

固-気二相流の数値解析

石井隆次* 梅田吉邦* 由比政年*

Numerical Analysis of Gas-Particle Two-phase Flows

by

Ryuji ISHII, Yoshikuni UMEDA,
and Masatoshi UHI

Department of Aeronautics, Kyoto University

ABSTRACT

A numerical analysis of axisymmetric gas-particle two phase flows is described. Under-expanded supersonic free-jet flows and supersonic flows around a truncated cylinder of gas-particle mixtures are solved numerically on super computer Fujitsu VP-200. Although the gas phase is treated as a continuum medium, the particle phase is done partly as a discrete one. The particle cloud is divided into a large number of small ring clouds. In each cloud, the particles are approximated to have nearly the same velocity and temperature. The particle flowfield is obtained by following these individual ring clouds separately in the whole computational domain. In estimating the time rates of momentum and heat transfers from the particle phase to the gas one, the contributions from these ring clouds are averaged over some volume whose characteristic length is sufficiently small compared with the characteristic length of the flowfield but sufficiently large compared with that of the ring clouds. The numerical results have shown that the flow characteristics of the gas-particle mixtures are very much different from those of the dust-free gas.

1. はじめに

固-気混相流の解析では、しばしば二流体モデルが用いられる。このモデルでは気体相および粒子相はそれぞれ別々の媒質として取扱い、両媒質は運動量とエネルギーを粘性と熱伝導により粒子表面を通してやり取りする。

気体相の場合はクヌッセン数が十分に小さいときに連続体として考えることができる。一方粒子相については平均粒子間距離が流れ場の代表長さ比べ

て十分に小さいときに連続体として考えることができる。

Crowe¹⁾に従えば、固-気混合体は粒子の運動に及ぼす粒子間衝突の重要性の度合いにより大きざっぱに分類できる。この場合の分類の尺度になるのはストークス数 Γ である。いま気体に対して Δu_p の速度を持つ一つの粒子を考える。この粒子は気体と共に移動する座標系に対して静止する迄に $\Delta u_p \tau_p$ の距離だけ進む。ここに τ_p はその粒子の速度の緩和時間である。粒子-粒子衝突の平均自由行程を λ_p として、ストークス数を $\Gamma = \Delta u_p \tau_p / \lambda_p$ と定義するとき、もしこの Γ が十分小さい場合は Dilute Suspension,

* 京都大学工学部航空工学科

反対に十分大きい場合は Dense Suspension と呼ぶ。このような分類にしたがうと Γ は気体相の分類に於けるクヌッセン数と完全な類似性を持つことがわかる。そして Dilute Suspension は希薄気体にまた Dense Suspension は連続気体に対応している。

しかしながら現実的には気体分子に対してはるかに大きな質量を持つ粒子が気体分子のような熱運動 (Random Motion) をするという事はほとんど考えられない。この事は例えば単一径の球形粒子からなる粒子群を考えてみれば明らかである。気体中にある一つの粒子がそのごく近傍にある他の粒子と全く異なった速度を持つことは、特殊な外力でも存在しない限り起こり得ない。

これらの事情から粒子相については平均粒子間距離 l_p と流れ場の代表長さ L との比 l_p/L を尺度にして粒子相を分類する方が实际的であろう。

本研究では一様な径の球状粒子からなり、 $l_p/L \ll 1$ の条件が満足されているような粒子相を考える。しかも粒子密度 ρ_p と気体の密度 ρ との比 $\nu = \rho_p/\rho$ が1のオーダーであるとする。通常、固体あるいは液体の粒子の物質密度 ρ_{mp} は気体の密度 ρ に比べて 10^3 程度大きく、 $\nu = O(1)$ では粒子の占めるたいせき (Volume Fraction) は無視できる。このことは粒子相については粒子間衝突が無視できることを意味している。ここでは気体については粒子との干渉を除いて完全気体とする。

連続体の気体力学では、圧力、密度及び温度が基本的な熱力学変数となる。しかし上の条件の下では粒子相においては“圧力”は存在しない。従って気体中では情報は全ての方向に伝搬し得る圧力波として伝えられるが、粒子相についてはそのようなものはなく、全ての情報は粒子経路に沿って伝えられる。

粒子相の流れのもう一つの特徴は、粒子のもつ (気体分子に比べてはるかに) 大きな質量 (慣性) によりもたらされる。一般に粒子の流線あるいは粒子経路は気体のそれらとは一致しない。特に流れが非定常のとき、粒子群の分裂、合体が容易に起こり得る。このことは一般的に粒子相については完全な連続体と考えることができないことを示唆している。

以上のことから、粒子相については粒子相全体を小さな粒子雲の集合と考える。各粒子雲の占める体

積のディメンジョンは流れの最小スケール ΔL に比べて十分に小さく取る。各粒子雲の内部では粒子は近似的に同一の速度と温度を持つ。しかしそれぞれの粒子雲は互いに独立に気体の流れ場の中を移動できるものとする。このような仮定の下では粒子相の流れ場は、分割された全ての粒子雲の中心にある代表粒子の位置と挙動を時間的に追跡することにより決定できる。

粒子相が気体相に及ぼす影響については粒子の物理量について適当な空間平均を考えて求める。数値解析上は流れの最小スケール ΔL はメッシュ・サイズであるから、考えている点を中心として ΔL^2 (2次元の場合) 内に中心を持つ全ての粒子雲からの寄与を求め、それを ΔL^2 で割ることにより評価される。

2. 数値解法

本研究では気体相については PLM²⁾、粒子相については特性曲線法³⁾を適用し、時間依存法で解析した。気体及び粒子の状態ベクトルを U^n , U_p^n とする。ここに n は時間ステップをあらわす。まず U^n 及び U_p^n を用いて気体相の式を解き U^{n+1*} を決定する。次に $(U^{n+1*} + U^n)/2$ と U_p^n から特性曲線法で U_p^{n+1*} を求め、さらに U^n と $(U_p^n + U_p^{n+1*})/2$ を用いて気体相の式をとき U^{n+1} を決定する。最後に $(U^n + U^{n+1})/2$ と U_p^n から U_p^{n+1} が求められる。従って1時間ステップを進めるのに気体相、粒子相の式をそれぞれ二回ずつ解くことになる。

3. 計算結果

流れは軸対称とし、流れ方向に x -軸、それと直角方向に y -軸を取る。計算に用いられた気体及び粒子の物理量は表1に示されている。

表1 気体及び粒子の物理量

気体 (Air)	粒子 (Al_2O_3)
$\gamma = 1.4$	$\rho_{mp} = 4.0 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$
$C_{pg} = 1005 \text{ J/kgK}$	$C_{pp} = 1686 \text{ J/kgK}$
$\mu = 1.79 \times 10^{-5} \text{ kg/ms}$ (for $T = 288 \text{ K}$)	
$\delta = 0.5$	
$P_r = 0.75$	

3.1 自由噴流

図1に圧力比20の場合の流れ場が示されている。図中の a, b, c は dust-free ジェットで, d, e, f が dusty ジェットである。これらの比較から二相流ジ

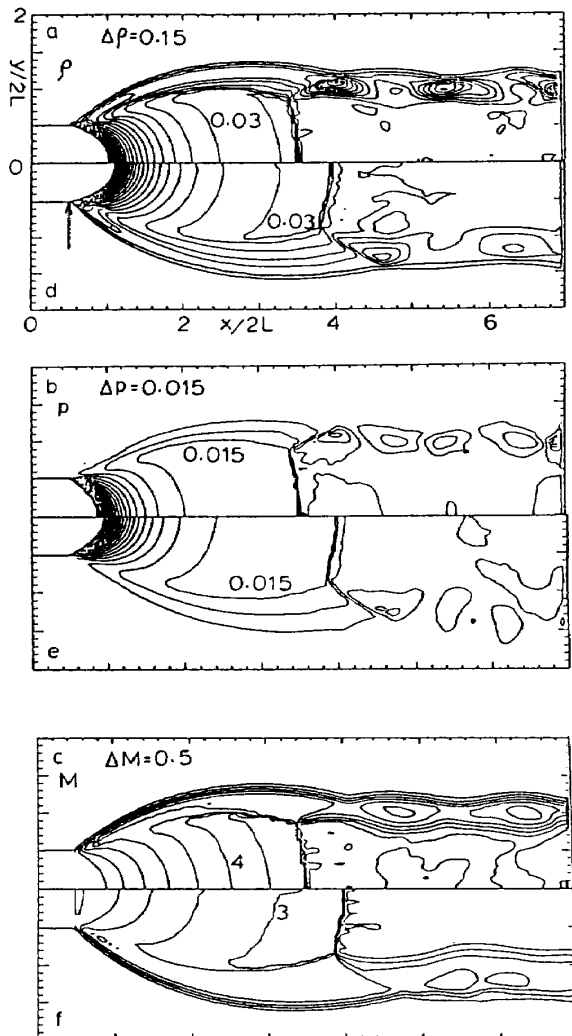


図1 静止気体中に噴出するジェット： $P_0/P_\infty=20$, $M_j=1$, $M_\infty=0$, a, b, c ; dust-free jet, d, e, f ; dusty jet, $P_0=5 \text{ atm}$, $T_0=T_\infty=290 \text{ K}$, $L=5 \text{ cm}$, $\nu_j=0.3$, $r_p=1.0 \mu\text{m}$

ェットのいくつかの特徴が明らかになる。第一に dusty ジェットではジェットの幅が大きくなる。第二にマッハディスクの位置が下流方向に移動する。第三にマッハディスク前方の膨張領域での流れのマッハ数の増加が抑えられ, その結果バレルショック及びマッハディスク・ショックが弱くなる。

図2に図1に示された二相流ジェット中の粒子相の挙動が示されている。最も大きな特徴としてはジェット境界の近傍への粒子の集中が顕著なことであり, 次にマッハディスク後方で粒子の流脈線が非常に乱れていることである。後者の流脈線の乱れは粒子の流れがマッハディスクの高周波の振動に追従出来ないために起こると考えられる。

3.2 逆推進ジェット

マッハ数2の様な流れに対してマッハ数1で逆向きに噴出する逆推進ジェットの流れ場が図3に示されている。図1の場合と同様, a, b, c は dust-free ジェットで d, e, f が dusty ジェットである。この場合にも粒子の存在によりマッハディスクやその前方の流れ場の受ける影響は自由噴流の場合とほとんど同じである。しかしジェット気体と主流の気体とが接する接触面の不安定性は自由噴流の場合よりもはるかに大きくなっている。

図4には逆推進ジェット内の粒子の流れが示されている。ノズルから噴出した粒子はマッハディスク迄はなめらかに加速されているが, マッハディスク通過後は接触面近傍の気体の乱れにより非常に複雑な経路を辿る。

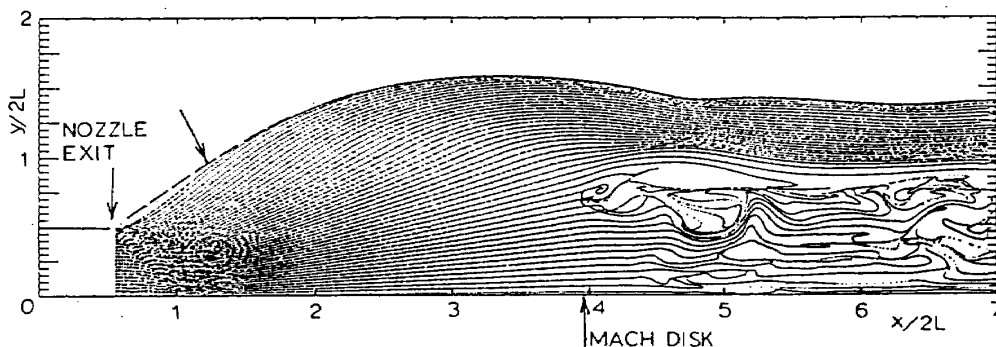


図2 図1のジェット中の粒子の流れ

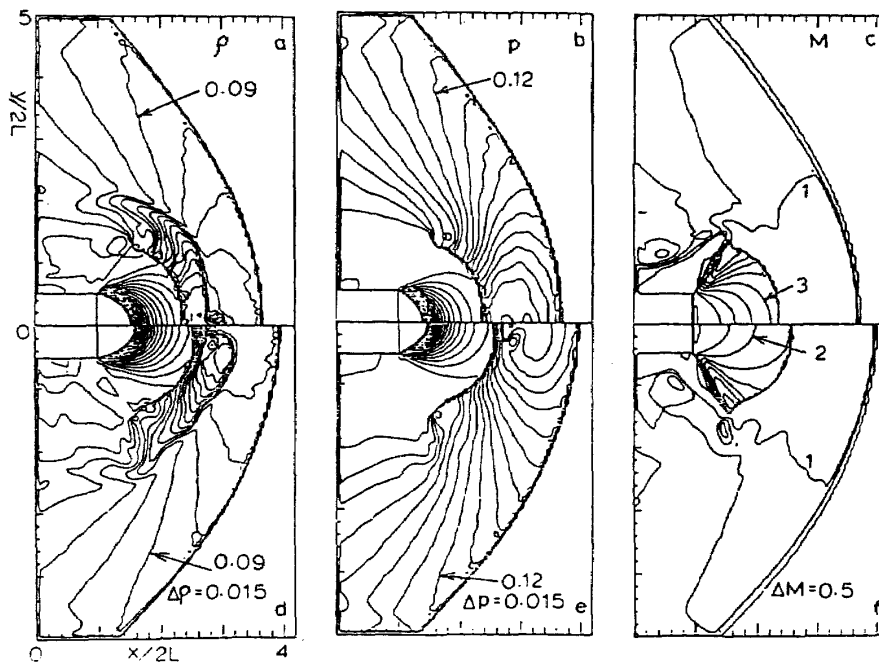


図3 逆推進ジェット： $P_0/P_\infty=20$, $M_j=1$, $M_\infty=2$, a, b, c ; dust-free jet, d, e, f ; dusty jet, $P_0=5\text{atm}$, $T_0=T_\infty=290\text{K}$, $L=5\text{cm}$, $\nu_j=0.3$, $\tau_p=1.0\ \mu\text{m}$

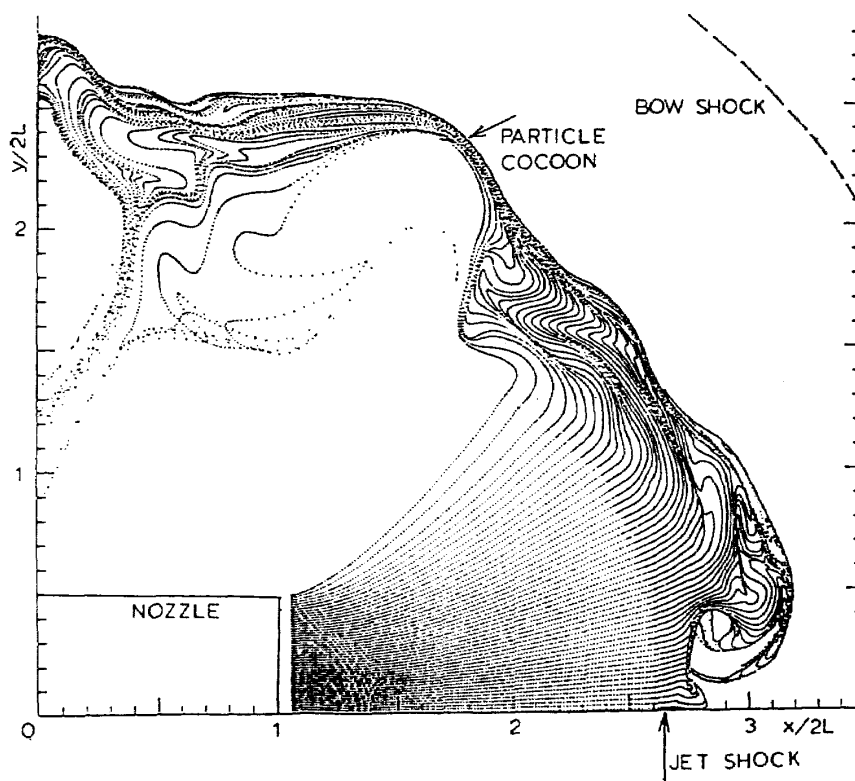


図4 逆推進ジェット中の粒子の流れ

3.3 鈍頭物体回りの超音速流

図5に truncated cylinder 回りの超音速流の結果が示されている。一様流のマッハ数は2である。バウ衝撃波の形状は dust-free の場合も dusty の場合

もほとんど変わらないが、衝撃波層の厚さが粒子の存在により薄くなるのがわかる。自由噴流や逆推進ジェットの場合とは逆に衝撃波層内のマッハ数分布はあまり大きな変化は受けていない。しかし気体

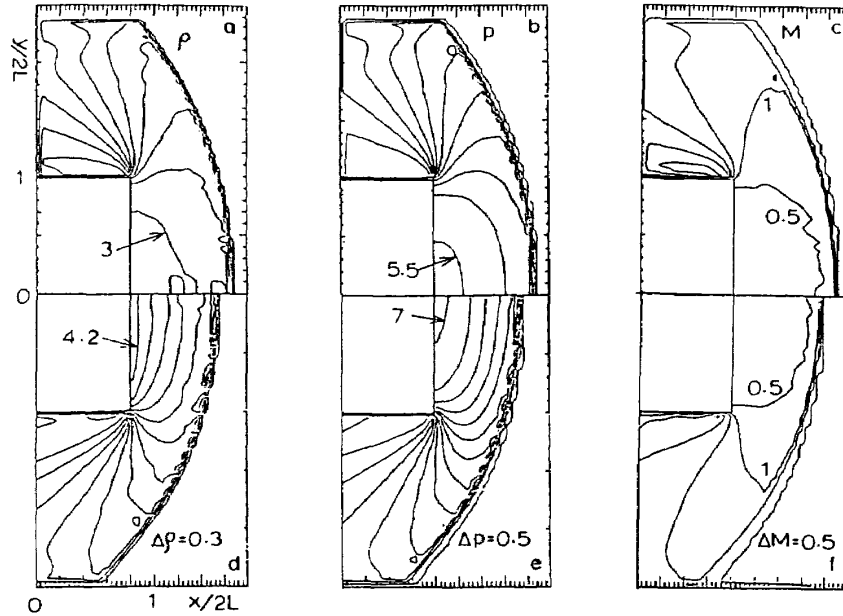


図5 鈍頭物体回りの超音速流： $M_\infty=2$, a, b, c ; dust-free, d, e, f ; dusty, $P_\infty=0.5\text{atm}$, $T_\infty=290\text{K}$, $L=5\text{cm}$, $\nu_j=0.3$, $\tau_p=2\mu\text{m}$

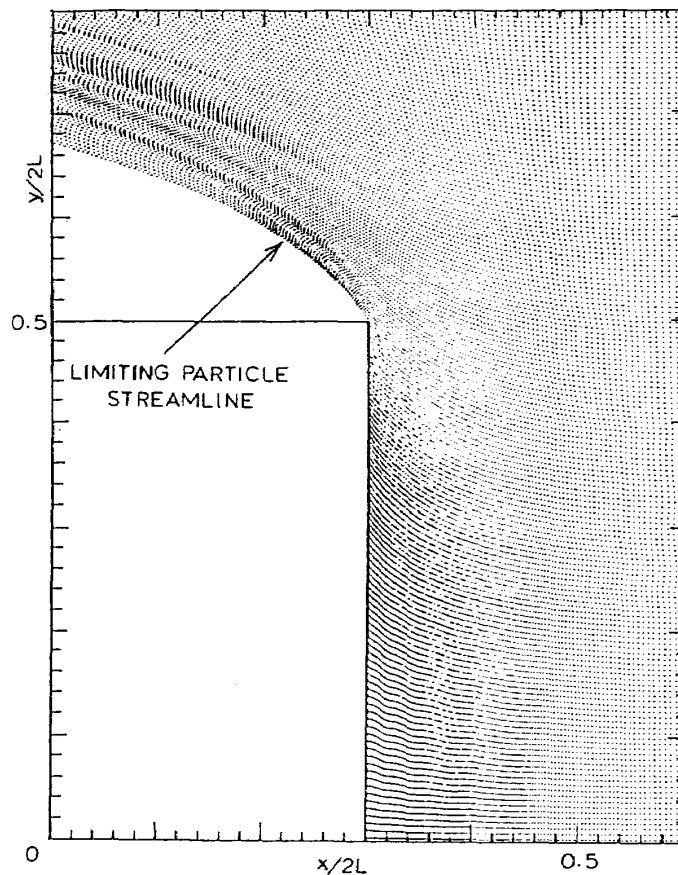


図6 鈍頭物体回りの超音速流中の粒子の流れ

の密度や圧力の絶対値は二相流のほうがはるかに大きくなっている。

図5の流れ場中の挙動を示したのが図6である。物体前面にかなりの粒子の集中が見られ、又物体の角のすぐ下流に粒子の存在しない領域が現れていることがわかる。

4. 結 論

今回の計算で得られた最も重要な結論は少なくとも非定常性を有する流れの解析では、一般に粒子相は完全な連続体としては取り扱えないことが明らかになった。又例えば逆推進ジェットの場合のように、

粒子の存在が接触面などの不安定性を増加させる場合もあることは興味深いことである。

なお、本研究は昭和62年度文部省科学研究費補助(重点領域研究62613506)により行われたものである。

参 考 文 献

- 1) Crowe, C.T., J. Fluids Eng. 99, 325, 1982.
- 2) Collella, P. & Glaz, H.M., LBL-15776, 1983.
- 3) Zucrow, M.J. & Hoffman, J.P., Gas Dynamics 2, 269, Wiley, 1977.