プラズマ溶射に用いられる粒子を含む高温噴流の熱流動解析*

南 聖 源^{*1}, 大久保 雅 章^{*2}
西 山 秀 哉^{*3}, 神 山 新 一^{*3}

Numerical Analysis of Heat Transfer and Fluid Flow on High-Temperature Jet Including Particles in Plasma Spraying

Seong-Won NAM, Masaaki OKUBO,
Hideya NISHIYAMA and Shin-ichi KAMIYAMA

A numerical analysis is conducted on heat transfer and fluid flow of a high-temperature jet including particles in plasma spraying, which is utilized to produce heatresistant, anticorrosion and abrasion-resistant coatings. Finite heat conduction analysis is adopted to consider the internal temperature distribution in a particle and further, the forces induced by the relative motion are added to the Stokes drag term in the equation of particle motion. The comparison between Lagrangian and Eulerian approaches to the evolution of velocity and temperature of alumina particles is presented. The equation of particle motion is calculated using the 4th order Runge-Kutta method, as is the residence time of particles in each calculation cell of the flow field using the bisectional method which was developed by us. Particles of three different materials (Al_2O_3 , Ni, W) are considered and the coupling between two phases is examined on the basis of the momentum and energy exchange.

Key Words: Multi-phase Flow, Jet, Axisymmetric Flow, Heat Transfer, Numerical Analysis, Particles, Plasma Spraying

1. 結 言

固体の粒子または液滴を含む二相流はいろいろな産業分野で見受けられる。その例としてはエンジン内の噴射、粉体の空気輸送、ロケット推進、などが挙げられる。また、近年、産業の発達に伴って、高温、腐食、摩耗の環境でも耐えられる機能性皮膜で被覆された工業用材料の必要性が高まってきており、その創製プロセスの一つとしてプラズマ溶射法が用いられている。プラズマ溶射プロセスは固気二相流の典型的な例であり、装置の試作や実験および数値シミュレーションの研究が活発に行われている。皮膜材料として注入される微粒子の熱流動特性を明らかにすることはプラズマ溶射の効率を左右する重要な因子であるが、実験的に求めることは非常な困難を伴うので数値シミュレーションは必要不可欠である。流体相に対しては、希薄流のアプローチが必要な減圧状態ではないかぎり連続体としての解析が適用できる。一方、粒子相に関しては

オイラー法およびラグランジュ法での解析がそれぞれの長所をもっており、おのおの研究目的に応じて用いられている。一般的にラグランジュ法では相変化を伴う粒子の運動の計算が厳密に行えるという利点をもつ。また、この方法では混入される粒子が受ける流体の乱流特性の評価は平均流を用いた扱いと確率論的な扱いがあるが、後者がその特性をよく表している⁽¹⁾。また、粒子の体積分率が高くなった場合を対象に粒子同士の相互作用を考慮した解析も行われている⁽²⁾。さらに、粒子内の状態変化については粒子の直径が小さい場合、一般に、粒子内の温度は一樣として粒子を集中熱容量系として扱っているが、プラズマ溶射のように流動場の変化が激しく、粒子の熱伝導率が比較的低い場合には、その内部温度分布を考慮することは重要である。

したがって、本研究では粒子1個ずつの運動の追跡が可能なラグランジュ法によりその熱流動特性を解析し、既報⁽³⁾のオイラー法による結果との比較を行った。なお、粒子の内部温度分布の計算には熱伝導方程式を準定常近似で解く方法を用い、流体から受ける乱流特性の評価に確率論的な扱いを導入した。さらに流体との相対速度に起因するせん断力、回転揚力および時間履歴を表す Basset 力の項を含む運動方程式を用

* 原稿受付 平成4年11月17日。

^{*1} 正員、東北大学大学院。^{*2} 正員、東京工業大学原子炉工学研究所 (〒152 東京都目黒区大岡山 2-12-1) (東北大学流体科学研究所)。^{*3} 正員、東北大学流体科学研究所 (〒980 仙台市青葉区片平 2-1-1)。

いて速度および滞在時間の解析を行った。

おもな記号

C_D	: 抵抗係数
C_P	: 気体の定圧比熱
c_p	: 粒子の比熱
d_p	: 粒子直径 $= 2r_p$
F	: 相互作用力
F_g	: 重力
F_{rl}	: マグナス効果による力
F_{sl}	: サフマン力
k	: 熱伝導率
m	: 質量
P	: 圧力
Pr	: プラントル数
Q_L	: 潜熱
Re_p	: 粒子レイノルズ数
Re_w	: 回転レイノルズ数
RN	: 一様乱数 ($0 < RN < 1$)
R_o	: ノズル半径 ($= 6.35 \text{ mm}$)
r	: 半径方向座標 $= x_2$ および粒子の半径座標
S_R	: 放射損失
T	: 温度
t	: 時間
U	: 速度
u	: 変動速度
z	: 軸方向座標 $= x_1$
ξ	: 放射率
ε	: 散逸率
χ	: 乱れ運動エネルギー
μ	: 粘度
μ_{eff}	: 有効粘度 $= \mu + \mu_t$
μ_t	: 渦粘度
ν	: 動粘度
ρ	: 密度
σ_s	: ステファン・ボルツマン定数
ω	: 角速度

添 字

i	: 軸方向 ($= 1$), 半径方向 ($= 2$)
0	: 無次元化のための代表値
p	: 粒子
s	: 固-液界面
$-$	: 膜温度での値

2. 基礎式

図1はプラズマ溶射の概略図で破線内部は軸対称の

計算領域である。気体はアルゴンガス、粒子はアルミナ (Al_2O_3)、ニッケル (Ni)、タングステン (W) を想定し、常温での密度はおおの3740, 8900, 19250 kg/m^3 である。

アルゴンガスの流れを二次元定常流とした場合、その連続、運動方程式は次式により与えられる。

$$(\rho U_j)_{,j} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$(\rho U_j U_i)_{,j} = -P_{,i} + [\mu_{\text{eff}}(U_{i,j} + U_{j,i})]_{,j} - \frac{2}{3}(\mu_{\text{eff}} U_{j,j})_{,i} - F_i \quad \dots\dots\dots (2)$$

二相間の相互作用力は、着目しているコントロールボリュームでの粒子の通過前後の粒子の慣性力を基に評価する方法がある⁽⁴⁾。しかし、この方法では粒子が大きい場合、粒子の速度が終速度に達しても流体の速度とは差があり、このような場合には二相間の相互作用は依然存在するが通過前後の慣性力の差はないので相互作用力がうまく評価されないという欠点がある。一方、粒子の粘性抵抗のみ考慮する方法もあるが⁽⁵⁾、後述するように本計算では粒子の運動方程式において粘性抵抗以外に他の項も考慮しているのでこの方法にも無理がある。したがって、本研究では二相間の相互作用力を粒子群の運動量通過量の時間的変化により評価した次式で与える。

$$F_i = \frac{d \rho_p U_i - \sum_{k=1}^n \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_p U_{pi}^k}{dt} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 d_p 、 ρ_p 、 U_p 、 n 、 dv 、 dt は粒子の直径、密度、速度、含有粒子数、コントロールボリューム、時間刻みである。

種々の乱流現象の予測に用いられる実用的な乱流モデルのうち、幅広く使われているものとして χ - ε モデルが挙げられる。二相流に対しては第2相の存在によって乱流の構造が変化することが知られており、さまざまな改良 χ - ε モデルが提唱されている^{(6)~(8)}。しかしながら、固体粒子または液滴を含む二相流をラグランジュアプローチで扱う場合、数値計算で使われるものは少ないこともあって本研究では従来の χ - ε モデル

図1 プラズマ溶射の概略

を使うことにした⁽⁹⁾。

$$(\rho U_j \phi)_j = \left(\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\phi} \right) \phi_{,j} \right)_j + S$$

$$\begin{cases} S = G - \rho \varepsilon & \text{if } \phi = \chi, \\ S = c_1 \frac{\varepsilon}{\chi} G - c_2 \frac{\varepsilon^2}{\chi} \rho & \text{if } \phi = \varepsilon \end{cases} \dots\dots\dots (4)$$

$$G = \mu_t U_{k,i} (U_{k,i} + U_{l,k}) \dots\dots\dots (5)$$

$$\mu_t = c_\mu \rho \frac{\chi^2}{\varepsilon} \dots\dots\dots (6)$$

ここで、 μ_t は渦粘度であり、 χ - ε モデルでの定数は

$$c_1 = 1.44, \quad c_2 = 1.92, \quad c_\mu = 0.09,$$

$$\sigma_\kappa = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

とした。

流体のエネルギー保存則は次のように表せる。

$$(\rho U_j T)_{,j} = \left(\frac{k}{C_p} T_{,j} \right)_{,j} - \frac{S_R}{C_p} - F_T \dots\dots\dots (7)$$

ここで、 T は流体の温度、 S_R は放射損失で Evans らの実験データ⁽¹⁰⁾ から温度の関数として与えた。また、 F_T は相互作用項で式(3)で U_i 、 U_{pi} のかわりに T 、 T_p を用いて与えられる。

一方、静止流体での球形粒子の運動方程式は Basset-Boussinesq-Oseen によって導かれたが、流体との相対速度がある場合の式は Tchen によって拡張された⁽¹¹⁾。さらに、せん断流中で粒子が受ける Saffman 力、回転揚力(Magnus 力)の項を加えると粒子の運動方程式は以下ようになる。

$$m_p \frac{dU_{pi}}{dt} = 3\pi\mu d_p (U_i - U_{pi}) + m \frac{DU_i}{Dt}$$

$$+ F_{gi} + F_{ri} + F_{si} + \frac{1}{2} m \frac{d}{dt} (U_i - U_{pi})$$

$$+ \frac{3}{2} d_p^2 \sqrt{\pi\rho\mu} \int_{t_0}^t \frac{d}{dt'} (U_i - U_{pi}) \sqrt{t - t'} dt' \dots\dots\dots (8)$$

ここで、 $m = \frac{\pi}{6} \rho d_p^3$ であり

$$\frac{DU_i}{Dt} = U_{i,t} + U_j U_{i,j}, \quad \frac{dU_i}{dt} = U_{i,t} + U_{pj} U_{i,j}$$

$$\dots\dots\dots (9)$$

と定義する。式(8)の右辺の各項はそれぞれ Stokes 抵抗力、圧力こう配による力、重力、回転揚力、Saffman 力、付加質量に作用する慣性力および非定常運動をする粒子に働く Basset 力の項である。Stokes 抵抗力に対する各項の相対的オーダーは $A = r_p^2 / L_o \nu$ とするとおのおの $O(AU_o)$ 、 $O(AgLo\rho_p/U_o\rho)$ 、 $O(AL_o\omega_p)$ 、 $O(AU_o)^{0.5}$ 、 $O(AU_o)$ 、 $O(AU_o)^{0.5}$ で、したがって基板のごく近傍を除き F_{sl} 、 $F_{ri} \gg$ 圧力こう配による項、仮想付加質量項、 $F_g \approx$ 仮想付加質量項 ρ_p/ρ が成り立つことがわかる。なお、式(9)の第1式と第2式は $|U - U_p| \ll |U|$ の条件ではほとんど等価な

式となる。時間履歴を表す Basset 力の積分項は時間刻み dt が小さい仮定の下で次式の形で近似できる⁽¹²⁾。

$$\sum_{i=1}^n \left(\frac{dU_p}{dt} - U_p \frac{dU}{dx_1} \right) (\sqrt{t^n - t^{i-1}} - \sqrt{t^n - t^i})$$

$$\dots\dots\dots (10)$$

次式で与える速度こう配による Saffman 力は低粒子レイノルズ数に対して導かれたが、高レイノルズ数に対しても適用できることが確認された⁽¹³⁾。

$$F_{sl2} = 1.615 d_p^2 \sqrt{\rho\mu} \left| \frac{dU_1}{dx_2} \right| (U - U_p)_1 \dots\dots\dots (11)$$

回転揚力 F_{ri} は Rubinow-Keller によって解析されたもの⁽¹⁴⁾ を Matsumoto-Saito⁽¹⁵⁾ が実験を基に修正したが、彼らの実験における流速は本計算条件に比べてかなり小さいので Rubinow の式において相対速度および角速度を考慮し、次式により与える。

$$F_{rii} = \pi d_p^3 \rho \epsilon_{ijk} (\omega - \omega_p)_j (U - U_p)_k / 8 \dots\dots\dots (12)$$

ここで ϵ_{ijk} は交代記号である。

一方、粒子の角運動量保存式は広い範囲の粒子回転レイノルズ数に対して Dennis ら⁽¹⁶⁾ により以下に与えられた。

$$I \frac{d\omega_p}{dt} = -\frac{1}{2} \rho r_p^2 (\omega - \omega_p) |\omega - \omega_p|$$

$$\times \left(\frac{\alpha}{Re_w^{1/2}} + \frac{\beta}{Re_w} \right) \dots\dots\dots (13)$$

ここで、 I は粒子の慣性モーメント、 α, β は定数、 $Re_w = |\omega - \omega_p| r_p^2 \rho / \mu$ は回転レイノルズ数である。球形粒子に対する抵抗係数 C_D はレイノルズ数の範囲により次のように与えられる⁽¹⁷⁾。

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_p} \left(1 + \frac{1}{6} Re_p^{1/3} \right) & Re_p < 1000, \\ 0.44 & Re_p \geq 1000 \end{cases}$$

$$\dots\dots\dots (14)$$

$$Re_p = \frac{\rho d_p |\tilde{U}_i - U_{pi}|}{\mu} \dots\dots\dots (15)$$

$$\tilde{U}_i = U_i + u_i \dots\dots\dots (16)$$

粒子が気体から受ける乱流特性を評価するために u_i は次式のように平均二乗偏差 $(2/3)\chi$ の等方正規分布からランダムに抽出した⁽¹⁸⁾。

$$f(u_i) = \sqrt{\frac{3}{4\pi\chi}} e^{-3(u_i)^2/4\chi} \dots\dots\dots (17)$$

u_i は次式のサンプルから求められる。

$$u_1 = \sqrt{-\frac{4}{3}\chi(\ln RN) \cos(2\pi RN)} \left\{ \dots\dots\dots (18) \right.$$

$$u_2 = \sqrt{-\frac{4}{3}\chi(\ln RN) \sin(2\pi RN)} \left. \right\}$$

ここで、 RN は一様乱数で $(0 < RN < 1)$ の範囲の値をもつ。

流れ場に混入された粒子内の温度分布を決定する対流-熱伝導方程式は次のように与えられる。

$$\rho_p c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 k_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \right) \quad \dots\dots\dots (19)$$

$$k_p \frac{\partial T_p}{\partial r} = h(T_\infty - T_p) + \sigma_s \xi (T_p^4 - T_o^4) \quad \dots\dots\dots (20)$$

ここで、 r は粒子の半径座標であり、また、高温流での球の熱伝達率 h は膜温度 $\bar{T} = \frac{T + T_p}{2}$ での値 $\bar{h}$ 、 $\bar{\nu}$ で次式のように与えられる⁽¹⁹⁾。

$$h = \frac{\bar{h}}{d_p} (2 + 0.6 Re_p^{1/2} Pr^{1/3}) \left(\frac{\bar{\nu}}{\nu} \right)^{0.15} \quad \dots\dots\dots (21)$$

また、粒子の中心部と溶隔時の粒子内部の固-液界面 r_s での条件は次のようになる。

$$\frac{\partial T_p}{\partial r} (0, t) = 0 \quad \dots\dots\dots (22)$$

$$k_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r_s=r_s(t)-0} = k_p \frac{\partial T_p}{\partial r} \Big|_{r_s=r_s(t)+0} - Q_L \quad \dots\dots\dots (23)$$

ここで、 Q_L は粒子の潜熱を表す。図2はラグランジュ法での粒子の速度、温度および滞在時間を計算する流れ図でその手順は以下のようになる。

コントロールボリュームについて離散化する方法⁽²⁰⁾を用いて計算した流体相の U 、 T を入力データとして四次のルンゲ・クッタ解法の独立変数 t の上限値として任意に大きい値を設定する。このとき、上限値は粒子がコントロールボリュームを通過するのに要する時間より相当大きくとるべきであるが大きすぎると計算時間もそれに付れて長くなる。二分法の考えに

図2 計算の流れ図

基づいて t_1 までの粒子の移動距離がセルの幅と一致するまで t_1 を変更しながら計算する。ただし、 t_0 は零に固定されている。求められた速度は次の初期速度になり、時間 t_1 の間の粒子の温度上昇値を求めて正しい温度の判定を潜熱を用いて行う。これらの手順を粒子が基板に到達するまで各コントロールボリュームに対して実行する。

3. 結果および考察

計算は既報⁽³⁾の結果と比較するため、基板がノズルからノズル半径の15.748倍離れている場合を扱い、噴流軸上を移動する粒子のみについて行った。その他の条件は次のとおりである。ノズル出口速度 $U_o = 223.3$ m/s、出口温度 $T_o = 10\,000$ K、ノズルに流入するアルゴンガスの流量 786.6×10^{-6} m³/s、その流量に対する注入粒子の体積分率 10^{-5} 。図3、4はそれぞれアルミナ粒子(直径15, 30 μ m)の噴流軸上での粒子速度

図3 軸上の速度変化の両アプローチの比較
(ラグランジュ法：—，オイラー法：- - -)

図4 温度変化の両アプローチの比較
(ラグランジュ法：—，オイラー法：- - -)

と粒子内平均温度の変化を既報のオイラー法の結果と比較して示したものである。縦および横軸の値はノズル出口の流体の速度 U_0 、温度 T_0 およびノズルの半径 R_0 でおのおの無次元化して示している。両解析法は定性的および定量的にもよく一致している。図3によると粒子径が小さい場合、ノズル出口の近傍で粒子は急速に加速されるが慣性力が小さく、流体の速度の変化の影響を受けやすいため基板近傍の低流速領域では急激にその速度が減少する。速度変化の細かい揺らぎは式(16)の変動速度 u_i によるもので小さい粒子ほど流体の乱流特性に追従しやすいため、その値が大きくなっている。一方、大きい粒子はある程度まで加速された後、終速度に達して基板に到達する。また図4においてオイラー法では、粒子の初期温度 293 K 粒径が $15\ \mu\text{m}$ の場合に、粒子の隔点すなわち相変化点において曲線が横軸と平行となるが、これは粒子内部の温度を一様と仮定して計算したことによるもので、内部の温度分布を考慮し、粒子内の平均温度を表示した本計算結果においてはこのような部分は見られない。なお、粒子の運動に及ぼす Saffman 力、Basset 力および Magnus 力による作用はオーダ評価からもわかるように Stokes 抵抗抗に比べてかなり小さいが、本研究のような詳細な粒子の熱流動特性を求める場合には考慮するべきものと考えられる。

図5、6は粒径が $10\ \mu\text{m}$ と $50\ \mu\text{m}$ の場合についてノズル出口における粒子の注入速度を変化させた場合の

軸上での粒子およびガスの軸方向速度の変化を示したものである。図5より、 $10\ \mu\text{m}$ の小さい粒子は注入速度および材質によらずほぼ同じ速度で基板に到達するが、図6より、密度が大きいタングステン粒径 $50\ \mu\text{m}$ の大きい粒子の場合は注入速度によって到達時の速度にかなりの差が生じることがわかる。すなわち $50\ \mu\text{m}$ の場合、注入速度が零のときの粒子がもつ慣性力はおもに流体によって加速されることによるもので、材質間の密度差によってその大小が生じる。また、注入速度が $0.5U_0$ の場合には粒子はもともと相当大きな慣性力をもっており、ほとんどその大きさを保ったまま基板に到達する。

図7はアルミナ粒子の内部温度分布の計算結果である。ここで T_c は粒子中心の温度である。図7からわかるように粒子の直径が小さい場合でもアルミナの比較的低い熱伝導率、短い滞在時間のために表面と中心との温度差は 60 K 程度とかなり大きい。粒径 $10\ \mu\text{m}$ の場合、 $z=10$ 、 $z=15$ の位置では粒子が溶融状態にあるのでその温度差はただ表面だけにある。

粒径 $10\ \mu\text{m}$ の Al_2O_3 、Ni、W 各粒子内部の平均温度の変化の計算結果を図8に表す。ここで Al_2O_3 、Ni、W を略号 A、N、W で表し、B.P および M.P はそれぞれ沸点、隔点を表す。ノズル出口近傍では粒子と周囲の気流間の相対速度が大きく、粒子レイノルズ数が大きいため式(21)からわかるように熱伝達率も増大する。そのため、大部分の温度上昇はノズル出口近傍で

図5 粒子注入速度による粒子速度変化($10\ \mu\text{m}$)

図6 粒子注入速度による粒子速度変化($50\ \mu\text{m}$)

図 7 粒子の内部温度分布

図 8 粒子の平均温度分布 (AL₂O₃, Ni, W)

起こる。

図 9 は基板との距離 100 mm の場合の粒子の材質および注入速度を変えた場合の混入粒子の気体中の無次元表示の滞在時間を示したものである。図 9 から、注入速度が零の場合、粒子の直径が大きくなる程粒子の滞在時間が長くなる。また、粒子の種類による格差も粒径にほぼ比例して広がるが入口から大きい慣性力をもっている初期速度 $0.5U_o$ の場合は粒子の種類による差は小さい。これは流体より密度が何倍も大きい粒子が一度大きな慣性力をもつと外部からの要因は粒子の運動にほとんど影響を及ぼさなくなることを意味している。

4. 結 論

プラズマ溶射に用いられる粒子を含む高温噴流の熱流動解析を粒子相にラグランジュ法を適用して行った。得られたおもな結果をまとめると以下のようなになる。

(1) 粒子の軸方向速度と平均温度に関してオイラー法とラグランジュ法の比較による解析結果は定性的

図 9 粒子の滞在時間

および定量的によく一致している。

(2) 粒子径が小さい場合、ノズル出口の近傍で粒子は急速に加速されるが、流体の速度の変化の影響を受けやすいため、粒子は基板近傍の低流速域で急速に減速する。大きい粒子はある程度まで加速された後、終速度に達して基板に到達する。

(3) 小さい粒子は注入速度およびその材質の密度によらずほぼ同じ速度で基板に到達するが、密度、粒径が大きい粒子の場合は注入速度によって到達時の速度にかなりの差が生じる。

(4) 粒子の直径が小さい場合でも低い熱伝導率、短い滞在時間のために粒子の表面と中心との温度差はかなり大きい。また、大部分の温度上昇はノズルの出口近傍で生じる。

(5) プラズマ溶射の効率を左右する粒子の滞在時間に関する粒子の材質、注入速度および粒径による変化を明らかにした。

文 献

- (1) Shuen, J. S., ほか 3 名, *AIAA J.*, **23**(1985), 396.
- (2) 田中・ほか 2 名, 機論, **56**-531, B(1990), 3210.
- (3) 西山・ほか 3 名, 機論, **58**-547, B(1992), 736.
- (4) Crowe, C. T., ほか 2 名, *Trans. ASME, J. Fluid Eng.*, **99**(1977), 325.
- (5) Chen, C. P. and Wood, P. E., *Can. J. Chem. Eng.*, **63**(1985), 349.
- (6) Elghobashi, S. E. and Abou-Arab, T. W., *Phys. Fluids*, **26**(1983), 931.
- (7) Rizk, M. A. and Elghobashi, S. E., *Phys. Fluids*, **28**(1985), 806.
- (8) Melville, W. K. and Bray, K. N. C., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **22**(1979), 279.
- (9) Launder, B. E. and Spalding, D. B., *Comput. Methods Appl. Meth. Eng.*, **3**(1974), 269.
- (10) Evans, D. L. and Tankin, R. S., *Phys. Fluids*, **10**(1967), 1137.
- (11) Hinze, J. O., *Turbulence*, 2nd ed., (1975), 460, McGraw-

- Hill.
- (12) Lucien, M. B., ほか2名, *Proc. ASCE J. Hyd. Div.*, (1964), 149.
  - (13) Saffman, P. G., *J. Fluid Mech.*, **22**(1965), 385.
  - (14) Rubinow, S. I. and Keller, J. B., *J. Fluid Mech.*, **11** (1963), 447.
  - (15) Matsumoto, S. and Saito, S., *J. Chem. Eng. Jpn.*, **31** (1970), 83.
  - (16) Dennis, S. C. R., ほか2名, *J. Fluid Mech.*, **101** (1980), 257.
  - (17) Gosman, A. D. and Ioannides, E., *AIAA Paper*, 81-0323(1981).
  - (18) Nam, S. W., ほか3名, *Proc. 2nd JSME-KSME Thermal Eng. Conf.*, **3**(1992), 267.
  - (19) Yoshida, T. and Akashi, K., *J. Appl. Phys.*, **48**(1977), 2252.
  - (20) Patankar, S. V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, (1980), 126, McGraw-Hill.
-