

# 火箭剩余推进剂排放过程的分析与模拟<sup>1)</sup>

樊 菁 刘宏立 蒋建政 彭世缪 沈 青

(中国科学院力学研究所高温气体动力学重点实验室, 北京 100080)

**摘要** 为了减少空间碎片的产生, 星箭分离后, 需要在轨排放火箭末级贮箱内的剩余推进剂. 分析表明, 排放条件下的推进剂射流进入太空后, 立即失稳破碎为大量液滴; 液滴在高真空环境下扩散, 它们的表面不断有气体分子蒸发, 逐渐在箭体周围形成了一个由液滴和蒸气分子组成的羽流场. 采取 Lagrange 方法追踪该流场中每个液滴的运动轨迹以及表面蒸发冷凝过程, 利用直接模拟 Monte Carlo 方法计算蒸气分子的运动和碰撞, 然后通过微观量的统计平均获得感兴趣的宏观流场、箭体表面的压力和剪应力分布等. 为了检验稀薄蒸气算法、模型和程序, 模拟了真空水射流周围水蒸气羽流场, 获得的径向 Pitot 压力分布与 Fuchs 和 Legge 的实验数据的符合. 在此基础上, 分别模拟了 CZ-4B 火箭末级剩余燃料偏二甲肼在不同排放方式下的三维稀薄蒸气与液滴羽流场. 计算表明: 原排放方式的扰动力矩相当大, 超出了火箭姿控范围, 新排放方式的扰动力矩很小, 处于火箭姿控范围之内. 这些预测得到了飞行遥测数据的支持.

**关键词** 火箭推进剂, 在轨排放, 稀薄蒸气, 液滴, 统计模拟

## 引 言

空间碎片对在轨航天器的威胁是当前关心的问题. 主要航天国家除了积极跟踪已有的空间碎片运动轨迹, 通过航天器变轨等途径, 避免与之碰撞外, 还达成协议, 设法从源头减少新空间碎片的产生. 所采取的重要措施之一, 就是在轨排放火箭贮箱内的剩余推进剂.

以卫星发射为例. 星箭分离后, 火箭三级贮箱内通常还剩余少量的燃料偏二甲肼和氧化剂四氧化二氮. 四氧化二氮具有很强的氧化性, 长时间会蚀穿贮箱隔板, 与偏二甲肼接触反应, 引起贮箱爆炸并产生大量空间碎片. 为了避免这种情况发生, 需要在轨排放火箭贮箱内的剩余推进剂. 受地面对火箭控制时间的限制, 排放在星箭分离几百秒之后开始, 这时的星箭距离在 1.5 km 左右. CZ-4BY2 飞行试验发现, 原方式开始排放后, 在火箭偏航方向出现的干扰力矩, 很快超过姿控火箭的控制能力, 引起了火箭姿态角发散. 为明确原方式排放事故原因, 并评估新排放方式对箭体的干扰特性和对附近卫星的可能污染程度, 需要了解剩余推进剂以不同方式排入太空后的羽流场.

有关羽流场的工作已有很多, 如氮气羽流冲击平板的实验和理论研究<sup>[1~5]</sup>、薄膜沉积系统金属

蒸气羽流场数值和实验研究<sup>[6]</sup>等. 与这些工作相比, 本文研究的主要困难在于, 排入太空的推进剂射流, 在高真空环境下, 很快失稳破碎为大量液滴, 每个液滴表面都在汽化蒸发, 这就在箭体周围形成了一个由液滴和蒸气分子组成的气液羽流场. 该流场向远处扩散过程中, 蒸发消耗的汽化热使得液滴温度不断降低, 经过一个短暂的气、液、固三态共存的过渡阶段, 发展为固态颗粒和蒸气分子组成的羽流场. 我们的分析还表明, 太阳辐射对气固羽流场的进一步演化有重要影响. 有关气液或气固羽流场的深入分析还很少, 此外, 三级火箭的复杂外形也使问题更加困难.

本文分为 5 节. 第 1 节描述了剩余推进剂在轨排放流动图案, 第 2 节介绍了稀薄蒸气与液滴的模拟方法, 第 3 节描述了真空液体表面蒸发模型, 第 4 节模拟了真空水射流周围蒸气羽流场, 并与 Fuchs 和 Legge 的测量数据进行了比较, 第 5 节模拟了火箭剩余燃料偏二甲肼在轨排放不同方式下箭体周围的三维稀薄蒸气和液滴流场, 计算了箭体受到的干扰力矩, 并与飞行遥测结果进行了比较, 第 6 节给出了结论.

## 1 火箭剩余推进剂在轨排放流动图案

为解决飞船和航天飞机废水在轨排放中遇到

2003-07-17 收到第 1 稿, 2004-02-13 收到修改稿.

<sup>1)</sup> 上海航天局 805 所 (040905021200) 和国家自然科学基金 (90205024) 资助项目.

的问题, 美国和欧洲对真空液体射流进行了仔细研究 [7~9]. Mann 和 Stoll<sup>[7]</sup> 的实验表明: 水或水汽混合物离开排放口时温度越高, 真空室内的羽流张角越大. 为了防止喷口冻结, 喷口应选择圆整的尖唇口并适当加热. Mikatariyan 和 Anderson<sup>[8]</sup> 的实验照片显示, 从喷嘴射入真空室的水射流, 喷射到一个平板表面时发生严重的冻结现象. Fuchs 和 Legge<sup>[9]</sup> 仔细研究了真空水射流的温度、直径、气体溶解量对稳定性的影响, 发现喷嘴直径越大、射流内气体溶解量越多、射流初始温度越高, 射流越容易失稳破碎为水滴. 例如, 温度 293 K 的水, 以 8.9 m/s 的速度射入真空腔, 喷嘴直径 0.6 mm 时, 射流是稳定的; 喷嘴直径 3 mm 时, 射流进入真空后立即失稳破碎, 破碎水滴的空间分布近似为锥形, 半锥角  $\theta \approx 15^\circ$ , 它们在真空环境下快速蒸发冷凝为冰粒.

Muntz 和 Dixon<sup>[10]</sup> 根据实验将真空液体射流分为 3 种 (图 1): 对于低蒸气压液体, 蒸发影响不大, 失稳过程是表面张力主导的一个经典流体力学问题; 对于高蒸气压液体, 射流稳定性主要取决于其直径和内部气体溶解量, 如果两者都小, 射流是稳定的, 否则射流进入真空后立即破碎为大量液滴.

本文关心的火箭燃料偏二甲肼和氧化剂四氧化二氮均易于蒸发, 排放温度约 288 K, 出口速度约

7.5 m/s, 与前述 Fuchs 和 Legge 实验条件接近, 但是, 排放口直径约为 15 mm, 远大于实验喷嘴直径, 因此偏二甲肼和四氧化二氮排入太空后的流动图案应如图 1(c).

## 2 稀薄蒸气与液滴流动的统计模拟方案

在太空环境下, 推进剂液滴表面将不断有气体分子蒸发. 蒸气分子以热运动速度在太空中膨胀扩散, 与液滴一起构成了稀薄蒸气与液滴羽流场. 我们采取 Lagrange 方法模拟该流场, 即追踪每个液滴和气态模拟分子的运动轨迹, 通过统计平均获得宏观物理量. 图 2 的算法框图描述了具体的实现步骤, 其中粒子系指气体分子或液滴,  $\Delta t$  是时间步长,  $t_b$  和  $t_e$  分别是开始和结束采样的时刻.

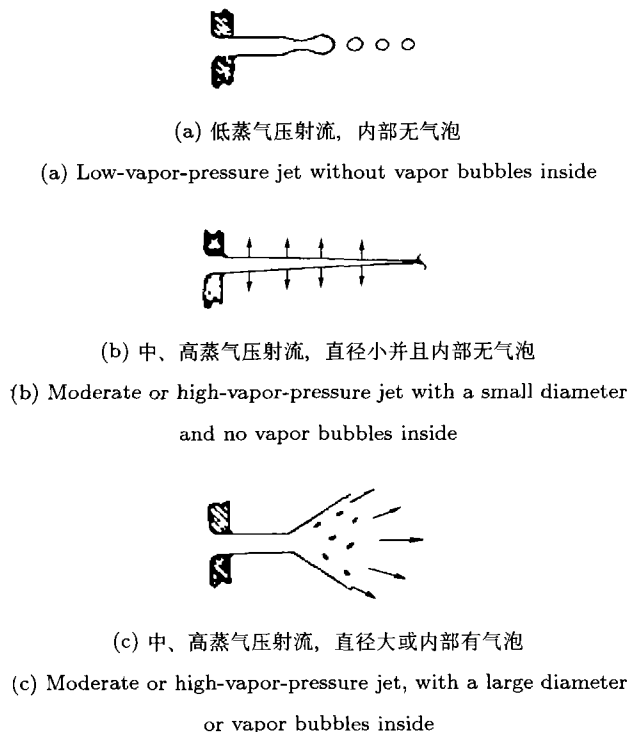


图 1 真空液体射流图案

Fig.1 Patterns for a liquid jet into vacuum

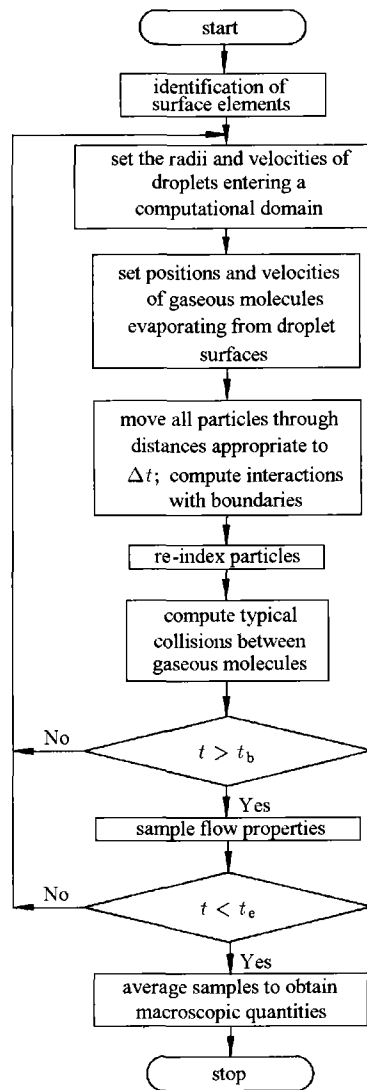


图 2 稀薄蒸气与液滴计算框图

Fig.2 Computational diagram of rarefied vapor and liquid droplets

实际计算以我们发展的三维稀薄气流通用模拟程序 3R<sup>[5,11]</sup> 为基础, 嵌入液滴初始分布、运动和蒸发模型. 3R 程序采用直接模拟 Monte Carlo(DSMC) 方法<sup>[12]</sup>, 在计算机中用大量模拟分子模拟真实的气体. 这些模拟分子的位置坐标、速度分量等都存储在计算机中, 并且因为分子的运动、分子与边界的碰撞以及分子之间的碰撞而随时间不断地改变. DSMC 方法在一个时间步长  $\Delta t$  内将分子运动与分子间的碰撞解耦, 所有的分子先依其速度运动一段距离, 然后再计算此时间步长内有代表性的分子间的碰撞. 当时间步长小于平均碰撞时间, 计算结果与时间步长的大小无关.

3R 的网格生成子程序结合了规则网格和无结构网格的优点, 流场空间被细分为规则的长方体网格, 以便于确定模拟分子所在网格, 但采用与无结构网格类似的方式细致描述物面形状, 即详细算出并记录物面在规则长方体网格上所张的面积和法向余弦等, 作为计算表面压力和热流的基础<sup>[5,13]</sup>, 通过确定论判据<sup>[14]</sup> 判断模拟分子在运动过程中是否与物面碰撞. 3R 程序利用随机取样频率法<sup>[15]</sup> 计算分子碰撞频率, 利用变径刚球模型<sup>[16]</sup> 或更准确普适的广义软球模型<sup>[17]</sup> 计算分子碰撞截面和碰撞后分子速度, 准确高效地计算这些量是 DSMC 算法的关键. 3R 已用于多种稀薄气流场的计算, 在典型条件下与测量数据和准确解的比较令人满意, 细致的描述见文献<sup>[5,13,14]</sup>.

在过去的 20 年间, DSMC 方法已广泛用来分析各种稀薄气体羽流场, 但就我们所知, 以前还没有人直接用 DSMC 方法分析气、液羽流场. 不同于气体分子, 液滴在真空环境运动过程中表面不断有分子蒸发, 引起液滴本身质量和温度的变化, 并直接影响气体流场. 液滴与箭体表面相撞, 也不能像分子那样按照漫反射条件简单处理, 需要考虑能量交换对液滴蒸发质量的影响. 如何建立反映上述物理过程模型, 并且满足大量液滴逐步追踪要求的计算效率, 是我们需要解决的一个关键问题.

为了追踪液滴的运动轨迹和蒸发过程, 需要在计算机中保存其空间坐标和速度分量, 以及温度  $T_l$  和质量  $m_l$ . 因为推进剂射流离开排放口后立即破碎为大量液滴, 所以液滴初始温度  $T_l^0$  等于排放温度  $T_d$ . 另外, 由于排放口直径远小于箭体特征长度, 液滴的初始空间坐标可以近似取为排放口中心. 液滴沿排放口轴线方向的速度分量  $v_z$  等于推进剂排放速度  $v_d$ , 径向速度分量  $v_r$  的取值范围为  $[0, v_r^*]$ , 其

中  $v_r^* = v_d \cdot \tan \theta$ ,  $\theta$  为液滴的空间分布的半锥角. 假设  $v_r$  满足线性分布

$$f(v_r) = a - kv_r/v_r^* \quad (1)$$

其中  $a, k$  为待定系数. 根据归一化要求, 并考虑到当  $v_r = v_r^*$ ,  $f(v_r) \cong 0$ , 故

$$f(v_r) = 2(v_r^* - v_r)/v_r^{*2} \quad (2)$$

由于太空背压极低, 排放速度不大, 迅速膨胀的蒸气对液滴的阻力可以忽略, 因此可以认为液滴以初始速度做惯性运动, 在运动过程中是否与箭体表面碰撞可以由确定论判据<sup>[14]</sup> 决定.

推进剂射流失稳破碎产生的液滴的半径服从 Rayleigh 分布<sup>[18]</sup>

$$f(r_l) = \frac{r_l}{\mu^2} \exp\left(-\frac{r_l^2}{2\mu^2}\right) \quad (3)$$

其中  $\mu$  为液滴半径的最可几值. 液滴生成率

$$\Gamma = Q_d / \int_{r_1}^{r_2} \rho V_l f(r) dr \quad (4)$$

其中  $Q_d$  是排放质量流量,  $V_l = 4\pi r_l^3/3$ ,  $r_1$  和  $r_2$  分别为液滴半径的下限和上限. 近似地, 令  $r_1/\mu \rightarrow 0$ ,  $r_2/\mu \rightarrow \infty$ , 则

$$\Gamma = \frac{16\sqrt{2}}{\pi\sqrt{\pi}} \frac{Q_d}{\rho\mu^3} \quad (5)$$

### 3 真空蒸发模型

根据能量守恒定理, 太空环境下的液体蒸发消耗的能量, 必须由液体本身内能和表面获得的太阳辐射能量提供, 即

$$H_{\text{vap}} \frac{dM}{dt} = \frac{d(MC_p T)}{dt} + J_s A \quad (6)$$

其中  $H_{\text{vap}}$  为汽化热;  $M, C_p, A$  分别为液体质量, 等压比热和表面积;  $J_s$  为太阳辐射能系数.

在相当大的温度范围内, 许多物质的等压比热可以近似地看作常数, 因此式 (6) 可以写成

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\Delta H_{\text{vap}}}{MC_p} \frac{dM}{dt} - \frac{J_s A}{MC_p} \quad (7)$$

其中  $\Delta H_{\text{vap}} = H_{\text{vap}} - C_p T$ , 质量蒸发率

$$\frac{dM}{dt} = \frac{\alpha P A}{\sqrt{\pi c_m}} \quad (8)$$

这里  $\alpha$  为蒸发系数;  $P$  为饱和蒸气压;  $c_m = \sqrt{2kT/m}$  为蒸气分子最可几速度,  $m$  为分子质量,  $k$  为 Boltzmann 常数.

在一个时间步长  $\Delta t$ , 表面蒸发的气体分子数

$$N_g = \frac{\Delta M}{m} = \frac{\alpha P A \Delta t}{\sqrt{\pi} c_m m} \quad (9)$$

蒸发分子的速度服从 Maxwell 分布, 空间坐标近似等于存储在计算机中的液滴空间坐标.

将物性参数代入式 (7) 和式 (8), 可以算出温度和质量随时间的变化情况. 以偏二甲肼为例, 其饱和蒸气压的拟合公式为<sup>[19]</sup>

$$\log_{10} P = A - \frac{B}{T + C} \quad (10)$$

这里  $A = 4.71316$ ,  $B = 1388.510$ ,  $C = -40.613$ , 蒸气压单位为 bar ( $= 1 \times 10^5$  Pa),  $T$  是绝对温度值. 图 3 比较了式 (10) 与 Lide<sup>[20]</sup> 收集的实验数据, 它们符合得很好.

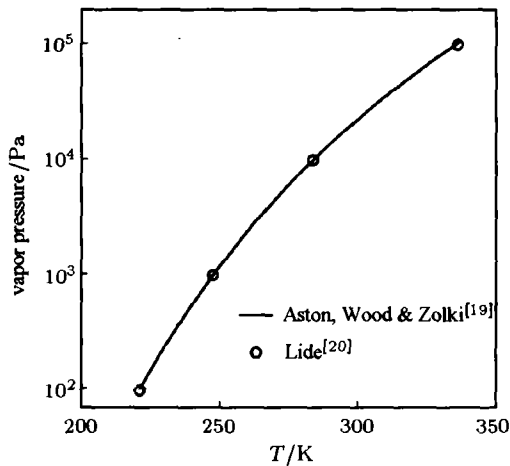
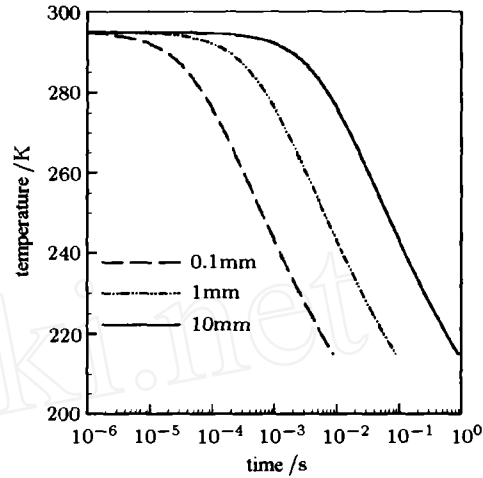


图 3 偏二甲肼饱和和蒸气压随温度的变化

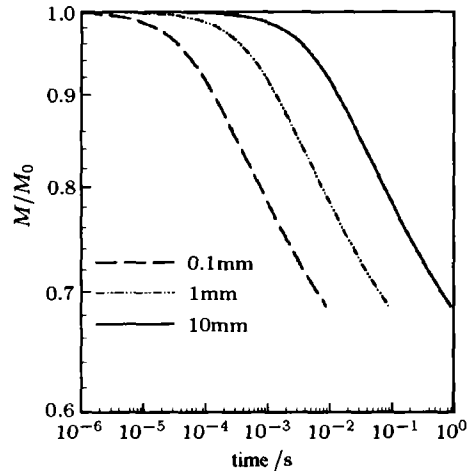
Fig.3 Saturated vapor pressure of 1,1-dimethyl-hydrazine versus temperature

在 1 个大气压, 偏二甲肼的熔点和沸点分别为 215.8 K 和 336.9 K. 根据 Clapeyron 方程, 熔点随压力变化很小, 可以近似看作常数, 高真空下偏二甲肼沸点为 310.2 K. 在 298.15 K 时, 液态偏二甲肼的等压比热和汽化热的测量值<sup>[19]</sup> 分别为  $164.05 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$  和  $3.50 \times 10^4 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1}$ , 它们均不随温度显著变化, 可以外推使用.

图 4 给出了无太阳辐射情况下, 偏二甲肼液滴温度和质量随时间的变化, 初始温度 288 K, 初始半径为 0.05 mm, 0.5 mm 和 5 mm 的偏二甲肼液滴温度降至熔点 215.8 K 的固化时间分别为 0.01 s, 0.1 s 和



(a)



(b)

图 4 真空环境下, 不同初始半径偏二甲肼液滴的温度和质量随时间的变化

Fig.4 In vacuum variation of temperature and mass of 1,1-dimethyl-hydrazine droplets at different initial diameters versus time

1 s, 固化时刻的汽化质量  $M$  与初始质量  $M_0$  之比均为 0.32.

液滴固化后, 表面仍有气态分子升华. 升华消耗的能量, 除了汽化热, 还要加上熔化热. 无太阳辐射时, 升华消耗能量使得固粒温度不断下降, 升华速率越来越慢, 直至可以忽略, 此后固粒质量不再减小. 有太阳辐射时, 随着固粒温度的下降, 升华消耗能量逐渐趋近固粒表面获得的太阳辐射能量, 直至平衡, 这时固粒的温度不再下降, 随后以固定的升华速率, 缓慢地完全变为气体. 因此, 太阳辐射对于卫星表面污染所关心的羽流远场物态影响显著,

需要考虑. 对于排放口附近的羽流场, 液滴蒸发受太阳辐射影响很小, 可以忽略.

### 4 真空水射流羽流场

Fuchs 和 Legge<sup>[9]</sup> 实验研究温度 295 K 的水, 从一个直径 2 mm 的喷嘴, 以 12 m/s 的速度射入真空室后, 它周围的水蒸气羽流场. 由于喷嘴直径比较小、内部气体溶解量少, 射流是稳定的 (图 1(b)). 为保持真空条件, 在射流下游, 采用大抽速真空泵, 并用液氮包裹冷却真空室外壁, 使其内壁冷凝吸附水蒸气. 实验利用 Pitot 管测量了射流径向的水蒸气压力分布.

采取前 2 节描述的算法和模型, 模拟实验条件下射流周围的水蒸气羽流场. 在图 5 所示的计算区域中, 右边界 DE 接近真空泵所在位置, 采用真空边界条件; 上边界 EF 对应于有液氮包裹的真空腔壁, 采用冷凝吸附边界条件; 左边界 FA 和下边界 AB, BC 分别对应于真空腔壁、喷管、喷嘴, 均采用室温完全漫反射边界条件.

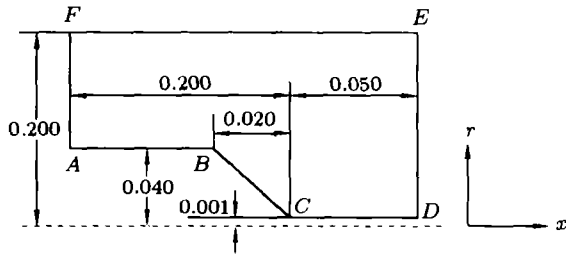


图 5 真空水射流计算区域

Fig.5 Computational domain of a water jet into vacuum

边界 CD 对应于水射流表面. 它的温度变化由方程 (7) 描述, 初始条件

$$T(t=0) = T_0, \quad M(t=0) = M_0 \quad (11)$$

其中  $M_0 = 2\rho_0\pi r_0^2$  为初始时刻单位长度液柱质量, 蒸发系数  $\alpha = 0.25^{[21]}$ ,  $r_0$  和  $T_0$  为射流离开喷嘴时的半径和温度, 分别等于 1 mm 和 295 K. 图 6 给出了射流表面温度和半径随时间的变化情况: 半径的变化很小, 可以忽略, 表面温度变化也不大, 但对饱和蒸气压仍有一定影响. 通过线性变换  $x = v_x t$ , 获得沿  $x$  方向的分布, 这里  $v_x = 12$  m/s 为射流速度.

图 7 给出了水蒸气羽流场的密度和径向速度分布. 在真空环境中, 流场快速膨胀, 沿径向大约 5 cm 的距离内, 密度比射流表面附近的饱和蒸气密度值下降了 2 个数量级, 径向速度增加到大约 700 m/s.

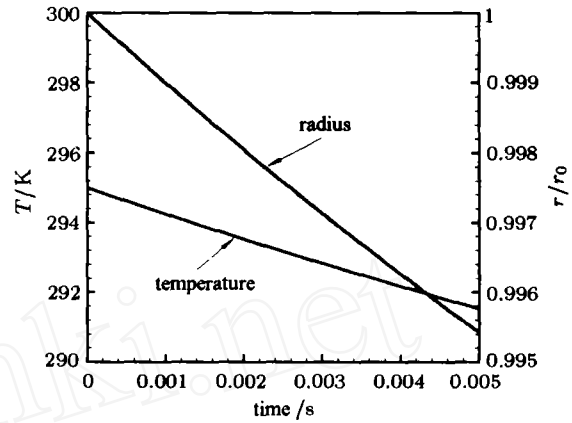
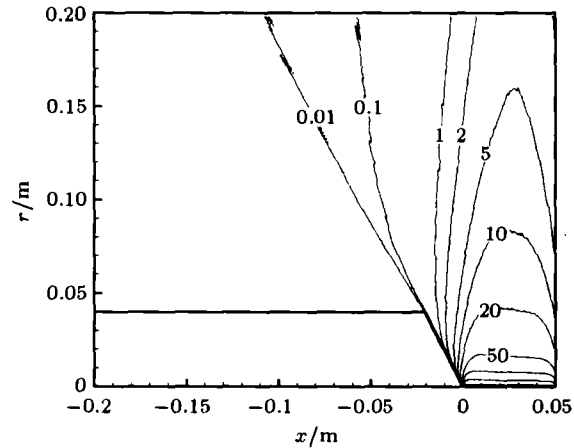


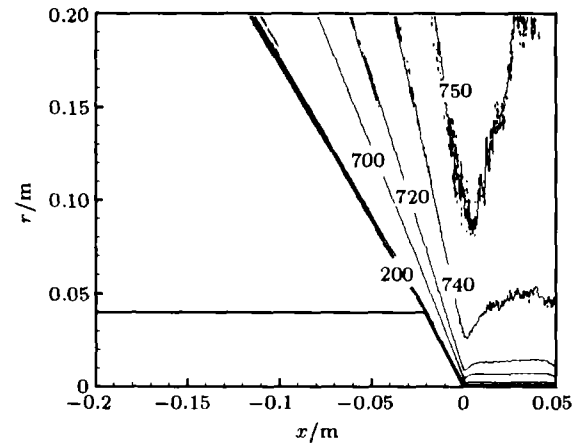
图 6 真空水射流表面温度和半径随时间的变化

Fig.6 Surface temperature and radius of a water jet into vacuum versus time



(a) 密度 (单位:  $10^{-6}$  kg/m<sup>3</sup>)

(a) Density (unit:  $10^{-6}$  kg/m<sup>3</sup>)



(b) 径向速度 (m/s)

(b) Radial velocity (m/s)

图 7 DSMC 给出的真空水射流周围的水蒸气密度和径向速度分布

Fig.7 Density and radial velocity distributions of steam around a water jet into vacuum given by DSMC

图 8 给出了径向 Pitot 压力的 DSMC 结果与 Fuchs 和 Legge 测量数据的比较。

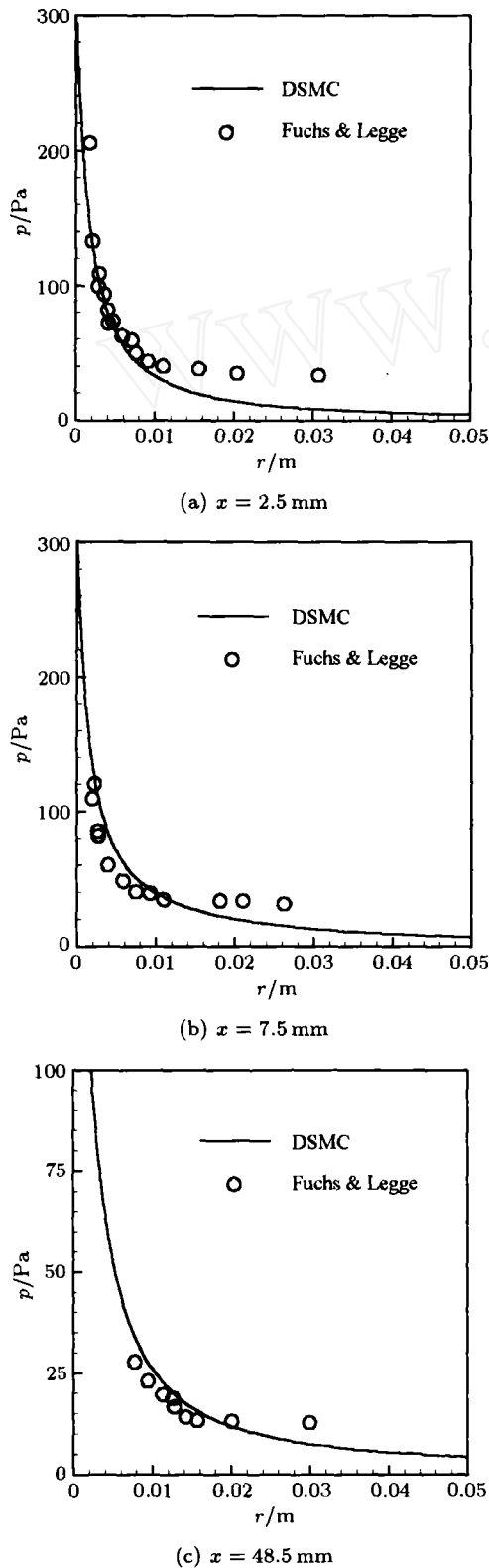


图 8 真空水射流周围水蒸气径向 Pitot 压力分布的比较。

DSMC: 本文; 实验: Fuchs 和 Legge<sup>[9]</sup>

Fig.8 Comparison of the Pitot pressure distributions in the radial direction of steam around a water jet into vacuum.

DSMC: present paper, experiment: Fuchs & Legge<sup>[9]</sup>

根据径向速度定义的 Mach 数  $M \leq 1$  时, Pitot 压力由等熵关系求出

$$P = P_c \cdot [1 + (\gamma - 1)M^2/2]^{\gamma/(\gamma-1)} \quad (12)$$

其中  $P_c$  是 DSMC 方法得到的 Pitot 管所在位置压力,  $\gamma$  是比热比。

当  $M > 1$ , 先用 Hugoniot 关系算出激波后压力, 再用等熵关系求出 Pitot 压力

$$P = P_c [(\gamma + 1)M^2/2]^{\gamma/(\gamma-1)} / [(\gamma + 1)M^2/2 - (\gamma - 1)/(\gamma + 1)]^{1/(\gamma-1)} \quad (13)$$

计算和实验结果显示了 Pitot 压力沿轴向的显著下降, 在离开喷嘴 3 个距离的比较, 总体而言令人满意, 但在离开射流表面较远处存在差别。文献 [22] 的研究表明, 根据 Rayleigh 公式计算的 Pitot 压力应计入非平衡效应予以修正。在 Fuchs 和 Legge 的实验中, 蒸气离开射流表面后, 快速膨胀将导致显著的热力学非平衡效应, 可惜实验报道<sup>[9]</sup> 未提供 Pitot 管细节, 使我们无法按照文献 [22] 建议的办法修正 DSMC 的 Pitot 压力, 这在一定程度影响了计算结果与测量结果的比较。

## 5 火箭剩余推进剂在轨排放

以剩余燃料偏二甲肼的排放为例。通过增压输送系统和专用管路, 液态偏二甲肼从直径 15 mm 的排放口流入太空。考虑两种不同的排放方式 (图 9)。原方式只有 1 个排放口, 外接平衡器, 偏二甲肼经平衡器的两个出口流入太空。新方式有两个对称的排放口。

偏二甲肼以原方式或新方式排入太空后, 由于排放口直径大, 都立即破碎为大量液滴, 其空间分布近似为锥形, 半锥角取为  $15^\circ$ 。液滴与其表面蒸发出来的气态分子, 在太空中蔓延, 形成了稀薄蒸气与液滴羽流场。

图 10 和图 11 给出了原排放方式在箭体周围形成的稀薄偏二甲肼蒸气和液滴羽流场及其在箭体表面的压力和剪应力分布, 所给流场限于平衡器轴线所在的  $y$  方向截面。计算中, 箭体表面温度为 300 K, 气态分子与箭体表面碰撞后发生完全漫反射, 偏二甲肼液滴初始半径分布的最可几值  $\mu = 1$  mm, 箭体表面蒸发系数  $\alpha = 1$ , 即在表面全部汽化后完全漫反射。计算区域被划分为  $130 \times 150 \times 150$  长方体格

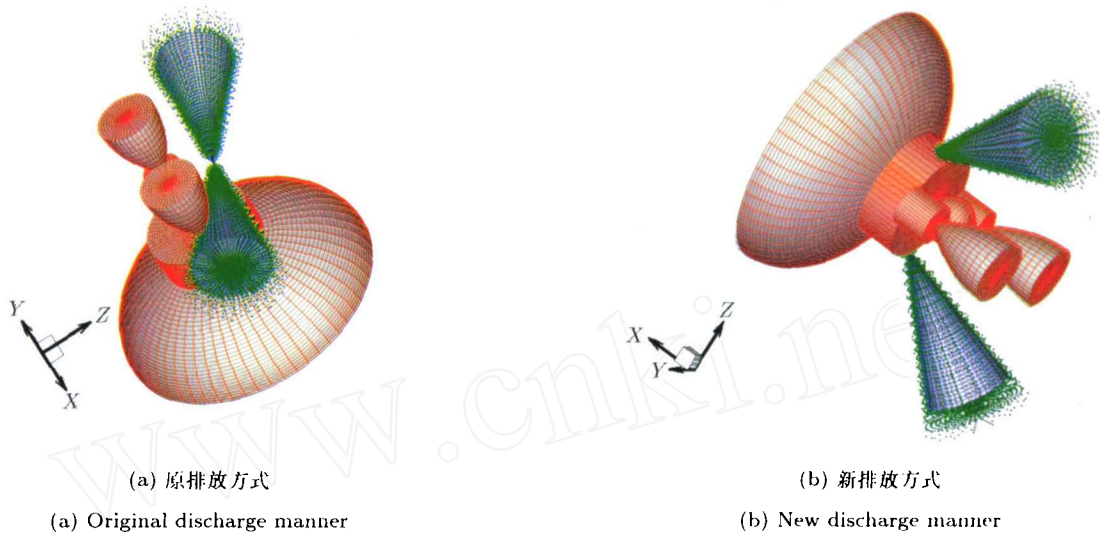


图 9 火箭剩余燃料偏二甲肼原排放方式和新排放方式

Fig.9 Original and new manners discharging the residual fuel 1,1-dimethyl-hydrazine of a rocket

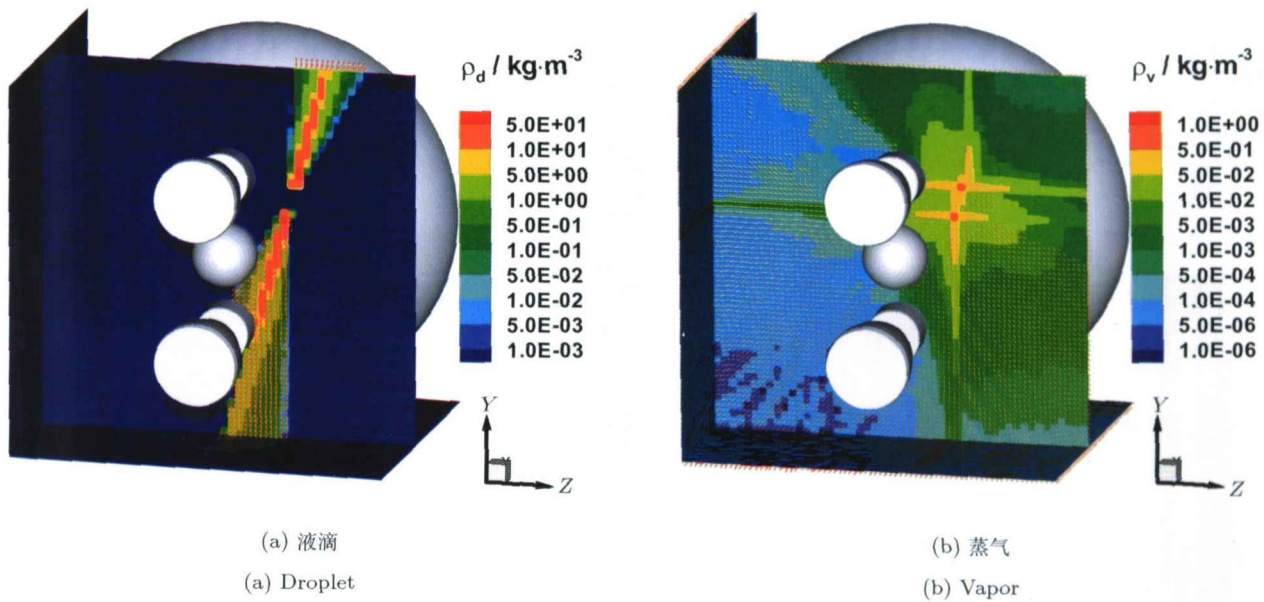


图 10 原排放方式下偏二甲肼蒸汽和液滴的密度和速度场

Fig.10 Density and velocity fields of the 1,1-dimethylhydrazine droplet and vapor under the original discharge manner

网, 箭体形状由 65,282 个大小不同的四边形描述 (图 9(a)). 排放开始后, 经过大约 0.24 s, 箭体周围的流场趋于定常, 计算区域内液滴和气态模拟分子个数分别稳定在  $3.48 \times 10^5$  和  $1.32 \times 10^6$  左右. 此后启动 3R 采样子程序, 通过统计平均获得宏观物理量.

从图 10(a) 看到, 平衡器轴线附近, 液滴密度高, 径向扩散使得密度逐渐降低. 沿上喷口轴线运动的液滴不受阻碍地流出模拟区, 沿下喷口轴线运动的液滴, 则有小部分打到了发动机侧壁. 气态分子密度 (图 10(b)), 在平衡器出口处最大, 在真空扩

散过程中迅速下降, 但在平衡器轴线附近, 液滴表面蒸发出来的气态分子, 一定程度上弥补了扩散引起的密度损失, 在远离排放出口区域, 液滴温度的降低使得蒸发缓慢, 扩散膨胀起着主导作用, 气体密度下降了 3.4 个量阶.

图 11(a) 和图 11(b) 的比较显示, 入射压力  $p_i$  的最大值比入射和反射压力之和  $p_s$  的最大值小 1 个量级, 所在位置也不相同.  $p_i$  比较高的区域, 出现在排放口附近, 如两个发动机靠近排放口一侧, 那里蒸气密度比较高.  $p_s$  的最大值则出现在遭遇

液滴撞击的箭体表面位置(图 10(a)), 这是因为液滴速度的量级仅 10 m/s, 其在物面汽化后依表面温度下的 Maxwell 分布漫反射, 对应的最可几速度约 300 m/s, 反作用于表面的动量远高于入射值. 类似现象曾见于 Mikatarian 与 Anderson 的实验观测<sup>[8]</sup>, 他们发现平板表面压力严重依赖其温度, 例如, 对于温度分别为 20 F, 150 F 和 500 F 的平板, 甲醇射流作用在其上的压力, 分别为 0.015 psia(磅 / 平方英

寸), 0.035 psia 和 0.185 psia, 相差悬殊. 平板温度对甲醇的入射压力没有影响, 但会影响从物面反射的气态甲醇比例, 温度越高, 汽化率越高, 反射压力就越大.

图 11(b)~图 11(d) 的比较表明, 切向  $\tau_1$  和副法线方向  $\tau_2$  的剪应力与压力  $p_s$  相比小得多, 也就是说, 羽流场对箭体扰动主要来自压力.

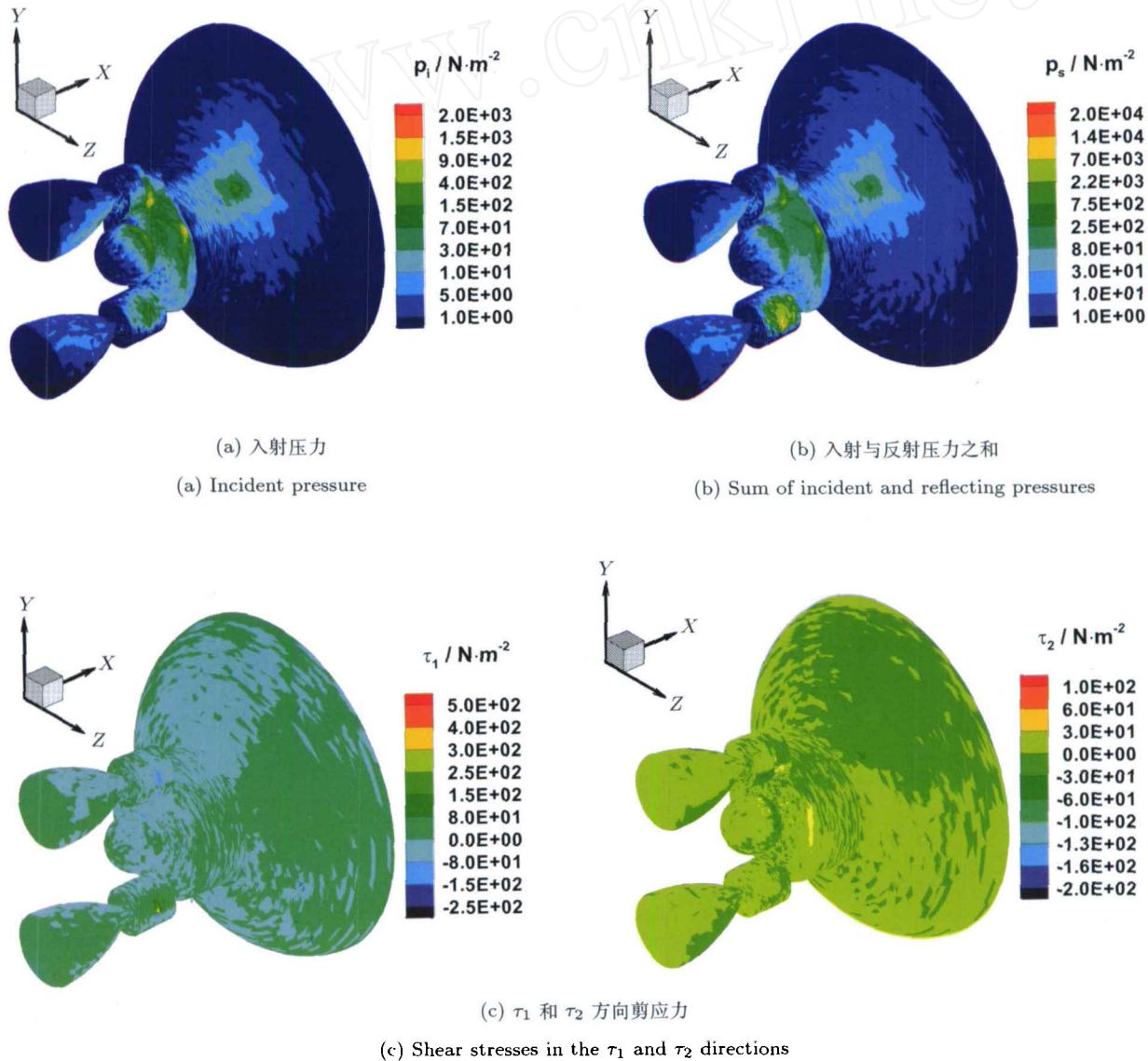


图 11 原排放方式偏二甲胍气、液羽流场在箭体表面的压力和剪应力分布

Fig.11 Pressure and shear stress distributions over the rocket surfaces caused by the 1,1-dimethyl-hydrazine vapor-droplet plume under the original discharge manner

为细致了解蒸发系数影响, 分别计算了  $\alpha = 0, 0.2, 0.4, 0.6$  和  $0.8$  时的流场. 图 12 给出了流场对箭体扰动力矩与  $\alpha$  的关系, 蒸气扰动力矩的统计涨

落是明显的, 不过就趋势而言, 可以认为不受  $\alpha$  影响, 这是容易理解的, 因为只有很小部分液滴打到箭体表面, 即使全部汽化, 对蒸气场本身影响也不



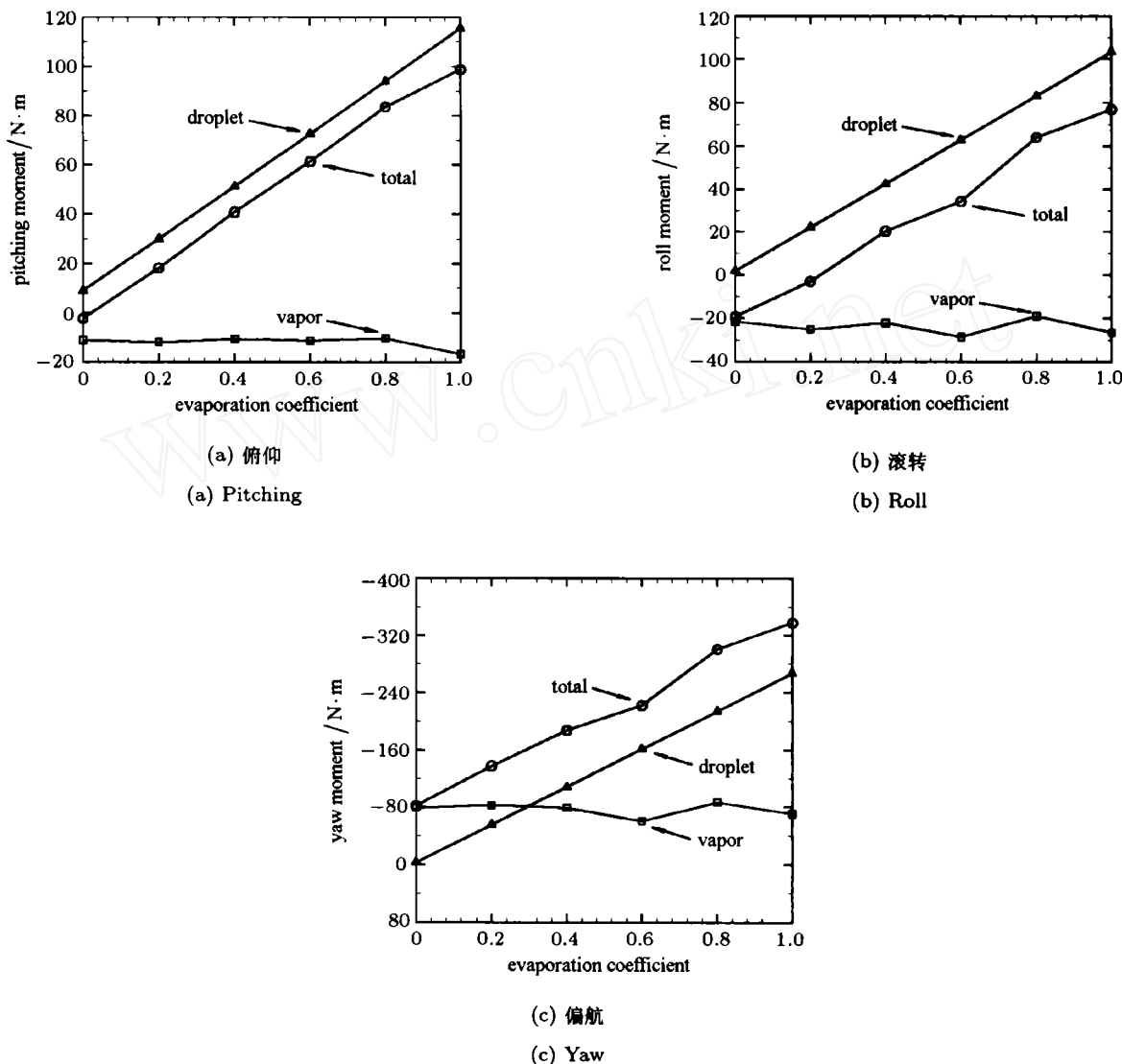


图 12 原排放方式扰动力矩与液态偏二甲肼箭体表面蒸发系数的关系  
Fig.12 Disturbance moments under the original discharge manner versus the evaporation coefficient of 1,1-dimethyl-hydrazine liquid at the rocket surface

大. 液滴的扰动力矩, 随  $\alpha$  线性增加, 原因如上分析, 当  $\alpha$  不是很小时, 液滴入射压力远小于汽化反射压力, 反射部分线性依赖于  $\alpha$ , 使得液滴总压力也近似地随  $\alpha$  线性增加. 蒸气和液滴扰动力矩的俯仰和滚转分量符号相反,  $\alpha \neq 0$  时, 后者占主导地位, 前者对后者有所抵消, 但两者的偏航分量符号相同, 彼此有加强作用.

偏二甲肼破碎液滴最可几半径  $\mu$  的量级应是 1 mm.  $\mu$  增大, 打到箭体的那部分液滴到达表面前汽化质量与初始质量之比减小, 使得反射扰动力矩增大. 为评估  $\mu$  取值的影响, 比较了  $\mu = 2$  mm 和  $\mu = 1$  mm 时箭体受到的扰动力矩 (表 1): 当  $\alpha = 1$ , 前者比后者增加了约 10%.

表 1  $\mu$  对箭体扰动力矩的影响 (力矩单位: N·m)

Table 1 Effect of  $\mu$  on the disturbance moments acting on the rocket (unit: N·m)

| evaporation coefficient | $\mu^*$ |        |       |       |        |       |
|-------------------------|---------|--------|-------|-------|--------|-------|
|                         | 1 mm    |        |       | 2 mm  |        |       |
|                         | roll    | yaw    | pitch | roll  | yaw    | pitch |
| $\alpha = 0.0$          | -19.3   | -81.9  | -2.2  | -14.8 | -92.4  | -3.2  |
| $\alpha = 1.0$          | 77.1    | -338.2 | 98.8  | 89.4  | -364.6 | 106.0 |

\*  $\mu$  是偏二甲肼液滴半径 Rayleigh 分布 (3) 中最可几值  
\*  $\mu$  is the most probable value in the Rayleigh distribution (3) of 1,1-dimethyl-hydrazine droplet radius

飞行姿态遥测数据表明, 剩余偏二甲肼在轨排放开始后, 火箭偏航方向很快出现了较大的干扰力

矩,超过了姿控火箭能力,引起偏航姿态角发散,之后是俯仰和滚动方向发散.计算得到的偏航力矩,即使最小情况( $\alpha = 0, \mu = 1 \text{ mm}$ ),也超出了三级火箭携带的姿控火箭的调控范围.计算结果与飞行数据一致,回答了实际部门所关心的问题.

作者也对新方式(图 9(b))排放偏二甲肼形成的气液羽流场进行了模拟.原排放方式与新排放方式的差别仅在于排放口的位置不同,因此对于原排放方式的分析和计算方法可以直接用于新排放方式.当 $\alpha = 1, \mu = 1 \text{ mm}$ ,新排放方式对箭体的扰动力矩的俯仰、滚转和偏航分量的计算结果分别为 $-0.26 \text{ N}\cdot\text{m}$ , $-7.45 \text{ N}\cdot\text{m}$ 和 $0.25 \text{ N}\cdot\text{m}$ .由于新排放方式具有的旋转对称性,扰动的俯仰和偏航力矩有准确解,它们都等于零.计算的俯仰和偏航力矩值都很小,与理论分析一致;滚转力矩也在姿控火箭调控范围内,因此三级火箭姿态在排放过程中是稳定的.该预测获得了飞行姿态遥测数据的支持.事实上,这个计算结果是在实际发射前一个半月得到并提交实际部门的,预测的成功体现了统计模拟处理稀薄蒸气和液滴流动的能力.

## 6 结 论

本文分析了剩余火箭推进剂在轨排放流动图案,给出了稀薄蒸气与液滴流动的统计模拟方案.利用该方案分别模拟了真空水射流周围水蒸气羽流场、火箭剩余燃料偏二甲肼在轨排放原方式和新方式形成的三维气液羽流场,计算结果得到飞行姿态遥测数据的支持,表明本文描述的排放流动图案和模拟方法是成功的.

致谢 作者之一——樊菁,感谢崔季平研究员和唐锦荣研究员的讨论和帮助.

## 参 考 文 献

- Legge H. Shear stress and pressure in plume impingement flow. In: Boffi V, Cercignani C, eds. *Rarefied Gas Dynamics*, Vol 1, 1986. 523~538
- Legge H. Plume impingement forces on inclined flat plates. In: Beylich AE, ed. *Rarefied Gas Dynamics*, 1991. 955~962
- Döring S. Experimental plume impingement heat transfer on inclined flat plates. DLR, German Aerospace Research Center, 1990. TRIB 222-90 A36
- Kannenberg KC, Boyd ID. Three-dimensional Monte Carlo simulations of plume impingement. *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 1999, 13: 226~235
- Liu HL, Fan J, Shen C. Validation of a hybrid scheme of DSMC in simulating 3-D rarefied gas flows. In: Ketsdever AD, Muntz EP, eds. *Rarefied Gas Dynamics*, 2003. 382~389
- Fan J, Boyd ID, Shelton C. Monte Carlo modeling of electron beam physical vapor deposition of yttrium. *Journal of Vacuum Science and Technology A*, 2000, 18: 2937~2945
- Mann BL, Stoll OT. Experimental investigation of the freezing problem presented in discharging water based fluids to space. In: Society of Automotive Engineers, 1964, 912 D
- Mikatarian RR, Anderson RG. An experimental investigation of a liquid jet expelled into vacuum. In: AIAA Unmanned Spacecraft Meeting, 1965, 12: 255~259
- Fuchs H, Legge H. Flow of a water jet into vacuum. *Acta Astronautica*, 1979, 6: 1231~1226
- Muntz EP, Dixon M. Application to space operations of free-flying, controlled streams of liquids. *Journal of Spacecraft and Rockets*, 1986, 23: 411~419
- 樊菁, 沈青. DSMC 方法过渡区三维气动热计算通用软件. 863 技术总结报告, 1998 (Fan Jing, Shen Ching. A general software to calculate three dimensional aerodynamics in the transition regime using DSMC. 863 Technical Report, 1998 (in Chinese))
- Bird GA. *Molecular Gas Dynamics and the Direct Simulation of Gas Flows*. Oxford: Clarendon, 1994
- 沈青, 樊菁, 胡振华等. 过渡领域三维绕流直接统计模拟的新算法. *空气动力学学报*, 1996, 14(3): 467~475 (Shen Ching, Fan Jing, Hu Zhenhua, et al. A new algorithm of Monte Carlo direct simulation of three-dimensional transitional flows. *Acta Aerodynamica Sinica*, 1996, 14(3): 467~475 (in Chinese))
- 樊菁, 刘宏立, 沈青等. 直接统计模拟位置元算法中的分子表面反射的确定论判据. *空气动力学学报*, 2000, 18(2): 180~187 (Fan Jing, Liu Hongli, Shen Ching, et al. A deterministic criterion on molecular reflection from surfaces in the position-element algorithm of DSMC. *Acta Aerodynamica Sinica*, 2000, 18(2): 180~187 (in Chinese))
- 樊菁, 沈青. 直接模拟蒙特卡罗方法中的一个新算法——随机取样频率法及过渡领域圆柱非平衡绕流数值模拟. *计算流体力学的理论、方法和应用*, 北京: 科学出版社, 1992. 127~130 (Fan Jing, Shen Ching. A new algorithm of DSMC, the randomly-sampled-frequency method, and numerical simulation of non-equilibrium flows past a cylinder in the transition regime. In: *Theories, Methods and Applications of CFD*, Beijing: Science Press, 1992. 127~130 (in Chinese))
- Bird GA. Monte Carlo simulation in an engineering context. In: Fisher SS, ed. *Rarefied Gas Dynamics*, Part 1, 1981. 239~255
- Fan J. A generalized soft-sphere model for Monte Carlo simulation. *Physics of Fluids*, 2002, 14: 4399~4405
- Frohn A, Roth N. *Dynamics of Droplets*. Berlin: Springer, 2000
- Aston JG, Wood JL, Zolki TP. The thermodynamic properties and configuration of unsymmetrical dimethylhydrazine. *J Am Chem Soc*, 1953, 75: 6202~6204

20 Lide DR. CRC Handbook of Chemistry and Physics. New York: CRC, 1999- 2000

21 水的蒸发系数的测量数据散布于 0.04 和 1 之间, 详见 (Measured data of the evaporation coefficient of water scatter between 0.04 and 1. For details, see also) Jones F E. Evapo-

ration of Water: With Emphasis on Applications and Measurements. Michigan: Lewis Publishers, 1991. 25~44

22 Kannerberg KC, Boyd ID. Monte Carlo computation of rarefied supersonic flow into a Pitot probe. *AIAA Journal*, 1996, 34: 83~88

## ANALYSIS AND SIMULATION OF DISCHARGING RESIDUAL ROCKET PROPELLANTS IN ORBIT<sup>1)</sup>

Fan Jing Liu Hongli Jiang Jianzheng Peng Shiliu Shen Ching

(Laboratory for High Temperature Gas Dynamics Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

**Abstract** To diminish the generation of space debris, the residual propellants in the storage tank of a final-stage rocket have to be discharged after the satellite-rocket separation. An analysis shows that the propellant jets under the discharge conditions, once entering the space, will break up into a number of liquid droplets. The droplets diffuse in the high vacuum, while gaseous molecules successively evaporate from the droplet surfaces. This process yields a rarefied vapor and droplet field around the final-stage rocket. This article employs the Lagrange means to track trajectories and evaporation processes of the droplets, and employs the direct simulation Monte Carlo (DSMC) method to calculate motion and collisions of the gaseous molecules. Macroscopic quantities of interest, such as the flow fields, surface pressure, shear stress and heat flux, etc., are obtained through statistically averaging the corresponding microscopic quantities. This scheme is validated to simulate a steam plume around a water jet into vacuum, and the calculated Pitot pressure distributions in the radial direction agree with Fuchs and Legge's measured data. The scheme is then applied to three dimensional rarefied vapor and droplet plumes arising from original and new manners discharging in orbit the residual fuel 1,1-dimethyl-hydrazine of a CZ-4B final-stage rocket. The calculation shows that the original manner may lead to quite large disturbance moments beyond the rocket attitude-control range, whereas the new manner very small disturbance moments within the range. These predictions are supported by the remotely measured data of flights

**Key words** rocket propellant, discharge in orbit, rarefied vapor, liquid droplet, statistical simulation

Received 17 July 2003, revised 13 February 2004.

1) The project supported by the Shanghai Institute of Aerospace System Engineering (040905021200), and the National Natural Science Foundation of China (90205024).