

# 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\*

黄华<sup>1)</sup> 李江涛<sup>2)3)†</sup> 王倩男<sup>2)</sup> 孟令彪<sup>1)</sup> 齐伟<sup>1)</sup> 洪伟<sup>1)</sup>  
张智猛<sup>1)</sup> 张博<sup>1)</sup> 贺书凯<sup>1)</sup> 崔波<sup>1)</sup> 伍艺通<sup>4)</sup>  
张航<sup>2)</sup> 吉亮亮<sup>4)</sup> 周维民<sup>1)</sup> 胡建波<sup>2)‡</sup>

1) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 等离子体物理实验室, 绵阳 621900)

2) (中国工程物理研究院流体物理研究所, 冲击波物理与爆轰物理重点实验室, 绵阳 621900)

3) (宁波大学, 冲击与安全工程教育部重点实验室, 宁波 315211)

4) (中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(2022年5月10日收到; 2022年6月8日收到修改稿)

在星光 III (XGIII) 装置上发展了一种基于质子照相的材料动态密度测量方法, 该方法以星光 III 装置皮秒激光打靶产生的质子作为质子源, 对在星光 III 装置纳秒束冲击加载下的晶格泡沫的密度分布进行诊断, 利用蒙特卡罗模拟方法对照相结果进行反解获得晶格泡沫的密度. 利用该方法, 成功获得了冲击加载 5.2 ns 后晶格泡沫以及其中冲击波的质子照相图像. 通过图像反解, 获得了冲击加载下晶格泡沫的密度分布, 在冲击波前沿位置, 晶格泡沫的密度由于压缩而增大了约 20 倍; 同时, 通过对照相结果的反解, 还给出了冲击波在晶格泡沫中的传播速度, 约 40 km/s. 利用金刚石台阶客体对该方法的相对密度分辨率和空间分辨率进行标定, 实验结果表明两者分别好于 4% 和 12  $\mu\text{m}$ . 为了进一步提升星光 III 装置质子照相的密度和空间分辨率, 提出了一种利用选能器获得准单能质子束进行照相的方法, 并使用蒙特卡罗程序对该方法的分辨率进行了模拟验证. 模拟结果显示, 使用单能质子束能将相对密度分辨率提升至 1% 以上. 通过上述实验以及模拟工作, 在星光 III 装置上建立起了针对快过程 (纳秒尺度)、高压 (近百 GPa) 条件下的材料动态密度诊断能力.

**关键词:** 质子照相, 流体模拟

**PACS:** 52.70.Nc, 52.65.Kj

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220919

## 1 引言

材料动态加载下的密度分布在冲击压缩过程中可以直接反映材料的弹塑性转变、相变、层裂以

及状态方程等信息, 是冲击动力学研究中的一个核心物理量, 对其进行精确测量在冲击动力学、天体物理、航空航天、工业生产、装甲防护以及惯性约束聚变等领域是一个重要的研究方向及惯性约束聚变等领域是一个重要的研究方向变等领域是一

\* 科学挑战计划 (批准号: TZ2018001)、国家重点研发计划 (批准号: 2018YFA0404804)、等离子体物理重点实验室基金 (批准号: 6142A04200101)、冲击与安全工程教育部重点实验室开放基金 (批准号: CJ201908)、高压物理与地震科技联合实验室开放基金、冲击波物理与爆轰物理重点实验室基金 (批准号: 2021JCJQLB05705) 和核物理与核技术国家重点实验室基金 (批准号: NPT2020KFY01) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lchero08@163.com

‡ 通信作者. E-mail: jianbo.hu@caep.cn

个重要的研究方向<sup>[1,2]</sup>. 然而在传统的材料冲击动力学诊断研究中, 材料的密度作为体参量均是通过表面/界面运动速度经理论分析获得, 缺乏一种针对密度的直接诊断方法, 导致在材料的冲击动力学过程分析中必须做出如下假设: 1) 材料内部必须是均匀的, 不存在孔隙、材料偏析或多相共存等介观甚至偏宏观的结构不均匀性; 2) 冲击加载过程必须是理想的平面冲击波, 不存在冲击波阵面偏斜、汇聚或发散等情况. 这些较强的假设严重限制了传统冲击动力学研究方法在真实材料中的应用并对冲击动力学实验方法提出了较高的要求. 在这种情况下发展材料动态密度的直接诊断方法成为材料冲击动力学研究的一种客观需求.

随着高功率激光技术的发展, 短脉冲激光产生的 X 射线光子束、质子束在材料冲击动力学诊断研究中表现出巨大的应用前景. 虽然基于脉冲 X 射线的材料密度动态成像技术自上个世纪 40 年代曼哈顿工程以来得到了数次阶跃式的发展<sup>[3,4]</sup>, 但是由于其自身无法同时兼顾亮度和空间分辨率的固有特点, 使得该技术在面对较厚客体时表现出一定的不足<sup>[5]</sup>. 这种情况下激光质子束成像相对于 X 射线光子束成像表现出不可替代的优越性. 在原理上, 激光质子照相利用了离子在物质中能损存在布拉格峰的特点, 使得质子照相具备了极高的密度分辨能力和穿透力<sup>[6]</sup>; 此外, 激光质子源具有源尺寸小、脉宽短、亮度高等优点, 使得激光质子照相技术同时具备极高的时空分辨能力<sup>[7,8]</sup>.

虽然激光质子照相在材料动态密度测量方面有着不可替代的优越性, 但是国内外基于激光质子照相的动态密度测量研究仍仅限于少量的一些研究报道. 其中, 美国洛斯阿拉莫斯国家实验室 (Los Alamos National Laboratory, LANL) 将基于散列中子源的质子照相装置 pRad 与轻气炮装置相结合, 用于开展气炮加载下材料动态密度的诊断研究, 获得了以铝、铜、铁、铈等金属为代表材料的高压状态方程数据<sup>[9,10]</sup>. 而美国劳伦斯利弗莫尔国家实验室 (Lawrence Livermore National Laboratory, LLNL) 和法国的强激光应用实验室 (Laboratoire Pour l'utilisation des Lasers Intenses, LULI) 等则将皮秒激光装置产生的质子束与纳秒激光驱动的动态加载过程相结合, 利用蒙特卡罗模拟给出了材料在动态压缩后的密度<sup>[11]</sup>. 英国卢瑟福实验室在 2010 年演示了利用质子照相对温稠密物质中冲

击波的密度分布进行诊断的实验, 并成功获得了冲击前沿的位置和密度信息<sup>[5]</sup>, 但实验结果的密度分辨能力有限, 信噪比较差, 使得密度反解的准确性有待提升. OMEGA 装置上也开展过类似实验, 如 Hua 等<sup>[12]</sup>在 2017 年利用质子照相研究了冲击波在低密度气体中的传播行为, 但由于电磁场和密度都对质子照相结果有影响, 使得在照相结果解读上存在困难. 也有研究者尝试过将质子照相与 X 射线成像结合起来, 分别利用两者的优势提升照相质量, 如 Ostermayr 等<sup>[13]</sup>就于 2020 开展过这样的实验, 在静态客体上获得了较好的空间分辨能力, 但却未给出该方法在激光动态加载时的有效性. 国内关于该方向的实验研究较少, 主要工作都集中于激光聚变研究中心、流体物理研究所和上海激光等离子体研究所的相关研究团队. 但到目前为止, 上述国内研究团队报道的工作主要是将质子照相技术用于电磁场的诊断, 而将之用于材料的动态密度测量的报道比较缺乏<sup>[14]</sup>.

通过以上分析发现, 利用激光质子照相对极端条件下物质密度诊断的研究仍然存在照相结果信噪比较差、密度分辨能力有待提升等问题. 国内将质子照相技术应用于材料动态诊断的研究报道较少, 相关的研究结果与国际前沿水平有一定差距. 基于激光质子照相技术在材料动态密度诊断中的重要价值及国内外研究现状, 本文报道了在星光 III 装置上开展的利用激光质子照相技术对纳秒激光动态加载下的材料密度诊断实验研究, 获得了冲击加载下材料的密度分布, 且相对密度分辨率和空间分辨率分别好于 4% 和 12  $\mu\text{m}$ . 同时提出一种进一步提升照相结果信噪比的实验方法, 并用蒙特卡罗模拟方法进行了验证.

## 2 实验原理与方法

低能质子在物质中主要发生以下两种相互作用: 被原子核库仑散射以及与核外电子的库仑作用. 在这些作用下, 质子束会发生能量损失, 其能损可由 Bethe-Bloch 理论进行描述<sup>[15]</sup>:

$$-\frac{dE}{dx} = K z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left( \ln \frac{E_{\text{kin}}^{\text{max}}}{I} - \beta^2 - \delta/2 \right), \quad (1)$$

其中  $K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2$  ( $N_A$  为阿伏伽德罗常数,  $r_e$  为电子经典半径,  $m_e$  为电子静止质量,  $c$  为真空中光速),  $z = 1$  为入射质子电荷数,  $Z$  为靶物质电荷

数,  $A$  为靶物质质量数,  $I$  为靶物质原子的平均电离能,  $\beta = v/c$ ,  $\delta = \ln(1 - \beta^2)$ . 根据方程 (1) 可知, 当物质的厚度小于质子射程时, 质子穿过物质后会有一定能量损失, 穿过不同厚度的物质时能量损失不一样; 特别地, 当质子束进入物质后, 将在某个很小的厚度范围内损失绝大部分能量, 该位置称为布拉格峰. 质子照相技术就是利用了上述特性, 可对物质进行高精度的面密度诊断.

本次实验在中国工程物理研究院激光聚变研究中心的星光 III (XGIII) 装置上开展, 实验布局如图 1(a) 所示. 利用激光与平面靶作用产生质子束, 对客体进行点投影成像, 并使用辐射变色膜 (radiochromic dosimetry film, RCF, 型号 HD-V2, Ashland) 组成的堆栈进行记录, 其后放置汤姆孙谱仪测量质子能谱. 质子源与照相客体的距离约 6 mm, 与 RCF 堆栈距离约 6 cm, 使得整个成像系统的放大倍数约为 10. 本次实验的质子源由星光 III 装置的皮秒束轰击 10  $\mu\text{m}$  厚的铜平面靶产生. 皮秒激光的波长为 1053 nm, 脉宽约 0.7 ps, 能量约 80 J, 聚焦后的光学焦斑的半高全宽 (full width at half maxima, FWHM) 值为 20  $\mu\text{m}$ , 能量集中度 50%, 可估计出对应的功率密度约为  $2 \times 10^{19} \text{ W}\cdot\text{cm}^{-2}$ . 皮秒激光加速质子的典型实验结果如图 1(b) 所示, 根据质子束对 RCF 的穿透能力判断质子的能量最高可达 20 MeV, 根据 RCF 上信号的强度分布判断不同

能量段质子的角度发散特征近似满足高斯分布, 并且随着质子能量增加高斯分布半高宽逐渐减小. 另外, 通过汤姆孙谱仪对质子的能量分布进行诊断发现, 其截止能量约 18 MeV, 温度平均约为 2.5 MeV, 如图 1(c) 所示, 符合靶背鞘场加速机制的基本特征.

照相客体包括两种: 静态金刚石台阶靶和冲击过程作用下的晶格泡沫靶 (以下简称冲击靶). 金刚石台阶靶由三级金刚石台阶组成, 在质子传播方向的厚度分别约为 260, 290 和 310  $\mu\text{m}$ , 其余两个方向的长度均约为 250  $\mu\text{m}$ , 该客体用来对质子照相的空间和密度分辨率做标定. 冲击靶由烧蚀层和晶格泡沫组成. 烧蚀层由碳氢层和铝层组成, 两者尺寸均为 1 mm  $\times$  1 mm  $\times$  10  $\mu\text{m}$ . 晶格泡沫通过 3D 打印聚乙烯酸甲酯 (塑料) 制备而成, 由直径为 20  $\mu\text{m}$  的塑料球按简单立方格点进行排列, 格点间距为 55  $\mu\text{m}$ , 近邻塑料球之间通过直径 3.5  $\mu\text{m}$  的塑料棒进行连接. 整个晶格泡沫尺寸为 0.55 mm  $\times$  0.55 mm  $\times$  0.6 mm (压缩方向的尺寸为 0.6 mm), 等效密度约为 0.02 g/cm<sup>3</sup>. 晶格泡沫在光学显微镜下的照片如图 2 所示. 在进行动态成像时, XGIII 装置的纳秒束垂直于冲击靶的烧蚀层入射, 并在晶格泡沫中驱动出冲击波. 装置的纳秒束为方波, 波长 527 nm, 脉宽约 2 ns, 输出能量约 60 J, 采用 CPP 束匀滑之后的焦斑约 1 mm. 使用束匀滑是为了使纳秒束的焦斑与烧蚀层的尺寸匹配, 以对晶格泡沫进行准一

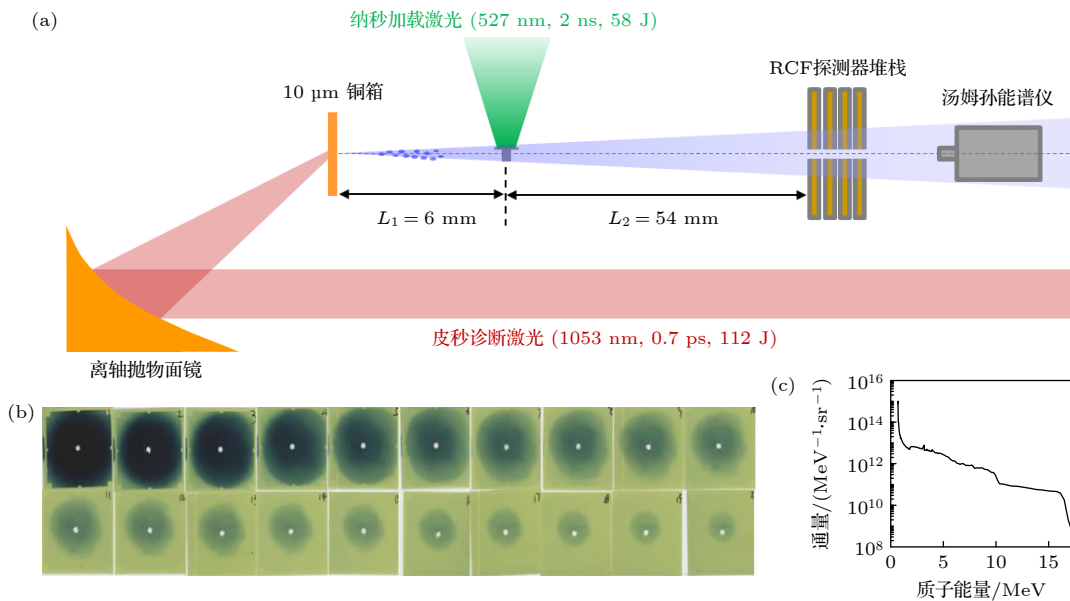


图 1 (a) 实验布局示意图; (b) RCF 堆栈获得的质子角分布; (c) 汤姆孙谱仪测得的质子能谱

Fig. 1. (a) Schematic diagram of the experimental setup; (b) measured angular distribution of the protons by RCF; (c) measured proton spectrum by the Thomson parabolic spectrometer.

维压缩. 纳秒激光的烧蚀压可由 (2) 式进行估计:

$$P(\text{GPa}) = 42I_L(\text{TW}/\text{cm}^2)^{0.71} \times (0.355/\lambda)^{4/9}, \quad (2)$$

其中  $I_L$  是纳秒激光的强度,  $\lambda$  是激光波长, 估算可得到纳秒激光的烧蚀压约为 60 GPa, 足以对晶格泡沫进行有效压缩.

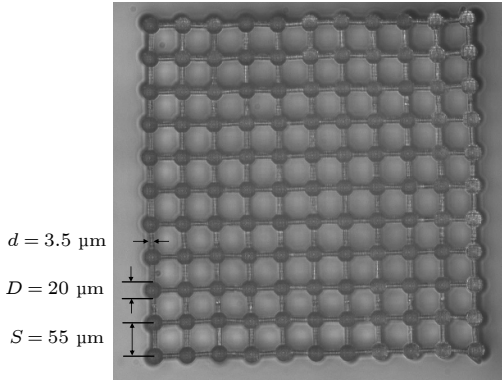


图 2 晶格泡沫光学显微镜照片

Fig. 2. Optical microscope image of the lattice foam.

为了从 RCF 诊断图像获得冲击加载下晶格泡沫密度分布, 首先采用 FLASH 二维流体模拟程序, 按照实验使用的激光和靶参数, 对纳秒激光驱动的晶格泡沫动态加载过程进行模拟, 获得质子照相诊断时刻晶格泡沫的密度分布; 进而使用 Geant4

蒙特卡罗程序, 模拟具有图 1(b) 和图 1(c) 所示能谱和角分布的质子束在穿过 FLASH 模拟得到的晶格泡沫密度分布后在 RCF 上所成图像. 通过与实验对比进行密度分布参数迭代, 并最终确定晶格泡沫在动态加载过程中的密度分布信息.

### 3 实验结果

#### 3.1 静态实验结果

在 XGIII 装置上开展了对静态金刚石台阶靶的质子照相实验, 目的是使用台阶靶对 XGIII 皮秒质子照相的密度分辨率进行测试. 受限于金刚石台阶的加工精度, 三级台阶的面密度差最高仅能达到 4%. 对金刚石台阶靶的质子照相结果如图 3 所示. 在第 14 片 RCF (对应的质子能量约为 12 MeV) 上获得了较为清晰的金刚石台阶质子照相图像, 如图 3(a) 所示. 图 3(a) 中黑色虚线框为台阶靶在 RCF 上的成像区域 (与其垂直的未变色矩形区域为支撑金刚石台阶的靶杆), 图 3(b) 为该区域放大后的图像. 将图 3(b) 中黑色虚线框区域的灰度值提取出来, 如图 3(c) 中的黑色实线所示. 该条曲线展现出三个明显的台阶, 若取灰度“刀边” (两级台阶连接部分) 的中间值作为台阶边界, 则可估计第

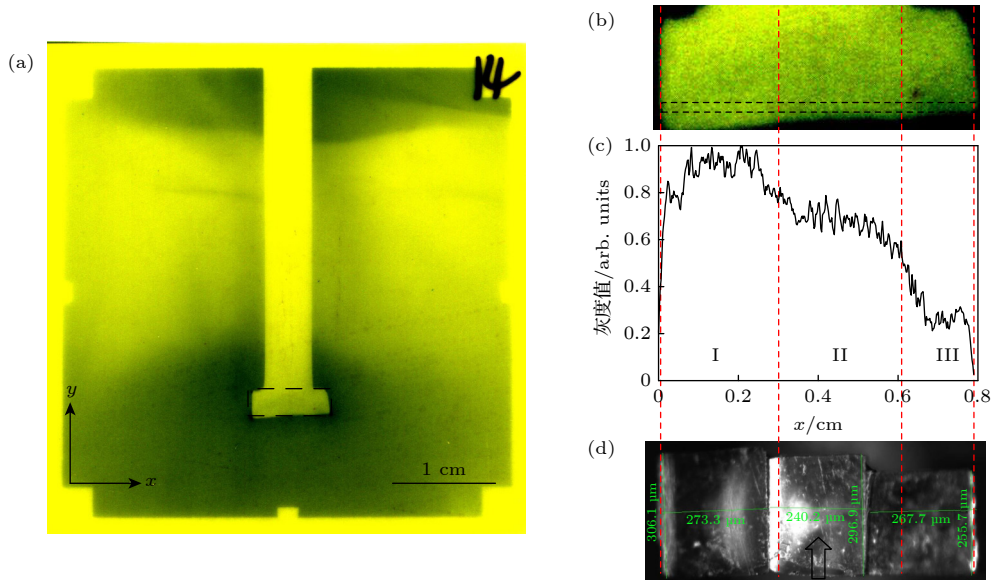


图 3 静态质子照相实验结果 (a) 第 14 片 RCF 上获得的金刚石台阶图像; (b) 图 (a) 中黑色虚线框区域的放大图像; (c) 图 (b) 中黑色虚线框部分的灰度值曲线; (d) 金刚石台阶的光学显微镜图像, 图中的黑色箭头表示质子传播方向. 图中的四条竖直红色虚线为根据图 (b) 中灰度曲测得的三级金刚石台阶的边界

Fig. 3. Results of static proton radiography experiment: (a) Image of the diamond steps obtained on the 14 th RCF; (b) enlarged image of the black dotted box area in panel (a); (c) gray value curve of the part of black dotted box in panel (b); (d) optical microscope image of the diamond steps with the black arrow indicating the direction of proton propagation. The four vertical red dotted lines in the figure are the boundaries of the three diamond steps measured according to the gray value in panel (b).

I, II, III 级台阶范围分别为: 第 I 级台阶像的范围在 0—0.32 cm 之间, 换算得到的宽度为 0.32 mm; 第 II 级台阶像的范围在 0.32—0.62 cm 之间, 换算得到的宽度为 0.3 mm; 第 III 级台阶像的范围在 0.62—0.8 cm 之间, 换算得到的宽度为 0.18 mm.

图 3(d) 给出了金刚石台阶的光学显微镜图像(图中黑色箭头标识出质子传播方向), 并测得三级台阶的宽度分别为 273.3, 240.2 和 257.7  $\mu\text{m}$ . 对比质子照相测得的台阶尺寸与光学显微镜测量结果发现, 质子照相给出的第 I, II 级台阶的宽度要略高于光学显微镜的结果, 而第 III 级略低. 这是由于在实验时, 并不能保证质子束垂直穿过台阶, 二者存在一定的夹角, 使得各级台阶与质子源所张立

体角与理论设计存在偏差, 造成测量结果出现误差. 同时, 使用刀边法对质子照相结果的空间分辨率进行了表征, 给出了图 3(c) 中三级台阶连接处的两条刀边的空间分辨率分别为 79 和 12  $\mu\text{m}$ . 通过对以上静态照相结果的分析可得出以下结论: 质子照相的结果比较清晰地给出了三级台阶的边界, 说明 XGIII 装置的皮秒质子束照相技术能够达到好于 4% 的密度分辨率和 12  $\mu\text{m}$  的空间分辨率.

### 3.2 动态加载实验结果

在验证了质子照相的分辨能力之后, 进行了动态成像实验. 纳秒动态加载的实验结果如图 4(a) 所示. 图 4(a) 展示了第 6 片 RCF (对应的质子能

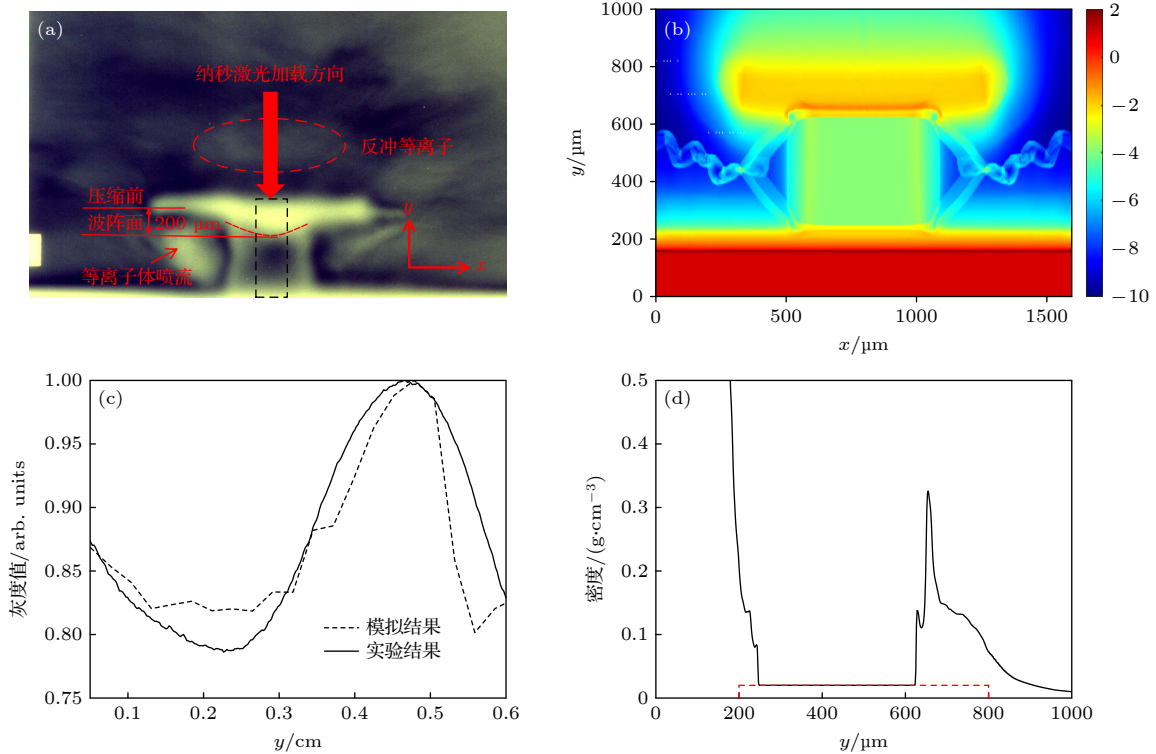


图 4 (a) 第 6 片 RCF (对应质子能量 7.2 MeV) 上, 纳秒激光压缩后的冲击靶质子图像, 采集于纳秒激光发射后 5.2 ns; (b) 二维柱对称 FLASH 程序模拟得到的 5.2 ns 时刻的烧蚀靶密度分布, 模拟参数为: 纳秒激光为脉宽 2 ns 的方波, 能量 60 J, 焦斑 1 mm, 烧蚀靶的参数与第 2 节给出的光学显微镜测量结果一致, 初始位于 200—800  $\mu\text{m}$ , 0—200  $\mu\text{m}$  为铝基底; (c) 黑色实线为图 (a) 黑色方框区域的灰度值随位置的变化关系, 黑色虚线为利用蒙特卡罗方法模拟质子穿过图 (b) 中得到的密度分布后在第 6 片 RCF 得到的灰度曲线; (d) 黑色线为图 (b) 中  $x = 512 \mu\text{m}$  线上的密度分布, 红色虚线为相应位置处靶的初始密度分布

Fig. 4. (a) Proton image on the 6th RCF (corresponding to proton energy 7.2 MeV), showing the density profile of the ablated target compressed by the nanosecond laser at  $t = 5.2 \text{ ns}$  after the nanosecond laser emission. (b) Density distribution of the ablation target at 5.2 ns simulated by the FLASH code. The simulation parameters are as follows: the nanosecond laser is a square wave with pulse width of 2 ns, energy of 60 J and focal spot of 1 mm; the parameters of the ablation target are consistent with the experimental parameters given in section 2. The target locates initially between 200 and 800  $\mu\text{m}$ , and the aluminum base occupies the space of 0—200  $\mu\text{m}$ . (c) The solid black line is the gray value in the area indicated by the black box in panel (a), the dotted black line is the gray value obtained in the 6th RCF after the Monte Carlo method is used to simulate protons passing through foam with the same density profile shown in panel (b). (d) the black line indicates the density distribution on  $x = 512 \mu\text{m}$  in panel (b), and the dotted red line is the initial density distribution of the target at the corresponding position.

量约 7.2 MeV, 相应的飞行时间约 0.2 ns) 上的质子阴影图像, 该图像所示时刻为纳秒激光发射后 5.2 ns. 图中可以发现纳秒激光与冲击靶的烧蚀层相互作用产生反冲等离子体云, 反冲等离子体产生的冲击波对晶格泡沫进行冲击压缩, 形成了一个近似球面的冲击波阵面, 但是波阵面弧度较小, 仍能做准一维压缩的近似. 结合冲击波阵面的位置与压缩前晶格泡沫上表面的位置, 可以计算出冲击波阵面移动的距离约为 0.2 mm; 结合皮秒诊断光相对于纳秒加载光 5 ns 的延时以及 7.2 MeV 质子到靶所需要的 0.2 ns 飞越时间, 可以估算出冲击波速度约为 38.5 km/s.

从 RCF 图像上不但能获得冲击波阵面的位置信息以及冲击波速度, 还能获得压缩后的冲击靶的密度分布, 这需要利用密度反解算法获得. 具体的做法是使用流体模拟程序获得纳秒加载下的靶密度分布, 将此密度分布输入蒙特卡罗模拟程序可获得质子穿过客体后在 RCF 上产生的灰度值, 通过调节参数使模拟得到的灰度值曲线与 RCF 上的灰度曲线相符合, 则认为流体程序给出的密度分布便是真实的冲击靶密度分布. 根据该反解思路, 本文使用二维柱对称 FLASH 流体模拟程序 [16-18] 和 Geant4 蒙特卡罗程序进行数值模拟. 考虑到实验中纳秒激光采用了 CPP 束匀滑技术, 其对晶格泡沫的压缩可以近似为准一维的; 同时, 在这样的打靶条件下, 电磁场对照相结果的影响是可以忽略的 [5]. 在不考虑电磁场的情况下, 本文采用的打靶位型具有柱对称性, 所以结合该对称性分析以及我们所关心的物理量, 使用柱坐标系的二维 FLASH 程序可以对该打靶过程进行描述. 使用 Geant4 模拟照相时刻时使用的质子穿透方向的厚度为 550  $\mu\text{m}$ , 即靶的初始厚度. 原因在于结合对称性及图 4(a) 所示的照相结果来分析, 直到照相时刻, 靶在横向上均无明显膨胀. 最终 FLASH 模拟给出的 5.2 ns 时刻的冲击靶密度分布如图 4(b) 所示. 此时实验测得的 RCF 上的灰度曲线与模拟得到灰度曲线的对比如图 4(c) 所示, 可以看到二者基本符合, 特别是冲击前沿的位置 (灰度曲线的最大值处), 模拟结果几乎重现了实验结果. 这说明 FLASH 流体模拟得到的密度分布已十分接近真实值. 为了计算模拟得到的冲击波速度, 在图 4(d) 给出了图 4(b) 中  $x = 512 \mu\text{m}$  线上  $t = 0$  和  $t = 5.2 \text{ ns}$  时刻的密度分布以推算冲击波速度. 从图 4(d) 可以清楚地看到: 烧蚀

层被纳秒激光加热膨胀产生的低密度等离子体向外延伸了近 200  $\mu\text{m}$ ; 向外喷射的等离子体反冲产生的冲击波穿过烧蚀层后, 在晶格泡沫中前沿已到达  $x \approx 625 \mu\text{m}$  处, 可判断出冲击波在 5.2 ns 内运动了约 175  $\mu\text{m}$ , 由此可简单估计出模拟得到的冲击压缩速度约为 33.7 km/s, 与实验测得的 38.5 km/s 也较为接近. 这也从一个侧面反映了模拟获得的压缩密度分布十分接近真实值. 此外, 还能从图 4(a) 和图 4(b) 中观测到烧蚀层与支撑件之间有两团向外飞散的等离子体, 这是由于纳秒激光的持续冲击, 分别从烧蚀层和靶的支撑件处产生了两团对向运动的等离子体, 二者在靶的中间位置附近相遇对撞, 挤压出两团垂直于加载方向运动的等离子体射流.

## 4 讨论

从前文介绍的实验结果来看, 虽然实验获得了冲击波的密度、位置信息, 但是照相结果的信噪比仍有提升的空间. 本节提出一种基于 XGIII 装置利用磁谱仪获得准单能质子进行照相的方案, 有望进一步提升 XGIII 装置质子照相的质量, 该方案布局如图 5 所示. 该方案利用一台磁谱仪对皮秒质子束进行选能 (质子束经磁谱仪的准直孔入射后在磁场中发生偏转, 在磁谱仪后端特定位置设计出射口便可获得特定能量的准单能质子束), 然后再对客体进行成像. 受限于磁谱仪出射孔加工精度的影响, 获得准单能质子束斑具有一定的能散, 且束斑尺寸 ( $l_{\text{source}}$ ) 也要略微大于 TNSA 质子源的尺寸, 而能散和束斑尺寸会对照相结果产生影响. 使用 Geant4 蒙特卡罗程序, 对这两个因素的影响进行了模拟研究. 模拟使用的质子源能谱满足高斯分布, 即分布, 即  $f(E_k) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(E_k - \mu)^2}{2\sigma^2}\right]$ , 中心能量  $\mu = 10 \text{ MeV}$ . 根据文献 [19] 的结果, XGIII 装置上选能系统获得准单能质子的能散好于 3%, 故在模拟中使用了单能、 $\sigma = 0.4$  和 0.8 MeV 的三种质子能谱. 质子束斑的大小也根据磁谱仪开口的尺寸 分别选择了  $l_{\text{source}} = 0, 4, 80 \mu\text{m}$  三种情况. 照相客体的密度分布如图 5 中黑色曲线所示 (该曲线为 FLASH 模拟得到的纳秒激光加载于密度为 0.2 g/cm<sup>3</sup> 的晶格泡沫 4.8 ns 后产生的密度分布. 使用该密度分布是因为该曲线存在几个有明显差异的密度区间, 便于展示准单能质子的密度分辨能力), 尺寸为 500  $\mu\text{m}$  ( $x$ )  $\times$  600  $\mu\text{m}$  ( $y$ )  $\times$  300  $\mu\text{m}$  ( $z$ )

( $z$ 为质子传播方向), 放置于距离质子源 6 mm 处. 记录介质为 RCF, 放置于距源 3 cm处, 放大倍数为 5.

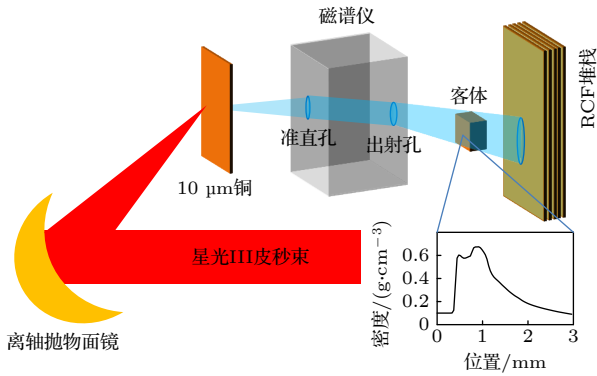


图 5 准单能质子照相实验排布示意图

Fig. 5. Schematic diagram of the experimental setup using quasi-monoenergetic protons.

图 6 展示了模拟得到的不同能散的准单能质子穿过客体后在第 2—5 片 RCF 上的质子图像. 图 6(a)—(d) 是使用  $E_k = 10$  MeV 单能的质子成像

的结果. 从图 6(a) 可以发现, RCF 变色比较均匀, 说明穿过不同密度客体后的质子在此片 RCF 上沉积的能量相差不大. 而从图 6(b)(第 3 片 RCF) 可以看到, 红色虚线标识出的第 3 号区域变色明显比其他区域深, 而在图 6(c)(第 4 片 RCF) 中的 3 号区域 RCF 几乎不变色, 说明 3 号区域的质子在第 3 片 RCF 上能量已损失殆尽. 由此可以判断, 穿过 3 号区域的质子的布拉格峰位置在第 3, 4 片 RCF 之间. 确定了布拉格峰的位置后可比较精确地确定质子所穿客体的密度约为  $0.65 \text{ g/cm}^3$ , 这也是利用准单能质子成像的优势之一. 同时从图 6(e) 给出的客体初始密度分布来看, 3 号区域的质子穿过的是客体密度最高的区域. 客体密度越高, 质子能损越大, 因而在能量相同的情况下, 穿过高密度区域的质子布拉格峰的位置会在靠前的 RCF 上出现, 这与模拟结果是符合的. 同样地, 结合图 6(c) 和图 6(d) 可分析出 2 号区域为冲击波前沿位置. 其他如 1 号未压缩区域、4 号和 5 号烧蚀等离子体喷射区域也可据此轻易地判断出来.

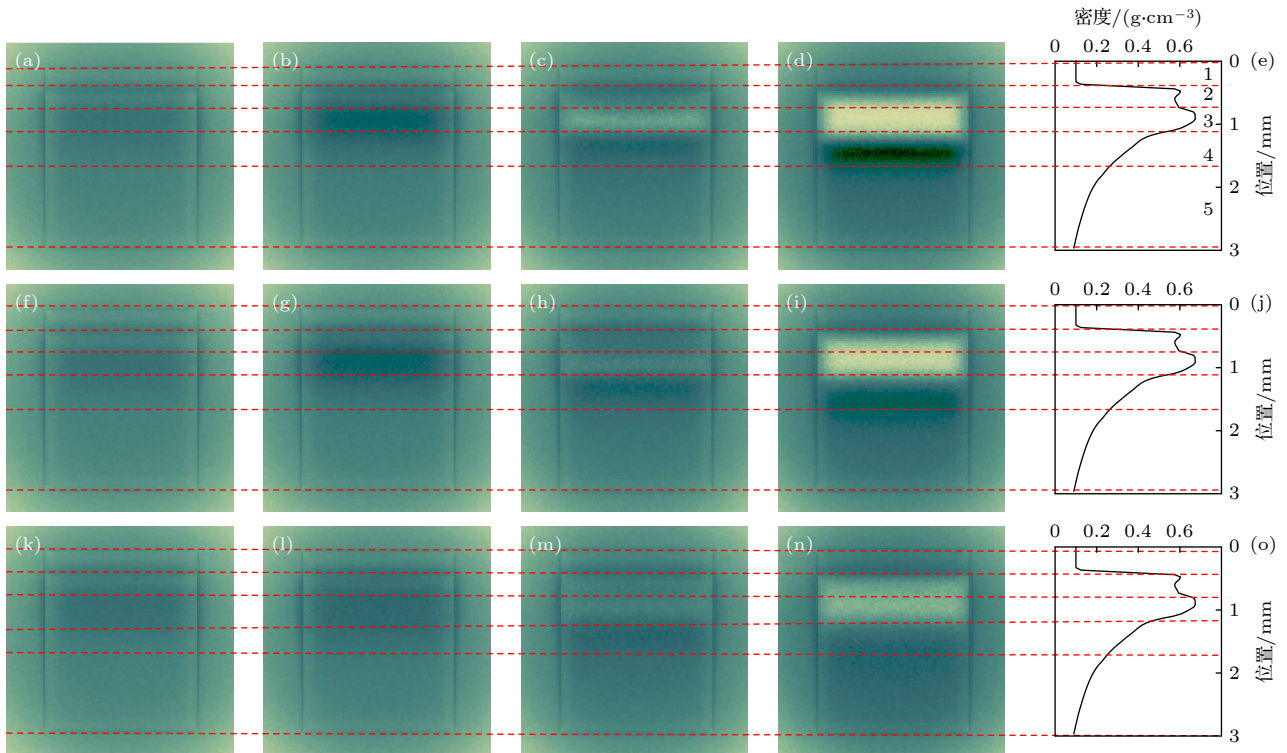


图 6 不同能散下模拟得到的 RCF 上的质子图像 (a)—(d)  $E_k = 10$  MeV 第 2—5 片 RCF 上的质子图像; (f)—(i)  $E_k = 10$  MeV,  $\sigma = 0.4$  MeV 时, 第 2—5 片 RCF 上的质子图像; (k)—(n)  $E_k = 10$  MeV,  $\sigma = 0.8$  MeV 时, 第 2—5 片 RCF 上的质子图像. 图 (e), (j), (o) 为照相客体密度分布. 红色虚线标识出了 RCF 图像与客体密度区域的对应关系

Fig. 6. Simulated proton images on 2nd–5th RCF: (a)–(d)  $E_k = 10$  MeV; (f)–(i)  $E_k = 10$  MeV,  $\sigma = 0.4$  MeV respectively. (e), (j) and (o) are the initial density distribution of the sample. The red dotted line indicates the corresponding relationship between the RCF image and the object density.

图 6(f)—(n) 分别给出了  $\sigma = 0.4$  MeV 和  $\sigma = 0.8$  MeV 时的质子照相结果. 可以看到随着  $\sigma$  的增大, 由于高能质子会在较低能量质子布拉格峰对应的 RCF 上沉积一定的能量, 使得图像对比度变差. 这可从图 7 给出的对不同能散下第 4 片 RCF 上的灰度曲线进行的定量分析中体现出来. 以 2 mm 位置处的“刀边”进行分析, 定义从波峰 (peak) 到波谷 (trough) 的灰度值 (G) 变化率为图像的对比度  $C = (G_{\text{peak}} - G_{\text{trough}})/G_{\text{peak}}$ , 并使用刀边法来确定图像的空间分辨率  $S$ . 从图 7 可计算出单能时  $C = 0.1$ ;  $\sigma = 0.4$  MeV 时,  $C = 0.07$ ;  $\sigma = 0.8$  MeV 时,  $C = 0.04$ . 可见随着  $\sigma$  的增大, 图像对比度有所下降. 但是由刀边法测得的三种情况下的质子照相空间分辨率均约为  $27 \mu\text{m}$ , 说明质子能散对照相结果空间分辨率的影响不大. 但是通过对比图 6 给出的单能质子模拟结果和图 4(a) 的实验结果, 发现即使使用  $\sigma = 0.8$  MeV 的较大能散的准单能质子成像, 也能获得冲击波的更多密度和位置的细节, 相较于 TNSA 指数谱质子直接成像具有更大的优势.

源尺寸同样也会影响照相质量. 图 8 给出了点源、 $l_{\text{source}} = 40 \mu\text{m}$  和  $l_{\text{source}} = 80 \mu\text{m}$  三种源尺寸情况下的照相结果, 所使用的质子为  $E_k = 10$  MeV 的

单能质子. 通过模拟结果可以看出, 源尺寸大小对图像的对比度影响并不大, 即使源尺寸增加到  $l_{\text{source}} = 80 \mu\text{m}$  时, RCF 上仍能清晰分辨出质子在 RCF 上对应的布拉格峰处沉积能量造成的强烈颜

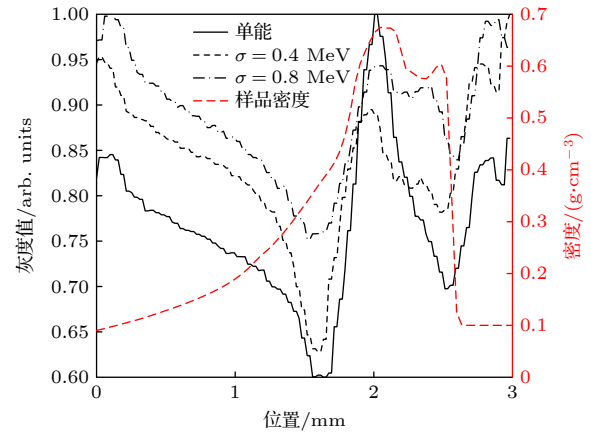


图 7 图 6 中不同能散条件下第 4 片 RCF 上灰度值曲线及客体初始密度分布. 黑色实线为单能质子算例, 黑色点线为  $\sigma = 0.4$  MeV 算例, 黑色虚线为  $\sigma = 0.8$  MeV 算例, 红色虚线为客体初始密度分布

Fig. 7. Gray value on the fourth RCF in Fig. 6 with different energy spread and the initial density profile of the sample. The solid black line for the monoenergetic case, the black dotted line for the case with  $\sigma = 0.4$  MeV, the black dashed line for the case with  $\sigma = 0.8$  MeV and the red dashed line for the initial density profile of the sample.

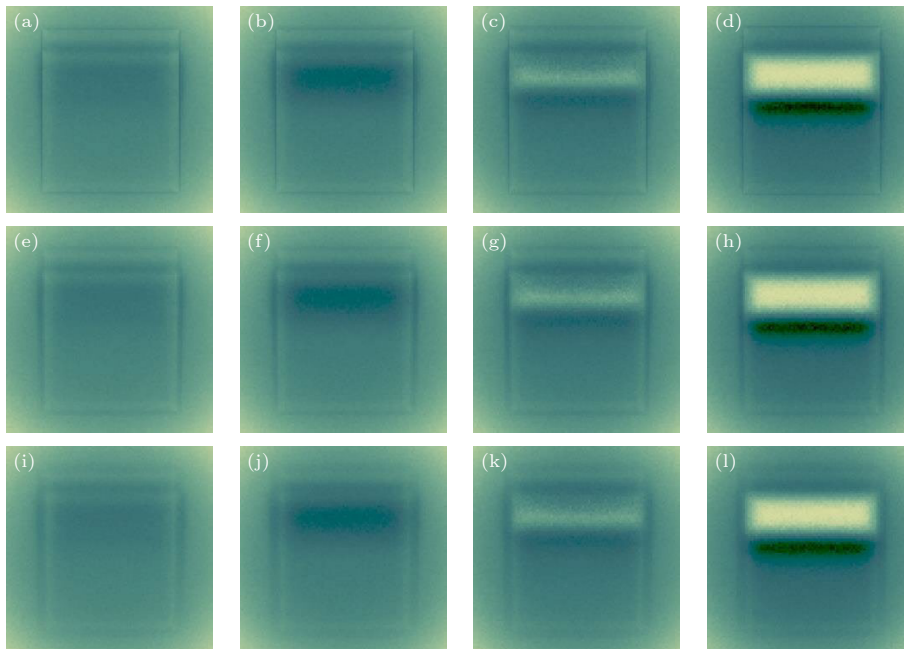


图 8 不同源尺寸下模拟得到的 RCF 上的质子图像 (a)—(d) 点源照相获得第 2—5 片 RCF 上的质子图像; (e)—(h)  $l_{\text{source}} = 40 \mu\text{m}$  时, 第 2—5 片 RCF 上的质子图像; (i)—(l):  $l_{\text{source}} = 80 \mu\text{m}$  时, 第 2—5 片 RCF 上的质子图像

Fig. 8. The simulated proton images on the RCF pieces with different source sizes: (a)—(d) Proton images on the 2–5 RCF pieces with a point source; (e)—(h) proton images on the 2–5 RCF pieces using a point  $40 \mu\text{m}$  source; (i)—(l) proton images on the 2–5 RCF pieces using a point  $80 \mu\text{m}$  source.

色变化. 但是源尺寸的增加, 对图像边界, 也即空间分辨的影响较大. 从模拟图图 8(d)、图 8(h) 和图 8(l) 可以看到, 当使用点源时, 客体与真空的边界是十分锐利的, 但当源尺寸增加至  $l_{\text{source}} = 80 \mu\text{m}$  时, 二者边界已几乎无法分辨. 但仍可从布拉格峰的位置来反推客体不同密度区域的边界, 所以源尺寸增加造成的空间分辨率降低并不影响我们判断冲击波的位置信息.

## 5 结 论

本文报道了在星光 III 装置上开展的利用质子照相技术对静态和冲击加载下的材料密度进行诊断的实验研究. 通过对台阶状金刚石静态靶照相, 得到质子照相的相对密度分辨能力优于 4%, 空间分辨能力优于 12 m; 通过时序控制纳秒激光驱动的冲击加载过程和皮秒激光驱动的质子束照相诊断, 验证了通过质子照相对材料的动态密度分布进行诊断的可行性, 并结合蒙特卡罗和流体模拟方法, 成功获得了冲击加载下晶格泡沫材料的密度分布和冲击波速度, 建立了用于材料的动态密度分布反演及诊断技术. 为了进一步提升质子照相的诊断精度, 提出了利用选能系统获得准单能质子束进行成像的新方法, 并通过蒙特卡罗模拟分析了源参数对照相分辨率的影响. 模拟结果显示, 准单能质子照相技术相较于直接使用连续谱质子照相, 能够将密度分辨率提升至 1% 以上, 并且照相结果的对比度能获得极大的提升.

感谢激光聚变研究中心星光 III 运维团队为本次实验提供的大力支持.

## 参考文献

- [1] Ma T, Hurricane O A, Callahan D A, et al. 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 145004
- [2] Lindl J, Landen O, Edwards J, Moses E, Team N 2014 *Phys. Plasmas* **21** 020501
- [3] Benuzzi-Mounaix A, Loupiau B, Koenig M, Ravasio A, Ozaki N, Rabec le Gloahec M, Vinci T, Aglitskiy Y, Faenov A, Pikuz T, Boehly T 2008 *Phys. Rev. E* **77** 045402
- [4] Ravasio A, Koenig M, Le Pape S, et al. 2008 *Phys. Plasmas* **15** 060701
- [5] Ravasio A, Romagnani L, Pape S L, et al., 2010 *Phys. Rev. E* **82** 016407
- [6] Mackinnon A J, Patel P K, Borghesi M, et al. 2006 *Phys. Rev. Lett.* **97** 045001
- [7] Borghesi M, Mackinnon A J, Campbell D H, Hicks D G, Kar S, Patel P K, Price D, Romagnani L, Schiavi A, Willi O 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 055003
- [8] Teng J, Zhao Z Q, Zhu B, Hong W, Cao L F, Zhou W M, Shan L Q, Gu Y Q 2011 *Chin. Phys. Lett.* **28** 035203
- [9] Aydelotte B, Golt M, Schuster B, Allison J, Cherne F, Freeman M, Hollander B, Jensen B, Lopez J, Mariam F, et al. 2019 *Dynamic Behavior of Materials* (Vol. 1) (Berlin: Springer) pp127–131
- [10] Cherne F J, Jensen B J, Tang Z, Freeman M S 2020 *AIP Conference Proceedings* **2272** 120004
- [11] Le Pape S, Koenig M, Vinci T, Martinolli E, Benuzzi-Mounaix A, Hicks D, Patel P, Mackinnon A, Romagnani L, Borghesi M, Kar S, Boehly T 2006 *High Energy Density Physics* **2** 1
- [12] Hua R, Sio H, Wilks S C, Beg F N, McGuffey C, Bailly-Grandvaux M, Collins G W, Ping Y 2017 *Appl. Phys. Lett.* **111** 034102
- [13] Ostermayr T M, Kreuzer C, Englbrech S, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 6174
- [14] Teng J, Hong W, He S K, et al. 2017 *High Power Laser And Part. Beams* **29** 092001
- [15] Bloch F 1933 *Ann. Phys.* **408** 285
- [16] Meinecke J, Tzeferacos P, Bell A, Gregori G 2015 *PNAS* **112** 8211
- [17] Rigby A, Cruz F, Albertazzi B, et al. 2018 *Nat. Phys.* **14** 475
- [18] Meinecke J, Doyle H, Miniati F, et al. 2014 *Nat. Phys.* **10** 520
- [19] Ren J R, Deng Z G, Qi W, et al. 2020 *Nat. Commun.* **11** 5157

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

Huang Hua<sup>1)</sup> Li Jiang-Tao<sup>2)3)†</sup> Wang Qian-Nan<sup>2)</sup> Meng Ling-Biao<sup>1)</sup>  
 Qi Wei<sup>1)</sup> Hong Wei<sup>1)</sup> Zhang Zhi-Meng<sup>1)</sup> Zhang Bo<sup>1)</sup>  
 He Shu-Kai<sup>1)</sup> Cui Bo<sup>1)</sup> Wu Yi-Tong<sup>4)</sup> Zhang Hang<sup>2)</sup>  
 Ji Liang-Liang<sup>4)</sup> Zhou Wei-Min<sup>1)</sup> Hu Jian-Bo<sup>2)‡</sup>

1) (*Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

2) (*State Key Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics, Institute of Fluid Physics, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

3) (*Key Laboratory of Impact and Safety Engineering, Ministry of Education, Ningbo University, Ningbo 315211, China*)

4) (*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

( Received 10 May 2022; revised manuscript received 8 June 2022 )

## Abstract

A new method for material dynamic density measurement based on proton photography is developed at XGIII facility. The protons produced by the picosecond laser of XGIII was used as the proton source to diagnose the density distribution of lattice foam under the compression of the nanosecond beam of XGIII. The density of lattice foam was calculated from the photographic results using Monte Carlo simulation method. Benefitting from this newly developed method, the images of the compressed lattice foam and the shock front at 5.2 ns is obtained successfully. The density distribution of the lattice foam was obtained from the images and the density of lattice foam increases about 20 times at the shock front due to the compression of the shock. The velocity of shock wave in lattice foam is also given, about 40 km/s. The density and spatial resolution of the method are further calibrated by using diamond step objects, and experimental results show that they are better than 4% and 12  $\mu\text{m}$ , respectively. In order to further improve the density and spatial resolution of the proton photography at XGIII facility, a new radiography method utilizing quasimonoeenergetic proton beams obtained from an energy selector is proposed in this paper, and the resolution of this method is simulated by Monte Carlo program. The simulation results show that the relative density resolution can be improved to more than 1%. Through the above experimental and the simulation results, we demonstrated that diagnostic capability has been established for fast process (nanosecond scale), high pressure (nearly 100 GPa) conditions at XGIII facility.

**Keywords:** Proton radiography, Fluid simulation

**PACS:** 52.70.Nc, 52.65.Kj

**DOI:** 10.7498/aps.71.20220919

\* Project supported by the Science Challenge Project, China (Grant No. TZ2018001), the National Key R&D Program of China (Grant No. 2018YFA0404804), the Fund of the Plasma Physics Laboratory, China (Grant No. 6142A04200101), the Key Laboratory of Impact and Safety Engineering, Ministry of Education of China (Grant No. CJ201908), the Foundation of United Laboratory of High Pressure Physics and Earthquake Science, the State Key Laboratory for Shock Wave and Detonation Physics Funding, China (Grant No. 2021JCJqLB05705), and the State Key Laboratory of Nuclear Physics and Technology, China (Grant No. NPT2020KIFY01).

† Corresponding author. E-mail: [lchero08@163.com](mailto:lchero08@163.com)

‡ Corresponding author. E-mail: [jianbo.hu@caep.cn](mailto:jianbo.hu@caep.cn)



## 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

黄华 李江涛 王倩男 孟令彪 齐伟 洪伟 张智猛 张博 贺书凯 崔波 伍艺通 张航 吉亮亮 周维民 胡建波

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

Huang Hua Li Jiang-Tao Wang Qian-Nan Meng Ling-Biao Qi Wei Hong Wei Zhang Zhi-Meng  
Zhang Bo He Shu-Kai Cui Bo Wu Yi-Tong Zhang Hang Ji Liang-Liang Zhou Wei-Min Hu Jian-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 195202 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220919

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220919>

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

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>

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>

脉冲调制条件下介质阻挡特高频放电特性的数值模拟

Numerical study on discharge characteristics in ultra-high frequency band modulated by pulses with electrodes covered by barriers

物理学报. 2020, 69(11): 115204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191853>

高能质子照相中基于角度准直器设计的理论研究

Theoretical study of angle-cut collimator based design in high-energy proton radiography

物理学报. 2020, 69(3): 032901 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191691>

相位角对容性耦合电非对称放电特性的影响

Effect of phase angle on plasma characteristics in electrically asymmetric capacitive discharge

物理学报. 2018, 67(22): 225203 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20181400>

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>