



·惯性约束聚变物理与技术·

D³He 爆推靶质子源优化模拟研究^{*}

徐秋月¹, 周佳欣², 单连强¹, 田超¹, 杨祖华¹, 张天奎¹, 王为武¹, 滕建¹,
邓志刚¹, 袁宗强¹, 张锋¹, 齐伟¹, 刘东晓¹, 范全平¹,
魏来¹, 周维民¹, 谷渝秋¹

(1. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心 等离子体物理重点实验室, 四川 绵阳 621900;
2. 北京大学 物理学院, 北京 100871)

摘要: 为了在百 kJ 高功率激光装置上建立 D³He 质子照相平台, 采用一维辐射流体程序 Helios-CR 对 D³He 爆推靶质子产生进行了模拟, 综合考虑多种因素给出在百千焦高功率激光装置上开展质子照相所需要的激光和靶球建议参数。结合激光装置现有条件, 分析了在 10¹⁵ W/cm² 左右激光强度下 D³He 质子产额随靶球半径、激光强度、充气压力和 SiO₂ 球壳厚度等参数的变化规律, 给出了靶球半径 300 μm, 内充 D³He 气体压强 1.8 MPa, SiO₂ 球壳厚度 3.5 μm 左右等优化参数, 预计此条件下 D³He 质子产额可达 10⁹~10¹⁰。通过模拟得到的质子产额变化规律, 为质子照相平台的正式建立和实验参数选取提供了参考。

关键词: 直接驱动; 爆推靶; 单色质子源

中图分类号: O539

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202234.220199

Optimized simulation of D³He proton source for exploding pusher target

Xu Qiuyue¹, Zhou Jiaxin², Shan Lianqiang¹, Tian Chao¹, Yang Zuhua¹, Zhang Tiankui¹, Wang Weiwu¹,
Teng Jian¹, Deng Zhigang¹, Yuan Zongqiang¹, Zhang Feng¹, Qi Wei¹, Liu Dongxiao¹,
Fan Quanning¹, Wei Lai¹, Zhou Weimin¹, Gu Yuqiu¹

(1. Science and Technology on Plasma Physics Laboratory, Laser Fusion Research Center, CAEP, Mianyang 621900, China;
2. School of Physics, Peking University, Beijing 100871, China)

Abstract: To establish a monochromatic high-energy proton photography platform on high power laser device with hundreds of kilojoules, D³He gas-filled spherical SiO₂ glass pellets, irradiated by an absorbed laser intensity of 10¹⁵ W/cm² have been considered and the exploding pusher target simulation has been conducted with Helios-CR to design an optimum target, which couples to the incident laser light more effectively to produce the optimum number of protons. By varying the inner radius of the target, the laser intensity and the thickness of the spherical shell, the optimal laser conditions and target parameters for photography under the condition of our laser device are obtained. The simulation results give a suitable experimental parameter of 300 μm target ball radius, 1.8 MPa filled D³He gas and 3.5 μm SiO₂ spherical shell thickness. In addition, we also considered the influence of laser driving symmetry and kinetic effect on the simulation results. Taking the optimal parameters obtained by simulation as the input, it is expected that 10⁹–10¹⁰ proton yield can be obtained experimentally. The law of proton yield variation obtained through simulation provides a reference for the formal establishment of the proton photography platform and the selection of experimental parameters.

Key words: direct drive implosion, exploding pusher target, monochromatic proton source

激光惯性约束聚变、实验室天体物理等高能密度物理过程往往伴随着显著的瞬态电磁场演化, 而质子照相是诊断电磁场的有力工具^[1]。目前, 利用强激光产生质子源主要有两种方式: 一种是利用相对论强激光驱动靶后

* 收稿日期: 2022-06-17; 修订日期: 2022-10-07

基金项目: 国家自然科学基金项目 (11875048, 11905203); 等离子体物理重点实验室基金项目 (6142A04200104)

联系方式: 徐秋月, 3501981762@qq.com。

通信作者: 单连强, sqiang@caep.ac.cn。

鞘场加速机制产生质子源^[2-3], 该方式具有制靶简单(平面靶)、质子能谱连续(覆盖几 MeV 至几十 MeV)的特点, 配合辐射变色膜堆栈探测器可以在一次打靶实验中诊断获得多个时刻的电磁场信息; 另一种是利用多束高功率纳秒激光驱动球形爆推靶产生的 D³He 聚变质子源^[4-5], D³He 聚变将产生 14.7 MeV 单能质子, 该质子源照相的优势是图像信噪比高、更有利于数据定量反解, 而且聚变质子是 4 π 立体角各向同性的, 可以实现在同一发次中多个角度同时照相。

爆推靶由一个薄玻璃微球壳和壳内的高压 D、³He 混合气体组成。激光烧蚀薄玻璃壳, 大约有一半的壳层物质被烧蚀向外喷射, 同时另外一半壳层物质向内运动压缩 D、³He 混合气体。向内运动的壳层起到类似活塞压缩的作用, 在混合气体内驱动一个汇聚冲击波, 该冲击波以及玻璃壳层的持续向内压缩将 D、³He 离子温度大幅提升, 同时由于电子和离子的弛豫平衡时间较长(ns 量级), 电子温度保持在一个相对低的水平。高离子温度会显著提升 D³He 聚变反应截面, 从而引发数量可观的聚变反应。

人们在 ICF 物理、实验室天体物理等研究中利用 D³He 质子源开展了大量研究工作, 包括自生电磁场^[6-7]、Rayleigh-Taylor 不稳定性^[8]、电磁冲击波^[9]、磁重联^[10]和温稠密物质中的离子能损^[11-12]等。目前, 我国的百千焦高功率激光装置并不具备相对论强激光条件, 但是拥有多束 ns 激光, 非常适合利用爆推靶的方式产生准单能质子源。本文拟通过 D³He 爆推靶的流体模拟研究, 给出合适的激光和靶参数条件, 为质子照相实验提供参考。

1 实验设置和模拟介绍

百 kJ 高功率激光装置共拥有 6 个束组(A1~A6)共计 48 束三倍频激光, 每束激光可以输出 1~3 ns 方波, 激光峰值功率可达 60 TW^[13], 加 CPP 束匀滑的激光焦斑直径约 500 μm 。图 1 给出了质子照相的示意图, 一般来说, 物理实验中一部分激光用来产生等离子体物理状态, 剩余激光束用来驱动 D³He 爆推靶作为质子背光源, 采用核径迹探测器 CR39 作为探测器接收质子^[14]。爆推靶距离照相客体的长度为 d , 距离 CR39 的长度为 L , 成像放大率 $M=L/d$ 。

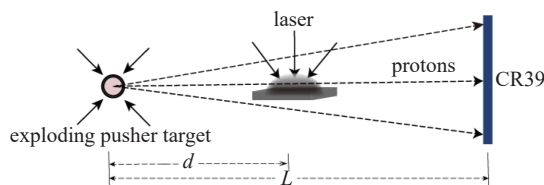


Fig. 1 Schematic diagram of D³He proton radiography
图 1 D³He 质子照相示意图

为了能在 CR39 上得到清晰的图像, 质子相对于质子产额有一定的要求。根据待测电磁场的强度以及 CR39 的刻蚀时间, CR39 片上的质子数密度在 N_{CR39} 为 2000/mm² 左右比较有利于电磁场的测量, 质子产额太多会出现径迹重叠, 产额太少会导致电场排开区域的统计性不够。因此, 质子产额最优数值应该是 $N_p = 4\pi L^2 \times N_{\text{CR39}}$, 一般 L 在 100~500 mm 之间, 则所需质子产额约需要达到 10⁹~10¹⁰ 量级^[15]。

本文采用一维辐射流体程序 Helios-CR^[16] 进行了 D³He 爆推靶的模拟设计, 其中的碰撞-辐射模块中包含了碰撞电离、复合、激发和退激发等原子过程, 使用的状态方程和不透明度参数均使用程序自带的 PROPACEOS 数据库, 热传导模型采用 Spitzer 模型。

2 模拟结果

2.1 靶球尺寸对质子产额的影响

爆推靶尺寸的选择依据是: 在质子产额满足要求的前提下, 质子源空间分辨尽可能小, 同时考虑靶球尺寸和激光光斑尺寸的匹配性。定性来说, 为了产生足够多的聚变质子, 靶丸需要容纳足够多的 D³He 燃料气体, 因此靶球尺寸不能太小; 另一方面, 质子发射区域的大小也会随着靶球尺寸的增加而增加, 从而降低质子源的空间分辨, 因此靶丸尺寸也不能太大。

图 2 给出了一个典例条件下爆推靶的流线图、质子产额时间变化曲线以及激光波形。其中选取的模拟参数为: 靶丸初始内半径 $R=300 \mu\text{m}$, 外层玻璃球壳为厚度 $\Delta R=2 \mu\text{m}$ 的 SiO₂ (密度固定为 2.2 g/cm³), 内充压强 $p=1.8 \text{ MPa}$ 的

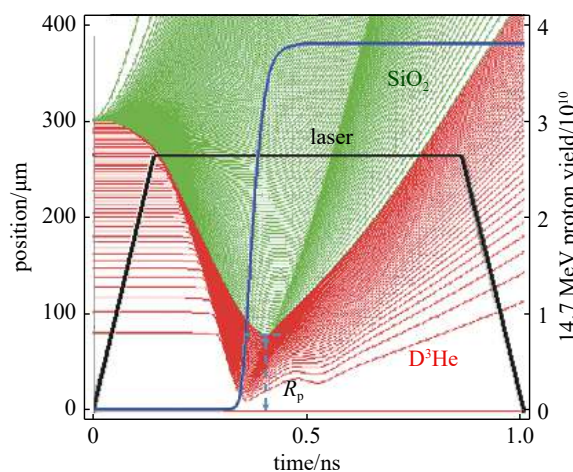


Fig. 2 Streamline diagram of exploding pusher target, time-integrated fusion proton yield (blue line) and laser time profile (black line)
图 2 爆推靶流线图、质子产额和激光波形

D³He 混合气体^[17-18](原子比 1:1, 对应充气密度约为 2.68 mg/cm³)。以总能量为 18 kJ 的三倍频激光均匀辐照靶球, 激光波形参见图 2 中的黑色曲线, 激光脉宽 1 ns, 上升沿和下降沿均为 0.1 ns, 其中红色曲线和绿色曲线分别代表了 D³He 和 SiO₂ 的位置随时间变化关系(即流线图), 蓝色曲线则给出了反应中 14.7 MeV 的质子总产额随时间变化关系。此外为了表征质子源发射区域大小, 定义 R_p 为爆推靶峰值压缩阶段 D³He 燃料外边界半径, 并用 R_p 近似表征质子源的空间分辨。需要说明的是, 本文采用的激光波形均与图 2 中黑色曲线一致, 仅通过改变峰值功率来改变激光总能量。

爆推靶的爆炸过程正如图 2 所示, 玻璃壳被激光烧蚀后迅速向外膨胀, 0.05 ns 时刻玻璃内壳开始向内运动, 同时压缩 D³He 混合气体并驱动冲击波在 D³He 内传播, 冲击在 0.33 ns 时刻到达芯部, SiO₂ 等离子体继续向内压缩 D³He 气体, 在 0.4 ns 时刻达到最大压缩状态, D³He 聚变质子产生速率在 0.37 ns 左右达到峰值, 持续时间的半高全宽大约 0.1 ns。0.4 ns 之后惯性约束开始解体, 整个靶开始向外飞散。

改变靶丸初始内半径大小而固定其他参数不变, 图 3 中黑色曲线给出了 14.7 MeV 质子产额随靶丸初始半径 R 线性增加的变化趋势, 这主要是因为随着 R 的增大, D³He 燃料质量增多导致的。另一方面, 如图 3 中红色曲线所示, R_p 随靶丸初始半径 R 呈现线性增加的趋势, 这是因为对于爆推靶构型而言, 无论靶丸初始尺寸 R 多大, R_p 都近似是 R 的 1/4 左右^[19]。 R_p 越大表明质子发射区域也越大, 同时意味着质子源照相的空间分辨会变差。一般来说, 对于 D³He 内爆质子源空间分辨的需求是好于 100 μm , 从图 3 可以看出, 这要求靶丸半径 R 要小于 380 μm 。另外, 激光光斑经过匀滑后的焦斑直径约 500 μm (瞄准度 30 μm), 为避免漏光引起的器件损伤风险, 靶丸半径要大于 280 μm (250 μm +30 μm)。综合考虑, 本文选取靶球内半径 300 μm 作为后续优化的基准。

2.2 激光能量对质子产额的影响

百千焦高功率激光装置共拥有 48 束激光, 其中部分激光束被用来产生高能量密度物理状态, 剩余激光束可以用来驱动 D³He 爆推靶产生质子源。因此, 对于不同的物理实验设计, 能用来驱动 D³He 爆推靶产生质子源的激光数量和总能量也是不同的, 有必要研究 D³He 质子产额随激光能量的变化关系。

图 4 给出了 D³He 质子产额和 D、³He 平均离子温度随驱动激光总能量的变化关系(固定 SiO₂ 壳内半径 300 μm 、厚度 $\Delta R = 2 \mu\text{m}$ 、内充 $p=1.8 \text{ MPa}$ 的等原子比 D³He 气体)。从图中可以看出质子产额和离子温度都随着激光能量近似线性增长, 这是由于靶丸表面激光强度增加, 玻璃壳以更高的速度向内压缩 D³He 气体, 导致更高的离子温度, D³He 的反应截面变大, 因此质子产额随之升高。一般来说, 靶丸实际吸收的激光能量小于到靶的激光能量, 靶丸对激光的吸收效率与激光的波长、强度和靶材料等因素都有关系。实验将采用三倍频激光, 到达靶球上的激光强度约为 10^{15} W/cm^2 量级, 在这样的条件下靶球对激光的吸收效率为 40%~60%^[20-24]。在百千焦高功率激光装置上, 除去用来产生等离子体物理状态的激光束, 最多可以使用大约 32 束激光来驱动爆推靶, 如果采用图 2 中所示的 1 ns 方波, 这对应大约 30 kJ 激光能量, 按照 50% 的激光吸收效率, 这对应模拟上约 15 kJ 的激光能量。在后续模拟中, 将固定 15 kJ 的激光能量。

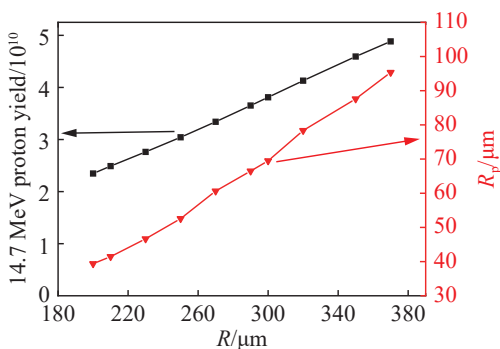


Fig. 3 Proton yield and D³He outer radius at peak compression (R_p) versus initial radius

图 3 质子产额和最大压缩时刻 D³He 外半径随初始内半径变化趋势

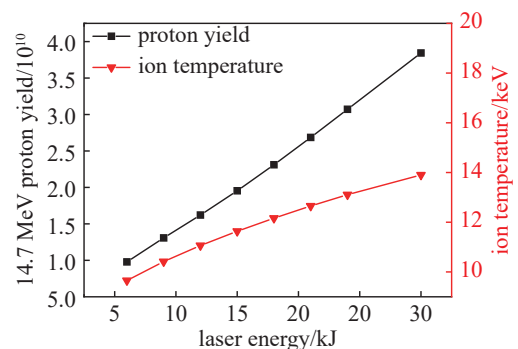


Fig. 4 Proton yield and ion temperature versus laser energy

图 4 质子产额和离子温度随激光能量变化关系

2.3 填充气体压强对质子产额的影响

本节研究 D³He 质子产额随 D、³He 混合气体压强(常温, 原子比 1:1)的变化关系。其他参数固定: SiO₂ 壳层内半径为 300 μm 、厚度 2 μm , 吸收激光能量 15 kJ。如图 5 中黑色曲线所示, 在 0.6~2.5 MPa 压力范围内, 质子产额呈现缓慢单调下降的趋势。定性来说, 随着充气压力的增加, D、³He 燃料质量变大、更不容易被压缩, 而且玻璃壳向

内压缩的动能要分配给更多的离子,离子温度也会有所下降(图5红色曲线)^[25]。

另一方面,受动理学效应的影响,当充气压力较低时,流体模拟会高估质子产额^[26]。假设体系中存在两种离子*i*和*j*,二者有共同的离子温度 T_i ,定义 A_{red} 为两种碰撞离子的约化质量, A 为碰撞离子的质量, Z 为碰撞离子的电荷量, $\ln\Lambda$ 为库伦对数, n 为离子数密度,则可通过公式(1)^[27]计算得到*i*离子在*j*等离子体中的平均碰撞自由程 λ_{ij} (其中 n 的单位为 cm^{-3} , T_i 温度为keV,得到的 λ_{ij} 单位为 μm)

$$\lambda_{ij} = \frac{A_i}{A_{red} Z_i^2 Z_j^2 \ln\Lambda} \left(\frac{n_j}{10^{20}} \right)^{-1} T_i^2 \quad (1)$$

人们一般采用Knudsen^[28]数来表征系统动理学效应的强弱,Knudsen数(N_k)定义为离子平均碰撞自由程与特征物理尺度的比值,即, $N_k = \lambda_{ij}/R_c$,当 $N_k \ll 1$ 时,离子之间的碰撞在演化过程中起主导作用,可以用流体力学进行描述,但是当 $N_k > 1$,流体描述逐渐失效,需要采用动理学的方式来描述。

取 n_j 为最大压缩时刻离子的平均密度,按照收缩比等于4计算, n_j 为初态离子密度的64倍。 T_i 取系统最高离子温度。 R_c 可以取为2.1节中定义的最大压缩时刻 D^3He 燃料外半径 R_p 。图6给出了离子平均碰撞自由程和Knudsen数随充气压力的变化趋势。当充气压强为2.5 MPa时,离子平均碰撞自由程约为16.6 μm ,对应的Knudsen数约为0.3,当压强降低到0.6 MPa时,离子平均碰撞自由程增大到182 μm ,对应的Knudsen数也增加到了4.1,此时流体模拟给出的结果并不合理,会高估聚变产额。Rosenberg等人在OMEGA^[29]和NIF^[30]上开展的实验结果显示,当充气压强较低时,流体模拟给出的聚变产额远大于实验产额。本文选取Knudsen数等于1作为流体适用的条件,此时充气压力约为1.8 MPa,此时流体模拟相对合理,后续模拟将固定选取 $p=1.8$ MPa。此外,由于 ^3He 气体是单原子分子,存在泄漏风险,可能导致最终的质子产额低于预期,实际工艺可以在 SiO_2 外壳镀一层数十nm厚的铝膜来增加其密闭性^[18]。

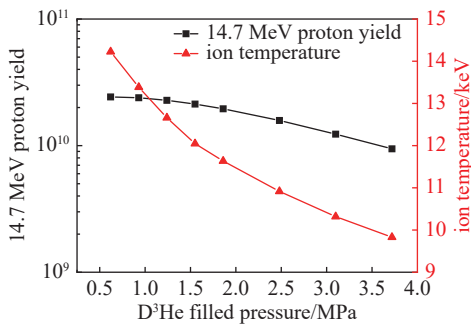


Fig. 5 Proton yield and ion temperature versus gas pressure

图5 质子产额和离子温度随充气压强的变化趋势

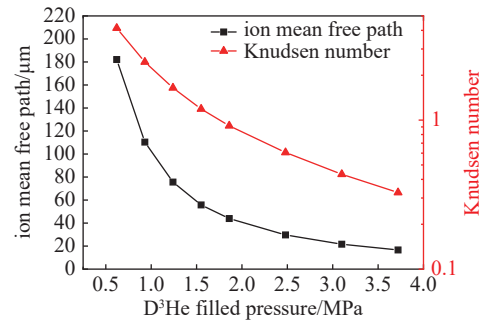


Fig. 6 Ion mean free path and Knudsen number versus gas pressure

图6 离子平均碰撞自由程和Knudsen数随充气压强的变化趋势

通过模拟充气压强对质子产额的变化规律可知,聚变产生的质子产额并不随压强升高单调增加,实验中气压1.8 MPa左右是比较适宜的。

2.4 壳层厚度对质子产额的影响

在已确定的优化模拟条件(靶丸内半径300 μm ,入射激光能量15 kJ,充气压强1.8 MP)的情况下,考虑玻璃球壳厚度对 D^3He 质子的产额影响。从图7可以看出,质子产额和离子温度随壳层厚度都呈现先增加再减小的趋势,在3.5 μm 处有极大值。定性来说,当 SiO_2 厚度为3.5 μm 时,它能够最高效的将激光能量转换为 D^3He 离子的能量。壳层太薄时,活塞速度大,但是总质量小对燃料的压缩不充分,离子温度不能有效提升;壳层太厚,活塞质量大,但是对燃料的压缩速度小,转化给燃料的能量也不高,同时由于停滞时间延长,电子也会有更多的时间通过碰撞抑制离子温度的升高,因此质子产额会大幅度下降。

因此,对于15 kJ的激光能量,3.5 μm 的壳层厚度可以使聚变得到的质子产额达到极值,此外图8中黑色和红色曲线分别给出不同吸收激光能量下对应的最优壳层厚度和相应的质子产额。可见,当激光能量略有降低时,最优 SiO_2 壳层厚度也会减小,实验上可根据激光器的能量输出和稳定性选取对应最优的厚度值。预设理想情况下,选取3.5 μm 的壳层厚度是合适的。

2.5 激光驱动对称性评估

在确定的激光能量下,驱动对称性也会影响聚变产额。尽管爆推靶对激光辐照均匀性要求不高^[31],但是显著

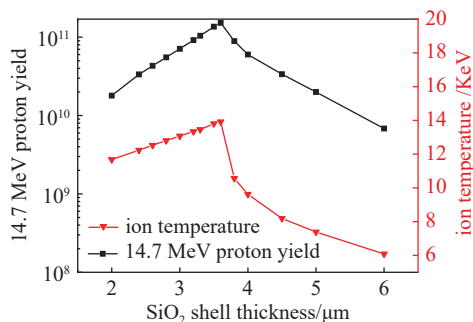


Fig. 7 Proton yield and ion temperature versus thickness of SiO₂

图7 质子产额和离子温度随 SiO₂ 厚度的变化趋势

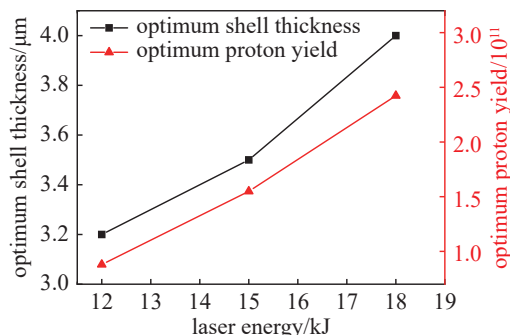


Fig. 8 Optimum thickness of SiO₂ shell and proton yield versus laser energy

图8 优化的 SiO₂ 壳厚度和质子产额随激光能量变化趋势

的不均匀性仍然会导致质子产额有所降低^[32]。如前所述,部分激光用来产生等离子体物理状态,大约可以选取 32 束激光用于爆推靶驱动,由于百千焦大功率激光装置并不是针对直接驱动优化设计的,只能采用极向驱动^[33]的方式进行设计,这里选取介于两极和赤道之间的 A3~A6 束组(共计 32 束)对半径 300 μm 的靶丸进行表面对称性评估。采用文献 [34-35] 的方法评估两种情况下的对称性:一种是 32 束激光直接瞄准靶丸中心,这种情况瞄准简单、没有漏光问题;另一种是光斑可以自由移动,以靶丸表面对称性最优为目标,这种情况瞄准复杂、漏光会增加器件损伤风险。

设第 k 束激光的光强在光束横截面上分布为 $I_k(x,y)$,平行光传播方向矢量为 \mathbf{m} ,球坐标系下,靶球表面上点 (θ,φ) 处外法线矢量为 \mathbf{n} ,定义 γ_k 为矢量 \mathbf{m} 和 \mathbf{n} 之间的夹角; δ 值表示激光从不同角度入射时靶球表面的吸收特性,需满足 $\delta \geq 1$,此处靶球表面辐照强度采用余弦吸收模型计算 ($\delta = 2$)^[36]。则点 (θ,φ) 处光强值可表示为

$$I(\theta,\varphi) = \sum_k I_k(x,y) \cdot [\cos(\pi - \gamma_k)]^\delta \quad (2)$$

辐照均匀性 σ 采用均方根偏差 RMS 来描述,其中 $\bar{I} = (\iint (I(\theta,\varphi) \sin\theta d\theta d\varphi) / (4\pi))$ 表示靶球表面的平均光强

$$\sigma = \frac{1}{\sqrt{4\pi I}} \left[\iint (I(\theta,\varphi) - \bar{I})^2 \sin\theta d\theta d\varphi \right]^{1/2} \quad (3)$$

图 9 给出了两种情况下靶球表面归一化光强分布的展开图(图示光强分布均对应真实球壳位置的光强,其中归一化标准为真实光强的平均值)。如图 9(a)所示,当直接以聚焦中心的方式进行辐照时,靶球表面的能量分布呈现出中纬度两环较强,其他区域相对弱的特点,根据式(3)计算可以得到此种情况下,球表面光强均方根偏差 $\sigma = 15.1\%$,预计会引起 D³He 聚变质子产额下降一个量级^[32]。如果让光斑可以自由移动,通过调整激光的聚焦位置可以使靶球表面的激光强度分布更加均匀(如图 9 所示),从而提高辐照对称性以期获得更高的质子产额。图 9(b)优化结果显示部分激光会向赤道方向移动,光强均方根偏差 $\sigma = 2.0\%$,对称性有较大提升,这种情况或会牺牲部分光强,需要增加激光能量来平衡能量损失,但从辐照均匀性角度看仍是有借鉴意义的。在实际实验中,可以根据具体的产额需求和元器件损伤风险进行进一步的分析和选择。

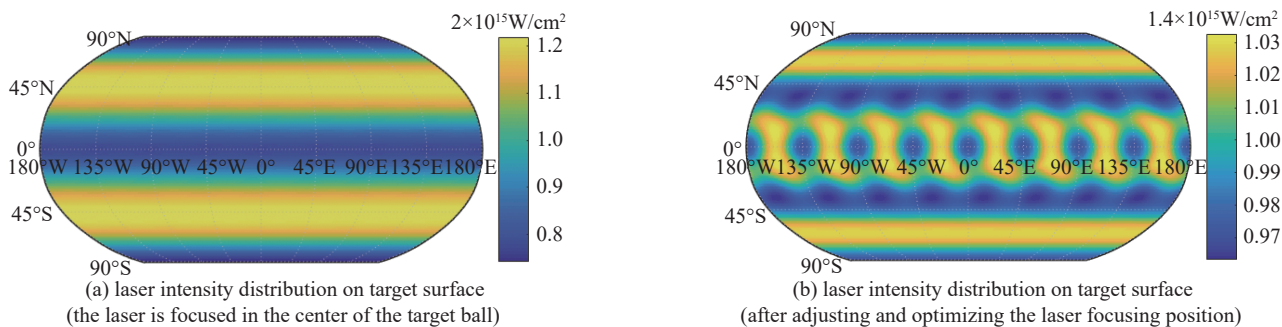


Fig. 9 Laser intensity distribution on the surface of exploding pusher target

图9 靶球表面光强分布

3 结论

本文以一维辐射流体程序 Helios-CR 为基础,模拟给出了基于 D³He 爆推靶产生 14.7 MeV 准单能质子源优化

的激光参数和靶参数,为在百 kJ 高功率激光装置上开展质子照相实验提供参考。模拟建议选取靶球半径 300 μm , SiO_2 球壳厚度 3.5 μm 左右, D^3He 充气压强 1.8 MPa, 采用 30 kJ/1 ns 方波打靶(考虑到 50% 左右的吸收效率,模拟激光能量是 15 kJ), 以上述优化的参数作为输入,模拟上得到了约 1.5×10^{11} 的质子产额(图 7)。但实际中存在多种退化因素,例如 SiO_2 球壳加工厚度与理想值的偏差、靶丸表面不同激光辐照方式光强分布的非均匀性、 ^3He 气的实际保气性能等。考虑各种因素,预计 14.7 MeV 质子产额会下降 1~2 个量级,为 $10^9 \sim 10^{10}$,可以满足照相需求。接下来我们将会根据模拟得到的规律和参数范围进行实验,建立单色质子照相平台。

参考文献:

- [1] Li C K, Séguin F H, Rygg J R, et al. Monoenergetic-proton-radiography measurements of implosion dynamics in direct-drive inertial-confinement fusion[J]. *Physical Review Letters*, 2008, 100: 225001.
- [2] Snavely R A, Key M H, Hatchett S P, et al. Intense high-energy proton beams from petawatt-laser irradiation of solids[J]. *Physical Review Letters*, 2000, 85(14): 2945-2948.
- [3] Zylstra A B, Li C K, Rinderknecht H G, et al. Using high-intensity laser-generated energetic protons to radiograph directly driven implosions[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83: 013511.
- [4] Li C K, Séguin F H, Frenje J A, et al. Charged-particle probing of X-ray-driven inertial-fusion implosions[J]. *Science*, 2010, 327(5970): 1231-1235.
- [5] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, et al. Direct-drive inertial confinement fusion: a review[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 110501.
- [6] Manuel M J E, Zylstra A B, Rinderknecht H G, et al. Source characterization and modeling development for monoenergetic-proton radiography experiments on OMEGA[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2012, 83: 063506.
- [7] Rygg J R, Zylstra A B, Séguin F H, et al. Note: a monoenergetic proton backlighter for the National Ignition Facility[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2015, 86: 116104.
- [8] Manuel M J E, Li C K, Séguin F H, et al. First measurements of Rayleigh-Taylor-induced magnetic fields in laser-produced plasmas[J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108: 255006.
- [9] Rigg P A, Schwartz C L, Hixson R S, et al. Proton radiography and accurate density measurements: a window into shock wave processes[J]. *Physical Review B*, 2008, 77: 220101(R).
- [10] 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: 055001.
- [11] Frenje J A, Grabowski P E, Li C K, et al. Measurements of ion stopping around the Bragg peak in high-energy-density plasmas[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 115: 205001.
- [12] Zylstra A B, Frenje J A, Grabowski P E, et al. Measurement of charged-particle stopping in warm dense plasma[J]. *Physical Review Letters*, 2015, 114: 215002.
- [13] Zheng Wanguo, Wei Xiaofeng, Zhu Qihua, et al. Laser performance upgrade for precise ICF experiment in SG-III laser facility[J]. *Matter and Radiation at Extremes*, 2017, 2(5): 243-255.
- [14] Séguin F H, Frenje J A, Li C K, et al. Spectrometry of charged particles from inertial-confinement-fusion plasmas[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2003, 74(2): 975-995.
- [15] 滕建, 赵宗清, 丁永坤, 等. 基于 D^3He 反应产生的单能质子对 ICF 内爆过程的照相模拟研究[J]. *强激光与粒子束*, 2011, 23(1): 137-140. (Teng Jian, Zhao Zongqing, Ding Yongkun, et al. Simulation of D^3He fusion monoenergetic proton radiography of ICF implosions[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2011, 23(1): 137-140)
- [16] MacFarlane J J, Golovkin I E, Woodruff P R. HELIOS-CR – A 1-D radiation-magnetohydrodynamics code with inline atomic kinetics modeling[J]. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, 2006, 99(1/3): 381-397.
- [17] Miles A R, Chung H K, Heeter R, et al. Numerical simulation of thin-shell direct drive DHe^3 -filled capsules fielded at OMEGA[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19: 072702.
- [18] 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.
- [19] 张钧, 姜荣洪, 曾先才. 爆炸推进层靶的理论模型[J]. *核聚变与等离子体物理*, 1988, 8(4): 207-211. (Zhang Jun, Jiang Ronghong, Zeng Xiancai. A theoretical model of exploding pusher targets[J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 1988, 8(4): 207-211)
- [20] Dodd E S, Benage J F, Kyrala G A, et al. The effects of laser absorption on direct-drive capsule experiments at OMEGA[J]. *Physics of Plasmas*, 2012, 19: 042703.
- [21] Laffite S, Bourgade J L, Caillaud T, et al. Time history prediction of direct-drive implosions on the Omega facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2016, 23: 012706.
- [22] Richardson M C, Craxton R S, Delettrez J, et al. Absorption physics at 351 nm in spherical geometry[J]. *Physical Review Letters*, 1985, 54(15): 1656-1659.
- [23] Storm E K, Larsen J T, Nuckolls J H, et al. Simple scaling model for exploding pusher targets[R]. UCRL-79788, 1977.
- [24] Garban-Labaune C, Fabre E, Max C E, et al. Effect of laser wavelength and pulse duration on laser-light absorption and back reflection[J]. *Physical Review Letters*, 1982, 48(15): 1018-1021.

- [25] Kitagawa Y, Miyanaga N, Kato Y, et al. Optimum design of exploding pusher target to produce maximum neutrons[J]. *Japanese Journal of Applied Physics*, 1986, 25(4R): 586-589.
- [26] 单连强, 吴凤娟, 袁宗强, 等. 激光惯性约束聚变动理学效应研究进展[J]. *强激光与粒子束*, 2021, 33: 012004. (Shan Lianqiang, Wu Fengjuan, Yuan Zongqiang, et al. Research progress of kinetic effects in laser inertial confinement fusion[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2021, 33: 012004)
- [27] Rinderknecht H G, Amendt P A, Wilks S C, et al. Kinetic physics in ICF: present understanding and future directions[J]. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 2018, 60: 064001.
- [28] Hoffman N M, Zimmerman G B, Molvig K, et al. Approximate models for the ion-kinetic regime in inertial-confinement-fusion capsule implosions[J]. *Physics of Plasmas*, 2015, 22: 052707.
- [29] Rosenberg M J, Rinderknecht H G, Hoffman N M, et al. Exploration of the transition from the hydrodynamiclike to the strongly kinetic regime in shock-driven implosions[J]. *Physical Review Letters*, 2014, 112: 185001.
- [30] Rosenberg M J, Zylstra A B, Séguin F H, et al. Investigation of ion kinetic effects in direct-drive exploding-pusher implosions at the NIF[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 122712.
- [31] Rygg J R, Frenje J A, Li C K, et al. Observations of the collapse of asymmetrically driven convergent shocks[J]. *Physics of Plasmas*, 2008, 15: 034505.
- [32] Johnson T M, Birkel A, Ramirez H E, et al. Yield degradation due to laser drive asymmetry in D³He backlit proton radiography experiments at OMEGA[J]. *Review of Scientific Instruments*, 2021, 92: 043551.
- [33] Skupsky S, Marozas J A, Craxton R S, et al. Polar direct drive on the National Ignition Facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2004, 11(5): 2763-2770.
- [34] Tian Chao, Chen Jia, Zhang Bo, et al. High direct drive illumination uniformity achieved by multi-parameter optimization approach: a case study of Shengguang III laser facility[J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 12362-12372.
- [35] 田超, 单连强, 周维民, 等. 神光III原型装置直接驱动均匀辐照设计及在快点火中的潜在应用[J]. *强激光与粒子束*, 2015, 27: 092010. (Tian Chao, Shan Lianqiang, Zhou Weimin, et al. Optimization of illumination uniformity of Shengguang III prototype facility and its potential application in fast ignition[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2015, 27: 092010)
- [36] Ramis R, Temporal M, Canaud B, et al. Three-dimensional symmetry analysis of a direct-drive irradiation scheme for the laser megajoule facility[J]. *Physics of Plasmas*, 2014, 21: 082710.