



超音速高密度喷流碰撞过程中的高效能量转移

张喆 远晓辉 张翌航 刘浩 方可 张成龙 刘正东 赵旭 董全力 刘高扬 戴羽 谷昊琛 李玉同 郑坚 仲佳勇 张杰

Efficient energy transition from kinetic to internal energy in supersonic collision of high-density plasma jets from conical implosions

Zhang Zhe Yuan Xiao-Hui Zhang Yi-Hang Liu Hao Fang Ke Zhang Cheng-Long Liu Zheng-Dong
Zhao Xu Dong Quan-Li Liu Gao-Yang Dai Yu Gu Hao-Chen Li Yu-Tong Zheng Jian Zhong Jia-Yong Zhang Jie

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 155201 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20220361

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220361>

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

双锥对撞点火机制2020年冬季实验中的瑞利-泰勒不稳定性分析

Analytical studies of Rayleigh-Taylor instability growth of double-cone ignition scheme in 2020 winter experimental campaign
物理学报. 2022, 71(3): 035204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211172>

对美国国家点火装置2010年以来实验设计思路的分析

Analysis of design principles of the experiments on the National Ignition Facility since 2010
物理学报. 2022, 71(13): 135202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20220199>

惯性约束聚变装置中靶面光场特性的统计表征方法

Method of statistically characterizing target plane light field properties in inertial confinement fusion device
物理学报. 2019, 68(8): 084207 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182091>

神光III主机上球腔辐射场实验的三维数值模拟与分析

Three-dimensional simulations and analyses of spherical hohlraum experiments on SG III laser facility
物理学报. 2018, 67(2): 025202 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20170521>

激光加载下金属锡材料微喷颗粒与低密度泡沫混合实验研究

Observation of ejecta tin particles into polymer foam through high-energy X-ray radiography using high-intensity short-pulse laser
物理学报. 2019, 68(7): 076201 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182280>

各向异性三维非对称双锥五模超材料的能带结构及品质因数

Phononic band structure and figure of merit of three-dimensional anisotropic asymmetric double-cone pentamode metamaterials
物理学报. 2020, 69(13): 134302 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200364>

超音速高密度喷流对撞过程中的高效能量转移*

张喆¹⁾²⁾³⁾ 远晓辉⁴⁾²⁾ 张翌航¹⁾ 刘浩⁴⁾²⁾ 方可¹⁾⁵⁾ 张成龙¹⁾⁶⁾
 刘正东⁷⁾ 赵旭⁴⁾²⁾ 董全力⁸⁾²⁾ 刘高扬⁸⁾ 戴羽¹⁾⁵⁾ 谷昊琛¹⁾⁵⁾
 李玉同¹⁾²⁾³⁾ 郑坚⁹⁾²⁾ 仲佳勇⁷⁾²⁾ 张杰^{1)2)4)†}

1) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家研究中心, 北京 100190)

2) (上海交通大学, IFSA 协同创新中心, 上海 200240)

3) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

4) (上海交通大学物理与天文学院, 激光等离子体教育部重点实验室, 上海 200240)

5) (中国科学院大学物理学院, 北京 100049)

6) (中国矿业大学(北京)理学院物理系, 北京 100083)

7) (北京师范大学天文系, 北京 100875)

8) (哈尔滨工业大学(威海)理学院, 威海 264209)

9) (中国科学技术大学等离子体物理与聚变工程系, 中国科学院近地空间环境重点实验室, 合肥 230027)

(2022 年 3 月 1 日收到; 2022 年 3 月 23 日收到修改稿)

在双锥对撞点火激光核聚变方案中, 两个锥口相距约 100 μm 放置的金锥内氙氟球冠靶在高功率纳秒激光烧蚀驱动下, 获得沿金锥的球对称压缩和加速, 形成沿着金锥轴向的超音速高密度喷流, 出射喷流在两个金锥的几何中心发生对撞减速并形成聚变密度等离子体. 在对撞过程中, 高速运动喷流的动能转化为内能, 实现对等离子体的预加热, 与此同时, 皮秒拍瓦激光产生的高能快电子从垂直方向入射并加热高密度等离子体, 使其快速升温达到聚变温度, 实现聚变点火. 2020 年在中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光联合实验室神光 II 升级激光装置上, 我们利用总能量为 10 kJ 的八路纳秒激光进行了两轮实验. 实验利用包括 X 射线汤姆逊散射、硬 X 射线单色背光成像、X 射线条纹和分幅成像等多种主动、被动诊断方法对超音速高密度喷流对撞过程进行了高时空分辨研究, 实验测量发现, 在单锥口形成的超音速等离子体喷流密度为 $5.5\text{--}8\text{ g/cm}^3$; 在对撞过程中形成了阻滞时间约 200 ps 的高密度等离子体, 中心密度达到了 $(46 \pm 24)\text{ g/cm}^3$. 通过对等离子体的温度、速度的分析发现, 对撞过程中动能到内能的转换效率高达 89.5%.

关键词: 激光聚变, 快点火, 双锥对撞点火

PACS: 52.57.-z, 52.57.Kk

DOI: 10.7498/aps.71.20220361

1 引言

为了实现激光聚变点火, 在过去的几十年中研究者们提出了多种方案, 例如中心点火^[1]、快点火^[2,3]、

撞击点火^[4,5]和冲击波点火^[6,7]等. 美国国家点火装置(NIF)自2009年建成以来, 通过不断调整优化实验方案, 同时对靶的制作精度和结构也进行了大量的优化^[8], 但由于激光聚变本身的复杂性, 稳定可控的聚变点火仍然未能实现^[9]. 在激光驱动靶

* 中国科学院战略性先导科技专项 A 类(批准号: XDA25010100, XDA25010300, XDA25030100)和国家自然科学基金(批准号: U1930107, 11827807)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: jzhang@iphy.ac.cn

丸内爆的过程中, 激光能量能否高效地传递到热斑是实现点火的关键. 不论是直接驱动还是间接驱动的方案中, 由激光等离子体不稳定 (LPI)^[10,11]、内爆过程中的熵增、流体力学不稳定性带来的内爆不对称性^[12]等过程都会造成激光能量的损失, 大幅降低能量耦合效率. 为了解决这些困难, 张杰等^[13]提出了基于等容压缩和快点火构型^[2]的双锥对撞点火方案 (DCI). 在该方案中, 氘氚燃料球壳填充于两个对向放置的开口金锥中. 首先利用高能纳秒激光对球壳沿着双锥内壁进行球对称压缩和加速, 在锥口形成高密度的超音速喷流, 并在两个锥顶的几何中心对撞. 两侧的喷流动量大小相等方向相反, 在对撞过程中定向速度迅速降低, 实现动能到内能的高效转换; 中心等离子体密度和温度进一步提高. 预热的高密度等离子最终被高能皮秒拍瓦激光产生的兆电子伏特量级的快电子加热, 实现温度的快速升高, 达到聚变条件^[14,15].

为了验证这一系列物理过程的可行性, 本文设计了系列物理实验逐步验证 DCI 方案的分解物理过程. 研究主要集中于单锥压缩并在锥口产生超音速等离子体喷流和双锥中心的高速等离子体喷流对撞. 单锥压缩和对撞的过程可以分解为 3 个步骤. 首先利用强度逐步上升的斜角脉冲产生一系列冲击波, 预压缩球壳. 此过程的关键是对激光波形的控制. 通过对激光斜率的精密设计, 实现对冲击波产生时间和强度的控制, 以便使产生的冲击波具有更高的强度和速度. 这些冲击波在球壳的内表面汇合, 可以降低在冲击波压缩过程中对球壳的预热, 进而减小压缩过程中的熵增并有效地降低对压缩激光能量的需求. 另一方面, 这样的激光波形通过对斜率的选择, 还能通过增大烧蚀深度和增大电子热传导区长度来提高前向的流体力学效率.

第 2 步, 被冲击波预压缩过的燃料壳层, 随着后续激光的烧蚀, 由火箭效应被反推向金锥锥口. 在此过程中燃料等离子体同时受到激光的纵向压缩和金锥的横向箍缩. 在等离子体和金锥壁接触的区域, 粒子和锥壁多次碰撞, 随机的速度分布被金锥引导至沿锥壁方向. 这一效应通过对随机分布速度的引导, 进一步降低了等离子体的温度和整体压缩过程中的熵增. 在等离子体被推向锥口的过程中, 等离子体被进一步压缩和加速.

第 3 步, 当等离子体喷出锥口后, 从两个对向

放置的锥口中喷出的等离子体在双锥中心的真空区域实现对称的对撞. 对撞过程中, 两端喷出的等离子体喷流的动能转换为内能, 在中心形成高密度的预热等离子体.

2 实验设置

实验在中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光联合实验室的神光 II 升级装置上进行. 该装置具有八路纳秒激光和一路皮秒激光; 其中纳秒激光每路 3 倍频输出能力为 3 kJ, 皮秒激光在 10 ps 脉宽下输出能力为 1000 J. 针对神光 II 升级现有的输出能力, 利用机器学习算法对以上过程进行了模拟优化, 模拟中设置了 26 个独立参数, 包括初始靶尺寸、激光脉冲波形等^[16]. 优化的激光波形和压缩过程的流线如图 1(a) 所示. 实验诊断设置如图 1(b) 所示, 四路纳秒激光聚焦于单锥内, 对放置于锥内的球壳进行压缩和加速. 由于实验中采用了特殊的波形设计, 单路纳秒激光使用能量为 1.25 kJ. 纳秒激光经过空间匀滑后, 叠合聚焦于球壳上表面. 实验中分阶段的利用单、双锥进行了压缩加速和对撞的实验研究. 双锥的几何中心放置于靶室中心, 锥轴线竖直放置. 神光 II 升级靶室的上、下四路纳秒激光分别聚焦于两个锥内. 为了实现等离子体的精密诊断, 实验中设置了多种诊断设备. 在靶室内水平面的 X 射线条纹成像相机 (XPSC) 可以同时获得锥顶和锥口等离子体的一维时间分辨成像信息, 用于计算等离子体喷出锥口时间和喷射速度. 十六通道的 Kirkpatrick-Baez X 射线分幅成像系统 (KB-XFC) 用于获得锥口等离子体的二维形貌时间演化信息.

为了精确地获得中心等离子体的密度和面密度信息, 采用了两种主动硬 X 射线背光诊断方法. 对于单锥喷出的高密度等离子体喷流, 采用了 X 射线汤姆孙散射 (XTS) 进行温度和密度测量^[17,18]. 除此以外, 还利用 Cu 的 $K\alpha$ (8.05 keV) 射线进行单色背光阴影成像, 对中心等离子体的密度和面密度进行测量^[19]. 实验中利用神光 II 升级装置的皮秒激光驱动短脉冲 Cu $K\alpha$ 射线做为背光源, 采用 Quartz 2131 球面弯晶进行背光成像. 该测量的能量带宽约 10 eV, 放大 8.4 倍, 成像空间分辨率优于 20 μm .

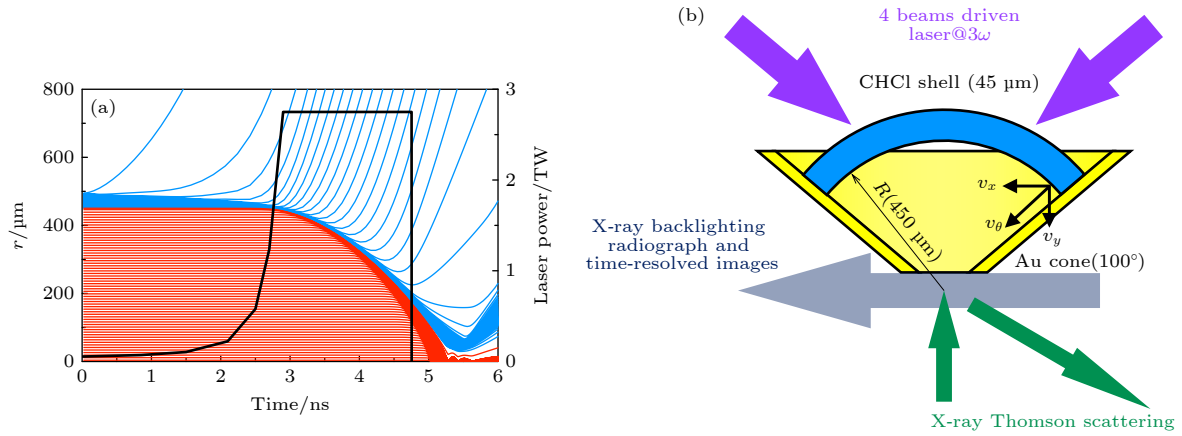


图 1 实验设计 (a) 等熵压缩激光波形设计, 以及该波形下的压缩流场; (b) 实验设置, 主要的 X 射线诊断分布
Fig. 1. Design of the experiment: (a) The profile of laser pulse, together with the implosion of the fuel shell; (b) configuration of the experiment setup, X-ray images for the compressed plasma are installed on the horizontal plane.

2.1 实验用靶

实验中用于压缩的中空锥体由金制成, 金锥壁厚为 $20\ \mu\text{m}$. 二维流体模拟和利用金元素弹性模量构建的解析模型均表明 $20\ \mu\text{m}$ 厚的金壁可以在出锥口前的压缩和加速过程中承受来自内部等离子体的压力, 有效地约束内部等离子体. 金锥的开口投影角为 100° , 与神光 II 升级装置的激光排布相匹配. 金锥前端开口 $100\ \mu\text{m}$. 用于压缩的球壳由 $\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{Cl}_2$ 制成, 内半径 $450\ \mu\text{m}$, 厚度 $45\ \mu\text{m}$. 其尺寸根据现有的神光 II 升级装置激光规模, 结合流体模拟进行优化得到. 球壳的球心和金锥内表面的顶点重合, 双锥顶端的几何中心放置于靶室中心.

2.2 X 射线汤姆逊散射

X 射线汤姆逊散射的光源是由能量共 $3.5\ \text{kJ}$ 的两路纳秒激光驱动 $10\ \mu\text{m}$ 厚的 Zn 靶产生的 $\text{He}\ \alpha$ ($8.95\ \text{keV}$) X 射线. 根据 XPSC 的测量结果, 探测时间选为单锥口等离子体的喷出时间 (压缩激光前沿的 $6\ \text{ns}$ 后). 实验中选择的散射角度为 120° , X 射线光子来自于自由电子的非相干康普顿散射, 散射峰红移量为 $235\ \text{eV}$. 为了优化谱仪的收集效率和光谱分辨能力, 谱仪选取了 von Hamos 构型的 HOPG (highly oriented pyrolytic graphite) 晶体谱仪进行谱线测量^[20]. 晶体曲率半径 $170\ \text{mm}$, 尺寸为 $30\ \text{mm} \times 70\ \text{mm}$, 马赛克倾角 0.4° . 半径和尺寸根据 XOP^[21] 进行了优化. 谱仪的测谱范围从 $8.3\text{--}9.1\ \text{keV}$, 光谱分辨能力为 $12.9\ \text{eV}$, 完全满足测量需求.

2.3 Kirkpatrick-Baez 显微镜

Kirkpatrick-Baez (KB) 显微镜由 8 块多层膜反射镜构成. 8 块反射镜组成 4×4 的阵列, 单发可以获得 16 幅图像^[22]. 图像采集由 X 射线分幅相机完成, 使得该系统具有了时间分辨能力. 该系统成像中心处空间分辨 $8\ \mu\text{m}$, 时间分辨约 $80\ \text{ps}$. KB 反射镜采用了两种镀膜方式, 获得了不同的反射率曲线, 为成像提供了光谱分辨能力.

3 实验结果

图 2 所示为典型的 XPSC 图像, $t = 0$ 定义为激光脉冲前沿. 从图 2 可以看到背向喷射的烧蚀等离子体和喷出锥口的高密度等离子体喷流. 锥内压缩等离子体发光被金锥壁挡住, 无法观测. 从图 2(b) 可以看出, 等离子体在约 $5.4\ \text{ns}$ 喷出锥口, 在 $6\ \text{ns}$ 附近亮度达到最强, 在这段时间内, 喷流的纵向喷射速度为 $133\ \text{km/s}$. 本轮实验中的喷流纵向速度平均值为 $135\ \text{km/s}$. 图 2(c) 所示为双锥对撞的图像, 两个喷流在 $5.8\ \text{ns}$ 时刻开始对撞, 并且持续发光 $0.6\ \text{ns}$ 左右.

图 3 所示为 XTS 测量所得单锥口等离子体散射信号, 理论拟合基于 RPA 模型完成^[18]. 通过对 $8.5\ \text{keV} < E < 8.85\ \text{keV}$ 区间的红移康普顿散射峰的拟合可以得出等离子体的温度为 $T_e = (50 \pm 10)\ \text{eV}$. 另外, 弹性散射和非弹性散射峰的强度比和电子密度相关, 从拟合结果可以看出电子密度为 $1.46 \times 10^{24}\ \text{cm}^{-3}$. 根据 $\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{Cl}_2$ 材料的状态方程可以得到在该温度和电子密度下, 等离子体的质量密度为 $(8 \pm 2.4)\ \text{g/cm}^3$.

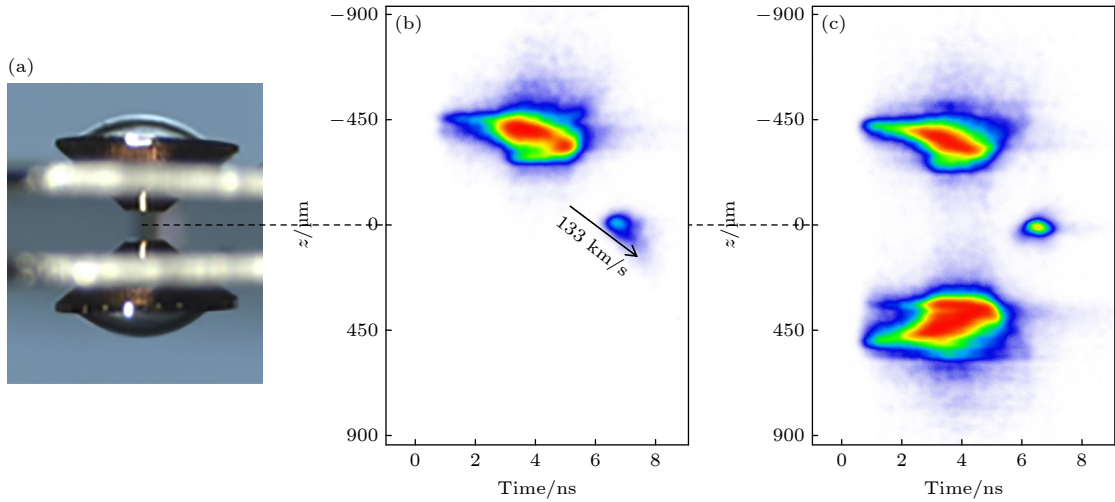


图 2 X 射线条纹成像 (a) 双锥靶照片, 沿轴线的等离子体成像在条纹相机的光阴极; (b) 单锥口喷出等离子体; (c) 双锥对撞等离子体

Fig. 2. X-ray streak image: (a) The target configuration of double cones, the plasma along the cone axis is imaged; (b) the plasma jet from a single cone, ejecting time and the vertical velocity were measured; (c) the colliding plasma from double cones. All images are illustrated in same color scale.

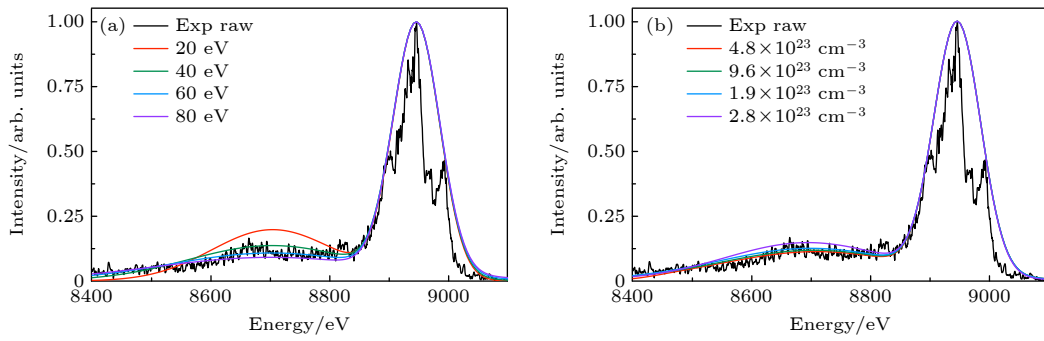


图 3 X 射线汤姆逊散射光谱 (a) 温度拟合; (b) 电子密度拟合

Fig. 3. X-ray Thomson scattering spectrum: (a) Temperature fitting; (b) the average density fitting.

对撞等离子体形貌的时间演化信息来自 KB-XFC, 如图 4 所示. 从两侧锥顶喷出的等离子体在 5.8 ns 开始对撞, 中心等离子体的尺寸和亮度随着时间增加至 6.3 ns 达到最大值. 此后, 等离子体的热膨胀速度大于惯性约束效果, 等离子体从 6.5 ns 时刻起开始扩散, 时间和 XPSC 测量基本一致. 从图 4 可以看出等离子体具有较好的轴对称性.

等离子体自发光主要来自于韧致辐射, 其强度 $I(h\nu)$ 和等离子体的密度 ρ 、温度 T_e 相关:

$$I(h\nu) \propto \rho T_e^{1/2} \int_0^\infty S(h\nu) e^{h\nu/T_e} d\nu, \quad (1)$$

其中 $S(h\nu)$ 是 KB-XFC 的响应函数, 和 KB 反射镜镀膜和金阴极的性质相关. 通过对比两个能量通道的信号强度, 对 (1) 式拟合, 就可以得到等离子体的温度信息. 在本轮实验中, 中心对撞等离子体

的最高温度为 166.5 eV.

图 5 是典型的 X 射线背光阴影图像, 其中图 5(a) 是纳秒打靶前的双锥阴影图, 图 5(b) 是双锥对撞中心高密度等离子体阴影, 图 5(c) 是 5.9 ns 延迟下的单锥口喷出等离子体阴影. 通过 X 射线透过率的变化可以计算得到等离子体面密度信息. 进一步利用 Abel 反演计算得到等离子体的密度分布. 从单锥口阴影图计算得到该时间下, 等离子体中心的密度和面密度分别为 $(5.4 \pm 0.4) \text{ g/cm}^3$ 和 $(30 \pm 1) \text{ mg/cm}^2$. 通过改变背光的延迟时间, 可以扫描得到对撞等离子体密度和面密度随时间变化信息. 实验中发现最大压缩时刻在 6.2 ns, 与 XPSC 和 KB-XFC 的测量一致. 由于 $\text{C}_{16}\text{H}_{14}\text{Cl}_2$ 材料的不透明度较高, 在实验中所达到的面密度条件下, 即使对于 8.05 keV 的硬 X 射线透过率也非常低, 这

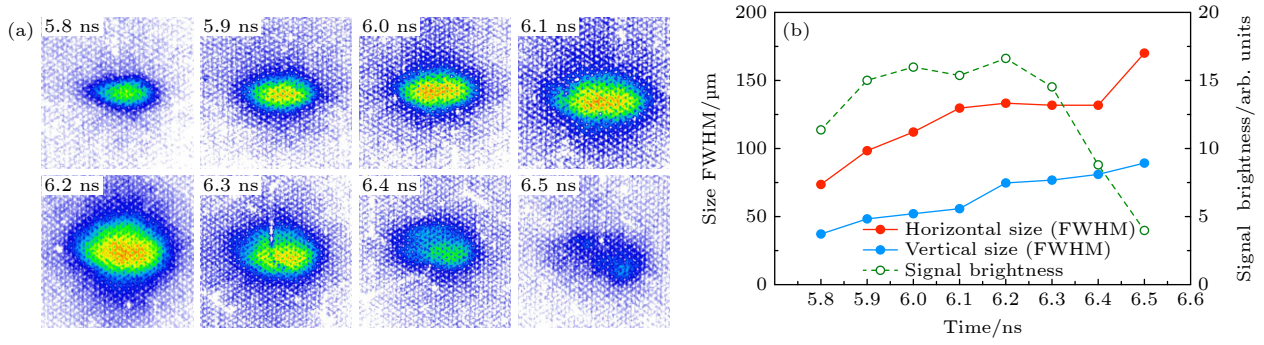


图 4 对撞等离子体二维时间演化 (a) 不同时刻双锥顶中心对撞等离子体自发光图像; (b) 自发光区域横向、纵向和光强随时间演化信息

Fig. 4. Two-dimensional temporal evolution of the colliding plasma: (a) Self emission from the colliding plasma in the center of the double cone tips; (b) evolution of size and brightness of the colliding plasma core.

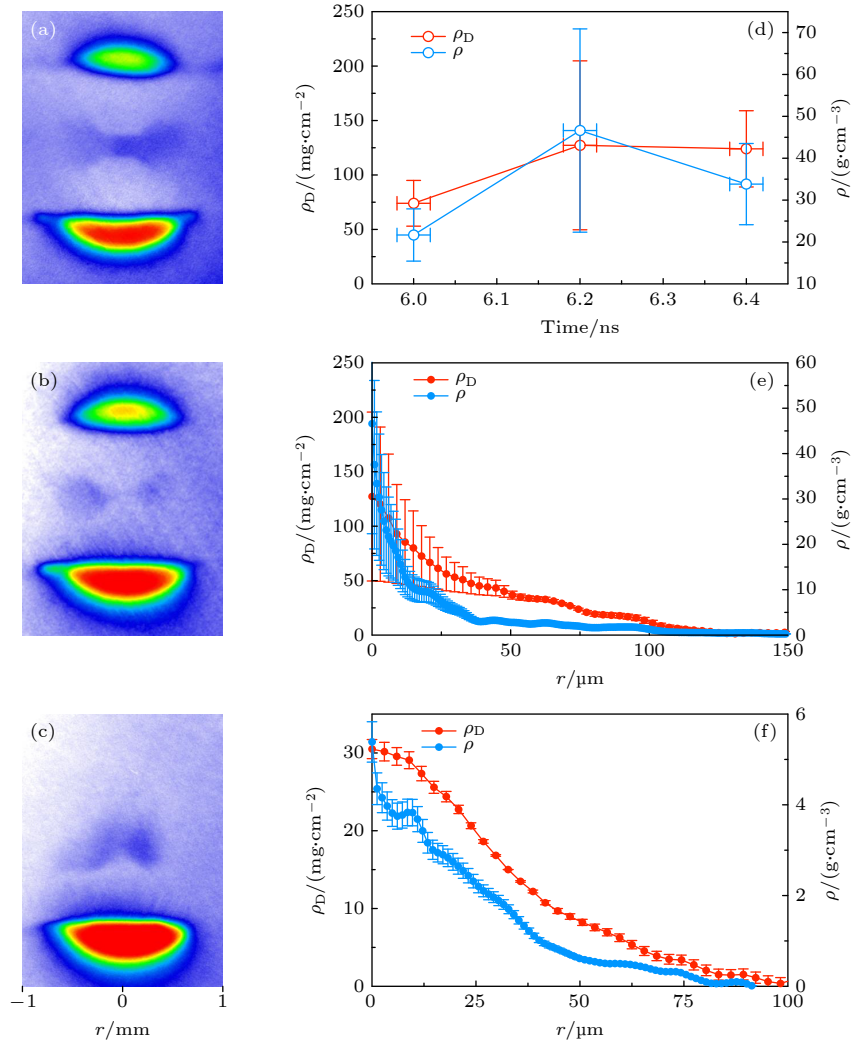


图 5 X 射线单色背光成像 (a) 压缩前时刻双锥阴影图; (b) 双锥对撞最大压缩时刻阴影图; (c) 单锥喷出等离子体阴影; (d) 对撞等离子体密度、面密度随时间演化; (e) 对撞等离子体横向密度、面密度分布; (f) 单锥口等离子体横向密度、面密度分布

Fig. 5. X-ray monochromatic backlighting radiography: (a) The radiography image of double cone before compression time. Row data of an undriven double cone target, the shape of the cone is clearly seen, and the bright spots on the top and bottom are the self-emission from the laser ablated shells. (b) The radiography image of a colliding plasma at the maximum compression time. (c) The radiography image from a single cone. (d) The time revolution of the colliding plasma density ρ and areal density ρ_D before and after the maximum compression. (e) Line profile of the ρ and ρ_D at the center of the cones for panel (b). (f) Line profile of the ρ and ρ_D at the center of the cones for panel (c).

造成了对面密度和密度测量数值的误差较大, 其中在最大压缩时刻测得的中心等离子体的密度和面密度分别为 $(46 \pm 24) \text{ g/cm}^3$ 和 $(127 \pm 77) \text{ mg/cm}^2$.

4 讨论

4.1 动能至内能的转换效率

实验中对锥口喷出等离子体进行了多方位的诊断. 从 XPSC 的结果可以得到喷流的平均速度为 135 km/s . 结合等离子体的温度和密度测量可以计算得出等离子体的离子声速为 45 km/s . 在此条件下, 单锥口喷出的等离子体喷流的马赫数为 3. 与传统的中心点火不同, 在双锥中心为开放的空间, 没有气体填充. 因此在两个喷流在中心对撞前, 双锥中心的等离子体密度很低, 两个高密度喷流直接对撞, 速度急剧下降. 这个减速过程持续时间约为 100 ps 量级, 与典型的流体力学不稳定性 (例如 Rayleigh-Taylor) 增长时间类似, 甚至短于其增长时间. 在减速过程中的对撞等离子体流体力学不稳定性无法充分发展, 将得到很好的抑制.

除了对流体学不稳定性的抑制以外, 动能到内能的高效转换是 DCI 方案的另一个优点. 对撞过程中的能量转换可以由下式描述:

$$\eta N_i \frac{1}{2} m_i \Delta v_y^2 = \frac{3}{2} (N_i k_B \Delta T_i + N_e k_B \Delta T_e), \quad (2)$$

其中 η 表示动能到内能的转换效率; N_i 和 N_e 分别为离子和电子的数量; T_i 和 T_e 为离子和电子的温度. 在纳秒压缩时间尺度和百皮秒的对撞时间尺度内, 可以假设离子和电子处于热平衡状态 ($T_i = T_e$). 根据等离子体的平均离化态 Z , 转换效率 η 可以表示为: $\eta = \frac{3(1+Z)/k_B \Delta T}{m_i \Delta v_y^2}$. 对于实验中 XPSC 测量到的典型纵向速度 $\Delta v_y = 135 \text{ km/s}$, 结合 KB-XFC 和 XTS 的结果得到对撞前后的典型温度变化 $\Delta T = 116.5 \text{ eV}$ 可以计算得到 $\eta = 89.5\% \pm 11\%$.

4.2 Lawson 条件下的激光聚变点火参数空间

实现聚变点火的基本判据是聚变输出能量大于能量损失, 获得正增益产出, 即达到劳森判据 [23]. 与磁约束聚变不同, 典型的激光聚变构型中, 激光对燃料的驱动过程和聚变放能过程不是同时发生的, 而且时间尺度也不相同, 并不适合用功率平衡

来表征劳森判据. 在激光聚变中, 对劳森判据的表述通常采用能量平衡的形式:

$$E_f \geq E_i. \quad (3)$$

对于 DT 聚变, 其产物之一的 α 粒子能够被 DT 燃料吸收, 被用于加热等离子体, 因此, (3) 式中的聚变放能 E_f 是指聚变产生的 α 粒子总能量; E_i 是等离子体的内能, 在热平衡状态下离子温度和电子温度相同, 能量都来自于驱动激光:

$$E_f = \langle \sigma v \rangle n_D n_T V_h \tau_{\text{conf}} E_\alpha, \quad (4)$$

$$E_i = 3n V_h k_B T, \quad (5)$$

式中 $\langle \sigma v \rangle$ 是反应截面, 和温度 T 相关, 在 $3-100 \text{ keV}$ 范围内有

$$\langle \sigma v \rangle \geq 9.1 \times 10^{-16} \exp \left(-0.57 \left| \ln \frac{T}{64.2} \right|^{2.13} \right); \quad (6)$$

n_D , n_T 是 D 粒子和 T 粒子的密度, 对于 DT 等离子体 $n_D = n_T = n/2$; V_h 是热斑体积, 可以用质量密度 ρ 、等离子体半径 R 和 DT 离子平均质量 m_{DT} 表示为

$$n_D n_T V_h = \left(\frac{\rho}{m_{\text{DT}}} \right)^2 \frac{4}{3} \pi R^3; \quad (7)$$

E_α 是 α 粒子的动能, 对于 DT 反应为 3.5 MeV . τ_{conf} 是等离子体的惯性约束时间, 在等离子体被加热后, 一方面由于内爆的惯性, 将在一段时间内持续现有状态, 另一方面等离子体以离子稀疏波的形式在真空中膨胀, 稀疏波前的速度 C_s 为离子的等温声速. 约束时间 τ_{conf} 可近似为 $\tau_{\text{conf}} = R/C_s$ [24], 其中

$$C_s = \sqrt{2k_B T/m_{\text{DT}}}. \quad (8)$$

综合 (4)–(9) 式, 并代入常数 DT 粒子平均质量 m_{DT} , 在 (3) 式中取 $E_f = E_i$ 可得到在聚变输出能量和等离子体内能平衡时,

$$\rho R = 4.5 \times 10^{-4} \frac{T^{1.5}}{\exp \left(-0.57 \left| \ln \frac{T}{64.2} \right|^{2.13} \right)}. \quad (9)$$

根据 (9) 式可以得出典型的激光聚变点火区间, 如图 6 所示.

目前的实验中, 由于纳秒压缩激光能量还远低于最终点火所需要的能量值, 并且暂时还没有皮秒激光用于加热对撞等离子体, 因此对撞等离子体的面密度和温度都暂时未能进入点火区域. 随着后续激光的升级, 将进行更大能量条件下的实验, 在不同的能量点获得压缩密度、对撞等离子体温度、

动能到内能的转换效率等关键参数,进而外推至点火条件,形成更为完善的点火构型.

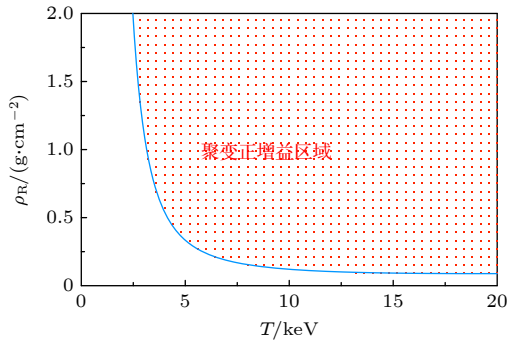


图 6 满足 Lawson 条件的面密度 (ρR) 和温度 (T) 的关系, 红色区域为聚变能正增益参数范围

Fig. 6. Relationship of ρR and T for Lawson condition. The red dot area is condition for a fusion energy positive gain.

5 结 论

本文报道了 DCI 方案首个验证实验的主要结果, 利用单侧 10 kJ 激光能量实现了超音速等离子体对撞获得高密度等离子体的物理过程. 燃料球壳在金锥内由多个冲击波近等熵压缩并且被加速, 在锥口形成马赫数为 3 的超音速喷流. 在双锥中心, 两个喷流对称的对撞, 随着动能到内能的高效转换, 形成了可用于后续加热的高密度等离子体核心, 在 10 kJ 入射激光能量条件下, 验证了双锥对撞点火方案的前 3 步分解物理过程的有效性.

参考文献

- [1] Lindl J D 1994 *AIP Conference Proceedings* **318** 635
- [2] 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
- [3] Kodama R, Norreys P A, Mima K, Dangor A E, Evans R G 2001 *Nature* **412** 798
- [4] Murakami M, Nagatomo H 2005 *Nucl. Instrum. Methods Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A* **544** 67
- [5] Azechi H, Sakaiya T, Watari T, et al. 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 235002
- [6] Betti R, Zhou C D, Anderson K S, Perkins L J, Theobald W, Solodov A A 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 155001
- [7] Theobald W, Bose A, Yan R, et al. 2017 *Phys. Plasmas* **24** 120702
- [8] Zylstra A B, Kritcher A L, Hurricane O A, Callahan D A, Baker K, Braun T, Casey D T, Clark D 2021 *Phys. Rev. Lett.* **126** 025001
- [9] Town R 2020 *Laser Indirect Drive Input to NNSA 2020 Report* (NNSA)
- [10] Craxton R S, Anderson K S, Boehly T R, et al. 2015 *Phys. Plasmas* **22** 110501
- [11] Montgomery D S 2016 *Phys. Plasmas* **23** 055601
- [12] Smalyuk V A, Robey H F, Alday C L, et al. 2018 *Phys. Plasmas* **25** 072705
- [13] Zhang J, Wang W, Yang X H, Wu D, Ma Y Y, Jiao J L, Zhang Z, Wu F Y, Yuan X H, Li Y T, Zhu J Q 2020 *Phil. Trans. R. Soc. A* **378** 20200015
- [14] Wang W, Gibbon P, Sheng Z M, Li Y T 2015 *Phys. Rev. Lett.* **114** 015001
- [15] Sakata S, Lee S, Morita H, et al. 2018 *Nat. Commun.* **9** 3937
- [16] Wu F, Yang X H, Ma Y Y, Zhang Q, Zhang Z, Yuan X H, Liu H, Liu Z, Zhong J Y, Zheng J, Li Y T, Zhang J 2022 *High Power Laser Sci. Eng.* **10** e12
- [17] Fletcher L B, Kritcher A L, Pak A E, et al. 2014 *Phys. Rev. Lett.* **112** 145004
- [18] Glenzer S H, Redmer R 2009 *Rev. Mod. Phys.* **81** 1625
- [19] Theobald W, Solodov A A, Anderson K S, et al. 2014 *Nat. Commun.* **5** 5785
- [20] Arkadiev V A, Bjeoumikhov A A, Haschke M, Langhoff N, Legall H, Stiel H, Wedell R 2007 *Spectrochimica Acta Part B* **62** 577
- [21] Del Ría M S, Dejus R J 2011 *Proc. SPIE* **8141** 814115
- [22] Yi S, Si H, Fang K, Fang Z H, Wu J, Qi R, Zhang Z, Wang Z 2022 *J. Opt. Soc. Am. B* **39** A61
- [23] Lawson J D 1957 *Proc. Phys. Soc. Sect. B* **70** 6
- [24] Atzeni S, Meyer-ter-Vehn J 2009 *The Physics of Inertial Fusion: Beam Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter (International Series of Monographs on Physics)* (Oxford: Oxford University Press) p39

Efficient energy transition from kinetic to internal energy in supersonic collision of high-density plasma jets from conical implosions^{*}

Zhang Zhe¹⁾²⁾³⁾ Yuan Xiao-Hui⁴⁾²⁾ Zhang Yi-Hang¹⁾ Liu Hao⁴⁾²⁾ Fang Ke¹⁾⁵⁾
 Zhang Cheng-Long¹⁾⁶⁾ Liu Zheng-Dong⁷⁾ Zhao Xu⁴⁾²⁾ Dong Quan-Li⁸⁾²⁾
 Liu Gao-Yang⁸⁾ Dai Yu¹⁾⁵⁾ Gu Hao-Chen¹⁾⁵⁾ Li Yu-Tong¹⁾²⁾³⁾
 Zheng Jian⁹⁾²⁾ Zhong Jia-Yong⁷⁾²⁾ Zhang Jie^{1)2)4)†}

1) (*Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*Collaborative Innovation Center of IFSA (CICIFSA), Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

3) (*Songshan Lake Materials Laboratory, Dongguan 523808, China*)

4) (*Key Laboratory for Laser Plasmas, Ministry of Education and School of Physics and Astronomy, Shanghai Jiao Tong University, Shanghai 200240, China*)

5) (*School of Physical Sciences, University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

6) (*Department of Physics, College of Science, China University of Mining and Technology, Beijing 100083, China*)

7) (*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875, China*)

8) (*School of Sciences, Harbin Institute of Technology at Weihai, Weihai 264209, China*)

9) (*CAS Key Laboratory of Geospace Environment and Department of Plasma Physics and Fusion Engineering, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, China*)

(Received 1 March 2022; revised manuscript received 23 March 2022)

Abstract

A collision of supersonic jets in the double-cone ignition scheme is realized experimentally. With a very high deceleration, the supersonic jets merge into a high density plasma core, which will be further fast heated to ignition condition. Both the density and temperature of the plasma core are increased due to nearly 100% of kinetic energy of the jets converted into the internal energy. Some diagnostic tools are used to characterize the plasma, including X-ray Thomson scattering, hard X-ray monochromatic backlighting, X-ray streak imaging and framing imaging. The density of the supersonic jet arrive at about $5.5-8 \text{ g/cm}^3$. During colliding, a stagnation phase lasts about 200 ps, and the maximum density of the plasma core is increased to $(46 \pm 24) \text{ g/cm}^3$. By analyzing the velocity and temperature before and after colliding, it is found that 90% of the kinetic energy is converted into thermal energy.

Keywords: inertial confinement fusion, fast ignition, double-cone ignition

PACS: 52.57.-z, 52.57.Kk

DOI: 10.7498/aps.71.20220361

^{*} Project supported by the Strategic Priority Research Program of the Chinese Academy of Sciences (Grant Nos. XDA25010100, XDA25010300, XDA25030100) and the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. U1930107, 11827807).

[†] Corresponding author. E-mail: jzhang@iphy.ac.cn