

# ロケットフェアリング周りの凝縮流れの数値計算

佐藤 博紀  
総合研究大学院大学

## Numerical study of condensing flow around a rocket fairing

by  
Hiroki Sato

### ABSTRACT

We aim to reveal the generated process of rocket clouds around the rocket fairing in the condensing flow and investigate the aerodynamic characteristics of the fairing. In this study, a two-dimensional or axisymmetrical two-dimensional CFD code considering the heterogenous condensation was developed. Then, the dry air and the heterogenous condensing flow within the circular-arc bump channel ( $M_{inf} = 0.675$ ,  $T_{inf} = 300$  K,  $P_{inf} = 1000$  hPa) and around the rocket fairing (simulated 4S-type for H-IIA,  $M_{inf} = 0.85$ ,  $T_{inf} = 300$  K,  $P_{inf} = 1000$  hPa) were solved by developed code. In the case of the dry air flow in circular-arc bump channel, the results of the present study is in good agreement with that of the past validated numerical study. Compared to the dry air flow, the shock position on the circular-arc bump is shifted to downstream in the heterogenous condensing flow. This trend is in agreement with the past numerical simulation. In the case of the heterogenous condensing flow around the rocket fairing, the temperature, the relative humidity and the mass fraction of the liquid phase are 268 K, 314% and 1.1% respectively at the shoulder of the fairing  $z = 66.1$  m (the fairing tip is located at  $z = 60$  m). The rocket clouds like umbrella is generated near the  $z = 66.1$  m. Compared to the case of the dry air flow, the shock position on the rocket fairing wall is shifted to downstream in the case of the heterogenous condensing flow. This reason can be explained by the comparison between the Rankine-Hugoniot relation and the Rayleigh relation. In addition, the maximum Mach number in the heterogenous condensing flow is lower than that in the dry flow. The difference of the static pressure between the dry air and the heterogenous condensing flow is observed on the side wall of the fairing from  $z = 66.1$  m to 68.5 m.

### 1. はじめに



図 1 地上から撮影した H-IIA ロケット 13 号機の打ち上げ直後の様子 (ロケット先端側のフェアリング前面に傘状の雲が発生している, JAXA 動画アーカイブス<sup>1)</sup>から引用)

近年, イプシロンロケット (日本) など, 新型のロケット開発が実施されており, CFD を用いたロケットの空力設計やロケット射場の音響環境調査などが複数報告<sup>2)-4)</sup>され, ロケット周りの流れ場はよく理解されてきた。一方, 打ち上げ直後の H-IIA ロケットの飛行時 (遷音速時) の様子を見ると, ロケットフェアリング前面に雲 (図 1 に見られる傘状のロケット雲) が発生するケースがある。このケースにおいて, ロケット周りの流れ場は完全な乾燥空気ではなく, 空気に含まれる水蒸気の凝縮を伴う流れ場, すなわち乾燥空気と蒸気 (2 成分の気相) および水 (液相) の気液二相流の遷音速流になっていると推測される。この流れは, ロケット後方から排出される, 液酸液水ロケットエンジンの蒸気噴流とは区別される。飛行機周りの流れ場を研究した例では, 翼周りに飛行機雲が発生するような凝縮流中において, 飛行機の空力特性 (揚抗比) が低下することが明らかになっている<sup>5),6)</sup>。しかしながら, 凝縮を伴う遷音速流れがロケットの空力特性に及ぼす影響について, 数値計算あるいは実験によって研究された例は, 著者の知る限り報告されていない。また, 前述したロケット雲の形成過程に関する研究例も報告されていない。

本研究は, 2 次元圧縮性の凝縮流れ (乾燥空気と水蒸気, 液滴の混合した遷音速流れ) を解析可能な数値計算コードを開発し, 円弧バンブ問題を解くことで, 数値計算の検証を実施する。そして, 開発した数値計算コードによって, ロケットフェアリング周りの軸対称 2 次元・凝縮流れの数値計算を実施し, ロケット雲の形成過程を明らかにする。最後に, 乾燥空気流れの数値計算とも比較し, 凝縮を伴う流れがロケットフェアリング周りの流れ場とフェアリング空力特性に及ぼす影響を明らかにする。

### 2. モデリングと数値計算

#### 2. 1. モデルにおける仮定

本数値計算は, 凝縮流と乾燥空気のみの流れの 2 ケースの計算を実施する。本計算における仮定を以下に示す。

- 後述の検証問題 (円弧バンブ流路) を解く際, 2 次元流れ場を仮定する。ロケットフェアリング周りの流れ場は 2 次元軸対称を仮定する。
- 凝縮は, 大気中のエアロゾルなどを核とする非均一凝縮<sup>7)</sup>として, 凝縮核密度を  $n_l = 1 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$  に固定する。この数密度は大気中に存在するエアロゾルの推定密度である。
- 本研究における非均一凝縮流は, 乾燥空気と水蒸気, 液滴の混合流れを指す。この流れの場合, 圧縮性非粘性流れに, 凝縮モデルを追加する。
- 非均一凝縮流は, 気体と液体の各相間の速度差と温度差がない均質流<sup>7),8)</sup>を仮定する。
- ボイド率  $\alpha$  (気相の体積比率) は 1 に十分近いとする (液相の質量分率  $\beta < 0.1$ )。
- 乾燥空気のみの流れの場合, 流れは圧縮性の非粘性流れとし, 液滴と水蒸気は含まない。

#### 2. 2. 基礎方程式

乾燥空気の数値計算は, 式(1)-(3)に示す 2 次元 (あるいは軸対称 2 次元) 圧縮性オイラー方程式を基礎方程式とする。非均一凝縮流は, 2 次元圧縮性オイラー方程式に, 蒸気の質量保存則 (式(4)), 液相の質量保存則 (式(5)) を加えたものを基礎方程式とする。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u} + p \mathbf{I}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [(E + p) \mathbf{u}] = 0 \quad (3)$$

$$\frac{\partial \rho_v}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_v \mathbf{u}) = -\Gamma \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho \beta}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \beta \mathbf{u}) = \Gamma \quad (5)$$

ここで、 $\rho_v$  は蒸気の質量密度、 $\beta$  は液相の質量分率を意味する。非均一凝縮流の場合、全エネルギーは以下のように求める。

$$E = \frac{C_{pm} - (1 - \beta)R_{mix}}{(1 - \beta)R_{mix}} p + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 + \rho h_{0m} \quad (6)$$

凝縮流による追加式は、山本ら<sup>5), 14)</sup>や Schnerr<sup>6)</sup>らの文献を参考にしており、記号などはそれらの文献を参照されたい。式(4), (5)の右辺の  $\Gamma$  は液相の質量生成率であり、非均一凝縮の場合、以下のように算出する。

$$\Gamma = 4\pi \rho_l n_l r^2 \frac{dr}{dt} \quad (7)$$

本数値計算は、非均一凝縮流としているため、液滴の数密度（凝縮核密度に相当） $n_l$  は仮定で述べた値 ( $10^{14} \text{ m}^{-3}$ ) に固定する。液滴の半径とその成長率は以下のように求める。

$$r = \left( \frac{3\beta}{4\pi \rho_l n_l} \right)^{1/3} \quad (8)$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{q_c}{\rho_l \sqrt{2\pi R_v T}} (p_v - p_r) \quad (9)$$

式中の  $p_r$  は、

$$p_r = p_s \exp\left(\frac{2\sigma}{r \rho_l R_v T}\right) \quad (10)$$

ここで、表面張力  $\sigma$  は以下のように温度の関数として評価する。

$$\sigma = (82.27 + 75.612T_R - 256.889T_R^2 + 95.928T_R^3) [\text{N/m}] \quad (11)$$

(ただし、 $T_R = T/647.286$ )

$p_s$  は飽和蒸気圧で、温度  $\theta$  [°C] の関数として評価する。

$$p_s = 6.1078 \times 10^{\frac{7.50}{\theta + 237}} [\text{hPa}] \quad (12)$$

そして、以下の状態方程式を用いて方程式系を閉じる。

$$p = \rho R_{mix} T (1 - \beta) \\ = \frac{(1 - \beta) R_{mix}}{C_{pm} - (1 - \beta) R_{mix}} \left( E - \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 - \rho h_{0m} \right) \quad (13)$$

一方、乾燥空気のみの場合、状態方程式は以下に示す理想気体のものである。

$$p = \rho_{air} R_{air} T \quad (14)$$

また、乾燥空気的全エネルギーは、以下のように評価する。

$$E = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{u}^2 \quad (15)$$

### 2. 3. 数値計算手法

本研究は、一般座標変換した基礎方程式を有限体積的に離散化し、それを時間発展法で解くことで収束解を得た。

対流項の評価には、HLL スキーム<sup>10)</sup>を用いて、MUSCL 内挿で空間 2 次精度化を施した。その際、minmod 関数を用いて TVD 化した。時間積分には、1 次精度のオイラー陽解法を用いた。

### 2. 4. 計算領域と境界条件

本計算は、検証用の 2 次元円弧バンプ流路と軸対称 2 次元・ロケットフェアリング周りの流れを対象とする。

#### 【円弧バンプ流路の遷音速流れ（検証問題）】

図 2 の検証用の円弧バンプ流路は、流路全長と高さそれぞれ 3 m と 1 m、円弧バンプ<sup>11)</sup>長さと厚さ、曲率半径はそれぞれ 1 m と 0.1 m、1.3 m とする。この問題は乾燥気体のオイラー方程式の検証問題<sup>12), 13)</sup>として実績がある。本計算は、表 1 に示す遷音速の非均一凝縮流と乾燥空気流れの 2 ケースを計算する。両ケースとも、入口境界条件は、初期条件から算出した全温度を固定にし、静圧を内挿する。初期条件の各物理量は、表 1 に示す値に設定する。非均一凝縮流の場合、入口条件として、液相の質量分率  $\beta = 0.001$  (0.1%)、相対湿度  $\phi (= p_v / p_s) = 0.9$  (90%) を与える。流出条件は、静圧を初期条件に固定し、他の物理量を自由流出条件にする。また、非粘性流れとしているため、上下壁面はすべり条件とする。

#### 【ロケットフェアリング周りの遷音速流れ】

次に、図 3 のロケットフェアリング周りの計算領域について説明する。本計算の対象とするロケットフェアリングは H-IIA ロケットの 4S 型フェアリング<sup>15)</sup>を模擬する。ただし、先端部の曲率を持った部分は省略する。計算領域は、対称軸の片面のみとする。図 3 の上側遠方境界の径方向位置は、ロケットフェアリング半径  $R = 2.05 \text{ m}$  の 90 倍程度にとる。また、左側境界からフェアリング先端部分  $z = 60 \text{ m}$  にかけての距離は、半径の約 140 倍程度とする。入口境界条件は表 1 に示す通りである。下側境界  $r = 0 \text{ m}$  のところは、 $z = -210 \text{ m}$  から  $60 \text{ m}$  の領域で対称条件、 $z > 60 \text{ m}$  の領域で壁面条件（ロケット壁面）を与える。なお、非粘性流れのため、壁面条件はすべり条件とする。

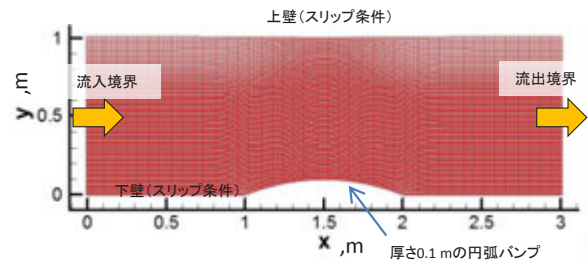
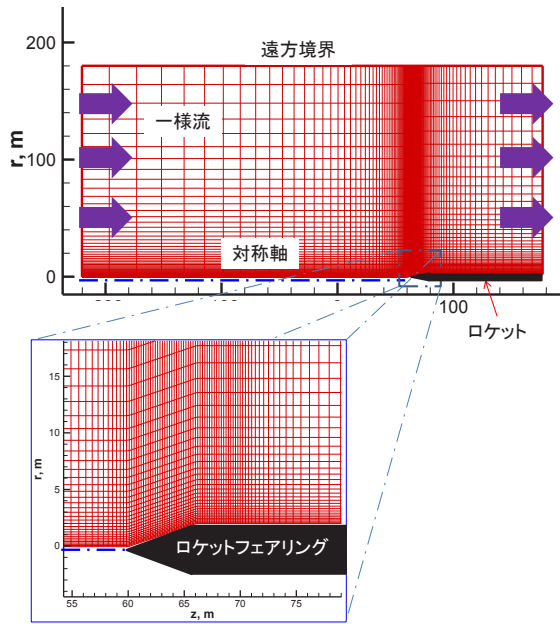


図 2 円弧バンプ流路 (2 次元, バンプ長さ 1 m, 厚さ 0.1 m, 円弧曲率半径 1.3 m, 計算メッシュ数は壁に沿った方向に 200 点, y 方向に 120 点)

表 1 円弧バンプ流路とロケットフェアリング周りの流入条件 (マッハ数の括弧内は円弧バンプ流路の設定値)

物理量	乾燥空気流れ	非均一凝縮流
圧力, hPa	1000	1000
温度, K	300	300
マッハ数, -	0.85 (0.675)	0.85 (0.675)
相対湿度, -	-	0.9 (90%)
液相の質量分率, -	-	0.001 (0.1%)
凝縮核密度, $\text{m}^{-3}$	-	$10^{14}$



ロケットフェアリング先端付近を拡大

図 3 H-IIA の 4S 型フェアリングを模擬したロケットフェアリング周りの計算領域と計算メッシュ (2 次元軸対称, 計算メッシュ数は対称軸・フェアリングに沿った方向に 138 点, 径方向に 55 点, 先端部の曲率を持った部分は省略)

### 3. 数値計算結果と考察

#### 3. 1. 円弧バンプ問題による数値計算の検証

本節では, 数値計算の検証を行う。本来, 実験結果などと比較して検証されるべきであるが, 凝縮流は相似則が成り立たないために実験が困難である。したがって, ロケッ

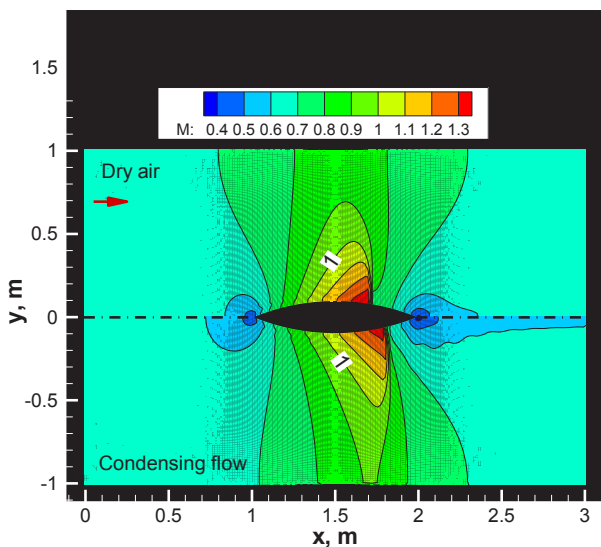


図 4 円弧バンプにおけるマッハ数コンター (2 次元流れ, 赤矢印が主流方向,  $M_{inf} = 0.675$ ,  $p_{inf} = 1000$  hPa,  $T_{inf} = 300$  K, 上半面: 乾燥空気流れ, 下半面: 非均一凝縮流)

図 4 は円弧バンプ流路内の乾燥空気流と非均一凝縮流それぞれのマッハ数コンターを比較したものである。図 4・上半面の乾燥空気流れの場合, 衝撃波が円弧バンプ上  $x = 1.7$  m のところで発生している。このようなマッハ数コンターは, 過去の数値計算<sup>12),13)</sup>とよく一致しており, 乾燥空気流れは正しく解けていると言える。一方, 図 4・下半面の非均一凝縮流の場合, 衝撃波位置は  $x = 1.8$  m のところにあり, 乾燥空気流れより下流側に位置している。このよう

な非均一凝縮流における衝撃波位置の下流へのシフトは, 過去の数値計算例<sup>6),14)</sup>でも見られている。過去の数値計算例は, NACA0012 翼周りの数値計算であるため, 一概に比較できないが, 本数値計算においても, 定性的に非均一凝縮流特有の現象を捉えることができています。

#### 3. 2. ロケットフェアリング周りの非均一凝縮流れとロケット雲の形成過程

本節では, ロケットフェアリング周りの非均一凝縮流れ場を詳しく見ることで, ロケット雲の形成過程について明らかにする。

図 5 の下半面は, 非均一凝縮流のマッハ数コンターである。この図より, 衝撃波はフェアリング壁面上  $z = 68.5$  m のところに位置していることが分かる。図 5 上半面の乾燥空気流れとの比較は次節で述べる。図 6 は, 非均一凝縮流における液相の質量分率  $\beta$  のコンター図である。 $z = 66.1$  m のフェアリング肩部で急激に  $\beta$  が増加し, 凝縮が起きていることが分かる。そして,  $z = 68.5$  m の衝撃波より下流で,  $\beta$  は急激に低下しており, 液滴は蒸発していることが分かる。

次に, 雲が形成されている領域を調べる。雲は液滴の集まりであり, 雲が形成されているか判断するには, 液滴サイズを調べる必要がある。図 7 は, ロケットフェアリング周りにおける, 非均一凝縮中の液滴半径コンターを示したものである。過去の研究<sup>14)</sup>は, 雲内部に  $1 \text{ cm}^3$  中に半径  $1 - 20 \mu\text{m}$  の液滴が  $100 - 900$  個程度 ( $1 \text{ m}^3$  中に  $1 \times 10^8 - 9 \times 10^8$  個) 存在していると述べている。本数値計算の液滴は, その半径が最大でも  $0.28 \mu\text{m}$  と小さいが, 液滴密度が  $n_l = 10^{14} \text{ m}^{-3}$  と多いため, 雲として視認できる可能性がある。本数値計算において, 半径  $0.1 \mu\text{m}$  以上の液滴を雲として定義すれば, 図 7 における液滴半径  $r_{\text{drip}} > 0.1 \mu\text{m}$  の傘状の領域 (赤い破線の領域) は, 図 1 のロケット先端に見られる傘状のロケット雲を模擬できている。

本節最後に, このロケット雲の形成過程を見ていく。図 8 は非均一凝縮流の温度コンターである。フェアリング肩部の  $z = 66.1$  m で最低温度  $268$  K に達する。このように温度が低いと, 相対湿度が高くなり, 凝縮が発生する。一方,  $z = 68.5$  m の衝撃波下流で, 温度は増加して一様流温度まで回復していることが分かる。図 9 は相対湿度コンターであるが, 最低温度に達した  $z = 66.1$  m で約  $3$  (300%) と非常に大きな相対湿度となっており, この部分で凝縮が発生し, 雲に相当する液滴が生成される。図 10 は, ロケットフェアリング壁面に沿った相対湿度  $\phi$  と液相質量分率  $\beta$  の分布である。相対湿度は  $z = 60$  m のフェアリング先端部から肩部  $z = 66.1$  m にかけて増加し, 肩部で最大値  $\phi_{\text{max}} = 3.14$  (314%) に達する。この肩部で, 液滴質量分率も急激に増加し, 肩部直後で最大値  $0.011$  (1.1%) になっており, 凝縮が発生していることが分かる。相対湿度  $\phi$  は,  $z = 66.1$  m の下流で低下して,  $z = 73$  m より下流では約  $1$  (100%) で一定となる。液相質量分率  $\beta$  は, フェアリング側面  $z = 66.1$  m から  $68.5$  m にかけて低下傾向にある。そして,  $z = 68.5$  m の衝撃波のところで  $\beta$  は急激に低下して, 液相は蒸発し, 雲に相当する液滴は消滅する。これは, 図 8 の温度コンターで述べたように, 衝撃波を跨いで温度が一様流温度まで増加するためである。このような液相質量分率の分布になった結果, 前述したような傘状の雲が形成される。



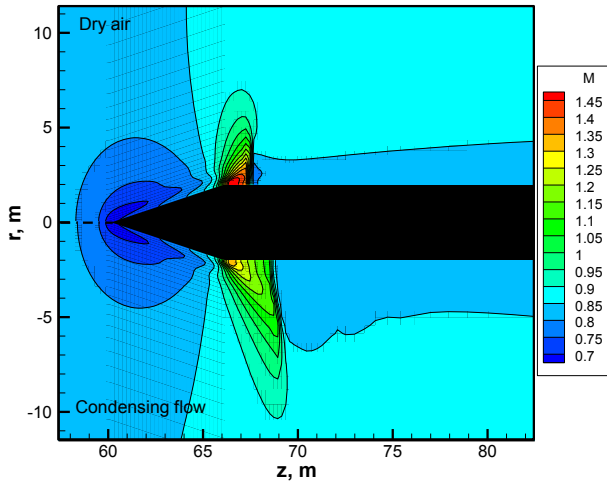


図5 ロケットフェアリング周りのマッハ数コンター (軸対称2次元, 上半面: 乾燥空気, 下半面: 非均一凝縮流,  $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa)

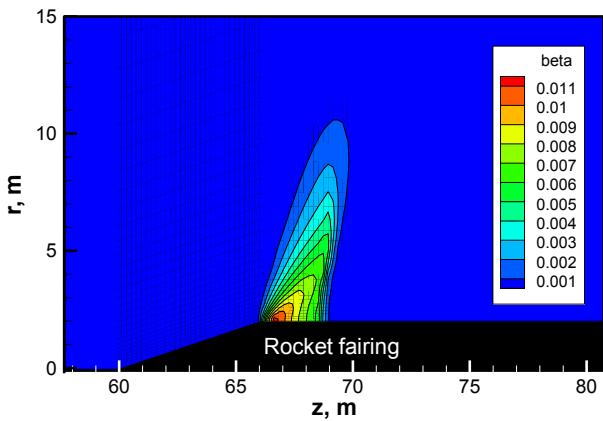


図6 非均一凝縮流れの液相の質量分率のコンター, - (軸対称2次元,  $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa,  $\phi_{inf}=0.9$ )

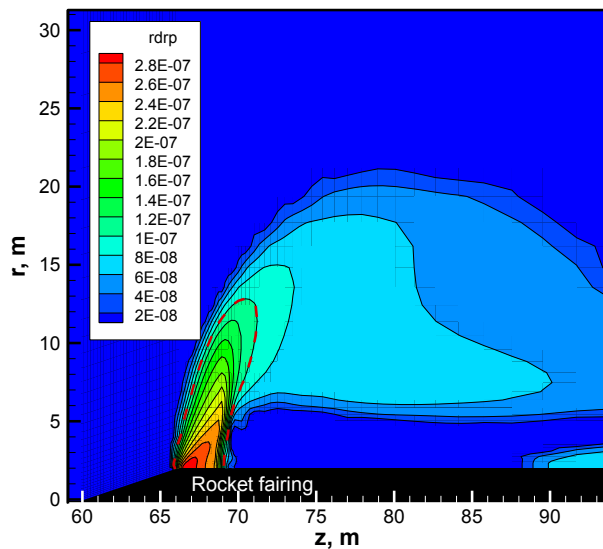


図7 非均一凝縮流の液滴半径のコンター, m (軸対称2次元,  $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa,  $\phi_{inf}=0.9$ , 赤い破線で囲まれた領域は  $r_{drp} > 0.1 \mu\text{m}$  で雲に相当する)

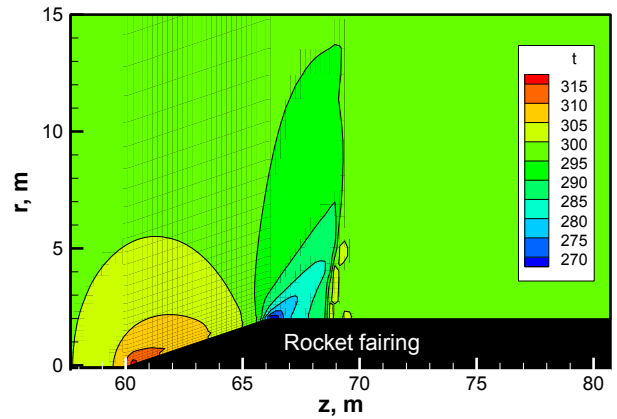


図8 非均一凝縮流の温度コンター, K (軸対称2次元,  $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa,  $\phi_{inf}=0.9$ )

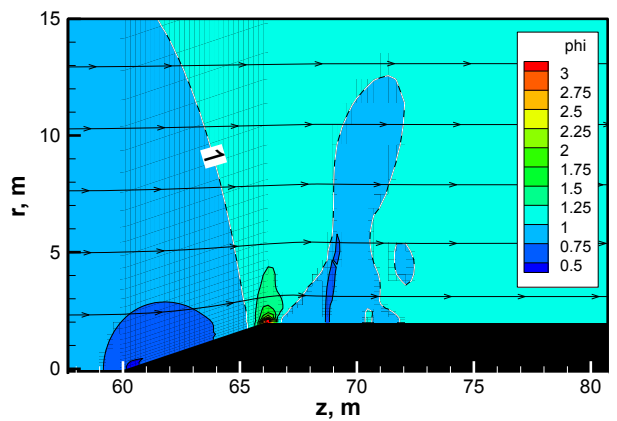


図9 非均一凝縮流の相対湿度のコンター, - (軸対称2次元,  $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa,  $\phi_{inf}=0.9$ )

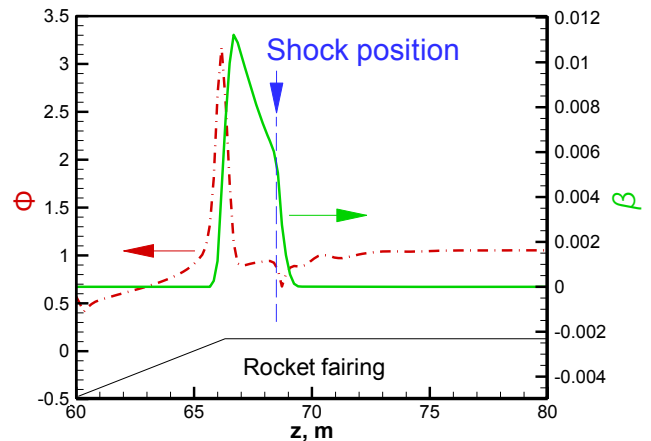


図10 フェアリング壁面に沿った相対湿度  $\phi$  と液相の質量分率  $\beta$  のz軸方向分布 ( $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa,  $\phi_{inf}=0.9$ , 青い破線部分は衝撃波位置  $z=68.5$  m)

### 3. 3. 非均一凝縮流とロケットフェアリング空力特性

本節は、ロケットフェアリング周りの乾燥空気流れと非均一凝縮流の数値計算結果を比較することで、非均一凝縮がフェアリング周りの流れ場と空力特性へ与える影響を明らかにする。

図5に戻り、乾燥空気流れと非均一凝縮流のマッハ数コンターを比較する。図5・上半面の乾燥空気の場合、衝撃波が  $z=67.2$  m のところで発生している。一方、前述した図5・下半面の非均一凝縮流の場合、衝撃波は  $z=68.5$  m のところにあり、乾燥空気流れに比べて、衝撃波位置が下流側

へシフトしている。この点は、前述の円弧バンプ問題と同じ傾向である。

図 11 は、ロケットフェアリング壁面に沿ったマッハ数分布である。乾燥空気流れの場合、ロケットフェアリング先端  $z = 60$  m からフェアリング肩部  $z = 66.1$  m の円錐部分で加速し、肩部より下流でマッハ数が低下していくことが分かる。そして、 $z = 67.2$  m で衝撃波が発生して、それより下流側で一樣流マッハ数に回復している。この傾向は、過去の数値計算<sup>4)</sup> (ただし、N-S 計算・乱流考慮) と同様である。一方、非均一凝縮流も円錐部分で加速して、肩部より下流のマッハ数は低下傾向になり、 $z = 68.5$  m で衝撃波が発生して、それより下流で一樣流マッハ数に回復する。この図からも、非均一凝縮流れの衝撃波位置は、乾燥空気流れのそれよりも下流側へ位置していることが明らかである。また、最大マッハ数は、乾燥空気流れで 1.51 ( $z = 66.1$  m) であるが、非均一凝縮流れでは 1.33 ( $z = 66.1$  m) と低くなっている。非均一凝縮流れが乾燥空気流れに比べて、その衝撃波位置が下流へシフトし、最大マッハ数が低くなる理由は、凝縮熱の発生が原因である。次にこれらのことを考察していく。

図 12 は、ロケットフェアリング壁面に沿った温度分布である。乾燥空気流れの場合、肩部  $z = 66.1$  m で温度は最低値の 235 K となる。一方、非均一凝縮流れの場合、この部分の温度 268 K は乾燥空気流れより高い。これは、図 6 の液相質量分率コンターで述べたように、肩部  $z = 66.1$  m で凝縮が発生して、その凝縮熱によって温度が高くなるためである。また、図は省略するが、非均一凝縮流の最大流速 (435 m/s) は、乾燥空気の流れ (464 m/s) より低い。このように、流れの温度が高くなり、流速も遅くなることで、非均一凝縮流れの最大マッハ数は乾燥空気流れのそれより低くなる。

図 13 はロケットフェアリング壁面に沿った圧力分布である。フェアリング肩部  $z = 66.1$  m のところで、非均一凝縮流れの圧力は乾燥空気流れの圧力より高い。また、フェアリング肩部より下流で、両者の流れの圧力は減少していくが、両者の圧力の  $z$  方向勾配はほぼ同じである。非均一凝縮流の衝撃波が下流へシフトした理由を、この圧力分布から考察する。乾燥空気流れのように熱の授受がない場合、ランキン・ユゴニオの関係式によって、衝撃波上流の圧力  $p_1$  と下流の圧力  $p_2$  の関係は、以下のように表せる<sup>9)</sup>。

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\text{Rankine(dy)}} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma} + \frac{\gamma(M_1^2 - 1)}{1 + \gamma} \quad (16)$$

ここで、 $M_1$ ,  $p_1$  は衝撃波上流のマッハ数と静圧で、 $p_2$  は衝撃波下流の静圧、 $\gamma$  は比熱比を表す。一方、凝縮流のように潜熱などの熱の授受がある場合、レイリーの関係式から、 $p_2/p_1$  は以下のように表せる<sup>9)</sup>。

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\text{Rayleigh(condensing)}} = \frac{1 + \gamma M_1^2}{1 + \gamma} + \frac{\gamma(M_1^2 - 1)}{1 + \gamma} \sqrt{1 - \frac{Q}{Q_{\max}}} \quad (17)$$

ここで、式中の  $Q$  と  $Q_{\max}$  は以下のように評価できる。 $Q$  は、衝撃波上流における単位質量辺りの熱量 (凝縮熱)  $h_{0m}$  を全エンタルピー  $c_p T_{01}$  で無次元化したもので、以下のように評価する。

$$Q = \frac{h_{0m}}{c_p T_{01}} \quad (18)$$

一方、 $Q_{\max}$  は、マッハ数  $M_1$ 、全温度  $T_{01}$  の流れを加熱して  $M = 1$  とするのに必要な加熱量 (非均一凝縮流れの音速部

分の凝縮熱) を、全エンタルピーで無次元化したもので、以下のように評価する。

$$Q_{\max} = \frac{h_{0m,\max}}{c_p T_{01}} \quad (19)$$

本数値計算の非均一凝縮流は、 $Q/Q_{\max} = h_{0m}/h_{0m,\max} = 19.2$  [kJ/kg] / 22.7 [kJ/kg] = 0.85 で  $Q/Q_{\max} < 1$  となる。また、図 11 を見ると、非均一凝縮流における衝撃波上流  $z = 68.4$  m のマッハ数  $M_1$  (1.06) は、乾燥空気流れにおける衝撃波上流  $z = 67.1$  m の  $M_1$  (1.38) より低い。したがって、

$$\left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\text{Rayleigh(condensing)}} < \left(\frac{p_2}{p_1}\right)_{\text{Rankine(dy)}} \quad (20)$$

という関係式が得られる。また、衝撃波下流の圧力  $p_2$  は、乾燥空気、非均一凝縮流れではほぼ等しくなるため、

$$p_{1,\text{Rayleigh(condensing)}} > p_{1,\text{Rankine(dy)}} \quad (21)$$

となる。したがって、非均一凝縮流は、衝撃波上流でこの式を満たす圧力になるまで流れる必要がある。言い換えれば、非均一凝縮流れの場合、乾燥空気流れに比べて、流れの圧力  $p_1$  が衝撃波背後の  $p_2$  (一樣流圧力) に近い圧力になるまで、余分な距離を流れる必要がある。その結果、衝撃波は下流へシフトすると考えられる。

最後に、空力特性について述べる。図 13 のロケットフェアリング壁面に沿った圧力分布に戻り、乾燥空気流れと非均一凝縮流れを比較すると、 $z = 60 - 66.1$  m のフェアリング傾斜部分で大きな差は見られない。したがって、非均一凝縮は、仰角のないフェアリング中心軸方向の力 (抗力) にはほとんど影響しない。一方、フェアリング側面  $z = 66.1 - 68.5$  m で、非均一凝縮流と乾燥空気流れの圧力に顕著な差が見られ、横方向に働く力に差が出ると言える。本数値計算のように、流れが完全に軸対称であれば、横方向の圧力は打ち消し合って、ロケットの運動に影響はない。しかし、仰角を持つなど、軸対称流れでない場合、ロケットの横方向の運動に影響する可能性がある。軸対称条件以外の数値計算に対応可能な 3 次元 CFD への拡張と、粘性や乱流の導入は今後の課題である。

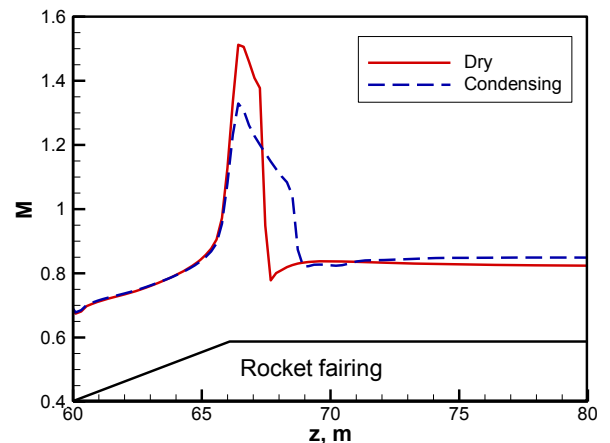


図 11 フェアリング壁面に沿った乾燥空気流れと非均一凝縮流のマッハ数分布 ( $z = 60$  m はフェアリング先端,  $M_{inf} = 0.85$ ,  $T_{inf} = 300$  K,  $P_{inf} = 1000$  hPa, “Dry”:乾燥空気, “Condensing”:非均一凝縮流)

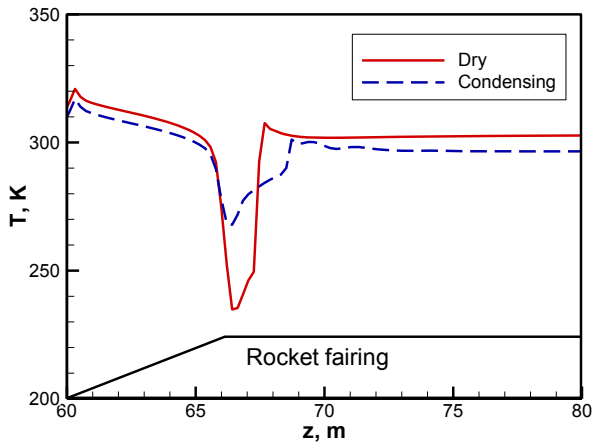


図12 フェアリング壁面に沿った乾燥空気流れと非均一凝縮流の温度分布 ( $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa)

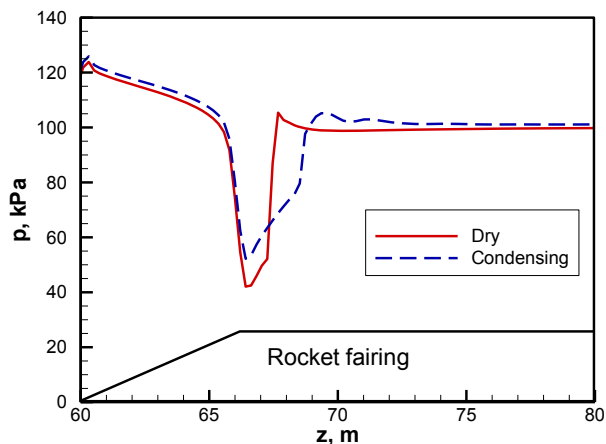


図13 フェアリング壁面に沿った乾燥空気流れと非均一凝縮流の圧力分布の比較 ( $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa)

#### 4. 結論

本研究は、2次元あるいは軸対称2次元の圧縮性・非均一凝縮流れを解析可能な数値計算コードを開発し、検証問題（円弧バンブ流路： $M_{inf}=0.675$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa）とロケットフェアリング周りの遷音速流れ（ $M_{inf}=0.85$ ,  $T_{inf}=300$  K,  $P_{inf}=1000$  hPa）の数値計算を実施した。その結果、以下の事柄が明らかになった。

1) 円弧バンブ問題によって本数値計算を検証した。その結果、乾燥空気流れのマッハ数コンターは過去の数値計算とよく一致していた。また、非均一凝縮流れ特有の衝撃波の下流へのシフトを捉えることができ、過去の研究と比べた場合、定性的に正しいことが示された。

2) フェアリング周りの非均一凝縮流れでは、フェアリング肩部で温度 268 K、相対湿度 314%、液相の質量密度 1.1%となった。そして、この部分から傘状のロケット雲に相当する液滴領域（液滴密度  $10^{14}$   $m^{-3}$ （固定値）、液滴半径が 0.1  $\mu m$  以上の領域）が発生した。ロケット雲の形成過程は、フェアリング肩部で温度が低くなることで、相対湿度が上がり、液滴が生成され、ロケット雲として視認できる可能性のある液滴ができる。

3) 非均一凝縮流の衝撃波位置は、乾燥空気流れのそれより下流に位置していた。この理由は、ランキン・ユゴニオ式とレイリーの関係式を比べることで説明できる。圧力分布は、フェアリング先端から肩部にかけての斜面領域  $z =$

60 – 66.1 mにおいて、非均一凝縮流と乾燥空気流で大きな差はなかった。一方、フェアリング肩部  $z = 66.1$  から 68.5 m のフェアリング側面部分で、非均一凝縮と乾燥空気流れの圧力に顕著な差が見られた。

#### 謝辞

本数値計算を実施するにあたり、東北大学・山本悟先生から助言を頂きました。また、JAXA/JEDIセンターの高木亮治先生、清水太郎氏と有用な議論をさせて頂きました。この場をお借りして感謝の意を表します。

#### 参考文献

- 1) JAXA 動画アーカイブス, 素材番号 V-001-0019, 2007.
- 2) 北村圭一ら, 「次期固体ロケット空力特性についての数値解析」, 航空宇宙技術, Vol. 10, pp. 1-10, 2011.
- 3) 福田紘大ら, 「ロケット排気プルームから発生する圧力波の数値解析と H-IIA ロケットへの応用」, 第21回数値流体力学シンポジウム, B1-5, 2007.
- 4) 堤誠司ら, 「ロケットフェアリング流れにおける定常・非定常 CFD 解析の現状」, 第43回流体力学講演会/航空宇宙数値シミュレーション技術シンポジウム2011, JSASS-2011-2078, 2011.
- 5) 山本悟ら, 「飛行機雲の数値シミュレーション」, 日本航空宇宙学会論文, Vol. 47 pp. 41-46, 1999.
- 6) G. H. Schnerr, “TRANSONIC AERODYNAMICS INCLUDING STRONG EFFECTS FROM HEAT ADDITION,” *Computers Fluids*, Vol. 22, No. 2, pp.103-116, 1993.
- 7) 日本流体力学会, 「混相流体の力学」, 朝倉書店, 1991.
- 8) 日本機械学会, 「改訂 気液二相流技術ハンドブック」, コロナ社, 2006.
- 9) 松尾一泰, 「圧縮性流体力学」, 理工学社, 1994.
- 10) A. Harten *et al.*, “On upstream differencing and Godunov type methods for hyperbolic conservation laws,” *SIAM Review*, Vol. 25, No.1, pp35-61, 1983.
- 11) 牧野光雄, 「航空力学の基礎」(第2版), 産業図書, 1989.
- 12) J. H. ファーツィガーら, (小林敏雄 訳) 「コンピュータによる流体力学」, p.312, 2003.
- 13) 上迫豊志ら, 「オイラー方程式に対する各種緩和法の比較」, 日本機械学会論文集 B 編, 61巻582号, pp.94 - 101, 1995.
- 14) 佐藤大悟ら, 「大気環境中における遷音速翼周り流れの数値シミュレーション」, 日本機械学会論文集 B 編, 68巻671号, 2002.
- 15) 川崎重工 [web ページ](http://www.khi.co.jp/aero/product/space/h_2.html), [http://www.khi.co.jp/aero/product/space/h\\_2.html](http://www.khi.co.jp/aero/product/space/h_2.html)