

用于激光等离子体磁场诊断的紧凑型偏振干涉仪

袁鹏¹, 陶骏^{1*}, 郑坚^{1,2}¹中国科学技术大学核科学技术学院等离子体物理与聚变工程系, 安徽 合肥 230026;²IFSA 联合创新中心, 上海交通大学, 上海 200240

摘要 提出了一种紧凑型偏振干涉仪,其能够在单一记录设备上同时获得等离子体干涉、偏振以及阴影图,通过单发测量即可求解磁感应强度。通过理论分析和参数仿真,确定了干涉仪的最优光学设置,明确了干涉仪的误差来源。干涉仪被成功应用于激光固体靶自生磁场的实验中,可成功测量到几百微米空间尺度、10 T 量级的磁场。借助磁流体模拟与虚拟仪器建模,得到了磁场的合成诊断图像,模拟合成结果与实验结果显示出人满意的一致性。这种紧凑型偏振干涉仪有望提升大激光装置的实验效率,也可以用于提高小激光装置的灵活性,能够有效降低磁场诊断的成本和风险。

关键词 测量; 偏振干涉仪; 自生磁场; 激光等离子体; 等离子体诊断

中图分类号 O536 文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS221948

1 引言

激光和固体靶相互作用的场景中,有多种机制可以激发自生磁场,典型的有激光焦斑附近电子斜压项产生的环形场^[1-6]和激光烧蚀面流体不稳定性涡旋伴生的磁场^[7-8]。一般来说,自生场磁压力在总压中占比较小,但磁场可以改变等离子体输运特性^[9-10],从而影响其宏观形态^[11-12]。高时空分辨磁场诊断在聚变和高能量密度物理研究中都非常重要。激光等离子体自生磁场具有磁力线闭合、空间尺度小、动态演化快的特点,目前应用于诊断激光等离子体磁场的有基于高次谐波^[13]、塞曼效应^[1]、科顿穆顿效应^[14]、法拉第旋转^[15]等方法。本文基于法拉第旋转的装置搭建成本低,光学系统结构紧凑,诊断数据解读简单,适合实验室条件下的应用。

在通常的法拉第旋转测量中,需要诊断束分束分别进入干涉仪和偏振仪,后端需要多个记录设备,这增加了整个诊断光路的复杂性,同时还需要通过细致的实验来标定多个记录设备之间的灵敏度差异。为此,提出了一种紧凑型的偏振干涉仪,该仪器能够利用单个记录设备在同一发次实验中同时获取等离子体的干涉图、偏振图以及阴影图,提高了系统的模块化能力、避免了记录设备灵敏度不一致的问题。此干涉仪被成功应用于双焦点激光与固体靶的相互作用实验,得到了等离子体磁场和电子密度信息,诊断结果与流体模拟的预测相符。

2 紧凑型偏振干涉仪设计

紧凑型偏振干涉仪的光路如图 1 所示,线偏振诊断光的偏振方向由进入靶室之前的起偏器 P1 调控,透镜 f1 的前焦面被放置于主激光焦点所在位置,透镜 f2 与透镜 f1 共焦放置,两者将真空室内经过等离子体后的诊断光成像于靶室之外,此中继像经过 Wollaston 棱镜 WP1 后产生两个分离虚像,然后透镜 f3 将这两个虚像成像至 CCD,位于 CCD 之前的 Wollaston 棱镜 WP2 (WP2 造成的光束分离方向垂直于纸面)和偏振片 P2 构成了 Nomarski 干涉仪,最终在一个 CCD 上得到了 4 幅图像,包括含有等离子体电子密度信息的干涉图样以及含有法拉第旋转角信息的偏振图样。实际搭建时采用了如下参数:透镜 f1 和 f2 的焦距分别为 20 cm 和 30 cm; f3 的焦距为 20 cm,所有透镜口径均为 5 cm;起偏器 P1 和检偏器 P2 均采用 Glan-laser 棱镜;Wollaston 棱镜 WP1、WP2 的分离角分别为 2.3°、1.2° (800 nm),尺寸为 3 cm×3 cm; CCD 采用德国 AVT 公司的 Manta-609B 型,像元大小为 4.54 μm×4.54 μm,有效像元大小为 2752 pixel×2206 pixel (对应面阵大小为 12.5 mm×10.0 mm),模数转换精度为 14 bit。

$$\begin{cases} I_{ooe} = I \sin^2 \phi_1^* \cos^2 \phi_{\Delta 12} \sin^2 \phi_{\Delta 32} \\ I_{oee} = I \sin^2 \phi_1^* \sin^2 \phi_{\Delta 12} \cos^2 \phi_{\Delta 32} \\ I_{eoe} = I \cos^2 \phi_1^* \sin^2 \phi_{\Delta 12} \sin^2 \phi_{\Delta 32} \\ I_{eee} = I \cos^2 \phi_1^* \cos^2 \phi_{\Delta 12} \cos^2 \phi_{\Delta 32} \end{cases}, \quad (1)$$

式中: $\phi_1^* = \phi_1 + \Delta\phi$, ϕ_1 为 WP1 光轴与入射光偏振方

收稿日期: 2022-11-07; 修回日期: 2022-11-18; 录用日期: 2022-11-25; 网络首发日期: 2023-01-04

基金项目: 中国科学院战略性先导科技专项(XDA25010200)、中央高校基本科研业务费(WK2030000025, WK2140000014)

通信作者: *tt397396@ustc.edu.cn

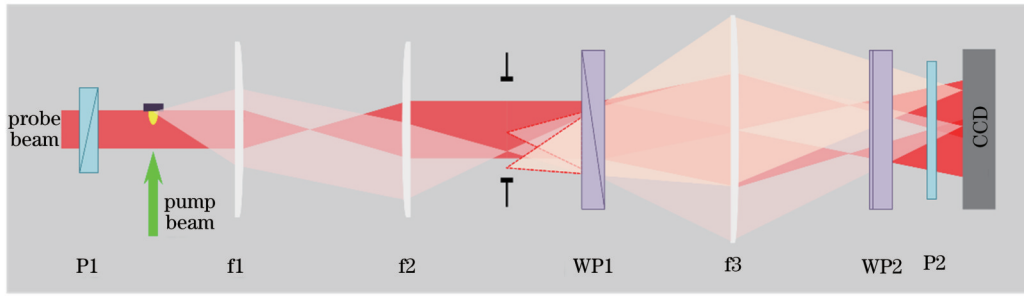


图 1 紧凑型偏振干涉仪光路示意图

Fig. 1 Illustration of compact polarization interferometer optical path

向的夹角, $\Delta\phi$ 为诊断光穿过等离子体后由法拉第效应产生的偏振面旋转角; $\phi_{\Delta 12}$ 为 WP2 与 WP1 光轴之间的夹角; $\phi_{\Delta 32}$ 为检偏器光轴与 WP2 光轴之间的夹角。图 2 为诊断光束在各偏振器件之后的投影情况。

下面简单估计等离子体中受自生磁场影响下诊断光偏振面发生旋转的角度。沿磁场方向传播的平面电磁波存在色散关系^[16]:

$$k = \frac{\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} / \left(1 \mp \frac{\omega_c}{\omega} \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

式中: k 为入射电磁波波数; ω 为圆频率; c 为真空光速; ω_p 为等离子体频率; ω_c 为电子回旋频率。式(2)中减号对应右旋圆偏振入射波(R波), 加号对应左旋圆偏振入射波(L波)。当 $\omega_c/\omega = \epsilon$ 为小量时, k 可以用 ϵ 展开:

$$k = \frac{\omega}{c} \left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} (1 + \epsilon)^{-1} \right]^{1/2} = \frac{\omega}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2} + \frac{1}{2c} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} \epsilon + O(\epsilon^2). \quad (3)$$

对于长度为 ΔL 的匀质等离子体元, R、L 波传播后的相位差绝对值为

$$\Delta\Phi = (k_R - k_L)\Delta L = \frac{1}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \omega_c \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{-1/2} \Delta L, \quad (4)$$

式中: k_R 、 k_L 分别为 R、L 波的波数。

法拉第旋转角对应 $\frac{1}{2} \Delta\Phi$, 将各个圆频率用诊断光和等离子体参数代换后, 得到法拉第旋转角的表达式为

$$\phi_{\text{Faraday}} = \frac{e^3}{2\pi c^4 m^2} \lambda^2 \frac{Bn\Delta L}{\sqrt{1 - n/n_c}}, \quad (5)$$

式中: n_c 为入射电磁波对应的临界电子数密度; n 为当地电子数密度; m 为电子质量; e 为电子电荷; λ 为入射电磁波波长; B 为沿传播方向的磁场分量。使用典型值 $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ 、 $n = 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 、 $B = 10 \text{T}$ 进行估算, 由式(5)得出 $\phi_{\text{Faraday}} \approx 0.08^\circ$, 若要测量信噪比达到 5, 诊断系统的灵敏度需要达到 0.015° 。结合干涉仪性能和器件实际情况, 最终选取 I_{oe} 、 I_{ee} 区域提取偏振信息, 并

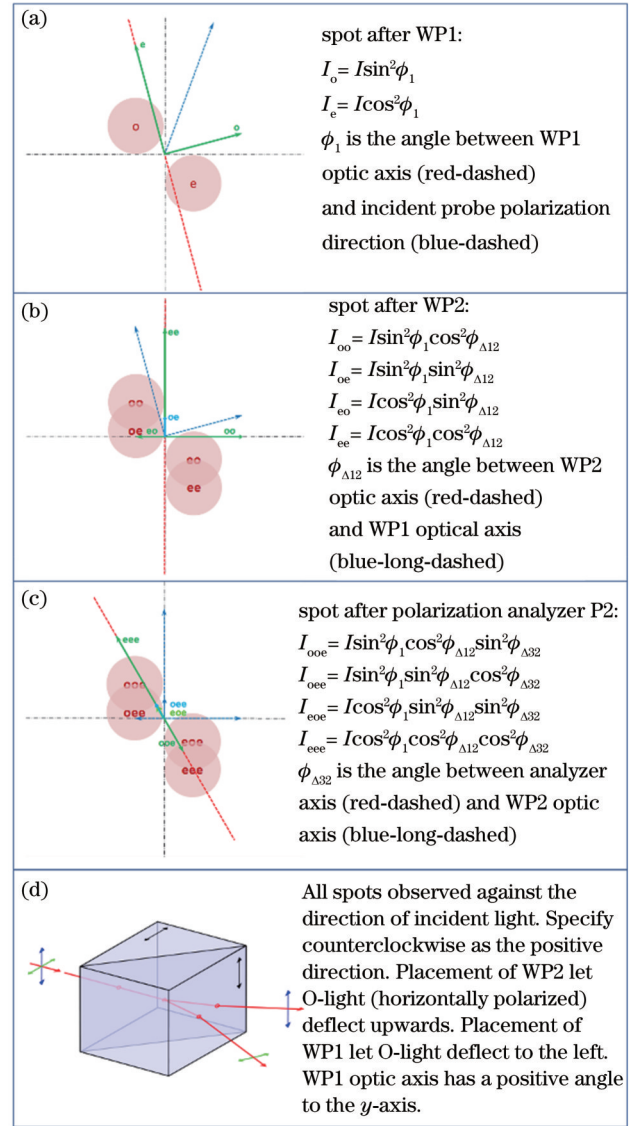


图 2 诊断光束在各偏振器件之后的投影情况。(a) WP1 之后; (b) WP2 之后; (c) 检偏器 P2 之后; (d) 棱镜摆放方向说明

Fig. 2 Probe light projection on each polarization component. (a) After WP1; (b) after WP2; (c) after polarization analyzer P2; (d) clarification about prism's placement

设置 $\phi_1 = 5^\circ$, $\phi_{\Delta 12} = 84^\circ$, 此时 I_{oe} 强度变化敏感于旋转角, 而 I_{ee} 对旋转角几乎不响应, 仅提供诊断束的吸收、折射信息。理论测量灵敏度约为 0.013° , 诊断束能量

为 2.4 μJ, 波长为 800 nm。

3 自生磁场实验诊断和模拟分析

为了保证磁场诊断的空间一致性, 同时探索更丰富的等离子体相互作用现象, 本实验利用双棱镜将纳秒加热束分为两个焦斑, 单个焦斑直径为 50 μm, 两个焦斑的中心在靶面上相距 910 μm, 如图 3(a) 所示。实验采用的加热束为 532 nm 的高斯型脉冲, 半峰全宽 (FWHM) 为 4.6 ns, 总能量为 4.9 J。平面靶材料选择了 Fe。在纳秒激光辐照过程中, 烧蚀物电子温度梯度 ∇T 主要来源于激光通道内外温度差, 而密度梯度 ∇n 主要来源于沿着靶法向的稀疏。电子斜压项贡献的磁场满足

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -c\nabla \times \left(-\frac{\nabla P}{en} \right) = \frac{ck_B}{en} \nabla T \times \nabla n, \quad (6)$$

式中: ∇P 为压强梯度; k_B 为玻尔兹曼常数。可见温度、

密度两者的叉乘将产生围绕激光通道的环形磁场, 环形磁场将引起偏振图像的明暗变化。图 3(b) 为双焦点打靶示意图。

图 3(c) 展示了紧凑型偏振干涉仪的原始诊断信号, 成像系统放大率为 1.52, 物面有效视场为 3.2 mm × 3.5 mm, CCD 视野内存在多个通道, 通道属性通过文字在图中标识。在偏振通道中看到了光斑上下明暗的变化, 自生磁场造成的明暗变化趋势为: 迎着诊断光方向观察, 在加热束上部, 诊断光波矢方向平行于磁场方向, 诊断光偏振面发生逆时针转动, 其偏振面与 WP1 光轴的夹角增加, 即 φ_i 增大, 从偏振通道 I_{oee} 的表达式可知此处光强增强; 在加热束下部, 诊断光波矢方向反平行于磁场方向, 诊断光偏振面将顺时针转动, 与 WP1 光轴的夹角 φ_i 减小, 造成此处光强降低。通过移动靶位, 判断出 CCD 图像下部对应着物空间的上方, 由此判断实验数据中所表现出的亮度增强现象与自生磁场造成的现象并不矛盾。

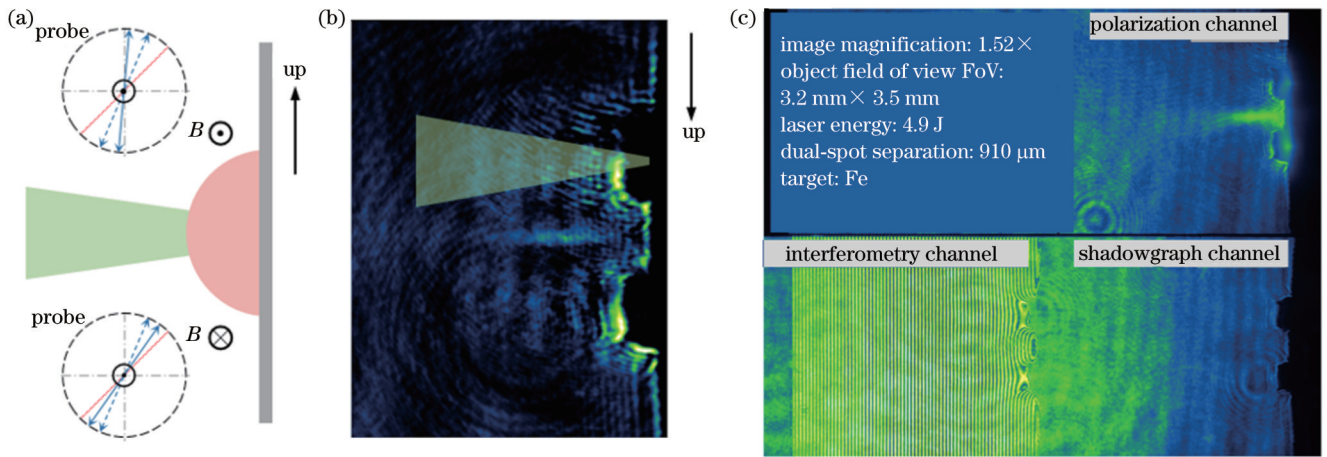


图 3 自生磁场造成的偏振图像明暗变化现象与实验现象的对比。(a) 自生磁场和诊断光几何示意图 (实线为 WP1 光轴, 双箭头虚线为诊断光初始偏振方向, 双箭头实线为经过等离子体后的诊断光偏振方向); (b) 双焦点打靶示意图; (c) 紧凑型偏振干涉仪典型数据
Fig. 3 Comparison of polarization image brightness variation introduced by self-generated magnetic field with experimental phenomenon. (a) Illustration of self-generated magnetic field and probe (solid line is optical axis of WP1, dashed-line-with-arrow indicates initial polarization of probe beam, and solid-line-with-arrow indicates polarization of probe beam after passing through plasma); (b) illustration of dual-spot shooting; (c) typical result from compact polarization interferometer

偏振通道内的光强变化还会受到等离子体自发辐射, 诊断束在等离子体中的折射、吸收, 以及等离子体中电子密度梯度导致的诊断束退极化等非磁场因素的影响。从图 3(c) 中可以看到受等离子体自发辐射影响的区域与自生磁场的区域存在明显的分离, 并且可以通过扣除自发辐射本底的方式来尽量消除其影响, 同时在图 3(c) 右下阴影通道内的数据中并没有观察到显著的源于折射、吸收的强度变化现象, 因此可以忽略自发辐射和折射的影响。但是目前还未发展相应的手段来定性给出退极化的影响。

为了进一步确认偏振通道中的明暗变化是否源自于自生磁场, 设计了如下对比实验。首先对诊断束偏振面与棱镜光轴夹角的方向进行如此规定: 对于图 3

(a) 中的观察方向, 当诊断束偏振面位置由 WP1 光轴位置逆时针旋转得到时夹角为正, 否则为负。经过等离子体之后, 诊断束偏振方向与 WP1 光轴的夹角 φ_i = φ₁ + Δφ, 通过前面的分析知道, 在加热束上方 Δφ 总为正值, 在加热束下方 Δφ 总为负值。若设置初始夹角 φ₁ 为正值, 则加热束上方的 |φ_i| 增大, 下方的 |φ_i| 减小, 对应上明下暗; 若设置初始夹角 φ₁ 为负值, 则加热束上方 |φ_i| 减小, 下方 |φ_i| 增大, 对应上暗下明。基于此, 进行了 φ₁ 数值正、负反向的对比实验, 图 4 中给出了实验结果, 图中数据来自单激光焦点实验, 图 4(a) 为 φ₁ 取正时的数据, 图 4(b) 为 φ₁ 取负时的数据, 从图中看到了明确的明暗反向现象, 这表明在目前的激光条件下

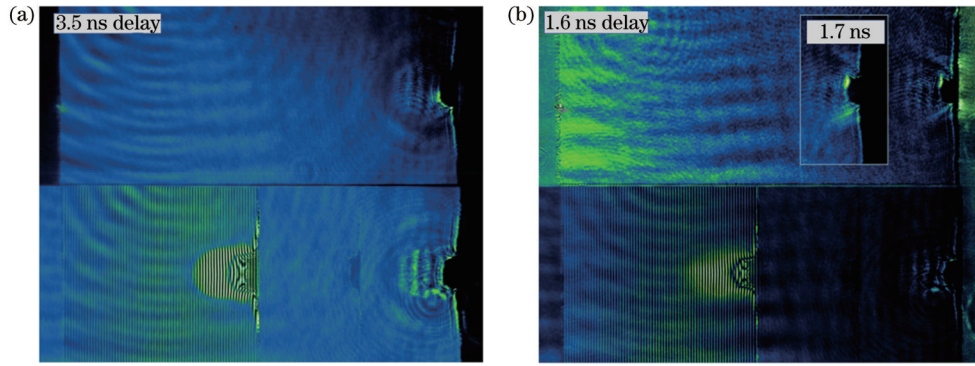


图 4 验证自生磁场的对比实验数据。(a) ϕ_1 设定为正值; (b) ϕ_1 设定为负值(插图为另一发次相近时刻的偏振通道图像, 表明数据具有良好的重复性)

Fig. 4 Comparison of experimental data for verification of self-generated magnetic field. (a) ϕ_1 set to positive; (b) ϕ_1 set to negative (inset figure is polarization channel image from similar timed shot and indicates good repeatability)

确实能够产生自生磁场, 并且通过该紧凑型偏振干涉仪成功诊断到了这些环向磁场。

利用第 2 节介绍的方法对干涉图像进行处理, 求得法拉第旋转角并展示在图 5 中。旋转角峰值约为 0.7° , 峰值区域的最大直径约为 $500 \mu\text{m}$, 宽度约为 $60 \mu\text{m}$, 距靶面的最远距离约为 $250 \mu\text{m}$ 。基于干涉通道得到的线积分密度以及峰值部分尺寸 $\Delta L \approx 800 \mu\text{m}$, 可以估算出峰值区域的电子密度在 10^{19}cm^{-3} 量级。若以峰值部分尺寸作为积分长度, 按照式(5)可以估算平均磁感应强度 $B = 1.04 \times 10^5 \sqrt{1 - n/1.74 \times 10^{21}} \phi_{\text{Faraday}} \Delta L^{-1} \approx 0.9 \times 10^6 \text{Gs}$ ($1 \text{Gs} = 10^{-4} \text{T}$)。此外, 还可以利用源项[式(6)]进行估计, 等离子体温度 $T \approx 100 \text{eV}$, 密度温度标长取焦斑直径 $L \approx 50 \mu\text{m}$, 激光作用时间 $\tau_{\text{laser}} \approx 3.5 \text{ns}$, 则 $B \approx k_B c e^{-1} T L^{-2} \tau_{\text{laser}} \approx 1.6 \times 10^6 \text{Gs}$, 用源项估计的磁场强度高于法拉第旋转诊断结果, 这是可以理解的, 因为磁场不可能在激光辐照期间一直稳定增强, 等离子体膨胀、磁场扩散都会削弱源位置的强度, 可以借助数值模拟来理解这些动态过程。

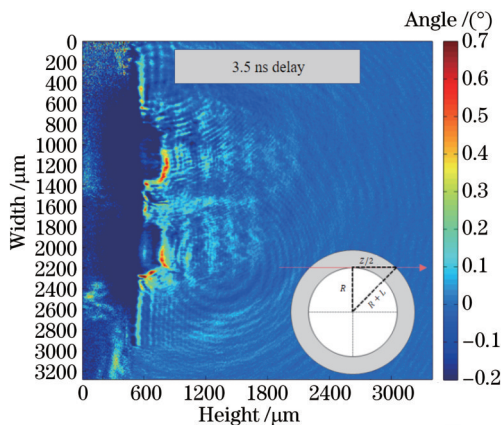


图 5 由归一化强度得到的法拉第转角(诊断光与主激光的延时为 3.5 ns)

Fig. 5 Faraday rotation angle inferred from normalized intensity (delay between probe and main pulse is 3.5 ns)

双焦点打靶的模拟通过辐射磁流体程序 FLASH^[17]进行。FLASH 在欧拉网格上求解 Riemann 问题, 可以有效处理大梯度、强间断、大动态的等离子体; 激光场通过逆韧致机制加热电子; 电子、离子、辐射场可以具有不同温度, 通过电子离子碰撞、辐射发射、辐射吸收实现组分之间的能量弛豫, FLASH 还包含多群扩散模型以处理非平衡辐射场的演化; FLASH 电子热传导采用限流的 Spitzer-Harm 模型, 针对本实验条件, 采用限流因子 $F_L = 0.08$; FLASH 的动量能量守恒方程中包含了磁场的贡献, 为了封闭方程组, 需要知道磁场的演化方程:

$$\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \cdot (B\mathbf{u} - \mathbf{u}B) + \frac{1}{\sigma} \nabla^2 B + \frac{k_B}{en} \nabla T \times \nabla n, \quad (7)$$

式中: \mathbf{u} 为流体速度; σ 为等离子体电导。

对于式(7): 右侧第一项为磁场随流体运动的对流项; 第二项为磁扩散项, 等离子体电导 σ 越小则扩散越剧烈; 第三项为自生磁场项。需要说明的是, 由于诊断关注的区域碰撞频率远大于回旋频率, 霍尔参数 $\beta_{\text{Hall}} \gg 1$, 因此式(7)忽略了霍尔项以提升计算速度; 另外需要格外注意的一点是, 这里不宜单纯采用等离子体模型来计算电导 σ , 因为经典等离子体电导(如 FLASH 默认的 Spitzer 电导)正比于 $T^{3/2}$, 而模拟初始时刻靶温度低, 还处于金属态或者液态, 使用等离子体模型会极大低估固液相电导, 从而极大高估磁扩散流, 导致计算崩溃, 因此必须采用全局方程衔接固-液-等体多个相态。本文采用了 LeeMore 形式的全局电导^[18]。

模拟得到的密度、磁场等关键物理量展示在图 6 中, 模拟盒子大小为 $2000 \mu\text{m} \times 2000 \mu\text{m} \times 2000 \mu\text{m}$, 单向出流边界(行为类似二极管, 流场只允许流出计算域而不允许从外部流入), 空间分辨率为 $20 \mu\text{m}$ 。模拟作图时刻与实验诊断时刻一致(3.5 ns)。此模拟帧中, 最大磁感应强度为 89 T, 与诊断结果非常接近, 强区出现在 $n \approx 10^{19} \text{cm}^{-3}$ 的电子密度平台上, 此处横向

温度梯度与纵向密度梯度的叉乘最大,贡献了环形的磁场源,磁场环沿靶面伸展,呈扁平状。此外,磁场还有一个围绕激光通道的纵向延展结构[图 6(c)中磁场等值面],从流速图中可以看出等离子体具有较大的垂直靶面速度,磁场随流体对被喷射出去,强度不断降低。激光峰值时刻,自生磁场的产生-消耗达到平衡,磁场强度空间分布趋于准稳态。此时的大部分区域等

离子体 β 值(等离子体热压与磁压之比)远大于1,仅自生磁场源附近等离子体的 β 值约等于20。需要强调的是,模拟中没有考虑 Nernst 效应^[19-20],因为根据模拟经验,Nernst 效应对冕区自生磁场结构的影响不大^[21]。Nernst 效应确实能够显著改变固体靶深处磁场的输运行为,不过这种高密度低 β 的区域已经超出了本文光学诊断的覆盖范围。

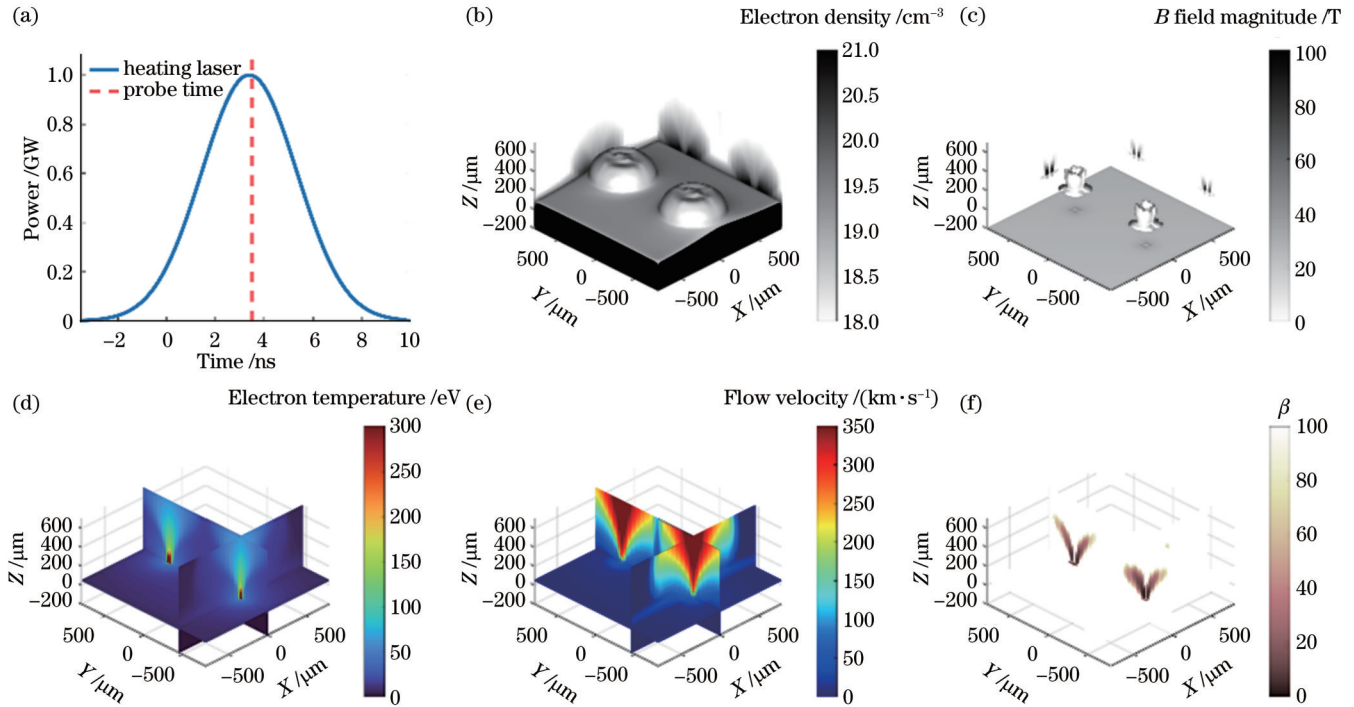


图6 磁流体模拟结果。(a)模拟所采用的激光波形($E=4.90$ J,FWHM为 $4.6\ \mu\text{m}$);(b) $10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ 的电子等值面,以及密度的侧面投影图;(c) $50\ \text{T}$ 的磁场等值面,以及磁场投影图;(d)~(f)温度、流速、等离子体 β 的三切面数据

Fig. 6 Results of magneto-hydrodynamics simulation. (a) Temporal pulse-form used in simulation ($E=4.90$ J, FWHM is $4.6\ \mu\text{m}$); (b) isosurface of electron density at $10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ and density projection on side panels; (c) isosurface of magnetic field at $50\ \text{T}$ and magnetic field projection; (d)~(f) 3-slice data of temperature, velocity, and plasma β

为了直观对比实验与模拟结果,编写了虚拟诊断程序,从模拟结果合成CCD上各个通道的图像。诊断光波面用大量小光线组成的簇代表,如图7(a)所示。虚拟诊断考虑了光线在等离子体内的折射、吸收和偏振面旋转。光线簇穿越等离子体后经过虚拟透镜、虚拟检偏器,然后被CCD收集,在CCD像面矩阵上离散采样形成图像。图7中:阴影通道包含诊断光的折射和吸收信息,暗部轮廓显示了靶和高密度等离子体;偏振通道展示了两个不同收光条件的图。图7(e)为全口径收光的效果,即诊断光经过等离子体后都被统计、收集。图7(f)考虑了有限的收光口径,即仅统计折射角小于成像系统收光孔径角内的诊断光。 $f/6$ 透镜系统中,通过自生磁场最强区域的诊断光折射也最强,以至于无法被镜组收集到。 $f/6$ 系统中偏振图像距靶面约 $200\ \mu\text{m}$,最大直径约为 $450\ \mu\text{m}$,纵向宽度约为 $50\ \mu\text{m}$,显示出与实验高度的相似性。直接光线追踪

得到的最大法拉第旋转角 $\phi_{\text{Faraday}} \approx 1.2^\circ$,略高于实验诊断的 0.7° ,猜测这部分差距主要是由积分长度差异导致,因为磁场扩散的空间范围与磁场扩散率模型紧密相关,对这类本构关系还可以进行更细致的校验,以进一步提升模拟的可信度。

4 结 论

针对激光等离子体磁场诊断的需要,设计了一套紧凑型偏振干涉系统。利用该紧凑型偏振干涉仪成功地诊断到了几百微米空间尺度、 $10\ \text{T}$ 量级的自生磁场。结合数值模拟,分析了磁场的动态演化和三维结构,实现了模拟和诊断的交叉印证。此紧凑型偏振干涉仪有望降低成像设备差异性和诊断系统高复杂性带来的风险,提升磁场诊断的效率。未来计划结合机器学习、压缩采样等方案,针对性地改进偏振干涉系统,提升二维成像到三维磁场的推断精度。

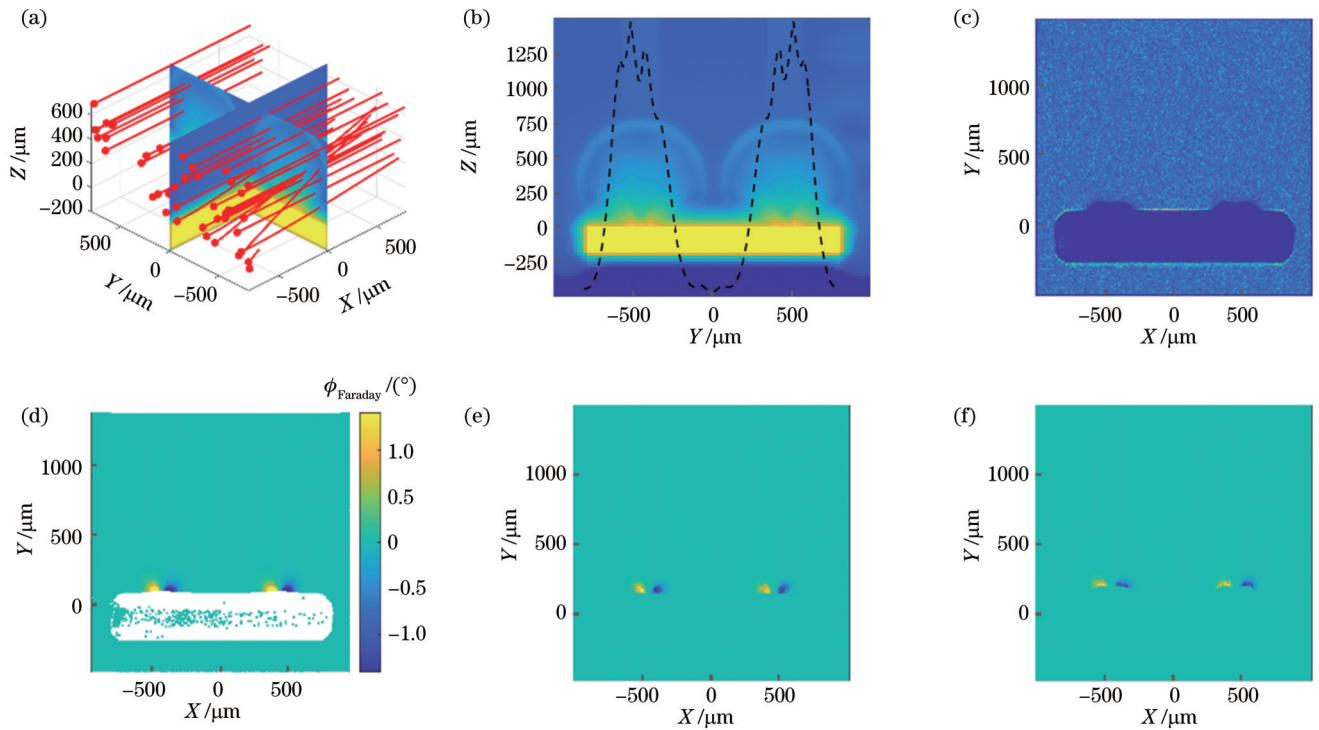


图 7 由模拟结果合成的光学诊断。(a) 3D 光线追踪示意图, 双焦点位于 $X=0$ 线上, 诊断光沿 X 轴方向 (射线展示了部分光线在等离子体中的轨迹); (b) $X=0$ 处电子密度切片 (虚线为距靶面 $250\ \mu\text{m}$ 处的密度分布); (c) CCD 阴影通道合成图 (收光系统 F 数为 $f/6$); (d) 法拉第旋转角合成图; (e) 偏振通道合成图 (全口径收光); (f) 偏振通道合成图 (收光系统 F 数为 $f/6$)

Fig. 7 Synthesized optical diagnostic images from simulation results. (a) 3D ray tracing illustration, double focusing spots are on line $X=0$, probe is incident along X axis (half-lines show trajectory of rays in plasma); (b) electron density slice at $X=0$ (dashed-line shows density $250\ \mu\text{m}$ above target surface); (c) synthesized CCD shadowgraph channel image (with an aperture F number of $f/6$); (d) synthesized Faraday rotation angle; (e) synthesized polarization channel image (with full aperture); (f) synthesized polarization channel image (with an aperture F number of $f/6$)

参 考 文 献

- [1] Stamper J A. Review on spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas: phenomena and measurements[J]. Laser and Particle Beams, 1991, 9(4): 841-862.
- [2] Biermann L, Schlüter A. Cosmic radiation and cosmic magnetic fields. II. Origin of cosmic magnetic fields[J]. Physical Review, 1951, 82(6): 863-868.
- [3] Stamper J A, Papadopoulos K, Sudan R N, et al. Spontaneous magnetic fields in laser-produced plasmas[J]. Physical Review Letters, 1971, 26(17): 1012-1015.
- [4] Yates M A, van Hulsteyn D B, Rutkowski H, et al. Experimental evidence for self-generated magnetic fields and remote energy deposition in laser-irradiated targets[J]. Physical Review Letters, 1982, 49(23): 1702-1704.
- [5] Zhong J Y, Li Y T, Wang X G, et al. Modelling loop-top X-ray source and reconnection outflows in solar flares with intense lasers[J]. Nature Physics, 2010, 6(12): 984-987.
- [6] Tao X Y, Wang J G, Liu C, et al. Balancing surface adsorption and diffusion of lithium-polysulfides on nonconductive oxides for lithium-sulfur battery design[J]. Nature Communications, 2016, 7: 11203.
- [7] Gao L, Nilson P M, Igumenshev I V, et al. Magnetic field generation by the Rayleigh-Taylor instability in laser-driven planar plastic targets[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(11): 115001.
- [8] Mima K, Tajima T, Leboeuf J N. Magnetic field generation by the Rayleigh-Taylor instability[J]. Physical Review Letters, 1978, 41(25): 1715-1719.
- [9] Haines M G. Saturation mechanisms for the generated magnetic field in nonuniform laser-matter irradiation[J]. Physical Review Letters, 1997, 78(2): 254-257.
- [10] Walsh C A, Sadler J D, Davies J R. Updated magnetized transport coefficients: impact on laser-plasmas with self-generated or applied magnetic fields[J]. Nuclear Fusion, 2021, 61(11): 116025.
- [11] Walsh C A, Chittenden J P, Hill D W, et al. Extended-magnetohydrodynamics in under-dense plasmas[J]. Physics of Plasmas, 2020, 27(2): 022103.
- [12] Epperlein E M, Haines M G. Plasma transport coefficients in a magnetic field by direct numerical solution of the Fokker-Planck equation[J]. The Physics of Fluids, 1986, 29(4): 1029-1041.
- [13] Gopal A, Tatarakis M, Beg F N, et al. Temporally and spatially resolved measurements of multi-megagauss magnetic fields in high intensity laser-produced plasmas[J]. Physics of Plasmas, 2008, 15(12): 122701.
- [14] Chatterjee G, Singh P K, Adak A, et al. High-resolution measurements of the spatial and temporal evolution of megagauss magnetic fields created in intense short-pulse laser-plasma interactions[J]. Review of Scientific Instruments, 2014, 85(1): 013505.
- [15] Borghesi M, MacKinnon A J, Bell A R, et al. Megagauss magnetic field generation and plasma jet formation on solid targets irradiated by an ultraintense picosecond laser pulse[J]. Physical Review Letters, 1998, 81(1): 112-115.
- [16] Chen F F. Introduction to plasma physics[M]. Lin G H, Transl. Beijing: Science Press, 2016: 83.
- [17] Fryxell B, Olson K, Ricker P, et al. FLASH: an adaptive mesh hydrodynamics code for modeling astrophysical thermonuclear flashes[J]. The Astrophysical Journal Letters Supplement

- Series, 2000, 131(1): 273-334.
- [18] Lee Y T, More R M. An electron conductivity model for dense plasmas[J]. *The Physics of Fluids*, 1984, 27(5): 1273-1286.
- [19] Kho T H, Haines M G. Nonlinear kinetic transport of electrons and magnetic field in laser-produced plasmas[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 55(8): 825-828.
- [20] Nishiguchi A, Yabe T, Haines M G. Nernst effect in laser-produced plasmas[J]. *The Physics of Fluids*, 1985, 28(12): 3683-3690.
- [21] Tao T, Zhao B, Zheng J. Generation of astrophysics-relevant helical magnetic structures in laser-produced plasma[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2021, 63(4): 045020.

Compact Polarization Interferometer for Magnetic Field Diagnostics in Laser-Produced Plasmas

Yuan Peng¹, Tao Tao^{1*}, Zheng Jian^{1,2}

¹*Department of Plasma Physics and Fusion Engineering, School of Nuclear Science and Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, Anhui, China;*

²*Collaborative Innovation Center of IFSA, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*

Abstract

Objective Active magnetic field diagnosis based on the Faraday rotation effect is widely used in experimental studies on magnetized plasmas. The Faraday rotation angle is correlated with both magnetic field strength and electron density, and magnetic field information can be obtained through simultaneous measurement of interferometric and polarization information. Conventional designs introduce the diagnostic beam into an interferometer and a polarimeter, respectively, which require multiple back-end recording devices. As a result, the complexity of the optical path is increased, and inter-device sensitivity calibration problems are encountered. Therefore, a compact optical path design with multiple probes incident on the same recording device is expected to be able to avoid these problems.

Methods In response to the above needs, this paper proposes a compact polarization interferometer, which is capable of obtaining plasma interference, polarization, and shadowgraph images simultaneously on a single recording device and acquiring magnetic intensity with a single shot measurement. The polarized light enters the target chamber in parallel, and the lens system images the plasma region and relays the images to the target chamber. The prism separates two virtual images, and then the lens images the two virtual images to the CCD. A Nomarski interferometer with Wollaston prisms and polarizers is located before the CCD so that four images are obtained on a CCD, and the images involve the interference pattern containing the plasma electron density information and the polarization pattern containing the Faraday rotation angle information. The Faraday rotation angle obtained from the experimental diagnostics contains the information of the diagnostic light path integral, which cannot directly reflect the three-dimensional magnetic field structure. We calculate the plasma evolution by using magnetohydrodynamic simulation, design a ray-tracing program to simulate the behavior of diagnostic light passing through the plasma and compact polarization interferometer, and finally synthesize the line-integrated image on CCD. The reliability of the diagnostic instrumentation and numerical simulations is cross-validated by comparing the experimental diagnostic images with the numerically synthesized images.

Results and Discussions After error calculation and parameter scanning, the compact polarization interferometer reaches the theoretically optimal sensitivity of 0.013° . In the solid target laser-ablation experiment, the instrument successfully diagnoses the signal of the self-generated magnetic field. The measured deflection angle is about 0.7° , and the self-generated magnetic field region is about long and wide. In addition, the electron density is about 1019 cm^{-3} , and the estimated magnetic field strength is about $0.9 \times 10^6\text{ Gs}$. The intensity and spatial structure of the magnetic field are in good agreement with the numerical simulation, and the images synthesized by the simulation results show characteristics similar to the experimental diagnostic images.

Conclusions The compact polarization interferometer has successfully diagnosed self-generated magnetic fields on the order of ten Tesla at a spatial scale of several hundred microns. Numerical simulations interpret the dynamic evolution and three-dimensional structure of the magnetic field. This compact polarization interferometer is expected to reduce the risks associated with imaging device variations and the complexity of diagnostic systems and improve the efficiency of magnetic field diagnosis.

Key words measurement; polarization interferometer; self-generated magnetic field; laser-produced plasmas; plasma diagnostics