

## 激光聚变冲击点火物理特性研究\*

袁强<sup>1)2)</sup> 胡东霞<sup>2)</sup> 张鑫<sup>2)</sup> 赵军普<sup>2)</sup> 胡思得<sup>1)</sup> 黄文会<sup>1)</sup> 魏晓峰<sup>2)†</sup>

1) (清华大学工程物理系, 北京 100084)

2) (中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2010年4月6日收到; 2010年4月30日收到修改稿)

冲击点火是一种新型的惯性约束聚变点火方案, 该点火方案具有低点火能量阈值、高增益和较好的流体力学稳定性等优点. 本文针对冲击点火的物理特性进行理论分析和数值模拟. 首先以一维平板模型对冲击波碰撞的物理过程进行理论研究和分析; 然后通过辐射流体力学数值模拟对冲击点火的物理特性进行研究, 验证理论分析结果, 并考察冲击加载时间对点火的影响.

**关键词:** 冲击点火, 冲击波碰撞, 辐射流体力学模拟

**PACS:** 52.57.-z, 28.52.-s

## 1. 引言

激光问世后不久, 美国、前苏联和中国的一些科学家就独立地提出用激光脉冲来驱动氘氚内爆实现聚变<sup>[1-4]</sup>. 经过多年研究, 人们已经认识到激光聚变是解决人类能源问题的理想途径. 为了实现点火, 人们先后提出了多种点火方案, 其中, 中心点火 (central hot-spot ignition)<sup>[5,6]</sup> 和快点火 (fast ignition)<sup>[7-10]</sup> 两种为大多数科学家所认可, 先后启动了相应的实验验证计划. 中心点火, 需要高内爆速度 ( $350-400 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 和高驱动能量, 这样的技术条件必须依靠激光驱动器的绝对规模来保证. 相比较而言, 快点火方案能以少得多的能量实现聚变点火, 且对靶丸的辐照均匀性要求也有所降低, 但也存在超强超短激光的产生及其与等离子体的相互作用, 超热电子的产生和输运等具有挑战性的问题.

2007年, 美国罗切斯特大学激光能源实验室 (laboratory for laser energetics, LLE) 的 Betti 等人提出了一种新型的点火方案: 冲击点火<sup>[11]</sup>. 该点火方案不仅具有快点火低点火能量阈值、高增益和较好的流体力学稳定等优点, 还具有中心点火结构简单、无需拍瓦激光装置的特点. 冲击点火一经提出便引起了广泛的关注, 是当前激光聚变领域研究的热点和前沿<sup>[12-20]</sup>. 然而冲击点火概念新颖, 物理过

程复杂, 还有很多问题未进行深入的分析 and 研究. 本文针对冲击点火的物理特性进行理论分析和数值模拟, 首先以一维平板模型对冲击波碰撞的物理过程进行理论研究, 然后通过辐射流体力学数值模拟对此进行验证, 并研究冲击加载时间对点火的影响.

## 2. 冲击波碰撞物理过程分析

冲击点火方案将压缩与点火分开, 主要可分为两个物理过程. 首先, 聚变燃料在内爆速度较低 ( $200-300 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ ) 的条件下, 由长激光脉冲直接压缩靶丸; 然后, 在压缩的最后阶段, 将一个强脉冲耦合到压缩脉冲的后沿, 形成强的冲击波, 与靶中心区返回的冲击波在内壳层附近对碰, 碰撞将极大的提高内壳层附近的燃料密度, 碰撞后产生的强冲击波继续向中心区传播, 提高中心区的温度和压强, 达到点火条件, 实现点火. 冲击波对碰是冲击点火的关键所在, 下面以一维平板模型对冲击波碰撞的物理过程进行分析.

冲击波是一个高速运动的高温、高压和高密度曲面, 穿过该曲面时介质的压强、密度和温度等物理量都发生剧烈的变化, 形成所谓的间断面. 冲击波在间断面满足质量、动量和能量守恒三个基本关系式<sup>[21]</sup>

\* 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室基金 (批准号: 9140C680101) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: xfwei@caep.ac.cn

$$\rho(D - u) = \rho_0(D - u_0), \quad (1)$$

$$\rho(D - u)^2 + p = \rho_0(D - u_0)^2 + p_0, \quad (2)$$

$$e + \frac{p}{\rho} + \frac{1}{2}(D - u)^2 = e_0 + \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{1}{2}(D - u_0)^2, \quad (3)$$

其中,  $D$  为冲击波速度,  $u, \rho, p$  和  $e$  分别为介质的速度、密度、压强和比内能, 下标“0”表示波前的量. 用理想多方气体状态方程对完全电离的氦氟等离子体进行描述, 比内能表达式可以写为

$$e = p/(\gamma - 1)\rho, \quad (4)$$

其中,  $\gamma$  为多方气体因子. 对于 ICF 燃料压缩过程中的冲击波, 波前压强远大于波后压强, 属于强冲击波

$$\frac{p - p_0}{p_0} \gg 1. \quad (5)$$

将(4)和(5)两式代入(1), (2), (3)式可以得到聚变燃料内描述冲击波的关系式

$$u - u_0 = \frac{2}{\gamma + 1}(D - u_0), \quad (6)$$

$$p = \frac{2}{\gamma + 1}\rho_0(D - u_0)^2, \quad (7)$$

$$\rho = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)}\rho_0. \quad (8)$$

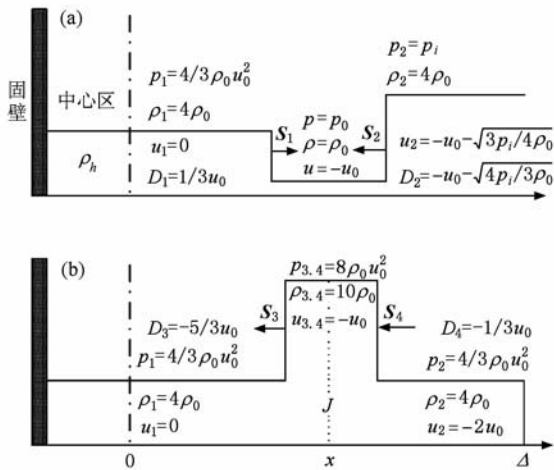


图1 冲击波碰撞—一维平板模型 (a) 碰撞前返回冲击波与点火冲击波的状态示意图; (b) 相同压强冲击波碰撞后的状态示意图

图1为冲击波碰撞的一维平板模型, 假设燃料以初始速度  $-u_0$  向中心运动, 密度为  $\rho_0$ , 压强为  $p_0$ , 在中心区返回形成冲击波. 冲击波返回后, 靶处于停滞阶段  $u = 0$ , 在此条件下, 返回冲击波的状态由冲击波关系式决定, 根据(6)–(8)式, 取多方气体

因子为  $5/3$ , 可以得到  $u_1 = 0, p_1 = 4/3\rho_0 u_0^2, \rho_1 = 4\rho_0, D_1 = 1/3 u_0$ , 同理假设点火冲击波压强为  $p_i$ , 可以得到点火冲击波状态为  $u_2 = -u_0 - \sqrt{3 p_i / 4 \rho_0}, p_2 = p_i, \rho_2 = 4\rho_0, D_2 = -u_0 - \sqrt{4 p_i / 3 \rho_0}$ . 图1(a)给出了碰撞前返回冲击波与点火冲击波的状态. 相向运动的两冲击波  $S_1, S_2$  在  $x$  处相遇, 发生冲击波碰撞, 冲击波碰撞后将形成两个新的冲击波,  $S_3$  和  $S_4$ . 当  $S_1, S_2$  强度不相同,  $S_3$  和  $S_4$  强度也将不同, 其波后熵不相等, 将会有有一个接触间断面, 图1(b)中的  $J$  所示, 在此间断面  $u, p$  相同, 但  $\rho$  不同. 当  $S_1, S_2$  的状态已知时, 反射冲击波  $S_3$  和  $S_4$  的  $p$ - $u$  关系如下所示:

$$u_3 = u_1 - (p_3 - p_1) / \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2} \rho_1 \left( p_3 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_1 \right)}, \quad (9)$$

$$u_4 = u_2 + (p_4 - p_2) / \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2} \rho_2 \left( p_4 + \frac{\gamma - 1}{\gamma + 1} p_2 \right)}. \quad (10)$$

连续性条件要求

$$u_3 = u_4 = u_m, \quad (11)$$

$$p_3 = p_4 = p_m. \quad (12)$$

由方程(9)–(12)可以求出  $u_m$  和  $p_m$ , 然后再根据冲击波关系式(6)–(8)得出冲击波的各个状态, 一般情况下只能数值求解. 但在冲击波压强相等的情况下, 可以得到简单的解析解, 为此取  $p_1 = p_2 = 4/3\rho_0 u_0^2$ , 得到碰撞后的冲击波状态为  $u_3 = u_4 = -u_0, p_3 = p_4 = 8\rho_0 u_0^2, \rho_3 = \rho_4 = 10\rho_0, D_3 = -5/3 u_0, D_4 = -1/3 u_0$ , 如图1(b)所示. 可以看出冲击波碰撞后, 压强提高了6倍, 密度提高了2.5倍, 冲击碰撞形成的高压缩区以速度  $-u_0$  继续压缩靶丸, 尺寸以  $4/3 u_0$  增大, 这部分燃料形成一个压缩活塞质量以速度  $10\rho_0 |D_3 - D_4| = 40\rho_0 u_0 / 3$  增加. 假设  $x$  为返回冲击波与点火冲击波的碰撞点,  $\Delta$  为碰撞时刻的壳层厚度, 冲击碰撞后的冲击波  $D_4$  将在时间  $3(\Delta - x)/5u_0$  后到达外壳层, 这个时间可以看成是靶丸的约束时间, 另外, 冲击碰撞产生的另一冲击波  $D_3$  将在  $3x/5u_0$  后到达内壳层, 该时刻对应的压缩活塞的质量为  $8\rho_0 x$ ; 之后冲击波将进入中心区加热热斑, 热斑的最大压缩和最高温度是在冲击波从中心区返回到内壳层的时刻, 该时刻应该达到点火的要求.  $x$  应该足够大以使有足够的能量来对中心区进行压缩, 但也不能过大, 否则热斑没有足够压缩和加热便已解体, 无法实现点火. 当  $x = \Delta/2$  时,  $D_3$  和  $D_4$  将分别同时到达外壳层和内壳层, 该时刻对应的是热斑刚开

始加热,靶丸就开始解体,所以  $x$  必须小于  $\Delta/2$ , 对于  $x$  的限制,实际上就是对应了冲击脉冲的时间窗口,所以对于冲击点火,精确控制冲击脉冲的加载时刻是其点火成败的一个关键因素,也是冲击点火的一大特点.

### 3. 模拟结果与分析

实际的冲击波碰撞过程较上述理论推导要复杂,冲击波在靶丸中传播时,由于聚心运动将逐渐增强,且两个碰撞冲击波的压强也不可能完全相同,必须通过模拟辐射流体力学模拟对冲击点火的物理机理进行更加深入的研究. 数值模拟利用辐射流体力学程序 Multi 进行, Multi 是一个基于 Linux 操作系统的辐射流体力学程序,由 Ramis 等人开发完成,可以进行 1 维和 2 维的流体力学模拟<sup>[22, 23]</sup>.

图 2 为数值模拟所用冲击点火靶丸结构和激光脉冲波形. 图 2(a) 所示,冲击点火的靶丸由氘氚气体、氘氚冰和湿润泡沫烧蚀层构成;图 2(b) 所示,模

拟中所用两种激光( $\lambda_L = 351 \text{ nm}$ )脉冲,实线为冲击点火激光脉冲,由栅栏脉冲(20 TW)、预脉冲(1 TW)、压缩脉冲(平台功率 80 TW)和冲击脉冲(400 TW)构成;虚线为传统中心点火激光脉冲,为比较两脉冲的压缩和点火效果,提高压缩脉冲平台功率(120 TW)以使两脉冲能量相同. 其中栅栏脉冲的引入是为了对靶丸进行等熵参数整形,以提高直接驱动下的流体力学稳定性<sup>[24, 25]</sup>,等熵参数是燃料压强与简并费米气体压强的比值,在研究中发现该脉冲不仅具有等熵参数整形的功能,还具有提高燃料压缩度和降低脉冲对比度等作用,该研究不在此文中进行阐述. 预脉冲和压缩脉冲是典型的直接驱动激光脉冲<sup>[26]</sup>,本文研究取固定值,使冷区燃料在压缩脉冲结束时达到密度  $100 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  以上. 冲击脉冲是冲击点火的关键,本文中取能成功点燃靶丸的固定值,峰值功率 400 TW、上升和下降沿 100 ps、平台宽度 200 ps,变化冲击脉冲加载的时间,研究冲击波碰撞的物理过程和物理特性,并分析冲击加载时间对点火的影响.

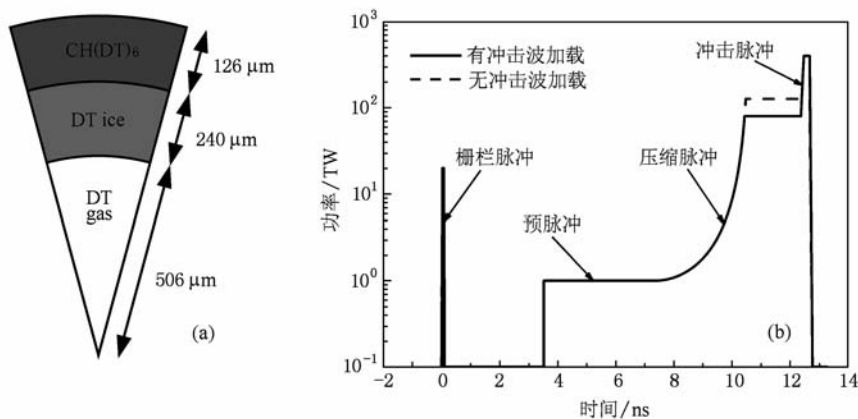


图 2 冲击点火靶丸结构和激光脉冲波形 (a) 冲击点火靶丸结构示意图; (b) 冲击点火激光脉冲波形(实线),传统中心点火波形(虚线)

图 3 给出了数值模拟的冲击波碰撞物理过程. 点火冲击波由于汇聚增强作用,在碰撞前达到 7 Gbar ( $1 \text{ bar} = 10^5 \text{ Pa}$ ),返回冲击波是由于中心区急剧增大的压强而产生,其是一个发散的冲击波,碰撞前压强为 9 Gbar,点火冲击波与返回冲击波在靶丸内壳层附近相碰. 图 3(a) 所示为碰撞前的压强和密度分布图,碰撞前两冲击波的压强基本相同,与图 1 模型相似,图 3(b) 所示,为冲击波碰撞后的压强和密度分布图,冲击波碰撞使压强由 9 Gbar 增加到 30 Gbar,密度由  $160 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$  增加到  $325 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ ,压强提高了 3 倍,密度提高了 2 倍,可以看出冲击碰

撞极大地提高了燃料的压强和密度,是一种有效的增压手段. 冲击碰撞将产生两个冲击波. 一个冲击波以压强 30 Gbar 向内传播,该冲击波将继续压缩并加热燃料中心区,由于冲击碰撞增压使燃料加热和压缩更加有效,可在更低的能量条件下达到点火的条件. 产生的第二个冲击波向外传播,但该冲击波是一个发散的冲击波,强度将随传播而下降,当该冲击波到达外壳层时,靶丸开始解体,所以必须在此之前实现点火. 正如第二部分所述,冲击脉冲的加载时间必须得到很好的控制,太早则能量不足以促使中心区点火成功,太晚则点火之前燃料

已开始解体.

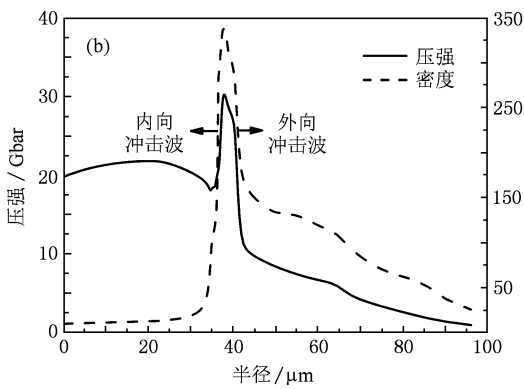
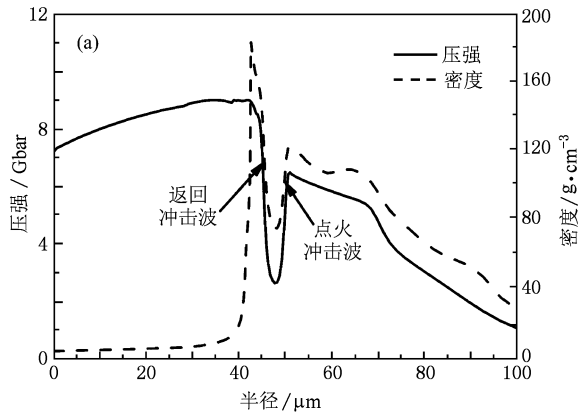


图3 冲击碰撞物理过程 (a)碰撞前的压强和密度分布图; (b)碰撞后的压强和密度分布图

为了更加直观理解冲击波碰撞的物理过程,图4给出了内爆过程中燃料压强关于时间和空间的变化图.冲击波在波阵面上存在压强突变,反应在图中为颜色的突变,点火冲击波和返回冲击波都能从图中清楚的看到.图4(a)为无冲击波加载的情况,返回冲击波在12.6 ns时刻与内壳层相碰,此时靶丸开始减速并逐渐解体.点火冲击波的传播见图4(b),它与返回的冲击波于12.9 ns时刻在内壳层相碰,碰撞产生的内向冲击波将进入中心低密度区,加热燃料,在13 ns到达中心并返回,13.05 ns到达内壳层;外向冲击波向外壳层传播,于13.1 ns到达外壳层,此后靶丸开始解体.不过,从图中可以看到内向冲击波在到达中心返回后,燃料压强急剧增大,说明燃料点火成功,并产生燃烧波向外传输,在靶丸解体之前,燃烧大部分燃料,产生足够的能量增益.图5所示,为有冲击波加载和无冲击波加载下的燃料压强和密度分布图,可以看到有冲击加载的中心区压强是无冲击冲击加载的2.65倍,并且其压强分布趋于文献[9]所述非等压模型,该压强分布

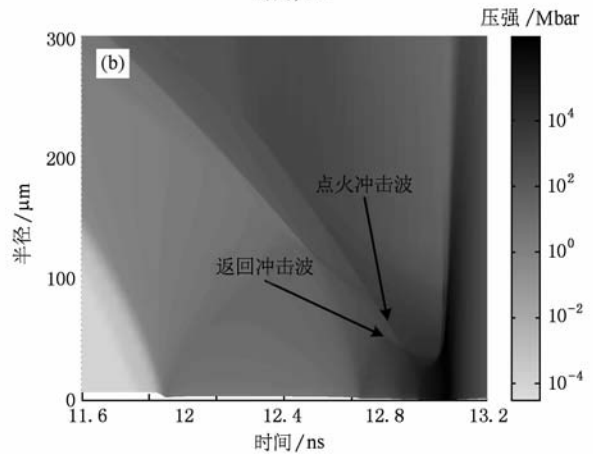
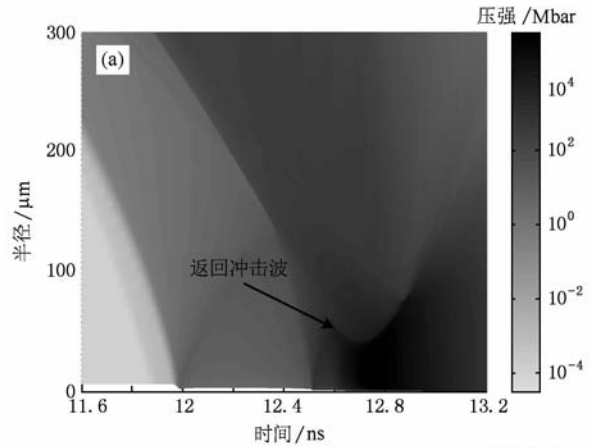


图4 内爆过程中关于时间和空间的燃料压强图 (a)无冲击加载情况;(b)有冲击加载情况

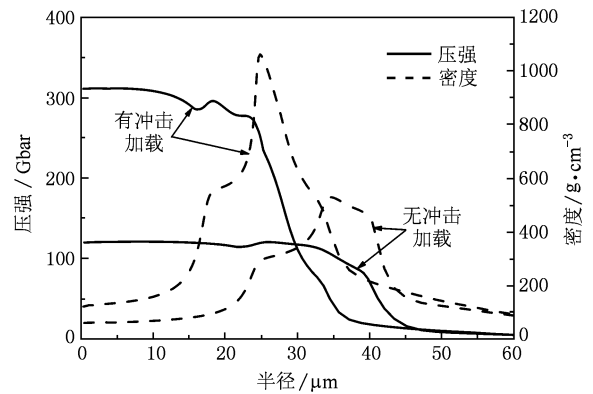


图5 最大压缩时刻有冲击波加载和无冲击波加载的燃料压强、密度分布图

能使达到相同增益的激光能量降低近一个量级;有冲击加载的冷区燃料密度也是无冲击加载的2倍,为靶丸的约束提供了更好的保证.冲击波碰撞将有效的提高中心区燃料的压强和冷区燃料的密度,增强约束效果,降低点火所需激光脉冲能量.

研究冲击脉冲加载时刻对点火的影响,图6所示,为不同冲击脉冲加载时刻对应的燃料压强分布图.图6(a),冲击脉冲加载时间过早,导致加热不足,仅释放聚变能4.4 MJ,靶增益为16.图中可以看到,点火冲击波在12.7 ns到达内壳层,对应内壳层半径为116  $\mu\text{m}$ ,之后点火冲击波将进入中心热斑区

加热燃料,该冲击波与返回冲击波于12.85 ns在热斑中相碰,碰撞后产生两个冲击波,其中内向冲击波将在12.9 ns到达中心,12.95 ns返回到内壳层,该时刻对应的靶丸中心区半径为35  $\mu\text{m}$ ,聚变点火在该条件下会发生,但是其聚变产额较低,原因是冲击碰撞在中心区发生,不能有效的提高冷区燃料的密度,不能提高靶丸的约束能力,所以聚变燃烧份额较低,相应产生的聚变能量也就不高.图6(c),冲击脉冲加载时间过晚,点火冲击波与返回冲击波在靶丸停滞阶段相碰,碰撞产生的冲击波在中心返回到达内壳层对应的时间为13.2 ns,此刻对应中心区半径为50  $\mu\text{m}$ ,靶丸已经在解体过程中,冲击波加载过晚情况下,基本没有聚变能量的释放,因为中心热斑并没有形成,没有实现聚变点火.图6(b),冲击脉冲加载时间正好,点火脉冲与返回冲击波在内壳层附近相碰,内向冲击波向中心热斑区传输并加热热斑,返回到内壳层时间为13.05 ns,此刻对应中心热斑区半径为25  $\mu\text{m}$ ,由于冲击波的加热中心热斑将实现点火,冲击波加载时刻的合理选取使冷区燃料得到了最大的提高,为靶丸约束提供了条件,点火产生的燃烧波将以非常大的速度向外传播,在靶丸解体前燃烧大部分燃料,冲击脉冲最优加载条件下,聚变能产额达到19 MJ,靶增益为63.图7为靶增益关于冲击加载时刻的变化图,12.35 ns对应的靶增益最大,随着冲击加载时刻的提前或延迟靶增益下降,但下降情况并不对称,过晚加载会使靶增益急剧下降,加载提前对靶增益影响要相对缓慢一些,在图2激光脉冲和靶丸结构下,可接受的最晚加载时刻为12.45 ns,我们将能成功点燃靶丸的加载时间定义为冲击点火的点火时间窗口,从图7中可以看到对应的时间窗口宽度为200 ps,为了成功

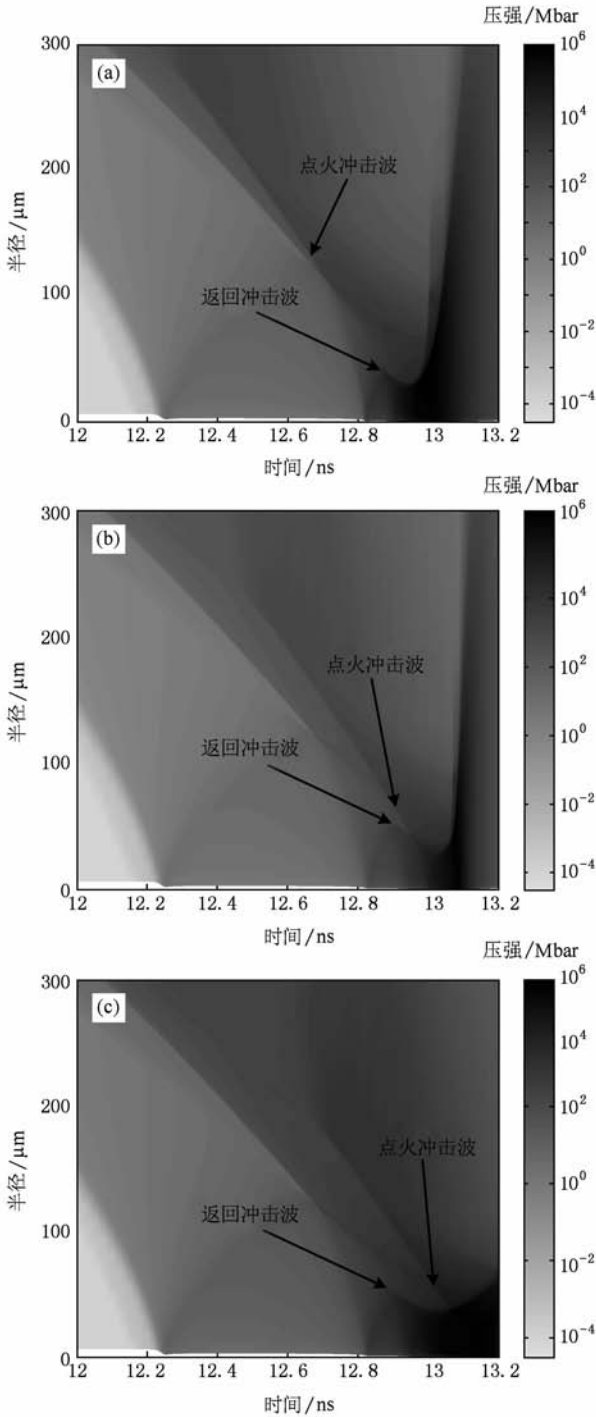


图6 不同冲击脉冲加载时刻对应的燃料压强分布图 (a)加载过早;(b)最优加载;(c)加载过晚

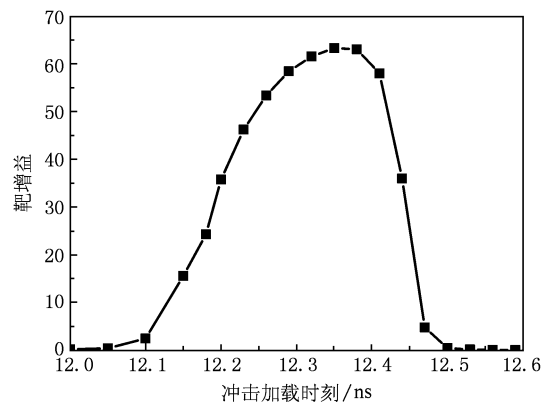


图7 靶增益关于冲击加载时刻的变化图

实现冲击点火,冲击脉冲加载时间的严格控制是点火成功的关键因素之一,时间精度应达到  $\pm 100$  ps 以上.

#### 4. 结 论

由于冲击点火将压缩和点火分开,它的很多特点与快点火相似,具有快点火高增益、低能量阈值和高稳定性等优点,冲击点火需要的点火能量与快点火相当.不同的是快点火主要利用超热电子等复杂物理过程,而冲击点火主要是利用冲击波的对碰效应.冲击点火的靶丸结构以及压缩过程还是基于中心点火机理,对靶的设计和制造要求较快点火而

言也更为简单.冲击点火是兼备中心点火和快点火优点的一种新型点火方式,具有非常大的发展潜力.本文对冲击点火的物理过程和物理特性进行了深入的分析 and 研究.理论推导了一维平板模型的冲击波碰撞过程,并以此对冲击点火的关键物理机理进行了分析;数值模拟了冲击波碰撞的物理过程和特性,研究了冲击脉冲加载时间对点火的影响.数值模拟结果与理论分析结果符合,从一定角度验证了理论分析和数值模拟的正确性.冲击点火是一种崭新的惯性约束聚变点火方式,现在还处于概念研究阶段,本文研究对认识和理解冲击点火物理过程具有参考意义.

- [1] Kidder R E 1998 *SPIE* **3343** 10
- [2] Basov N G 1993 *Quantum Electron.* **23** 262
- [3] Pavlovskii A I 1991 *Soviet Phys. Uspekhi* **34** 429
- [4] Wang G C 1987 *Chinese J. Laser* **14** 641
- [5] Nuckolls J O, Wood L O, Thiessen A L, Zimmerman G E 1972 *Nature* **239** 139
- [6] Lindl J 1995 *Phys. Plasmas* **2** 3933
- [7] Tabak M, Hammer J, Glinsky M E, Kruer W L, Wilks S C, Woodworth J, Campbell E M, Perry M D, Mason R J 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [8] Kodama R, Shiraga H, Shigemori K, Toyama Y, Fujioka S, Azechi H, Fujita H, Habara H, Hall T, Izawa Y, Jitsuno T, Kitagawa Y, Krushelnick K M, Lancaster K L, Mima K, Nagai K, Nakai M, Nishimura H, Norimatsu T, Norreys P A, Sakabe S, Tanaka K A, Youssef A, Zepf M, Yamanaka T 2002 *Nature* **418** 933
- [9] Zhang J T, He B, He X T, Chang T Q, Xu L B 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 921 (in Chinese) [张家泰,何斌,贺贤士,常铁强,许林宝 2001 物理学报 **50** 921]
- [10] Liu Z J, Zheng C Y, Cao L H, Li B, Zhu S P 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 304 (in Chinese) [刘占军,郑春阳,曹莉华,李斌,朱少平 2006 物理学报 **55** 304]
- [11] Betti R, Zhou C D, Anderson K S, Perkins L J, Theobald W, Solodov A A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [12] Ribeyre X, Schurtz G, Lafon M, Galera S, Weber S 2009 *Plasma Phys. Contr. F* **51** 15013
- [13] Perkins L J, Betti R, LaFortune K N, Williams W H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 45004
- [14] Atzeni S, Davies J R, Hallo L, Honrubia J J, Maire P H, Olazabal-Loume M, Feugeas J L, Ribeyre X, Schiavi A, Schurtz G, Breil J, Nicolai P 2009 *Nucl. Fusion* **49** 55008
- [15] Schmitt A J, Bates J W, Obenschain S R, Zalesak S T, Fyfe D E, Betti R 2009 *Fusion Sci. Technol.* **56** 377
- [16] Ribeyre X, Lafon M, Schurtz G, Olazabal-Loume M, Breil J, Galera S, Weber S 2009 *Plasma Phys. Contr. F* **51** 124030
- [17] Theobald W, Anderson K S, Betti R, Craxton R S, Delettrez J A, Frenje J A, Glebov V Y, Gotchev O V, Kelly J H, Li C K, Mackinnon A J, Marshall F J, Mccrory R L, Meyerhofer D D, Myatt J F, Norreys P A, Nilson P M, Patel P K, Petrasso R D, Radha P B, Ren C, Sangster T C, Seka W, Smalyuk V A, Solodov A A, Stephens R B, Stoeckl C, Yaakobi B 2009 *Plasma Phys. Contr. F* **51** 124012
- [18] Atzeni S 2009 *Plasma Phys. Contr. F* **51** 124014
- [19] Theobald W, Betti R, Stoeckl C, Anderson K S, Delettrez J A, Glebov V Y, Goncharov V N, Marshall F J, Maywar D N, Mccrory R L, Meyerhofer D D, Radha P B, Sangster T C, Seka W, Shvarts D, Smalyuk V A, Solodov A A, Yaakobi B, Zhou C D, Frenje J A, Li C K, Seguin F H, Petrasso R D, Perkins L J 2008 *Phys. Plasmas* **15** 56301
- [20] Mccrory R L, Meyerhofer D D, Betti R, Craxton R S, Delettrez J A, Edgell D H, Glebov V Y, Goncharov V N, Harding D R, Jacobs-Perkins D W, Knauer J P, Marshall F J, Mckenty P W, Radha P B, Regan S P, Sangster T C, Seka W, Short R W, Skupsky S, Smalyuk V A, Soures J M, Stoeckl C, Yaakobi B, Shvarts D, Frenje J A, Li C K, Petrasso R D, Seguin F H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 55503
- [21] Li W X 2004 *One dimensional nonsteady flow and shock waves* (BeiJing: National Defense Industry Press) p262 (in Chinese) [李维新 2004 一维不定常流与冲击波(北京:国防工业出版社)第 262 页]
- [22] Ramis R, Schmalz R, Meyer-Ter-Vehn J 1988 *Comput. Phys. Commun.* **49** 475
- [23] Ramis R, Meyer-Ter-Vehn J, Ramirez J 2009 *Comput. Phys. Commun.* **180** 977
- [24] Betti R, Anderson K, Knauer J, Collins T J B, Mccrory R L, Mckenty P W, Skupsky S 2005 *Phys. Plasmas* **12** 42703

[25] Anderson K, Betti R 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5

[26] Kidder R E 1974 *Nucl. Fusion* **14** 53

## Study on the mechanism of shock ignition in laser fusion \*

Yuan Qiang<sup>1)2)</sup> Hu Dong-Xia<sup>2)</sup> Zhang Xin<sup>2)</sup> Zhao Jun-Pu<sup>2)</sup> Hu Si-De<sup>1)</sup> Huang Wen-Hui<sup>1)</sup> Wei Xiao-Feng<sup>2)†</sup>

1) (Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China)

2) (Research Center of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China)

(Received 6 April 2010; revised manuscript received 30 April 2010)

### Abstract

As a novel method to assemble and ignite thermonuclear fuel, shock ignition offers several significant advantages, including low ignition threshold, high gain, and good hydrodynamic stability. In this paper, the mechanism of shock ignition is analyzed theoretically and simulated numerically. First, using one-dimensional planer model, the principles of shock collision in shock ignition are analyzed. Then simulations are performed to study the mechanism of the shock ignition scheme. The simulation results are compared with the theoretically analysis, and the robustness of the ignition scheme in terms of shock launching time is studied.

**Keywords:** shock ignition, shock collision, radiation hydrodynamic simulation

**PACS:** 52.57.-z, 28.52.-s

---

\* Project supported by the Science and Technology Foundation of State Key Laboratory of High Temperature and Density Plasma Physics (Grant No. 9140C680101).

† Corresponding author. E-mail: xfwei@caep.ac.cn