

# 利用 FLUKA 程序模拟长脉冲激光等离子体相互作用中自生磁场的质子成像诊断

高英英, 江小丹, 徐妙华\*, 李英骏

中国矿业大学(北京)理学院, 北京 100083

**摘要** 在激光等离子体相互作用中, 各种不同的物理机制将会激发产生强度高达 100 T 量级的自生磁场。针对前人开展的纳秒激光与等离子体相互作用中自生磁场的质子成像诊断实验, 通过分析实验结果并提取磁流体力学模拟中所呈现出的磁场基本特征, 对磁场形式进行了假设, 并应用蒙特卡罗粒子输运程序 FLUKA 对质子成像过程进行了大量模拟, 得到了与实验结果吻合度较高的磁场分布。通过比较发现: FLUKA 模拟得到的磁场的峰值强度以及峰值强度随时间的演化规律与前人 LASNEX 模拟结果基本吻合, 而磁场分布范围大于 LASNEX 模拟中的结果, 这可能是由于磁扩散的影响和欠稠密等离子体的存在。

**关键词** 激光器; 质子成像; 自生磁场; 激光等离子体相互作用

**中图分类号** O539 **文献标志码** A

**DOI:** 10.3788/CJL202249.2401001

## 1 引言

随着激光等离子体物理的发展, 超强激光与等离子体相互作用中产生的自生磁场受到广泛关注。近年来, 关于自生磁场的理论研究和实验研究均取得了较多成果<sup>[1-3]</sup>。在实验上, 利用质子成像技术<sup>[4-7]</sup>对电场、磁场的成像以及时间演化过程的诊断已经取得了一些进展, 比如诊断自生磁场<sup>[8]</sup>、磁重联<sup>[9]</sup>、瑞利泰勒不稳定性<sup>[10-11]</sup>等实验工作。然而, 如何应用数据反演方法获得与实验结果吻合的磁场分布, 仍是一个亟待解决的问题, 它对超强激光与等离子体相互作用中自生磁场的研究具有重要意义。

Li 等<sup>[12]</sup>在激光设备上, 采用 20 束驱动激光照射填充了 D<sup>3</sup>He 的靶, 驱动了内爆过程, 引发了核聚变, 产生的各向同性的单能质子束可作为背照质子源; 利用功率密度约为 10<sup>14</sup> W/cm<sup>2</sup>、波长为 0.351 μm、脉宽为 1 ns 的激光照射 CH 薄膜靶产生了目标等离子体和磁场; 在质子源与磁场之间加入网格, 应用质子成像技术研究了纳秒激光与平面靶相互作用中产生的磁场的演化过程。研究者还使用 2D 磁流体力学程序 LASNEX 对激光等离子体相互作用中产生的自生磁场进行了模拟, 并结合粒子模拟程序 LSP 计算了质子束在上述磁场作用下偏转后形成的图像, 并与实验数据进行了对比。从早期(0.3、0.6、0.9、1.2 ns 时刻)结果的对比中可以看出: 质子成像结果中的圆环结构和

网格的形变基本得到了复现, 这表明磁流体力学程序 LASNEX 模拟得到的磁场与实验中的真实磁场在基本性质上是吻合的。然而, 通过比较发现, 0.6、0.9、1.2 ns 时刻圆环结构的平均半径以及质子束的偏移量与实验结果之间存在一定的差别。以 0.9 ns 为例, 圆环的平均直径在实验中约为 11.5 个原始网格周期, 圆环内在直径方向上约有 7 个形变网格结构; 而利用 LASNEX 计算得到的圆环平均直径仅约为 9 个原始网格周期, 圆环内在直径方向上仅有 5 个形变网格结构。这说明利用磁流体力学程序模拟得到的磁场分布与实验中的磁场分布仍有差异。

本文通过对实验结果的分析以及对磁流体力学模拟中所呈现出的磁场基本特征的提取, 对磁场形式进行了假设, 并利用 FLUKA<sup>[13]</sup>蒙特卡罗粒子输运程序模拟了自生磁场的质子成像实验过程。通过大量的计算以及与实验结果的细致比对, 获得了与实验结果较为吻合的磁场分布。最后, 对这一磁场的空间分布和时间演化过程进行了讨论。

## 2 FLUKA 模拟

### 2.1 FLUKA 参数设定

蒙特卡罗粒子输运程序 FLUKA 已被广泛用于解决三维粒子输运问题<sup>[13-16]</sup>。由于它能比较合理地考虑质子与各种三维几何构型的材料之间的相互作用过程, 并能将具有一定空间分布形式的磁场耦合到程序

收稿日期: 2022-01-26; 修回日期: 2022-02-25; 录用日期: 2022-04-14

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金(2021YQLX09)

通信作者: \*mhxu@cumtb.edu.cn

中,因此可以对目前我们关心的自生磁场的质子成像进行理论计算。我们根据文献[12]中的质子成像实验的相应参数对 FLUKA 程序的输入文件进行了设置,如图 1 所示。能量为 14.7 MeV 的单能质子束经过栅网后入射到磁场区域,在磁场的作用下偏转后入射到探测器上。质子源与栅网的距离为 1.3 cm,与磁场的距离为 1.5 cm,与探测器的距离为 30 cm。磁场的分布可在磁场文件中进行设定。

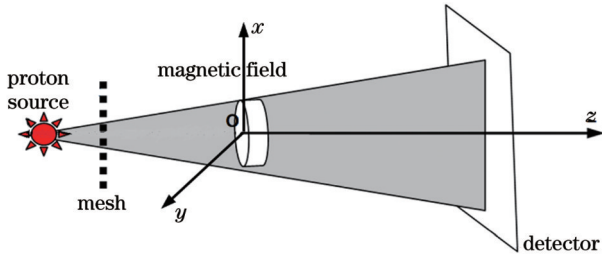


图 1 FLUKA 程序中网格质子成像的示意图

Fig.1 Schematic of proton imaging with mesh in FLUKA program

### 2.2 FLUKA 对质子成像的模拟

由于质子成像实验是利用质子束在三维磁场作用下偏转后形成的二维图像对磁场进行诊断,磁场的解具有非唯一性,这是质子成像研究无法避免的问题。因此,我们在计算过程中基于对磁场产生机制的理解,并借鉴磁流体力学程序模拟结果所呈现出的磁场基本特征,对磁场形式进行了合理的构造,并最终通过 FLUKA 进行了详细验算。在长脉冲激光与等离子体

的相互作用过程中,磁场产生的主要机制是等离子体密度梯度和温度梯度的不平行性。在这一机制下,磁场的峰值会出现在温度梯度最大的位置处,磁场分布呈现出半球状空泡结构,磁场的能量主要分布在空泡表面附近。这一特征在文献[12]中的磁流体力学模拟中也得到了支持。此外,从质子成像的实验结果中可以看出,在激光脉冲持续时间内,磁场仍保持较好的轴对称性。根据上述特征,我们在计算过程中在磁场区域内构造了轴对称的具有半球状空泡结构的磁场形式。

同时,从文献[12]的实验结果中可以看到,网格的形变和质子束的偏转距离显著依赖于半径,因此我们在磁场形式中引入参数  $d = \sqrt{x^2 + y^2}$  (即场点到  $z$  轴的垂直距离)以描述磁场强度随  $d$  的变化。

我们对质子成像的图像进行了定量的分析,以确定磁场强度与距离  $d$  之间的依赖关系。图 2(a)为 1.2 ns 时刻的实验结果,可以测量出质子束经过磁场偏转后在直径方向(图中黑线)上的强度分布,即图 2(c)中的实线。图 2(b)为 FLUKA 模拟的无磁场时质子束在探测器上的图像,尺寸与图 2(a)保持一致,宽度均为 16 个原始网格周期。沿着图 2(b)中的直径方向(黑线所示),可以测量出无磁场时质子束的初始强度分布,即图 2(c)中的虚线。通过比较图 2(c)中两条曲线中峰值位置的差异,可以获得每束质子的偏转距离  $\xi$ ,如图 2(d)所示。可以看出,质子束的偏转距离  $\xi$  与  $d^2$  大致呈线性关系。

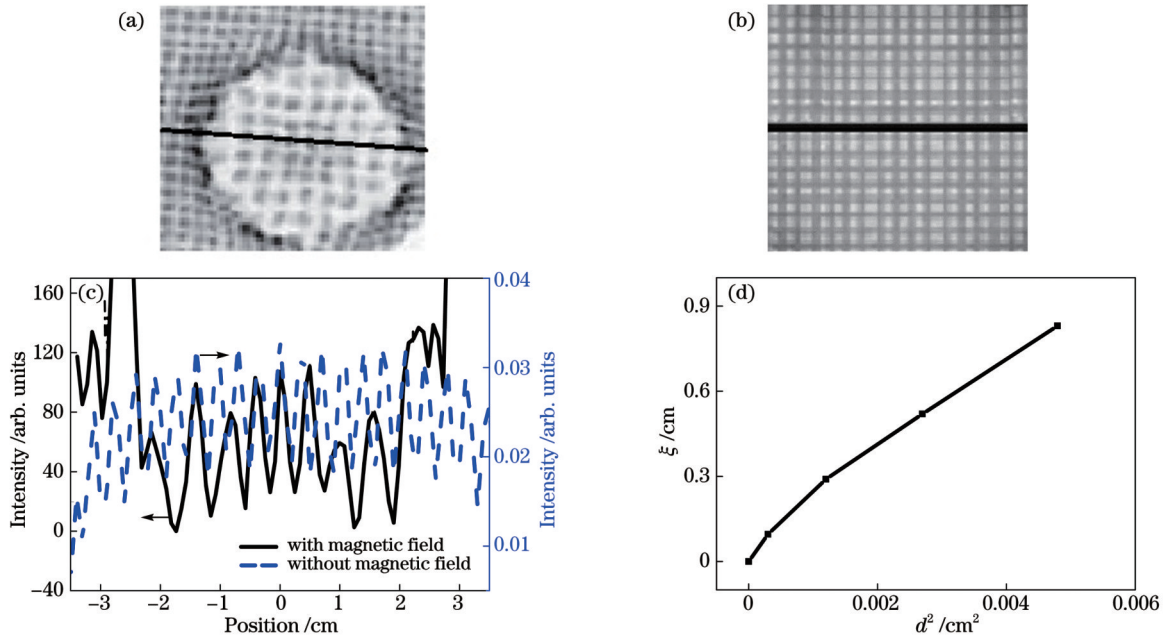


图 2 磁场强度与距离  $d$  关系的确定过程。(a) 偏转质子图像的一维分布<sup>[12]</sup>; (b) 未受扰动质子图像分布; (c) 有无磁场时的波束位置; (d) 偏转距离  $\xi$  与  $d^2$  的关系

Fig.2 Determination of relationship between magnetic field intensity and distance  $d$ . (a) One-dimensional distribution of deflected proton images<sup>[12]</sup>; (b) distribution of unperturbed proton images; (c) positions of each beamlet with magnetic field and without magnetic field; (d)  $\xi$  versus  $d^2$

由于质子束的偏转距离  $\xi$  与质子在积分路径上的  $\int B \times dl$  ( $B$  为磁感应强度大小,  $dl$  为积分路径微元) 成正比关系, 因此我们假设磁场的基本形式为  $B = B_0 \exp\left(-\frac{|r - R_b|}{l_b}\right) \times \frac{d^2}{R_b^2}$ 。其中,  $r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , 表示场点到激光打靶点的距离;  $B_0$  为峰值强度;  $R_b$  为磁场空泡半径;  $l_b$  为磁场的空间标长, 体现了磁场在空间中的衰减快慢。由于磁场强度在  $r = R_b$  附近发生急剧变化, 质子束穿过这一区域后将在探测器上发生堆积, 从而形成清晰的圆环。探测器上圆环结构的半径为我们提供了不同时刻磁场空泡半径  $R_b$  的信息。  $l_b$  的大小体现了磁场分布区域的厚薄,  $l_b$  越大, 圆环周围发生偏转的网格数目越多。对实验中质子成像图像信息的提取可以帮助我们在 FLUKA 计算前对  $R_b$  和  $l_b$  的大小进行初步估算。以 1.2 ns 时刻为例, 实验中圆环的平均直径约为 12.5 个原始网格周期, 圆环内在直径方向上有 8~9 个形变网格结构, 考虑到 150  $\mu\text{m}$  的网格周期, 可知磁场的能量主要集中在 0.069~

0.108 cm 范围内。上述信息为我们提供了 FLUKA 计算中  $R_b$  和  $l_b$  的初始设置参数。此外, 探测器上质子束的最大偏转距离 (栅网最大形变距离) 主要依赖于  $B_0$  的大小, 且与  $l_b$  紧密相关。结合上述规律, 在后续的 FLUKA 模拟中我们可以先将  $R_b$  固定为初始估算值, 调整  $l_b$  和  $B_0$ , 使得发生显著形变的网格数目以及质子束的偏转距离与实验中的大致一致, 然后对  $R_b$  进行微调, 使得圆环的半径与实验结果逼近。针对不同时刻, 通过三个参数的不断逼近, 寻找最符合实验结果的磁场分布。

图 3(a1)~(a4) 为文献 [12] 中的实验结果, 图 3(b1)~(b4) 给出了 FLUKA 程序模拟的质子成像图像。通过对比可以看到, FLUKA 模拟的质子成像图像与实验结果在圆环结构、圆环直径以及网格形变等方面均吻合较好。以 0.9 ns 时刻为例, FLUKA 模拟的质子图像中的圆环平均直径约为 11.5 个原始网格周期, 与实验中的圆环直径是吻合的, 同时圆环直径方向上均包含了 7 个形变网格结构。

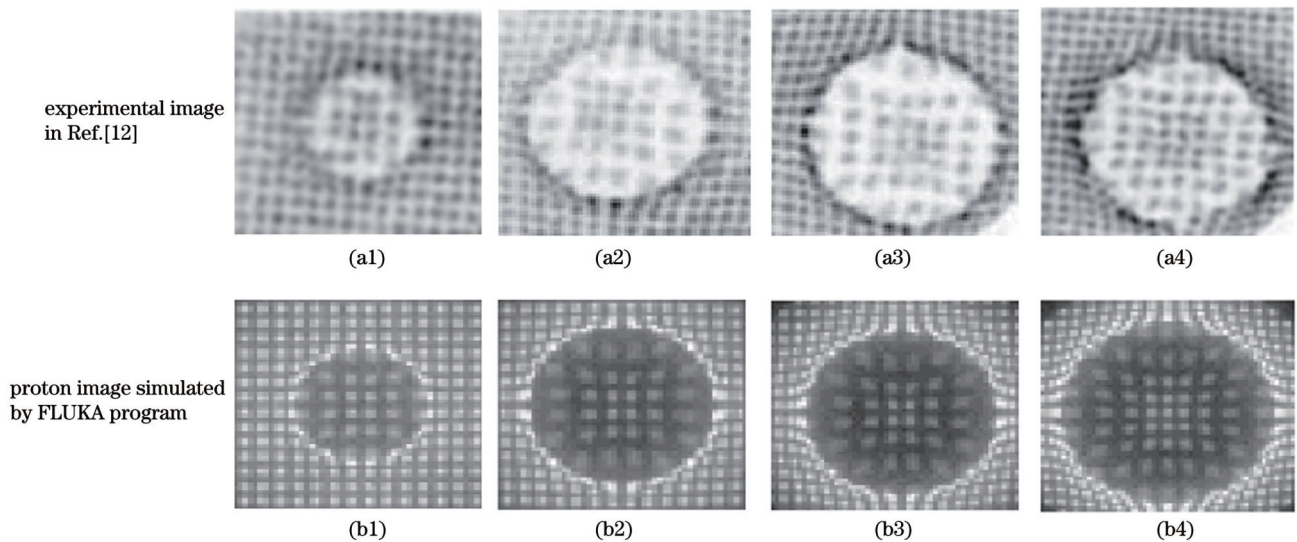


图 3 不同时刻的质子成像图。(a1)(b1)0.3 ns; (a2)(b2)0.6 ns; (a3)(b3)0.9 ns; (a4)(b4)1.2 ns

Fig. 3 Proton images at different moments. (a1)(b1) 0.3 ns; (a2)(b2) 0.6 ns; (a3)(b3) 0.9 ns; (a4)(b4) 1.2 ns

图 3 中 0.3 ns 时刻的磁场形式为  $B = 0.25 \exp\left(-\frac{|r - 0.050|}{0.008}\right) \times \frac{d^2}{0.05^2}$ , 0.6 ns 时刻的磁场形式为  $B = 0.37 \exp\left(-\frac{|r - 0.060|}{0.014}\right) \times \frac{d^2}{0.060^2}$ , 0.9 ns 时刻的磁场形式为  $B = 0.3844 \exp\left(-\frac{|r - 0.062|}{0.018}\right) \times \frac{d^2}{0.062^2}$ , 1.2 ns 时刻的磁场形式为  $B = 0.34 \exp\left(-\frac{|r - 0.077|}{0.022}\right) \times \frac{d^2}{0.077^2}$ , 磁场单位为 100 T,  $r$  和  $d$  单位为 cm。不同时刻磁场的空间分布如

图 4 所示。

除此之外, 我们对质子束偏转后的一维强度分布进行了定量分析, 进一步检验模拟中磁场的准确性。以质子成像图的中心位置作为参考位置, 沿径向进行一维的强度分析, 结果如图 5 所示。在一维强度分布中可以看到显著的峰、谷结构, 其中峰对应质子强度较大的位置, 谷对应质子强度较小的位置, 即栅网对应位置。图 5 中我们分别用实线箭头和虚线箭头标示出了质子成像图像中的圆环直径。从四幅图中可以看到实验曲线和模拟曲线在峰谷位置和圆环直径上均吻合很好。

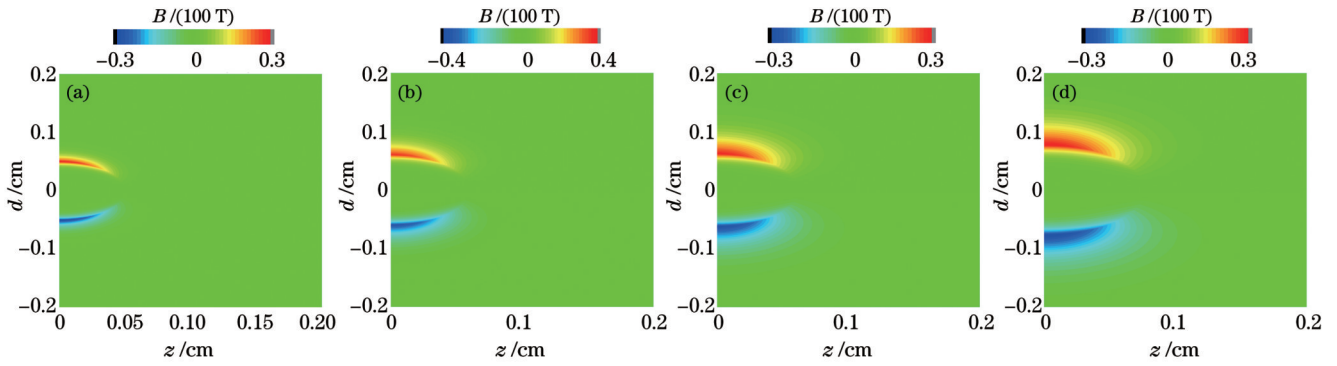


图 4 FLUKA 程序模拟的不同时刻的磁场空间分布。(a) 0.3 ns; (b) 0.6 ns; (c) 0.9 ns; (d) 1.2 ns

Fig.4 Spatial distributions of magnetic fields at different moments simulated by FLUKA program. (a) 0.3 ns; (b) 0.6 ns; (c) 0.9 ns; (d) 1.2 ns

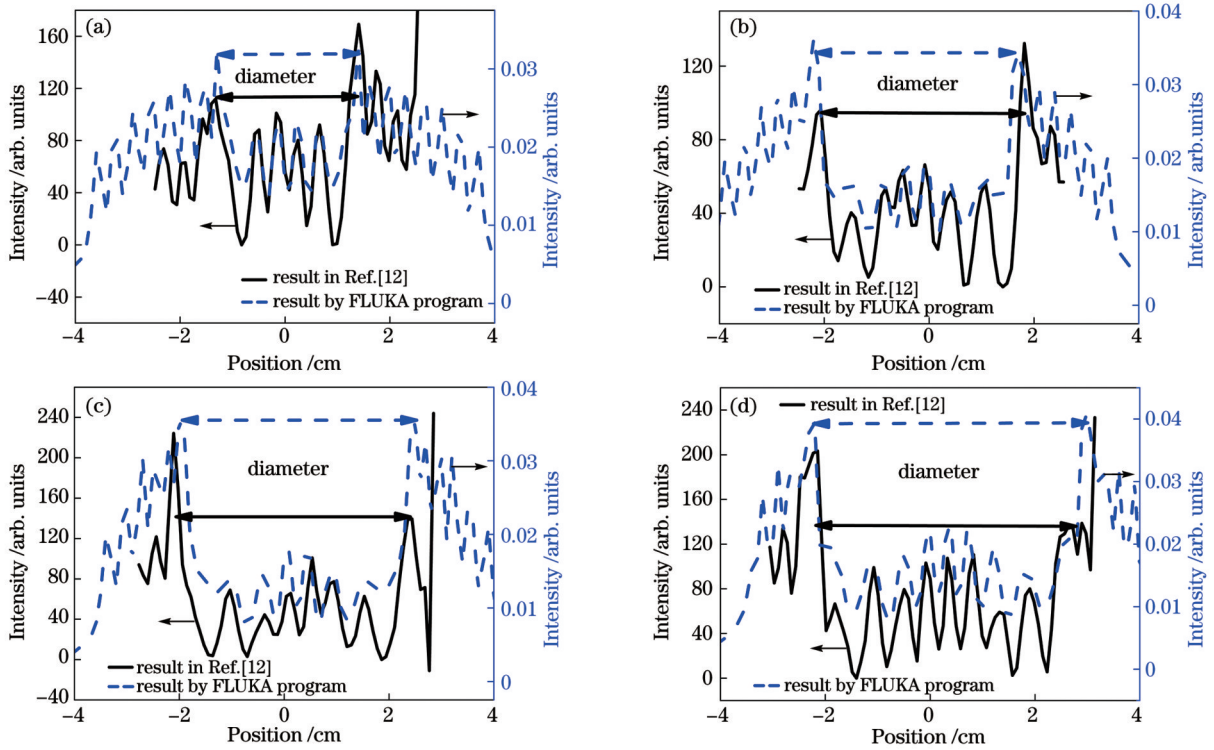


图 5 不同时刻的质子束一维强度。(a) 0.3 ns; (b) 0.6 ns; (c) 0.9 ns; (d) 1.2 ns

Fig.5 One-dimensional intensities of proton beams at different moments. (a) 0.3 ns; (b) 0.6 ns; (c) 0.9 ns; (d) 1.2 ns

### 3 长脉冲激光与等离子体相互作用中的自生磁场的讨论

在第 2 节中,我们利用 FLUKA 程序对长脉冲激光与固体等离子体相互作用过程中的早期自生磁场进行了反演,得到了不同时刻下磁场的形式。从磁场强度的演化上来看,在激光脉冲持续时间内,磁场的峰值强度逐渐增强,可达到 38 T。在激光辐照结束后,峰值强度有所降低。利用 FLUKA 程序得到的磁场强度随时间的演化规律与文献 [12] 中利用 LASNEX 模拟得到的演化规律是吻合的。此外,38 T 的峰值强度与 Li 等<sup>[12,17]</sup>提到的约 50 T 的峰值强度也基本吻合。

此外,从图 4 中可以看到,磁场在空间中的类“空

泡”分布随着时间不断向外扩张,空泡半径  $R_0$  随着时间不断增大。由于热电机激发的自生磁场的峰值位置出现在等离子体波前处,因此磁场空泡的演化过程可反映激光与固体靶相互作用过程中等离子体逐渐膨胀的过程。从 FLUKA 程序模拟的磁场形式可知,0.3、0.6、0.9、1.2 ns 时刻磁场的空泡半径  $R_0$  分别为 0.050、0.060、0.062、0.077 cm。此外,考虑到磁场在空间中有一定厚度,我们将磁场区域的外径设为  $R_0$  (取强度衰减至 20% 峰值强度处),四个时刻  $R_0$  分别为 0.068、0.096、0.113、0.138 cm。图 6 给出了磁场峰值半径  $R_0$  和磁场区域外径  $R_0$  随时间的变化。当激光束辐照等离子体时,等离子体温度高,电导率  $\sigma$  大,磁雷诺数远远大于 1,磁场被冻结于等离子体上。随着等离子体的膨胀,磁场的运输机制主要是对流,此时可

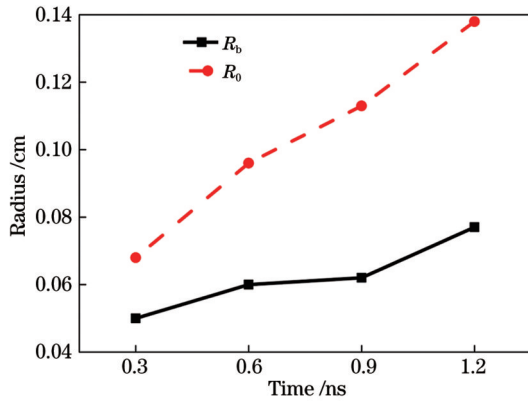


图 6  $R_b$  和  $R_0$  随时间的变化

Fig. 6 Time evolutions of  $R_b$  and  $R_0$

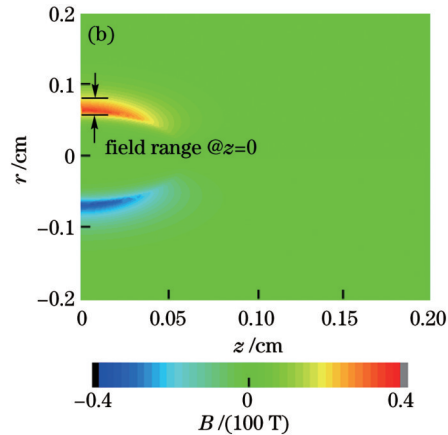
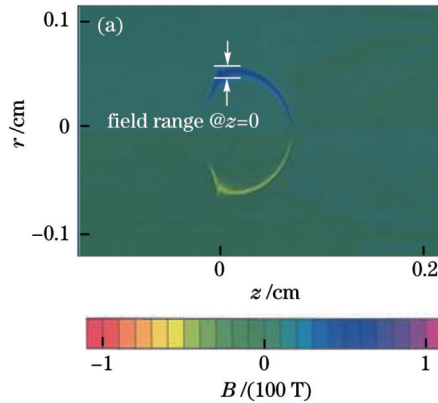


图 7 0.6 ns 时刻的磁场空间分布。(a)文献[12]中的结果；(b)FLUKA 程序得到的结果

Fig. 7 Spatial distributions of magnetic fields at 0.6 ns. (a) Result in Ref.[12]; (b) result obtained by FLUKA program

表 1 列出了在  $z=0$  平面上磁场的半峰全宽 (FWHM) 和分布范围 (取峰值强度的  $1/e$  所对应的范围)。可以看出,随着时间的延长,磁场空泡结构除了向外膨胀外,其分布范围也逐渐增大,能量逐渐分布到更大的空间区域内。

表 1 FLUKA 程序模拟得到的磁场空间分布数据

Table 1 Spatial distribution data of magnetic field obtained by FLUKA program simulation

Time / ns	FWHM of magnetic field / cm ( $z=0$ )	Field range / cm
0.3	0.012	0.017
0.6	0.023	0.033
0.9	0.032	0.044
1.2	0.039	0.054

从上述数据可以看出,利用 FLUKA 程序模拟得到的磁场的分布范围 (我们认为这一磁场分布更贴近实验中的真实磁场) 大于二维磁流体力学程序 LASNEX 计算得到的磁场范围。研究者已针对磁场演化后期 (激光脉冲结束后) 磁场空泡内外的不稳定性以及 LASNEX 的适用性进行了详细的讨论。在本文中,我们将主要针对激光等离子体相互作用早期的磁

将磁场区域的膨胀速度近似看成等离子体的膨胀速度。通过对前三个时刻磁场外径  $R_0$  的拟合,可得等离子体的膨胀速度约为  $7.5 \times 10^5$  m/s。

接下来,我们着重比较并讨论磁场的空间分布。以 0.6 ns 时刻为例,磁流体力学模拟的磁场分布和 FLUKA 模拟结果之间的对比如图 7 所示。LASNEX 程序的模拟结果显示,磁场基本分布在半球面附近很薄的空间区域内,在空泡的内部和外部磁场均衰减较快,磁场空泡的场层厚度为 0.01 cm 左右。而在 FLUKA 程序模拟的磁场分布中可以看出,磁场分布在更大的空间区域内。在图 7 中我们示意性标注了  $z=0$  平面上的磁场分布范围。

场分布及演化进行分析。

在激光与等离子体的相互作用中,磁场随时间的演化可描述为

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{1}{en_e} \nabla n_e \times \nabla T_e + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (1)$$

式中:  $n_e$  为电子密度;  $T_e$  为电子温度;  $\mathbf{v}$  为等离子体流体的速度;  $\sigma$  为等离子体的电导率;  $\mu_0$  为真空磁导率;  $\mathbf{B}$  为磁感应强度。式(1)中第一项  $-\frac{1}{en_e} \nabla n_e \times \nabla T_e$  对应于热电机中电子的密度梯度和温度梯度的不平行激发的磁场的源项,第二项  $\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$  对应于场运输的磁场对流项,而第三项  $\frac{1}{\sigma \mu_0} \nabla^2 \mathbf{B}$  对应于磁场的扩散。

磁扩散项表明,磁场趋向于由强度高的区域向强度低的区域扩散。式(1)中第二项与第三项的比值为  $\frac{\sigma \mu_0 |\nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})|}{|\nabla^2 \mathbf{B}|} \equiv R_m$ , 被称为磁雷诺数。在聚变等

离子体的磁流体力学研究中,激光聚变等离子体冕区温度高,电导率  $\sigma$  很大,  $R_m \gg 1$ , 磁扩散的特征时间远大于磁场对流时间,因此在很多情况下为了简单起见,会将第三项磁扩散项忽略掉,从而得到磁场被冻结于等

离子体上的结论。在这种情况下,磁场的空间分布主要取决于等离子体运动,磁场主要分布在电子温度梯度最陡峭的区域,这也正是 LASNEX 程序模拟的磁场分布规律。然而,需要指出的是,如果考虑等离子体的电阻效应( $R_m$ 不是无穷大),此时式(1)中的磁扩散项则不能忽略。由于磁扩散过程对应于更高阶的微分项,因此严格考虑磁扩散过程时得到的解可能与理想磁流体力学计算得到的结果相差较大。这可能是磁场的空间分布范围大于磁流体力学模拟结果的原因之一。

另一方面的原因可能与电子的温度分布有关。激光在等离子体中传播时,将通过各种机制将能量传递给等离子体。在不同的密度区域,激光与等离子体相互作用的能量吸收机制不同。在亚临界密度面区域,等离子体主要通过逆韧致吸收、受激拉曼散射等机制被加热。此外,在临界密度面处,激光能量将通过共振吸收机制将能量传递给超热电子。在临界面附近,由于电子热传导受等离子体密度的影响很大,电子烧蚀深度较小,因此温度梯度很大,这也是自生磁场的峰值位置出现在这一位置的原因。然而,需要注意的是,由于激光在到达临界密度面之前会在等离子体内传播较长一段距离,在这个区域内,逆韧致吸收和受激拉曼散射等机制使得等离子体温度升高,而电子热传导将部分等离子体能量输送到高密度区,因此,在临界面外部也会存在一个温度变化相对缓慢、梯度较小的区域。这一温度分布在入射激光束波长短、脉冲长以及聚焦光斑大的情况下尤其需要注意。这可能是在相互作用早期磁场的空间分布范围就已经比较大的另一原因。

## 4 结 论

针对前人开展的纳秒激光与等离子体相互作用中自生磁场的质子成像诊断实验结果,通过对磁场形式进行假设,结合蒙特卡罗程序 FLUKA,对质子成像过程进行了大量计算。通过与实验结果的细致比对,获得了与实验结果吻合度较高的磁场分布。对磁场的峰值强度、空泡半径以及分布范围进行了讨论。实验中磁场的分布范围大于磁流体力学模拟结果,其主要原因可能是磁扩散的影响和欠稠密等离子体的存在。

## 参 考 文 献

- [1] Zhang Z, Zhu B J, Li Y T, et al. Generation of strong magnetic fields with a laser-driven coil[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2018, 6: e38.
- [2] Tian J M, Cai H B, Zhang W S, et al. Generation mechanism of 100 MG magnetic fields in the interaction of ultra-intense laser pulse with nanostructured target[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2020, 8: e16.
- [3] Shokov D, Murakami M, Honrubia J J. Laser scaling for generation of megatesla magnetic fields by microtube implosions[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2021: 1-17.
- [4] Rosenberg M J, Zylstra A B, Séguin F H, et al. A direct-drive exploding-pusher implosion as the first step in development of a monoenergetic charged-particle backlighting platform at the National Ignition Facility[J]. High Energy Density Physics, 2016, 18: 38-44.
- [5] Masson-Laborde P E, Laffite S, Li C K, et al. Interpretation of proton radiography experiments of hohlraums with three-dimensional simulations[J]. Physical Review E, 2019, 99(5): 053207.
- [6] Levy M C, Ryutov D D, Wilks S C, et al. Development of an interpretive simulation tool for the proton radiography technique[J]. The Review of Scientific Instruments, 2015, 86(3): 033302.
- [7] Volpe L, Batani D, Vauzour B, et al. Proton radiography of laser-driven imploding target in cylindrical geometry[J]. Physics of Plasmas, 2011, 18(1): 012704.
- [8] Sarri G, Macchi A, Cecchetti C A, et al. Dynamics of self-generated, large amplitude magnetic fields following high-intensity laser matter interaction[J]. Physical Review Letters, 2012, 109(20): 205002.
- [9] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, et al. Observation of megagauss-field topology changes due to magnetic reconnection in laser-produced plasmas[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(5): 055001.
- [10] 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.
- [11] Du B, Cai H B, Zhang W S, et al. A demonstration of extracting the strength and wavelength of the magnetic field generated by the Weibel instability from proton radiography[J]. High Power Laser Science and Engineering, 2019, 7: e40.
- [12] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, et al. Observation of the decay dynamics and instabilities of megagauss field structures in laser-produced plasmas[J]. Physical Review Letters, 2007, 99(1): 015001.
- [13] Ferrari A, Sala P R, Fasso A, et al. FLUKA: a multi-particle transport code[R]. New York: Office of Scientific and Technical Information (OSTI), 2005.
- [14] 鞠志萍, 曹午飞, 刘小伟. 质子散射角分布的蒙特卡罗模拟[J]. 物理学报, 2009, 58(1): 174-177.  
Ju Z P, Cao W F, Liu X W. Study of scattering angular distribution of proton using Monte-Carlo method[J]. Acta Physica Sinica, 2009, 58(1): 174-177.
- [15] 滕建, 曹磊峰, 范伟, 等. 微型韧致辐射 X 射线光源扰动器设计[J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(5): 1107-1110.  
Teng J, Cao L F, Fan W, et al. Design of perturbator for mini bremsstrahlung X-ray source[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(5): 1107-1110.
- [16] 闫永宏, 赵宗清, 吴玉迟, 等. 超短超强激光产生正电子的蒙特卡罗模拟[J]. 强激光与粒子束, 2012, 24(6): 1396-1400.  
Yan Y H, Zhao Z Q, Wu Y C, et al. Monte Carlo simulation on positron production by ultrashort ultraintense laser[J]. High Power Laser and Particle Beams, 2012, 24(6): 1396-1400.
- [17] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, et al. Measuring E and B fields in laser-produced plasmas with monoenergetic proton radiography[J]. Physical Review Letters, 2006, 97(13): 135003.

# Proton Imaging Diagnosis of Spontaneous Magnetic Field in Long-Pulse Laser-Plasma Interactions Simulated by FLUKA Program

Gao Yingying, Jiang Xiaodan, Xu Miaohua\*, Li Yingjun

*School of Science, China University of Mining and Technology (Beijing), Beijing 100083, China*

## Abstract

**Objective** In laser-plasma interactions, a magnetic field with a strength up to 100 T magnitudes can be generated as a result of different physical mechanisms. In recent years, many achievements have been made in theoretical and experimental research on self-generated magnetic fields, including proton radiography diagnostics of magnetic fields.

In Ref. [12], time-resolved monoenergetic proton radiography was used to measure the magnetic field generated in nanosecond laser foil interactions. The 2D hydrodynamic program LASNEX was used to simulate magnetic field generation and evolution, and the hybrid particle-in-cell program LSP was used to calculate the image formed by the proton beam deflection due to the applied magnetic field.

The circular ring structure and overall deformation structure are reproduced almost exactly by LASNEX + LSP simulations. However, considering the mean radius of the ring and the deflection of each beamlet, there remain differences between the experimental results and the LASNEX + LSP results at 0.6 ns, 0.9 ns, and 1.2 ns.

In this study, we attempt to determine the magnetic field distribution that matches the experimental results using the Monte Carlo particle transport program.

**Methods** FLUKA is a versatile Monte Carlo particle transport program that can perform calculations about particle transport and interactions with matter. As it can reasonably consider the interaction between protons and matter and couple a magnetic field with a certain spatial distribution into the program, it can be used in the calculations of the proton radiography of the self-generated magnetic field, which is the focus of this study.

Based on the understanding of the generation mechanisms of the magnetic field, the features of the magnetic field distributions obtained via LASNEX simulations, and the displacement of each proton beamlet obtained from the experimental results in Ref. [12], we assume that the magnetic fields have the form  $B = B_0 \exp\left(-\frac{|r - R_b|}{l_b}\right) \times \frac{d^2}{R_b^2}$ , where

$B_0$  is the peak intensity,  $R_b$  corresponds to the radius of the bubble surface,  $l_b$  is the scale length of the magnetic field,  $r$  is the distance from the field point to the laser focal point, and  $d$  is the vertical distance from the field point to the  $z$ -axis. Moreover, simulations are performed using different parameters. The one-dimensional displacement of the proton beamlets is compared with the experimental results. Good consistency is achieved with the proton radiography images in Ref. [12].

**Results and Discussions** The spatial distributions and time evolution of the magnetic field deduced from FLUKA and those calculated from LASNEX are compared and analyzed. First, we find that the peak intensity of the magnetic field increases during the laser pulse, reaching 38 T at 0.9 ns, and decreases when the laser is switched off (Fig. 4), which is consistent with the LASNEX results. Second, we roughly estimate the speed of plasma expansion when the laser is on according to the evolution of the radius of magnetic field (Fig. 6). Third, we find that the range of the magnetic field inferred from the FLUKA calculations (Fig. 7 and Table 1) is larger than that calculated from the LASNEX simulations. One main reason for this is the influence of magnetic field dissipation. Another reason is the existence of an under-dense plasma region with a small temperature gradient before the critical surface.

**Conclusions** The distribution of the magnetic field in long-pulse laser-plasma interactions is achieved in this study. We achieve good consistency with the proton radiography images obtained in Ref. [12] using the FLUKA simulations. The evolution of the peak intensity and bubble radius are examined. The range of the magnetic field is compared with that calculated using the hydrodynamic program, LASNEX. The field range is found to be larger than that obtained from the LASNEX simulations, and possible reasons for this are analyzed. FLUKA can be an efficient tool for obtaining a detailed and reasonable interpretation of experimental data, which is vital in proton radiography studies.

**Key words** lasers; proton imaging; spontaneous magnetic field; laser-plasma interaction