

小收缩比内爆实验初步研究

蒲昱东¹⁾ 康洞国²⁾ 黄天暉^{1)†} 高耀明²⁾ 陈家斌¹⁾ 唐琦¹⁾
 宋仔峰¹⁾ 彭晓世¹⁾ 陈伯伦¹⁾ 蒋炜¹⁾ 余波¹⁾ 晏骥¹⁾
 江少恩¹⁾ 刘慎业¹⁾ 杨家敏¹⁾ 丁永坤¹⁾

1) (激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

2) (北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

(2013年10月11日收到; 2014年3月25日收到修改稿)

在神光 III 原型装置上, 利用 8 路激光间接驱动充高压 DT 靶丸, 开展小收缩比内爆实验. 实验中测量得到中子产额、离子温度、聚变反应速率峰值时刻 (bangtime) 等关键物理量, 以及它们随烧蚀层厚度变化的规律. 从定性和定量两个方面对实验结果进行了分析讨论, 推测流体力学不稳定性和内爆不对称性是导致实验结果与一维辐射流体计算结果不一致的原因.

关键词: 惯性约束聚变, 内爆

PACS: 52.57.-z, 52.57.Fg

DOI: 10.7498/aps.63.125211

1 引言

激光间接驱动惯性约束聚变实验^[1-5]以点火为目标, 受诸多初始参数影响, 是一个非常复杂的系统. 在可预见的实验条件下, 难以直接通过实验对诸多初始参数进行扫描, 获得最优激光、靶参数, 从而实现点火目标. 对于这样复杂的系统, 通常的做法是利用有限实验点, 在多维参数空间上对理论建模进行有效约束, 然后将理论结果小范围外推, 寻找最优激光、靶参数. 然而, 不是所有的实验点都能对理论建模进行有效约束, 因为相对随意的实验点, 可能受多种因素共同作用, 不容易区分出导致理论和实验差异的主要因素, 进而难以对理论建模进行有针对性的改进. 所以需要对实验进行专门设计, 突出感兴趣的物理过程. 小收缩比内爆实验就是这样一类实验.

激光间接驱动惯性约束聚变研究可以粗略分为黑腔物理和内爆物理两部分内容. 黑腔物理主要研究如何产生空间、时间以及能谱分布满足要求的辐射源, 用于驱动靶丸内爆. 内爆物理主要研究如

何利用辐射场驱动壳层球形汇聚, 并在减速阶段通过压缩做功将动能转变为热斑内能, 同时获得高压压缩燃料面密度. 在实际的非一维图像中, 内爆物理还需要研究流体力学不稳定性和内爆不对称性的影响, 以及相应的调控手段. 其中, 流体力学不稳定性的发展程度与靶丸各界面的粗糙度、流体力学状态、烧蚀速率等许多因素相关, 内爆不对称性的程度与驱动不对称性、收缩比、靶丸低阶形变等许多因素相关. 由于影响因素众多, 理论建模和实验测量都存在一定困难, 流体力学不稳定性和内爆不对称性一直是内爆物理研究的重点和难点. 研究中, 理想的情况是首先排除它们的影响, 建立一个干净的实验平台, 在此基础上, 逐渐引入流体力学不稳定性和内爆不对称性, 然后再研究它们对内爆过程的影响. 然而对实际内爆过程而言, 一维图像中的辐射烧蚀、球形冲击波汇聚、壳层压缩做功等过程, 往往与非一维图像中的流体力学不稳定性和内爆不对称性共同影响实验结果. 这就导致了如前所述的一般的内爆实验点难以对理论建模进行有效约束. 而通过仔细设计的小收缩比内爆实验, 能够减弱非一维图像中流体力学不稳定性和内

† 通讯作者. E-mail: huangtx2013@aliyun.com

爆不对称性的影响, 相对突出一维图像中的内爆主要过程. 于是, 小收缩比内爆实验即为一类较干净的实验平台, 一方面可以在受非一维图像中流体力学不稳定性对内爆不对称性影响较小的情况下, 研究、理解一维图像中的内爆主要物理过程, 另一方面可以在此基础之上引入非一维图像中的物理过程, 研究它们的影响.

小收缩比内爆的主要特征是收缩比较小, 除此之外, 通常还采用短脉冲高熵增辐射温度波形. 这两个特征, 保证了小收缩比内爆受流体力学不稳定性对内爆不对称性影响较小. 因为驱动不对称性以收缩比为倍数, 放大为内爆不对称性^[6]. 减小收缩比, 可以减弱内爆不对称性. 另一方面, 采用短脉冲高熵增辐射温度波形, 会降低壳层压缩度, 同时增加壳层温度, 有利于烧蚀致稳, 从而减小流体力学不稳定性增长因子^[7]. 此外, 短脉冲也保证了在内爆结束时流体力学不稳定性还没有充分发展.

本文其他部分安排如下: 首先介绍神光III原型装置上开展的小收缩比内爆实验, 说明所采用的靶型和主要诊断设备; 然后对实验结果进行归纳总结; 最后将实验结果与数值模拟结果进行对比, 理解原型目前的内爆水平和数值模拟程序的计算精度.

2 实验安排

小收缩比实验设计^[8]的中心内容是抑制流体力学不稳定性对内爆不对称性. 采用短脉冲1 ns方波激光, 获得前沿较陡的辐射温度波形, 在烧蚀层内产生较强冲击波, 显著增加壳层熵值, 并快速完成内爆, 从而达到减弱流体力学不稳定性目的. 采用经过优化的黑腔长度, 获得较均匀的辐射场分布; 采用直径较小的靶球, 增加黑腔几何匀滑效果; 采用充高压靶球, 减小内爆收缩比. 通过以上措施, 减弱内爆不对称性对实验结果的影响. 除了以上考虑, 实验还采用了多种烧蚀层厚度的靶球, 考察内爆特性随烧蚀层厚度的变化.

具体来说, 实验中激光总能量为7 kJ/ns, 双端注入黑腔, 每端4路. 黑腔长1700 μm , 直径为1000 μm . 靶球内直径 $R_{\text{DT}} = 250 \mu\text{m}$, 中心充100 atm DT气体. 靶球烧蚀层由内向外是3 μm 的玻璃 Δ_{glass} 和CH烧蚀层. CH烧蚀层有11, 15, 22和28 μm 4种厚度.

诊断方面, 主要用闪烁体探测器^[9]和Cu活化^[10]两种方法测量中子产额, 用中子条纹相机^[11]

和闪烁体配快光电管^[12]两种方法测量中子聚变反应速率峰值时刻(bangtime), 用中子飞行时间谱仪测量离子温度^[13], 用软X光能谱仪^[14]监测辐射温度(T_r). 中子条纹相机通过时标光与主激光进行时间关联, 闪烁体配快光电管测量系统与主激光没有直接时间关联, 而是通过高中子产额内爆标定实验与中子条纹相机进行时间关联. 为方便两套bangtime测量系统之间的比较, 将bangtime时间定为中子信号的前沿半高处, 大约对应于中子产额一半的时刻.

3 实验结果

实验主要测量了不同烧蚀层厚度下内爆中子产额、bangtime和离子温度, 如图1—3所示. 中子产额、离子温度反映了热斑压缩状态, bangtime反映了辐射场能量耦合到靶丸内爆动能的情况. 首先可以看到, 随着CH烧蚀层厚度增加, 中子产额降低, bangtime延后, 离子温度略有降低. 其次注意到两种方法测量得到的中子产额和bangtime基本一致, 表明了诊断技术的可靠性. 最后, 即使同一种靶型, 各观测量也存在一定分散性. 当CH厚度为11和28 μm 时, 中子产额分散度较小(约为10%); 当CH厚度为15, 22 μm 时, 中子产额分散度较大, 分别为25%和31%. Bangtime分散度除了在CH厚度28 μm 时较大(约70 ps), 其他情况下都约为20 ps. 由于信噪比原因, 离子温度数据点较少, 不确定度较大, 所以没有对其分散度进行比较.

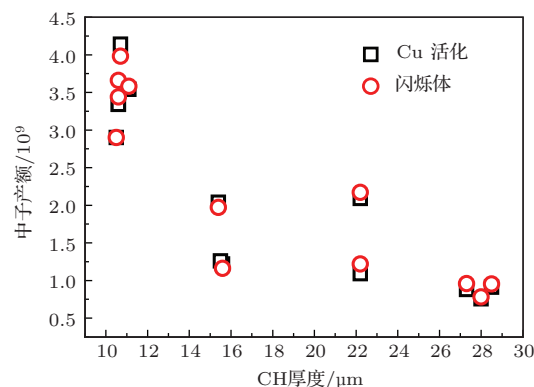


图1 实验测量中子产额随CH烧蚀层厚度的变化

首先定性理解中子产额随烧蚀层厚度增加而减小这一变化规律. 从一维上看, 随着烧蚀层厚度增加, 壳层剩余质量增加, 壳层获得的内爆动能会先增加后减小. 因为由烧蚀速率定标关系^[1]知道, 峰值220 eV的辐射场(由1 ns方波激光脉冲产

生)大约要烧掉 20 μm 厚的 CH, 如果假设 CH 的烧蚀速率只比玻璃高几倍, 那么当 CH 厚度 11 μm 时, 整个壳层几乎全部被烧掉, 而当 CH 厚度为 22 μm 时, 剩余质量约为 33%. 根据火箭模型^[1], 间接驱动内爆在剩余质量为 15%—20% 时获得最佳流体力学耦合效率, 即有最多的辐射场能量转化成壳层内爆动能. 所以当 CH 厚度从 11 μm 增加至 28 μm 时, 流体力学耦合效率先增加后减小, 对应壳层内爆动能先增加后减小. 按照刚性薄壳热斑动态组装模型^[15], 相同初始压力和半径条件下, 壳层内爆动能越大, 热斑压力越高, 中子产额越高. 所以定性上期望当烧蚀层厚度从 11 μm 增加到 28 μm 时, 中子产额而先增加后减小. 这一定性物理图像与实验结果存在差异, 表明实际的物理过程可能更复杂. 借助一维数值模拟工具, 可以进一步细化上述定性物理图像, 将在下一小节详细讨论.

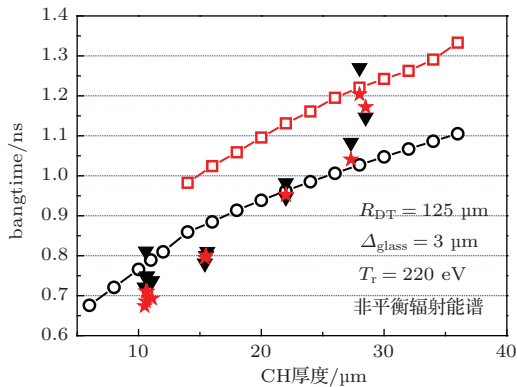


图2 实验测量 bangtime 随 CH 烧蚀层厚度的变化, 其中 \blacktriangledown 代表闪烁体配快光电管测量结果, \star 代表中子条纹相机测量结果; 图中还给出了模拟计算 bangtime 随 CH 烧蚀层厚度的变化, 其中 \circ 代表冲击波产生 bangtime, \square 代表惯性压缩产生 bangtime

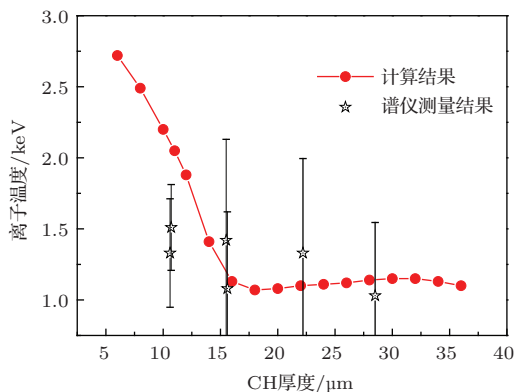


图3 离子温度随 CH 烧蚀层厚度的变化

Bangtime 随烧蚀厚度的变化规律, 定性上可以这样理解: 按照火箭模型, 随着烧蚀层厚度增加,

壳层剩余质量增加, 内爆速度减小, 所以滞止时刻延后.

原则上, 如果激光间接驱动惯性约束聚变是一个确定性过程, 那么最终的实验结果可以由一组完备的初始参数确定. 然而由于表征的难度和认识的不足, 实验上能够获得的初始参数十分有限 (它们包括每路激光波形、黑腔尺寸、靶丸内直径、烧蚀层厚度、充气压力、靶丸装配偏心度等). 实验数据的分散性, 一部分由以上初始参数的分散性贡献, 剩下的由无法表征的初始参数以及还没有认识到的重要初始参数的分散性贡献. 目前还无法表征的初始参数包括靶丸表面粗糙度、靶丸球形度、壳层均匀性等. 初始参数变化的特点是在一个平衡值附近小范围波动, 所以初始参数的分散对实验结果的影响可以用微扰的方法来研究, 即实验结果的变化等于每一个初始参数变化所导致的实验结果变化的线性叠加. 这里的关键是实验结果对每一个初始参数的扰动都是线性响应, 所以可以用线性回归的方法来研究初始参数的分散与实验结果分散之间的关系. 如果激光间接驱动惯性约束聚变不是一个确定性过程, 如流体力学不稳定性发展到湍流阶段, 或者说实验中存在这样一类物理过程, 它对初始参数的变化非常敏感, 那么即使表观上相同的初始参数, 也会导致不同的实验结果, 这时实验结果的分散就不能用线性回归的方法来分析.

4 分析讨论

上一小节对实验结果进行了定性讨论, 这一小节主要通过模拟计算来定量理解实验结果. 采用 RDMG 一维辐射流体模拟程序来计算靶丸内爆过程. RDMG 是一维拉氏网格多群辐射输运模拟程序^[16]. 电子、离子热传导采用 Spitzer 近似. 当温度梯度特别大时, 用限流因子修正电子、离子热传导系数. 状态方程表在低压时通过拟合实验数据得到, 在高压时由 Thomas-Fermi 模型计算得到. 不透明度参数由 OPINCH 程序^[17] 给出. 具体计算时, 非平衡辐射能谱由 LARED-H 黑腔集成程序^[18] 给出, 峰值温度为 220 eV. 模拟计算得到了中子产额、中子产生速率最大时刻 bangtime、核反应速率为权重的离子温度, 下面分别对它们进行讨论.

根据计算结果, 中子产额随 CH 厚度的变化呈现出双峰结构 (如图 4 中 \square 所示). 双峰结构的出现, 对应内爆特性由冲击压缩转变为惯性压缩^[19].

当CH为11 μm 时,壳层开始减速压缩热斑时剩余质量几乎为零,中子主要由冲击压缩产生(如图4中 \circ 所示).随着CH厚度增加,壳层剩余质量增加,流体力学耦合效率增加,壳层内爆动能增加,冲击压缩和惯性压缩(如图4中 \triangle 所示)此消彼长,于是中子产额出现第二个峰.当CH厚度进一步增加时,剩余质量进一步增加,导致流体力学耦合效率降低,壳层内爆动能减少,中子产额又一次降低.所以中子产额双峰结构表明随着烧蚀层厚度增加,中子产额由冲击压缩产生向惯性压缩产生过渡.第二个峰的成因与定性分析结果一致.

为了方便对比模拟结果和实验结果,定义实验中子产额与一维计算中子产额的比值为YOC(yield of clean).通常YOC小于1. YOC越大,表明实验结果越接近一维,说明对内爆过程的理解越准确.本次实验中(如图5所示),当CH为11 μm 时, YOC达到79%.随着CH厚度增加, YOC减小.当CH为28 μm 时, YOC只有8%左右.

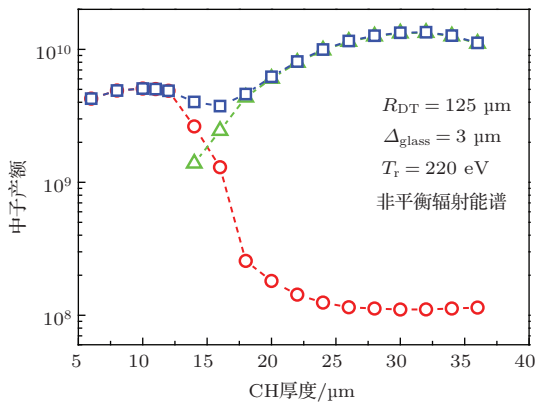


图4 模拟计算给出的中子产额随CH烧蚀层厚度的变化,其中 \square 代表总的中子产额, \circ 代表冲击压缩对中子产额的贡献, \triangle 代表惯性压缩对中子产额的贡献

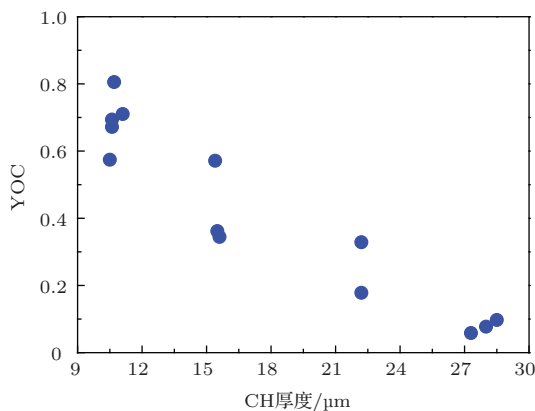


图5 YOC随CH烧蚀层厚度的变化

图2给出了模拟计算得到的bangtime. 与实

验结果相比,两者在趋势上一致.此外还可以看出,当CH厚度为11和16 μm 时,实验测量 bang-time 与冲击波压缩峰值时间更接近;当CH厚度为22和28 μm 时,实验测量 bangtime 与惯性压缩峰值时间更接近.

图3把离子温度的测量结果与数值模拟结果放在一起进行比较,基本符合.详细比较需要更多实验数据.

通过以上对比发现,实验结果与模拟计算存在差异.导致差异的原因比较复杂,一是实验偏离一维情况,二是诊断存在不确定度,三是一维建模可能存在问题.因为中子产额测量不确定度较小,远小于理论和实验的偏差,所以下面主要分析导致中子产额出现差异的原因.目前认为,实验偏离一维情况是导致差异的主要原因.已有的工作表明^[1-5],流体力学不稳定性和内爆不对称性是导致实验偏离一维情况的主要原因.即目前的实验中,可能存在比较严重的流体力学不稳定性和(或)内爆不对称性.证据之一是:实验^[20]表明驱动不对称性对冲击压缩影响较小,对惯性压缩影响较大;所以当CH较薄时,壳层基本烧完,不存在减速阶段流体力学不稳定性,中子主要由冲击压缩产生,测量值与计算值接近;而当CH较厚时,存在减速阶段流体力学不稳定性,中子主要由惯性压缩产生,测量值与计算值相差较多.

尽管小收缩比内爆实验采用了许多设计来抑制流体力学不稳定性和内爆不对称性,但是从上面的分析知道它们的影响仍然不可忽略.对比国外同类实验:美国流体力学等当实验3 (HEP3)^[2]中,以惯性压缩为主的小收缩比内爆YOC可以达到70%^[21].器件上,精密NOVA10路激光功率平衡约5%^[21],原型8路约10%,这表明原型的驱动对称性较差.靶设计上,HEP3采用的是中等气压CH塑料靶球^[2],原型实验采用的是高压玻璃+CH靶球.玻璃的密度比CH大,更容易发展出流体力学不稳定性.此外,由于玻璃辐射能力更强,混入热斑后影响更大.即原型靶设计更容易受流体力学不稳定性影响.除了上述原因,黑腔辐射场非均匀性、靶丸装配偏心、非球形度、壳层厚度非均匀等也会导致流体力学不稳定性和内爆不对称性.要定量判断具体是什么因素占主导,以及流体力学不稳定性和内爆不对称性影响的相对权重,需要二维甚至三维程序的帮助,也是以后工作的重点.

5 结 论

为在近一维条件下研究内爆过程中的物理问题,在原型上开展了小收缩比内爆实验.实验中采用充高压DT靶丸,成功测量到了中子产额、离子温度、bangtime等内爆特征物理量.实验结果表明,当CH烧蚀层较薄时,内爆以冲击压缩为主.冲击波峰不易受流体力学不稳定性及内爆不对称性影响,中子产额测量值与计算值接近.当CH烧蚀层较厚时,内爆以惯性压缩为主.惯性峰更容易受流体力学不稳定性及内爆不对称性影响,导致实验中子产额减小,YOC降低,实验偏离一维情况越远.与HEP3对比发现,原型激光路数更少,功率平衡相对较差,会导致更为严重的内爆不对称性.另一方面,原型实验采用的靶更容易受流体力学不稳定性影响.

为判断导致流体力学不稳定性及内爆不对称性的主要因素,明确原型上内爆性能所能达到的极限,计划开展以下几方面工作:一是详细研究原型黑腔辐射场对称性,包括探索新的黑腔尺寸、改变黑腔长度测量靶丸芯部自发光、X光照相等;二是详细表征可能导致流体力学不稳定性及内爆不对称性的初始参数,包括激光波形、靶丸球形度、烧蚀层厚度均匀性、各界面粗糙度、靶丸装配偏心等,研究它们与实验结果的关联;三是发展二维内爆程序,研究各影响因素的相对重要程度,加深对内爆过程的理解.

参考文献

- [1] Lindl J, Amendt P, Berger R L, et al. 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [2] Lindl J, Amendt P, Berger R L, et al. 2004 *Phys. Plasmas* **11** 338
- [3] Haan S W, Lindl J D, Callanhan D A, et al. 2011 *Phys. Plasmas* **18** 051001
- [4] Landen O L, Edwards J, Haan S W, et al. 2011 *Phys. Plasmas* **18** 051002
- [5] Edward M J, Lindl J D, Spears B K, et al. 2011 *Phys. Plasmas* **18** 051003
- [6] Hauer A A, Suter L, Delamater N, et al. 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2488
- [7] Boehly T R, Delettrez J A, Knauer J P, et al. 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 145003
- [8] Jiang S E, Miao W Y, Kuang L Y 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 055206 (in Chinese) [江少恩, 缪文勇, 况龙钰 2011 物理学报 **60** 055206]
- [9] Zhan X Y, Chen J B, Deng C B 2010 *Nuclear Electronics & Detection Technology* **30** 1120 (in Chinese) [詹夏宇, 陈家斌, 邓才波 2010 核电子学与探测技术 **30** 1120]
- [10] Feng J, Wang D H, Yang C B 2001 *High Power Laser and Particle Beams* **13** 599 (in Chinese) [冯杰, 王大海, 杨存榜 2001 强激光与粒子束 **13** 599]
- [11] Peng X S, Wang F, Tang D R 2011 *Acta Optica Sinica* **38** 0112006 (in Chinese) [彭晓世, 王峰, 唐道润 2011 光学学报 **38** 0112006]
- [12] Tang Q, Chen J B, Deng C B 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 1533 (in Chinese) [唐琦, 陈家斌, 邓才波 2011 强激光与粒子束 **23** 1533]
- [13] Chen J B, Zheng Z J, Peng H S 2001 *Rev. Sci. Instrum.* **72** 3534
- [14] Sun K X, Jiang S E, Cui Y L 2004 *Nuclear Electronics & Detection Technology* **24** 233 (in Chinese) [孙可煦, 江少恩, 崔延莉 2004 核电子学与探测技术 **24** 233]
- [15] Betti R, Umansky M, Lobatchev V 2001 *Phys. Plasmas* **8** 5257
- [16] Feng T, Lai D, Xu Y 1999 *Chin. J. Comput. Phys.* **16** 199
- [17] Serduke F J D, Minguez E, Davidson S J 2000 *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **65** 527
- [18] Wang G Y, Chang T Q, Duan Q S 2003 *Chin. J. Comput. Phys.* **20** 471 (in Chinese) [王光裕, 常铁强, 段庆生 2003 计算物理 **20** 471]
- [19] Kang D G, Gao Y M, Huang T X 2012 *High Power Laser and Particle Beams* **24** 2109 (in Chinese) [康洞国, 高耀明, 黄天暄 2012 强激光与粒子束 **24** 2109]
- [20] Rygg J R, Frenje J A, Li C K, et al. 2008 *Phys. Plasmas* **15** 034505
- [21] Dittrich T R, Hammel B A, Keane C J, et al. 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2324

Experimental studies of low-convergence-ratio implosions

Pu Yu-Dong¹⁾ Kang Dong-Guo²⁾ Huang Tian-Xuan^{1)†} Gao Yao-Ming²⁾
Chen Jia-Bin¹⁾ Tang Qi¹⁾ Song Zi-Feng¹⁾ Peng Xiao-Shi¹⁾ Chen Bo-Lun¹⁾
Jiang Wei¹⁾ Yu Bo¹⁾ Yan Ji¹⁾ Jiang Shao-En¹⁾ Liu Shen-Ye¹⁾
Yang Jia-Min¹⁾ Ding Yong-Kun¹⁾

1) (*Research Center of Laser Fusion, Mianyang 621900, China*)

2) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

(Received 11 October 2013; revised manuscript received 25 March 2014)

Abstract

Indirectly driven low-convergence-ratio implosion experiments are conducted on SGIII prototype laser facility. Neutron yield, ion temperature and bangtime, and also their variation laws with the increase of ablator thickness are measured. These results are analyzed quantitatively and qualitatively, and the difference between the measurements and the calculations is discussed. The degradation of neutron yield is attributed to the hydrodynamic instabilities and implosion asymmetries.

Keywords: inertial confinement fusion, implosions

PACS: 52.57.-z, 52.57.Fg

DOI: 10.7498/aps.63.125211

† Corresponding author. E-mail: huangtx2013@aliyun.com