

文章编号:1000-8055(2011)01-0217-06

氩工质连续激光加热推力器的数值仿真

李小康, 张育林, 程谋森, 鄢昌渝

(国防科学技术大学 航天与材料工程学院, 长沙 410073)

摘 要: 对氩气工质的连续激光推力器内加热与流动过程进行数值模拟,建立了包含激光吸收、化学反应、高温效应、黏性、扩散、热传导以及辐射效应等物理机制的模型. 推力室内二维轴对称流场采用可压缩 Navier-Stokes 方程描述,用 SIMPLEC(semi-implicit method for pressure-linked equations consistent)算法求解. 对解算出的流场压力和黏性应力积分获得推力,其值与类似构型推力器的实验结果吻合较好. 在不同流量条件下对推力器的流场进行了计算,通过分析其特征,提出了改进推力器性能的思路.

关 键 词: 激光推进; 连续波; 氩等离子体; 推力器; 数值仿真

中图分类号: TN249; V231.3

文献标识码: A

Numerical simulation of a continuous wave laser powered thruster with argon propellant

LI Xiao-kang, ZHANG Yu-lin, CHENG Mou-sen, YAN Chang-yu

(College of Aerospace and Materials Engineering,

National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: The heating and flow process in a continuous wave laser powered thruster using argon as propellant was modeled numerically. A model of physical mechanisms including laser absorption, chemical reaction, high-temperature thermodynamics properties, viscosity, diffusion, heat conduction and the effect of radiation was built up. The two-dimensional axisymmetric flow field described by Navier-Stokes equations was solved by pressure-based SIMPLEC (semi-implicit method for pressure-linked equations consistent) algorithm. The thrust was computed by integrating the pressure and viscosity stress all over the wall, and the value was consistent with the experimental result of a similar configuration. Then the characteristics of the field of a thruster under different mass flow rates were analyzed, and the methods for performance improvement were presented.

Key words: laser propulsion; continuous wave; argon plasma; thruster; numerical simulation

与重复脉冲(repetitive pulse)激光推进方式相比,连续波(continuous wave)激光推力器的结构接近现有的液体火箭发动机,支持其发展的连续激光器已达到较高的平均功率水平,因而受到各国研究者的关注^[1-3].

由于连续波激光推力器内部流场的测量和诊断存在较大困难,已开展的实验主要集中于推力、激光吸收效率等宏观参数的测量,没有给出内部参数的分布特征.因此,数值仿真的研究方法尤为必要.

收稿日期:2009-11-20; 修订日期:2010-02-05

基金项目:国家部委基金

作者简介:李小康(1983-),男,陕西汉中,博士生,主要研究方向为先进推进技术.

美国 University of Illinois 研究了真实气体特性和辐射机制作用下氩工质的轴对称流场,但忽略了径向速度^[4],与真实流动情况有较大差别。The University of Tennessee Space Institute 的相关研究人员修正了这一点^[5],预示的等离子体温度特性在较宽范围内与实验结果吻合,但使用了不可压缩模型,并且没有计算组分方程,因此没有给出对激光吸收起决定作用的电子数密度分布。日本 University of Tokyo 的 Morales 等人针对氩气工质连续激光推力器,采用二维轴对称 Navier-Stokes(N-S)方程进行了数值模拟,模拟了比较完备的物理过程^[6],包括激光光学、逆韧致吸收,化学非平衡模型,辐射、热对流和热传导等;计算所得等离子体位置与实验所得结果吻合,但推力的计算实际上是根据一维喷管流动的推力系数公式估计的。

国内的研究中,包含较完整物理机制的工作鲜有报道。北京航空航天大学的郑力铭等人^[7]以氢气为工质,对连续波和连续脉冲两种激光输入方式的内部流场进行了数值模拟,采用单组分、轴对称非定常欧拉方程的计算模型,其激光吸收系数假定为常值。清华大学的王海兴等人^[8]采用局部热力学平衡模型,不计化学反应,研究了 2 kW 激光功率下 10 m/s 量级低速氩气的流动,用实际的逆韧致吸收系数计算激光能量在等离子体中的沉积,初步揭示了稳态低速层流中流场的分布情况。

本文围绕连续激光推力器进行仿真研究,使用 SIMPLEC(semi-implicit method for pressure-linked equations consistent)算法对二维轴对称可压缩流场进行了计算,物理机制包括化学反应、高温气体性质、激光吸收、黏性、扩散、热传导以及辐射效应,使用压力和黏性应力积分的方法获得准确的推力,计算结果能较好地表现流场局部结构和推力器总体性能。在此基础上,对不同流量条件下推力器的流场进行了计算,通过对结果分析,提出了改进推力器性能的思路,可为进一步设计优化推力器提供参考。

1 数学模型

1.1 控制方程

在连续激光推进模式下加热核心区流场速度较低,而吸收室中压力较高,粒子碰撞特征时间短,因此流动特征时间远大于热力学各能量模式弛豫时间,可视为局部热力学平衡(local thermo-

dynamic equilibrium,简称 LTE)。在这种状态下可用一个温度表示各内能模式,工质的热力学、化学性质均是该温度和压力的函数。

由质量、动量、能量守恒,得到轴对称柱坐标下的控制方程为

$$\frac{\partial(\rho_e u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_e v)}{\partial r} + \frac{1}{r}\rho_e v = \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho D \frac{\partial c_e}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\rho D \frac{\partial c_e}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\rho D \frac{\partial c_e}{\partial r} + \dot{\omega}_e \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\rho_{pi} u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_{pi} v)}{\partial r} + \frac{1}{r}\rho_{pi} v = \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho D \frac{\partial c_{pi}}{\partial x}\right) + \frac{\partial}{\partial r}\left(\rho D \frac{\partial c_{pi}}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\rho D \frac{\partial c_{pi}}{\partial r} + \dot{\omega}_{pi} \quad (2)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} + \frac{1}{r}\rho v = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial(\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial r} + \frac{1}{r}\rho uv = \frac{\partial}{\partial x}(\tau_{xx}) + \frac{\partial}{\partial r}(\tau_{xr}) + \frac{1}{r}\tau_{xr} \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v^2 + p)}{\partial r} + \frac{1}{r}\rho v^2 = \frac{\partial}{\partial x}(\tau_{xr}) + \frac{\partial}{\partial r}(\tau_{rr}) + \frac{1}{r}(\tau_{rr} - \tau_{\theta\theta}) \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\rho u H)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v H)}{\partial r} + \frac{1}{r}\rho v H = \\ & \frac{\partial}{\partial x}(u\tau_{xx} + v\tau_{xr} + q_x) + \frac{\partial}{\partial r}(u\tau_{xr} + v\tau_{rr} + q_r) + \\ & \frac{1}{r}(u\tau_{xr} + v\tau_{rr} + q_r) + (S_{rec} + Q_{las} + Q_{rad}) \end{aligned} \quad (6)$$

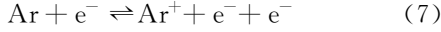
其中 ρ, u, v, p, T 分别是密度、轴向速度、径向速度、压力和温度, c 表示组元质量分数,下标 e, pi 分别表示电子和正离子; τ 为黏性应力, q 表示传导和扩散造成的热通量,其分量 $q_n = \kappa \frac{\partial T}{\partial n} +$

$$\rho \sum_i h_i D \frac{\partial c_i}{\partial n} (n = x, r), \text{热力学函数总焓 } H = h + \frac{V^2}{2}, \text{总能 } E = h - \frac{p}{\rho} + \frac{V^2}{2}, \text{显焓 } h = \sum_i c_i \int_{T_0}^T c_{pi} dT.$$

源项中, $\dot{\omega}_e, \dot{\omega}_{pi}$ 表示化学反应造成的组元质量变化; S_{rec} 表示化学反应热效应; Q_{las} 表示注入的激光能量; Q_{rad} 表示热辐射损失。

1.2 化学反应模型

连续激光推力器吸收室内,氩的电离主要为一阶电离,因此使用 Ar, Ar^+, e 三组元模型。高温状态下, Ar 原子由于级联电离而释放电子



则组分方程中的源项 $\dot{\omega}_i$ 可表述为

$$\frac{\dot{\omega}_i}{M_i} = (\beta_i - \alpha_i) \left(k_{\text{fr}} \prod_j [X_j]^{\alpha_j} - k_{\text{br}} \prod_j [X_j]^{\beta_j} \right) \quad (8)$$

其中组分 i 为电子或正离子, M_i 为相对分子质量, $[X_j]$ 表示组分 j 的物质的量浓度, α_i, β_i 表示反应物与生成物的化学当量系数, $k_{\text{fr}}, k_{\text{br}}$ 分别是正向反应速率系数与逆向反应速率系数, 两者有如下关系:

$$\frac{k_{\text{fr}}}{k_{\text{br}}} = K_{\text{eq}} \quad (9)$$

这里 K_{eq} 为化学反应平衡常数, 以热力学特性表示如下:

$$K_{\text{eq}} = \left[\frac{1}{RT} \right]^{\Delta\nu} K_p = \left[\frac{p_{\text{atm}}}{RT} \right]^{\Delta\nu} e^{-\frac{\Delta G_m^0}{RT}} \quad (10)$$

式中 $\Delta\nu = \sum_i (\beta_i - \alpha_i) = 1$, 而摩尔吉布斯自由焓变为

$$\Delta G_m^0 = \Delta H_m^0 - T \Delta S_m^0 \quad (11)$$

其中上标 0 表示在标准大气压下的值, 下标 m 表示比摩尔量. 标准大气压下焓和熵可写成比定压热容的函数, 因此问题归结为 c_p 的求解, 将由 1.3 节热力学性质给出.

逆向反应速率系数可以由平衡常数 K_{eq} 间接给定, 故只需获得正向反应速率系数即可求解化学源项. 其计算使用 Arrhenius 公式

$$k_{\text{fr}} = A_{\text{f},r} T^{B_{\text{f},r}} \exp \left[-\frac{C_{\text{f},r}}{T} \right] \quad (12)$$

其中系数 $A_{\text{f},r}, B_{\text{f},r}, C_{\text{f},r}$ 由文献[9]给出.

1.3 热力学性质

控制方程中的能量方程以及化学反应速率系数, 都依赖热力学性质的计算, 而获得比定压热容则可推得其他所有性质, 因此下文主要求解比定压热容.

原子的能量由平动能和电子激发能组成, 其配分函数为

$$Z = Z_{\text{tran}} \cdot Z_{\text{ele}} \quad (13)$$

平动部分的摩尔定容热容为

$$C_{V,m,\text{tran}} = \frac{3}{2} \bar{R} \quad (14)$$

电子激发部分的配分函数为

$$Z_{\text{ele}} = \sum_{i=0} g_i e^{-\frac{\omega_i}{kT}} \quad (15)$$

其中 k 是波耳兹曼常数, g_i 是第 i 能级的简并度, ω_i 是对应的能级能量, $\omega_0 = 0$. 本文所采用的简

并度和能级数值取自美国标准与技术研究院的原子光谱数据库 (Atomic Spectra Data Base, National Institute of Standards and Technology).

根据统计热力学, 电子激发部分的摩尔定容热容为

$$C_{V,m,\text{ele}} = \frac{\partial e_{\text{ele}}}{\partial T} = \frac{\partial}{\partial T} \left[\bar{R} T^2 \frac{\partial \ln Z_{\text{ele}}}{\partial T} \right] = \bar{R} \frac{1}{T^2} \frac{C \cdot A - B \cdot B}{A^2} \quad (16)$$

其中系数定义如下:

$$\begin{cases} A = \sum_{i=0} (g_i e^{-\frac{\omega_i}{kT}}) \\ B = \sum_{i=0} \left[g_i e^{-\frac{\omega_i}{kT}} \cdot \left(\frac{\omega_i}{k} \right) \right] \\ C = \sum_{i=0} \left[g_i e^{-\frac{\omega_i}{kT}} \cdot \left(\frac{\omega_i}{k} \right)^2 \right] \end{cases} \quad (17)$$

则摩尔定压热容为

$$C_{p,m} = C_{V,m,\text{tran}} + C_{V,m,\text{ele}} + \bar{R} \quad (18)$$

单位质量比定压热容与摩尔定压热容只相差一个摩尔质量的因子, 因此

$$c_p = \frac{C_{p,m}}{M} \quad (19)$$

按上述方法计算得到 $\text{Ar}, \text{Ar}^+, \text{e}$ 三种组元的定压热容与温度的对应关系, 并同 NASA (美国航空航天局) Glenn Research Center 已知温度范围内的数据进行了比较, 两者吻合得较好.

由于 Ar 等离子体已经不符合理想气体状态方程, 但其每一组元仍可用该方程描述, 故有

$$p = \sum_i p_i = \rho \bar{R} T \sum_i \frac{c_i}{M_i} \quad (20)$$

1.4 激光吸收

在电子数密度和温度确定的情况下, 电子的自由-自由逆韧致吸收系数由激光波长唯一决定. 一次电离的等离子体对波长 $10.6 \mu\text{m}$ 的 CO_2 激光的吸收系数为^[10]

$$\kappa_{\text{CO}_2}(p_e, T) = \frac{5.72 p_{e,\text{atm}}^2 \ln \left[27 \left(\frac{T}{10^4} \right)^{4/3} p_{e,\text{atm}}^{-1/3} \right]}{\left(\frac{T}{10^4} \right)^{7/2}} \quad (21)$$

式中 $p_{e,\text{atm}}$ 是以大气压为单位的电子分压力.

为细致模拟激光束的空间吸收分布特征, 采用光线追迹方法将入射激光束分解为若干光线, 每条光线在传播过程中的强度按照光线衰减定律确定

$$\frac{dI_i}{ds_i} = -\kappa_i I_i \quad (22)$$

因此,单元内入射激光的能量源项表示为

$$Q_{\text{las}} = \frac{\sum_i P_{\text{in},i}(1 - e^{-\kappa_i \Delta s})}{V_{\text{cell}}} \quad (23)$$

其中 $P_{\text{in},i}$ 为第 i 条光线在单元入口处的激光功率。

1.5 输运性质

严格计算 Ar 等离子体的动力黏度、质量扩散率、热导率等输运性质,需要分子动力论中的碰撞积分等物性信息. 本文采用的动力黏度和热导率按照文献[11]的表格数据插值获得,而质量扩散率按文献[6]中给出的方法计算。

1.6 辐射效应

精确考虑热辐射的影响需要在整个计算域内求解辐射输运方程. 即使不考虑求解的繁琐程度,该方程的解算也是建立在获得 Ar 等离子体详细的光谱吸收系数 κ_ν 和光谱发射系数 j_ν 的基础上,而这些数据是较难以计算或实验测得的。

针对这一问题,考虑到气体介质选择性吸收的特点,可以把辐射分为两类^[12]:对弱吸收的波段,辐射能量直接穿透了工作物质;对强吸收的波段,辐射能量在一个较小的距离上被辐射、吸收、再辐射,其总的作用效果体现为能量的再分配,这一效果是可以实际测量的. 文献[4]中给出了在辐射作用下氩气热导率实验测量值和不考虑这种影响计算得到的理论值,在 10 000 K 以上时两者有明显区别. 本文使用上述处理方式,即将辐射源项分解为

$$Q_{\text{rad}} = Q_{\text{rad,thick}} + Q_{\text{rad,thin}} \quad (24)$$

其中 $Q_{\text{rad,thick}}$ 部分的影响通过采用考虑辐射的热导率引入, $Q_{\text{rad,thin}}$ 的影响则通过直接加入热沉项来引入。

2 计算方法

方程组的求解采用基于压力的 SIMPLEC 方法,流动控制方程解算迭代的每一步中,均采用有限速率反应模型和光线追迹方法计算组元质量源项和能量源项. 为提高计算效率,使用分区结构化网格,对壁面以及物理化学反应剧烈的区域进行了局部加密处理。

边界条件方面,速度在壁面上的边界取无滑移壁面,假定壁面温度可以通过外部冷却措施控制,取定温壁面 $T = 300$ K; 入口取给定的质量流量,总温 $T_{\text{tot}} = 300$ K; 出口取压力条件 $p = 101\,325.0$ Pa,达到超声速时则直接采用内部点的外推值。

初始条件方面,以冷流场结果作为初始值,在焦点处球形区域赋 15 000 K 的高温以模拟点火,各组分密度通过 Saha 方程取平衡状态下的值。

3 计算结果与分析

作为模型和程序验证,对文献[13]给出的一种连续激光推力器进行了数值计算,入射激光功率为 700 W,激光束入口光斑半径 10 mm,焦点位于距离入射窗口 156 mm 处,质量流量条件 $\dot{m} = 0.593$ g/s,工作环境为一个标准大气压。

图 1、图 2 分别为计算网格和计算所得流场,其中倾斜的直线标出了入射激光束的轮廓. 由图可见,相对于光线汇聚的焦点,激光维持等离子体的中心明显向前移动,工质在流过此区域时会产生一定程度的绕流,这一现象符合激光等离子体基本理论和实验情况. 最终计算得到的推力为 0.393 N,室压为 5.5×10^5 Pa,与文献[13]中实验值约 0.392 N(40 gf)和 506 625 Pa(5 atm)的数据吻合较好,表明了本文模型和程序的正确性。

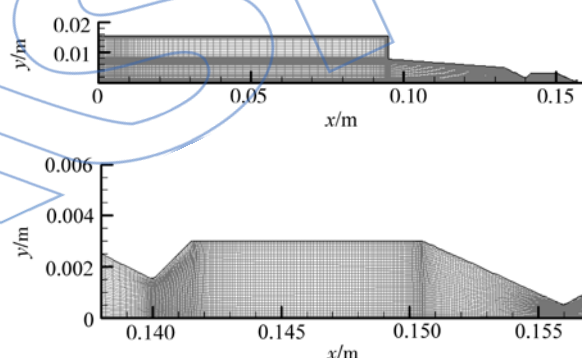


图 1 验证算例的全局网格和子吸收室的局部加密网格

Fig. 1 Overall mesh and local clustered mesh in the sub-chamber

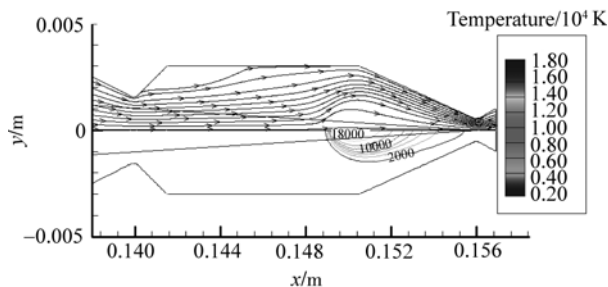


图 2 验证算例所得子吸收室中的温度和流线分布

Fig. 2 Temperature contour in the sub-chamber

在此基础上,对自行设计推力器的工作过程进行了仿真. 推力器的喉部半径 1 mm、膨胀比

1.56、扩张半角 10° ; 入射光束功率 10000.0 W, 聚焦形状参数 $f/8.3$ 。计算了不同流量下的工作情况, 其内部构型和网格划分如图 3 所示。

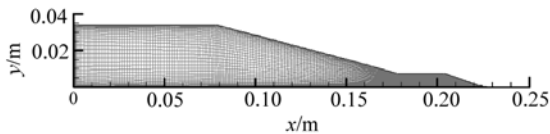


图 3 研究用推力器的网格分布

Fig. 3 Mesh of the thruster

计算结果表明, 连续激光推力器推进剂流量在稳定区域内取不同值时, 总吸收率 η_{ab} 将有明显变化, 并存在最优值, 如表 1 所示。

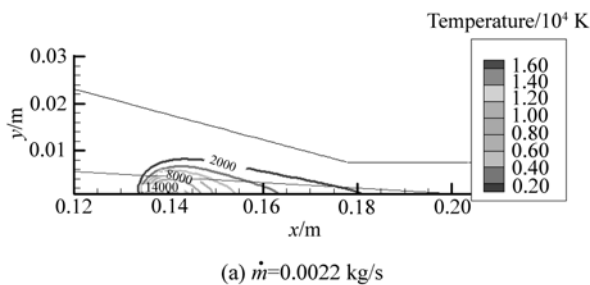
表 1 不同流量下的推力器特征参数

Table 1 Characteristic parameters for different mass flow rates

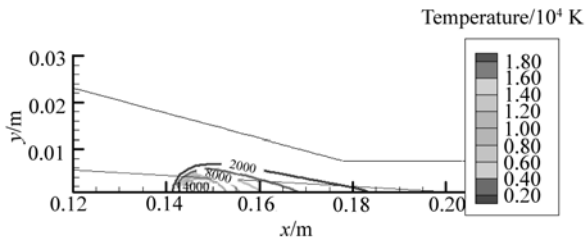
特征参数	$\dot{m}/(\text{kg/s})$		
	0.0022	0.0030	0.0042
F/N	1.14	1.63	2.24
I_{sp}/s	52.9	55.5	54.4
$\eta_{ab}/\%$	39.5	52.9	47.4
$T_{max}/10^4 \text{ K}$	1.74	1.90	1.94
$p_{max}/10^5 \text{ Pa}$	3.82	4.94	6.34
$n_{e,max}/10^{23} \text{ m}^{-3}$	2.97	4.13	4.87

出现上述情形, 主要是由于低流量时吸收室内等离子体温度偏低, 且低室压导致电子数密度较低, 故吸收效率不高。高流量条件下, 尽管有相对最高的等离子体温度和压力, 有较高的当地吸收率 $\eta_{ab,loc}$, 但总吸收率 η_{ab} 并不取最大值。原因在于实际的能量吸收情况还与等离子体空间分布有关, 具有较大迎光面积、轴向延伸的等离子体形状将对入射光有比较充分的吸收能力。此形状是由包括流量、功率、聚焦等诸多输入条件共同耦合决定的, 是各项影响因素协调适应的结果。其他条件不变时, 高流量将带来较大热损失, 因此等离子体体积将相应减小。

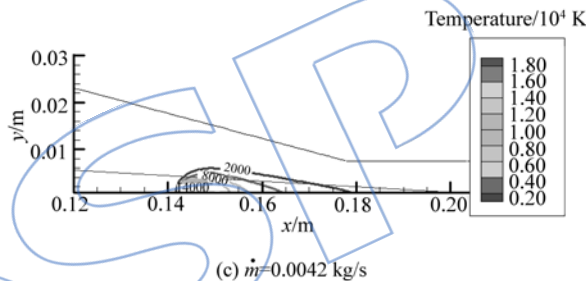
图 4、图 5 分别是三种流量条件下的温度分布图和电子数密度分布图。由图可见, 高流量时其温度和电子数密度均为极大值, 但从总体分布而言, 可吸收激光的等离子体所占据的空间较小, 从而沉积能量不充分, 尽管此时压力较大, 比冲却不是最大, 而是出现在中等流量的情况下。



(a) $\dot{m}=0.0022 \text{ kg/s}$



(b) $\dot{m}=0.0030 \text{ kg/s}$



(c) $\dot{m}=0.0042 \text{ kg/s}$

图 4 不同流量下温度分布

Fig. 4 Temperature contour for different mass flow rates

由于高室压时辐射损失加剧, 在连续激光推力器中不能简单依靠增大流量、提高室压获得性能上的提升, 选取合适的质量流量才能产生较好的吸收效果。

从能量角度而言, 工质流经高温区域以后温度下降, 使 Ar^+, e 通过复合反应重新生成 Ar 原子, 如图 5 所示。此前由于电离消耗的能量在这一过程中已经得到释放。另一方面, 流量取不同值时, 吸收率的变化导致实际推进剂的质量能量密度 $\frac{\eta_{ab} p}{\dot{m}}$ 随之变化较大。在当前设计条件下, 假定吸收率 100%, 流量 0.003 kg/s 时对应的能量密度为 $\frac{\eta_{ab} p}{\dot{m}} = 3.33 \times 10^6 \text{ J/kg}$ 。而化学推进中氢氧按余氧系数 1.0 完全燃烧时的能量密度约为 $1.34 \times 10^7 \text{ J/kg}$ 。由此可知, 当前设计的能量密度并不高, 尚未充分发挥出激光推进本身的优势。因此, 在保证稳定的前提下, 如何协调提高吸收效率与提高能量密度, 将是需要进一步探索的问题。

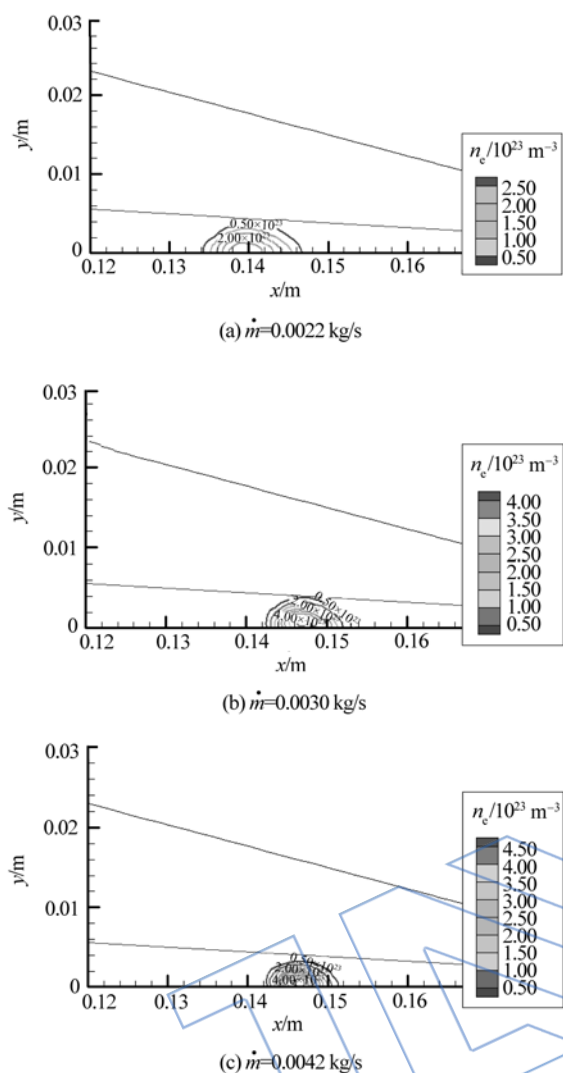


图5 不同流量下电子数密度分布

Fig. 5 Electron number density contour for different mass flow rates

4 结 论

本文针对连续激光推力器进行了建模仿真,考虑的物理机制包括化学反应、高温气体性质、激光吸收、黏性、扩散和热传导以及辐射效应,采用SIMPLEC算法对二维轴对称 N-S 方程进行了求解,使用压力和黏性应力积分的方法计算推力。

模型和程序能较好地表现流场结构,获得的推力与类似构型推力器的实验结果吻合得较好,表明现有模型和计算方法是可靠的。

数值仿真表明,连续激光推力器不能简单依靠增大流量、提高室压来提升性能,而需要在提高吸收效率与提高能量密度之间寻求最优工作点。

参考文献:

- [1] Black J W, Krier H, Zerkle D, et al. Characterization of laser-sustained plasma behavior during 10 kW laser thruster tests[R]. AIAA 92-3022, 1992.
- [2] Uehara S, Inoue T, Komurasaki K, et al. An experimental study on energy conversion process of an in-space CW laser thruster[C]// Proceedings of Third International Symposium on Beamed Energy Propulsion. Melville: American Institute of Physics, 2005: 254-264.
- [3] Rachuk V S, Guterman V Y, Ivanov A V. Experimental investigations of laser propulsion by using gas-dynamic laser [C]// Proceedings of Fourth International Symposium on Beamed Energy Propulsion. Melville: American Institute of Physics, 2006: 48-57.
- [4] Glumb R J, Krier H. Two-dimensional model of laser-sustained plasmas in axisymmetric flowfields[J]. AIAA Journal, 1986, 24(8): 1331-1336.
- [5] Jeng S M, Keefer D R, Welle R, et al. Numerical study of laser-sustained argon plasmas in a forced convective flow [R]. AIAA 86-1078, 1986.
- [6] Morales P M, Toyoda K, Komurasaki K, et al. CFD simulation of a 2 kW class laser thruster[R]. AIAA 2001-0650, 2001.
- [7] 郑力铭, 朱定强, 徐旭, 等. 激光推进火箭发动机吸收室的数值模拟[J]. 推进技术, 2002, 23(5): 387-390.
ZHENG Liming, ZHU Dingqiang, XU Xu, et al. Numerical simulation of flow in the absorption chamber of laser propulsion rocket engine[J]. Journal of Propulsion Technology, 2002, 23(5): 387-390. (in Chinese)
- [8] 王海兴, 陈熙. 激光推进的初步数值模拟研究[J]. 工程热物理学报, 2004, 25(Suppl.): 83-86.
WANG Haixing, CHEN Xi. A preliminary modeling study on laser propulsion[J]. Journal of Engineering Thermophysics, 2004, 25(Suppl.): 83-86. (in Chinese)
- [9] Kruger C H. Nonequilibrium effects in thermal plasma chemistry[J]. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 1989, 9(4): 435-443.
- [10] Raizer Y P, Tybulewicz A. Laser-induced discharge phenomena[M]. New York: Plenum Publishing Corporation, 1977.
- [11] 陈熙. 高温电离气体的传热与流动[M]. 北京: 科学出版社, 1993.
- [12] Emmons H W. Arc measurement of high-temperature gas transport properties[J]. The Physics of Fluids, 1967, 10(6): 1125-1136.
- [13] Toyoda K, Komurasaki K, Arakawa Y. Thrust performance of a CW laser thruster in vacuum[J]. Vacuum, 2002, 65(3-4): 383-388.