

激光聚焦爆炸耦合场的理论建模与跨尺度计算

段祝平^{1,†} 方新¹ 王文标² 黄晨光¹

¹ LNM, 中国科学院力学研究所, 北京 100190

² 中国科学院研究生院, 北京 100190

摘要 针对激光聚焦爆炸的电磁 - 热力耦合效应, 在宏观尺度上, 把描述激光电磁波散射和传播的 Maxwell 方程和高温高压气动流场的 Euler 方程结合起来, 利用热力学状态方程 (EOS) 和电离平衡方程 (Saha 方程) 并通过理论建模和数值仿真, 研究和揭示激光聚焦爆炸效应及激光支持吸收波 (LSC/LSD) 的产生和演化、以及相关的反冲压力和动量耦合等相互作用机制.

关键词 强激光聚焦爆炸, Maxwell 方程, Euler 方程, 电磁 - 热力耦合, FDTD 方法, 跨尺度计算

1 引言

高功率激光在气体工质中的聚焦爆炸过程经历了气体电离、光学击穿和等离子体生成、激光支持燃烧波 (laser supported combustion, LSC) 或爆轰波 (laser supported detonation, LSD) 的产生和演化以及远场中激波的转播和衰减等一系列复杂的能量 - 动量吸收和转化过程. 在每一阶段中激光能量的时空分布特征和气体工质对激光辐射的吸收与散射特性始终起着关键作用. 因此, 对强激光辐照的热 - 力学效应认识应首先从研究激光及其传播过程的基本规律开始.

激光具有极好的单色性、极小的发散角和远大于目标特征尺寸的相干长度. 由于光的传播具有波、粒两重性, 因而人们对激光传播过程的描述可以用几何光学的方法, 这里, 将激光视为能量传播方向上的几何射线, 以光程极值的费马原理为基础, 在均匀介质中满足直线传播规律和界面上的反射和折射定律; 也可以从光波的电磁理论出发, 用 Maxwell 方程来描述激光传播过程出现的干涉和衍射现象. 此外, 激光聚焦爆炸产生的等离子流场可用 Euler 方程或 N-S 方程及描述电离平衡的 Saha 方程. 在波长效应可以忽略的短波近似下, 波动光学可过渡到几何光学. 但在干涉和衍射效应显

著或短波近似条件不能满足时, 如焦点附近和急剧变化的界面附近和激波波阵面等, 几何光学近似一般不再有效, 只有波动光学才能更准确地揭示非均匀介质中激光能量的传播和相互作用过程.

在用光波理论研究激光传播过程时, 介质的介电特性、状态参数及其与流动的耦合效应是一个非常复杂的过程. 我们认为, 需要通过数值方法, 将描述电磁波传播的 Maxwell 方程与描述介质热传导和热扩散过程的能量守恒方程以及工质的热力学和动力学 Euler 方程或 N-S 方程联立求解, 并考虑到电离过程的各种特性, 才能对这一相互作用复杂过程的动力学特性有较深入的认识.

随着计算技术和计算机技术的发展, 基于 Maxwell 方程对电磁波传播过程进行直接数值模拟的许多方法已获得广泛的应用. 在各种数值方法中, 时域有限差分 (finite difference time domain, FDTD) 方法既可以用于模拟瞬态过程, 也可以模拟稳态过程, 因其独特的差分格式构造和交错时间逐步推进方法, 成为电磁特性分析的重要工具之一.

Yee^[1] 首先提出了这种基于时域交错的空间离散方法, 并将该方法用于分析电磁脉冲的传播和反射问题. 针对远场边界的有限域截断, 在 Engquist 等^[2] 提出单向无反射波动方程的基础

收稿日期: 2009-04-09, 修回日期: 2009-06-22

[†] E-mail: zpduan1983@yahoo.com

上, Mur^[3] 给出了一阶和二阶近似吸收的边界条件; Berenger^[4~6] 则提出了完全匹配层 (perfectly matched layer, PML) 的概念, 通过设置波阻抗匹配的损耗介质层, 使入射波无反射地穿过分界面进入 PML 层, 并在 PML 层中迅速衰减, 从而极大地减少了截断边界处的数值反射。在介电特性发生突变的界面附近, 如散射体边界或激波间断面等, 由于界面与网格面的不相重合导致了基于微分形式 Maxwell 方程建立的 FDTD 格式产生了较大误差。为了更精确模拟一般曲面的电磁波反射和折射, Kasher 等^[7] 和 Umashankar 等^[8] 提出了以局部网格加密的方法逼近更小尺度结构的亚网格技术; 而 Mei 等^[9] 则通过网格变形的方法逼近曲面边界, 并从积分形式的 Maxwell 方程出发, 在变形网格上建立了修正的 FDTD 格式。

本文把 FDTD 方法与求解高温电离气体动力学 Euler 方程的约束插值剖面法 (constrained interpolation profile, CIP) 和有限体积法 (finite volume method, FVM) 等方法有机地结合起来, 求解在气体工质中激光聚焦爆炸的电磁 - 热力耦合过程, 以便获得热 - 力学响应过程的激光功率密度分布、气体介质流动和 LSC/LSD 波演化过程, 并揭示和研究激光散射过程与气体热扩散和热对流过程相互作用机理。为激光推进、激光爆炸、激光焊接、激光冲击强化等重要工程应用的数值仿真提供若干理论基础。

我们要强调的是在数值仿真中的跨尺度计算。由于 Maxwell 电磁场与 N-S 或 Euler 场各具有差了 3~4 个数量级的不同的特征时 - 空尺度。若要将这两者耦合起来计算, 必须做一定的假定, 尤其要假定在每个宏观时间步里, 将 Maxwell 场看成是均匀的。本文对这一方法将进行一些有益的探讨。

2 基本假定和理论框架

激光聚焦爆炸的过程是从焦点附近介质吸收激光辐射产生电离和光学击穿开始的^[10~13]。通过聚焦镜聚焦后的激光具有极高的能量密度和功率密度。激光吸收初期, 多光子吸收和光致电离促使气体电离度逐步增加, 逆韧致吸收和碰撞电离过程也随之增强, 最终多种电离机制的串级过程导致电子雪崩现象, 也伴随电子密度和吸收系数的急剧增长。与工质光学击穿过程类似的光吸收机制在激光支持吸收波 LSC/LSD 的产生和演化

过程也起着同样重要的作用。

因此, 描述这一过程的动力学模型应当包括: (1) 宏观电磁波理论; (2) 宏观连续介质力学; (3) 碰撞过程存在微观可逆的局部电离平衡。处于热平衡态的各类组分或气体粒子, 如电子、离子或原子、分子等, 可由气体的状态方程描述, 其热运动速度均满足 Maxwell 速度分布律, 且具有相同的热力学温度; 电离复合过程中的电子数密度可以用电离平衡关系的 Saha 方程描述。

3 激光聚焦爆炸效应的电磁 - 热力耦合场的控制方程和本构关系

3.1 激光散射和传播过程的基本方程

激光, 作为一种电磁波, 在一般介质中的传播过程应满足 Maxwell 方程组。当场和源是连续分布函数时, 麦克斯韦方程的微分形式有

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \mathbf{J}_m \quad (1)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{J} \quad (2)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (4)$$

这里, $\mathbf{E}, \mathbf{H}, \mathbf{D}, \mathbf{B}$ 分别是电场强度 (V/m)、磁场强度 (A/m)、电位移矢量 (C/m^2) 和磁感应强度 (Wb/m^2), ρ_e 是电荷密度 (C/m^3), \mathbf{J} 和 \mathbf{J}_m 分别是电流和磁流密度矢量。

外加电磁场强度与介质的电磁感应现象之间的关系反映了介质微观结构对电磁场的响应特征, 称为介质的电磁本构关系

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (5)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (6)$$

$$\mathbf{J} = \sigma_e \mathbf{E} \quad (7)$$

$$\mathbf{J}_m = \sigma_m \mathbf{H} \quad (8)$$

其中 ϵ , μ 和 σ_e 分别为介电率 (F/m), 磁导率 (H/m) 和电导率 (S/m)。

将简单介质的本构关系 (5)~(8) 代入方程组 (1) 和 (2), 得到各向同性介质中激光传播和散射过程的电磁场基本控制方程

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \sigma_m \mathbf{H} \quad (9)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = \epsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \sigma_e \mathbf{E} \quad (10)$$

一般讲, 介电常数是温度的函数。但由于温度变化的特征时间要比电磁场的特征驰豫时间长得多, 这样在处理每个宏观时间步的计算中, 可忽略温度变化对电磁场计算的影响。

(1) 界面两侧的间断条件和远场边界条件

介质界面两侧, 电磁参数发生间断或突变, 界面两侧的电磁场应满足如下边界条件

$$\mathbf{n} \times \mathbf{E} = 0 \quad (11)$$

$$\mathbf{n} \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_s \quad (12)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{D} = \rho_s \quad (13)$$

$$\mathbf{n} \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (14)$$

其中, \mathbf{J}_s 是自由面电流, ρ_s 是自由面电荷。

(2) 电磁场的能量守恒关系

Poynting 定理给出了瞬态电磁场的能量守恒关系

$$-\oint_V (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{n} dS = \int_V \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} + \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} \right) + \sigma \mathbf{E}^2 \right] dV \quad (15)$$

分别有电场储能密度 $w_e = \frac{1}{2} \mathbf{E} \cdot \mathbf{D}$ 和磁场储能密度 $w_m = \frac{1}{2} \mathbf{H} \cdot \mathbf{B}$, 激光传播过程的功率流面密度定义为

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (16)$$

\mathbf{S} 称为 Poynting 矢量, 则式 (15) 能量守恒关系微分形式可写成

$$-\nabla \cdot \mathbf{S} = \frac{\partial}{\partial t} (w_e + w_m) + \sigma \mathbf{E}^2 \quad (17)$$

将式 (17) 在一定时间上平均, 得到功率流密度的时间平均值

$$Q_{Las}(t) = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} (-\nabla \cdot \mathbf{S}) dt = \frac{1}{\tau} \int_t^{t+\tau} \sigma \mathbf{E}^2 dt = \langle \sigma \mathbf{E}^2 \rangle \quad (18)$$

工质吸收激光辐射能量的过程是与气体分子的热弛豫过程相联系的, 因此平衡态假设下的平均时间 τ 一般应大于热弛豫时间。

3.2 热输运过程和高温气体动力学方程

对激光聚焦爆炸产生的热辐射和热扩散、冲击波传播等主要流动现象进行分析的基本出发点

是如下守恒形式的 Navier-Stokes 方程 (现只考虑二维平面流动过程):

$$\text{连续性方程: } \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (19)$$

动量守恒方程:

$$\frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial \rho uu}{\partial x} + \frac{\partial \rho vu}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \quad (20)$$

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial \rho uv}{\partial x} + \frac{\partial \rho vv}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \quad (21)$$

能量守恒方程:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\Sigma) + \frac{\partial}{\partial x} (u(\Sigma + p)) + \frac{\partial}{\partial y} (v(\Sigma + p)) = -\nabla \cdot \mathbf{q} + \Phi + Q_{Las} \quad (22)$$

其中, $\Sigma = \rho e + \frac{1}{2} \rho(u^2 + v^2)$ 是单位质量气体的总能, u, v 分别为二维速度分量; e, p, ρ, T 分别是比内能、压力、密度和温度。

式 (22) 中的 Q_{Las} 是气体吸收激光辐射的能量密度, 由式 (18) 给出。 Φ 是黏性耗散函数, 定义如下

$$\Phi = \frac{\partial(u\tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(u\tau_{yx})}{\partial y} + \frac{\partial(v\tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tau_{yy})}{\partial y} \quad (23)$$

其中, τ_{ij} 是黏性应力张量, 与变形率的关系如下

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right) \quad (24)$$

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (25)$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) \quad (26)$$

其中, μ 是动黏性系数, 式 (22) 中 $q = q_{rad} + q_{dif}$ 是总功率流密度, q_{dif} 和 q_{rad} 分别是热辐射和热扩散功率流密度

$$q_{dif} + q_{rad} = -(k_R + k_D) \nabla T \quad (27)$$

其中, k_D 是介质的热传导系数, $k_R = 4D_R a_R T^3$ 是热辐射的等效热传导系数, D_R 是辐射的 Rosseland 扩散系数, a_R 是 Stefan-Boltzmann 常数。

3.3 工质气体的状态方程和电离平衡方程

(1) 电离平衡和热力学平衡

在局部平衡假设下, 由自由电子、离子和原子组成的电离气体处于电离过程的化学平衡状态和

电中性状态。以一次电离的单原子分子理想气体为例, 假定电离-复合反应过程中电子和离子的数密度满足电离平衡的 Saha 方程和热力学状态方程, 可得到如下关系

$$n_i = n_e \quad (28)$$

$$\rho e = \frac{3}{2}(n_a + n_i + n_e)k_B T + n_e U_{i1} \quad (29)$$

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = 2 \frac{g_1}{g_0} \frac{(2\pi m_e kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{U_{i1}}{kT}\right) \quad (30)$$

$$p = (n_a + n_i + n_e)kT \quad (31)$$

其中 n_a , n_i , n_e 分别是原子、离子和电子的数密度, 而 p 和 T 是电离气体的压力和温度, 式 (28) 表示电中性条件, 即电子数密度与离子数密度相等。式 (29) 是理想气体状态方程, 式 (30) 则对应于一次电离的 Saha 方程, 其中 g_1 和 g_0 分别是一次电离态和基态粒子的统计权重(配分函数), U_{i1} 是一次电离的电离能, k_B 是 Boltzmann 常数, h 是 Planck 常数。

在给定的压力和温度下, 我们可从式 (28~30) 解出各组分的数密度 n_a , n_i 和 n_e , 从而确定电离气体的平衡组分和气体密度的关系。

$$\rho = m_a n_a + m_i n_i + m_e n_e \quad (32)$$

其中, m_a , m_i , m_e 分别是原子、离子和电子的质量。

(2) 电离气体介电特性和光学特性的关系

电离气体中的自由电子或束缚电子在入射激光的电场作用下产生共振吸收。分析表明, 折射系数 n 和消光系数 κ 不仅与入射激光的波长有关, 而且还依赖于气体介质的分子结构和光谱吸收特性。由简单的振子模型可得到^[12]

$$n^2 - \kappa^2 = 1 + \omega_{pe}^2 \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_v^2 \omega^2} \quad (33)$$

$$2n\kappa = \omega_{pe}^2 \frac{\gamma_v \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma_v^2 \omega^2} \quad (34)$$

其中 ω 是入射激光的角频率, ω_0 是气体分子振子模型的共振频率, γ_v 是自由电子的碰撞频率, 而 ω_{pe} 是电子的等离子体角频率, 由电子数密度 n_e 给出

$$\omega_{pe} = \left(\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2} = 8.98 \sqrt{n_e} \quad (35)$$

在宏观上, 激光作为电磁波在介电特性为 $(\epsilon, \sigma_e, \mu)$ 的气体介质中传播时, 从单色电磁波的传播理论给出了相对介电率 ϵ_r 和电导率 σ_{er} 与耗散介

质的复折射率有如下关系

$$\hat{n} = n - i\kappa = \sqrt{\epsilon_r - i\frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega}} \quad (36)$$

这里, 一般地假设电离气体的 $\mu_r = 1$ 。通常折射系数 n 和消光系数 κ 可由实验测量给出, 两者都与入射光波长, 局部热力学参数、电子数密度和分子吸收峰值等有关。

由式 (36) 可得

$$\epsilon_r = n^2 - \kappa^2, \quad \sigma = 2\omega \epsilon_0 n \kappa \quad (37)$$

从而得到在此简化情况下的吸收系数为

$$a = \frac{2\omega}{c} \kappa = \frac{2\pi}{n\lambda} \kappa \quad (38)$$

对于不同的介质和入射光波段, 吸收系数 a 与 ω_{pe} , ω 和 λ 等参数之间有更为复杂的关系表达式。

4 电磁-热-气动耦合的数值方法

我们在讨论上述电磁-热力耦合方程的离散数值方法时, 先研究激光在二维散射体(球面镜或抛物镜)焦斑附近聚焦爆炸产生的电磁场特性和它们的 FDTD 计算方法, 然后介绍计算流场的 CIP 方法以及求解耦合问题的解耦步骤。

4.1 时域有限差分方法(FDTD)

光波在各向同性非均匀介质的传播过程中, 即使入射波是平行平面波, 也会因介电率的非均匀性和电磁耗散而产生相位畸变和幅值衰减。因此要准确描述光波的场分布特征是困难的。尤其是复杂界面或焦点附近的激光传播过程和散射分布, 更多地需要借助 Maxwell 电磁波理论及相关数值方法才能给出幅值和能量分布的细致结构, 而时域有限差分法(FDTD)则是针对电磁波传播和散射的基本 Maxwell 方程, 建立在离散 Yee 元胞上的通用数值模拟方法。

如图 1 所示, FDTD 方法以空间网格划分的 Yee 元胞为基础, 将 E , H 场分量在空间和时间上交错排布, 即 E , H 场分量在时间步上相差半个步长, 而在空间上 E , H 场的 6 个分量沿 Yee 元胞相错半个网格长度分布在中心和棱边上, 从而将 E , H 场的耦合方程组转化为相应单元面上的离散差分方程。在给出远场边界的吸收或无反射条件后, 可通过逐步推进的方法求得计算区域中的电磁场幅值和相位分布。

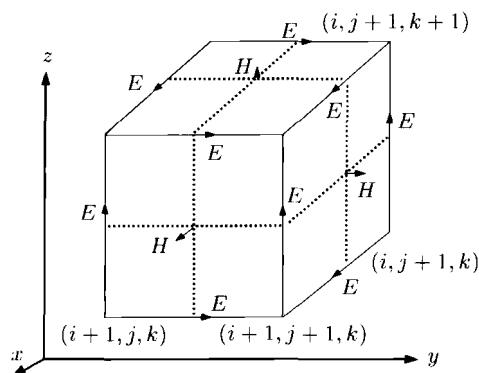


图 1 Yee 元胞中各电磁分量的分布示意

在计算中, 选择一个矩形立方体将散射体完全包围, 如图 2 所示。从而计算区域分为散射体占据的区域, 散射波和入射波共存的总场区和只有外行波的散射区。为了减少截断边界上的反射波干扰, 需要设置无反射的外行波吸收条件; 为了将入射波引入总场区, 需要在总场边界上设置入射波条件; 散射体界面附近的电磁参数突变而产生的反射和折射过程, 则需要采用更高精度的变形网格以提高计算精度, 尤其是散射体界面与网格边界不重合时尤为重要。

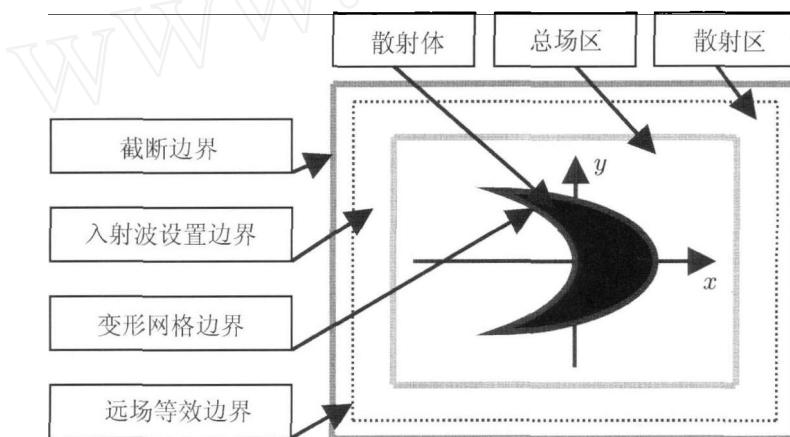


图 2 计算区域的划分和设置

4.1.1 Maxwell 方程的无量纲形式

单色入射激光在真空中传播的特征参数, 包括: 脉冲激光平均功率密度 I_p , 波长 λ , 光速 c , 周期 $T = \lambda/c$, 如以光束束腰面积 w 为特征尺度将上述 Maxwell 方程中的各个变量无量纲化

$$\begin{aligned} \hat{x} &= \frac{x}{\lambda}, \quad \hat{y} = \frac{y}{\lambda}, \quad \hat{z} = \frac{z}{\lambda}, \quad \hat{t} = \frac{ct}{\lambda}, \\ \hat{E} &= \frac{E}{E_0}, \quad \hat{H} = \frac{H}{H_0} \end{aligned} \quad (39)$$

电磁场幅值为 E_0 和 H_0

$$E_0 = \sqrt{2I_p Z_0}, \quad H_0 = \sqrt{\frac{2I_p}{Z_0}} \quad (40)$$

其中, $Z_0 = \frac{E_0}{H_0} = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}$ 定义为真空波阻抗。

则 Maxwell 方程 (11,12) 的无量纲形式是

$$\hat{\nabla} \times \hat{E} = -\frac{\partial \mu_r \hat{H}}{\partial \hat{t}} - \sigma_{mr} \hat{H} \quad (41a)$$

$$\hat{\nabla} \times \hat{H} = \frac{\partial \epsilon_r \hat{E}}{\partial \hat{t}} + \sigma_{er} \hat{E} \quad (41b)$$

其中 $\epsilon_r = \frac{\epsilon}{\epsilon_0}$, $\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0}$, $\sigma_{er} = \sigma_e \lambda Z_0$ 分别为相对介电率、相对磁导率和相对电导率。

略去各变量的标记后, 无量纲形式的 Maxwell 方程 (41) 与方程 (9,10) 具有相同形式, 只是介质的电磁参数 ϵ , μ , σ_e 和 σ_m 变成了相对电磁参数 ϵ_r , μ_r , σ_{er} 和 σ_{mr} 。

4.1.2 Maxwell 方程的离散格式

对于二维问题, 任意方向的偏振入射波均可分解为 TM 波和 TE 波的迭加。因此只需要考虑由 E_z , H_x , H_y 构成的 TM 波和 H_z , E_x , E_y 构成的 TE 波两种入射波情况。

TM 波的基本方程是

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} &= -\mu \frac{\partial H_x}{\partial t} - \sigma_m H_x \\ -\frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\mu \frac{\partial H_y}{\partial t} - \sigma_m H_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= \epsilon \frac{\partial E_z}{\partial t} + \sigma_e E_z \end{aligned} \quad (42)$$

计算区域取包围散射体的矩形域 $[-a, a] \times [-b, b]$, 采用均匀等距网格将计算域离散. TE 波与式(42)具有相同的形式

$$\begin{aligned}\frac{\partial H_z}{\partial y} &= \epsilon \frac{\partial E_x}{\partial t} + \sigma_e E_x \\ -\frac{\partial H_z}{\partial x} &= \epsilon \frac{\partial E_y}{\partial t} + \sigma_e E_y \\ \frac{\partial E_x}{\partial x} - \frac{\partial E_y}{\partial y} &= -\mu \frac{\partial H_z}{\partial t} - \sigma_m H_z\end{aligned}\quad (43)$$

4.1.3 边界条件

以下给出边界上的无反射吸收条件和入射波设置条件.

(1) 截断边界的无反射吸收条件

考虑到距散射体足够远后, 光波的传播过程成为外向行波, 因此令 $\sigma_e=0$ 及 $\sigma_m=0$, 则无反射边界条件简化为二维 Mur^[3] 吸收边界条件.

在 $x = \pm a$ 的平面上

$$\left[\frac{\partial E_z}{\partial x} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} \pm \frac{c\mu}{2} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right]_{x=-a} = 0 \quad (44)$$

在 $y = \pm b$ 的平面上

$$\left[\frac{\partial E_z}{\partial y} \pm \frac{1}{c} \frac{\partial E_z}{\partial t} \mp \frac{c\mu}{2} \frac{\partial H_y}{\partial x} \right]_{y=-b} = 0 \quad (45)$$

由于截断边界也是 Yee 元胞边界, 因此边界上只有切向 E 分量和法向 H 分量不为零. 法向 H 分量的计算只涉及切向平面中的 E 分量, 并不涉及截断边界以外的节点值, 因此只需要对截断边界上 E_z 进行修正.

(2) 入射波的引入和设置

在总场区的计算中包括了入射波场和散射波场的叠加, 即

$$E = E_i + E_s, \quad H = H_i + H_s \quad (46)$$

由于截断边界处只能吸收外向行波, 因此在散射区中的波场应具有向外传播的特点, 才能满足截断边界上吸收边界条件的无反射要求. 为此需要在总场边界附近合理设置切向电磁场分量, 使入射波仅存在于总场区内, 控制或减少泄露到散射区内的入射波. 入射波的设置是基于等效原理, 通过对总场区边界附近的切向电磁分量进行修正而实现的. 在修正中,

1) 计算散射场节点值, 位于总场区的影响节点中应减去入射波成分;

2) 计算总场节点值, 位于散射场区的影响节点中应加上入射波成分.

(3) 散射体边界的网格共形修正

当散射体的边界与网格边界不重叠时, 需要对边界附近的 Yee 元胞进行变形处理. 在变形网格上运用积分形式的 Maxwell 方程, 得到二维 TM 波的变形网格修正格式. 电场分量计算后, 按照前述公式计算磁场分量即可.

4.1.4 TE 波与 TM 波的对偶关系及其 FDTD 格式

比较方程(42,43)可知 TE 波与 TM 波有如下的对偶关系

$$E \rightarrow H, \quad H \rightarrow -E \quad (47)$$

$$\epsilon \rightarrow \mu, \quad \sigma \rightarrow \sigma_m \quad (48)$$

$$\mu \rightarrow \epsilon, \quad \sigma_m \rightarrow \sigma \quad (49)$$

可利用上述对偶关系, 参照 TM 波的离散差分格式和表 1 中 TE 波电磁分量在 Yee 元胞中的节点分布, 即可建立二维 TE 波的 FDTD 格式; 或通过改变参数直接调用 TM 波的计算模块也可实现 TE 波的散射场计算.

表 1 TE 波电磁分量在 Yee 元胞中的节点位置

变量	x 节点	y 节点	时间步
H_z	$i+1/2$	$j+1/2$	$n+1/2$
E_x	$i+1/2$	j	n
E_y	i	$j+1/2$	n

如果把电磁参数视为温度的函数, 在一个宏观时间步长内和离散差分格式计算中, 电磁参数取为该时刻的值即可.

4.1.5 FDTD 格式的稳定性条件

当电磁参数均取常数时, 差分格式的 Courant 稳定性条件是

$$c\Delta t \leq 1 / \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} + \frac{1}{(\Delta y)^2}} \quad (50)$$

c 为光速, 因此对于均匀网格划分, 即取 $\Delta x = \Delta y = \delta$, 有

$$c\Delta t/\delta \leq 1/\sqrt{2} \quad (51)$$

因此在具体计算过程中, 一般取 $\Delta t = \delta/2c$ 即可满足稳定性条件了. 显见, 这是一个非常小的值, 大约在 $(10^{-2} \sim 10^{-3}) \text{ ns}$ 之间.

4.2 高温气动方程的 CIP 数值方法

CIP 数值方法的基本思路是设定一个满足约束条件的高阶多项式, 使得因数值离散而失去的部分信息通过高阶插值多项式得以重新找回。大多数的数值方法并不关心网格内的函数变化特征, 因此分辨率以网格尺度为界。传统的数值方法基于以直代曲的思路, 认为当网格足够小时, 网格内的变化是可以忽略的。而 CIP 方法则通过引入一个满足约束条件的多项式, 以足够高的精度重建函数在一个网格内的真实变化。

控制方程组 (19~22) 是具有如下形式的对流扩散方程

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial fu}{\partial x} + \frac{\partial fv}{\partial y} = g \quad (52)$$

利用时间步分裂算法, 可分解对流步和扩散步以建立相应的差分格式为

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial fu}{\partial x} + \frac{\partial fv}{\partial y} = 0 \quad (53)$$

$$\frac{\partial f}{\partial t} = g \quad (54)$$

对流步式 (53) 采用 3 阶插值函数 F_{ij} 来逼近, 而扩散步式 (54) 则采用中心差分近似。

4.2.1 N-S 方程的无量纲化

取脉冲激光持续时间 t_p 为特征时间尺度, 定义气体运动的特征速度 V_p 和特征长度 L_p

$$V_p = \left(\frac{I_p}{\rho_\infty} \right)^{1/3}, \quad L_p = V_p t_p \quad (55)$$

其中 I_p 为激光平均功率密度。

在光学击穿初期, 流动的主要特征为热辐射和热扩散过程, 以二维简单气体的可压缩流动过程为例, 在忽略了无量纲变量的标记后, 质量、动量和能量守恒方程的具体形式为

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial \rho u}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial \rho vu}{\partial y} &= -\frac{1}{\gamma Ma_p^2} \frac{\partial p}{\partial x} + \\ \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] + S_u & \\ \frac{\partial \rho v}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} &= -\frac{1}{\gamma Ma_p^2} \frac{\partial p}{\partial y} + \\ \frac{1}{Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial y} \right) \right] + S_v & \quad (56) \\ \frac{\partial \rho E}{\partial t} + \frac{\partial \rho Eu}{\partial x} + \frac{\partial \rho Ev}{\partial y} &= \\ \frac{\gamma}{Pr Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{k} \frac{\partial E}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{k} \frac{\partial E}{\partial y} \right) \right] + S_E & \end{aligned}$$

此处, S_u, S_v 分别是动量方程的源项, 它们的表达式为

$$\begin{aligned} S_u &= \frac{1}{3Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] - \\ &\quad \frac{2}{3Re} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial x} \right) \right] \quad (57) \\ S_v &= \frac{1}{3Re} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\mu} \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] - \\ &\quad \frac{2}{3Re} \left[\frac{\partial}{\partial y} \left(\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial x} \left(\bar{\mu} \frac{\partial u}{\partial y} \right) \right] \end{aligned}$$

S_E 是能量方程的源项, 包括黏性耗散、压力功和工质吸收激光辐射的能流密度,

$$S_E = -(\gamma - 1) \left(\frac{\partial(pu)}{\partial x} + \frac{\partial(pv)}{\partial y} \right) + E_c Q_{Las} \quad (58)$$

式 (56~59) 中, Eckert 数 E_c , Prandtl 数 Pr 和 Reynolds 数 Re 都是无量纲参数, 即

$$Ec = \gamma(\gamma - 1) Ma_p^2, \quad Pr = \frac{\mu_\infty c_p}{k_\infty}, \quad Re = \frac{\rho_\infty V_p^2 t_p}{\mu_\infty} \quad (59)$$

(1) 高温气动方程的简化

随着气体运动速度的增加, LSC/LSD 的演化和传播成为主要流动过程, 因此忽略黏性项后, 简化后的 N-S 方程成为如下形式的 Euler 方程

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{F}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}_y}{\partial y} = \frac{\partial \mathbf{G}_x}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{G}_y}{\partial y} + \mathbf{Q} \quad (60)$$

其中

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \bar{\rho} \\ \bar{\rho}\bar{u} \\ \bar{\rho}\bar{v} \\ \bar{\Sigma} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_x = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\bar{u} \\ \bar{\rho}\bar{u}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho}\bar{u}\bar{v} \\ \bar{\rho}\bar{E}\bar{u} + (\gamma - 1)\bar{\rho}\bar{u} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F}_y = \begin{pmatrix} \bar{\rho}\bar{v} \\ \bar{\rho}\bar{v}\bar{u} \\ \bar{\rho}\bar{v}^2 + \bar{p} \\ \bar{\rho}\bar{E}\bar{v} + (\gamma - 1)\bar{\rho}\bar{v} \end{pmatrix} \quad (61)$$

$$\mathbf{G}_x = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \frac{\gamma\bar{k}}{PrRe} \frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{x}} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{G}_y = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ \frac{\gamma\bar{k}}{PrRe} \frac{\partial\bar{T}}{\partial\bar{y}} \end{pmatrix}, \quad \mathbf{Q} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \beta Q_{Las} \end{pmatrix} \quad (62)$$

其中, 热传导系数 k 是包括了热传导和热辐射效应的等效系数. 这样, 在给定初、边界条件下, 可以用 CIP 方法求解 Euler 方程 (56)~(62), 见文献 [19].

(2) 时空耦合的计算结构设计

程序设计的基本原则:

计算区域网格划分采用先定控制体界面节点 $Xu(i)$ 和 $Yv(j)$, 再由相邻节点计算 CV 中心节点位置 $(Xc(i), Yc(j))$ 的方法; 最后由 $(Xu(i), Yv(j))$ 计算 CV 宽度, 由 $(Xc(i), Yc(j))$ 计算 CV 间距.

采用原始变量法, 即以电磁场分量 E 和 H , 速度 u, v 及压力 P 和温度 T 作为直接求解变量;

FDTD 采用均匀等距的细网格, 电磁场分量 E 和 H 按照 Yee 原则在时间和空间上交错排列. FVM-CIP 采用与细网阁重叠的粗网格, 速度 u, v 和其它标量, 如压力和温度等, 分别定义在共同网格系统的不同节点上;

在通用守恒方程的空间离散化过程中, 不同项采用不同的插值近似. 源项采用局部线性化方法, 扩散 - 对流项采用乘方离散格式, 界面上的扩散系数采用调和平均法, 而密度与流速则用线性插值;

边界条件采用附加源项法处理;

非定常问题采用全隐式格式, 以保证在任何时间步长下均获得有物理意义的数值解;

采用交替方向迭代法求解控制方程的离散代数方程, 并辅以块修正技术以改进收敛效率.

5 算例和简要分析

5.1 算例和参数选择

均匀无界空间中电磁波传播的最简单形式是

平面波, 将不同方向上的平面波叠加可构成空间电磁场的任意分布.

平行平面波可以用时谐函数表示

$$E(r, t) = U(t)E_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)} \quad (63a)$$

$$H(r, t) = U(t)H_0 e^{i(\omega t - k \cdot r)} \quad (63b)$$

其中 ω 和 k 分别是角频率与波数, $U(t)$ 是开关函数

$$U(t) = \begin{cases} 0 \\ \frac{1}{2}(1 - \cos(\frac{\pi t}{\tau})) \\ 1 \end{cases}, \quad 0 \leq t \leq \tau \quad (64)$$

高斯波束是一般电磁波沿某一特定方向传播时的旁轴近似形式. 对于以 z 轴为对称轴的基模高斯波, 振幅分布具有如下形式

$$u(x, y, z) = A \exp \left\{ -i \left[p(z) + \frac{k(x^2 + y^2)}{2q(z)} \right] \right\} \quad (65)$$

其中, $p(z), q(z)$ 均为复函数. 基模高斯波分布具有如下特点: 电磁场振幅呈高斯函数分布, 即

$$A(x, y) = \exp \left(-\frac{x^2 + y^2}{w^2} \right) \quad (66)$$

$w(z)$ 是束腰半径.

为检验计算程序的正确性, 我们计算了抛物面反射镜和双凸球面透镜的激光聚焦问题. 计算区域是 $30\lambda \times 50\lambda$, 激光波长 $\lambda = 1.06\mu\text{m}$, 散射体的迎面宽度为 24λ . 由式 (40) 可知, E_0 和 H_0 是对应于入射激光功率流密度 I_p 的电磁分量归一化因子. 从而入射激光的无量纲电磁分量振幅和平均功率密度为

$$|E| = 1, \quad |H| = 1, \quad \bar{S} = \frac{1}{2}EH = \frac{1}{2} \quad (67)$$

即入射激光的电磁场分布是幅值为 1 的简谐波分布, 对应的功率流密度为 0.5。入射角分别是 0° 和 15° 。图 3 是激光经双凸球面透镜聚焦后

的功率密度分布, 图 4 是激光经抛物面反射镜聚焦后的功率密度分布。计算关键物理参数由表 2 给出。

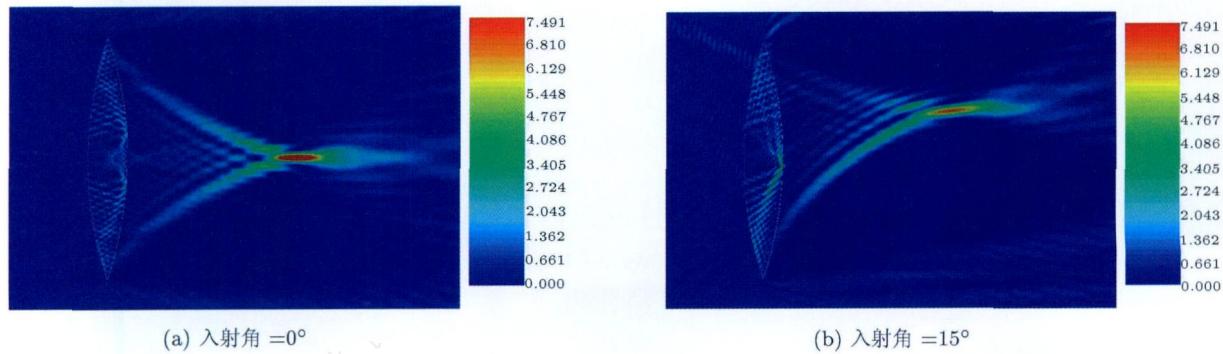


图 3 经凸球面透镜聚焦后光强分布的平均功率密度

5.2 计算结果分析

(1) 激光经球面凸透镜聚焦后光强分布的平均功率密度

入射光波从左侧进入, 经过凸透镜后形成汇聚波。图 3(a) 表示汇聚光波的能量在焦点附近形成较高的功率密度, 达到入射波的 15 倍。图 3(b) 中红色表示的高功率区域有所减小。激光经抛物面反射镜聚焦后光强分布的平均功率密度可达到入射波的 25 倍, 如图 4(a) 所示。但在入射角 15° 偏离后, 汇聚区会发生弥散, 如图 4(b) 所示。

图 5 显示了焦点附近正入射时光轴线上的气体击穿过程的计算结果。气体击穿形成 LSC/LSD 波的显著标志是击穿区电子密度的显著增长。从图 5 可见, 焦点后于 $x = 0.6$ 位置处, 击穿前, 电子密度极低; 击穿后, 电子密度急剧增加, 并以波的形式

迎着激光入射的方向运动而波阵面后的电子密度下降了一半(时间间隔 = 1ns)。在图 6 中, 压力分布也有同样性质。焦点左侧的气体压力形成极陡的应力峰并以 LSD 波的形式迎着激光入射的方向运动。波后压力几乎下降至波峰压力的一半。而在焦点右侧存在较低的稀疏波向右传播。

图 7 给出了击穿过程中温度分布。它也是以波的形式迎着激光入射的方向运动, 波峰后的温度大约降了 15%。图 8 表示的击穿过程中气体速度的变化曲线。激光的入射形成了气体迎着激光入射方向的运动, 并在波后气体运动速度极快。我们可以看出, LSD 波形成的主要标志是波后电子密度的急剧增加, 电子密度的峰值也是以 LSD 波形式迎着入射波方向运动。

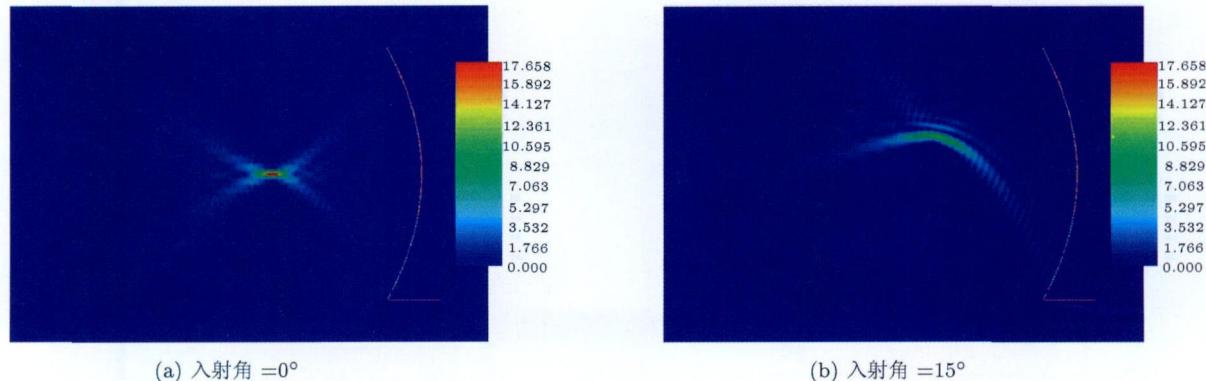


图 4 经抛物面反射镜聚焦后光强分布的平均功率密度

表 2 关键物理参数

符号	数值	单位	注释
c	$2.997\ 924\ 58 \times 10^8$	m/s	真空中的光速
μ_0	$4\pi \times 10^{-7}$	H/m	真空导磁率
ϵ_0	$8.854\ 18 \times 10^{-12}$	F/m	真空介电率
e	$1.602\ 177\ 33 \times 10^{-19}$	C	电子电荷
m_e	$9.109\ 389\ 7 \times 10^{-31}$	kg	电子静质量
e/m_e	$1.758\ 83 \times 10^{11}$	C/kg	电子荷质比
h	$6.626\ 075\ 5 \times 10^{-34}$	J·s /molecule	Planck 常数
k_B	$1.380\ 658 \times 10^{-20}$	J/(kmol·K)	Boltzmann 常数
a_R	$5.570\ 51 \times 10^{-8}$	W/(m ² ·K ⁴)	Stefan-Boltzmann 常数
γ	1.4		比热比
ρ_∞	1.225	kg/m ³	空气密度(标准大气压)
R_u	8 314.510	J/(kmol·K)	普适气体常数
g	9.806 65	m/s ²	重力加速度
1 atm	101 325	Pa	标准大气压
N_{AV}	$6.022\ 136\ 7 \times 10^{26}$	molecule /kmol	Avogadro 数

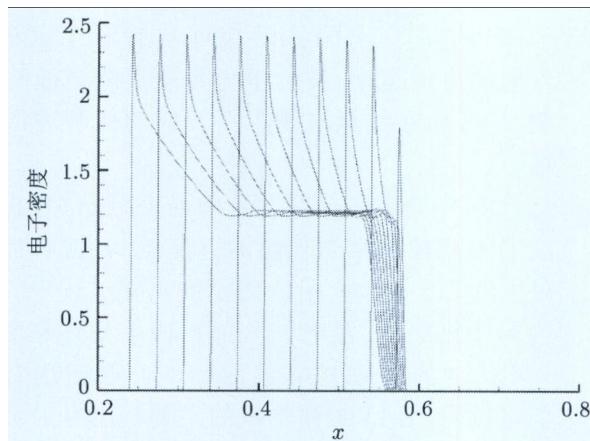


图 5 电子数密度随时间的演化曲线

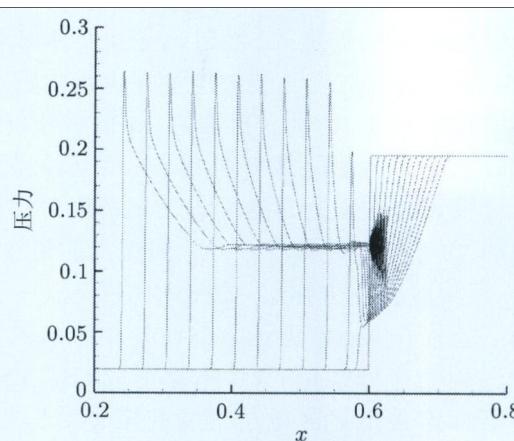


图 6 压力分布随时间的演化曲线

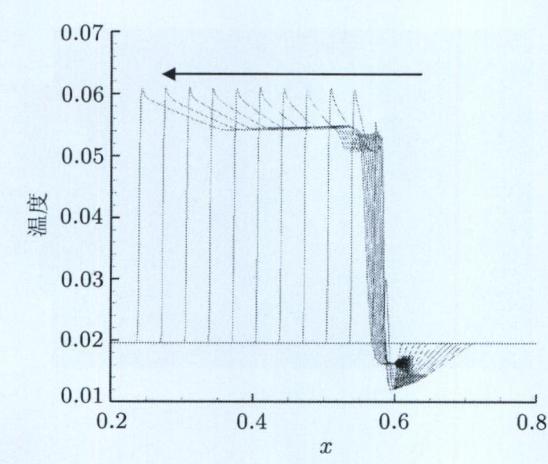


图 7 温度分布随时间的演化曲线

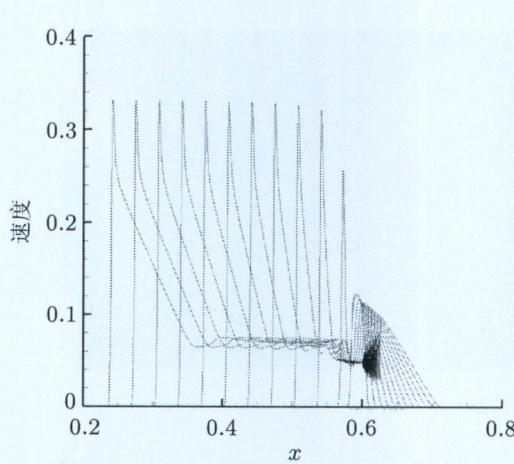


图 8 速度分布随时间的演化曲线

6 结论与讨论

本文工作取得如下阶段性研究进展:

(1) 建议了一种研究激光聚焦爆炸过程的动力学机制及其热 - 力学效应的物理建模

研究表明激光聚焦爆炸产生推力的过程是两个基本动力学过程相互作用的结果, 这两个相互作用是:

1) 非均匀介质中激光传播和散射过程与高温气体动力学运动的耦合作用;

2) 气体介电特性、热力学特性与能量沉积和热输运过程的耦合作用.

针对上述耦合过程的物理特征, 我们以 Maxwell 电磁波理论和电离气体 Euler 方程为基础, 建立了针对激光聚焦爆炸过程中热 - 力学效应的一般理论模型和控制方程组; 结合简单气体介质的热力学状态方程和电离平衡关系, 利用简化的计算模型揭示了气体介电或热力学特性与激光能量沉积和输运过程之间的耦合作用; 并利用 FDTD-CIP 数值方法对上述相互作用过程进行了初步的数值模拟. 由于计算机能力有限以及全三维问题编程的困难, 目前电磁场 FDTD 计算是二维的, 但流场的动力学 CIP 计算是一维的, 但为今后的进一步研究打下了基础.

(2) 计算了抛物面反射腔内脉冲激光散射场的光强分布和功率流密度分布

我们对非均匀介质中激光散射和传播过程的数值模拟, 得到了激光散射场的幅值和功率密度分布. 揭示了焦点附近的激光能流密度或功率密度分布的细致结构. 这为深入揭示光学击穿和冲击波形成机制、提高工质气体的能量吸收和能量转化效率打下了一定的基础.

计算结果表明, 将 FDTD 方法应用于激光散射和传播过程的数值模拟是合理可行的. 但由于计算机内存和速度的限制, 目前还只能模拟 100 个光波长的散射体. 计算结果可定量地模拟焦斑附近微爆炸过程中的光场分布特征.

在焦点(线)、激波间断面和光学击穿域附近, 几何光学近似与电磁波计算可能存在较大差异, 通过对计算评估光线追踪法与 FDTD 方法的计算结果的差异将在进一步研究中予以考虑.

(3) 本文对数值仿真中的跨尺度计算进行一些有益的探讨. 由于 Maxwell 电磁场与 Euler 场各具有差了 3~4 个数量级的不同的特征时 - 空尺

度. 若要将这两者耦合起来计算, 必须做一定的假定. 把实际上的耦合问题用解耦的方法进行计算. 在每个宏观时间步里, 可将 Maxwell 场在一个宏观尺度内看成是均匀的. 在这个宏观尺度区域内进行细观尺度内的电磁场计算. 我们在不同时 - 空尺度内, 即从宏观到细观再回到宏观, 反复叠加交替计算, 直至终点. 这一过程不但要利用超级计算机, 而且要耗费许多机时! 我们只进行了一些有益探讨.

(4) 如果用 N-S 方程代替 Euler 方程, 将可进一步研究激光在气体中聚焦爆炸时引起的各种磁场不稳定效应, 包括湍流现象, 这是今后非常值得研究的重要课题.

致谢 本项工作曾获得国防 973 有关项目, 总装预研基金和国家自然科学基金重点基金项目资助(10832011), 表示感谢!

参 考 文 献

- Yee K S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell equations in isotropic media. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 1966, AP-14(3): 302~307
- Engquist B, Majda A. Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves. *Math Comput*, 1977, 31(139): 629~651
- Mur G. Absorbing boundary conditions for the finite-difference approximation of the time-domain electromagnetic field equations. *IEEE Trans. Electromagn Compat*, 1981, EMC-23(4): 377~382
- Berenger J P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J Comput Phys*, 1994, 114(2): 185~200
- Berenger J P. Three-dimensional perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves. *J Comput Phys*, 1996, 127(2): 363~379
- Berenger J P. Perfectly matched layer for the FDTD solution of wave-structure interaction problem. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 1996, AP-44(1): 110~117
- Kasher J C, Yee K S. A numerical example of a two dimensional scattering problem using a subgrid. *Applied Computational Electromagnetic Society Journal and Newsletter*, 1987, 2(2): 75~102
- Umashankar K R, Taflove A. A Novel method of analyzing electromagnetic scattering of complex objects. *IEEE Trans Electromagn Compat*, 1982, EMC-24: 397~405
- Mei K K, Cangellaris AC, Angelakos DJ. Conformal time domain finite difference method. *Radio Science*, 1984, 19(5): 1145~1147
- 葛德彪, 闫玉波. 电磁波时域有限差分方法. 西安: 西安电子科技大学出版社, 2002

- 11 王长清, 祝西里. 电磁场计算中的时域有限差分方法. 北京: 北京大学出版社, 1994
- 12 孙承伟等. 激光辐射效应. 北京: 国防工业出版社, 2002
- 13 李俊昌. 激光的衍射及热作用计算. 北京: 科学出版社, 2002
- 14 张克潜, 李德杰. 微波与光电子学中的电磁理论. 北京: 电子工业出版社, 2001 年第二版
- 15 傅德勋, 马延文. 计算流体力学. 北京: 高等教育出版社, 2002
- 16 Versteeg H K, Malasekera W. An Introduction to Computational Fluid Dynamics —— The Finite Volume Method. Addison Wesley Longman, 1995
- 17 Patankar S V. Numerical Heat Transfer and Fluid flow. Washington: McGraw-Hill, 1980
- 18 段祝平, 方新. 强激光聚焦爆炸及其效应的研究展望 —— 激光微爆炸力学中的若干问题. 见: 中国力学学会学术大会论文集, 2005. 157(邀请报告)
- 19 方新, 黄晨光, 王文标, 段祝平. 激光聚焦爆炸的热 - 力学模型及其数值模拟. 见: 中国力学学会学术大会论文集, 2005. 1426

THEORETICAL MODELING AND TRANS-SCALE SIMULATION OF COUPLING FIELDS GENERATED BY THE EXPLOSION OF A FOCUSED HIGH POWER LASER BEAM

DUAN Zhuping^{1,†} FANG Xin¹ WANG Wenbiao² HUANG Chenguang¹

¹ LNM, Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China

² Graduate School, Chinese Academy of Sciences, Beijing, 100190, China

Abstract The study of coupled electromagnetic and thermo-mechanical processes concerning with a focused high power laser explosion in gas medium is now becoming an important research forefront. The subject includes a series of energy absorption and transfer processes, such as ionization and optical breakdown in mixture gases, the evolution and propagation of the laser supported combustion wave (LSC) and laser supported detonation wave (LSD) in gas-plasma.

In fact, these very complex processes can be macroscopically considered as interactions between three distinct phenomena, that is, laser scattering, high temperature as well as high speed flow in gas plasma. In the present paper, we are mainly concerned with the coupling effects between the electromagnetic wave propagation and the thermo-mechanical flow field, that is, the coupling between Maxwell equations which describe the electromagnetic wave induced by laser, Navier-Stokes or Euler equations of gas dynamics, thermodynamic Equation of State, the Saha equation of ionization balance (Saha Eq.), the evolution and propagation of LSC/LSD waves and the recoil pressure and impulse.

This research works cover three stages. In the first one, the laser scattering in inhomogeneous mixture and laser wave propagation is modeled based on the Maxwell-Euler equations.

In the second, a numerical model for ignition and/or optical breakdown of combustible mixture gases under the radiation of high power laser is presented. The electromagnetic fields of laser beam propagating through mixtures are simulated by directly solving Maxwell equations with FDTD scheme and free-reflection boundary conditions. The fine structures of the power density distribution near the focus center are revealed by means of coupling numerical analysis of Euler equation and EOS for heat diffusion and convection, Saha equations of ionized gas in equilibrium state and detailed chemistry mechanism. Because the dielectric properties are

[†] E-mail: zpduan1983@yahoo.com

changed with thermal state of the gas mixtures during the radiation, therefore, a unified scheme are developed by combining CIP scheme for LSC/LSD propagation with FDTD solver for Maxwell equations over the uniform grid cells. The finer structures of power flux near the focus have been revealed and visualized from numerical results, depending on the power level and incident angles of the laser beam.

In the third stage which is now underway, models and simulation technique will be developed and extended to more complicated flow processes.

Keywords high power laser explosion, Maxwell equations, Euler equations, eleclromagnetic-thermal coupling, FDTD method, trans-scale simulation

后记: 郭永怀先生离开我们已经 40 年了。我们以这篇很不成熟但依然是在研工作部分结果的总结论文作为对这位中国现代力学先驱和大师百岁冥寿的缅怀与纪念。本文第一作者段祝平 1962 年初考入力学所作研究生, 师从郑哲敏先生研究塑性动力学与爆炸力学是获得郭先生的同意与批准的, 他当时主管力学所研究生招生工作。曾记得在当时, 郭先生说过:“数学不及格, 不能作研究生”。很幸运, 段祝平把 5 道数学题做对了 4 道才得以过关。这件小事足见郭先生对学生在应用数学与数学方法方面的严格要求与培养。他深深懂得应用数学与数学方法的培养与训练对研究生是多么重要! 郭永怀先生的学术造诣、研究风格与对科学的献身精神整整影响了当时我们年轻的一代人, 这些人已成为后来力学所发展的栋梁。和郭先生的时代相比, 新世纪的力学已进入了一个崭新的发展模式: 多学科交叉、多相混合与多场耦合、多层次、跨尺度等已成为当代力学发展的主流。但是这里, 无论理论建模、问题的定量分析、新的计算方法的探索依然一刻都离不开理论和应用数学的研究与应用。我们应当牢记郭先生的教诲, 以实际行动把“激光与激光爆炸力学”的研究工作深入开展下去, 以缅怀这位中国现代力学的先驱和导师!