

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,对激光驱动的充气氘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 ϕ_T , 单位靶质量所吸收的平均激光能量为 ε_a , 则较强聚爆满足条件: $\phi_T > 10^{15}$ 瓦/厘米², $\varepsilon_a > 0.1$ 焦耳/毫微克; 较弱聚爆满足条件: $\phi_T < 10^{15}$ 瓦/厘米², $\varepsilon_a < 0.1$ 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²); 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²), 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 ~ 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², $\varepsilon_a \sim (0.035-0.07)$ 焦耳/毫微克。计算机计算结果为: 聚爆时间 ~ 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