

在质子照相中利用 Abel 逆变换反演 等离子体自生磁场结构*

邓变¹⁾²⁾ 杜报^{3)†} 蔡洪波^{3)4)‡} 康洞国³⁾ 朱少平²⁾³⁾

1) (中国科学技术大学核科学技术学院, 合肥 230026)

2) (中国工程物理研究院研究生院, 北京 100088)

3) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100094)

4) (北京大学应用物理与技术研究中心, 北京 100871)

(2022 年 9 月 22 日收到; 2022 年 10 月 14 日收到修改稿)

质子照相是观测等离子体中自生磁场的常用实验诊断技术, 对质子照相实验结果的有效解读依赖于反演方法的可靠性和可用性. 传统质子照相反演方法往往只能提供自生磁场的一维或二维结构. 本研究发现, 在对具有柱对称结构的磁场进行侧向质子照相时, 偏转速度与磁场之间满足 Abel 变换关系, 这使得从质子照相结果中反演重建出磁场的三维结构成为可能. 通过数值模拟验证了该方法的可行性, 并基于该反演方法, 重新分析了 Li 等 (2016 *Nat. Commun.* **7** 13081) 有关等离子体喷流自生磁场的质子照相实验结果, 给出的最大磁场强度约为传统反演结果的 1.9 倍. 本研究有助于对激光聚变和实验室天体物理相关的自生电磁场形成及其时空演化行为的认识更加清晰.

关键词: 质子照相, 反演, 磁场诊断, Abel 逆变换

PACS: 52.70.-m, 52.70.Ds, 87.59.B-

DOI: 10.7498/aps.71.20221848

1 引言

自生磁场是等离子体的基本特征之一, 普遍存在于激光聚变^[1,2]、实验室天体物理^[3-5]相关的高能量密度物质中. 因其可对电子热传导^[6]、冲击波形成^[4,7]和带电粒子输运^[8,9]等物理过程产生影响而受到广泛关注, 一直是等离子体物理领域的研究热点之一.

正确认识等离子体自生磁场的时空演化行为离不开实验中的磁场诊断. 一般而言, 磁场的实验诊断主要有 3 种方法. 1) 磁探针法^[10], 测量线圈在磁场中的感生电流来获取磁通量的平均大小. 受

限于线圈的加工精度, 该方法往往无法获得较高的空间分辨能力, 且不能对等离子体内的自生磁场进行直接测量. 2) 法拉第旋转法^[11,12], 通过测量偏振光在等离子体中的偏振面旋转量来推测磁场的强度. 因偏振面的旋转是磁场与等离子体密度耦合作用的结果, 该方法依赖于等离子体密度空间分布的准确诊断. 3) 质子照相法^[13-15], 随着国际上靶后法向鞘场加速 (target normal sheath acceleration, TNSA)^[16,17]技术不断发展成熟, 该方法已经成为诊断等离子体中自生磁场的常用实验方法. 质子照相中的探针质子常通过 TNSA 机制产生, 其能量一般可达到 10 MeV 量级^[18] (对于通过 D-He3 内爆产生的质子, 能量则为 3.03 MeV 和 14.7 MeV^[19]).

* 国家自然科学基金 (批准号: 11975055) 和国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 12105023) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: dubao89@mail.ustc.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: cai_hongbo@iapcm.ac.cn

假设探针质子束的运动速度为 \mathbf{u}_0 , 质子的电荷和质量分别为 q 和 m_p , 经磁场 \mathbf{B} 偏转后, 质子束在离开磁场区域时将获得的偏转速度为 $\mathbf{u}_d = q/m_p \int \mathbf{u}_0 \times \mathbf{B} dt$. 受此偏转速度的影响, 质子束的通量密度将得到调制并被记录在探测面上 (一般为 RCF 堆栈片或 CR-39 探测器)^[20]. 再从探测面上的通量密度扰动分布获得 \mathbf{u}_d , 就可以反推获得磁场 \mathbf{B} 的平均强度等信息.

目前, 质子照相技术的应用对激光聚变和实验室天体物理相关的自生磁场研究有推动作用. 例如, Huntington 等^[21] 和 Zhou 等^[22] 通过质子照相证实了等离子体对穿过程中存在的离子、电子 Weibel 不稳定性形成的丝状磁场结构; Li 等^[23] 和 Gao 等^[24] 利用质子照相观察了纳秒激光烧蚀 CH 材料时的表面磁场产生过程, 可以清楚判断出 Biermann 电池效应产生的环形磁场结构; Tzeferacos 等^[25] 借助质子照相证实了磁场的压缩放大过程. 然而目前从质子照相反演自生磁场的空间结构时只能得到磁场的一维或二维结构, 沿着质子运动方向维度的分布信息往往被平均^[26]. 这将不利于对磁场的强度和空间分布的认识, 以及实验诊断与数值模拟的相互校验^[2].

等离子体中存在具有柱对称结构的自生磁场, 如等离子体喷流^[3] 或电容线圈靶^[12] 中的磁场. 本研究通过理论分析发现当磁场具有柱对称的结构时, 侧向照相的探针质子束偏转速度与磁场之间满足 Abel 变换关系. 这有别于传统的质子照相反演方法, 采用本方法能实现针对这类柱对称磁场的三维反演重建.

2 理论分析

等离子体中自生磁场的质子照相过程如图 1 所示. 不失一般性, 假设磁场 \mathbf{B}_z 沿着 \mathbf{e}_z 方向, 场区域在 \mathbf{e}_x 方向的长度为 L_x . $t = 0$ 时刻, 初始速度为 \mathbf{u}_{x0} 的质子束近似平行地进入磁场区域, 沿着 \mathbf{e}_x 方向穿过场区域并在 $t = t_0$ 时刻离开.

探针质子束在穿过磁场区域时因受到洛伦兹力的作用而偏转, 离开磁场区域时, 质子将具有 \mathbf{e}_y 方向上的偏转速度:

$$\mathbf{u}_{dy}(y, z) = -\frac{q}{m_p} \int_0^{t_0} \mathbf{u}_x \times \mathbf{B}_z(x, y, z) dt, \quad (1)$$

其中 $dt = dx/|\mathbf{u}_x|$. 经过时间 t_0 质子在 \mathbf{e}_x 方向的位移为 L_x , 偏转速度 \mathbf{u}_{dy} 简化为

$$\mathbf{u}_{dy}(y, z) = -\mathbf{e}_y \frac{q}{m_p} \int_0^{L_x} B_z(x, y, z) dx. \quad (2)$$

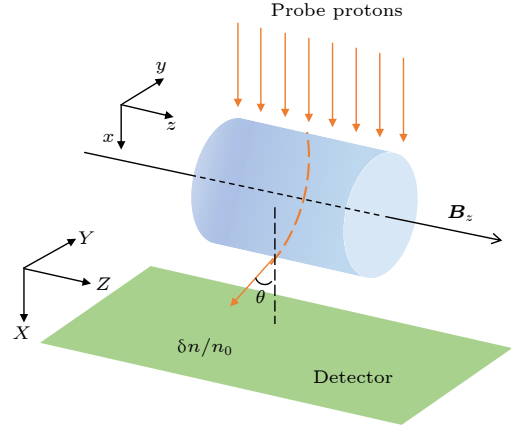


图 1 质子照相示意图

Fig. 1. Schematic diagram of the proton radiography.

传统的质子照相反演方法中, 可由 (2) 式估算沿 \mathbf{e}_x 方向的路径平均磁场 $\mathbf{B}'_z(y, z)$:

$$\mathbf{B}'_z(y, z) = \mathbf{u}_{dy}(y, z) \frac{m_p}{qL_x}, \quad (3)$$

(3) 式得到的平均磁场损失了 \mathbf{e}_x 方向的空间信息. 相较于结构不规则、表征复杂的自生磁场, 本研究发现对具有柱对称分布的磁场进行适当的质子照相反演分析, 能获得磁场的三维结构信息.

当磁场 \mathbf{B}_z 具有柱对称分布时, (2) 式中 $\mathbf{B}_z(x, y, z) = \mathbf{B}_z(r, z)$, 其中 $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, $x = r \cos \theta$, $y = r \sin \theta$, 夹角 $\theta \in [0, 2\pi]$. 众所周知, Abel 变换及 Abel 逆变换的表达式^[27] 分别为

$$I(y) = \int_{-\infty}^{\infty} g(r) dx, \quad g(r) = -\frac{1}{\pi} \int_r^{\infty} \frac{dI}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (4)$$

(4) 式中 $g(r)$ 为柱对称函数. 对比 (2) 式和 (4) 式, 对于柱对称的磁场, 两个公式具有相同的形式, 仅仅是积分上下限不同. 而磁场在 $(-\infty, 0)$ 和 $(L_x, +\infty)$ 区域内近似为 0, 则柱对称磁场 \mathbf{B}_z 与偏转速度 \mathbf{u}_{dy} 满足 Abel 变换关系. 如果 \mathbf{u}_{dy} 可被反演获得, 则可通过 Abel 逆变换公式重建得到 $\mathbf{B}_z(r, z)$, 即:

$$\mathbf{B}_z(r, z) = \frac{m_p}{q\pi} \int_r^{\infty} \frac{d\mathbf{u}_{dy}(y, z)}{dy} \frac{1}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy. \quad (5)$$

偏转速度 \mathbf{u}_{dy} 的分布通常可通过密度扰动法实现重建^[28,29], 有

$$\mathbf{u}_{dy}(y, z) = -\frac{u_x M}{L_D} \int \frac{\delta n(My, Mz)}{n_0} d\mathbf{l}, \quad (6)$$

其中, $M = L_D/L_S + 1$ 是几何放大因子, L_D 和 L_S 分别为待诊断场到探测器和质子源的距离, $d\mathbf{l}$ 是探测器上沿着偏转速度方向 \mathbf{e}_y 的单位长度, n 和 n_0 分别为有、无磁场时探测器上获得的质子通量密度^[30]. 需要注意的是, 在利用(6)式反演 \mathbf{u}_{dy} 时, 需要判断偏转速度的方向. 对于更加复杂的偏转速度分布, 则可以参考 Bott 等^[26] 介绍的蒙日-安培法来实现任意 \mathbf{u}_{dy} 二维分布的重建. 此外, (6) 式还需要通量密度扰动满足 $\delta n/n_0 = n/n_0 - 1 < 1$, 以表示质子束径迹未发生交叉或重叠^[29]. \mathbf{u}_{dy} 也可以通过纹影法^[12] 获得, 即在质子源和待诊断场之间放置一个栅格, 通过读取网格的相对形变来表征探针质子在穿过磁场后的偏转速度^[31]. 由于受到栅格加工工艺的限制, 纹影法的空间分辨能力具有局限性^[12].

上述分析表明, 当磁场具有柱对称分布时, 可以利用质子照相实现其三维结构的反演. 为了考察该方法的可行性, 本文进行了数值模拟来验证.

3 数值模拟

在质子照相的数值模拟中, 设置待诊断的磁场 \mathbf{B} 沿着 \mathbf{e}_z 方向, 在 x - y 平面内具有柱对称分布, 即:

$$\mathbf{B}(r, z) = B_0 \exp \left[-\frac{(r - r_0)^2}{R_0^2} - \frac{(z - z_0)^2}{Z_0^2} \right] \mathbf{e}_z. \quad (7)$$

进一步设磁场的峰值强度为 $B_0 = 5$ T, $R_0 = 25$ μm , $Z_0 = 100$ μm , 磁场的空间范围为 $l_x = l_y =$

$l_z = 100$ μm , 如图 2(a) 所示. 平行的探针质子束沿着 \mathbf{e}_x 方向照射磁场区域, 其动能为 20 MeV, 受磁场影响, 探针质子获得 \mathbf{e}_y 方向上的偏转速度. 探针质子的运动过程可采用七阶龙格-库塔法计算. 在穿出磁场区域后, 质子经自由飞行后被记录在约 $L_D = 1$ cm 外 y - z 平面内的探测器上, 统计得到的通量密度扰动 $\delta n/n_0$ 如图 2(b) 所示.

从图 2(b) 可见, 质子最大通量密度扰动约为 $(\delta n/n_0)_{\max} = 0.2 < 1$, 说明探针质子的轨迹未发生交叉或重叠, 因此可以利用(6)式实现偏转速度 \mathbf{u}_{dy} 的反演, 获得的 \mathbf{u}_{dy} 如图 3(a) 所示. 通过正算模拟得到的偏转速度 u_{sim} 和反演重建得到的偏转速度 u_{rec} 的一维对比如图 3(b) 所示, 分别用红线和蓝线表示, 其最大值分别为 2.07×10^4 m/s 和 2.04×10^4 m/s, 相差仅约 1%, 表明偏转速度得到了较好的反演.

将图 3(a) 中的 \mathbf{u}_{dy} 代入(5)式中, 反演获得的磁场结构 $\mathbf{B}_{\text{rec}}(r, z)$ 如图 4(a) 所示, 与预设磁场, 即图 2(a), 具有相近的分布. 图 4(b) 给出的是 $z = 50$ μm 处的预设磁场 B_{set} (红线), 由(5)式反演得到的磁场 B_{rec} (当 $y = r \sin \theta$ 的夹角 $\theta = \pi/2$ 时)(蓝线)和由(3)式反演得到的路径平均磁场 B_{avg} (黑线)在 \mathbf{e}_y 方向上的一维分布. 三者的半高全宽分别为 41.6 μm , 37.9 μm 和 41.0 μm , 反演磁场和平均磁场相较于预设磁场相差分别为 8.9% 和 1.4%; 磁场的峰值强度分别为 5.0 T, 4.9 T, 2.1 T, 传统反演方法给出的磁场峰值强度相较于预设磁场相差 58.0%, 而本文提出的方法给出的磁场峰值强度相较于预设磁场仅相差 2.0%.

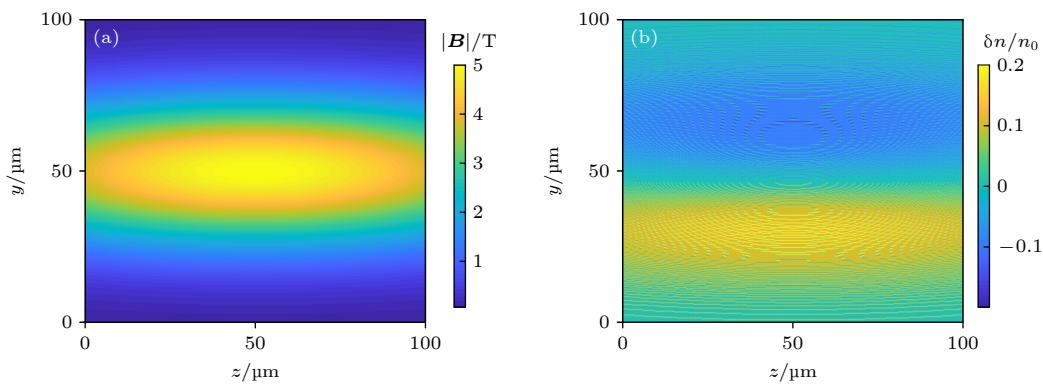


图 2 (a) 预设磁场 B 在 $x = 50$ μm 平面上的分布; (b) 探测面上的质子通量密度扰动

Fig. 2. (a) Distributions of the preset magnetic field at $x = 50$ μm ; (b) the flux density perturbations of the protons in the detection plane.

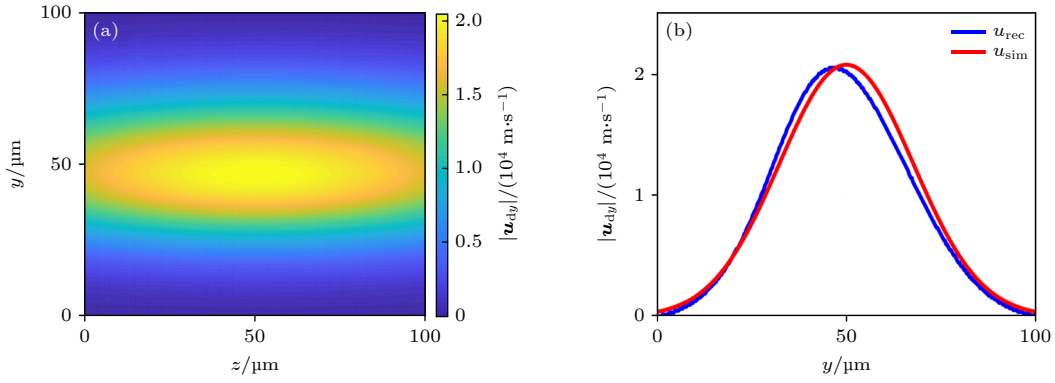


图 3 (a) 质子偏转速度的反演结果; (b) 质子的模拟偏转速度和反演偏转速度在 $z = 50 \mu\text{m}$ 时的径向分布

Fig. 3. (a) Reconstruction of the protons deflection velocities; (b) the radial distributions of the protons inversion deflection velocities and simulated deflection velocities at $z = 50 \mu\text{m}$.

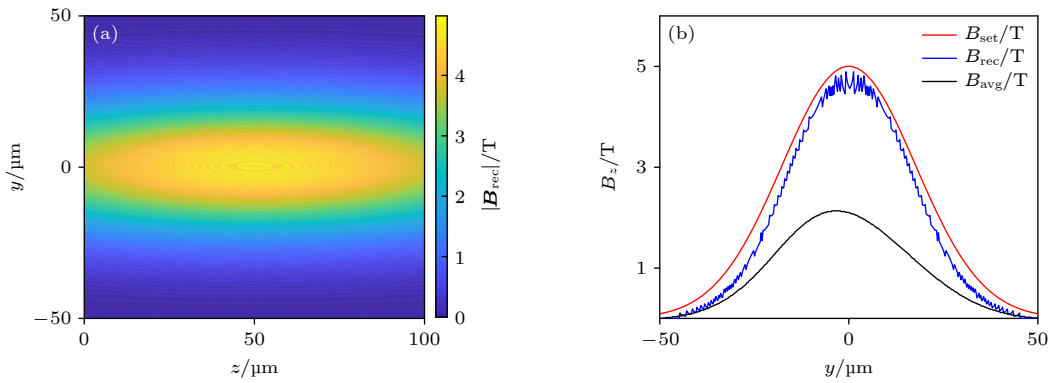


图 4 (a) 反演磁场 B_{rec} 在 r - z 平面的投影; (b) 预设磁场 B_{set} 、反演磁场 B_{rec} 及路径平均磁场 B_{avg} 的一维分布

Fig. 4. (a) Projection of the inversion magnetic field B_{rec} on the r - z plane; (b) the one-dimensional (1D) distributions of the preset magnetic field B_{set} , the inversion magnetic field B_{rec} and the path average magnetic field B_{avg} .

利用上述数值模拟, 定性及定量地从结构上和数值上证明了 Abel 逆变换反演方法能很好地重建磁场, 验证了该方案诊断待测量柱对称磁场的可行性.

4 讨论

在能量密度物理磁场的质子照相研究中, 待诊断磁场可能具有柱对称的分布 (例如电容线圈靶磁场^[12]和等离子体喷流自生磁场^[3]等) 或局部具有柱对称结构. 本文介绍的反演方法可帮助对磁场的强度和结构进行更加精确的反演诊断. 以参考文献^[3]中 Li 实验组有关等离子体喷流自生磁场的质子照相实验为例进行演示.

图 5(a) 引用自参考文献^[3]中的图 3(c), 是 ns 激光与 CH 靶相互作用中形成等离子体喷流的侧向质子照相结果, 其中质子探测器为 RCF 堆栈片, 视场大小为 $7 \text{ cm} \times 7 \text{ cm}$, 探针质子束的能量为

14.7 MeV , 实验中放大倍数 $M = 29$. 理论和模拟结果表明, 该等离子体内喷流可以携带着冻结在其中的垂直于靶面的磁场 B_z , 在 x - y 平面内近似具有柱对称结构. 对距离视场左边缘 $3.5\text{--}4 \text{ cm}$ 的质子照相通量密度扰动 $\delta n/n_0$ 的分析表明, 可以满足 $\delta n/n_0 < 1$, 见图 5(b). 同理于第 3 节中的方法, 在通过 (6) 式反演获得偏转速度后, 借助 (5) 式最终重建出磁场 B_{rec} . 当 $y = r \sin \theta$ 的夹角 $\theta = \pi/2$ 时, 磁场 B_{rec} 在图 5(a) 中 $z = 3.75 \text{ cm}$ 处的一维分布见图 5(c) (红线). 作为对比, 图 5(c) 还给出了由 (3) 式求得的路径平均磁场 B_{avg} 在 $z = 3.75 \text{ cm}$ 处的分布 (蓝线).

从图 5(c) 可知, 传统方法与本文提出的方法给出的磁场峰值位置基本相同, 但前者给出的磁场最大强度为 3.9 T , 半高全宽为 $144 \mu\text{m}$. 而后者给出的磁场最大强度为 7.7 T , 半高全宽则为 $136 \mu\text{m}$. 可见, 传统方法会低估磁场, 本文所述方法给出的磁场峰值强度约为传统方法反演结果的 1.9 倍.

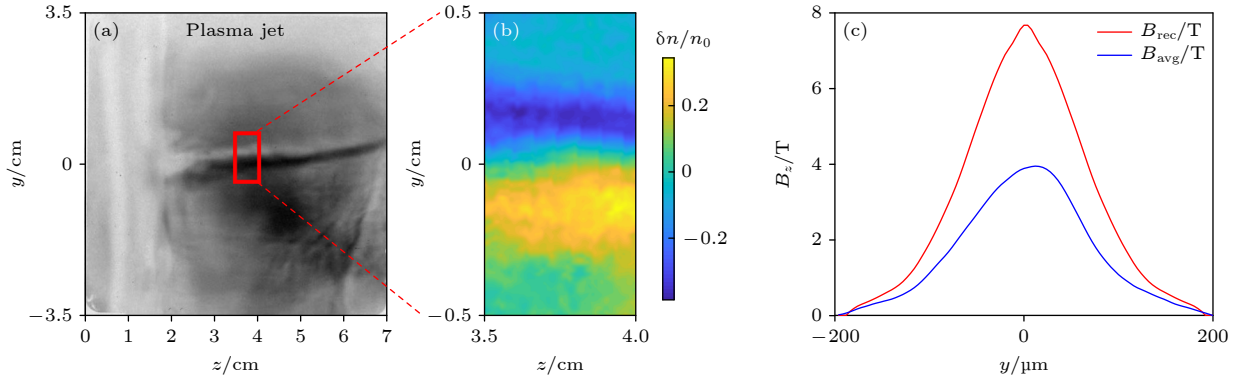


图 5 (a) 等离子体喷流的质子照相实验原图^[9]; (b) 局部的质子通量密度扰动; (c) 反演磁场 B_{rec} 和路径平均磁场 B_{avg} 的一维分布
 Fig. 5. (a) Original proton radiographic image of the plasma jet; (b) the flux density perturbations of the protons at the local area; (c) the 1D distributions of the inversion magnetic field B_{rec} and the path average magnetic field B_{avg} .

此外, 如果将重建得到的三维磁场沿着 e_x 方向进行平均, 得到的磁场最大强度约 3.7 T, 与传统方法给出的结果一致. 相比于传统方法, 本文中三维反演方法的最大优势是可以提供更细致的磁场强度空间分布.

通过对上述实验数据的处理, 直观验证了本方法实际应用于质子照相实验中的有效性, 基于 Abel 逆变换的反演方法可促进对等离子体喷流自生磁场的产生和电子热传导形成更加清晰的认识.

5 结 论

基于对质子照相及其反演过程的理论分析, 本文提出了一种针对柱对称磁场三维结构的质子照相反演方法, 其核心是偏转速度和待诊断场之间存在的 Abel 变换关系. 通过数值模拟, 验证了该方法在重建磁场三维结构时的可行性. 此外, 本文还将该反演方法应用于等离子体喷流自生磁场的质子照相实验数据的分析处理中, 获得了磁场的空间结构, 其强度约为传统路径平均方法反演结果的 1.9 倍, 证明了该方法实验应用上的价值. 该方法提供了更多有待探究的磁场空间信息, 为质子照相反演方法及其应用提供了新的思路, 有助于加深对等离子体中磁场的认识.

参考文献

[1] Rygg J R, Seguin F H, Li C K, Frenje J A, Manuel M J, Petrasso R D, Betti R, Delettrez J A, Gotchev O V, Knauer J P, Meyerhofer D D, Marshall F J, Stoeckl C, Theobald W 2008 *Science* **319** 1223
 [2] Campbell P T, Walsh C A, Russell B K, Chittenden J P, Crilly A, Fiksel G, Nilson P M, Thomas A G R, Krushelnick

K, Willingale L 2020 *Phys. Rev. Lett.* **125** 145001
 [3] Li C K, Tzeferacos P, Lamb D, Gregori G, Norreys P A, Rosenberg M J, Follett R K, Froula D H, Koenig M, Seguin F H, Frenje J A, Rinderknecht H G, Sio H, Zylstra A B, Petrasso R D, Amendt P A, Park H S, Remington B A, Ryutov D D, Wilks S C, Betti R, Frank A, Hu S X, Sangster T C, Hartigan P, Drake R P, Kuranz C C, Lebedev S V, Woolsey N C 2016 *Nat. Commun.* **7** 13081
 [4] Fiuza F, Fonseca R A, Tonge J, Mori W B, Silva L O 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 235004
 [5] Caprioli D, Spitkovsky A 2013 *Astrophys. J.* **765** 20
 [6] Haines 1986 *Can. J. Phys.* **64** 912
 [7] Fox W, Matteucci J, Moissard C, Schaeffer D B, Bhattacharjee A, Germaschewski K, Hu S X 2018 *Phys. Plasmas* **25** 102106
 [8] Honda M 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2128
 [9] Jia Q, Cai H B, Wang W W, Zhu S P, Sheng Z M, He X T 2013 *Phys. Plasmas* **20** 032113
 [10] Courtois C, Ash A D, Chambers D M, Grundy R A D, Woolsey N C 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 054913
 [11] Kaluza M C, Schlenvoigt H P, Mangles S P, Thomas A G, Dangor A E, Schwoerer H, Mori W B, Najmudin Z, Krushelnick K M 2010 *Phys. Rev. Lett.* **105** 115002
 [12] Wang W, Cai H, Teng J, Chen J, He S, Shan L, Lu F, Wu Y, Zhang B, Hong W, Bi B, Zhang F, Liu D, Xue F, Li B, Liu H, He W, Jiao J, Dong K, Zhang F, He Y, Cui B, Xie N, Yuan Z, Tian C, Wang X, Zhou K, Deng Z, Zhang Z, Zhou W, Cao L, Zhang B, Zhu S, He X, Gu Y 2018 *Phys. Plasmas* **25** 083111
 [13] Borghesi M 2001 *Plasma Phys. Control. Fusion* **43** A267
 [14] Borghesi M, Schiavi A, Campbell D H, Haines M G, Willi O, Mackinnon A J, Patel P, Galimberti M, Gizzi L A 2003 *Rev. Sci. Instrum.* **74** 1688
 [15] Kugland N L, Ryutov D D, Plechaty C, Ross J S, Park H S 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 101301
 [16] Wilks S C, Langdon A B, Cowan T E, Roth M, Singh M, Hatchett S, Key M H, Pennington D, MacKinnon A, Snavely R A 2001 *Phys. Plasmas* **8** 542
 [17] Hegelich B M, Albright B J, Cobble J, Flippo K, Letzring S, Paffett M, Ruhl H, Schreiber J, Schulze R K, Fernandez J C 2006 *Nature* **439** 441
 [18] Teng J, Zhu B, Wang J, Hong W, Yan Y H, Zhao Z Q, Cao L F, Gu Y Q 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 114103 (in Chinese) [滕建, 朱斌, 王剑, 洪伟, 闫永宏, 赵宗清, 曹磊峰, 谷渝秋 2013 *物理学报* **62** 114103]
 [19] Séguin F H, Li C K, Manuel M J E, Rinderknecht H G,

- Sinenian N, Frenje J A, Rygg J R, Hicks D G, Petrasso R D, Delettrez J, Betti R, Marshall F J, Smalyuk V A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 012701
- [20] Du B, Cai H B, Zhang W S, Chen J, Zou S Y, Zhu S P 2019 *Acta Phys. Sin.* **68** 185205 (in Chinese) [杜报, 蔡洪波, 张文帅, 陈京, 邹士阳, 朱少平 2019 物理学报 **68** 185205]
- [21] Huntington C M, Fiuza F, Ross J S, Zylstra A B, Drake R P, Froula D H, Gregori G, Kugland N L, Kuranz C C, Levy M C, Li C K, Meinecke J, Morita T, Petrasso R, Plechaty C, Remington B A, Ryutov D D, Sakawa Y, Spitkovsky A, Takabe H, Park H S 2015 *Nat. Phys.* **11** 173
- [22] Zhou S Y, Bai Y F, Tian Y, Sun H Y, Cao L H, Liu J S 2018 *Phys. Rev. Lett.* **121** 255002
- [23] Li C K, Seguin F H, Frenje J A, Rygg J R, Petrasso R D, Town R P, Amendt P A, Hatchett S P, Landen O L, Mackinnon A J, Patel P K, Smalyuk V A, Sangster T C, Knauer J P 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 135003
- [24] Gao L, Nilson P M, Igumenshchev I V, Haines M G, Froula D H, Betti R, Meyerhofer D D 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 215003
- [25] Tzeferacos P, Rigby A, Bott A F A, Bell A R, Bingham R, Casner A, Cattaneo F, Churazov E M, Emig J, Fiuza F, Forest C B, Foster J, Graziani C, Katz J, Koenig M, Li C K, Meinecke J, Petrasso R, Park H S, Remington B A, Ross J S, Ryu D, Ryutov D, White T G, Reville B, Miniati F, Schekochihin A A, Lamb D Q, Froula D H, Gregori G 2018 *Nat. Commun.* **9** 591
- [26] Bott A F A, Graziani C, Tzeferacos P, White T G, Lamb D Q, Gregori G, Schekochihin A A 2017 *J. Plasma Phys.* **83** 905830614
- [27] Li X F, Huang L, Huang Y 2007 *Journal of Physics A:Mathematical and Theoretical* **40** 347
- [28] Zhang C J, Hua J F, Xu X L, Li F, Pai C H, Wan Y, Wu Y P, Gu Y Q, Mori W B, Joshi C, Lu A W 2016 *Sci. Rep.* **6** 29485
- [29] Du B, Wang X F 2018 *AIP Adv.* **8** 125328
- [30] Du B, Cai H B, Zhang W S, Wang X F, Kang D G, Deng L, Zhang E H, Yao P L, Yan X X, Zou S Y, Zhu S P 2021 *Matter Radiat. at Extremes* **6** 035903
- [31] Chen L, Li R Z, Chen J, Zhu P F, Liu F, Cao J M, Sheng Z M, Zhang J 2015 *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **112** 14479

Self-generated magnetic field in plasma reconstructed by using inverse Abel transformation in proton radiography*

Deng Luan¹⁾²⁾ Du Bao^{3)†} Cai Hong-Bo^{3)4)‡}
 Kang Dong-Guo³⁾ Zhu Shao-Ping²⁾³⁾

1) (*School of Nuclear Science and Technology, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China*)

2) (*Graduate School, China Academy of Engineering Physics, Beijing 100088, China*)

3) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100094, China*)

4) (*Center for Applied Physics and Technology, Peking University, Beijing 100871, China*)

(Received 22 September 2022; revised manuscript received 14 October 2022)

Abstract

The magnetic fields generated in plasmas have extensive influences on many processes of the inertial confinement fusion and the astrophysics. Therefore, the quantitative diagnosis of the magnetic field is quite essential. Proton radiography is a widely used experimental technique to diagnose the electric field or magnetic field in high-energy-density plasma. The effective explanation of the results of proton radiography depends on the reliability and availability of the inversion method. Traditional inversion methods can only provide one- or two-dimensional structure of the self-generated magnetic field. In this study, it is found that there is an Abel transformation relationship between the deflection velocity and the magnetic field with column symmetry, which allows us to reconstruct the three-dimensional structure of the magnetic field for the first time. We theoretically deduce the process of reconstructing the cylindrical magnetic field through proton radiography with the Abel inversion algorithm. The feasibility of this method is verified by numerical simulation as well. Based on this inversion method, we reanalyze the proton radiography experimental results of Li et al. (2016 *Nat. Commun.* **7** 13081) on the self-generated magnetic field of plasma jets. The inversion results show that the maximum magnetic field intensity is about 1.9 times the traditional inversion results. We discuss a new proton radiography inversion method for the existence of magnetic fields with cylindrical symmetry in this work, which will contribute to an intensive understanding of the self-generated electromagnetic field and its spatiotemporal evolution related to the laser fusion and the laboratory astrophysics.

Keywords: proton radiography, reversion, magnetic diagnostics, Abel inversion

PACS: 52.70.-m, 52.70.Ds, 87.59.B-

DOI: 10.7498/aps.71.20221848

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11975055) and the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 12105023).

† Corresponding author. E-mail: dubao89@mail.ustc.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: cai_hongbo@iapcm.ac.cn



在质子照相中利用Abel逆变换反演等离子体自生磁场结构

邓婵 杜报 蔡洪波 康洞国 朱少平

Self-generated magnetic field in plasma reconstructed by using inverse Abel transformation in proton radiography

Deng Luan Du Bao Cai Hong-Bo Kang Dong-Guo Zhu Shao-Ping

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 245203 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20221848

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221848>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

质子成像法测量电容线圈靶磁场

Measurement of magnetic field of capacitor-coil target using proton radiography

物理学报. 2020, 69(17): 175202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200215>

星光III装置上材料动态压缩过程的激光质子照相实验研究

Experimental study on the dynamic compression of materials at XGIII facility by laser proton photography

物理学报. 2022, 71(19): 195202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220919>

考虑磁透镜边缘场的质子成像系统优化设计

Optimization of proton imaging system including fringe field of magnetic lens

物理学报. 2021, 70(2): 022901 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20201141>

Weibel不稳定性自生电磁场对探针质子束的偏转作用研究

Deflection effect of electromagnetic field generated by Weibel instability on proton probe

物理学报. 2019, 68(18): 185205 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190775>

相对论强激光与近临界密度等离子体相互作用的质子成像

Proton imaging of relativistic laser-produced near-critical-density plasma

物理学报. 2019, 68(15): 155201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190610>

质子照相中基于能量损失的密度重建

Density reconstruction based on energy loss in proton radiography

物理学报. 2018, 67(20): 206101 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181039>