

## 激光压缩玻壳靶的计算结果

中国科学院上海光机所 徐至展 沈文达 张文琦

上海科技大学 潘仲雄

利用我们所提出的一维拉格朗日编码,对激光驱动的充氘氚玻璃球壳以及氘氚冰-玻璃双层球壳聚变靶的向心聚爆全过程进行了数值计算,并研究了若干物理因素的影响。

计算表明,激光功率为  $10^{11} \sim 10^{12}$  瓦的近期充气玻壳靶的向心压缩实验可分为较强聚爆和较弱聚爆两类。若靶面上的激光辐照强度为  $\phi_T$ , 单位靶质量所吸收的平均激光能量为  $\varepsilon_a$ , 则较强聚爆满足条件:  $\phi_T > 10^{15}$  瓦/厘米<sup>2</sup>,  $\varepsilon_a > 0.1$  焦耳/毫微克; 较弱聚爆满足条件:  $\phi_T < 10^{15}$  瓦/厘米<sup>2</sup>,  $\varepsilon_a < 0.1$  焦耳/毫微克。计算表明,对于小靶(玻壳直径  $< 100$  微米,壁厚  $< 1$  微米)的较强聚爆,壳层向内推进的平均速度和加速度较大(其量级分别为  $\geq 10^7$  厘米/秒,  $\geq 10^{17}$  厘米/秒<sup>2</sup>); 气体部分的离子温度( $> 1$  千电子伏)和中子产额都较高; 对于大靶( $\phi > 100$  微米,  $4R > 1$  微米)的较弱聚爆,则推进较缓慢( $\sim 5 \times 10^6$  厘米/秒,  $\sim 10^{16}$  厘米/秒<sup>2</sup>), 气体部分离子温度和中子产额都较低。较强聚爆的聚爆时间很短,一般在  $\sim 100 - 300$  微微秒以内; 而较弱聚爆的时间为  $\sim 1$  毫微秒。目前,我们进行的激光辐照玻壳靶的实验属于典型的弱聚爆类型。例如对于  $\phi 110$  微米,  $4R 3.6$  微米、充有 10 大气压气体的玻壳靶,若辐照靶的毫微秒脉宽的激光能量为  $50 \sim 100$  焦耳,净吸收  $10 \sim 20$  焦耳,则  $\phi_T \sim (2-5) \times 10^{14}$  瓦/厘米<sup>2</sup>,  $\varepsilon_a \sim (0.035-0.07)$  焦耳/毫微克。计算机计算结果为: 聚爆时间  $\sim 1.1$  毫微秒,壳层向内推进的平均速度  $\sim 4 \times 10^6$  厘米/秒,气体部分温度为  $(300 \sim 400)$  电子伏,体压缩数百倍,氘氚反应中子产额  $\sim 10^9$ 。上述结果和实验大致相符。模拟计算还表明,存在着对电子热传导的反常抑制,限流因子的取值应较经典值小一个数量级,才能得到和实验观测值相一致的结果。这个结论与近年来关于电子反常热传导的理论和实验研究的结果相符合。模拟研究表明,激光所驱动的充气玻壳靶的强聚爆,与可以获得超高压压缩的等熵压缩模式不同,对脉冲整形要求较低,脉冲波形的改变并不使结果发生显著变化,实验中可采用诸如高斯波形等未专门整形的脉冲。

我们还对氘氚冰-玻璃双层空壳靶进行了初步计算,计算结果表明,在冷冻前充气压相当高的低温靶与对应的有相同燃料质量的常温充气靶相比,其中子产额可提高近十倍; 计算还指出,对于这种双层空壳靶,有更高的压缩,氘氚冰可以压缩到其液体密度的 100 倍以上。冰层厚度或冷凝前的充气压是应调节的参量,适当选择可达到最佳的聚爆状态。

## 激光向心压缩 DT 靶的计算及 激波、热波的解析解

中国科学院上海光机所 谭维翰

本文在分析激光一维双温度向心压缩 DT 靶计算基础上,求得了与计算结果基本相符的激波与热波的解析解。

激光向心聚爆是一复杂的物理过程,它是由一多变量的非线性偏微分方程组来描述的。我们参照文献编制、调试了一维双温度非线性偏微分方程组的计算程序,并对各种激光波形、功率、能量以及靶的参数作了较大的计算,所得结果与文献中一维三温度程序计算结果比较,大致相近,但有差别。关于计算程序,主要是采用 Lagrange 差分隐格式及人为阻尼等方法,并在流体动力学方程中考虑到如下的物理过程: 电子、离子

双温度,电中性,逆韧致吸收激光能量,韧致辐射 X 光,电子与离子间热弛豫,电子费米简并,电子、离子的热导与粘性,热核燃烧,由热核燃烧释放的  $\alpha$  粒子的自加热(略去中子的加热)。在附录 1 中给出一维双温度流体动力学方程。§ 2 给出整形激光脉冲压缩 DT 靶的部分计算结果。§ 3、§ 4 分析了 § 2 计算结果激波与热波的传播规律,并求得基本上与计算结果相符的相似解。

关于不包括热导与粘性的强的球对称激波压缩的相似解,最早由 V. G. Guderley 求得。后来又有球对称均匀等熵压缩解,对于不考虑流体运动的球对称热导问题的相似解也是可以求得的。可是在激光向心聚爆中热导与流体运动都是不可忽略的因素。不论是均匀等熵压缩解,还是球对称热导解均不能较全面地反映激光向心聚爆的实际情况。因此在流体动力学方程中,必须将热导项考虑进去。但粘性、韧致辐射、热核燃烧等仍须略去,否则太复杂,得不出相似解。也不考虑电子与离子间的热弛豫与电子的费米简并。对热波尚未到达的区域,连热导也可略去,就采用均匀等熵压缩解。这样就能给出与计算机模拟大致相符的结果。至于热核燃烧,那是非常迅速的发展过程,甚至流体运动也是可以忽略的。

## 六束激光照射微球靶的实验研究

中国科学院上海光机所激光核聚变研究室

本文报导了六束高功率钨玻璃激光(LGJ)照射  $CD_2$  实心微球及玻璃壳空心微球靶的实验研究结果。

器件输出脉宽从 4 毫微秒~1 毫微秒可调。每束光束口径  $\phi 45$  毫米,单束输出 60 焦耳/4 毫微秒~40 焦耳/1 毫微秒,总输出 ~300 焦耳/4 毫微秒~200 焦耳/1 毫微秒,光束发散角优于 0.4 毫弧度,光束角漂移小于  $10''$ ,超前激光小于  $6 \times 1$  毫焦耳。

采用三维直角坐标系的正交照射方式。聚焦透镜  $f/D=1/2$  的非球面透镜,焦距  $f=120$  毫米,透镜弥散圆直径小于 15 微米。靶面功率密度最大时约为  $6 \times 10^{14}$  瓦/厘米<sup>2</sup>。采用自准调焦、共焦,调焦及共焦精度优于 5 微米。

靶场测试包括 X 光对比吸收法测量电子温度;  $BF_3$  中子探测器; POPOP 塑料闪烁体中子探测仪; X 光针孔照相机(分辨率 10 微米);晶体 X 光谱仪以及空间分辨的 X 光谱仪。此外,还利用卡计测量了输入能量以及等离子体对激光的后向反射能量等。

在该装置上进行了单束、两束对打,以及六束对打实验。研究了调焦对加热  $CD_2$  实心球的影响以及各种不同尺寸靶球的加热结果。实验结果表明,在该装置上对直径为  $\phi 100$  微米的  $CD_2$  球,聚焦在球心时得到了最佳的实验结果,电子温度约 800 电子伏,中子产额最高达到  $10^4$  个/脉冲。没有观察到对实心微球的压缩迹象。对实验结果进行了分析,并同国外报导的结果作了比较。发现列别捷夫研究所的关于九路激光照射  $CD_2$  实心球的报导似乎是不可靠的。

同时,在该装置上做了若干改进后,特别研究了单束,两束对打以及四束正交对打对加热充气及不充气的空心玻璃微球的影响。研究了光程同步、调焦、前激光等对加热效果的影响。测试结果表明,等离子体的电子温度  $> 800$  电子伏,以晶体 X 光线谱仪摄取了 Si 等元素的大量高次游离谱,直至于类 H 及类 He 谱。根据 X 光针孔图像,空间分辨的 X 光谱等的分析,结果表明,在加热直径为  $\phi 100$  微米的空心玻璃壳球的一些实验中,观察到了由于激光加热玻璃壳靶等离子体产生的向心压缩迹象。

并且发现, X 光针孔图像中表现出对称的、近乎均匀的球形向心会聚。表明了虽然照射在微球上的激光功率分布是不均匀的,但借助于电子的横向热传导,可以实现对直径近似为 100 微米的小球获得均匀的加热。

实验中还发现,如果前激光明显增大时, X 光针孔图像中出现的压缩迹象也随之消失。