

二倍频激光驱动冲击波增强点火的模拟*

赵嘉祺^{2) #} 王智^{2) #} 赵斌^{1) # †} 罗添²⁾

1) (南京工程学院数理学院、密码学院, 南京 211167)

2) (中山大学理学院, 深圳 518107)

(2026 年 1 月 7 日收到; 2026 年 3 月 26 日收到修改稿)

冲击波增强点火是对传统冲击点火方案的一种局部优化, 其优势在于采用相对较低强度的点火脉冲来降低激光等离子体相互作用不稳定性风险. 本文针对二倍频激光驱动的冲击波增强点火方案进行模拟研究, 模拟验证了二倍频驱动的可行性, 并给出了内爆增益随不同激光脉冲的变化. 结合三倍频驱动的内爆结果, 发现波长增大, 压缩脉冲时间增大, 激光功率冷却时间减小, 点火的时间窗口减小.

关键词: 激光惯性约束聚变, 激光烧蚀, 点火冲击波**DOI:** 10.7498/aps.75.20260032**CSTR:** 32037.14.aps.75.20260032

1 引言

在直接驱动的激光惯性约束聚变 (ICF) 领域, 冲击点火是一种极具潜力的高效点火方案, 它由 Betti 等^[1,2]提出, 该方案的优势是分离了燃料的预压缩过程与点火过程, 在压缩过程可以相对较低的内爆速度压缩靶丸. 压缩脉冲产生的冲击波聚心后形成反弹冲击波, 它与点火脉冲形成的点火冲击波在密度区域碰撞后进一步压缩并加热燃料, 实现热斑点火. 相对于传统的中心点火方案^[3], 冲击波点火方案中控制较低的内爆速度有利于控制流体力学不稳定性的发展, 降低内爆压缩过程中流体力学不稳定性风险. 冲击点火通过时间上调节压缩脉冲和点火脉冲的脉型来实现上述的两步方案, 通常为了满足点火冲击波需要的强度 (>300 Mbar ($1 \text{ bar}=10^5 \text{ Pa}$))^[2], 点火脉冲的光强需要达到 $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$. 在这样的强度下, 容易发生激光等离子体相互作用 (LPI), 危害激光烧蚀驱动的品质. LPI 产生的超热电子对燃料的预热还可能破坏内

爆条件, 为最终的内爆点火带来风险^[4-7]. 2022 年 Scott 等^[8]以美国国家点火装置 (NIF) 驱动能量为平台, 提出了冲击波增强点火 (SAI) 方案, 通过平衡激光压缩脉冲与点火脉冲的强度, 在维持高增益的同时大幅降低点火脉冲激光强度的需求. 兼顾 NIF 现有装置的输出最大功率 (约 510 TW), 文献^[8]中将点火脉冲强度从 $1 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 降低至 $1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$, 从而降低了激光等离子体不稳定性产生风险.

在激光烧蚀驱动的内爆过程中, 短波长激光能够将激光的能量沉积到密度更高的等离子体区域, 可以获得较高的激光烧蚀效率, 从而保证了更高的烧蚀压与流体力学效率^[3]. 当然短波长激光也更有利于抑制激光与等离子体相互作用的发展水平, 具有较高碰撞吸收率的优点. 在目前激光驱动装置中, 主要采用钕玻璃激光器, 实验和模拟研究中多采用三倍频激光 (351 nm) 驱动. 在直接或间接驱动的研究中也包含了许多基频、二倍频、四倍频激光作为驱动源的工作^[8-18]. 相对于三倍频的倍频转化, 从钕玻璃激光器基频光转换二倍频激光的能量

* 中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDA25050600) 资助的课题.

同等贡献作者.

† 通信作者. E-mail: zhaobin@mail.ustc.edu.cn

输出效率要高;同时二倍频 (526 nm) 绿光对光学元件损伤阈值较高^[12,15]. 尤其是随着宽频带激光技术的发展和运用,有望降低二倍频激光与等离子体的相互作用不稳定的增益系数,抑制超热电子的产生,优化能量的利用效率,回避二倍频激光驱动的潜在弱点^[19-21]. 基于以上这些考虑,二倍频激光驱动是未来激光聚变点火中的重要备选方案,其驱动内爆实验的设计与优化也备受关注. 此外,二倍频激光在烧蚀过程中,由于临界密度低,物理上会增大临界面到烧蚀面之间的距离,即产生更宽的热传导区,这有利于平滑驱动激光的印记,从而抑制了激光印记在流体力学不稳定性发展中被放大的潜在风险^[10]. 在冲击点火方案研究领域也开展了许多基于二倍频激光驱动的研究工作. 2012年 Atzeni 等^[16]开展了二倍频驱动下冲击点火方案的理论研究,紧接着该研究组^[17]研究了冲击点火方案下靶参数与激光能量、三倍频和二倍频驱动激光的相关定标关系,通过理论模型和数值模拟验证了二倍频驱动高增益冲击点火的可行性. 在三倍频激光驱动下,冲击波增强点火方案作为一个潜在的优化方案已模拟验证,目前将二倍频激光驱动应用于冲击波增强点火方案中仍是有待细致研究的课题.

在增强冲击点火方案中,激光压缩脉冲与点火脉冲之间引入了一个激光功率冷却的时间窗口. 冷却阶段,冕区低密度等离子体的电子温度与压强显著降低,从而造成低温度区等离子体局部声速降低,使得点火脉冲形成冲击波所需的压强变化率减小;而较低的冕区压强也有利于点火激光脉冲获得更大的 $\delta P/dt$. 故激光脉冲的冷却窗口有助于点火冲击波的形成和发展^[8]. 当然激光脉冲的冷却窗口需要在时间上兼顾调控反弹冲击波与点火冲击波碰撞时机的匹配,从而实现冲击波碰撞对热斑压缩和加热的增强作用. 本文利用辐射流体力学程序 MULTI1D^[22,23],通过数值模拟研究了二倍频激光驱动增强冲击点火的内爆过程,验证了二倍频激光驱动增强冲击点火的可行性. 在相同的靶参数条件下,采用相同强度的点火激光脉冲,对二倍频激光与三倍频激光驱动增强冲击点火的内爆过程进行对比研究,分析了该方案中内爆速度的控制范围,给出不同冷却时刻窗口的下内爆的增益变化,考察了点火脉冲时间窗口与压缩脉冲的匹配情况. 要保证点火脉冲能够成功点火内爆,对比三倍频激光驱动的模拟,二倍频激光驱动下压缩脉冲结束到点火

脉冲开始的冷却时间相对较短; 2ω 驱动下点火脉冲的时间窗口相对变小,这对激光脉冲的实验调控的精度要求更高. 此外,我们分析了由于波长的变化(即烧蚀效率的差异)造成激光脉冲的变化,即波长越短,压缩脉冲越短,功率冷却(dip)持续时间越长.

2 模拟设置与方法

本文模拟中采用的靶丸结构、压缩脉冲与 Scott 等^[8]和 Yuan 等^[24]报道的参数基本一致,最大的激光功率考虑为目前 NIF 装置可以输出值为 510 TW. 如图 1(a)所示:其中靶丸外半径 1751 μm ,由内向外依次是 1535 μm 的氘氚气体,密度为 $6.2 \times 10^{-4} \text{ g/cm}^3$; 165 μm 的氘氚冰层,密度为 0.25 g/cm^3 ; 51 μm 的碳氢烧蚀层,密度为 1.04 g/cm^3 . 图 1(b)给出了二倍频和三倍频驱动的不同激光脉冲示意图,其中点火脉冲峰值功率固定,持续时间 0.9 ns、功率 510 TW. 传统的冲击点火方案是在压缩脉冲结束后,加载一个高强度的点火脉冲;而增强冲击点火方案中,在压缩脉冲结束阶段与点火阶段之间引入了一个激光功率冷却的时间窗口. 这个时间段激光功率减小,在低密度冕区会产生明显的冷却效应,当然这一功率冷却效应与激光功率的减小量以及冷却持续时间有关. 这里我们重点是对比研究三倍频、二倍频驱动下的增强冲击点火方案的内爆增益. 为了简便,我们在模拟中设定冷却时间窗口内,无激光辐照,完全关闭激光功率(如图 1(b)所示). 当然冷却的开始时间,也是压缩脉冲结束的时刻,压缩脉冲的长度决定着内爆速度. 与 Scott 等^[8]和 Yuan 等^[24,25]报道相似,考虑到点火脉冲产生冲击波与聚心反弹冲击波的碰撞匹配,模拟中三倍频激光压缩脉冲结束的时刻介于 [16.0 ns, 16.6 ns] 的区间;而二倍频驱动的模拟中压缩脉冲要长一些,结束时间介于 [16.7 ns, 17.50 ns] 的区间内. 通过调节激光功率冷却(dip)的时间窗口来研究其与内爆增益的依赖关系.

在模拟研究中,我们采用了基于拉格朗日坐标的辐射流体程序 MULTI1D,该程序采用有限差分法隐式离散求解辐射流体方程组^[22,23],其中采用射线追踪考虑激光的传播,通过逆韧致吸收计算激光沉积能量,使用多群辐射模型计算辐射输运过程,考虑等离子体物态方程,以及限流模型电子热输运,其中限流因子为 $f = 0.06$.

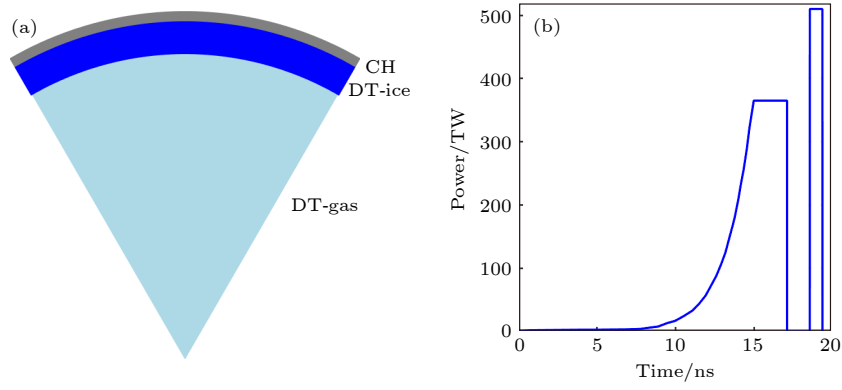


图 1 (a) 靶丸结构示意图; 其中靶丸外半径 1751 μm , 内层氘氚气体的半径 1535 μm , 氘氚冰层的厚度 165 μm ; 碳氢烧蚀层的厚度为 51 μm ; (b) 激光脉冲的功率示意图, 压缩脉冲与点火脉冲之间插入一冷却 (dip) 时间窗口, 其中, 压缩脉冲在 15 ns 达到峰值 365 TW, 点火脉冲固定为峰值 510 TW、宽度 0.9 ns 的方脉冲

Fig. 1. (a) Sketch of implosion target of the shock augmented ignition with 1751 μm outer radius, the radius of the inner layer filled by deuterium-tritium (DT) gas is 1535 μm , and the thicknesses of DT-ice and CH ablator are 165 μm and 51 μm , respectively; (b) sketch of laser pulse shape, featuring a compression pulse and an ignition pulse with a power dip inserted between them. The peak compression power is 365 TW, and the ignition pulse has a uniform power of 510 TW and a duration of 0.9 ns.

3 二倍频与三倍频驱动的冲击波增强内爆

为了研究图 1(a) 靶参数下增强冲击波点火方案中不同频率激光驱动对内爆过程的影响. 首先模拟了传统的中心点火方案下 (无点火脉冲) 内爆速度和内爆增益的关系. 模拟中保持二倍频 (2ω)、三倍频 (3ω) 激光的最大光强相近 [17], 图 2 给出了随着内爆速度增大, 内爆能量增益的变化. 由图 2 可以看出, 随着内爆速度的增长, 出现了内爆增益激增的临界值. 大于该内爆速度内爆成功点火, 即存在内爆自点火的临界速度 (u_{ig}^*). 对于 2ω , 3ω 分别约为 270 km/s 和 275 km/s, 两者十分接近. 由于

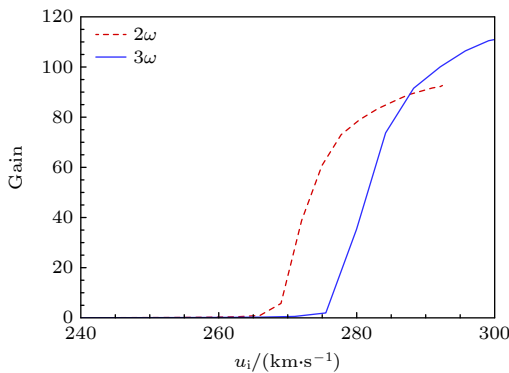


图 2 针对图 1(a) 靶参数, 在传统中心点火方案下 (无点火脉冲) 内爆能量增益和内爆速度的关系

Fig. 2. Implosion gain as a function of the implosion velocity in the conventional central ignition for the capsule in the Figure 1(a).

图 1(a) 靶参数相对于欧洲 HiPER 计划基准靶的尺度要大, 故这里点火的临界速度 u_{ig}^* 小于 HiPER 基准靶的值 [17]. 当内爆速度实现大于 u_{ig}^* 时, 无需点火脉冲的辅助, 可以实现自点火内爆. 在冲击点火方案的设计中, 压缩脉冲产生的内爆速度自然是要小于 u_{ig}^* .

在增强冲击波点火方案的研究中, 采用图 1 中的输入参数, 我们模拟考察了 2ω , 3ω 激光驱动条件下, 不同压缩脉冲的结束时间、不同激光功率冷却持续时间条件下的内爆过程. 在针对图 1(b) 激光脉型参数的对比研究中, 点火脉冲的功率和能量是固定的; 压缩脉冲采用了给定的最大功率 (365 TW), 调节不同压缩脉冲的结束时刻, 即不同功率冷却 (dip) 开始时间, 这决定了压缩脉冲产生内爆速度的大小; 不同的冷却持续时间决定着点火脉冲发射的时间和空间位置. 在不同的激光脉冲功率冷却开始时间 (T_{beg}) 下, 内爆增益与冷却持续时间的关系如图 3 所示, 图 3(a) 和图 3(b) 分别为二倍频和三倍频激光驱动下的内爆增益曲线. 由图 3 可以看出, 对于不同的压缩脉冲, 功率冷却的持续时间在 2 倍频和 3 倍频中均发挥了显著的调节作用. 不同的冷却开始时间, 聚变内爆增益都存在一个最佳的匹配时间 (增益最大), 随着脉冲冷却持续时间 (dip) 的变化呈现钟形曲线分布. 在相同的最大激光功率下, 二倍频驱动下功率冷却开始时间整体要比三倍频的 T_{beg} 晚 (约 0.7 ns); 三倍频驱动下内爆增益整体上要大于二倍频驱动的内爆增益.

图 3(a) 中二倍频驱动中增益最高可达 85; 在三倍频中最高可达 113(图 3(b)). 两种情况下, 激光功率冷却开始时间越晚, 最佳匹配时间越早, 相应的点火脉冲钟形窗口曲线整体上向左移动.

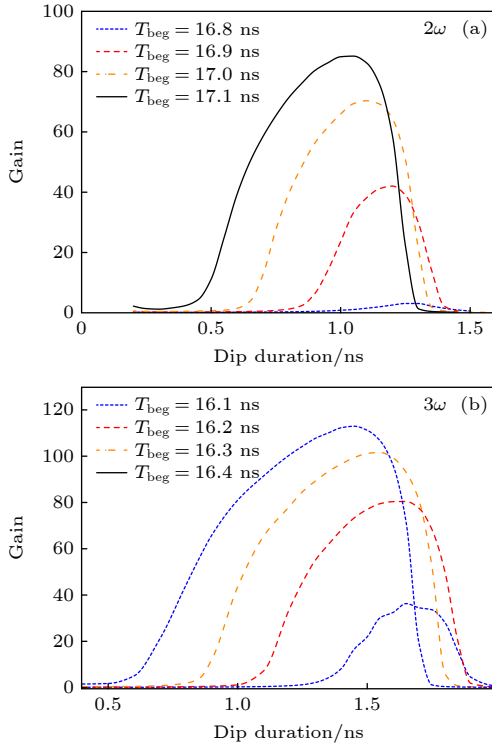


图 3 激光功率冷却 (dip) 不同开始时间 (T_{beg}) 的情况下, 内爆聚变增益随不同 dip 持续时间的变化图 (a) 二倍频激光驱动的内爆, (b) 三倍频激光驱动

Fig. 3. Implosion gain as a function of the laser power dip duration with different beginning time (T_{beg}) driven by 2ω light (a) and 3ω light (b).

在图 3(a) 二倍频驱动的情形中, 我们模拟发现在功率冷却开始时间早于 16.8 ns 的情况下, 压缩脉冲吸收能量小于 0.98 MJ, 文中考虑的点火脉冲强度无法实现点火. 此时由于功率冷却开始时间早, 压缩脉冲的作用时间越短, 压缩脉冲产生的内爆动能也越小, 根据在冲击点火方案中压缩脉冲吸收能量与冲击脉冲吸收能的近似匹配关系 [26,27], 若实现较小压缩脉冲能量的成功内爆, 则需要匹配更高能量的点火脉冲, 这可能又为抑制点火脉冲的激光等离子体相互作用带来难度. 相似的情况发生在 3 倍频激光计算中 (图 3(b)), 功率冷却开始时间早于 16.1 ns 的情况下, 压缩脉冲吸收能量小于 0.82 MJ, 文中考虑的点火脉冲无法实现点火. 图 4(a) 和图 4(b) 分别给出了二倍频、三倍频驱动方案中不同脉冲冷却开始时间下, 压缩脉冲驱动的

内爆速度 (u_{im}). 这两种波长的驱动模式下点火脉冲的总能量是相近的, 内爆点火要求的最小内爆速度也是接近的 (约 240 km/s), 对应着二倍频与三倍频方案下内爆动能是 29.4 kJ 和 31.4 kJ. 当压缩脉冲结束时间增大, 驱动的内爆速度增大, 可以匹配获得高增益的内爆. 要产生的大小相当的内爆速度, 烧蚀驱动过程中二倍频激光需要吸收更多的激光能量, 这是因为二倍频激光烧蚀压相对三倍频而言较小, 烧蚀压 (P_a) 与激光波长 (λ_L) 近似定标关系 [3] 为 $p_a \propto (1/\lambda_L)^{2/3}$. 所以在上面的对比研究中, 相应波长较长的二倍频驱动, 烧蚀速度与流体力学效率也相对较小. 由于二倍频烧蚀效率较低, 加速到可以匹配的内爆速度需要更长的加速时间.

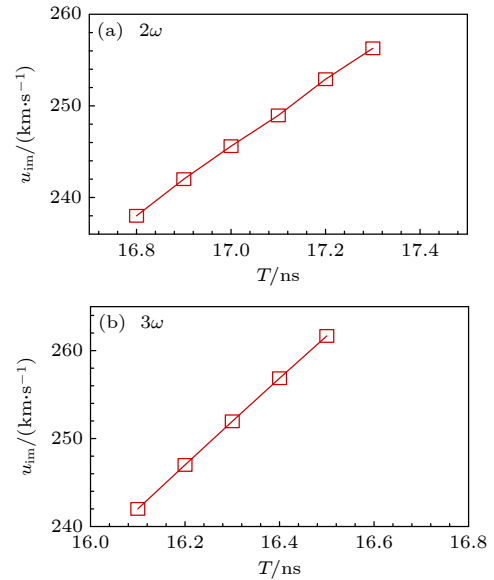


图 4 (a) 二倍频驱动中不同脉冲结束时间下, 压缩脉冲驱动的内爆速度 (u_{im}); (b) 三倍频驱动中不同脉冲结束时间下, 压缩脉冲驱动的内爆速度

Fig. 4. (a) Shell implosion velocity depending on different end time of compression pulse for 2ω laser drive, (b) same as (a) but for 3ω laser drive.

由图 3 可以看出, 两种频率激光的驱动方案中压缩脉冲结束 (功率冷却开始) 时间越晚, 则点火窗口越向左移, 功率冷却脉冲持续时间越短. 这是因为较长的压缩脉冲提高了靶壳层的加速时间, 导致内爆速度增大, 如图 4 所示, 这样提前了主冲击波的聚心反弹的发生时间. 点火冲击波需要与反弹冲击波在高密度壳层区发生碰撞, 然后聚心内爆, 故要求点火脉冲开始的时间也要提前, 冷却持续时间变短. 在激光驱动的内爆加速阶段, 降低内爆速度是控制流体力学不稳定发展的关键参数. 结合

图4中的内爆速度来看,图3给出了不同内爆速度下内爆增益的点火窗口,它为内爆设计中如何权衡流体力学不稳定性的抑制和增大内爆增益方面提供了重要的参考.

4 点火时间窗口的分析

下面将细致地分析点火时间调节对内爆增益的影响. 在脉冲冷却开始时间相同的情况下, 考察不同的冷却持续 (或结束) 时间对内爆增益的变化. 图5中给出了二倍频中的冷却开始时间为 17.1 ns、不同的结束时间下内爆增益的变化, 增益曲线先上升后下降, 整体呈现钟形分布. 在图5中我们还选择 3ω 的内爆增益曲线进行综合对比, 其最大内爆增益与 2ω 的曲线相近. 由于三倍频的烧蚀效率高, 其冷却开始时间提前到 16.2 ns, 从图4中压缩脉冲产生的内爆速度数据可以得到 2ω 和 3ω 这两组算例中内爆速度 (u_{im}) 很接近, 其中二倍频驱动的情况下 $u_{\text{im}} = 249$ km/s, 三倍频为 $u_{\text{im}} = 247$ km/s; 这从能量匹配上也保证了它们的最大内爆增益是接近的. 图5中 2ω 和 3ω 两组曲线中增益最大的内爆算例以 A (3ω 驱动), B (2ω 驱动) 两点标记, 它们意味着点火冲击脉冲与相应压缩脉冲的最佳时间匹配. 如果用功率冷却持续时间 (τ_{dip}) 来表征, 分别是二倍频 (图5 B点) $\tau_{\text{dip}} = 1.05$ ns,

三倍频 $\tau_{\text{dip}} = 1.65$ ns (图5 A点); 它们对应脉冲冷却的结束时间分别是 18.15 ns 和 17.85 ns. 图6(a)和图6(b)分别给出了图5中 A, B 两点最大内爆增益算例的迹线图, 其中红色与绿色曲线是氘氟冰层燃料边界的演化. 由图6(a)和图6(b)可以看出两种驱动模式下, 压缩脉冲产生的冲击波穿过氘氟冰层后靶面进入低密度气体区, 进而聚心反弹向外传播, 与点火脉冲驱动点火冲击波在高密

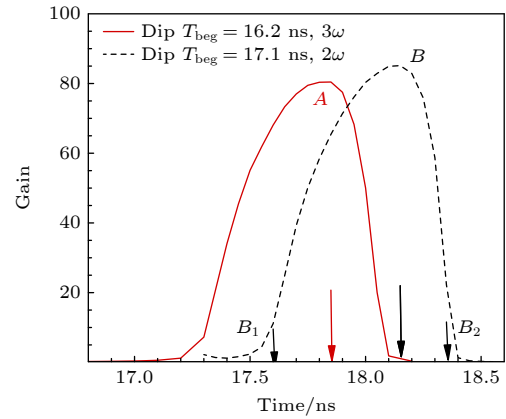


图5 内爆聚变增益随脉冲冷却结束时间的演化图. 其中三倍频激光驱动功率冷却窗口开始时间为 $T_{\text{beg}} = 16.2$ ns (实线); 二倍频驱动的冷却窗口开始时间为 $T_{\text{beg}} = 17.1$ ns (虚线)

Fig. 5. Implosion gain as a function of the end time of the power dip, the beginning time of power dip (T_{beg}) is fixed at 16.2 ns for the 3ω laser driving case (solid line) and $T_{\text{beg}} = 17.1$ ns for the 2ω laser driving case (dash line).

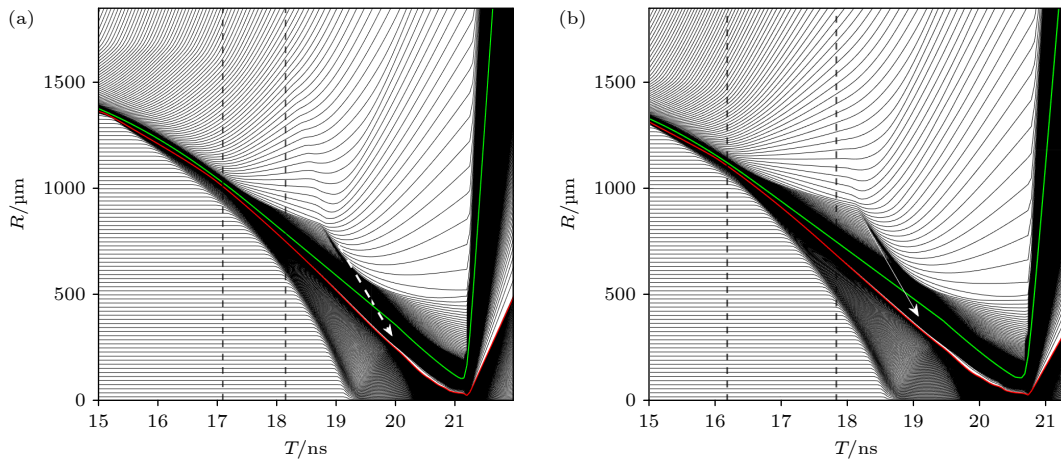


图6 (a) 二倍频激光驱动, 脉冲冷却窗口介于 [17.1 ns, 18.15 ns] (图中虚线所示) 的内爆迹线图, 对应图5中 B点的算例; (b) 三倍频激光驱动, 脉冲冷却窗口介于 [16.2 ns, 17.85 ns] (图中虚线所示) 的内爆迹线图, 对应图5中 A点的算例. 其中的红色与绿色的曲线是固体 DT 燃料边界的演化

Fig. 6. (a) Lagrangian lines diagram versus time for the 2ω laser drive with a power dip window in [17.1 ns, 18.15 ns] (indicated by the dotted line), this corresponds to the computed implosion process of point B in Figure 5; (b) Same as (a) but for 3ω laser drive with a power dip window in [16.2 ns, 17.85 ns], corresponding to the computed point A in Figure 5. The red and green curves represent the evolution of the solid DT fuel boundary.

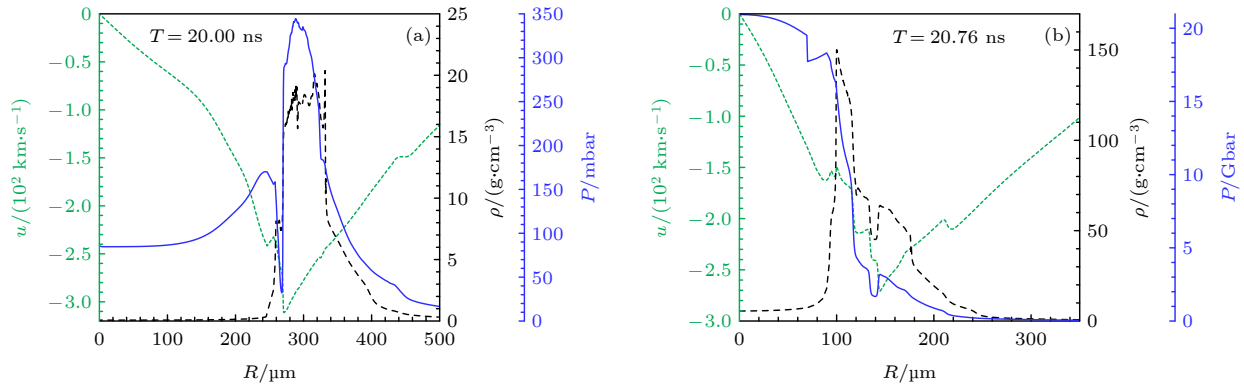


图 7 反弹冲击波与点火冲击波碰撞时的流体参数 (流速 u 、密度 ρ 、压强 P) 分布图 (a) 对应图 5 中 B_1 点的内爆过程 (二倍频驱动、冷却时间窗口为 [17.1 ns, 17.6 ns]); (b) 对应图 5 中 B_2 点 (二倍频、冷却时间窗口为 [17.1 ns, 18.35 ns]) 的内爆过程

Fig. 7. Hydrodynamic (velocity (u), density (ρ), and pressure (P)) profiles at the moment the rebound shock wave collides with the ignition shock: (a) Implosion process corresponding to point B_1 in Figure 5 with a power dip window in [17.1 ns, 17.6 ns]; (b) corresponding to point B_2 in Figure 5 with a power dip window in [17.1 ns, 18.35 ns].

度 DT 燃料区碰撞 (如图 6 中箭头所示, 接近高密度氘氚的中心区域), 然后聚心内爆, 产生了最大的内爆增益. 在相同的辐照强度下, 相对于三倍频驱动激光脉冲而言, 二倍频脉冲产生的烧蚀压较小, 驱动的压缩冲击波强度小, 冲击波的传播速度自然相对较慢. 所以二倍频驱动下压缩脉冲产生的汇聚冲击波中心反弹时间要晚于 3ω 的算例, 如图 6(a) 和图 6(b) 所示, 这样聚心反弹冲击波传播到高密度氘氚层的时间也要滞后. 为了满足冲击波碰撞能在氘氚高密度区域发生, 二倍频情况下点火脉冲的开始时间自然需要推迟 (如图 6(a) 中的虚线所示).

为细致给出增益曲线先上升后下降 (钟形点火窗口) 的主要成因, 我们分析了与图 5 中二倍频的曲线中脉冲冷却持续时间过短 (B_1 点) 和较长 (B_2 点) 的内爆过程. 其中 B_1 和 B_2 点对应的激光功率冷却时间窗口分别为 [17.1 ns, 17.6 ns], [17.1 ns, 18.35 ns]. 图 7 给出了它们点火冲击波与反弹冲击波即将发生碰撞时刻的流体参数分布 (流速 u 、密度 ρ 、压强 P). 在图 7(a) 中反弹冲击波与点火冲击波在燃料区内侧碰撞, 这是因为点火脉冲触发过早, 向内传播的点火冲击波接近穿过整个高密度氘氚燃料区. 在内侧发生碰撞后不能有效提高燃料的密度, 在碰撞后的聚心过程中破坏了高内爆面密度参数的形成, 故内爆增益较低^[26,27]. 当然在点火脉冲开始时间大于 17.6 ns 逐渐增大时, 反弹冲击波与点火冲击波在燃料区碰撞位置外移, 内爆品质不断提高, 当点火脉冲开始时间增大为 17.85 ns

时, 达到最大值 (图 5 中的 B 点). 在图 7(b) 中点火脉冲开始时间过晚 (~ 18.35 ns), 反弹冲击波与点火冲击波在燃料区外侧边缘发生碰撞, 两者碰撞后形成的聚心内爆速度较小, 不利于热斑区温度的提升. 由图 7 可以看出, 点火冲击波与反弹冲击波的碰撞的匹配仍然是决定点火脉冲的时间窗口的主要因素.

综合对比图 3 中二倍频和三倍频激光驱动下的点火时间窗口和图 4 中压缩脉冲产生的内爆速度 u_{im} , 可以发现 u_{im} 增大, 图 3 中的增益增大, 点火的时间窗口也在增大. 在相同强度的激光辐照下, 由于二倍频激光的烧蚀压小, 烧蚀效率低, 可以实现的内爆增益偏小, 点火脉冲的时间窗口也较小, 实验上实现冲击波增强点火方案在激光脉冲时间调控的范围也相对较小. 于是, 趋势上我们可以预测, 如果是在类似于图 1(b) 的激光脉冲下, 四倍频激光驱动下的冲击波增强点火方案中可以采用相对 3ω 方案中更短的短压缩脉冲, 且随着压缩脉冲的长度增大 (内爆速度 u_{im} 增大), 内爆增益的时间窗口整体提前; 同时点火脉冲的时间窗口更宽, 点火脉冲参数的在时间上的调节范围将更为宽裕. 图 8 给出了 4 倍频激光驱动的内爆模拟结果, 激光功率冷却开始时间 ($T_{\text{beg}} = 15.8, 15.9, 16.0, 16.1$ ns) 不同的情况下内爆聚变增益随脉冲冷却持续时间的变化. 由图 8 可以看出, 在波长减小的情况下, 相对于三倍频的情况, 压缩脉冲的时间整体较短, 激光功率的冷却持续时间整体增大, 验证了内爆增益曲线随着波长的变化趋势.

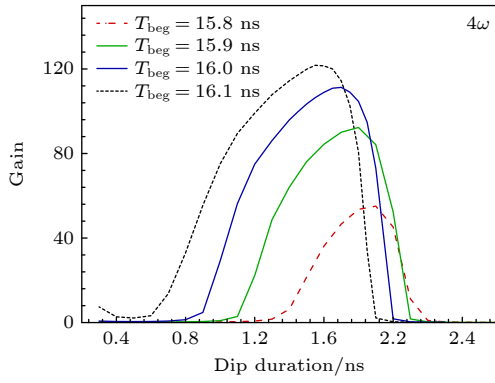


图 8 四倍频激光驱动, 脉冲冷却开始时间 ($T_{\text{beg}} = 15.8, 15.9, 16.0, 16.1$ ns) 不同的情况下, 内爆聚变增益随脉冲冷却持续时间的变化

Fig. 8. Implosion gain as a function of the laser power dip duration for different beginning times ($T_{\text{beg}} = 15.8, 15.9, 16.0, 16.1$ ns) driven by a 4ω laser.

5 结 论

在冲击增强点火方案中, 相对于三倍频激光驱动而言, 二倍频激光驱动通过小幅延长压缩脉冲并减小冷却脉冲持续时间可以实现较高增益的内爆过程, 验证了二倍频驱动方案的可行性. 文中对比给出了二倍频、三倍频驱动冲击波增强点火方案中的激光点火窗口的移动. 随着波长增大, 压缩脉冲时间需要增大, 激光功率冷却时间减小, 点火的时间窗口减小. 文中分析了内爆速度控制与内爆增益的权衡, 为不同频率激光驱动冲击波增强点火方案的设计提供参考.

参考文献

- [1] Betti R, Zhou C D, Anderson K S, Perkins L J, Theobald W, Solodov A A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [2] Perkins L J, Betti R, LaFortune K N, Williams W H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 045004
- [3] Atzeni S, Meyer-ter Vehn J 2004 *The Physics of Inertial Fusion* (Clarendon Press, Oxford)
- [4] Klimo O, Weber S, Tikhonchuk V T, Limpouch J 2010 *Plasma Phys. Contr. F* **52** 055013
- [5] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, Goncharov V N, Harding D R, Knauer J P, McCrory R L, McKenty P W, Meyerhofer D D, Myatt J F, Schmitt A J, Sethian J D, Short R W, Skupsky S, Theobald W, Krueer W L, Tanaka K, Betti R, Collins T J B, Delettrez J A, Hu S X, Marozas J A, Maximov A V, Michel D T, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Solodov A A, Soures J M, Stoeckl C, Zuegel J D 2015 *Phys. Plasmas* **22** 110501
- [6] Turnbull D, Maximov A V, Cao D, Christopherson A R, Edgell D H, Follett R K, Gopalaswamy V, Knauer J P, Palastro J P, Shvydky A, Stoeckl C, Wen H, Froula D H 2020 *Phys. Plasmas* **27** 102710
- [7] Cao S H, Ren C 2023 *Phys. Plasmas* **30** 092701
- [8] Scott R H H, Barlow D, Trickey W, Ruocco A, Glize K, Antonelli L, Khan M, Woolsey N C 2022 *Phys. Rev. Lett.* **129** 195001
- [9] Schmitt A J, Obenschain S P 2023 *Phys. Plasmas* **30** 012702
- [10] Pineau A, Shvydky A, Shah R C, Collins T J B, Cao D, Carrol-Nellenback J, Ceurvorst L, Anderson K S, Trickey W, Marozas J A, Hu S X, Goncharov V N 2025 *Phys. Plasmas* **32** 112702
- [11] Suter L J, Glenzer S, Haan S, Hammel B, Manes K, Meezan N, Moody J, Spaeth M, Oades K, Stevenson M 2004 *Nucl. Fusion* **44** 140
- [12] Suter L J, Glenzer S, Haan S, Hammel B, Manes K, Meezan N, Moody J, Spaeth M, Divol L, Oades K, Stevenson M 2004 *Phys. Plasmas* **11** 2738
- [13] Gosling B, Arber T D, Cristoforetti G, Nicolai P, Gizzi L A 2025 *Phys. Plasmas* **32** 092705
- [14] Wilson D, Spaeth M, Yin L, Sauppe J, Hopkins L, Loomis E, Sacks R, Albright B, Strozzi D, Munro D, Widmayer C, Raymond B, Manes K, Kline J 2021 *Phys. Plasmas* **28** 052704
- [15] Lan K, Song P 2017 *Phys. Plasmas* **24** 052707
- [16] Atzeni S, Marocchino A, Schiavi A 2012 *Phys. Plasmas* **19** 090702
- [17] Atzeni S, Marocchino A, Schiavi A, Schurtz G 2013 *New J. Phys.* **15** 045004
- [18] Atzeni S, Marocchino A, Schiavi A 2015 *Plasma Phys. Contr. F* **57** 014022
- [19] Zhao Y, Weng S M, Ma H H, Bai X J, Sheng Z M 2022 *Rev. Mod. Phys.* **7** 1
- [20] Zhang H, Liu Q K, Li P Y, Wang Q, Cai H B, Zhu S P 2025 *Plasma Phys. Contr. F* **67** 085023
- [21] Zhao Y, Yin H, Zhao B, Cui Z 2024 *Nucl. Fusion* **64** 016022
- [22] Ramis R, Schmalz R, Meyer-Ter-Vehn J 1988 *Comput. Phys. Commun.* **49** 475
- [23] Zhao B, Tao T, Yan R, Zheng J 2023 *Chin. Phys. B* **32** 085201
- [24] Yuan W Q, Zhao Z H, Zhu S P, He X T, Qiao B 2024 *Phys. Rev. Res.* **6** 013332
- [25] Yuan Q, Hu D X, Zhang X, Zhao J P, Hu S D, Huang W H, Wei X F 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 015202 (in Chinese) [袁强, 胡东霞, 张鑫, 赵军普, 胡思得, 黄文会, 魏晓峰 2011 物理学报 **60** 015202]
- [26] Kang D G, Zheng W D, Wang M, Pei W B, Zhu S P 2015 *High Power Laser Part Beams* **27** 032005 (in Chinese) [康洞国, 郑无敌, 王敏, 裴文兵, 朱少平 2015 强激光与粒子束 **27** 032005]
- [27] Lafon M, Ribeyre X, Schurtz G 2013 *Phys. Plasmas* **20** 022708

Shock-augmented ignition driven by 2ω laser light^{*}

ZHAO Jiaqi²⁾# WANG Zhi²⁾# ZHAO Bin¹⁾#† LUO Tian²⁾

1) (*School of Mathematics and Physics, School of Cryptography, Nanjing Institute of Technology, Nanjing 211167, China*)

2) (*School of Science, Shenzhen Campus of Sun Yat-sen University, Shenzhen 518107, China*)

(Received 7 January 2026; revised manuscript received 26 March 2026)

Abstract

Shock-augmented ignition (SAI) is a promising optimized scheme recently developed from the shock ignition concept, which may effectively mitigate the laser-plasma interaction (LPI) instabilities by reducing the laser power intensity of the ignition pulse. In this study, numerical simulations are performed on the SAI scheme driven by a second-harmonic (2ω) laser, and the implosion gain window of the SAI scheme is obtained for different compression pulse durations and power dip durations, where the power dip is introduced at the end of compression pulse prior to the ignition pulse. By incorporating implosion results obtained with third-harmonic (3ω) laser drive, we investigate the correlation between implosion gain and power dip duration. The temporal match between the rebounding shock wave and the ignition shock wave is assessed by analyzing the implosion velocity generated by the compression pulse. Here, the gain as a function of shell implosion velocity is analyzed. Our results also reveal that the optimal implosion velocity for SAI is comparable for both 2ω and 3ω driving lasers with the considered ignition pulse. In addition, the effect of the driving laser wavelength on the ignition time window is discussed. It is found that the dip duration decreases with increasing wavelength, and this dependence is corroborated by additional simulations using fourth-harmonic (4ω) laser light.

Keywords: laser inertial confinement, laser ablation, plasma production and heating by shock waves and compression

DOI: [10.7498/aps.75.20260032](https://doi.org/10.7498/aps.75.20260032)

CSTR: [32037.14.aps.75.20260032](https://cstr.cn/32037.14.aps.75.20260032)

^{*} Project supported by the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDA25050600).

[#] These authors contributed equally.

[†] Corresponding author. E-mail: zhaobin@mail.ustc.edu.cn



二倍频激光驱动冲击波增强点火的模拟

赵嘉祺 王智 赵斌 罗添

Shock-augmented ignition driven by 2ω laser light

ZHAO Jiaqi WANG Zhi ZHAO Bin LUO Tian

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 75, 140506 (2026) DOI: 10.7498/aps.75.20260032

CSTR: 32037.14.aps.75.20260032

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.75.20260032>

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

纳秒激光作用下金属靶烧蚀-等离子体演化-辐射的耦合模型

Coupling model of metallic target ablation-plasma evolution-radiation under nanosecond laser irradiation

物理学报. 2026, 75(5): 140506 <https://doi.org/10.7498/aps.75.20251464>

激光烧蚀固体碳氢材料的离子组分分离研究

Separation of ion component from solid hydrocarbon materials by laser ablation

物理学报. 2023, 72(7): 075201 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230013>

粒径对激光驱动颗粒溅射动力学特征的影响

Influence of grain size on dynamic characterizations of laser-driven grain ejection

物理学报. 2022, 71(14): 145203 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220243>

强激光与近临界密度等离子体相互作用中的无碰撞静电冲击波产生

Generation of collisionless electrostatic shock waves in interaction between strong intense laser and near-critical-density plasma

物理学报. 2023, 72(11): 115202 <https://doi.org/10.7498/aps.72.20230271>

小尺度靶丸冲击波调控的冲击波测量技术优化及应用

Optimization and application of shock wave measurement technology for shock-timing experiments on small-scale capsules

物理学报. 2024, 73(12): 125203 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20232000>

宽带激光辐照平面薄膜靶的近前向散射

Near forward scattering light of planar film target driven by broadband laser

物理学报. 2024, 73(12): 125202 <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231613>