

激光烧蚀瑞利- 泰勒不稳定性模拟*

叶文华 张维岩 陈光南

(北京应用物理与计算数学研究所, 计算物理实验室, 北京8009信箱, 100088)

摘 要 给出了激光烧蚀流体不稳定性计算程序 EUL 2D 的物理方程, 介绍了计算中使用的活动网格和一些技术问题处理。EUL 2D 程序的计算结果与 Takabe 公式、FAST2D 程序和 LASNEX 程序的结果较好符合。数值计算日本大阪大学激光烧蚀瑞利- 泰勒不稳定性实验, 再现了实验结果, 发现了横向电子热传导烧蚀在长波长扰动的非线性瑞利- 泰勒不稳定性演变中起重要作用。

关键词 瑞利- 泰勒不稳定性 激光烧蚀 高精度格式 活动网格
中图分类号 O 242

流体不稳定性是成功实现惯性约束聚变(ICF)内爆点火的一大障碍, 成为近年 ICF 研究的一个热点^[1~3]。对于激光烧蚀加速的直接驱动方式, 由于辐照激光的不均匀性和较浅的电子热传导烧蚀, 流体不稳定性尤为严重, 它对辐照激光的均匀性提出了非常苛刻的要求^[4]。

流体不稳定性计算离不开高精度格式。先前我们的工作发展了高精度 FCT (Flux Corrected- Transport) 纯流体程序, 计算 ICF 加速度和冲击波情况的流体不稳定性^[5]。工作中, 我们研究并解决了电子热传导和高精度 FCT 的耦合计算问题, 研制了激光烧蚀壳靶的流体不稳定性程序 EUL 2D, 计算结果与国外激光烧蚀瑞利- 泰勒不稳定性(RTI)的计算结果和实验结果及与线性增长率的理论公式都较好符合。

1 物理方程组

采用流体和热传导分开计算的方法, r 为激光入射方向(纵向), z 为垂直方向(横向)。流体部分方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial z} &= g \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial z} &= 0 \\ \frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \epsilon u)}{\partial r} + \frac{\partial(\rho \epsilon v)}{\partial z} + p \left(\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{\partial v}{\partial z} \right) &= 0 \end{aligned}$$

式中, ρ , u , v , ϵ 分别为流体密度、 r 和 z 方向的速度、单位质量物质内能; p 为压力; g 为加速度。热传导部分方程为

$$\rho_{Ch} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial r} (k_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial r}) + \frac{\partial}{\partial z} (k_0 T^{5/2} \frac{\partial T}{\partial z}) + E_L$$

* 国家863惯性约束聚变领域及其青年基金资助项目
1998年1月20日收到原稿, 1998年3月26日收到修改稿。
叶文华, 男, 1959年6月出生, 硕士, 副研究员

$$\begin{aligned}\frac{d\Psi_i}{dr} &= K_\lambda \Psi_i \\ \frac{d\Psi_r}{dr} &= -K_\lambda \Psi_r \\ E_L &= \frac{d}{dr}(\Psi_i - \Psi_r) + E_{res}\end{aligned}$$

T 为温度; c_v 为比热容; $k_0 T^{5/2}$ 为经典电子热传导系数; E_L 为吸收激光能量; Ψ_i 、 Ψ_r 分别为入射和反射激光功率密度; K_λ 为激光逆轫致吸收系数; E_{res} 为激光共振吸收能量。两个方向实行单独限流

$$\begin{aligned}F_{r,z} &= \alpha_{r,z} F_{D r,z}, \quad \alpha_{r,z} = (1 + |F_{D r,z}/F_{L r,z}|)^{-1} \\ F_{D r} &= -k_0 T^{5/2} \frac{\partial r}{\partial t}, \quad F_{D z} = -k_0 T^{5/2} \frac{\partial z}{\partial t}, \quad F_{L r,z} = f_{er,z} N_e k T V_e\end{aligned}$$

式中 $f_{er,z}$ 是 r 和 z 方向的电子热传导限流因子; $F_{D r,z}$ 和 $F_{L r,z}$ 分别是 r 和 z 方向的扩散能流和自由能流。

流体部分采用高精度 FCT 算法, 热传导部分采用局部一维全隐格式。由热传导流的连续性条件建立热传导差分格式, 网格边界温度取相邻两网格温度的平均值。本工作主要研究高精度 FCT 流体与热传导耦合计算问题, 以便今后将程序推广到三维方程和光子多群扩散方程, 所以物理过程尽量简化。采用理想气体状态方程, 全电离和单维近似。

2 活动网格

流体不稳定性非线性发展产生大的剪切流, 拉氏计算方法会遇到网格相交的严重困难。因此我们采用活动网格欧拉计算方法。不稳定性计算要求较高的网格分辨率, 必须采用高精度欧拉算法。网格划分的不同对不稳定性计算结果有严重影响。我们用密度峰值处速度或靶心速度追踪烧蚀面, 平移网格板块。烧蚀面附近均匀密分网格, 以减少对流误差, 两边网格逐渐放大, 但放大因子不超过 1.1。纵向计算边界尽量放得远些。激光吸收区和电子热传导区要保持合适的网格宽度。

活动网格不能直接计算激光烧蚀固体靶。先用拉氏程序低功率算 200~300 ps, 产生烧蚀面密度梯度, 再启动活动网格程序进行计算。在拉氏计算区域外无质量的活动欧拉网格内, 填充密度 10^{-6}g/cm^3 。

3 一维计算结果比较

数值研究表明: 采用内能格式能得到较好的计算结果。采用总能量守恒格式, 则在电子热传导前沿和其它密度间断处内能和动能匹配不好, 使得计算结果产生振荡, 温度出负, 计算难以继续下去。接触间断附近密度要适当光滑化。计算中要确保烧蚀面落在密分网格区内, 否则烧蚀面附近计算的物理量可能出现振荡。

3.1 与 FA ST 2D 程序比较^[6]

美国海军实验室的 FA ST 2D 程序, 采用活动网格欧拉方法和高精度 FCT 流体算法, 80 年代期间经过多次实验结果的校验^[7]。计算条件为初始 CH 靶厚度 $105 \mu\text{m}$, $\lambda = 0.264 \mu\text{m}$, 峰值激光功率 $I_p = 3 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, 激光功率密度上升前沿为 $I = I_p \sin^4(t/4\text{ns})/\sin^4 1$, 峰值后功率密度不变。

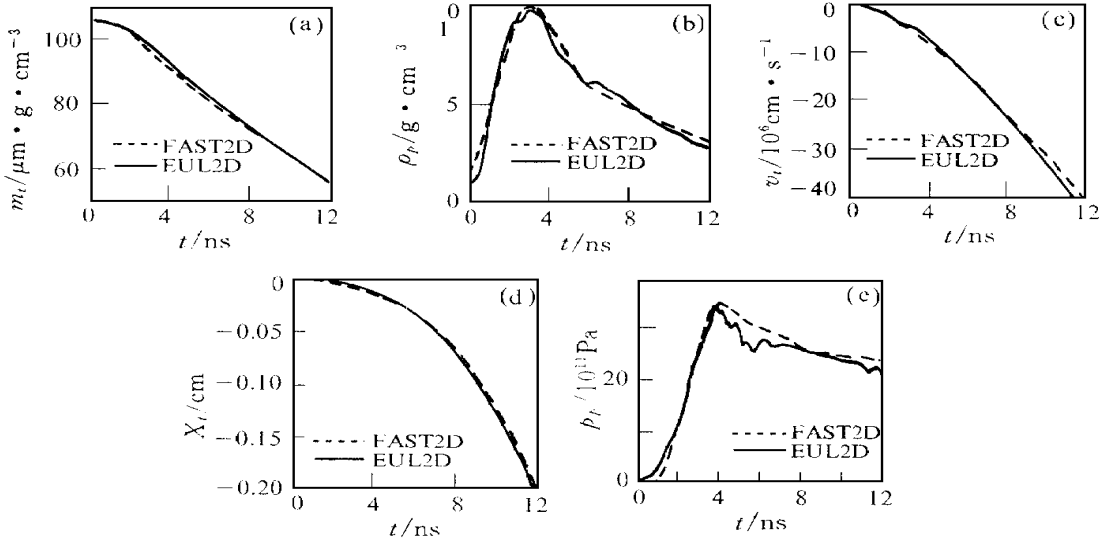


Fig 1 Temporal profile of target mass(a), peak density (b), velocity (c) and position (d) at peak density, peak pressure (e)

图1 靶质量(a)、峰值密度(b)及该处速度(c)和位置(d)、峰值压力(e)随时间的分布

EUL 2D 程序的上述计算条件和网格划分与文献[6]的FAST2D 计算相一致。图1比较了靶质量(a)、峰值密度(b)及该处速度(c)和位置(d)、峰值压力(d)随时间的分布，两程序计算结果较好符合。6.5~7.5ns 时间段拟合的靶加速度(10^{15}cm/s^2)和质量烧蚀速率($10^5 \text{g/cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)是:FAST2D 程序分别为4.0和4.4, EUL 2D 程序分别为4.1和4.5。两程序计算结果也较好符合。靶加速度取峰值密度处的数值。图1细小的差异可能来自计算的不同具体细节,如电子热传导限流因子的取值等,文献[6]未能给出这些具体细节。

3.2 与LASNEX 程序比较

美国利弗莫尔实验室的LASNEX 程序,广泛用于ICF 的数值计算。计算条件为:20μm CH 靶, $\lambda = 0.25 \mu\text{m}$, $I_p = 2 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$, 激光功率密度线性上升2ns 到峰值,之后保持不变。LASNEX 程序计算无辐射。图2表明: EUL 2D 程序和LASNEX 程序计算的加速度和烧蚀速度随时间的分布基本一致。LASNEX 程序采用拉氏计算方法,烧蚀速度和加速度取峰值密度处的数值。比较图2的结果,可见LASNEX 计算的烧蚀速度和加速度比EUL 2D 的跳动大些。

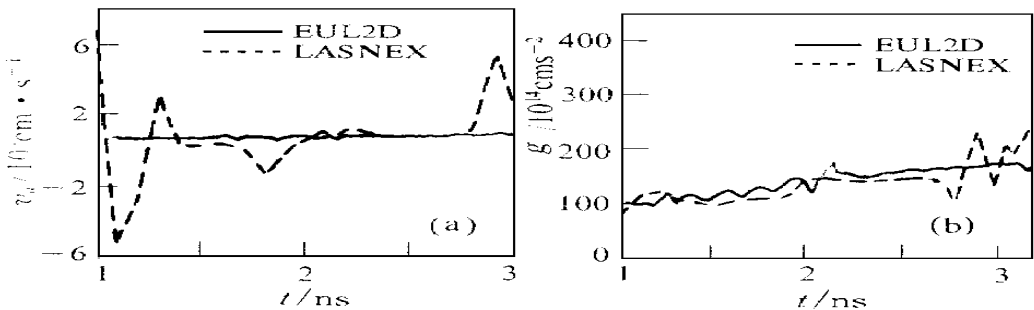


Fig 2 a Temporal profile of ablative velocity; b Temporal profile of acceleration

图2 a、烧蚀速度随时间分布; b、加速度随时间分布

EUL2D 程序采用了高精度 FCT 的单调差分格式欧拉算法, 所以计算的烧蚀速度和加速度跳动小些, 而 LASNEX 程序采用了不保单调性的拉氏算法。

4 二维计算及比较

4.1 二维计算中的一些技术问题处理

a 在网格比较大的地方, 温度迭代收敛速度较慢, 但这些地方密度很低, 适当放宽这些地方的温度迭代收敛精度, 则计算步长基本由流体步长决定, 大大缩短了计算时间。

b 为节省计算时间, 对于厚靶, 先用一维活动网格程序计算至激光功率密度峰值后几个纳秒, 形成流体稳定态, 然后启动二维程序进行不稳定性计算。峰值后激光功率密度假定不变。初始扰动加在密度峰值附近10个网格内。

c 大网格比会对计算结果产生影响, 烧蚀面附近网格比最好小于1.5, 不能超过1.8。

d 在不稳定性线性区对数拟合面密度计算值, 得到二维计算的泰勒不稳定性(RTI)线性增长率。在相同时间段从一维计算结果拟合得到烧蚀速度和烧蚀加速度。

4.2 二维热传导计算

a 采用烧蚀方向隐式, 垂直方向显式的计算格式, 对 RTI 线性阶段可以, 非线性严重时, 切向流变大, 时间步长太小。

b 采用交替格式, 在纵横网格比很大的地方, 温度迭代不收敛。

c 局部一维格式

$$\begin{cases} \rho^{n+1} c_v \frac{T^* - T^n}{\Delta t} = \left[\frac{\partial}{\partial r} (K_e \frac{\partial T}{\partial r}) \right]^n + E^n \\ \rho^{n+1} c_v \frac{T^{n+1} - T^*}{\Delta t} = \left[\frac{\partial}{\partial z} K_e \frac{\partial T}{\partial z} \right]^{n+1} \end{cases}$$

分别计算纵向和横向的电子热传导, 比较实用。

4.3 与 Takabe 公式^[9]、FAST2D 程序^[10]和 LASNEX 程序^[8]计算结果比较

激光烧蚀 RTI 线性增长率的 Takabe 公式为 $\gamma = 0.9 \sqrt{kg - 3kV_{abl}}$ 。

a 100 μm CH 靶, 与文献[15]FAST2D 程序计算结果比较;

b 20 μm CH 靶, 与文献[13]LASNEX 程序计算结果比较。

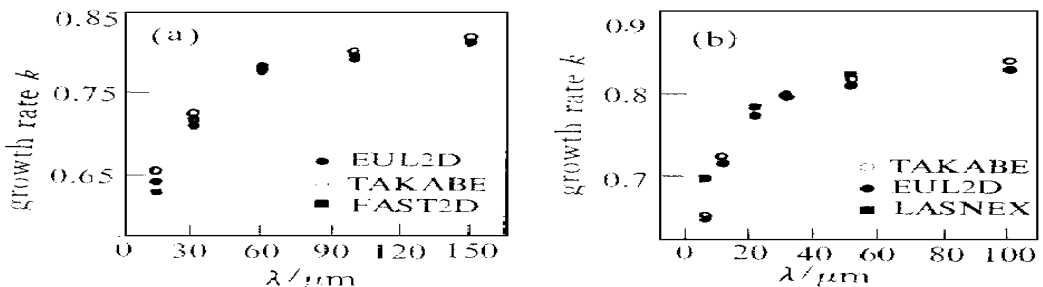


Fig. 3 Comparison of ratios of calculational and classical RTI growth rates at different perturbation wavelength (a)calculated by EUL2D, FAST2D, and Takabe formula,

(b)calculated by EUL2D, LASNEX, and Takabe formula

图3 不同扰动波长RTI线性增长率的计算值与经典值的比较

图3a, b 给出了不同扰动波长的 RTI 线性增长率计算值与经典值 ($\gamma = \sqrt{kg}$) 的比值。EUL 2D 程序计算的 RTI 线性增长率与 Takabe 公式、FAST 2D 程序和 LASNEX 程序的计算值较好符合。

4.4 与大阪大学激光烧蚀 RTI 实验结果比较

日本大阪大学激光烧蚀 RTI 实验^[4]: 25 μm CH 靶, 初始扰动振幅 3 μm , 扰动波长 100 μm , 入射激光波长 0.53 μm , 峰值激光功率 $2 \times 10^{14} \text{W}/\text{cm}^2$ 。图4表明 EUL 2D 程序的计算结果再现了大阪大学激光烧蚀 RTI 的实验结果。不仅在时间尺度上, 而在尖顶 (spike) 和气泡 (bubble) 的空间尺度上, 两者都较好符合。特别是当横向分点加密时, EUL 2D 程序计算得到了由于横向电子热传导烧蚀产生的尖刺图象, 这在公开发表的文献中未见有过报道。这一结果表明横向电子热传导烧蚀在长波长扰动的不稳定性非线性演变中起着重要作用。

5 结 论

我们解决了活动欧拉网格下电子热传导和高精度 FCT 流体的耦合计算问题, 研制了激光烧蚀流体不稳定性计算程序 EUL 2D, 其计算结果与 Takabe 公式、FAST 2D 程序和 LASNEX 程序的结果较好符合。EUL 2D 程序的计算再现了日本大阪大学激光烧蚀 RTI 的实验结果, 发现横向电子热传导烧蚀在长波长扰动的不稳定性非线性演变中起着重要作用。EUL 2D 程序用于电子热传导烧蚀的流体不稳定性数值模拟。我们正着手发展多群光子扩散和非局域电子热传导计算程序, 研究辐射和电子的非局域加热对激光烧蚀 RTI 线性增长的致稳作用, 研究辐射烧蚀流体不稳定性。

致 谢 工作得到于敏院士、贺贤士院士、李德元、符鸿源、孙锦山、常铁强、沈隆均、王继海、水鸿寿等研究员的热情关心和大力支持, 在此表示衷心感谢。

参考文献

- 1 Lindl J. *Phys Plasmas*, 1995, **2**(11): 3933
- 2 Marinak M M, et al *Phys Rev Lett*, 1995, **75**: 3677
- 3 Budil K S, et al *Phys Rev Lett*, 1996, **76**: 4536
- 4 Takabe H. *J. Plasma Fusion Res*, 1997, **73**: 147~ 161, 313~ 329, 395~ 410
- 5 叶文华, 张维岩, 陈光南 计算物理, 1998, **2**
- 6 Dahlburg J. *Phys Fluids*, 1993, **B**(2): 571
- 7 Gardner J H, et al *Phys Fluids*, 1986, **29**: 1305
- 8 Tabak M. *Phys Fluids*, 1990, **B2**(5): 1007

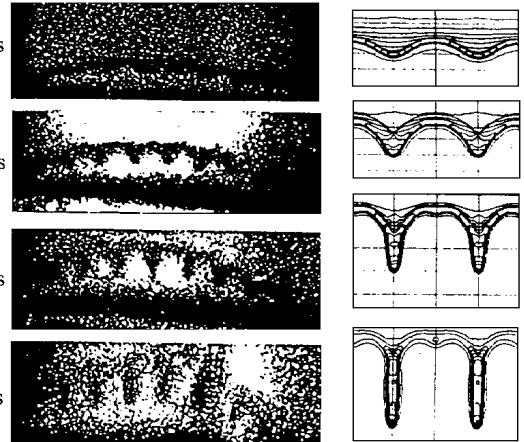


Fig 4 Nonlinear RTI evolution at ablation front of direct-drive Left: experiment of Osaka University, Right: EUL 2D calculation

图4 激光烧蚀非线性 RTI 的演变。左边: 大阪大学实验; 右边: EUL 2D 计算

9 Takabe H, et al *Phys Fluids*, 1985, **28**: 3676

10 Gardner J H, et al *Phys Fluids*, 1991, **B3**: 1070

NUMERICAL SIMULATION OF LASER ABLATIVE RAYLEIGH- TAYLOR INSTABILITY

Ye Wenhua, Zhang Weiyang, and Chen Guangnan

Institute of Applied Physics and Computational Mathematics,

Laboratory of computational physics, P. O. Box 8009, Beijing, 100088

ABSTRACT Physical equations of laser ablative hydrodynamic instability in the code EUL2D is given. Slide grids and some techniques in the calculation is reported. Simulation results of the EUL2D code are good agreements with those of the Takabe formula, the FAST2D code and the LASNEX code. Our numerical simulation reproduced the experimental result of laser ablative Rayleigh- Taylor instability in Osaka University. It is discovered that lateral ablation of electron conduction plays an important role in nonlinear evolution of the Rayleigh- Taylor instability with a longer wavelength.

KEY WORDS Rayleigh- Taylor instability, laser ablation, high- resolution scheme, slide grids