

激光等离子体强磁环境研究进展*

孙伟 仲佳勇[†]

(北京师范大学天文系 北京 100875)

2017-05-08 收到

[†] email: jyzhong@bnu.edu.cn

DOI: 10.7693/wl20180705

Recent studies on the strong magnetic environment of laser plasma

SUN Wei ZHONG Jia-Yong[†]

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

摘要 高功率强激光技术的发展使得在实验室模拟复杂天体等离子体环境成为可能。近年来在激光等离子体强磁环境下模拟天体物理现象是实验室天体物理研究的一个热点方向,文章简单介绍了利用强激光产生强磁场的各种机制,包括毕尔曼电池效应、线圈靶诱发磁场等,并介绍了在实验室诊断此类磁场的一些常用方法,如法拉第旋转法、质子背光法、B-dot法等。最后介绍该方向几个研究的最新进展,包括磁场压缩、喷流等,同时提出一些在实验室产生强磁场的新思路。

关键词 实验室天体物理, 强激光, 等离子体, 强磁场

Abstract The development of high power and intense laser technology has made it possible to simulate complex plasma environments in the laboratory. In recent years, the simulation of astrophysical phenomena in the strong magnetic environment of laser plasma has become a hot topic in the field of laboratory astrophysics. This article will briefly describe various mechanisms that are used to generate a strong magnetic field by intense laser beams, including the Biermann battery effect and coil target induced magnetic fields. Some common methods of diagnosing high magnetic fields in the laboratory, such as the B-dot, proton backlight, and Faraday rotation will be presented. Finally, the latest progress in these studies will be reviewed, including magnetic field compression, jets, and so forth, as well as some new ideas for generating strong magnetic fields in the laboratory.

Keywords laboratory astrophysics, intense laser, plasma, strong magnetic field

1 引言

磁场普遍存在于宇宙中,其强度跨越多个数量级,从地表的 10^{-5} 特斯拉(T)到致密天体磁星中 10^{11} T,涉及不同层次和种类的天体^[1]。随着激光技术的进步,在实验室通过人为可控的手段可以产生目前最强的强磁场,可以达到百兆高斯(10^4 T)。

1979年, Stamper^[2]等利用法拉第旋转探测到长脉冲激光与等离子体相互作用可以产生兆高斯量级自生磁场, Li^[3]等利用单能质子背光技术进一步证实了该磁场空间分布特征。Tatarakis^[4]等报道了采用超短脉冲激光可以在实验室达到超过几百兆高斯的强磁场。这样的强磁场与激光等离子体耦合,可以构建强磁环境下的等离子体物理环境,并可以利用标度变换的方法去定标研究某些天体物理现象,对我们认识宇宙空间等离子体演化具

* 科学挑战专题(批准号: JCKY2016212A505)、国家自然科学基金(批准号: 11622323)和中央高校基本科研业务费专项资金资助项目

有重要意义。仲佳勇等人^[5]在上海神光II激光器上完成了磁重联实验，很好地模拟了Masuda等人^[6]在太阳耀斑中观测到的环顶X射线源，证实了实验室中的磁流体过程和太阳耀斑中的相应复杂物理过程具有一定的相似性。此外，利用强激光与线圈靶作用可形成低温、低密度等离子体强磁场环境，日本大阪大学利用强激光驱动电容器线圈靶获得kT超强磁场，近似模拟白矮星的磁层环境、塞曼效应等^[7, 8]。由于高强度激光与等离子体的相互作用过程中产生的自生磁场是一个非常复杂的物理过程，伴随着很多除磁场之外的效应耦合，如各种不稳定性等，所以在利用强磁场开展具体天体等离子体物理问题研究时，需要仔细考察和测量磁场的时空分布。

本文对长脉冲激光在激光等离子体强磁场产生和测量方面的研究进展进行了简要介绍，给出了该方向几个最新研究进展，包括磁场压缩、喷流等，并提出了在实验室产生强磁场的一些新思路。

2 长脉冲激光等离子体强磁场产生机制

2.1 毕尔曼电池效应

当强激光轰击薄固体靶激发等离子体时，由于光压的作用，在激光照射面上形成具有数千电子伏的超热电子，且超热电子流能够输运进入靶内部。此外由于电子的质量较小，激光的辐射压力会迅速对电子造成影响，电子在超短的时间里会受辐射压力的影响得到加速，并快速形成电子压缩层，其温度进一步升高，使得区域化的高温、高密度的等离子体形成。之后，固体靶与高强度激光束继续作用，进一步被电离，等离子体的温度和压力迅速升高，并在靶背表面的法线方向形成较大的温度梯度和压力梯度。使等离子体沿靶背表面法线方向向外做等温膨胀和绝热膨胀。与此同时，因为在靶内部电子的热传导对温度的影响要远比等离子体的绝热膨胀更为有效，所以导致等离子体的温度梯度方向基本平行于整个靶表面，而等离子体的密度梯度基本垂直于靶表面方向。由于激光焦斑处受到辐照的不均匀性

将会加剧温度梯度和密度梯度这种方向的不一致性，在高强度激光脉冲的持续时间内，由于温度梯度和密度梯度方向不一致会产生热电动势，进而将引起热电流并诱发产生自生磁场，生成的自生磁场是处于准稳态的。由于上面谈到的密度梯度方向是沿靶面的法线方向，而温度梯度方向则是以激光焦斑为中心，与固体靶背面平行呈向外辐射的形状。因此，温度梯度和密度梯度的叉乘所产生的自生磁场是一个环形状结构^[9]。把这种自生磁场的产生机制称为毕尔曼电池效应。其示意图如图1所示。

对生成的自生磁场进行简单推导：

$$\mathbf{E} + \frac{\nabla P_e}{n_e e} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (2)$$

$$P_e = n_e k T_e, \quad (3)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times \left[\frac{\nabla(n_e k T_e)}{n_e e} \right] = -k \frac{\nabla n_e \times \nabla T_e}{n_e e}, \quad (4)$$

(1)式为广义欧姆定律，(2)式为电磁感应定律，(3)式为理想气体状态方程，经过整理可以得到(4)式。其中 k 为 Boltzmann 常数， T_e 为电子温度， n_e 为电子数密度。

2.2 线圈靶超热电子诱发磁场

另外一种长脉冲产生磁场的机制是结合强激光产生的超热电子来产生强磁场。线圈靶是由一

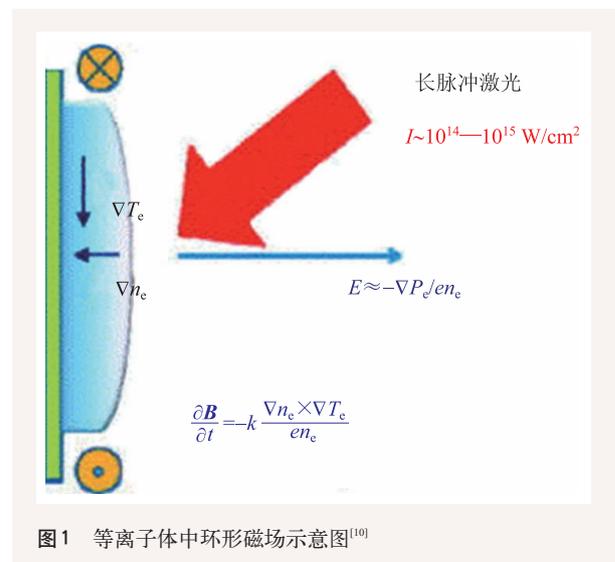


图1 等离子体中环形磁场示意图^[10]

根线圈连接两个靶盘组成，高强度长脉冲激光通过第一个靶盘中间的孔洞聚焦在第二块靶盘的中心位置。在第二块靶盘中心产生等离子体，并在靶前发射大量的超热电子。超热电子撞击在第一块靶盘上并停留在靶上，而第二块靶由于损失大量的电子而带正电。这样两块靶盘间形成较大的电势差，为保持电中性，第一块靶上的大量电子经线圈回流到第二块靶，进而在线圈中形成强电流，根据法拉第定律在线圈中的电流产生强磁场(图2(a))。

Law 等人在 GEKKO-LFEX 激光装置上进行了实验^[11]。如图 2(b)所示，两个电容器一线圈靶以一定几何形状排列，以产生相对空间均匀的磁场。将 50 μm 厚的 Ta 板放置在线圈和电容器板之间以阻挡来自电容器两侧的等离子体流。将 250 μm 厚的 CH 靶放置在两个线圈之间以研究 CH 靶介质中的磁场扩散。两个电容器的靶盘位于 50 μm 厚

的 Ta 板的下面，每个电容器的靶盘由一个 GEKKO XII 激光束驱动，使得靶前产生热等离子体，热等离子体中的电子从靶背扩散到靶前过程中与一起扩散的等离子体鞘在靶前与靶背之间产生大的电势差，在线圈中产生数百 kA 的电流，从而获得强的偶极磁场。

3 测量磁场的三种方法

3.1 法拉第旋转(Faraday Rotation)

法拉第旋转是一种磁致旋光效应。磁致旋光性与天然旋光性不同，天然旋光性的左旋光和右旋光完全取决于物质的结构，和光的传播方向没有关系，而对磁致旋光性材料而言，其左旋光和右旋光则与磁场方向有关。当一束线偏振的光探针穿过磁化的等离子体介质时，会发生法拉第旋转现象即偏振面将以磁场方向为轴偏转。这是等离子体诊断技术中非常重要的方法。当等离子体中存在磁场时，等离子体散射过程不仅与电子密度相关，同时也与磁场有关。基本关系可以表示为

$$\psi = \frac{e}{2m_e c} \frac{1}{n_e} \int n_e \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} \quad (5)$$

其中 m_e 为电子质量， n_e 为磁化的等离子体介质中的折射率， c 为光速， n_e 为电子数密度。由此可知，通过测量探针光束的偏转角以及利用干涉法测量得到的电子密度，就可以测量等离子体中的磁场信息。

图 3 所示实验为了从一发激光数据中就诊断出探针光束的偏振态变化量，采用沃拉斯顿棱镜将光束分为两部分，即相互垂直的偏振光束成像在同一 CCD 探测器上。这类似于 Normaski 干涉仪，但是两束光不相干，而是分

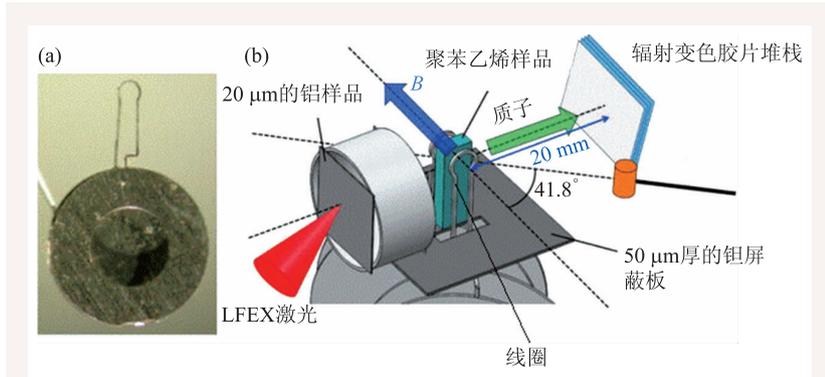


图2 实验布置 (a)实验中使用的电容器一线圈靶的照片；(b)两个激光驱动电容器一线圈靶生成磁场的实验布局^[11]

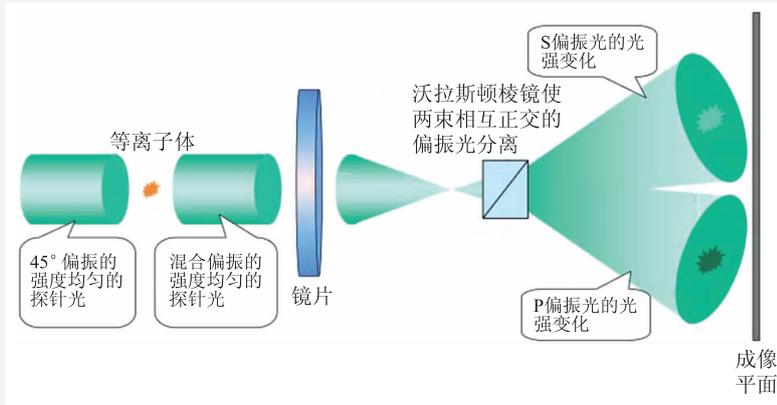


图3 采用沃拉斯顿棱镜将光束分为两部分，测量探针光的偏振态变化量^[12]

布成像。这种光路设计可以直接比较像的强度变化，从而得到每束偏振光的偏转角。

3.2 质子背光法

在惯性约束核聚变(ICF)领域的一些研究中，通常采用传统的X射线照相的方法对靶丸压缩爆轰过程进行诊断，其能谱范围为15—30 keV。当需要对更高深度进行探测时，则一般采用激光驱动产生的质子束作为背光，能谱将能够拓展到30—100 MeV，用来探测高密压缩物质的密度扰动过程。高能质子背光在穿透性、材料辨识、时间与空间分辨率等都全面优于X射线照相技术^[13]，除此之外，还可以利用高能质子带电性质探测等离子体的电磁性质。Li等^[14]利用聚变产物高能准单色质子束测量了长脉冲激光产生电磁场的性质，Cecchetti等人^[15]通过质子偏转测量了激光—物质相互作用期间产生的强磁场。

图4中给出的是Li, Séguin等人用单能质子背光法测量内爆且高能密度等离子体中电场和磁场的射线照片^[14]。所谓内爆即激光内爆，多路激光作用在球形靶丸上，靶球吸收激光能量的同时，在表面形成一层热等离子体，热等离子体在向外膨胀的同时向内施加辐射压，使得靶丸产生向心内爆。图5给出的是在三束OMEGA激光照射期间，在CR-39检测器上所记录的发生质子偏转的侧面图像。

利用质子的偏转量和等离子体气泡在垂直于图像的方向上的长度，测量待测等离子体电磁场，则对于图5所示，如果知道质子的偏转角度以及质子能量，就可以根据下面公式计算出等离子体内的电场及磁场：

$$\theta \approx \frac{M\xi}{(d_{\text{det}} - d_{\text{sub}})}, \quad (6)$$

其中 θ 的单位为弧度。而 θ 满足：

$$\theta = q \int |\mathbf{B}| \cdot \frac{d\mathbf{l}}{mv}, \quad (7)$$

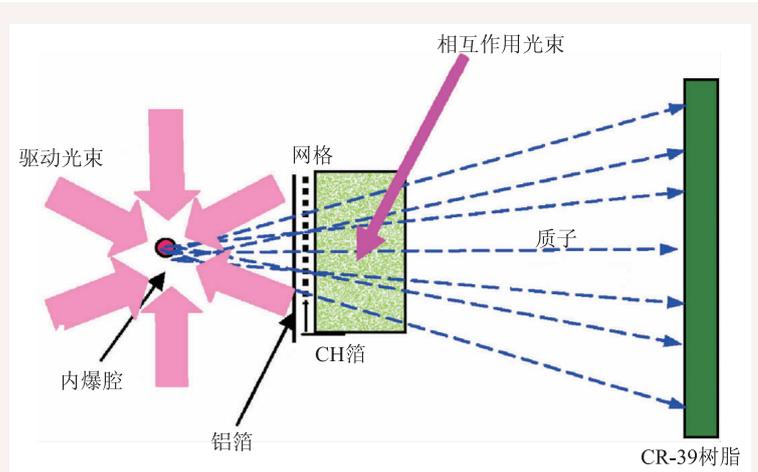


图4 质子背光实验的示意图^[14]

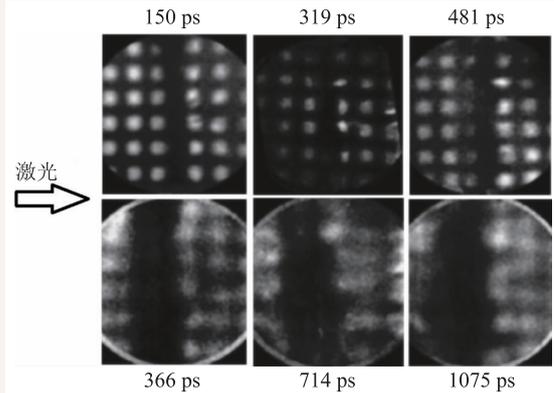


图5 三束OMEGA激光照射期间，在CR-39检测器上记录侧面图像，每个图像由质子通过箔的时间与箔被激光束撞击的时间之间的差异标记^[14]

$$\theta = q \int |\mathbf{E}| \cdot \frac{d\mathbf{l}}{mv}. \quad (8)$$

实验中发现，在探针方向，质子的偏转主要来自磁场的贡献，电场的贡献可以忽略。而在垂直于探针的方向，结果则恰好相反。

3.3 B-dot测量磁场法

B-dot是一种磁探针，可用于测量激光驱动等离子体生成的自生磁场。比如高强度激光—注入线圈靶，沿着环路线圈产生回路电流，进而产生自生磁场，但所产生的自生磁场随时间不断变化，可以利用环路线圈测量周期性的磁场变化率。根据法拉第电磁感应定律，可以知道一个变化的磁场会产生感应电场，进而可以得到感应电动势，利用常见的仪器进行测量并记录该电动

势，由闭合线圈中的感应电流便可反推得到磁场。需指出的是，此方法不能测量等离子体内部磁场，必须将线圈放在距等离子体一定距离同时采用防护玻璃保护线圈。线圈所在空间的磁场发生变化时，穿过线圈横截面的磁通量发生变化，线圈内部形成感应电动势 $U=d\Phi/dt=NS(dB_{\perp}/dt)$ ，其中 N 为线圈匝数， S 为线圈横截面面积， B_{\perp} 为线圈横截面法线方向的磁场分量。在设计中，可以使用极性相反的双路线圈，两个线圈重合，这样可以使干扰本底的信号大致相同，最后处理时，这两个线圈的输出相减就可以消去干扰，最后对结果进行时间积分就可以得到磁场以及电流信息。需要注意的是，在实验前 $B\cdot\dot{}$ 需要定标。如图6所示是Daido等人采用线圈探针测量了磁场^[16]，即 $B\cdot\dot{}$ 法。

线圈探针测量磁场的最大困难是距离所测等离子体有一定的距离，需要通过磁场分布的情况，由外推方法来估计内部磁场。那么对于那些磁场理论分布容易获得的实验靶， $B\cdot\dot{}$ 测量还是比较适用的。

4 强磁场产生和演化研究进展

4.1 高强度激光系统压缩磁场

在实验室中产生千特斯拉(kT)水平的准静态

磁场可以作为一种强大的工具，例如可以应用在惯性约束聚变、物理学和实验天体物理学等领域的研究中。如在天体物理学中，在一些观测中了解到有许多超过kT的超强磁场天体，如白矮星、中子星。kT超强磁场的产生可为实验室天体物理学提供很好的实验平台。在地面实验室对强磁场产生及其演化的研究也是一个热点方向。在实验室里使用大功率激光系统对添加有种子磁场的玻璃纤维空腔进行压缩是获得强磁场的另一个方法，利用法拉第旋转效应检测获得的强磁场。Yoneda等人^[17]利用Gekko XII HIPER激光系统进行了磁场压缩实验，该实验装置的示意图如图7所示。

压缩靶分为压缩区域，采样区和“承载”区。压缩箔通常是20 μm厚的钛箔，而内部保护箔是10 μm的NiCr箔。在激光压缩过程中压缩箔被压缩激光脉冲加速，用于承载区的材料是不锈钢。该靶的典型尺寸是：压缩腔的半径为0.3—0.7 mm；采样区域的半径约为150 μm。承载区的半径为0.5 mm。不锈钢承载区域及压缩箔(Ti)具有比由压缩持续时间所确定的趋肤深度更大的厚度，而保护箔(NiCr)的厚度比其趋肤深度相对薄一些。利用激光火花间隙触发具有1 Ω、20 kA的脉冲电源系统去产生种子磁场。用磁性拾波线圈单独观测种子磁场，其强度约为20 T。使用Gekko

XII HIPER激光系统用于磁场压缩实验，由法拉第旋转效应测量出压缩种子磁场后所得到的强磁场，最终获得的强磁场可达800 T。此外，Knauer, Gotchev等人^[18]用OMEGA激光器通过激光驱动磁场压缩的方式，获得了3000—4000 T的强磁场，极大地推动了实验室强磁环境下激光等离子

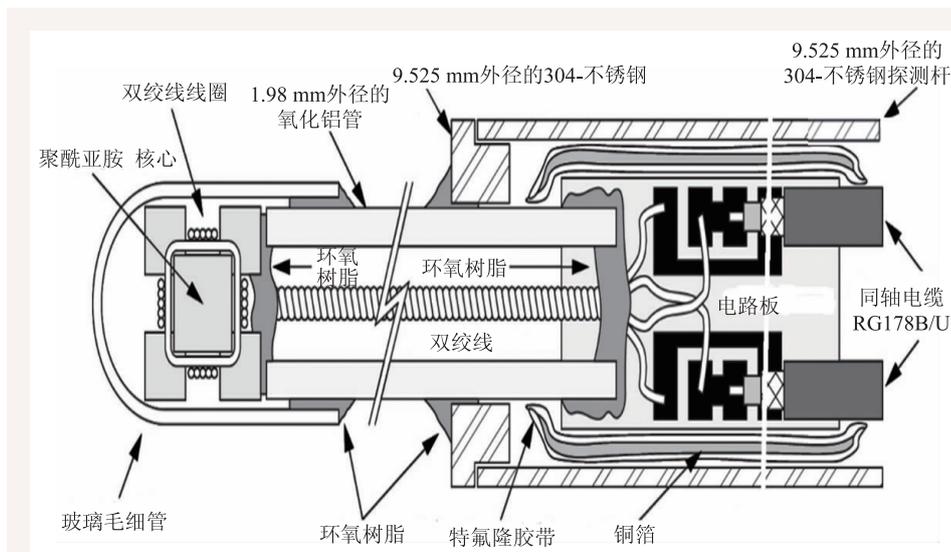


图6 Daido等人设计的探头的横截面视图^[16]

体方面的研究。

4.2 磁喷流的传输

在天文观测中，喷流是一种非常重要而且普遍存在的天文现象。近年来，高马赫数等离子体喷流在实验室中的碰撞吸引了越来越多的关注，因为这种相互作用可以用作研究自生磁场和许多天体物理现象中的基本物理问题的试验台。探索这些喷流的空间结构和时间演化，以及它们与自生电磁场的关系等，对于理解等离子体喷流相互作用的基本物理学是至关重要的。

Li^[19]带领团队研究利用Omega激光装置产生激光驱动的缩放等离子体喷流来模拟蟹状星云喷流的扭结现象。实验布置如图8所示。实验过程采用质子背光技术，实验中用到的V型靶由两片50 μm厚，3 mm×3 mm CH箔构成，成60°的张角，每个V型靶由两束激光(波长为0.351 μm)沿着锥型靶与法线成28°方向对靶面进行轰击。通过激光烧蚀在每个CH箔上会产生等离子体羽流。当来自两个相邻箔的羽流碰撞时，它们就会产生高马赫数的等离子体喷流。图8(a)中分别显示出激光照射V形靶4.7 ns后利用15 MeV的D³He质子和激光照射V形靶4.92 ns后利用3.3 MeV的DD质子所得到的质子图像。质子测量结果显示，喷流可以携带磁场演化。结合数值模拟表明，Crab蟹状喷流方向的改变可能归结于磁场和磁流体学不稳定性，如扭曲(kink)不稳定性。图8(b)主要说明

了与两个等离子体羽流相关的的自发磁场 B_1 和 B_2 ；图8(c)解释了沿着等离子体喷流的轴线方向，质子所占比例；图8(d)表征了增长最快的MHD电流驱动的不稳定性的示意图， $m=0$ 模式下，形成腊肠模不稳定性(sausage mode不稳定性)， $m=1$ 模式下，形成kink不稳定性。

5 总结和展望

在实验室产生更强磁场机制的探索方面同样也可以借助天体物理的研究进展。最近在对双中子星系统并合过程的观测和模拟研究中，Price和Rosswog^[20]开展了双中子星并合全部过程的磁流

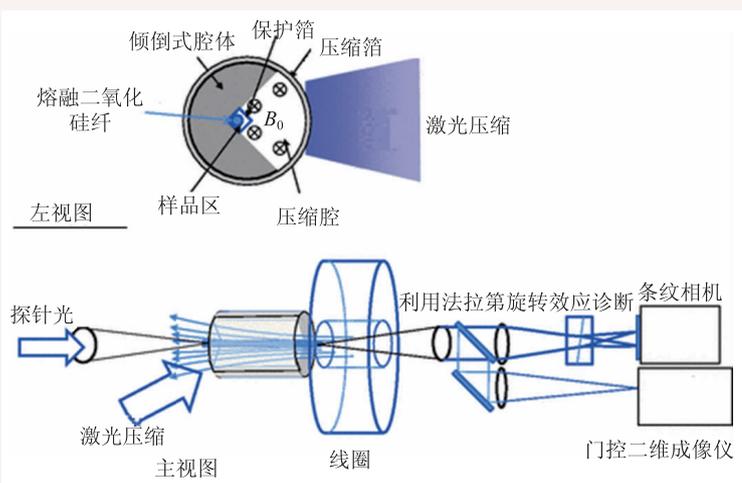


图7 磁场压缩实验示意图，上图为左视图，下图为主视图^[17]

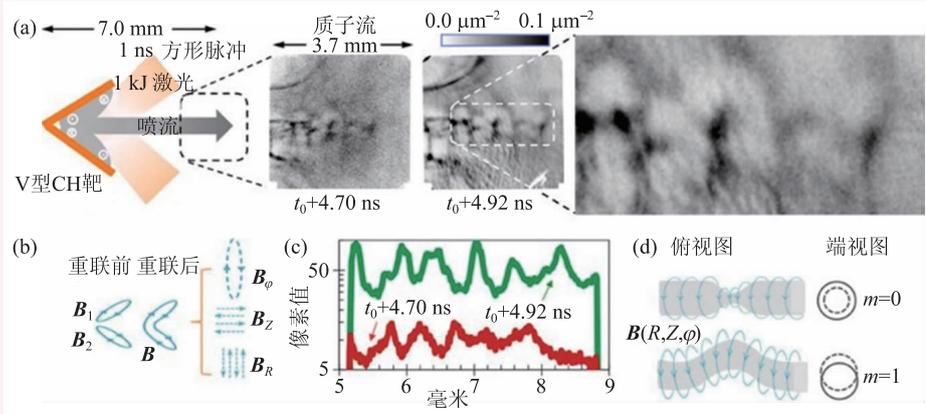


图8 质子成像实验 (a)激光束照射锥形靶的原理图和由质子、电子组成的等离子体喷流；(b)卡通图说明了与两个等离子体羽流相关的的自发磁场(B_1 和 B_2)；(c)沿着等离子体喷流的轴线方向，质子所占比例；(d)表征增长最快的MHD电流驱动的不稳定性的示意图^[19]

体动力学模拟,发现在并合后的一毫秒内,存在中子星磁场被放大几个数量级的现象。中子星是超新星爆发后的产物,具有体积小、密度大的特点,是一种致密星,其表面磁场为 10^{10} — 10^{13} 高斯。当双中子星相互接触时,形成剪切面,在剪切层中,任何小的扰动都会激发开尔文—亥姆霍兹不稳定性(KH不稳定性),KH不稳定性超过磁场强度会导致磁场放大,放大的磁场会促进剧烈的伽马射线暴发,实际的观测也证实了这一点。我们期待利用国内的神光II激光设备通过标度变换原理,重点分析KH不稳定性对磁场放大的作用,以此来进一步检验关于双中子星并合过程的磁流体动力学模拟结果。

此外,利用等离子体流中Weibel不稳定性也可以产生强磁场。尽管在实验室中观测由等离子体流中Weibel不稳定性产生的磁场的过程是比较困难的。但Huntington等人^[21]使用质子探针来直接对电磁场成像给出了Weibel不稳定性产生磁场的证据,磁场产生于实验室激光驱动的初始时刻

未被磁化且偏振方向相反的等离子体流中。由于等离子体流中的强磁场影响,可以产生无碰撞冲击波,因此在未来可以在地面实验室模拟这种许多天体物理系统中都常见的无碰撞冲击波,进而分析Weibel不稳定性产生磁场的具体过程,如果能够实现对磁场的精准测量,将对强磁环境下激光等离子体方向的研究产生重大意义。

强磁环境下对等离子体的研究是实验室天体物理这门学科的一个重要研究方向,近几年随着实验室天体物理研究的快速发展,针对天体物理领域的一些问题,人们借助最新的实验工具、方法及手段已取得了令人欣喜的成绩,在实验室尺度下产生稳定的强磁场环境,通过实验室人为可控的手段理解强磁环境下的等离子体物理现象,对我们认识天体尺度等离子体的演化具有重要的意义。随着我国神光II升级装置,神光III高功率激光装置以及星光等大型激光装置的投入使用,期待在有关强磁场产生和天体物理应用方面取得新的成果。

参考文献

- [1] Fujioka S, Zhang Z, Ishihara K *et al.* Scientific Rep., 2013, 3: 1170
- [2] Stamper J A. Laser and Particle Beams, 1991, 9(04): 841
- [3] Li C K, Séguin F H, Frenje J A *et al.* Physical Review Letters, 2006, 97(13): 135003
- [4] Wagner U, Tatarakis M, Gopal A *et al.* Physical Review E, 2004, 70(2): 026401
- [5] Zhong J, Li Y, Wang X *et al.* Nature Physics, 2010, 6(12): 984
- [6] Ogawara Y. Nature, 1994, 371: 495
- [7] Albertazzi B, Béard J, Ciardi A *et al.* Review of Scientific Instruments, 2013, 84(4): 043505
- [8] Albertazzi B, Ciardi A, Nakatsutsumi M *et al.* Science, 2014, 346(6207): 325
- [9] 李玉同, 张杰, 江文勉. 物理, 2000, 29(4): 211
- [10] Li C K, Séguin F H, Frenje J A *et al.* Physics of Plasmas, 2009, 16(5): 056304
- [11] Law K F F, Bailly-Grandvaux M, Morace A *et al.* Applied Physics Letters, 2016, 108(9): 091104
- [12] Grundy R A D. Investigation of counter propagating laser produced plasmas in a collision free system within a strong external magnetic field. PhD thesis, Department of Physics, University of York, September 2003. 105
- [13] 许海波, 孔令海, 彭现科. 物理, 2008, 37(11): 783
- [14] Li C K, Séguin F H, Frenje J A *et al.* Review of Scientific Instruments, 2006, 77(10): 10E725
- [15] Cecchetti C A, Borghesi M, Fuchs J *et al.* Physics of Plasmas, 2009, 16(4): 043102
- [16] Everson E T, Pribyl P, Constantin C G *et al.* Review of Scientific Instruments, 2009, 80(11): 113505
- [17] Yoneda H, Namiki T, Nishida A *et al.* Physical Review Letters, 2012, 109(12): 125004
- [18] Knauer J P, Gotchev O V, Chang P Y *et al.* Physics of Plasmas, 2010, 17(5): 056318
- [19] Li C K, Tzeferacos P, Lamb D *et al.* Nature Communications, 2016, 7: 13081
- [20] Price D J, Rossog S. Science, 2006, 312(5774): 719
- [21] Huntington C M, Fiuza F, Ross J S *et al.* Nature Physics, 2015, 11: 173