

# 航空用燃焼器内部流れの数値シミュレーション

牧田 光正 (航技研)

## Numerical Simulation of Internal Flow in Aircraft Engine.

by

Mitsumasa Makida

National Aerospace Laboratory

### Abstract

A parallel numerical simulation code for three-dimensional spray combustion in an aircraft combustor has been developed. In this code, the Euler equations are used for the droplet phase assuming a continuous fluid, and the full Navier-Stokes equations are applied for the gas phase. Both phases are connected through mass, momentum and energy exchange equations, and solved simultaneously. The droplet phase has a radius distribution, and is divided into five groups of different initial radius, and they are treated as individual phases. And vaporization and combustion of fuel droplets are included in the calculation. Both phases are solved by the finite difference method, and the Harten-Yee's explicit non-MUSCL modified-flux type TVD scheme is applied to convective terms and the central difference scheme is to viscous terms of the gas phase.

On the other hand, because the phenomena of spray combustion are complicated over the whole combustor, minute simulation requires fine calculation grid, and it takes large computational memory and time. So, to extend the code to three-dimension, we used parallel calculation method to divide calculation region and gas-liquid phases, and treated them on each processor element (PE). And we numerically simulated a model flow field of liquid fuel combustor by a parallel super computer NWT (Numerical Wind Tunnel) in our laboratory.

## 1 はじめに

航空用エンジンでは燃料として炭化水素系の液体燃料を用いており、燃焼器内部の流れ場は燃料噴霧を含んだ複雑な気液混相流となっているため、測定のみによって全体と細部を同時に把握することが困難となっている、これを補うために従来から数値シミュレーションによる解析的な研究が行われており、特に近年の計算機の発達も助けとなって、比較的大規模な解析も行われてきている。しかし扱うべき現象が全体に渡って複雑であるので、詳細な数値シミュレーションを行うには綿密な計算格子系を用いる必要があり、膨大な計算機メモリ容量と計算時間を要するため、従来の計算プログラムでは扱い難かった。著者らはこれまでも2次元場における燃料噴霧の挙動を解析する計算コードの開発を手がけており [1]、本研究ではそのコードをもとに3次元に拡張するために、計算領域の分割及び気体と液体燃料の相分割を行い、それぞれを別々の計算機で並列的に扱うことの出来る計算コードを開発し、航技研が所有する大型並列計算機(NWT)により液体燃料燃焼器を模擬した流れ場の数値シミュレーションを行ったので、これを報告する。

## 2 数値シミュレーションの手法

### 2.1 計算モデル

噴霧の数値シミュレーションを行う場合、大きく分けて2種類の手法がある。1つは個々の液滴あるいは代表液滴の運動方程式を直接解くことによってその軌跡を追跡するLagrange法であり、もう一方は液滴粒子群を連続流体として扱うEuler法である。本研究ではEuler法を採用し、気相及び液相から成る2流体の混相流として扱う。この手法に対する研究はこれまでも幾つか行われており、今回用いた手法も基本的な考え方はそれらと共通している。

特に本研究では図1に示すように、異なる粒径を持つ5個の液相のグループを考えてそれぞれを個々の連続流体として扱い、それらの数密度の比率に分布を持たせることにより液相全体としての粒径分布を与えている。図中の4角形は1つの計算格子を表しており、格子中の個々の液滴の物性値の総和が、1つの格子における液相の物性値となる。例えばjグループの液相の密度 $c_j$ は次式のように粒子(半径 $r_j$ 、物質密度 $m_j$ )1個当たりの質量に、単位積当たり存在する液滴粒子の数密度 $N_j$ を乗じることによって得られる。こうして得られた物性値は1つの格子の中では一様であるとする。

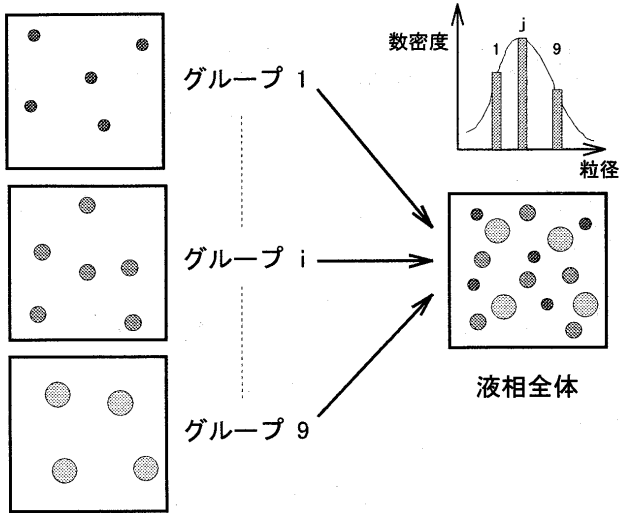


図1：粒径分布を伴った Euler 法

$$c_{ij} = \frac{4}{3} \pi r_{ij}^3 m_{ij} \times N_{ij} \quad (1)$$

これらのモデル化のもとに気液二相流としての噴霧の燃焼現象を完全にシミュレートしようとするとは非常に複雑な式が必要となり、それに伴って膨大な計算時間を必要とするため、ここでは簡略化のために以下の仮定を行う。また本研究の段階では液滴の蒸発・燃焼に対しては出来るだけ簡単なモデルを用いており、特に化学反応のモデルは今後の拡張性のために組み込んである程度であるので、着火遅れなどの燃焼特性の予測には大幅なずれが生じていると考えられる。今後はこれらの仮定を徐々に取り除くことにより、段階的に計算モデルを拡張していく予定である。

1. 液体燃料は n-Hexane  $C_6H_{14}$  の単一成分である。
2. 気相は主流中の  $N_2$ 、 $O_2$  及び蒸発によって生成される n-Hexane  $C_6H_{14}$  及び化学反応によって生成される  $CO_2$ 、 $H_2O$  の 5 種の気体で構成される。
3. 混合気体の構成成分と液滴の質量の和は全体として保存される。
4. 気体は半完全気体であるとする。即ち比熱は温度の多項式で表されるが、状態方程式には理想気体のものを用いる。
5. 液滴粒子群の体積は気体に比べて十分小さいと考え、互いに衝突しないとする。
6. 液滴粒子は球形で、表面は滑らかであり変形や粉砕はされない。また液滴粒子の内部の物性値の分布は一様とする。
7. bulk viscosity, Soret 効果, Dufour 効果は無視し、重力も無視する。
8. 化学反応は気体中でのみ起こり、1段階反応とする。液体燃料も気化してから燃焼する。また液滴の蒸発はいわゆる“ $d^2$ -法則”に従う。

## 2.2 並列化について

今回用いた計算手法は全述の通り、5成分の混合気相と5グループからなる液相を同時に解くため、通常の流体計算に比べて大量の計算機メモリを消費する。すなわち、こ

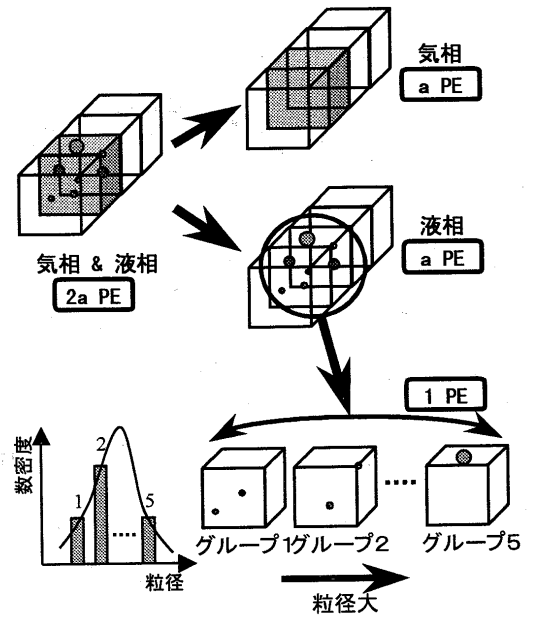


図2：計算領域分割・相分割による並列化

れらを1台の計算機で解こうとすると、メモリの制約のために計算格子点数を多く取ることが出来なくなる。この問題点を解消するために、本研究では当研究所所有の大型並列計算機NWT(Numerical Wind Tunnel)を用いて並列計算を行うことを目的として、プログラムをNWT用並列化言語NWT-Fortranで記述し、気相と液相の計算をそれぞれ別々の計算機要素(PE:Processing Element)で行った。これにより1計算領域当たりの使用メモリ量及び計算時間を約半分にする事が出来た。さらに、複合格子系を用いて個々の計算格子系を別々のPEで計算することにより、メモリの制約を受けずに、かつ計算時間も大幅に増加させることなく、広い領域に渡って格子を細かく取ることが出来るようになった。

具体的には図2に示すように計算領域を2つの計算格子系に分け、それぞれの格子に対して気相と液相にPEを1台ずつ割り当て、合計4台のPEを用いて計算を行った。また液相のPEの中ではさらに粒径の異なる5つのグループに分けられている。将来的にはこれらもそれぞれ別々のPEで計算を行う予定である。

## 2.3 支配方程式

以上のモデリングのもとに、支配方程式を構成する。燃料噴霧においては液滴の蒸発により液相から気相への局所的な質量流束が生じるため、両相において圧縮性を考慮しなければならない。そのため、気相には熱拡散や気体種の拡散を含んだ3次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式と気体種の保存式、液相には3次元圧縮性 Euler 方程式を適用する。これらの式をまとめてマトリックス形式で表すと、気相・液相それぞれについて以下の形になる ( $k = x, y, z$ )。式中で  $A_{lj}$ ,  $B_{lj}$ ,  $B_g$ ,  $\dot{m}_{v_i(j),j}$  を含んだ項は気相と液相の干渉項であり、後述する。ここで添字  $i$  は  $i$  種の気相、 $j$  は  $j$  番目のグループの液相を表す。また  $g, l$  はそれぞれ気相・液相を示し、特に断らない限り  $g$  は省略されている。また、サメーション中の  $n, n_i$  はそれぞれ気相・液相の流体種の数で、今回は共に5である。

**気相の支配方程式**

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial E_k}{\partial k} = \sum_k \frac{\partial E_{vk}}{\partial k} + S + H \quad (2)$$

**液相の支配方程式**

$$\frac{\partial U_{lj}}{\partial t} + \sum_k \frac{\partial E_{ljk}}{\partial k} = H_{lj} \quad (3)$$

$$U = \begin{pmatrix} c_g \\ c_g u_x \\ c_g u_y \\ c_g u_z \\ e_g \\ c_g Y_i \end{pmatrix}, E_k = \begin{pmatrix} c_g u_k \\ c_g u_x u_k + \delta_{xk} P_g \\ c_g u_y u_k + \delta_{yk} P_g \\ c_g u_z u_k + \delta_{zk} P_g \\ (e_g + P_g) u_k \\ c_g Y_i u_k \end{pmatrix} \quad (4)$$

$$E_{vk} = \begin{pmatrix} 0 \\ \tau_{xk} \\ \tau_{yk} \\ \tau_{zk} \\ u\tau_{xk} + v\tau_{yk} + w\tau_{zk} - q_k \\ \dot{m}_{ki} \end{pmatrix}, S = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \dot{\omega}_i \end{pmatrix} \quad (5)$$

$$H = \sum_{j=1}^{n_l} \begin{pmatrix} -c_{lj} A_{lj} \left( u_x - u_{lxjk} \right) + \sum_{i=1}^{n_g} \dot{m}_{v_i(g),j} u_x \\ -c_{lj} A_{lj} \left( u_y - u_{lyjk} \right) + \sum_{i=1}^{n_g} \dot{m}_{v_i(g),j} u_y \\ -c_{lj} A_{lj} \left( u_z - u_{lzk} \right) + \sum_{i=1}^{n_g} \dot{m}_{v_i(g),j} u_z \\ \sum_{i=1}^{n_g} \dot{m}_{v_i(g),j} \left( h_i - R_i T_g + \frac{1}{2} u^2 \right) - c_{lj} A_{lj} B_g \\ \dot{m}_{v_i(g),j} \end{pmatrix} \quad (6)$$

$$U_{lj} = \begin{pmatrix} c_l \\ c_l u_{lx} \\ c_l u_{ly} \\ c_l u_{lz} \\ e_l \\ N_l \end{pmatrix}_j, E_{ljk} = \begin{pmatrix} c_l u_{lk} \\ c_l u_{lx} u_{lk} + \delta_{xk} P_l \\ c_l u_{ly} u_{lk} + \delta_{yk} P_l \\ c_l u_{lz} u_{lk} + \delta_{zk} P_l \\ (e_l + P_l) u_{lk} \\ N_l u_{lk} \end{pmatrix}_j \quad (7)$$

$$H_{lj} = \begin{pmatrix} -\dot{m}_{v_i(g),j} \\ c_l A_l (u_x - u_{lx}) - \dot{m}_{v_i(g),j} u_{lx} \\ c_l A_l (u_y - u_{ly}) - \dot{m}_{v_i(g),j} u_{ly} \\ c_l A_l (u_z - u_{lz}) - \dot{m}_{v_i(g),j} u_{lz} \\ -\dot{m}_{v_i(g),j} \left( h_l + \frac{1}{2} u_l^2 \right) + c_l A_l B_l \\ 0 \end{pmatrix}_j \quad (8)$$

$$c_g = (1 - \epsilon) \rho_g, \quad c_g = \sum_{i=1}^n c_{g_i}, \quad P_g = \sum_{i=1}^n c_{g_i} R_i T_g \quad (9)$$

$$c_{lj} = \epsilon_j m_l, \quad P_{lj} = \frac{\epsilon_j}{1 - \epsilon_j} P_g \quad (10)$$

$$e_g = \sum_{i=1}^n c_{g_i} h_i - P_g + \frac{1}{2} c_g u^2, \quad h_i(T_g) = \int_{T_0}^T C_{pi(T_g)} dT_g + h_i^0 \quad (11)$$

$$e_{lj} = c_{lj} h_{lj} - P_{lj} + \frac{1}{2} c_{lj} u_{lj}^2, \quad h_{lj}(T_{lj}) = h_{i(g)}(T_{ij}) - L_{j(T_{ij})} \quad (12)$$

$$q_k = -\kappa \frac{\partial T_g}{\partial k} - c_g \sum_{i=1}^n D_i h_i \frac{\partial Y_i}{\partial k}, \quad \dot{m}_{ki} = c_g D_i \frac{\partial Y_i}{\partial k} \quad (13)$$

上式中で、 $\dot{\omega}_i$ は気体種の生成速度、 $L$ は蒸発潜熱を表す。その他の記号の詳細については参考文献[1]を参照のこと。

また $\epsilon$ は単位体積中で液滴粒子が占める体積の割合で、 $c_g, c_l$ はそれぞれ2流体単位体積における気相・液相の質量を示す。この場合両相はそれぞれの体積分率に比例した圧力 $P_g, P_l$ を受ける。また仮定により気相は半完全気体であるので、比熱は温度の多項式で表される[2]。

$$C_{pi}/R_i = a_{1i} + a_{2i}T + a_{3i}T^2 + a_{4i}T^3 + a_{5i}T^4 \quad (14)$$

上式中の係数 $a_{ki}(k=1\sim 5)$ はJANAF tableの $C_{pi}$ の値に対し最小二乗近似を施して得られたものである。

また、 $i$ 種の気体の拡散係数 $D_i$ 、分子粘性係数 $\mu$ 、熱伝導係数 $\kappa$ などの気相の輸送係数には、量子論を考慮した分子運動論から導出される輸送係数の近似式を用いる。 $D_i$ に対してはChapmanとCowlingが提唱した式を用い[3]、 $\mu_i, \kappa_i$ にはBoltzmann方程式のChapman-Enskog展開での第1次近似が用いられる[4]。

$$D_i = \frac{1 - Y_i}{\sum_{j \neq i} X_j / D_{ij}} \quad (15)$$

$$D_{ij} = 1.8829 \times 10^{-2} \frac{\sqrt{T^3 (W_i + W_j) / W_i W_j}}{P \sigma_{ij}^2 \Omega}, \quad \sigma_{ij} = \frac{\sigma_i + \sigma_j}{2} \quad (16)$$

$$\Omega = \left( \frac{T}{T_{eij}} \right)^{-0.145} + \left( \frac{T}{T_{eij}} + 0.5 \right)^{-2.0}, \quad T_{eij} = \sqrt{T_{ei} T_{ej}} \quad (17)$$

$$\mu_i = 2.6693 \times 10^{-6} \frac{\sqrt{W_i T}}{\sigma_i^2 \Omega}, \quad \kappa_i = 8.3280 \times 10^{-1} \frac{\sqrt{T}}{\sigma_i^2 \Omega \sqrt{W_i}} \quad (18)$$

上式中で、 $X$ はモル分率、 $W$ は分子量、 $\sigma$ は衝突断面積、 $T_e$ は有効温度を示す。これらの値を用いてSutherlandとWilkeの式から混合気体の $\mu, \kappa$ が求められる[5]。

$$\mu = \sum_{i=1}^n \frac{\mu_i}{1 + \sum_{j \neq i} \varphi_{ij} \frac{X_j}{X_i}}, \quad \kappa = \sum_{i=1}^n \frac{\kappa_i}{1 + \sum_{j \neq i} \varphi_{ij} \frac{X_j}{X_i}} \quad (19)$$

$$\varphi_{ij} = \frac{[1 + \{(\mu_i/\mu_j)(\rho_j/\rho_i)\}^{1/2} (W_i/W_j)^{1/4}]^2}{2\sqrt{2}\{1 + (W_i/W_j)\}^{1/2}} \quad (20)$$

**2.4 気相・液相間の相互干渉項**

支配方程式に現れた気相・液相間の相互干渉項を求める際の物理的な考え方は次の通りである[6]。まず1個の液滴粒子球に関して、その粒子と周りの気体分子との間の運動量及びエネルギーの交換を考える。それに液滴粒子の数密度を乗じることにより単位体積中の干渉効果 $A_{lj}, B_{lj}, B_g$ が得られる。まず運動量交換について、気相及び $j$ グループの液相の $x$ 方向の運動量の時間変化を示すと、

$$\frac{\partial(c_g u)}{\partial t} = \sum_{j=1}^{n_l} \left\{ -c_{lj} A_{lj} (u - u_{lj}) + u \dot{m}_{v_i(g),j} \right\}$$

$$\frac{\partial(c_{lj} u_{lj})}{\partial t} = c_{lj} A_{lj} (u - u_{lj}) - u_{lj} \dot{m}_{v_i(g),j} \quad (21)$$

$$A_{lj} = \frac{9 \overline{C_{Dj}}}{2 m_{lj} r_{lj}^2}, \quad \overline{C_{Dj}} = \frac{C_{Djc}}{C_{Dsj}}, \quad C_{Djc} = \frac{C_{Dj}}{1 + B_j} \quad (22)$$

となる。ここで $C_{Dsj}$ はStokesの抵抗係数であり、抗力係数 $C_{Dj}$ にはHendersonの式[7]を用い、液滴の蒸発による影

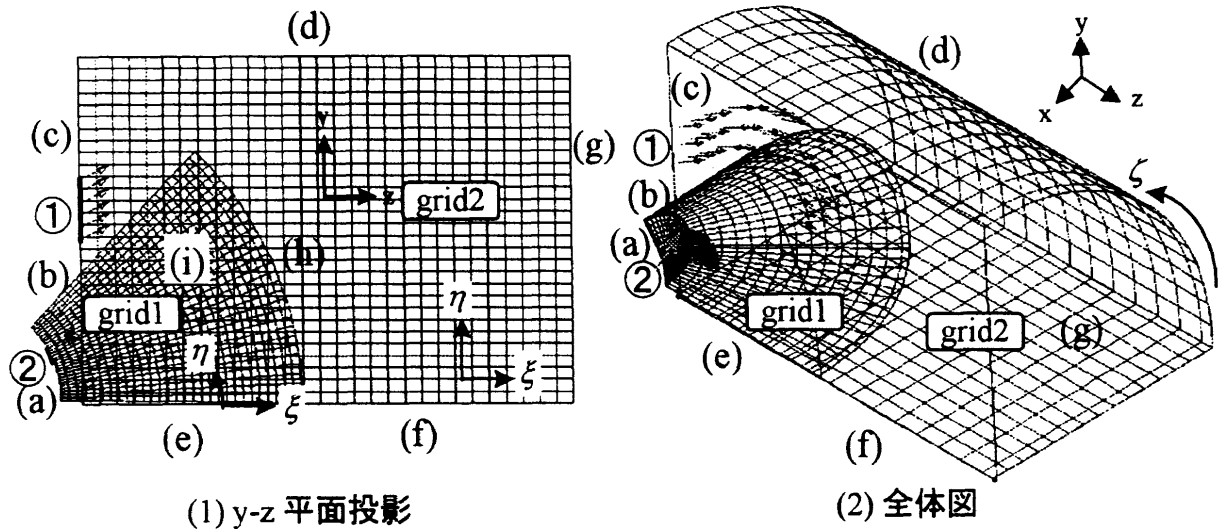


図3：計算格子系と流入境界位置

響を表す質量輸送係数  $B_j$  により補正されている。エネルギーの時間変化についても同様に以下のように表される。

$$\begin{aligned} \frac{\partial e_g}{\partial t} &= \sum_{j=1}^{n_i} \left\{ \dot{m}_{v_{(i),j}} \left( h_{i(j)} - R_{i(j)} T + \frac{1}{2} \mathbf{u}^2 \right) - c_{i,j} A_{i,j} B_{g,j} \right\} \\ \frac{\partial e_{l,j}}{\partial t} &= -\dot{m}_{v_{(i),j}} \left( h_{l,j} + \frac{1}{2} \mathbf{u}_{l,j}^2 \right) + c_{l,j} A_{l,j} B_{l,j} \\ B_g &= \sum_{j=1}^{n_i} \left\{ \frac{(C_p - R) N u_j (T_S - T_{l,j})}{3 C_{D,j} Pr} + \mathbf{u} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{l,j}) \right\} \\ B_{l,j} &= \frac{C_p N u_j (T_S - T_{l,j})}{3 C_{D,j} Pr} + \mathbf{u}_{l,j} \cdot (\mathbf{u} - \mathbf{u}_{l,j}) \end{aligned} \quad (23)$$

上式に含まれるヌッセルト数  $Nu_j$  には Carlson & Hoglund の式 [8] を用いた。また  $T_S$  は液滴の表面温度で、後述のように蒸発の条件から求められる。

## 2.5 蒸発及び燃焼モデル

本研究では液滴の蒸発に対して、簡単なモデルとして一般に用いられている準定常蒸発モデルを用いる [9]。このモデルでは、液滴表面において燃料蒸気が飽和状態にあると仮定し、

$$\frac{C_p(T_\infty)(T_\infty - T_{Sj})}{L} = \frac{Y_{f\infty} - Y_{fsj}}{Y_{fsj} - 1} \quad (24)$$

の関係から、液滴表面温度  $T_S$  を求める。ここで  $Y_{f\infty}$ ,  $Y_{fsj}$  はそれぞれ、液滴を含む気相燃料の質量分率及び液滴表面での気相燃料濃度であり、 $Y_{fsj}$  は Clausius-Clapeyron の蒸気圧方程式より次の様に求められる。

$$Y_{fsj} = \frac{1}{p_s} \frac{W_f}{W} \exp \left\{ \frac{L}{R} \left( \frac{1}{T_{Boil}} - \frac{1}{T_{Sj}} \right) \right\} \quad (25)$$

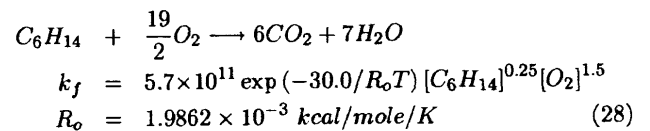
こうして得られた  $T_S$  から質量輸送係数  $B_j$  が以下の式で与えられる。

$$B_j = \left\{ C_p(T_\infty)(T_\infty - T_{Sj}) \right\} / L \quad (26)$$

蒸発は気相から液相への、運動量とエネルギーの輸送を伴った質量流束と考えられ、上記のモデルに基づいて、 $j$  グループの液滴が蒸発したときに生じる  $i_{(j)}$  種の気体の質量流量  $\dot{m}_{v_{(i),j}}$  は次に様に表される。

$$\dot{m}_{v_{(i),j}} = \frac{4\pi r_{l,j} \kappa}{C_p} \cdot N_{l,j} \cdot \ln(1 + B_j) \cdot \left( 1 + 0.276 R_e^{1/2} P_r^{1/3} \right) \quad (27)$$

また今回の解析では反応機構として、簡略化のため以下の1段階反応式を用いており、前進反応速度定数  $k_f$  は以下のように Arrhenius 型で与えられる [10]。



## 2.6 数値解析法

今回は典型的な燃焼器形態をモデル化した流れ場を計算対象としており、図3に計算格子系と計算境界名を示す。本研究では円筒形燃焼器の1/4の部分を計算対象としており、流入境界①(Main)と②(Pilot)の2箇所から液体燃焼を噴出する方式を採用している。流入境界②の周辺で噴出方向に計算格子を細かくするために、2つの格子系 grid 1, grid 2 で構成しており、それぞれの格子点数は PE1 台分のメモリの制約から、 $30 \times 30 \times 36$  点とした。

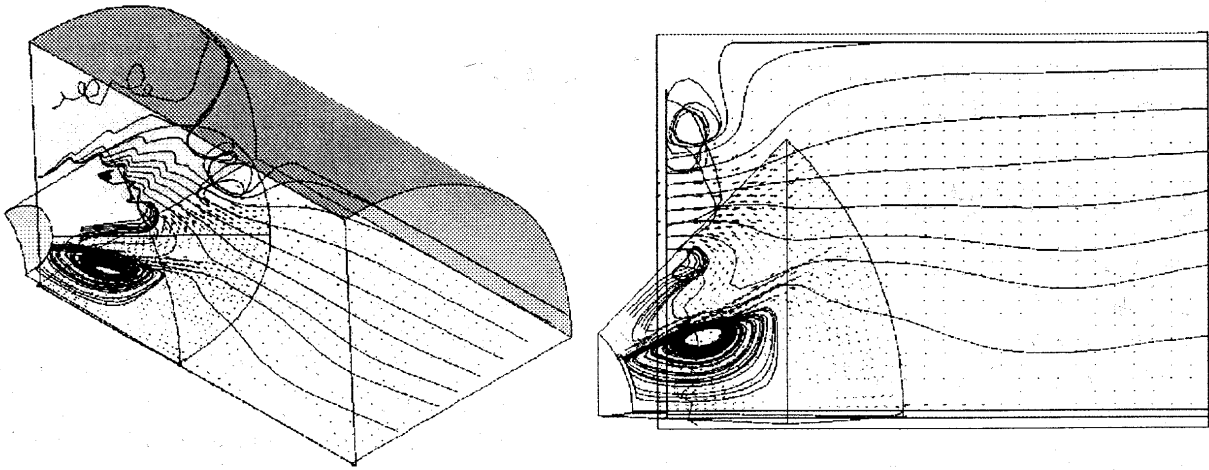
また前述のように液相には初期粒径分布が取り入れられており、分布形状としては様々なものが考えられるがここでは以下の関数を用いた。

$$N_{l,j_0}(r_{l,j_0}) = c r_{l,j_0}^\beta \exp \left( -\frac{\beta}{2r_{l,m}^2} r_{l,j_0}^2 \right) \quad (29)$$

ここで  $r_{l,m}$  は  $N_{l,j_0}$  の最大値に対応する  $r_{l,j_0}$  であり、これを中心として  $r_{l,j_0}$  を分布させる。また  $N$  は  $r_{l,m}$  や燃料の質量比等によって決まる定数であり、 $\beta$  は粒径分布の広がり制御するパラメータである。分布を決めるための基準となる液滴の平均粒径には Sauter Mean Diameter  $d_{SMD}$  を使い、今回は  $20\mu$  となるように図1のように粒径分布を5分割してそれぞれのグループの初期粒径  $r_{l,j_0}$  及び液滴の数密度  $N_{l,j_0}$  を決定し、流入条件として与えた。

流入空気は、流量  $36g/sec$ 、温度  $650K$  の条件で与え、この場合流入速度は約  $50m/sec$  となる。液体燃料は全体の空気流量に対する Main, Pilot から流入する燃料の当量比が共に  $0.3$  となるように流量を決定している。Main はスワール噴出口になっており、噴出角  $60$  度、スワール角  $45$  度で、Pilot は噴出角  $30$  度としている。

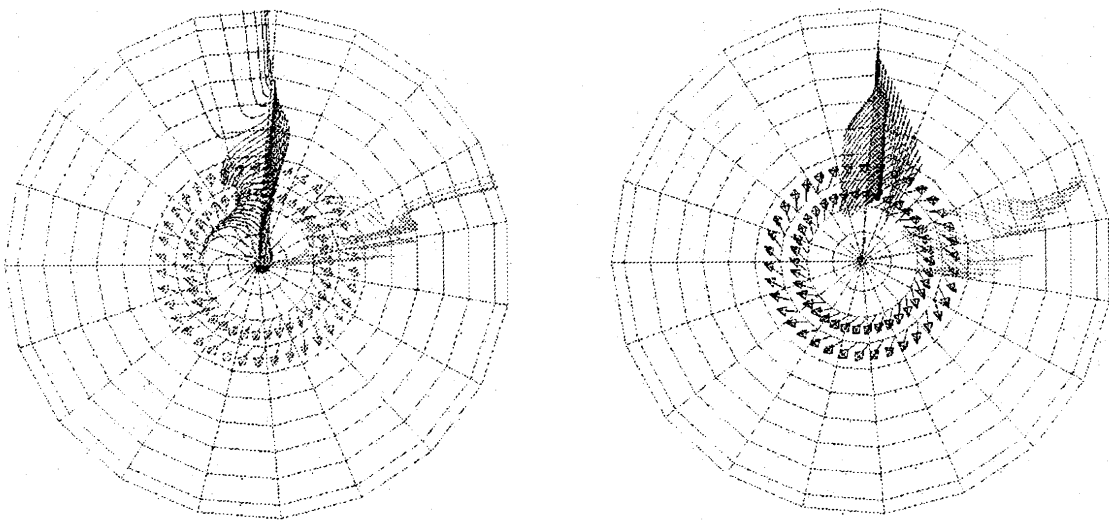
壁面境界 (a)~(d) での境界条件は断熱・滑り無し・非触媒性壁条件によって与え、対称境界 (e), (f) については中心



(1) 全景図

(2) y-z平面図

図4：気相速度ベクトルと流跡線図



(1) j=1

(2) j=5

図5：液相グループの流跡線図のx-y平面への投影図

軸に関する鏡面反射条件を、境界 (g) には流出境界条件を与えた。また grid 1 の境界 (h) の値は grid 2 から内挿し、grid 2 の grid 1 と重なっている部分 (i) は grid 1 から内挿した。grid 1,2 は不等間隔格子系であるので、図3に示したように物理座標系 x-y-z から計算座標系  $\xi-\eta-\zeta$  に物理量を変換した後に計算が行われる。

数値解析法としては差分法を用いるが、本研究のように蒸発・燃焼が含まれている気液二相流の問題を解く場合には気相と液相の間で激しい相互干渉が起こるため、物性値の変化を正確に捕えることが重要である。そのため両相の対流項の差分に対してはそれぞれを Explicit Harten-Yee Non-MUSCL Modified-flux type TVD-Upwind Scheme[11] を用いて解いており、数値流束を求めるために必要な格子境界での物性値一般化された Roe の平均から求めている。また粘性項の差分には陽的な中心差分を用い、それぞれの相において反応生成項・干渉項は陽的に付け加えている。

### 3 結果と考察

図4に  $\zeta=5$  の平面における気相の速度ベクトルと、その面から生じた流線の (1) 全景図と (2) y-z 平面への投影図を

示す。流跡線を見ると、流入境界②から噴出された燃料噴霧の内側に再循環領域が生じ、また外側では境界①からの旋回流との干渉により、周方向に複雑な流れが生じているのがわかる。再循環領域の発生などは著者らが2次元軸対称計算を行った場合にも観察されており [1]、3次元性を持たせた場合でも同様の現象が起きていると思われる。

また図5に  $j=1,5$  の液相グループの流跡線図の x-y 平面への投影図を示す。2つのグループでは粒子径が異なり、 $j=1$  が小粒径、 $j=5$  が大粒径粒子の軌跡を表しており、小粒径粒子は気相に追従した挙動をみせているが、大粒径粒子は初期噴出方向に飛来する傾向が強いことが判る。これらの現象も2次元の場合と共通している。

流れ場の様子を更に詳しく見るために、図6に (1) 気相と (2)  $j=1$  の液相の流跡線図の x-z 平面への投影図を示す。液相においては噴出口①からの燃料はスワール方向の流れにかなり巻き込まれて、燃焼器の円筒壁付近にも飛来しているのが見られるが、②からの燃料は液膜を形成するかのように噴出方向に進んでおり、その部分で気相の流れが分断され、それにより再循環領域が形成されているのが判る。

また、図7に  $j=1$  の液相の (1) 密度、(2) 気相への蒸発量の分布を示す。これらからも先に述べたような燃料噴霧の

広がり方が観察されるが、特に②からの液体燃料の蒸発は、主として噴出口付近で行われていることが判る。

#### 4 まとめと今後の展望

大型並列計算機 NWT を用いて、液体燃焼燃焼器を模擬した3次元流れ場の数値シミュレーションを行うための計算コードを開発し、モデルケースについて計算を行った。その結果、既に2次元計算からも予測されていた現象を含め、以下のことが観察された。

1. 液体噴霧の内部には再循環領域が生じ、外側では周辺の流れとの干渉により、複雑な流れ場が形成されている。
2. 粒径の小さな粒子は気相に追従しやすいが、粒径の大きな粒子は貫通力が大きく、気相の影響を受けにくい為、噴霧中での分布領域がそれぞれ異なる。
3. スワール方向の速度成分を持った3次元計算を行うと、周方向の粒子分布にも粒径の影響が強く現れる。

また本研究ではPEを4台使用する程度の比較的小規模な計算を行うに留まったが、更に大規模かつ詳細な計算に容易に適用することが出来るので、今回不十分であった燃焼現象の把握などを含め、本来の目的である燃焼器からの排気物の予測等を行っていく予定である。

#### 参考文献

- [1] 牧田 光正, 林 光一, 日本航空宇宙学会, Vol.498(1996),pp.390.
- [2] W. C. Gardiner, Jr : Combustion Chemistry, Springer-Verlag, pp.485.
- [3] Chapman, S. and Cowling, T. G. : The Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge University Press, London (1952).
- [4] Freziger, J.zH. and Kaper H. G. : Mathematical Theory of Transport Processes in Gases, North-Holland Publishing Company, Amsterdam-London (1972).
- [5] C. R. Wilke : A Viscosity Equation for Gas Mixtures, J. of Chemi. Phys., vol.18 (1950), pp.517.
- [6] 松田 実, 林 光一 : 固-気二相ノズル及びジェットの研究, 名古屋大学 航空学科 昭和63年度 修士論文 (1989).
- [7] Henderson, C. B. : Drag coefficients of spheres in continuum and rarefied flows, AIAA J., Vol.14 (1976), pp.707.
- [8] Carlson, D. J. and Hoglund, R. F. : Particle drag and heat transfer in rocket nozzles, AIAA J., Vol.2 (1964), pp.1980-1984.
- [9] Kenneth Kuan-yun Kuo : Principles of Combustion, A Wiley-Interscience Publication (1986).
- [10] W. Bartok : Fossil Fuel Combustion, A Wiley-interscience Pub.
- [11] H. C. Yee : Upwind and Symmetric Shock-Capturing Schemes, NASA Technical Memorandum 89464.

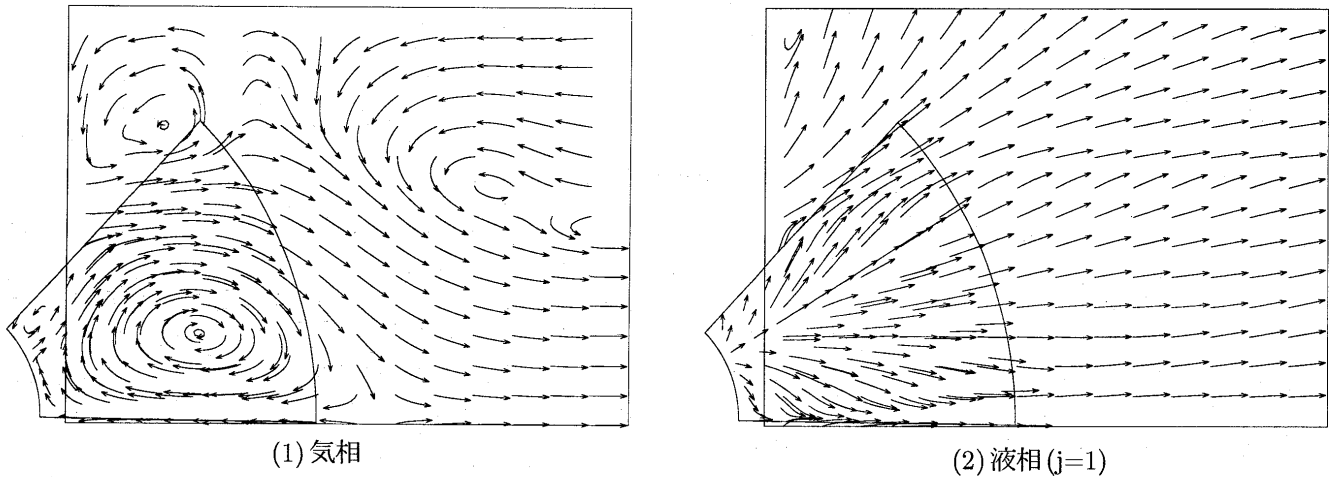


図6 : 気相と液相の流跡線図のx-z平面への投影図

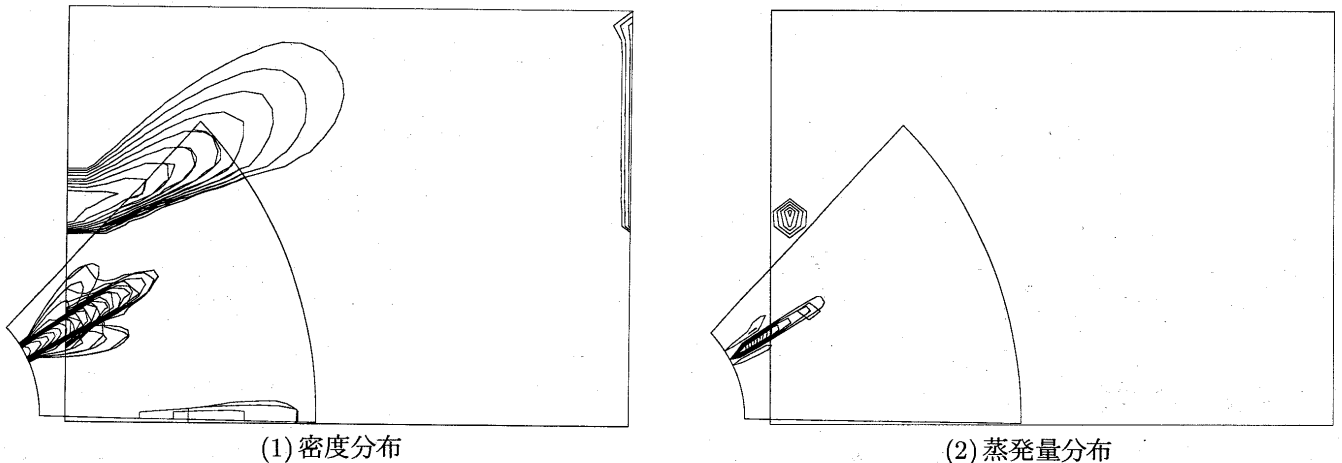


図7 : 液相 (j=1) の密度と蒸発量分布のx-z平面への投影図