



## 质子成像法测量电容线圈靶磁场

韩波 梁雅琼

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

Han Bo Liang Ya-Qiong

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 69, 175202 (2020) DOI: 10.7498/aps.69.20200215

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200215>

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

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>

基于蒙特卡罗-离散纵标方法的氘氚激光等离子体聚变反应率数值模拟

Numerical simulation of deuterium-tritium fusion reaction rate in laser plasma based on Monte Carlo-discrete ordinate method

物理学报. 2019, 68(21): 215201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20190440>

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>

激光等离子体光丝中太赫兹频谱的调控

Control of the terahertz spectra generated from laser induced plasma

物理学报. 2020, 69(2): 024205 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191200>

光源尺寸和光谱带宽对波带板成像的影响

Influence of source size and spectral bandwidth on the imaging of a zone plate

物理学报. 2019, 68(3): 035202 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181236>

超导薄膜磁场穿透深度的双线圈互感测量

Measurement of magnetic penetration depth in superconducting films by two-coil mutual inductance technique

物理学报. 2020, 69(4): 047401 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191758>

# 质子成像法测量电容线圈靶磁场\*

韩波<sup>1)</sup> 梁雅琼<sup>2)†</sup>

1) (北京师范大学天文系, 北京 100875)

2) (北京物资学院物流学院, 北京 101149)

(2020年2月13日收到; 2020年6月1日收到修改稿)

质子背光成像技术是一种诊断等离子体电磁场的重要诊断手段. 当质子穿过等离子体的电磁场, 质子受洛伦兹力影响在成像板上重新分布. 如何从质子成像结果中重构电磁场是一个非常重要的研究课题. 本文以激光驱动电容线圈靶为例介绍和对比了粒子追踪法和流量分析法这两种通过质子成像结果重构磁场的方法. 激光驱动电容线圈靶通过激光打靶在电容靶两侧产生电势, 然后很强的电流流过线圈, 最后产生高达千特斯拉的感应磁场, 在激光等离子体实验中这是一种重要的产生磁场的手段. 本工作中先使用粒子追踪法在不同强度的理论磁场环境下得到质子成像结果, 然后使用流量分析法从这些理论质子成像结果重构磁场, 最后对比理论磁场和重构磁场以获得两种方法的优缺点. 粒子追踪法可以重现实验中质子源、等离子体磁场和成像板的布局结构, 但是依赖于精确的理论磁场的计算和庞大的计算量来模拟质子的轨迹, 并需要不断修正理论磁场来获得最接近实验结果的模拟结果. 流量分析法可以直接从实验的质子成像结果重构磁场结构. 但是, 流量分析法只适用于磁场较小的情况, 当磁场较大时其重构的磁感应强度会误差较大. 可以使用一个无量纲参量 $\mu$ 来衡量质子穿过作用区域单位长度后在成像板上的偏折距离, 流量分析法适用于 $\mu \ll 1$ 的情况. 并且靶的结构在质子成像上形成的阴影区域也会造成磁场重构时磁场结构的失真.

**关键词:** 质子背光成像, 激光等离子体, 磁场产生, 诊断技术

**PACS:** 52.40.Mj, 52.70.-m, 52.70.Ds, 87.50.Mn

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200215

## 1 引言

质子背光成像技术 (proton radiography) 是一个被广泛应用于高能密度物理研究领域的诊断等离子体电磁场结构的诊断手段<sup>[1-3]</sup>. 因为等离子体电磁场的存在, 从点源出射的质子穿过等离子体, 受洛伦兹力 (Lorentz force) 偏折在等离子体后的成像板上形成一定的流量分布. 通过分析质子的分布便能反推出所经过的电磁场分布和强度等物理信息. 这种诊断手段已经被广泛应用于与磁重联<sup>[3]</sup>、惯性约束聚变<sup>[4]</sup>、无碰撞冲击波<sup>[5]</sup>、不稳定性<sup>[6]</sup>等相关的高能密度物理实验中.

质子背光成像诊断技术首先需要产生质子点源, 现在主要有两种手段. 第一种依靠短脉冲激光 ( $>10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>) 聚焦到薄膜靶上利用靶后法向鞘场 (target normal sheath field) 加速形成质子源<sup>[7-11]</sup>. 薄膜靶一般使用金膜, 所产生质子的能量为连续谱, 实验中所用能量范围大约为 3—60 MeV. 一般这种质子成像方式用 RCF(remote call framework) 堆栈 (radiochromic film stack) 记录成像结果, 由于每层 RCF对质子的阻止本领 (stopping power) 不同, 可以认为每层 RCF对应不同能量的质子穿过电磁场的结果. 第二种使用多束激光聚焦到充满 D<sup>3</sup>He 的内爆靶通过核反应  $D + D \rightarrow T + p$  和  $D + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + p$  产生<sup>[12,13]</sup>,

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11903006, U1930108) 和北京市自然科学基金 (批准号: 1172006) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: yaqiang@hotmail.com

这两个反应分别能够产生质子能量为 3 MeV 和 14.7 MeV 的两个展宽很窄的单能峰, 使用这样的质子能够得到比较清晰的质子成像结果<sup>[4]</sup>.

当等离子体的密度范围在  $10^{16}$ — $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$  之间时, 质子穿过等离子体时的碰撞散射作用可以忽略不计<sup>[14]</sup>. 例如 10 MeV 的质子束穿过密度为  $10^{20}$   $\text{cm}^{-3}$  长度为 1 mm 的碳等离子体, 只损耗 0.1% 的质子能量. 相对于使用电子束测量等离子体的电磁场, 可测量的密度上限更高<sup>[15]</sup>. 此外, 质子背光成像技术的空间分辨能力能够达到几微米, 同时时间分辨能力为 1—10 ps. 因此质子成像技术是一个很有效的等离子体诊断手段<sup>[16–18]</sup>.

但是由于实验和分析手段的限制, 怎样有效地分析质子成像结果并从中提取更多更准确的物理信息仍然是一个开放性课题<sup>[16–18]</sup>. 由于等离子体中复杂的三维电磁场结构, 实验中所获得的质子成像结果一般很难与电磁场形成简单的一一对应的关系. 现在通过质子成像结果重构等离子体电磁场的方法大致可以分为两种. 一种是粒子追踪法 (particle tracing), 通过在理论模型中重构实验设置, 将质子源、等离子体和成像板按实验中的位置

放置, 进而得到质子成像的理论模拟结果. 通过对比模拟结果和实验结果, 最后揭示等离子体中的电磁场结构. 另一种是流量分析法 (flux analysis), 通过分析实验质子成像结果的流量分布而得到电磁场对质子的偏折信息, 进而反演出质子通过区域的电磁场结构. 这两种方法广泛应用于实验分析中, Li 等<sup>[3]</sup>使用粒子追踪法将用 LASNEX 计算得到的磁场代入到混合 PIC (particle in cell) 程序 LSP 中, 模拟了用质子背光技术测量激光等离子体电磁场的实验. Du 等<sup>[19,20]</sup>使用粒子追踪法研究发现韦伯不稳定性 (Weibel instability) 中电场对质子偏折大于磁场, 并用流量分析法重构反演得到电场的强度.

本文以电容线圈靶 (capacitor coil) 的磁场为例来对比两种磁场反演的方法. 使用激光驱动电容线圈靶产生磁场首先由 Daido 等<sup>[21]</sup>在 1986 年提出. 电容线圈靶如图 1(a) 中所示, 该种靶由两片平行的靶盘和一个连接的细丝组成, 其中一个靶盘有一个注入孔. 高功率激光从注入孔进入聚焦在另外一个靶盘上, 产生超热电子离开该盘, 进而两盘之间产生很强的电势差, 在细丝上生成电流, 最后得

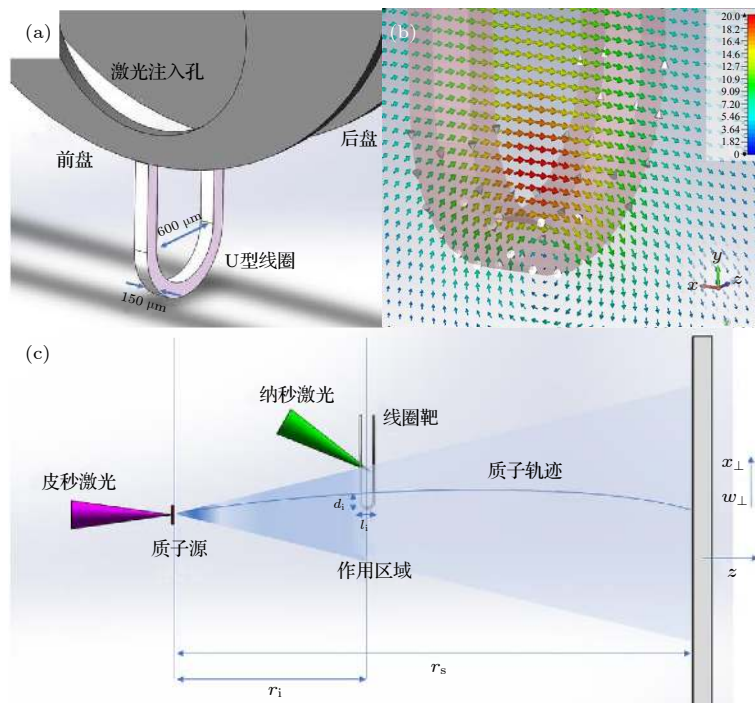


图 1 (a) 电容线圈靶构造; (b) 电容线圈靶磁场的分布示意图, 粉红色半透明区域为靶结构, 白色箭头标示了电流方向, 彩色箭头为 X-Y 平面的磁场结构; (c) 质子成像技术实验设置

Fig. 1. (a) Configuration of capacitor-coil target; (b) schematic of magnetic field of capacitor-coil target. Pink-semitransparent is the coil, white arrows indicate the current direction, and colorful arrows indicate the magnetic field in X-Y plane; (c) experimental setup of proton radiography.

到感应磁场. 图 1(b) 展示了电容线圈靶的电流方向和相应的磁场分布. 最初在 VULCAN 激光装置上的实验利用该种靶型得到了几特斯拉的磁场<sup>[22]</sup>, 后来 Fujioka 等<sup>[23]</sup> 在 GEKKO-XII 激光装置上得到了峰值大约 1.5 kT 的强磁场. 现在这种靶型被运用于磁重联等与强磁场相关的实验中<sup>[24,25]</sup>. 根据以前相关工作, 电容线圈靶主要靠电流产生很强的磁场, 本文中只讨论磁场结构对质子的偏折, 暂不讨论电场的影响. 从理论方面对比两种方法, 讨论这两种方法的适用性和对以后实验可提供的参考. 本文的思路是: 首先计算电容线圈靶在给定电流强度下的磁场, 然后用粒子追踪的方法计算质子照相的图片代替实验结果, 再用流量分析法反演这幅图片重构磁场, 最后比较重构的磁场与原来理论磁场的不同.

## 2 理论介绍

### 2.1 粒子追踪法

粒子追踪法一般根据图 1(c) 中的实验设置, 将质子源、等离子体磁场和成像板等实验要素在模拟程序中重构出来, 放置在相应的位置, 然后计算质子束穿过靶和磁场的作用区域后在成像板上形成的图像. 粒子追踪法的一个难点是在计算质子轨迹之前精确计算作用区域的磁场. 这需要对靶或者等离子体有深刻的认识, 一般依赖专门的电磁模拟程序或者等离子体模拟程序来完成. 本工作中电容线圈靶的构造如图 1(a) 所示, 线圈的材料为镍, 截面为  $150\ \mu\text{m} \times 150\ \mu\text{m}$  的正方形, 线圈头部为内径  $600\ \mu\text{m}$  外径  $900\ \mu\text{m}$  的圆弧, 圆弧中心位于原点  $(0, 0, 0)$  处. 圆弧两端分别延伸出  $600\ \mu\text{m}$  直的线段连接前后盘, 直线和两盘内侧平行间距为  $600\ \mu\text{m}$ . 电容线圈靶的磁场主要靠通过线圈的电流产生, 所以可以通过电磁模拟程序建模得到.

本文中电容线圈靶的磁场由电磁场仿真软件 CST Studio Suite(CST) 计算得到. 在 CST 中可以容易地构造出电容线圈靶的结构并设置环状稳态电流  $I$  (A). Magnetostatic Solver 程序模块根据安培定律

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}, \quad (1)$$

由电流密度  $\mathbf{J}$  (A/cm<sup>2</sup>) 获得三维的静磁场  $\mathbf{B}$  (T). 图 1(b) 展示了 CST 构建的线圈靶, 电流分布和

$I = 10\ \text{kA}$  时  $X$ - $Y$  平面的磁场结构. 本文后面用输入电流来衡量所使用理论磁场的强度.

本文中粒子追踪方法使用 Geant4<sup>[26-28]</sup> 完成, 这是一个基于 C++ 面向对象技术的蒙特卡罗应用软件包, 可以用来模拟粒子在物质和电磁场中的运动. Geant4 中有示例 purging-magnet, 用来计算电子在三维磁场中的运动, 本工作基于该示例. Geant4 模拟中, 在 Detector Construction 文件中使用程序给定的函数设置模拟区域和靶的材料与结构, 本工作中靶的材料为镍, 结构如图 1(a) 所示. 带电粒子性质的设置在程序中的 .mac 文件中完成, 本工作中使用能量为 7.5 MeV 的单能质子, 质子源的最大出射发散角为  $17^\circ$ , 可以覆盖靶的区域. 本工作中质子成像系统按照图 1(b) 中的位置关系设置. 质子源与电容线圈靶距离  $r_i = 1\ \text{cm}$ , 质子源与成像板距离  $r_s = 10\ \text{cm}$ , 成像系统放大倍数  $M = 10$ . 粒子追踪法基本在模拟中重构了实验的几何结构, 质子源发射的质子穿过靶区域的磁场经过偏折, 最后在成像板上获得质子成像结果.

### 2.2 流量分析法

流量分析法基于几个假设<sup>[15-17]</sup>: 1) 质子受磁场作用区域的纵向尺寸  $d_i$  远小于  $r_i$ , 即  $d_i/r_i \ll 1$ , 因此质子的运动轨迹基本保持平行, 从而假设在成像板上成的像近似为平面; 2) 作用区域的径向尺寸  $l_i$  也是远小于  $r_i$  的, 从而假设在作用区域的一些因为沿径向积分而变化的几何参数为常数; 3) 质子经过作用区域受磁场的最终偏折角度  $\alpha$  非常小, 即质子的回旋半径  $r_B$  远大于  $l_i$ ,

本文在此只对流量分析法的推导过程做简单介绍, 具体推导过程请查阅 2017 年 Graziani 等<sup>[17]</sup> 和 Bott 等<sup>[18]</sup> 的两篇文章. 质子在成像板上的流量分布可以用面密度函数  $\Psi(\mathbf{x}_\perp) d^2\mathbf{x}_\perp$  来表示, 其中  $\mathbf{x}_\perp$  是成像板上的位置. 当没有磁场的影响时  $\Psi_0(\mathbf{x}_\perp) = \psi_0$  为常量, 而当有磁场影响之后则会在成像板上产生一个偏移量分布场  $\mathbf{w}_\perp(\mathbf{x}_\perp)$ , 如果成像板上没被偏移的坐标为  $\mathbf{x}_\perp^{(0)}$ , 则偏移后的坐标  $\mathbf{x}_\perp = \mathbf{x}_\perp^{(0)} + \mathbf{w}_\perp$ . 受磁场偏移后的面密度方程可以表示为

$$\Psi(\mathbf{x}_\perp) \approx \Psi_0(\mathbf{x}_\perp) - \nabla_\perp \cdot [\Psi_0(\mathbf{x}_\perp) \mathbf{w}_\perp], \quad (2)$$

引入反差场方程

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}_\perp) \equiv \frac{\delta\Psi(\mathbf{x}_\perp)}{\psi_0} = \frac{\Psi(\mathbf{x}_\perp) - \psi_0}{\psi_0} \approx -\nabla_\perp \cdot \mathbf{w}_\perp. \quad (3)$$

以上简化关系忽略了一些高阶项, 这些简化都是基于  $\alpha \ll 1$ .

质子沿着  $z$  方向经过作用区域, 受磁场的洛伦兹力偏折最后到达成像板上的偏移量与磁场的关系可以推导为

$$\mathbf{w}_\perp(\mathbf{x}_\perp) = \frac{e(r_s - r_i)}{mcv} \mathbf{n} \times \int_0^{r_s} dz \mathbf{B}(\mathbf{r}(z, \mathbf{x}_\perp)), \quad (4)$$

设  $\mathbf{w}(\mathbf{x}_\perp^{(0)})$  与标量场  $\phi(\mathbf{x}_\perp^{(0)})$  有关系

$$\mathbf{w}(\mathbf{x}_\perp^{(0)}) = -\nabla\phi(\mathbf{x}_\perp^{(0)}), \quad (5)$$

则

$$\nabla^2\phi(\mathbf{x}_\perp^{(0)}) = \mathbf{A}(\mathbf{x}_\perp^{(0)}) - \nabla\phi(\mathbf{x}_\perp^{(0)}). \quad (6)$$

方程 (6) 是一个二阶椭圆非线性微分方程, 这个方程可以用标准的数学物理方法解出  $\nabla\phi(\mathbf{x}_\perp^{(0)})$ , 具体推导过程请参考 Graziani 等 [17] 的文章. 最后便得到了沿传播路径积分的磁感应强度

$$\int_0^{r_s} dz \mathbf{B}(\mathbf{r}(z, \mathbf{x}_\perp^{(0)})) = \frac{mcv}{e(r_s - r_i)} \nabla\phi(\mathbf{x}_\perp^{(0)}) \times \mathbf{z}. \quad (7)$$

使用流量分析法重构磁场时, 需要一一对应地对比未被磁场偏折的静态图和受磁场偏折之后的质子分布图. 并且需要输入质子能量、质子源到靶的距离、靶到成像板的距离和每个间隔所对应的距离.

### 3 结果与讨论

Geant4 计算的质子经过不同磁场后的质子成像结果如图 2 所示. 图 2(a) 给出了在没有磁场时, 质子穿过作用区域在成像板上得到的电容线圈靶

的正面静态图 (阴影). 从质子传输的方向看去, 两个圆形的盘重叠遮挡质子, 在图片上部形成圆形的质子较少的区域; 下垂的线圈的直线和圆弧部分重叠, 在成像板上则只剩下一个细长的矩形区域 (红色虚线区域). 这是因为 Ni 元素对 7.5 MeV 质子的阻止本领大约为  $3.62 \times 10^{-21}$  MeV·cm<sup>2</sup>, 则质子穿过数密度大约为  $9 \times 10^{22}$  cm<sup>-3</sup> 的重叠的两层固体靶盘 (300 μm) 后会被完全吸收 [29]. 而实验中靶之外区域 Ni 等离子体的密度 [24,25] 小于  $10^{20}$  cm<sup>-3</sup>, 对质子的影响可以忽略, 可以用来诊断这些区域的磁场结构.

使用  $I_1 = 10$  kA 和  $I_2 = 50$  kA 两个电流强度, 相应的沿质子传输路径积分的磁场结构和强度分布的理论值展示于图 3 中. 当电容线圈通过电流, 产生的磁场呈同心圆状围绕在线圈周围, 随着距离的增加而衰减. 图 2 (b) 和图 2(c) 展示了在两个磁感应强度下 Geant4 计算的质子成像结果. 根据无电场的洛伦兹力  $\mathbf{F} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ , 当质子穿过围绕线圈顶端的环状磁场, 质子将被向中间区域聚集. 由于磁场增强, 50 kA 的情况比 10 kA 的情况中质子的聚集效应更加明显. 除了质子被聚集到线圈顶端区域, 由于磁场的三维结构还形成了一些细微的结构.

以图 2(a) 为静态图, 分别从图 2(b) 和图 2(c) 反演重构磁场, 质子成像结果和重构磁场都是  $1001 \times 1001$  的二维矩阵, 质子能量 7.5 MeV, 质子源到靶的距离 1 cm, 靶到成像板的距离 9 cm, 每个间隔对应 20 μm. 图 4 给出了反演重构得到的两种电流强度下沿传输路径积分的磁感应强度和结构分布. 图 5(a) 和图 5(b) 展示了线圈遮挡区域

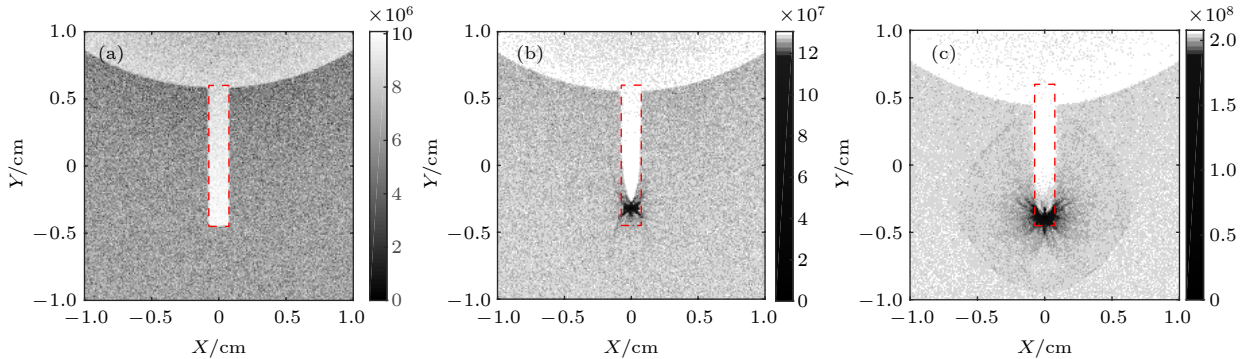


图 2 Geant4 模拟结果, 图片中的坐标为放大 10 倍的成像板处的坐标 (a) 线圈电流  $I = 0$  的静态结果; (b) 线圈电流  $I = 10$  kA 的结果; (c) 线圈电流  $I = 50$  kA 的结果. 红色虚线是线圈阴影的位置

Fig. 2. Simulation results of Geant4, the coordinates are adjusted at the position of detector: (a) Coil current  $I = 0$ ; (b) coil current  $I = 10$  kA; (c) coil current  $I = 50$  kA. The red dash regions are the position of the shadow of the coils.

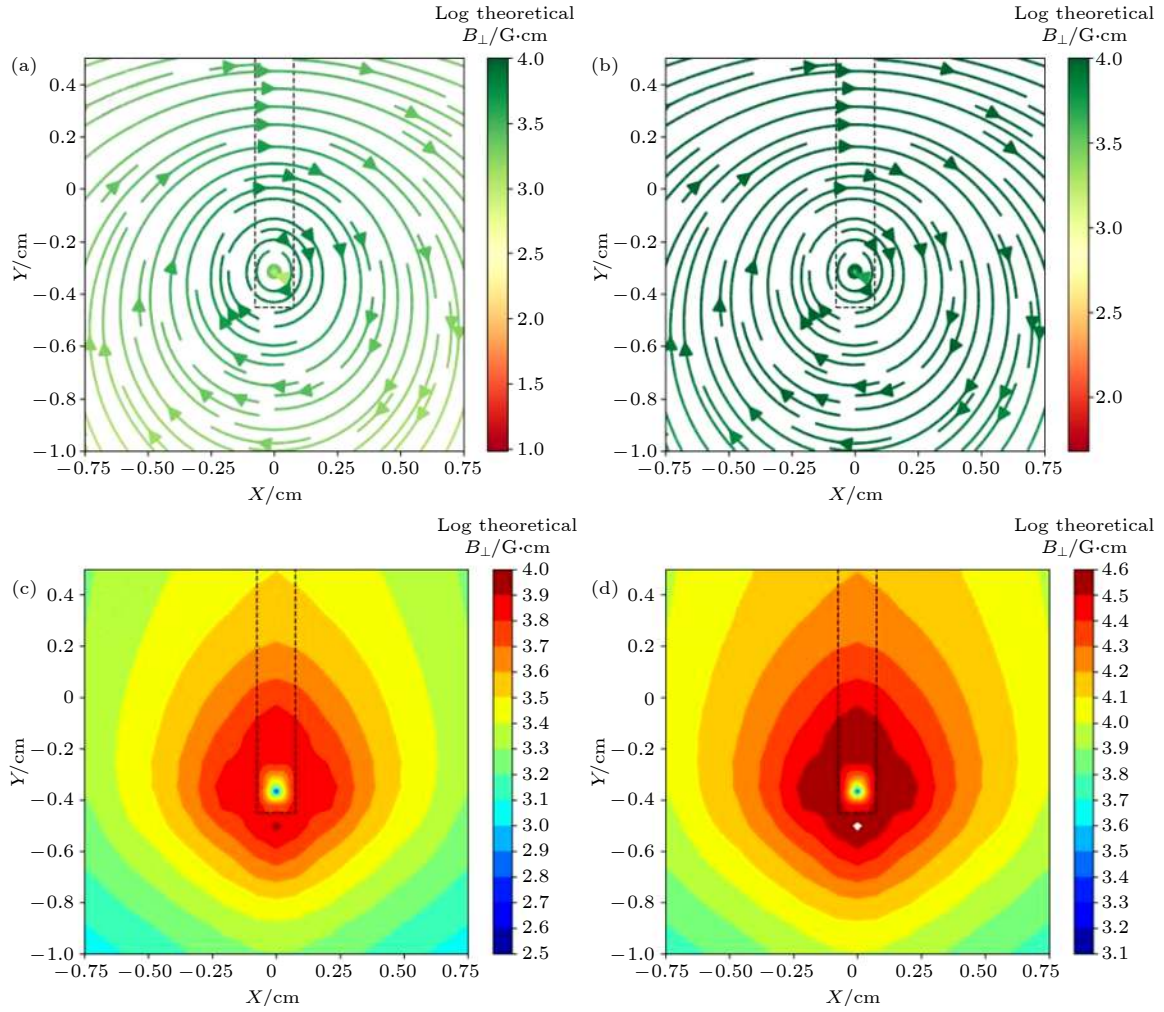


图 3 (a)  $I = 10$  kA 的理论磁场结构分布; (b)  $I = 50$  kA 的理论磁场结构分布; (c)  $I = 10$  kA 的理论磁感应强度分布; (d)  $I = 50$  kA 的理论磁感应强度分布. 黑色虚线是线圈阴影的位置. 图片中的坐标为放大 10 倍后成像板处的坐标

Fig. 3. (a) Theoretical magnetic strength for  $I = 10$  kA; (b) theoretical magnetic strength for  $I = 50$  kA; (c) theoretical magnetic configuration for  $I = 10$  kA; (d) theoretical magnetic configuration for  $I = 50$  kA. The black dash regions are the position of the shadow of the coils. The coordinates are adjusted at the position of detector.

及其沿  $Y$  轴方向 ( $-0.15 \text{ cm} < X < 0.15 \text{ cm}$ ) 的磁场平均值. 对比图 3(b) 和图 4(b) 中的磁场结构, 类似于理论磁场, 重构的磁场结构也是围绕线圈顶端呈同心圆的结构. 但是对比图 3 (d) 和图 4(d) 中磁场的强度分布可以发现两者的不同, 这是因为流量分析法限制于基本假设, 只能通过较小范围内的质子分布重构磁场, 但是当磁场较强时, 较大范围内的质子都可能被折射到该区域. 即流量分析法会低估质子被偏折的距离而低估磁场强度. 也会因为只考虑较小范围内的质子偏折, 而造成较大范围内重构磁场和理论磁场强度分布的不同. 图 5(a) 和图 5(b) 中红线表示重构的磁场比较离散, 因此图 4 中较难得到如图 3 中那样规则的等高线图. 图 5(a) 显示,  $I = 10$  kA 的情况下, 在线圈的外部

( $Y < -0.45 \text{ cm}$ ) 较好地重构了磁场的强度分布, 磁场围绕线圈顶端向远处衰减. 但是在线圈的遮挡区域 ( $-0.15 \text{ cm} < X < 0.15 \text{ cm}$ ,  $Y < -0.45 \text{ cm}$ ), 重构的磁场与理论磁场相差较大. 这是因为在质子成像中, 由于线圈的遮挡形成空白区域, 而实际线圈包围的内部区域磁场较强, 这造成了重构磁场和理论磁场在这个区域的不同. 但是当磁场较大 ( $I = 50$  kA) 时, 重构磁场与理论磁场相差都比较大, 无论在线圈的环绕内部还是外部区域重构得到的磁场都远小于理论磁感应强度.

为了讨论流量分析法的适用范围, 引入一个无量纲的参数<sup>[16–18]</sup>

$$\mu = D/a, \quad (8)$$

其中  $D$  是经过作用区域后在成像板上垂直方向

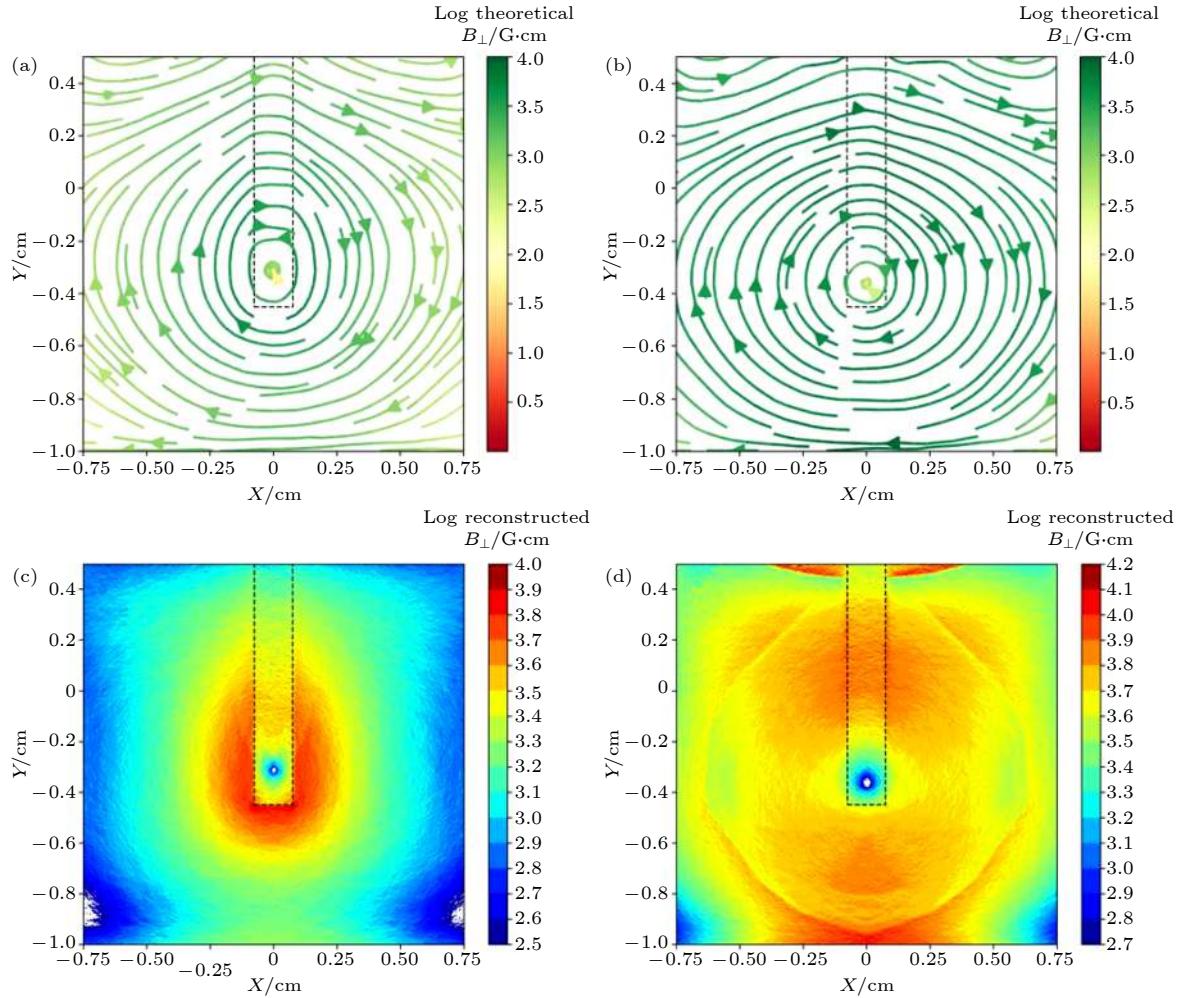


图4 (a)  $I = 10$  kA 的理论重构结构分布; (b)  $I = 50$  kA 的重构磁场结构分布; (c)  $I = 10$  kA 的重构磁感应强度分布; (d)  $I = 50$  kA 的理论重构强度分布. 黑色虚线是线圈阴影的位置. 图片中的坐标为放大 10 倍后成像板处的坐标

Fig. 4. (a) Reconstructed magnetic strength for  $I = 10$  kA; (b) reconstructed magnetic strength for  $I = 50$  kA; (c) reconstructed magnetic configuration for  $I = 10$  kA; (d) reconstructed magnetic configuration for  $I = 50$  kA. The black dash regions are the position of the shadow of the coils. The coordinates are adjusted at the position of detector.

( $X$  和  $Y$  方向) 的偏折距离,  $a$  是作用区域垂直方向的尺度, 这里  $a \approx 1$  mm. 横向偏折距离

$$D = r_B(1 - \cos\alpha) \cdot M, \quad (9)$$

偏折角度  $\alpha = \arcsin(l_i/r_B)$ , 回旋半径  $r_B = m_p v/eB$ ,  $B$  是平均磁感应强度,  $m_p$  是质子质量,  $M = 10$  是放大倍数.  $\mu$  用来衡量经过作用区域的单位长度所造成的横向偏折距离.  $\mu$  的重要性在于这个参数控制在成像板上密度反差的振幅: 当  $\mu \ll 1$  时密度反差的振幅较小, 当  $\mu \leq 1$  时振幅开始进入非线性阶段, 而当  $\mu > 1$  时非线性更强从而产生焦散面. 图 5 (c) 中对比了图 5(a) 和图 5(b) 中沿  $Y$  方向磁场下的  $\mu$  值, 磁场沿  $Z$  方向取平均值,  $Z$  方向有效尺度  $z \approx 1$  mm. 通过对比可知,  $I = 10$  kA 时, 磁场较小且对质子的偏折距离较小, 在成像板上引起

的密度反差的振幅较小,  $\mu \ll 1$  所以流量分析法能较好地重构出磁场的结构和强度分布. 但是当  $I = 50$  kA 时, 磁场较强且对质子的偏折距离较大, 在成像板上引起的密度反差的振幅较大, 已经超出流量分析法的适用范围, 所以重构磁场的结果与原来的理论磁场差距较大. 虽然当  $\mu$  值较大时, 流量分析法得到的磁感应强度可能有较大的误差, 但是重构磁场的结构还是有一定参考价值.

此外还研究了在其他电流强度和质子能量情况下  $\mu$  值的变化. 图 6 中黑色实线和散点展示了电流强度从 5 kA 到 60 kA 时圆弧顶点处磁感应强度, 彩色实线和散点展示了相应磁场情况下能量为 1, 4, 7.5 和 10 MeV 时的  $\mu$  值. 当电流变大时, 磁场也随之变强, 几乎成线性关系. 质子能量相同时, 磁场越大质子的回旋半径越小, 相应的在成像

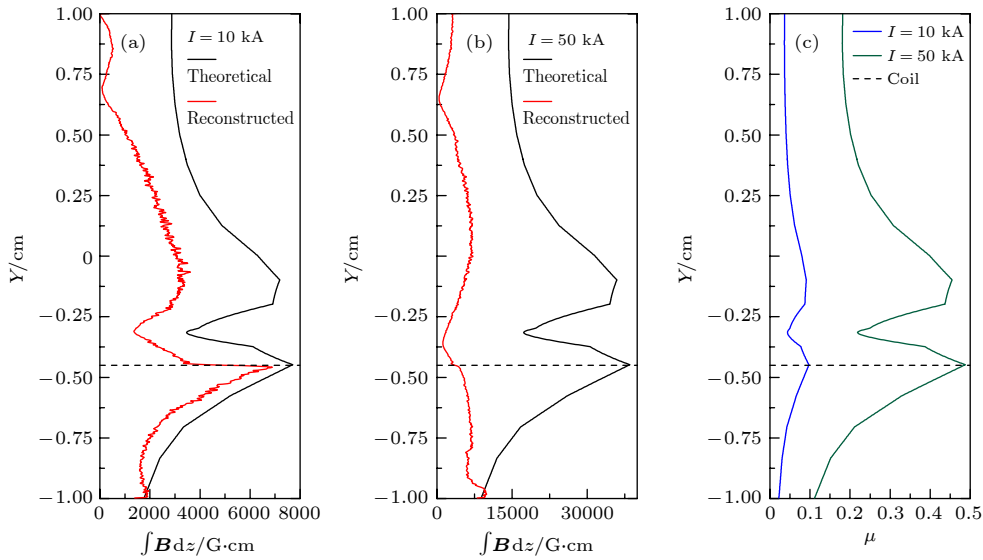


图 5 (a)  $I = 10$  kA, 沿 Y 方向的理论磁场和重构磁场在  $-0.15 \text{ cm} < X < 0.15 \text{ cm}$  区域平均值的对比; (b)  $I = 50$  kA, 沿 Y 方向的理论磁场和重构磁场在  $-0.15 \text{ cm} < X < 0.15 \text{ cm}$  区域平均值的对比. (a) 和 (b) 中黑色实线是理论值, 红色实线是重构值, 黑色虚线是线圈顶端对应的位置; (c) 两种情况下沿 Y 方向  $\mu$  值的对比, 蓝色实线为  $I = 10$  kA 的结果, 绿色实线为  $I = 50$  kA 的结果

Fig. 5. (a) Comparison between the mean theoretical and the mean reconstructed magnetic field for the  $I = 10$  kA case in the region of  $-0.15 \text{ cm} < X < 0.15 \text{ cm}$  along Y direction; (b) comparison between the mean theoretical and the mean reconstructed magnetic field for the  $I = 50$  kA case in the region of  $-0.15 \text{ cm} < X < 0.15 \text{ cm}$  along Y direction. The black solid lines are the theoretical results. The red solid lines are the reconstructed line. The black dash lines are the position of the tips of the coils; (c) comparison of  $\mu$  value along the Y direction between the  $I = 10$  kA and  $I = 50$  kA cases.

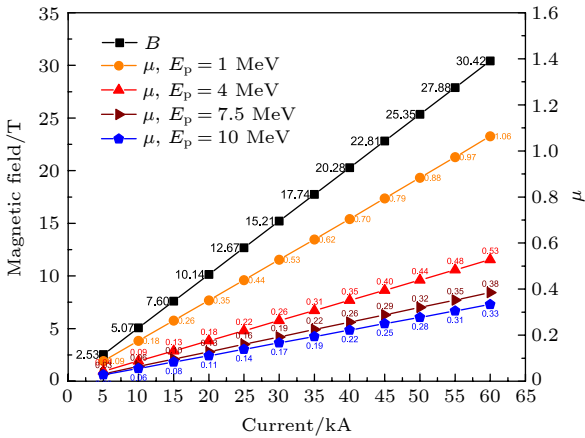


图 6 黑色实线和散点是电流强度与圆弧顶点处磁感应强度的关系. 不同颜色的实线和散点分别是质子能量为 1, 4, 7.5 和 10 MeV 时实验设置中相应的  $\mu$  值

Fig. 6. Black solid line and scatters are the relation between current strength and the magnetic flux density at the top of the nickel coil. The colorful solid line and scatters are the corresponding  $\mu$  values when proton energy is 1, 4, 7.5 and 10 MeV, respectively.

板上的偏折距离越大, 重构磁场的误差越大. 相同磁场情况下能量越大的质子的回旋半径越大, 则到达成像板时偏折距离越小. 在流量分析法中使用能量越大的质子误差越小. 在实验中, 如果使用内爆法产生质子源, 大多数实验使用流量更大的

14.5 MeV 的质子形成的质子图像重构等离子体的磁场<sup>[3]</sup>. 但是当使用短脉冲激光产生质子源时, 质子的流量随着能量增加而减小, 因此质子在 RCF 上的成像结果会随着质子能量的变化而变化. 能量较低的质子成像结果可能因为质子流量太大而无法分辨质子分布的细微结构, 而能量较高的质子也会因为流量较小而得到非常弱的结果. 因此需要根据实验结果来选择流量分析法中使用的质子能量.

如前所述, 质子成像结果中会因为靶结构的遮挡而造成一些区域质子的分布较少, 这是质子在穿过靶的材料时被吸收造成. 图 3 和图 5 中都显示在线圈围绕的内部, 磁场是很强的. 但是在使用流量分析法重构磁场时不可避免地会因为遮挡作用产生误差. 如果测量其他靶型的结构不被遮挡区域的磁场可以避免这样的影响, 但是如果实验中等离子体的密度太高, 也会造成质子被遮挡.

## 4 总结

本文以电容线圈靶为例介绍和对比了粒子追踪法和流量分析法两种从质子背光结果重构等离子体磁场的方法. 计算了电容线圈中电流强度分别



为 10 和 50 kA 时的理论磁场, 又使用粒子追踪法计算了这两种情况下的质子成像结果, 然后用流量分析法通过上述质子成像结果重构磁场, 与原来的理论磁场对比, 最后总结两种方法的利弊. 粒子追踪法可以在模拟中重构实验中质子源、等离子体和成像板所处的几何关系, 重现实验的质子成像结果. 这种方法不需要太多的假设, 但需要理论工具来模拟等离子体的电磁场结构, 如果对该电磁场结构预先有一定的理解, 可以通过一些电磁场计算软件来获得; 而如果等离子体的状态较复杂则需要等离子体模拟程序来重现电磁场的演化, 进而需要较大的计算资源来实现. 并且粒子追踪法需要不断修正磁场以达到与实验值符合最后重构实验中磁场的目的. 流量分析法可以直接通过质子成像的实验结果来重构磁场的结构和强度分布, 而不需要预先对等离子体进行详细的研究. 但是当磁场较大时由于质子在成像板上的偏折距离太大, 这种方法不再适用. 并且流量分析法的结果只是沿质子传输方向积分的磁场, 与相关实验中三维磁场结构有一定差距. 由于实验中, 一些靶的结构会吸收质子而在质子成像结果上形成质子较少的区域, 这会造成重构得到的磁场结构与实际磁场在此区域有所偏差.

本工作对以后使用质子背光成像技术诊断等离子体磁场结构的相关实验具有重要的参考意义. 在相关实验分析中, 流量分析法和粒子追踪法可以起到互相补充的作用. 虽然流量分析法限制于极小偏折距离的假设, 当磁场较大时重构的磁感应强度会小于理论值, 但还是能够给出磁场的大致分布. 这能够为粒子追踪法计算理论磁场时提供直接的实验依据, 然后粒子追踪法通过修改理论磁场模拟实验的质子成像结果, 最后达到重构实验中磁场的目的. 当后续工作使用上述两种方法重构实验中的磁场结构时, 还需要考虑等离子体的磁场计算或者自生磁场等问题. 本工作中未考虑等离子体电场的影响, 这也是后续工作中需要解决的问题.

## 参考文献

- [1] Mackinnon A J, Patel P K, Town R P, et al. 2004 *Rev. Sci. Instrum.* **75** 3531
- [2] Mackinnon A J, Patel P K, Borghesi M, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 045001
- [3] Li C K, Seguin F H, Frenje J A, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 135003
- [4] Rygg J R, Seguin F H, Li C K, et al. 2008 *Science* **319** 1223
- [5] Romagnani L, Bulanov S V, Borghesi M, Audebert P, Gauthier J C, Lowenbruck K, MacKinnon A J, Patel P, Pretzler G, Toncian T, Willi O 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 025004
- [6] Huntington C M, Fiuza F, Ross J S, et al. 2015 *Nat. Phys.* **11** 173
- [7] Hatchett S P, Brown C G, Cowan T E, et al. 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2076
- [8] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 2945
- [9] Maksimchuk A, Gu S, Flippo K, Umstadter D, Bychenkov A Yu 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108
- [10] Clark E L, Krushelnick K, Davies J R, Zepf M, Tatarakis M, Beg F N, Machacek A, Norreys P A, Santala M I, Watts I, Dangor A E 2000 *Phys. Rev. Lett.*, **84** 670
- [11] Roth M, Schollmeier M 2017 arXiv:1705.10569
- [12] Li C K, Sguin F H, Frenje J A, et al. 2006 *Rev. Sci. Instrum.* **77** 10E
- [13] Manuel M J, Zylstra A B, Rinderknecht H G, Casey D T, Rosenberg M J, Sinenian N, Li C K, Frenje J A, Séguin F H, Pettrasso R D 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 063506
- [14] Levy M C, Ryutov D D, Wilks S C, Ross J S, Huntington C M, Fiuza F, Martinez D A, Kugland N L, Baring M G, Park H S 2015 *Rev. Sci. Instrum.* **86** 033302
- [15] Zhang C J, Hua J F, Wan Y, Pai C H, Guo B, Zhang J, Ma Y, Li F, Wu Y P, Chu H H, Gu Y Q, Xu X L, Mori W B, Joshi C, Wang J, Lu W 2017 *Phys. Rev. Lett.* **119** 064801
- [16] Kugland N L, Ryutov D D, Plechaty C, Ross J S, Park H S 2012 *Rev. Sci. Instrum.* **83** 101301
- [17] Graziani C, Tzeferacos P, Lamb D Q, Li C K 2017 *Rev. Sci. Instrum.* **88** 123507
- [18] 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
- [19] Du B, Cai H B, Zhang W S, Zou S Y, Chen J, 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]
- [20] Du B, Cai H B, Zhang W S, Tian J M, Zhang E H, Zou S Y, Chen J, Zhu S P 2019 *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** 025017
- [21] Daido H, Miki F, Mima K, Fujita M, Sawai K, Fujita H, Kitagawa Y, Nakai S, Yamanaka C 1986 *Phys. Rev. Lett.* **56** 846
- [22] Courtois C, Ash A D, Chambers D M, Grundy R A, Woolsey N C 2005 *J. Appl. Phys.* **98** 054913
- [23] Fujioka S, Zhang Z, Ishihara K, Shigemori K, Hironaka Y, Johzaki T, Sunahara A, Yamamoto N, Nakashima H, Watanabe T, Shiraga H, Nishimura H, Azechi H 2013 *Sci. Rep.* **3** 1170
- [24] Pei X X, Zhong J Y, Sakawa Y, et al. 2016 *Phys. Plasmas* **23** 032125
- [25] Yuan X X, Zhong J Y, Zhang Z, et al. 2018 *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 065009
- [26] Pia M G 2003 *Nucl. Phys. B Proc. Suppl.* **125** 60
- [27] Allison J, Amako K, Apostolakis J, et al. 2006 *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** 270
- [28] Allison J, Amako K, Apostolakis J, et al. 2016 *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **835** 186
- [29] McGuire E J 1991 *J. Appl. Phys.* **70** 7213

# Measurement of magnetic field of capacitor-coil target using proton radiography\*

Han Bo<sup>1)</sup> Liang Ya-Qiong<sup>2)†</sup>

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

2) (*School of Logistic, Beijing Wuzi University, Beijing 101149, China*)

( Received 13 February 2020; revised manuscript received 1 June 2020 )

## Abstract

Proton radiography is a widely used method to diagnose the electromagnetic field of plasma. When protons pass through the electromagnetic field of plasma, they are deflected by Lorentz force and redistributed on the recorder. How to reconstruct electromagnetic field from the experimental result is an open problem. In this paper, we take the laser-driven capacitor-coil target for example to introduce and compare particle tracing and flux analysis, which are two widely used methods in proton radiography experiment to reconstruct the magnetic field. The capacitor-coil target is an important method to generate strong magnetic field in laser plasma experiment, where the strong current flows in the coil and its producing magnetic field may be larger than kilotesla. Firstly, the theoretical magnetic fields of capacitor-coil target are calculated with current being 10 kA and 50 kA. Secondly, the Geant4 is used to simulate the proton radiographs, where protons with 7.5 MeV pass through the target and the theoretical magnetic field is recorded. Thirdly, the theoretical proton radiographs are analyzed by the flux analysis method, and two magnetic fields are reconstructed. Finally, the theoretical magnetic fields are compared with the reconstructed ones, and the advantages and disadvantages of these two methods are analyzed. Particle tracing rebuilds the geometry distribution of proton source, plasma magnetic field and recorder in experiment, and it needs few assumptions. However, it strongly relies on accurate calculation of theoretical magnetic field and proton trajectory, and it requires to change the magnetic field over and over to achieve a closest result to the experimental proton radiograph. Meanwhile, particle tracing method consumes a lot of computation sources. The flux analysis directly reconstructs the magnetic field from experimental proton radiograph. However, it is only applicable to the case of weak magnetic field, and the error becomes larger for the case of stronger magnetic field. A dimensionless parameter  $\mu$  is used to estimate the deflection of proton in the magnetic field, which measures the amount of deflection per unit length in the interaction region. The flux analysis method is applicable to the  $\mu \ll 1$  regime. Additionally, the target may absorb the proton when the energy of proton is low and produces shadow on the proton radiograph, which leads to some difference between the original magnetic field and the reconstructed result.

**Keywords:** proton radiography, laser plasma, generation of magnetic field, diagnostic technique

**PACS:** 52.40.Mj, 52.70.-m, 52.70.Ds, 87.50.Mn

**DOI:** 10.7498/aps.69.20200215

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11903006, U1930108) and the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 1172006).

† Corresponding author. E-mail: [yaqiang@hotmail.com](mailto:yaqiang@hotmail.com)