

实验室天体物理研究进展*

刘畅 仲佳勇[†]

(北京师范大学天文系 北京 100875)

2016-01-23 收到

[†] email: jyzhong@bnu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20160605

Recent advances in laboratory astrophysics

LIU Chang ZHONG Jia-Yong[†]

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

摘要 近年来,随着高功率激光实验装置的广泛应用,成像技术和模拟分析技术水平的进一步提高,实验室天体物理研究取得了一些新的重要进展,如激光等离子体实验中对流等离子体磁场结构,冲击波中磁场的湍流放大效应,实验室模拟原恒星喷流中磁场的准直效应和太阳风与偶极磁场之间相互作用等方面的研究。这些研究加深了人们对原恒星以及 Herbig-Haro 天体喷流、超新星遗迹冲击波、地球磁层中磁场活动等天体物理现象的理解。文章对上述几个方向进行了介绍,并对未来研究方向做一些展望。

关键词 实验室天体物理, 强激光, 等离子体, 喷流, 冲击波

Abstract In recent years, intense laser facilities have been widely used in laboratory astrophysics, and with the development of imaging and analyzing techniques, important advances have been made in this field. These include self-organized electromagnetic field structures in laser-produced counter-streaming plasmas, turbulent amplification of magnetic fields in laboratory laser-produced shock waves, laboratory formation of a scaled protostellar jet by coaligned poloidal magnetic fields, and modeling of the interaction of the solar wind with a dipole magnetic field using the intense Shenguang II lasers. The results achieved have promoted our understanding of protostellar bodies, jets of Herbig-Haro objects, the shockwave of supernova remains, and the earth's magnetosphere near the pole regions. This article will present an overview of the above topics, as well as some outlook on future laboratory astrophysics research.

Keywords laboratory astrophysics, intense laser, plasma, jets, shockwave

1 引言

传统天文学依赖于对天体辐射和光谱的观测与分析。实验室天体物理为研究天体物理问题提供了一个新的途径:利用实验室实验来模拟、研究天体物理现象。实验室实验相对于传统的天文

研究方式,具有重复性好、条件可控的优点^[1]。利用大功率激光装置,可以模拟一些天体中的极端物理环境,通过设置特定的实验条件可以对其现象和过程进行分析和研究^[2]。实验室等离子体与天体物理中的等离子存在着标度的不同,通过实验室等离子体推断天体物理等离子体往往存在一些困难。但在某些特定条件下,标度变换规则允许我们在二者之间建立可靠的联系并进行相关的研究^[3]。在以往的实验室天体物理的研究中,如

* 国家重点基础研究发展计划(批准号:2013CBA01503)、国家自然科学基金(批准号:11205015, 11273033, 11135012)和北京科技新星(批准号:Z131109000413050)资助项目

超新星激波中的流体力学演化^[4, 5]、致密天体周围的光致电离星风^[6]、天体磁场的重联现象^[7-10]等方向已经取得了诸多进展。在磁重联领域，我们首次利用神光II高功率激光实验装置成功模拟太阳耀斑，开辟了实验室天体物理研究新方向^[8]。

近年来实验室天体物理研究又出现了一些新的研究方向和研究成果，如对流等离子体磁场结构、冲击波中磁场的湍流放大效应、喷流中磁场的准直效应、激光驱动等离子体模拟太阳风与磁场相互作用等，对以上几个方向的研究有助于加深我们对原恒星以及Herbig—Haro天体喷流、超新星遗迹冲击波、地球极区磁层活动等天体物理

现象的理解。本文就以上4个研究方向为例，对实验室天体物理近几年取得的一些重要成果进行简要介绍。

2 主要研究进展

2.1 激光驱动对流等离子体电磁场结构

观测和研究表明，在超新星遗迹残存的无碰撞冲击波^[11]以及新生恒星的内部^[12](如Herbig—Haro天体)，存在着自生磁场的作用。当两团运动方向相反的等离子体对撞时，能量逐级增大，在这一过程中会伴随着自生磁场的产生^[13]。通过合理安排特定的实验条件，可以在实验室中重现这些天体物理现象。N.L.Kugland等^[14]利用在实验室产生的对流超声速等离子体，研究其大范围、稳定的电磁场结构。这些奇特的结构源于某种尚不明确的机制。该结构的演化扩散方向明显垂直于初始的等离子流向，并且该结构的形态演化远远超过了等离子体自身所应有的空间尺度和演化时间，这表明该结构并非等离子体本身自由扩散演化所形成的。这项研究对传统的对流等离子体模型提出了挑战，有助于加深对大尺度、长时标等离子体自生磁场结构的理解。Kugland的实验是在美国罗切斯特激光研究所利用OMEGA EP(欧米伽性能扩展)激光器开展的。实验设置如图1所示，两束长脉冲激光(紫色)在CH₂靶盘上驱动产生对流等离子体，等离子体中的磁场用短脉冲激光(红色)产生的质子作为探针进行诊断。图中的红点用来标识靶室中心(TCC)。右侧方框为典型的质子成像数据示意图。

型提出了挑战，有助于加深对大尺度、长时标等离子体自生磁场结构的理解。Kugland的实验是在美国罗切斯特激光研究所利用OMEGA EP(欧米伽性能扩展)激光器开展的。实验设置如图1所示，两束长脉冲激光(紫色)在CH₂靶盘上驱动产生对流等离子体，等离子体中的磁场用短脉冲激光(红色)产生的质子作为探针进行诊断。图中的红点用来标识靶室中心(TCC)。右侧方框为典型的质子成像数据示意图。

根据所设置的实验条件，发生碰撞时是不能直接观测到两束喷流相互渗透、碰撞停滞

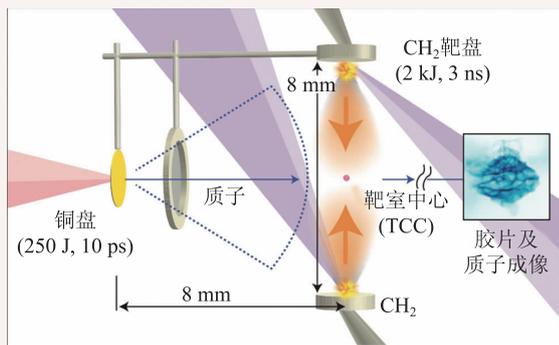


图1 OMEGA EP(欧米伽性能扩展)激光器上的靶、激光束以及诊断装置的实验设置图^[14]

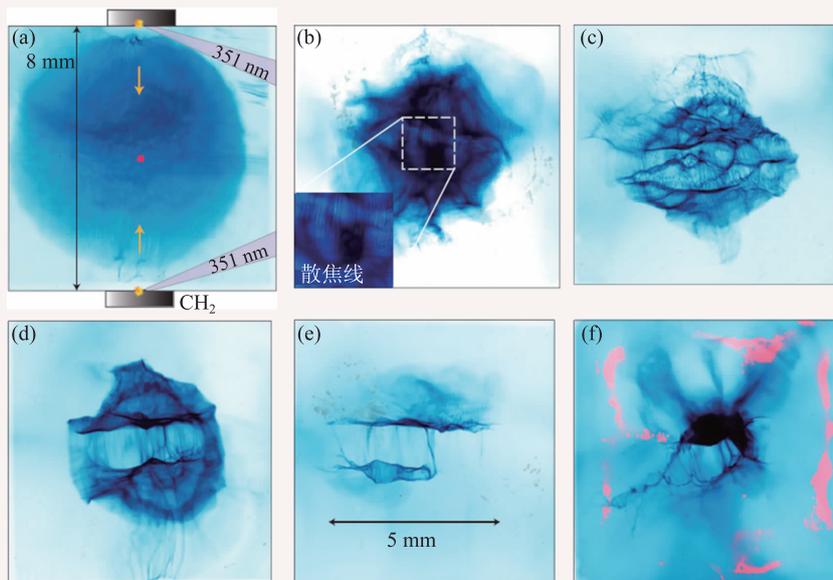


图2 自生磁场的质子成像图 (a)0.5 ns; (b)22 ns, $T_e=500$ eV, $n_e=3 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (c)3.7 ns, $T_e=800$ eV, $n_e=8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (d)4.0 ns, $T_e=1000$ eV, $n_e=8 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (e)5.2 ns, $T_e=900$ eV, $n_e=11 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$; (f)7.0 ns

的过程。但是在质子成像系统的时间窗口下可以获得有关静电和电磁等离子体不稳定性的数据。在打靶后 2.5—3.5 ns 时，电子和离子被快速加热，二者的温度都被提高了一个量级。这种热碰撞过程可以通过质子成像和等离子体动力学实现可视化。在实验中，N.L.Kugland 等通过质子照相装置在等离子体对撞中间区域观测到了一种独特的、相对稳定的具有散焦线特征的结构。这种结构被认为是自生电磁场相互作用所产生的结果(图 2，图中 T_e 为电子温度， n_e 为电子密度)。由图 2 可以看到两团等离子体自产生至相互碰撞、作用的全过程，其较长的持续时间和独特的散焦线结构表明了自生磁场的存在^[14]。尽管其具体作用机制尚不明确，但客观存在的实验现象提供了进一步探讨的思路。实验展示了对流等离子体中的一种大范围、稳定的自生磁场结构，但由于该区域的高度非线性特征，因此当时缺乏有效的三维模拟结果来与实验现象相吻合。

2.2 冲击波中磁场的湍流放大效应

超新星遗迹仙后 A(Cassiopeia A) 的 X 射线和射电观测揭示了一种比周围星际介质强约 100 倍的磁场结构。该磁场结构的产生过程与外部冲击波可能通过宇宙射线参与的非线性反馈过程相符。超新星遗迹内部的强磁场来源虽尚不明确，但很可能和湍流活动中的延展和放大过程有关。在超新星抛出物与星周边气体的非连续接触面上，由于存在流体力学不稳定性，湍流可能在此产生。然而，对仙后 A 的观测结果表明，抛出物的相互作用具有高度的不均匀性，在超新星爆发前，稠密的星周边气体云就已经形成了。

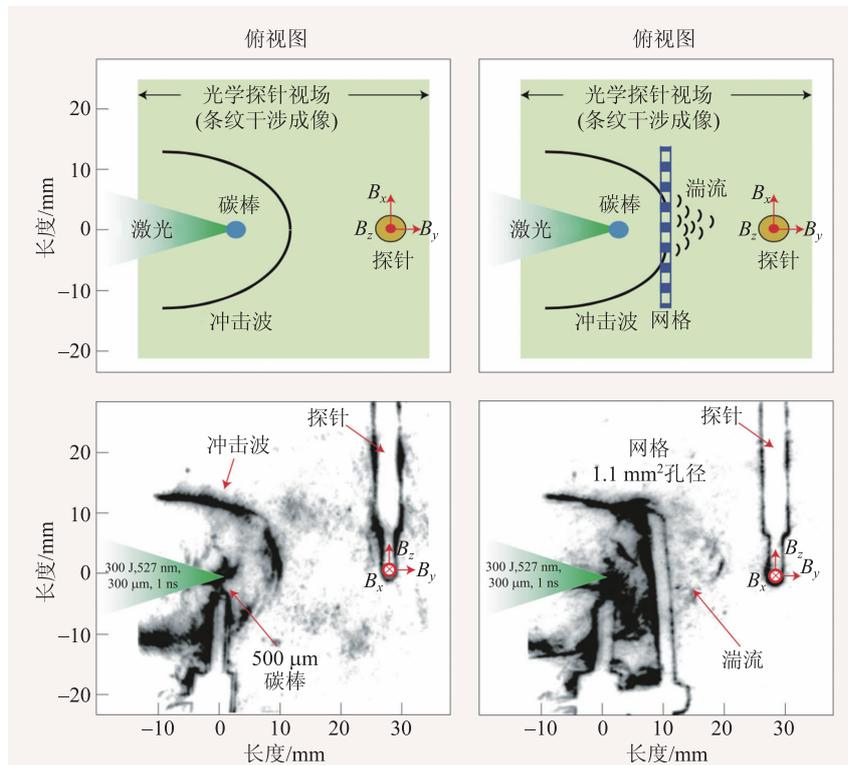


图 3 J.Meinecke 等用来产生冲击波致湍流的实验设置图 (a)无网格的实验设置图；(b)在距离碳棒 1 cm 处置一塑料网格的实验设置图；(c)无网格情况下，激光打靶后 $t=300$ ns 时的条纹照相图像；(d)有网格情况下，激光打靶后 $t=300$ ns 时的条纹照相图像^[15]

J.Meinecke 等^[15]通过实验手段研究了外部的冲击波接触到星周边气体云时可能诱发的磁场湍流放大过程。实验表明，当冲击波与塑胶网相互作用时，磁场被放大了。该实验可以解释超新星遗迹内部的同步辐射现象，以及在许多天体物理现象中都存在的物理过程：等离子体中湍流对磁场的放大作用。

图 3 为 J.Meinecke 等的实验设置图。靶室内充有气压 $P=1\pm 0.2$ mbar 的氩气，实验采用 Vulcan 激光装置(vulcan laser facility)的三倍频激光(527 nm 波长)，聚焦于一直径为 500 μm 的碳棒上，焦斑直径为 300 μm 。激光照度为每 1 ns 脉冲 300 ± 30 J。对应的激光强度为 $I_L=4\times 10^{14}$ W/cm²。冲击波演化用横向条纹干涉照相技术纪录下来，探针光波长 532 nm，门脉冲宽度 5 ns。由于实验中使用了条纹干涉照相技术测量密度梯度，因此具有较小密度梯度的湍流，表现出较小的对比度。干涉仪为 50 nm 视场的马赫—曾德尔干涉仪，用于测量电子密度。经过改良设计的感应线圈具有 100 MHz

的带宽。线圈被放置于距离碳棒即中心爆发点 3 cm (根据具体实验条件设置,个别实验中感应线圈被放置于距离碳棒 4 cm)处。感应线圈由 4 组缠绕成螺旋形的小线圈组成,4 组小线圈以不同的方向围绕着感应线圈中轴,以测定不同方向的磁场。小线圈围绕的轴中心为一截面 $1 \times 1 \text{ mm}^2$ 的塑料管。线圈中的电压将被放大并分别抵消由于电压导致的等离子体电场成分,磁场可由法拉第定律得出。线圈周围是由氮化硼所产生的等离子体。

无网格的 FLASH 模拟(图 4(a))表明,冲击波在碳等离子体和气体中的间断作用下变得不稳定,产生了一个湍流,故其磁场的空间尺度小于 3 mm。有网格的模拟结果(图 4(b))则显示湍流的尺寸大约要大 2 倍,流速快了 50%,因此磁场的雷诺数要大 3 倍。这与实验中测量到的磁场强度相符(图 4(c), (d))。

天文观测结果表明,超新星遗迹内部区域中湍流结构的周期约为 10 年。超新星遗迹仙后 A 在射电波段表现为一个明亮的湍流环,这与其在 X 射线波段上表现为一个轴向磁场延伸至冲击波边缘的低光度的稳定偏振辐射源相符合。遗迹

内部是一个较宽的非热辐射环状源,外部是一个较窄的同步辐射源。外部较窄的同步辐射源形态与冲击波的形态相符,标示出了冲击波的边界。仙后 A 中的磁场放大过程可以认为来源于两部分:一部分来源于超新星遗迹冲击波上的宇宙射线,另一部分来源于天体喷流与星际介质的相互作用。对于后一个过程,可以通过实验和模拟直接推导出来。J.Meinecke 等通过实验得出的结果与观测结果是相符合的。也就是说,一个湍流在冲击波作用下会成长为一个相对稳定的密度扰动,在等离子体扩张演化的长期作用下,必将被放大并获得稳定的磁场,最终其规模会比初始的密度扰动大很多倍。

2.3 喷流中磁场的准直效应

尽管在很多天体物理系统中都观测到了偶极喷流,但有关喷流喷出后的结构和形态的问题仍然在研究。B.Albertazzi 等^[16]通过定标的实验室实验,对应了一种早期的恒星喷流,表明存在一种强度与观测结果相一致的极向磁场。由于该磁场的存在,造成了喷流稳定且狭窄的整体准直效应。实验室等离子体被聚集于一个内部的空腔里,这使得喷流中出现了一个锥型的冲击波。根据在完整的天体物理尺度上进行的模拟结果,研究人员推断该项研究可能解释近期发现的在原恒星喷流中低密度区域的 X 射线爆发特征,比如人们熟知的原恒星 HH154 的喷流。

实验室等离子体被聚集于一个内部的空腔里,这使得喷流中出现了一个锥型的冲击波。根据在完整的天体物理尺度上进行的模拟结果,研究人员推断该项研究可能解释近期发现的在原恒星喷流中低密度区域的 X 射线爆发特征,比如人们熟知的原恒星 HH154 的喷流。

B.Albertazzi 等对喷流中磁场的准直效应实验进行流体力学模拟,得到了如图 5 所示的碳等离子体密度 ($\log_{10} \rho$, 单位为 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)沿 $x-z$ 平面的二维图像快照。

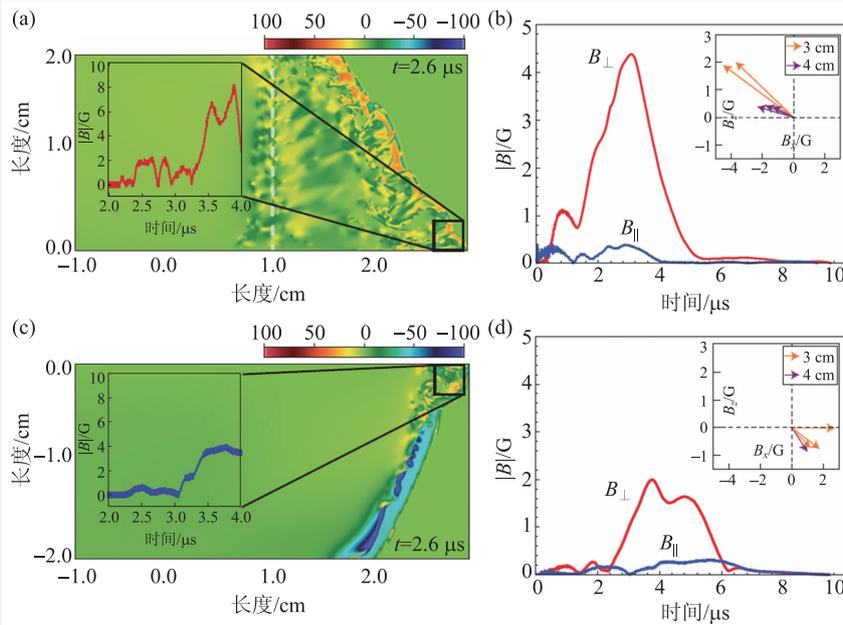


图 4 磁场的演化图 (a)冲击波经过网格 $2.6 \mu\text{s}$ 后的 FLASH 模拟图; (b)无网格的 FLASH 模拟图(其他条件与图(a)相同); (c)距碳棒 3 cm 处测得的磁场演化示意图; (d)无网格情况下的磁场演化示意图(其他条件与图(c)相同)^[15]

其中图 5(a)为激光脉冲结束后 10 ns, 图 5(b)为 20 ns; 图中箭头代表速度矢量, 实线代表磁场线, 黑色轮廓线表示被加热至 70 eV 以上的等离子体。B. Albertazzi 等还在完整的天体物理尺度上进行了模拟, 并与实际天文观测结果进行了对比。如图 6(a)为时刻等于 20 年时($x-z$)的质量密度($\log_{10} \rho$, 单位为 $\text{g} \cdot \text{cm}^{-3}$)分布示意图, 黑线代表磁场线, 虚线围出的区域代表等离子体温度超过 70 eV 的区域。由图 6(a)可见, 在联结中心恒星的星周盘系统中喷发出了一个各向同性的氢喷流, 喷发的质量损失率为 $10^{-8} M_{\odot}/y$; 物质以 200 km/s 的速度随磁场沿 z 轴方向运动。图 6(b)为图 6(a)中虚线区域的等离子体产生的 X 射线同步辐射的强度分布, 图中颜色从黑到白表示辐射强度从最弱至最强 (X 射线辐射强度由每秒接收到的光子数量确定)。空间上, 图中每一像素点代表 1 AU 的距离。图 6(c)为实际天文观测的结果, 数据来自钱德拉望远镜所拍摄 HH154 的 X 射线照片。照片中

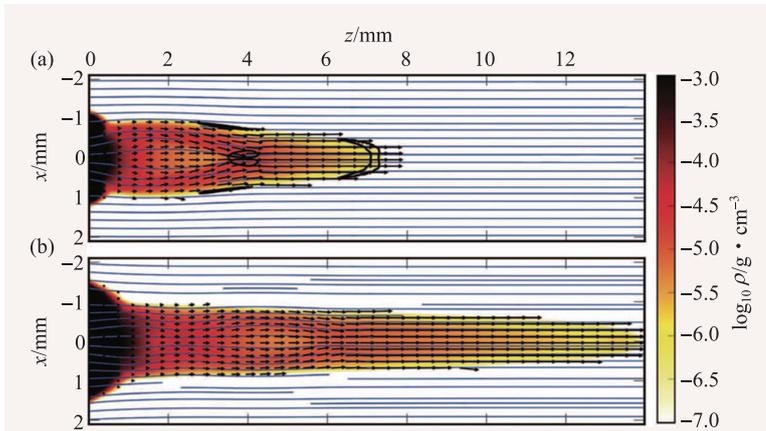


图 5 实验的磁流体学(MHD)模拟^[16] (a)激光脉冲结束后 10 ns; (b)激光脉冲结束后 20 ns

从白色到红色的颜色分布代表了 X 射线的强度: 白色表示无 X 射线, 红色表示 X 射线强度最强。照片右侧最明亮的红色区域表现出稳定的 X 射线特征, 该区域距中心恒星(左侧绿色箭头所示的红点处)约 60 到 80 AU。可见实际观测的图 6(c)中右侧 X 射线辐射区域的光度和距离特征, 与图 6(b)模拟结果中距恒星 70 AU 处的 X 射线亮区特征是一致的。

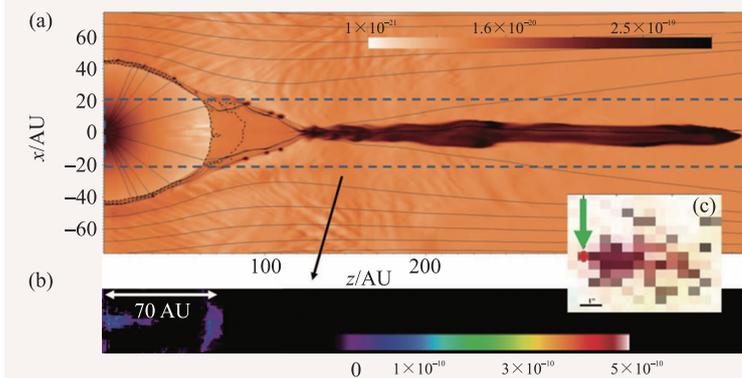


图 6 在一新生恒星系统中包含 5 mGs 轴向磁场的喷流结构与准直三维模拟图^[16]

模拟结果显示, 由于等离子体所具有的极高温度和超高速的磁发电扩张速度, 因此磁场线被弯曲并压缩, 超出了冲击波演化的范围(图 5)。当等离子体流体随之弯曲、压缩并汇聚到一点时, 就会形成一个锥形震波, 导致流体被聚焦并沿轴形成一个窄喷流。在完整尺度的天体物理条件下进行的模拟也观测到了类似的现象(图 6(a), (b)), 且模拟结果与钱德拉望远镜所观测到 HH154 的实

际数据相符合(图 6(c))。

B. Albertazzi 等提出了稳定窄喷流准直过程的一个简洁可信的模型, 其与近期天文观测的结果相符。B. Albertazzi 等的工作将有助于对原恒星喷流内部区域相互作用机制的理解, 对在实验室中进行喷流物理研究的工作也非常重要。例如, 横向不稳定性对喷流结构的影响; 不连续喷流, 可以通过在实验室中利用纳秒级多重激光脉冲方便地进行实验模拟; 实验产生磁等离子体窄柱, 并使其冲击一个固体表面, 这种独特的实验方式可以用来研究年轻恒星吸积柱中的等离子体动力学, 也就是说, 在吸积盘物质向恒星自由下落的过程中, 有了研究磁场作用机制的方法。除了以上几个方面, 在磁场可能起到较重要作用的天体物理研究领域, 通过适当地调整实验条件, 实验室天体物理都有较好的应用前景。

2.4 神光 II 装置模拟太阳风与偶极磁场的相互作用

在神光 II 装置上进行实验时,使用圆柱形的永久磁体和强激光驱动的磁等离子体来分别模拟偶极磁场和太阳风。实验结果有助于对地球磁层极区活动的理解。实验中还观测到了一些重要的现象,如磁场重联与排斥,这些现象与磁流体力学(MHD)模拟结果相符。

图 7 为张凯^[17]等在神光 II 装置上采取的实验设置。实验时使用两束长脉冲(1 ns)激光聚焦于一附加圆柱磁体的铝靶上。阴影成像以及 Normrski 干涉成像被用于短脉冲(120 ps)探针光的等离子体演化诊断。激光驱动等离子体的 X 射线图像可使

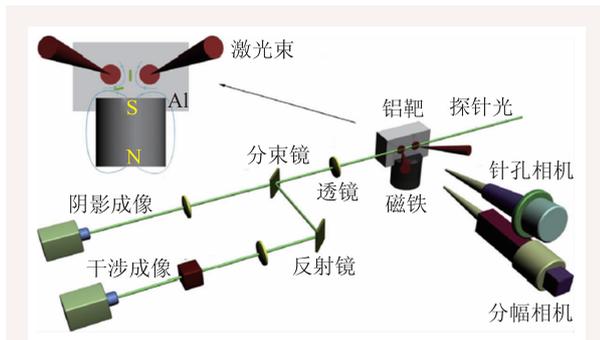


图 7 神光 II 装置上模拟太阳风与偶极磁场相互作用的实验装置图^[17]

用 X 射线针孔相机取得,热等离子体的时间演化序列由置于靶前的 X 射线分幅相机获得。

图 8 为 X 射线分幅相机所获得的随时间演化图像。图中选取了等离子体泡流体力学演化的三个典型的代表时刻,同时根据实验设置,模拟太阳风的等离子体由磁体顶部垂直射入。两个激光焦斑之间的距离约为 600 μm,磁体的磁场强度约为 3000 Gs。图 8(a), (b), (c)中,按照时间顺序,起初在两个等离子体泡的中间发生了磁重联,重联流出的等离子体击中磁体表面,形成了一团新的等离子体。之后,两团等离子体泡继续扩张,并与磁体表面新形成的等离子体相遇,并再次发生重联,引发 X 射线强度的显著提高。这一结果显示了二次重联中可能的磁能释放过程。

该实验模拟了太阳风与极区磁场的相互作用,在实验中可以认为,通过激光驱动磁重联产生了一个微型的太阳耀斑,实验中产生的出流等离子体相当于太阳风。光学诊断设备和 X 射线诊断设备都较好地取得了磁体静态磁场与等离子体磁场的相互作用数据。通过标度变换的方法,其研究成果将有助于对日地空间动力学现象的理解。

3 未来的展望

实验室天体物理学是一门正在蓬勃发展中的

新学科,其建立于最新激光技术进展之上,同时涉及激光物理、等离子体物理和天体物理等学科。实验室天体物理学可能有助于解决目前天文及天体物理研究中的一些重要问题,也可能为相关学科的研究提供新的研究思路。实验室天体物理以及其相关理论计算是天体物理相关研究的新兴方向之一,需要几代人持续不断的努力,它有望帮助我们理解那些诸如星系形成、恒星及行星系

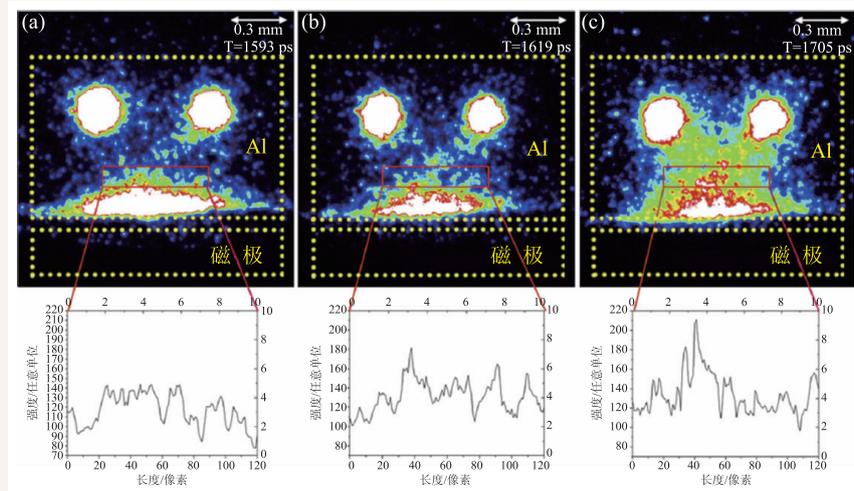


图 8 随时间演化的 X 射线图像^[17] (a) 1593 ps; (b) 1619 ps; (c) 1705 ps(图中红框区域的 X 射线强度随时间而增强,表明该区域中发生了磁重联)

统演化、宇宙中可能存在的生命等课题中的潜在物理过程。实验室天体物理的发展,同时也有助于推动实验仪器甚至空间探测器等相关技术的改良。

为了更加接近模拟天体物理环境下的极端条件,如太阳对流区的等离子体状态,需要更为强大的实验装置。相关技术的进步促进了高能密度实验室天体物理这一领域的发展。美国国家点火装置(NIF)是目前世界上最大的激光器,其能够在一次脉冲时间内释放约2 MJ的能量,该装置为实验室天体物理研究起到了重要作用^[18],NIF上开展的研究领域包括核天体物理(核物理)、行星科学(极端环境下的物质与行星物理)以及相对论性冲击波(束流物理与等离子体物理)。很多领域未来利用NIF进一步进行研究,例如:

(1)星际和星系际介质:NIF有望解答宇宙中的两个难题,即磁场以及宇宙射线是怎样产生的。物理计算证明,宇宙中的磁场普遍较弱,但观测表明,宇宙中又存在明显的磁场作用痕迹。实验室实验可以通过冲击波和湍流作用产生和放大磁场,避免了等离子体热对磁场的耗散作用,这一优点是数值模拟方法难以比拟的。另外,束流物理和等离子体物理的研究证明,其中一些实验过程与宇宙射线的产生过程类似,有助于我们加深对宇宙射线产生机制的理解。

(2)X射线与星际空间等离子体的相互作用:由于这一领域的研究强烈依赖于原子物理和等离子体物理,NIF同样可以发挥作用。在黑洞、中子星和很多双星系统周围,物质被X射线高度离子化。而NIF可以通过实验制造出类似的环境参数。另外,恒星结构与演化与X射线的运输过程具有相关性,运输过程的基础即物质对辐射的吸收与转移,尤其是高Z元素(例如铁)对辐射的吸收与转移。NIF则可以模拟出恒星内部的密度与温度状态进而进行相关研究。

此外,利用NIF还可以进行有关行星形成中辐射与物质的光化学过程,冲击波的流体力学及其非线性行为等领域的研究。

我国研制的神光III高功率激光实验装置,其主机装置于2015年2月基本建成。标志着我国成为继美国国家点火装置后,第二个开展多束组激光惯性约束聚变实验研究的国家。届时将进一步推动我国未来的实验室天体物理领域的发展。由于天体物理研究设计从毫米波到伽马射线的全波段,实验室天体物理研究除了需要更强大的实验装置,还需要更先进的诊断装置以及更高效的计算机,以提高对实验数据的容许和处理能力。这需要各相关领域的科研人员和技术人员的共同努力。

参考文献

- [1] 张杰,赵刚. 物理,2000,29(7):393
- [2] Takabe H. Progress of Theoretical Phys. Supplement, 2001, 143: 202
- [3] Drake J F *et al.* Magnetic Reconnection. In: Research Opportunities in PlasmaAstrophysics. New Jersey: Princeton Plasma Physics Laboratory, 2010.13
- [4] Bruce A R *et al.* Science, 1999, 284: 1488
- [5] Clark S E *et al.* Phys. Rev. E, 2014, 90: 041101
- [6] Fujioka S *et al.* Nature Physics, 2009, 5: 821
- [7] Drake J F *et al.* Astrophysical Journal Letters, 2009, 700: L16
- [8] Zhong J Y *et al.* Nature Physics, 2010, 6: 984
- [9] Fujioka S *et al.* Scientific Reports, 2013, 3: 1170
- [10] Yamada M *et al.* Nature Communications, 2014, 5: 4774
- [11] Spicer D S *et al.* Astrophysical Journal, 1990, 356: 549
- [12] Reipurth B, Bally J. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 2001, 39: 403
- [13] Diamond H P, Itoh S-I, Itoh K. Modern Plasma Physics. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2010.150-203.
- [14] Kugland N L *et al.* Nature Physics, 2012, 8: 809
- [15] Meinecke J *et al.* Nature Physics, 2014, 10: 520
- [16] Albertazzi B *et al.* Science, 2014, 346: 325
- [17] Zhang K *et al.* High Energy Density Physics, 2015, 17: 32
- [18] Remington B A. Plasma Physics and Control Fusion, 2005, 47: A191