天文系, 北京 100875)

摘要: 近年, 随着兆焦耳级激光器装置的发展人们可以在实验室中创造出与极端天体环境类似的物理条件, 这使科学家有机会对某些重要天体物理过程或物理现象在实验室中进行研究。简单介绍由美国国家点火装置驱动高能量密度实验室天体物理方面实验的若干进展, 包括超新星遗迹中的瑞利-泰勒不稳定性、激光惯性约束聚变探测恒星核心环境下的热核反应、无碰撞冲击波、行星内部状态研究、恒星形成研究等。最后对未来可能在兆焦耳级激光装置上开展更的实验室天体物理相关实验进行了简单展望。

关键词: 实验室天体物理; 高能量密度物理; 强激光与等离子体相互作用

中图分类号: P141 **文献标识码:** A

1 引 言

高能量密度物理 (high energy density physics, HEDP) 是近年来发展起来的一门前沿交叉学科, 重点研究能量密度超过 $10^{11} \text{ J} \cdot \text{m}^{-3}$ (相当于压强超过 10^{11} Pa) 的极端物理条件下物质结构和特性^[1]。通常极端的 HEDP 状态只存在于天体系统或者核爆炸中。近年来, 随着激光技术的不断发展, 特别是大功率的太瓦级 (TW) 和拍瓦 (PW) 级激光装置的建成, 使得实验室中能够产生高能量密度的条件日益成熟, 通过强激光与等离子体相互作用开展实验室天体物理研究引起人们的广泛关注。一般人们对天体状态和演化的认识源于被动的远距离观测和利用相关理论进行模拟分析。然而, 由于缺乏详细的观测数据, 因此人们在进行一些特定天文现象的研究时受到限制, 再加上这些天文现象演化时间过长, 很难在短时间里有一个更全面的理解。高能量密度状态下的实验室天体物理是研究天体物理问题的一个新途径, 其具有主动、可重复等特点^[2]。与数值实验一样, 可以作为研究天体物理现象的重要平台和基本工具^[3]。

收稿日期: 2019-10-10; 修回日期: 2019-11-28

资助项目: 国家自然科学基金 (11622323, U1930108); 科学挑战专题 (JCKY2016212A505); 中央高校基本科研业务费专项资金

通讯作者: 仲佳勇, jyzhong@bnu.edu.cn

目前兆焦耳级激光装置有两台, 一台是位于美国利弗莫尔国家实验室并已经投入使用的国家点火装置 (national ignition facility, NIF), 另一台是位于法国波尔多省阿基坦仍在建设中的 LMJ (MegajouleLaser, LMJ)。NIF 的总能量约 1.8 MJ, 脉宽 5 ~ 10 ns, 共 192 束。NIF 装置的激光能量可提供极端的实验条件, 它可产生中子密度高达 10^{26} cm^{-3} , 压强大于 10^{16} Pa , 温度超过 10^8 K 的等离子体环境, 在宇宙中只有三个地方产生了接近这些极端条件的环境: 宇宙大爆炸、恒星和行星的内部、以及热核武器^[4]。NIF 装置的核心目标是研究激光间接驱动模式下的惯性约束核聚变 (inertial confinement fusion, ICF), 由于在开展激光驱动的 ICF 系列实验过程中激光等离子体参量不稳定性、流体动力学不稳定性、内爆混合过程等高度复杂的内禀物理困难, 导致 NIF 自建成后至今尚未实现点火, 这充分说明了激光聚变过程的高度复杂性。本文主要介绍基于利用 NIF 装置在实验室天体物理领域所开展的实验进展情况。LMJ 可以提供的总能量达到 1.5 MJ, 脉宽为 0.3 ~ 25 ns, 共 176 束, 研究在 $10^6 \sim 10^9 \text{ K}$ 温度下的物理过程, 以及在 $10^{11} \sim 10^{16} \text{ Pa}$ 的压力下的物理过程。LMJ 将特别用于研究 ICF、验证描述核武器行为的理论模型和物理数据, 并通过建模验证所有涉及的现象, 对这些模型进行测序和重叠实验等^[5,6]。但是由于资金和技术等综合因素, LMJ 装置的研制进展相对缓慢, 截至到 2018 年底仅完成了 10 个组束的研制, 仅能达到 $1.5 \times 10^5 \text{ J}$ 的峰值能量, 距离 $1.5 \times 10^6 \text{ J}$ 的目标能量还需要很长的时间。在 NIF 和 LMJ 问世前, 利用已有的大型激光装置如 OMEGA 激光器等产生的等离子体环境都不能用于研究更加致密复杂的天体系统, 如恒星内部的热核反应环境等。现在人们利用 NIF 和 LMJ 等兆焦耳级激光装置可以在实验室环境中探究大量新的物理现象和物理过程, 包括行星形成动力学、小行星和彗星撞击动力学、超新星遗迹中的瑞利-泰勒 (rayleigh-taylor, RT) 不稳定性、高能宇宙线的起源、探测恒星核心环境下的热核反应、恒星形成等。本文对兆焦耳级激光装置上的实验室天体物理研究进展进行简单介绍。

2 主要研究进展

2.1 实验室模拟超新星遗迹中的 RT 不稳定性

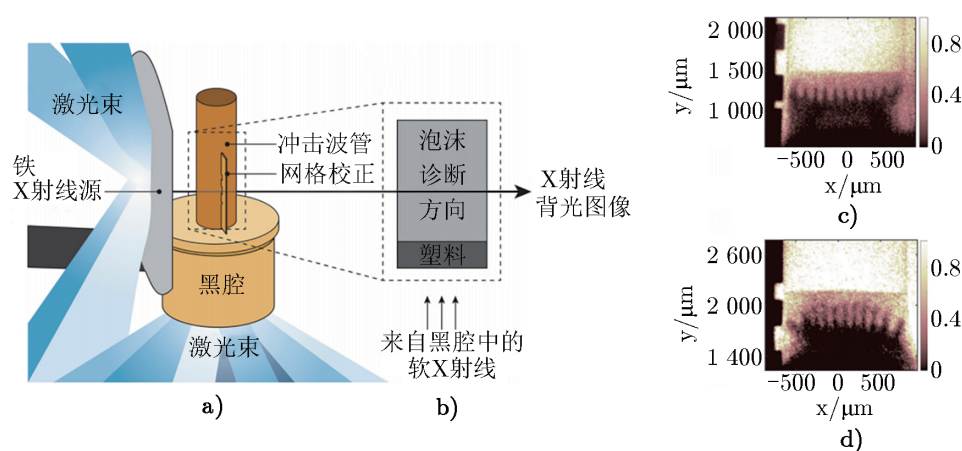
超新星作为最剧烈的天体物理现象之一, 其爆发机制和爆发过程一直是人们关注的热点。超新星爆发可以带给我们通过普通观测不能获得的位于恒星内部的物理信息, 因此对这个恒星演化的结局之一展开研究可以增进对恒星的整个结构和演化过程的认识。在 NIF 和 LMJ 出现之前, 国内外已有的激光装置尚未满足 I 型超新星的重元素核聚变的温度^[7]。一旦一颗大质量恒星在其核心燃烧到产生 Fe 元素, 核聚变反应就不再有净能量增益, 核心热压与内部引力不再平衡, 恒星的核心开始崩塌, 这种崩塌一直持续到恒星内核达到核简并物质的密度, 此时, 简并压阻止了进一步的塌陷, 并产生了巨大的反弹冲击波, 将恒星炸裂^[8]。这些抛射的物质与周围的星际介质作用形成一个向内挤压的冲击波和一个向外传播的冲击波, 冲击波穿过各个外层的过程中, 于交界处产生 Richtmyer-Meshkov 不稳定性。冲击波过后的区域由于密度梯度和压力梯度变得相反, 这时界面处以 RT 不稳定性为主^[9]。当质量在冲击层中积累时, 这两个冲击波之间的界面会减速, 从而变得不稳定, 导致 RT 不稳定性。例如

在 SN1993J 中, 喷射密度与其他 II 型超新星相比具有陡峭的密度梯度, 热冲击物质会产生影响超新星遗迹发射的显著辐射通量, 并可能改变 RT 不稳定性的行为^[10]。之前在 NIF 开展的 RT 不稳定性研究主要集中在间接驱动惯性约束聚变实验中烧蚀 RT 不稳定性^[11]和天体物理现象中 RT 不稳定性的实验室模拟分析两方面。这里需要指出的是, 截至目前, 国内外已经开展了很多类似超新星核坍缩过程中的流体动力学不稳定性的数值模拟研究^[12, 13]和实验^[14, 15]。限于实验设备条件的不完备, 得到的冲击波都是纯动力学的, 而不是辐射主导的。由于在天体的物理环境中冲击波的辐射对流体动力学过程和流体不稳定性的影响非常重要, 现已投入运行的 NIF 具备制造出辐射主导的冲击波的能力。

Kuranz 等人^[16]利用美国 NIF 激光装置尝试模拟了相关实验, 构建了一个具有高能量通量的流体动力学不稳定界面, 所谓高能量通量是指单位面积的能量传递时变率高 (SI 单位为 $\text{J} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$)。当无碰撞冲击波进入低密度物质后, 会形成一个受具有高能量通量的流体影响的动力学不稳定界面。由超新星演化成超新星遗迹时发展形成的结构会被能量传输效应所影响而发生改变。RT 不稳定性被认为是在恒星抛射和环绕恒星物质之间的交界处产生的一种结构。如图 1a) 所示, 利用 NIF 激光束照射金腔靶, 产生 X 射线, 其吸收通过烧蚀产生压力脉冲。当冲击波穿过界面时, 初始二维调制 (波长为 $120 \mu\text{m}$, 振幅为 $6 \mu\text{m}$) 产生流体动力学膨胀, 之后开始产生 RT 不稳定性。与靶相连的是一块直径为 2mm 的铁箔, 当用额外的激光束照射时, 它会产生一个明亮的 X 射线源。图 1c) 和 d) 显示高能量通量和低能量通量实验的不同时刻典型 X 射线背光图像。其中的等离子体流正向上运动, 冲击波峰值分别约为 $1.5 \times 10^3 \mu\text{m}$ 和 $2.0 \times 10^3 \mu\text{m}$ 。在这两种情况下, 峰值的形状和 RT 不稳定性的总体增长不同, 可用于分析高能量通量对年轻超新星遗迹 RT 不稳定性增长的影响。RT 不稳定性的线性增长率的表达式为 $\gamma_{RT} = \sqrt{A(t) \cdot g(t) \cdot k}$, γ_{RT} 与时间的倒数成正比, $A(t)$ 是与时间相关的阿特伍德数, $A = \rho_1 - \rho_2 / \rho_1 + \rho_2$, ρ_1 为密度相对较大的流体密度, ρ_2 为密度相对较小的流体密度。由 $g(t)$ 给出随时间变化的加速度, k 是初始扰动波的波数。Kuranz 等人通过实验发现在构建的超新星遗迹模型过程中, 在辐射主导的冲击波作用背景下, 还需要考虑热传导的影响, 这样人们才可以准确地预测超新星爆发后的各个时期内超新星遗迹的演化情况。

2.2 探测恒星核心环境下的热核反应

恒星是巨大的热核反应炉, 它将宇宙中较轻的元素慢慢地融合成更重的元素, 同时通过质量亏损释放能量。为了更好地了解恒星, 我们必须了解恒星内部的核反应速率, 但是我们目前所能够创造的核反应条件与恒星内部核心的真正核反应条件尚有明显差距。在天体温度情况下, 核反应是在很低的能量上发生的。由于库仑位垒的作用, 反应截面非常低, 很难找到直接测量的方法。为了得到低能区的反应截面, 人们使用的一种通用的方法是, 利用天体物理 S 因子将在较高能量上直接测量的反应截面 $\sigma(E)$ 外推到低能区: $S(E) = \sigma(E)E \exp(2\pi\eta)$ 。其中: E 是质心系能量; η 是 Sommerfeld 参数, 与两碰撞核的电荷数 Z_1 , Z_2 及反应入射道的相对速度 v 有关。众所周知, ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ 反应在恒星燃烧 H 中很重要, 是仅有的几个实验测量值已达到太阳能反应物能量的情况之一。在大多数情况下, 如果存在意外的共振, 则所需的外推可能会导致重大错误。实际上, 在进行测量之前, 曾有人提出将 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ 反

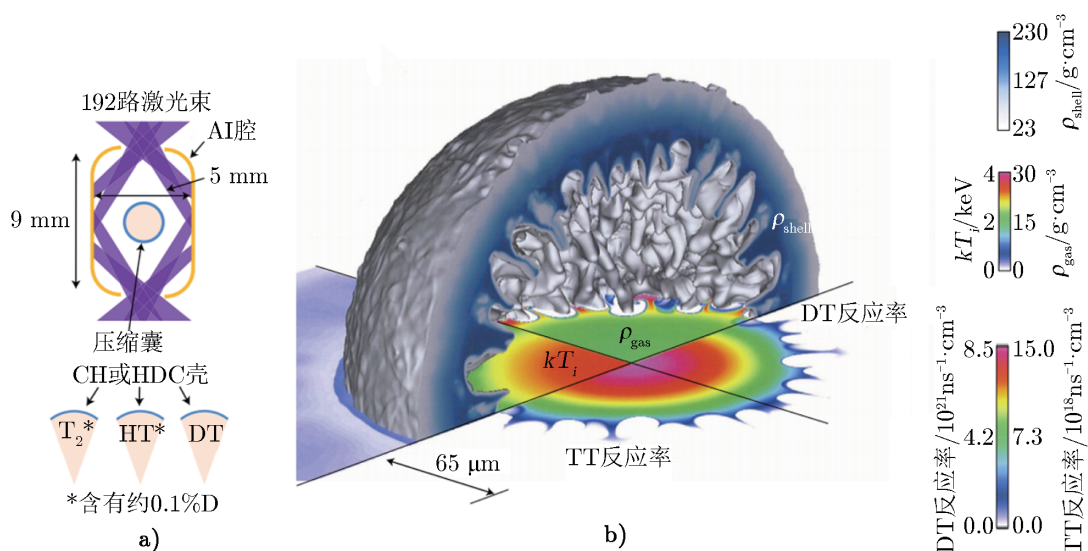


注: a) NIF 激光束与靶相互作用原理; b) X 射线源通过被塑料中心的示踪层优先吸收而产生 X 射线图像; c) 和 d) 表示利用 X 射线背光诊断分别获得 $t=13\text{ ns}$ 时的高通量情况下和 $t=34\text{ ns}$ 时的低能量通量情况下, RT 不稳定性的演化结果。

图 1 实验布置及 X 射线背光诊断结果^[16]

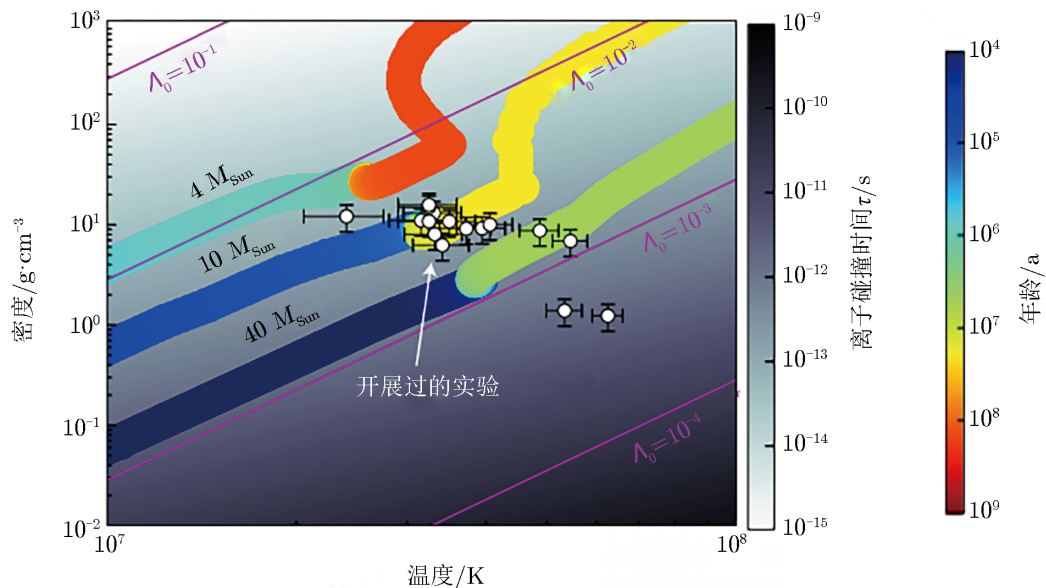
应的未知共振作为“太阳中微子问题”的一种可能解释,随后使用中微子振荡来解释。部分理论学家曾反对这种 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ 反应的低能共振,因为在 $\text{T}(t, 2n){}^4\text{He}$ 反应中没有预测或观察到这种共振。Junker 等人^[17]使用 LUNA 加速器设备进行的 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ 的直接测量,该设备在太阳核反应物的能量窗口中未显示出共振行为。 ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ 反应也有助于解释主后序列红色巨星被破坏后 ${}^3\text{He}$ 的低宇宙丰度。

通常基于传统加速器用来测量核反应速度的实验,在恒星核合成相关的低质心系能量条件下进行时颇具挑战性;因为随着能量降低,反应截面迅速下降,这时电子屏蔽效应变得非常重要。更为理想的情况是在相关热的、稠密的、热核等离子体条件下直接测量这些 S 因子,可以避免背景噪声、筛选校正、电子屏蔽和能量外推等问题,但是长期以来人们发现在地面实验室不可能实现这样的条件。随着近年 NIF 等兆焦耳级激光装置的发展,Casey 等人^[18]首次在 NIF 上利用惯性约束聚变内爆产生了同恒星核心相近的等离子体环境(见图 3,密度在 $1.2 \sim 16\text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$,温度在 $2.1 \sim 5.4\text{ keV}$),并利用反应 $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$ 和反应 $\text{T}(t, 2n){}^4\text{He}$ 的 S 因子的测量,开展了恒星核心条件下的热核反应的研究。图 2a) 提供了实验原理示意图,192 束 NIF 激光束以 $0.8 \sim 1.5\text{ MJ}$ 的能量照射圆柱形金腔,激光驱动时间超过几十纳秒,产生的热 X 射线用于压缩和加热一个充满氘(T_2)或氢氟混合物(HF)的气体腔,其中含有少量氘(D)。这样的内爆过程,产生了一个致密的热等离子体核,并在其中发生核反应,其中的物理信息用中子和 X 射线作为背光诊断获得。图 2b) 显示了利用流体动力学程序 MIRANDA^[19-21]在峰值压缩和燃烧时的三维(3D)模拟内爆的结果。图 3 给出了此实验和几个恒星核心环境的对比情况,本实验证明了产生和诊断与核天体物理学有关的高能密度等离子体的一种新的实验能力,表明在实验室里,核物理实验可以在与恒星内部密度和温度相似的极端物理环境中进行。



注: a) 金圆柱形腔内充满 T₂ 或 HT 气体或接近 50%D、50%T (含 0.1%DD 原子); b) 三维 MIRANDA 模拟胶囊内爆反应的峰值及核反应速率, 显示了塑料壳的密度和气体的温度。

图 2 实验装置和在烧伤高峰时达到的条件^[18]



注: 左侧垂直轴为恒星核心密度, 水平轴为温度变化, 色标曲线指随时间的变化情况。背景灰度是离子-离子碰撞时间随电荷无关等离子体参数 $\Lambda_0 = \frac{(4\pi)^{1/2} e^3 n^{1/2}}{(kT)^{3/2}}$ (紫色等值线) 的变化。

图 3 几个恒星系统的核心条件与本实验的实验结果的比较^[18, 22]

2.3 宇宙射线起源的实验室研究

自 20 世纪宇宙射线被发现以来, 它的起源一直是天体物理学亟待解决的问题。目前天体物理学家普遍认为这些高能粒子的产生与无碰撞冲击波有关, 而无碰撞冲击波是如何产生的, 目前仍在研究中。20 世纪 40 年代末, 费米提出了通过费米加速来加速宇宙射线的独特想法^[23]。在无碰撞冲击波的情况下, 高能粒子或宇宙射线可通过一阶费米加速度或所谓的扩散冲击波被有效加速, 其中加速粒子的能谱符合幂律分布。这些冲击波被认为是粒子加速到宇宙射线能量的来源以及磁场产生和放大的来源^[24, 25], 所谓“无碰撞”意味着等离子体粒子的平均自由程远大于冲击波界面尺度, 无碰撞等离子体中冲击波形成所需的耗散由波-粒子相互作用激发的电场和磁场提供。目前这些无碰撞冲击波的形成一般被认为是由在碰撞等离子体中生长的不稳定性(如 Weibel 不稳定性)所驱动, 进而产生电场和磁场。尽管 Weibel 不稳定性^[26, 27]已经被计算和模拟很多年了, 但它们还没有被直接观测到, 而且关于它们的生长、非线性饱和等许多问题仍然存在。

与实验室中产生的大多数冲击波(由流体动力学碰撞引起)不同, 天体物理中的冲击波依赖于集体等离子体行为和流体力学不稳定性, 产生强磁场, 足以阻碍相互渗透形成无碰撞冲击波。实验室尚未产生由电磁 Weibel 不稳定性引起的高马赫数 ($M > 4$) 无碰撞冲击波。此外, 单级电感也被认为是能够有效加速产生高能粒子的一种方法。对于快速旋转的中子星通常产生相对论性的等离子体外流, 其中在旋转动能和强磁场的作用下, 产生一个电场 $E = V \times B/c$ (其中 V 和 B 分别是流出等离子体的速度和磁场, c 为光速)。因此, 等离子体外流呈现出电压降, 可将带电粒子加速到高能^[28]。

随着高能、高功率激光的出现, 在实验室中研究高马赫数无碰撞等离子体相互作用成为可能。在实验室中与 Weibel 不稳定性引起的无碰撞激波的形成有关的关键问题是: (1) 形成无碰撞冲击波所需的等离子体条件是什么; (2) 在场和粒子分布方面的冲击波的特征是什么。了解在激光实验中从碰撞流向无碰撞流过渡时的等离子体条件也很重要, 在 Haberberger 的实验中, 大量的实验工作是在致密的碰撞等离子体环境中完成的, PIC 粒子模拟表明, 互穿距离 $d > 200 c/\omega_{pi}$ 时, 可以形成 Weibel 不稳定性引起的无碰撞冲击波^[29], 其中 $\omega_{pi} = (4\pi n_i Z^2 e^2/m_i)^{1/2}$ 是离子等离子体频率, 但是该结论还没有通过实验证明。Ross 等人^[28]利用 NIF 开展了高马赫数 ($M > 4$) 的互穿等离子体流实验, 以观测冲击波从碰撞向无碰撞过渡的过程。如图 4 所示, 随着 CD-CH (碳氘-碳氢) 箔分离距离的增加, 观测到中子产额的增加, 并发现等离子体加热和中子产生的增强与无碰撞冲击波形成的初始阶段相一致, 从而得出无碰撞冲击波是由 Weibel 不稳定性所主导的。研究有助于了解无碰撞冲击波中微观物理过程及其在磁场产生、放大和高能粒子加速中的作用。

2.4 行星内部结构

最近在太阳系^[30]外已发现了上千个行星, 以及努力在实验室中实现惯性约束聚变能源, 引起了人们对密度物质在数百万至数十亿个大气压下的行为表现出新的兴趣。木星、土星等类木行星和地球、火星等类地行星的内部结构、性质及其形成动力学是天文学的一个重要研究领域。对于类木行星, 由于其自身质量巨大, 中心区域具有超高的压力和较低的温度 ($P \approx 10^{14}$ Pa, $T \approx 10^5$ K), 物质在此压力下的压缩率一定程度上决定了行星的结构。物质

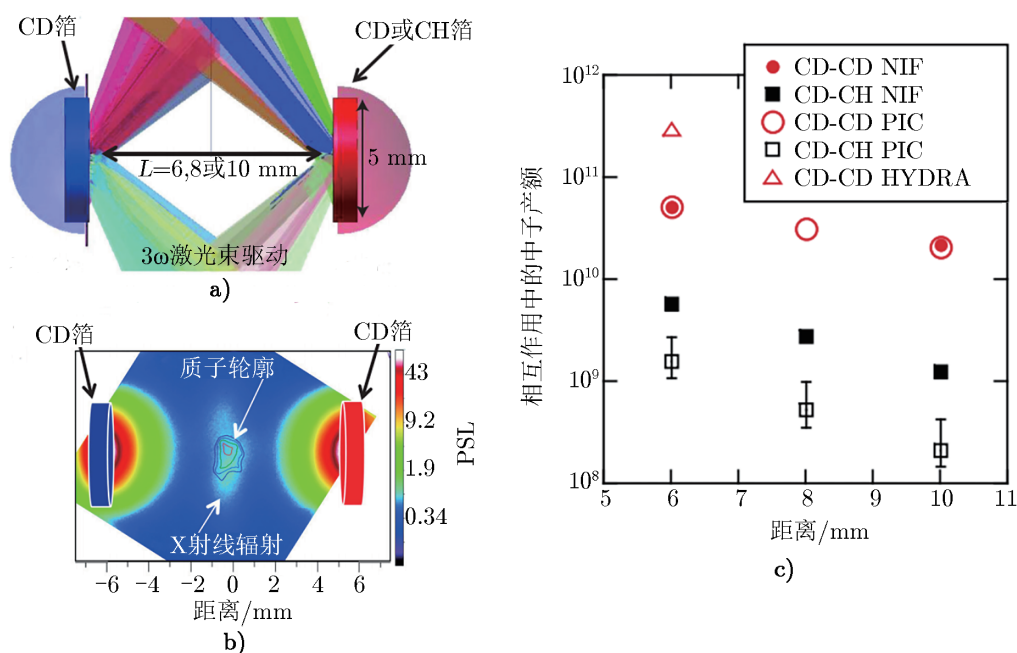


图4 a) 双平面靶的实验布置图; b) 双平面靶之间分离 10 mm 时测量到的 X 射线图像和质子图像轮廓, 轮廓线为自生成质子产额; c) 激光驱动不同双平面靶产生的互传等离子体流相互作用的中子产额情况^[28]

的压缩率由沿着等熵线附近的状态方程所决定。人们主要关注的焦点为行星的等熵线附近的状态方程、绝缘-导电的过渡位置、高压融化曲线、在木星/土星上是否存在 He 和 H_2 的相分离等方面^[31]。结合太阳系外行星的质量-半径数据与构成材料的状态方程 (equation of state, EOS) 模型, 表明在整个宇宙^[30, 32]中, 数百万个兆帕压强下的物质也是相当普遍的。在数百万个兆帕压强下, 物质接近原子级压力 (抵消电子在玻尔原子中的库仑吸引的量子力学压力), 在该压强下材料的结构和化学性质, 甚至是原子本身的特性都会改变。最近的密度泛函理论 (DFT) 计算预测, 在几种材料中, 电子会局限在兆帕斯卡条件下, 其结构和电子复杂性是量子统计模型 (例如 Thomas 和 Fermi 模型) 所无法预料的^[33]。现在动态斜坡压缩可以在实验室获得数百万个兆帕压强条件。动态斜坡压缩是获得原子级压力所必需的, 与冲击波压缩相比, 可以实现更高的压缩和更低的温度。但是, 斜坡压缩相对于冲击波是不稳定的, 因为声速通常随压力而增加, 因此需要精确控制所施加的压力-载荷历史以实现高压而不会形成冲击波。

借助强激光装置, 可以在实验室这一平台下开展相关的模拟研究, 目前主要利用激光驱动斜坡压缩的方法达到行星核心条件。Smith 等人^[34]在 NIF 上利用其中的 176 路激光束, 以 2.2 太瓦的峰值功率照射一个中空的圆柱形凹腔, 激光驱动时间为 20 ns, 开展了对钻石的斜坡压缩测量, 在 5 TPa 的峰值压强 (相当于 5 000 万个大气压) 下达到 3.7 倍的压缩。金刚石是已知最不可压缩的材料, 在这里被压缩到了前所未有的密度 (约 $12 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$)。实验测得的拉格朗日声速、应力和密度, 为约束数个 TPa 区域的凝聚态理论和行星演化模型提供

了首次实验数据。利用 NIF 开展的高压斜坡压缩实验的实验配置如图 5a) 所示。作为参考, 用红色箭头将地球、海王星和土星的中心压力值在纵坐标轴上做了标记, 如图 5b) 所示。这些状态方程的数据即测量到的拉格朗日声速 $C_L(u)$ 、压强 P_x 和密度 ρ 可以与第一原理 (用于描述巨行星内部、恒星内部和惯性约束中存在的物质的理论) 相比较。获得的数据也为富碳行星的质量-半径关系提供了新的限制。这里, 拉格朗日声速 $C_L(u)$ 、压强 P_x 和密度 ρ 满足如下表达式:

$$C_L(u) = \sum_j \frac{C_{L,j}}{\sigma_{C_{L,j}}} \bigg/ \sum_j \frac{1}{\sigma_{C_{L,j}}^2}, \quad (1)$$

$$P_x = \rho_0 \int_0^u C_L du, \quad (2)$$

$$\rho = \rho_0 \left(1 - \int_0^u \frac{du}{C_L} \right)^{-1}, \quad (3)$$

$$\sigma_{P_x} = \rho_0 \int_0^u \sigma_{C_L} du, \quad (4)$$

$$\sigma_\rho = \frac{\rho^2}{\rho_0} \int_0^u \frac{\sigma_{C_L}}{C_L^2} du, \quad (5)$$

其中, σ 为不确定度, σ_{C_L} 为拉格朗日声速的不确定度, σ_{P_x} 为压强的不确定度, σ_ρ 对应密度的不确定度。目前利用 NIF 还可以开展一些其他与行星有关的实验, 例如研究类地行星在形成和演化过程中的撞击过程, 以及模拟碰撞过程中物质在冲击波作用下的液化和蒸发等。

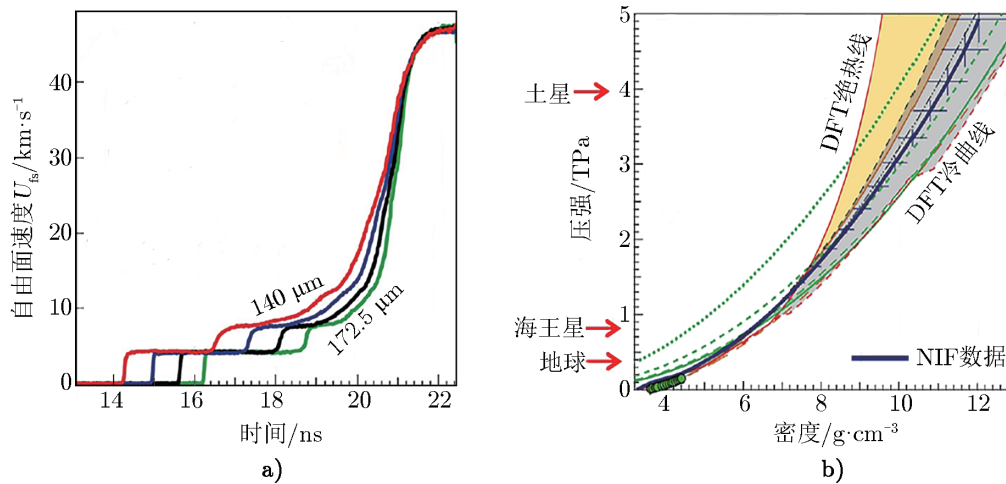


图 5 a) 实验原理图及测量斜坡压缩金刚石的速度, 导出自由表面速度与时间的关系; b) 金刚石产生的纵向应力与密度的关系^[34]

2.5 恒星形成研究

恒星形成起源、形成机制及其形成动力学是天文学的一个重要研究方向。其中较著名的是对鹰状星云 M16 的相关研究, 鹰状星云 M16 是一个引人注目的恒星形成区域^[35]。图 6a) 呈现的是鹰状星云 M16 的一个局部, 图中距离我们地球最近的恒星约 4.3 l.y., 而图中长云柱的高度约 9.5 l.y.。通过对鹰状星云观测, 能够看出其明亮的区域实际上是一个通向更加大的黑暗尘埃壳中心的窗口。窗口里有一个疏散星团正在形成, 同时这里是恒星形成的地方, 有许多恒星正在那些气体和尘埃云中形成, 散布着许多由尘埃和冷分子气体所形成的长云柱和圆形云球。我们的太阳系有可能就诞生在类似的物理环境中。同时利用观测可见的是许多年轻的蓝巨星, 它们的星光和恒星风正在燃烧残余的气体云及尘埃壁并将它们向后推去; 这些蓝巨星发出的紫外辐射激发和加热周围的由氧、氢和硫等组成的星云, 从而使得这些星云可以被观测到。近 20 年来, 天文学家们利用天文观测、天体物理模拟以及实验室定标实验模拟, 研究了鹰状星云著名的长云柱以及电离氢区 (HII 区域) 边界处类似的秒差距尺度结构的形成^[36]。目前在恒星形成方面, 利用 NIF 这种兆焦耳级激光装置开展的实验还仅限于对 M16 的研究。其中 Kane 等人^[36]在 NIF 利用 192 路激光在 2 MJ 的峰值能量上进行了实验并标度变换到天体物理环境, 以评估在恒星形成的氢分子云中, 特别是鹰状星云中著名的长云柱结构。具体实验设计是: 由于激光驱动的流体动力学实验通常使用持续 15 ns 甚至更长时间的驱动器, 以产生非线性烧蚀流体动力学环境, 所以利用 NIF 的 192 路激光驱动 (图 6b) 所示) 的四个长 4 mm、直径 3 mm 的空心圆柱形腔靶产生 X 射线源, 用于产生持续时间长的驱动器并类比于 O 型恒星团。在空腔上方放置另外一个圆柱形的靶类比于分子云。在空腔靶侧面放置一个背光靶, 用其他激光器驱动背光靶产生高能 X 射线作为背光探针, 可以对从空腔靶出来的 X 射线源辐射圆柱形靶的演化过程进行成像, 可类比于天文观测设备。图 6c) 是 3 个不同时刻对长云柱结构成像的 X 射线照片以及利用 HYDRA 模拟获得的模拟结果。分析阴影成像结果中柱速度和柱密度分布与利用哈勃空间望远镜观测到的鹰柱形态, 以及在美国的 BIMA 和 CARMA 毫米波设备上获得的 M16 长云柱的柱密度和速度数据进行了对比, 结果表明, 实验结果可以与观测到的 M16 长云柱的形态、密度和速度相匹配, 长云柱的生长是匹配观测结果的关键。

3 总结与展望

随着近几十年强激光装置的不断发展和诊断手段的不断提升, 实验室天体物理逐渐成为天体物理研究除观测和模拟之外的第三种方法, 在与原子物理、等离子体物理、天体化学等相交叉的领域中已取得了一些令人振奋的进展, 如辐射不透明度^[37]、磁重联^[38]、无碰撞冲击波^[39, 40]、强磁场的产生^[41-43]等, 这加深了人们对天体物理现象的理解。在新一代大功率实验装置包括 NIF 和 LMJ 建成并投入运营后, 我们能够模拟更多的天体物理现象, 并可以更接近天体物理的极端环境。目前, 在包括行星形成动力学、超新星遗迹中的 RT 不稳定性、高能宇宙线的起源、利用惯性约束聚变探测恒星核条件下的热核反应等方面的实验室模拟已取得突破性进展。未来我们可以期待兆焦耳能量激光实验在模拟天体化学如星际尘

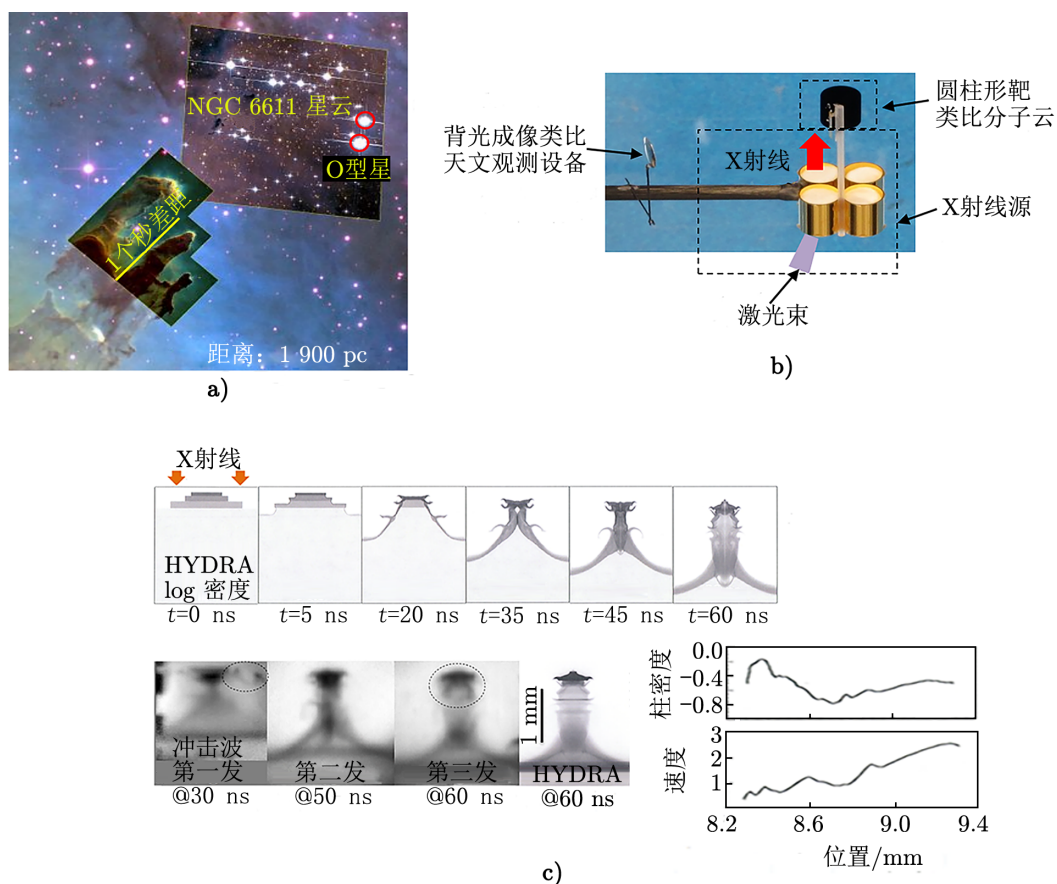


图 6 a) 鹰状星云 M16 的局部观测图, 由气体和尘埃组成的巨大手指状的长云柱结构直接指向高能年轻恒星; b) 实验靶结构示意图, 包括背光靶、产生 X 射线源的空腔靶以及类比于分子云的圆柱形靶; c) 利用 NIF 和 X 射线背光得到的实验数据和利用 HYDRA 模拟得到的模拟数据结果^[36]

埃的起源和演化、在无碰撞磁冲击波方面解释宇宙磁场的普遍性和性质、宇宙射线的起源、恒星诞生和恒星爆炸死亡的辐射流体力学、原恒星形成、黑洞吸积盘的形成及天体喷流等取得新的进展, 在推动实验室天体物理学发展的同时, 增进我们对天体物理现象及其物理过程的理解。

参考文献:

- [1] 李玉同, 徐妙华, 张杰. 物理, 2007, 36(01): 0
- [2] 张杰, 赵刚. 物理, 2000, 29(7): 393
- [3] Kuramitsu Y, Sakawa Y, Morita T, et al. Plasma Phys Contr F, 2012, 54(12): 124049
- [4] Moses E I. Nuclear Fusion, 2013, 53(10): 104020
- [5] Casner A, Caillaud T, Darbon S, et al. High Energy Density Physity, 2015, 17: 2
- [6] Miquel J L, Lion C, Vivini P. Journal of Physics: Conference Series. IOP Publishing, 2016, 688(1): 012067

- [7] 韩波, 王菲鹿, 赵刚. 天文学进展, 2013, 31(3): 340
- [8] Remington B A. Edward Teller Lectures: Lasers and Inertial Fusion Energy. 2016: 439
- [9] Wang L F, Ye W H, He X T. Physics of Plasmas, 2012, 19(1): 012706
- [10] Nymark T K, Fransson C, Kozma C. Astronomy & Astrophysics, 2006, 449(1): 171
- [11] Casner A, Masse L, Liberatore S, et al. Physics of Plasmas, 2015, 22(5): 056302
- [12] Buras R, Rampp M, Janka H T, et al. Astronomy & Astrophysics, 2006, 447(3): 1049
- [13] Muller B. Publications of the Astronomical Society of Australia, 2016, 33: 48
- [14] Foglizzo T, Kazeroni R, Guilet J, et al. Publications of the Astronomical Society of Australia, 2015, 32: e009
- [15] Grosskopf M J, Drake R P, Miles A R, et al. High Energy Density Physics, 2013, 9(3): 439
- [16] Kuranz C C, Park H S, Huntington C M, et al. Nature communications, 2018, 9(1): 1564
- [17] Junker M, et al. Nuclear Physics B-Proceedings Supplements, 1999, 70(1-3): 382
- [18] Casey D T, Sayre D B, Brune C R, et al. Nature Physics, 2017, 13(12): 1227
- [19] Cook A W. Physics of fluids, 2007, 19(5): 055103
- [20] Weber C R, Clark D S, Cook A W, et al. Physics of Plasmas, 2015, 22(3): 032702
- [21] Marinak M M, Kerbel G D, Gentile N A, et al. Physics of Plasmas, 2001, 8(5): 2275
- [22] Dzitko H, Turck-Chieze S, Delbourgo-Salvador P, et al. AJ, 1995, 447: 428
- [23] Fermi E. Physics Review, 1949, 75(8): 1169
- [24] Blandford R, Eichler D. Physics Report, 1987, 154(1): 1
- [25] Bell A R. MNRAS, 1978, 182(2): 147
- [26] Hurricane O A, Herrmann M C. Annual Review of Nuclear and Particle Science, 2017, 67: 213
- [27] Weibel E S. PRL, 1959, 2(3): 83
- [28] Ross J S, Higginson D P, Ryutov D, et al. PRL, 2017, 118(18): 185003
- [29] Kato T N, Takabe H. The Astrophysical Journal Letters, 2008, 681(2): L93.
- [30] Schneider J, Dedieu C, Le Sidaner P, et al. Astronomy & Astrophysics, 2011, 532: A79
- [31] Remington B A, Rudd R E, Wark J S. Physics of Plasmas, 2015, 22(9): 090501
- [32] Swift D C, Eggert J H, Hicks D G, et al. The Astrophysical Journal, 2011, 744(1): 59.
- [33] Martinez-Canales M, Pickard C J, Needs R J. PRL, 2012, 108(4): 045704.
- [34] Smith R F, Eggert J H, Jeanloz R, et al. Nature, 2014, 511(7509): 330
- [35] Oliveira J M. arXiv preprint arXiv, 2008, 0809.3735
- [36] Kane J. Bulletin of the American Physical Society, 2012, 54: GP8.060
- [37] Fujioka S, Nishimura H, Nishihara K, et al. PRL, 2005, 95(23): 23500
- [38] Zhong J, Li Y, Wang X, et al. Nature Physics, 2010, 6(12): 984
- [39] Romagnani L, Bulanov S V, Borghesi M, et al. PRL, 2008, 101(2): 025004
- [40] Haberberger D, Tochitsky S, Fiuza F, et al. Nature Physics, 2012, 8(1): 95
- [41] Law K F F, Bailly-Grandvaux M, Morace A, et al. APL, 2016, 108(9): 091104
- [42] Yoneda H, Namiki T, Nishida A, et al. PRL, 2012, 109(12): 125004
- [43] Fujioka S, Zhang Z, Ishihara K, et al. Scientific Report, 2013, 3: 1170

Recent Advances in Laboratory Astrophysics on Mega-joule Class Laser Facility

SUN Wei, ZHONG Jia-yong

(Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China)

Abstract: In recent years, with the development of Mega-joule class Laser, creating physical conditions similar to those of extreme celestial environments in the laboratory became possible. This provides a way to do laboratory studies of some important astrophysical processes and physical phenomena. This paper briefly introduces several advances in the high energy density laboratory astrophysics which is driven by the national ignition facility (NIF). They include the Rayleigh Taylor instability in the real supernova relic, the collisionless shock wave, laser inertial confinement fusion detecting the thermonuclear reaction under the condition of stellar nucleus, the study of the inner state of the planet and star formation. Finally, a brief outlook is provided on potential future laboratory astrophysics-related experiments that could be conducted on a petajoule-scale laser facility.

Key words: laboratory astrophysics; high energy density physics; intense laser-plasma interactions