

衝撃波による乱流剪断流混合促進(二次元と三次元)

小幡茂男

Shock Enhanced Mixing in Turbulent Shear Flow (Comparison of 2-D and 3-D)

by

Shigeo Obata

ABSTRACT

In the former report the effect of Baroclinic Torque, which is produced by a combination of pressure discontinuity by normal shock wave passing and density gradient through a 2-D turbulent shear flow, is confirmed to induce vortical structure beside a jet center line and to achieve a fine character of mixing enhancement for only helium jet case. In this paper a 3-D configuration is adopted as next step. Both a governing equation system, which is constructed by N-S equation and chemical species diffusion equations with two-equation ($q-\omega$) type turbulent model, and a differential calculation technique, which gathers upwind TVD formulation and LU-ADI approximate factorization, are employed for a comparison of mixing enhancement performances among three chemical kinds of jet (air, carbon dioxide, helium). Since the 3-D jet inlet turbulent properties, which are same values as the 2-D simulation, increase mixing rate within the conical shear layer having larger interaction section between jet and ambient air than that of the planer case, the shear layer takes barrel shape and the gradient of density becomes blunt for all jet cases. Then, the Baroclinic Torque is weakened, the distinctive vortical structure is not appeared after normal shock wave passing and only poor mixing enhancement is obtained. An improvement of turbulent properties at inlet of jet is strongly required.

1)はじめに

スクラムジェットエンジン用の超音速燃焼を実現するために必要不可欠となるのは、噴射燃料と空気との速やかで効率の良い混合の達成であり、それにより確実な着火と安定した保炎を確保することが可能となる。燃料の噴射に関する様々なパラメータを操作することにより、これを実現しようとする多くの研究が行われてきた結果、噴射圧力・温度や噴射孔形状を調整するだけでなく、噴射を受ける主流空気の状態なども組み合わせた全体の最適化を図ることにより、理想的な混合場を形成して燃焼へとつなげることの出来るシステム像に現実味を与えることが出来つつある。また、衝撃波や渦、剪断層、境界層といった空気力学的要素同士の干渉に基づく混合促進機構の解明に対する取り組みも盛んである^{1,2,3}。本研究では前報に引き続き、衝撃波の圧力勾配と剪断層の密度勾配を組み合わせることで発生するBaroclinic Torqueを利用した混合促進効果を数値計算を用いて解析することを目的とした。前報では二次元的な流れ形状における混合促進に、密度勾配の向きが大きく影響することを示した⁴が、今回は実際の適用形態に近づけて三次元での数値解析を試みた結果を報告する。

対象としたのは図1のような、共に超音速の空気主流と模擬燃料噴射気体流で、互いに同方向へ平行に噴射され超音速乱流剪断流を形成する。模擬燃料の密度は三種類に変化させ(空気、炭酸ガス、ヘリウム)、密度勾配の向きと強さを考慮した。

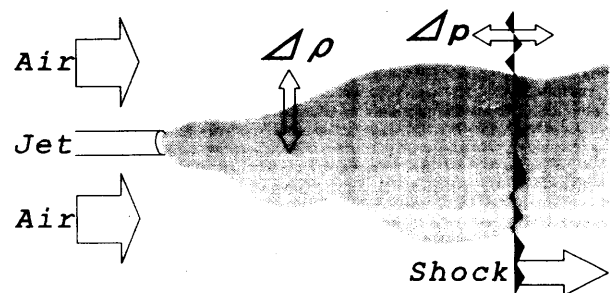


図1：剪断流と通過衝撃波

この超音速乱流剪断層へ上流側から垂直衝撃波を導入し、衝撃波の圧力勾配と剪断層の密度勾配との干渉によるBaroclinic Torqueの影響を比較検討した結果、二次元の場合には、空気主流に対する密度の最も小さなヘリウム剪断流に顕著な流れ構造の変化(大規模渦形成)と良好な混合促進効果が認められた。このような密度勾配と圧力勾配との干渉に関しては、これまでも多くの実験的・解析的研究が行われている。異種気体を仕切る境界として薄膜を用いて図2のような二次元円筒を形成し、内部に周囲気体とは密度の異なるガスを封入し、そこへ垂直衝撃波を衝突させる先駆的な実験結果からHaas⁵らは、内部の気体密度が小さな場合に円筒前半部の正傾境界が渦を形成し、逆に密度が大きな場合は後半の負傾境界が前者とは逆向きの渦を形成して、衝撃波が二次元円筒を通過していくことを報告したが、Picone⁶らやYoungらの数値計算も同様の結果を示し、密度勾配の向きがBaroclinic Torqueの効果を逆転させてしまうことを明らかにしている。本研究では異種気体間の境界

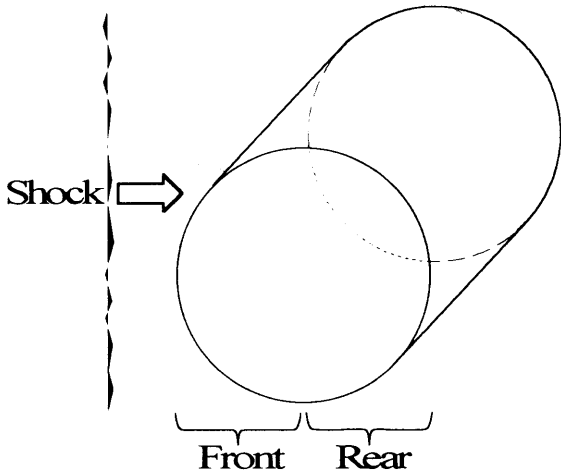


図 2 : 二次元円筒と衝撃波の干渉

として有限厚みと漸近的な密度勾配、および正傾のみを持つ乱流状態の剪断層を採用したために、前三者の結果との直接の比較は困難であるが、密度勾配の向きに応じた渦構造の変化と正傾部分で発生する渦の向き、という2点で一致を見ており、さらに、本研究が参照としているHermansonら⁸の三次元剪断流の実験結果とは、定性的に一致したBaroclinic Torqueの効果を確認しており、数値計算の妥当性の裏付けを得ている。

今回は、さらに次数を上げて、三次元の円錐型乱流剪断流を模擬することで、Hermansonらの実験との整合性を高めることを目指した。HaasらおよびPiconeらによれば、円筒境界だけでなく球形境界を用いても上記の渦形成の傾向は普遍、とされているが、二次元と三次元の剪断流へのBaroclinic Torqueの影響の顕われ方を比較することを目的とした。

2) 計算条件

支配方程式は、下に載せたようなN-S方程式系と化学種毎の拡散式、乱流特性量のための二方程式により構成される。乱流モデルには数値的な安定性に優れた $q-\omega$ 形式のモデル⁹を採用し、乱流粘性係数から乱流拡散・乱流伝熱を評価した。ここで σ は応力テンソル、 K はエネルギー流束ベクトル、 f_k は考慮した化学種の濃度、 D は拡散係数、 q と ω はそれぞれ渦スケールのエネルギーと周波数を表す乱流パラメータである。上記の方程式はUpwind TVD^{10,11}による流束評価とLU-ADI¹²陰解法との組み合わせにより、空間3次精度(右辺は2次中心差分)、時間

$$\begin{aligned} \dot{\rho} + \nabla \cdot \rho \mathbf{U} &= 0 \\ \rho \dot{\mathbf{U}} + \mathbf{U} \nabla \cdot \rho \mathbf{U} &= \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} \\ \rho \dot{e} + \nabla \cdot \rho(e+p)\mathbf{U} &= \nabla \cdot (\mathbf{U} \cdot \boldsymbol{\sigma}) - \nabla \cdot \mathbf{K} \end{aligned}$$

$$f_k + \nabla \cdot f_k \mathbf{U} = -\nabla \cdot \mathbf{J} \quad \left\{ \begin{aligned} \mathbf{J} &= -(D_{lmnr} + D_{turb})_k \nabla \cdot f_k \\ D &= \frac{\nu_k}{P_r L_e} \end{aligned} \right.$$

$$\left. \begin{aligned} \rho \dot{q} + \nabla \cdot q \mathbf{U} &= \nabla \cdot G_q + H_q \\ \rho \dot{\omega} + \nabla \cdot \omega \mathbf{U} &= \nabla \cdot G_\omega + H_\omega \end{aligned} \right\} \rightarrow \mu_{turb} \propto \frac{\rho q^2}{\omega}$$

1次精度の差分法にて解かれる。

計算領域はHermansonらの実験に合わせて円筒形状(実験では流れ方向に正方形断面を持つが、同一断面積で円形に変更)とした。図3は軸対称の矩形計算面(下辺が軸)上に分布させたグリッドを示しており、流れ(x)方向に100[cm]、垂直(y)方向に25[cm]の大きさで、それぞれの方向に115点と28点(直径1.1[mm]の噴管内部に5点を割り当て)を、噴管出口(図3下辺部の小縦棒)周辺に集中させて配置した。さらに、空気主流は流速の大きな噴流によって急激に加速されることと、噴管内部の乱流パラメータ二つが管出口に達する前に互いに整合を取れるように、噴管出口より上流部に助走領域を用意し、計算領域を35[cm]、15点分延長してある。境界条件は、上辺と噴管表面に滑り壁条件、下辺に軸対称条件、左辺の流入境界にはリーマン不変量、右辺の出口には流入部と同じ背圧を与えた。垂直衝撃波を発生させる場合、流入境界をランキン-ユゴニオ関係の衝撃波背後状態で固定して模擬した。

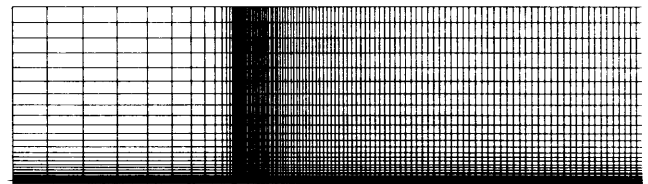


図 3 : 計算用グリッド

流入境界における模擬燃料噴流と空気主流、二つの流入圧力は共に1[atm]、流入温度は噴流が350[K]、主流が300[K]とした。空気、炭酸ガス、ヘリウム、三種類の気体を噴射させるが、流入速度はそれぞれ206[m/s]、193[m/s]、531[m/s]で、いずれも亜音速であり、噴管直径を基準としたレイノルズ数は、各々、10700、20100、1400となる。前報の二次元解析では、模擬燃料噴流と空気主流との間で、流量比と運動量比の双方を同時にHermansonらの実験条件と一致させることが出来なかったため、運動量比のみを一致させる目的で、噴流速度はそのまま主流流速を6.5[m/s]、6.5[m/s]、11[m/s]と与え、計算領域を縦方向に二倍に取ったが、今回の三次元計算では、主流流速も実験条件と同一の1.0[m/s]、1.0[m/s]、2.0[m/s]に固定し、実験と同寸の計算領域に流入させた。噴管内の流れをレイノルズ数から評価すると、ヘリウムを除いて乱流状態と予想されるが、Hermansonらの実験結果によれば、噴管を出た直後の噴射ガスの乱流遷移は極めて早く、また剪断流は完全に乱流支配であることから、噴管内部を流れる模擬燃料の入口条件として、流入速度の2割程度の大きな乱流エネルギーを与えた。通過衝撃波の強度にはMa=1.2および1.4の二通りを使用し、Baroclinic Torqueが三次元乱流混合層に及ぼす影響を比較した。

3) 亜音速剪断流

図4と図5に二次元と三次元それぞれの場合の三種類の噴射化学種(上から順に空気、炭酸ガス、ヘリウム)による剪断流の噴射物質濃度等高線図を示す。いずれも等高線の間隔を5%毎に描いてある。

噴射物質の拡がりを比較すると、二次元・三次元の双方ともヘリウムが最広範に計算領域内に分布し、次いで空気、炭酸ガスとなっており、Hermansonらの実験結果と定性的に一致している。しかしながら剪断層の形状は、二次元ではほぼ一定の拡がり角度を持っているのに対して、三次元の場合は噴管出口付近における拡散が急激で、特に空気と炭酸ガス噴射の場合に顕著であるが全体的に樽状の剪断層となった。今回、三次元噴流にも二次元の場合と全く同じ流入乱流強度を与えたが、二次元の平面的な混合形態と比べて三次元の円錐型の剪断流は単位質量流量あたりの空気主流との接触面積が大きく乱流特性量の成長が速やかであるため、混合が著しく加速されたと考えられる。

4) 垂直衝撃波通過

図6、7、8に波面の進行マッハ数が1.4の垂直衝撃波の通過による、3化学種噴流それぞれの剪断層の変化の様子を示す。いずれも、左に間隔0.1[atm]の圧力等高線図、右に5%間隔の濃度等高線図を、上から下へ時間進行方向に並べてある。

図6と図7の空気と炭酸ガス噴流の場合、計算領域内に濃度の高い部分はほとんど存在せず、ほぼ全空間にわたり15%以下の濃度にまで噴射気体は希釈されている。また、剪断層の内部に目立った流れ構造は認められず、衝撃波の通過にともなう、ただ流れ方向に圧縮されながら急速に下流へと押し流されるのみである。それに対してヘリウム噴流の結果(図8)では、中心軸周りに比較的濃度の高い部分が残されている。この高濃度塊は、衝撃波の通過により噴管出口から寸断され下流へ運ばれながら上流面の傾きを徐々に急勾配とするのに合わせて、軸から垂直方向にも伸長していく点を特徴的とする。しかしながら、同じ通過衝撃波強度の二次元ヘリウム噴射の結果(図9)と比較すると、このヘリウム塊の立ち上がりは非常に弱い。二次元の場合には、この噴流中心からの高濃度ヘリウム塊の湧き上がりは垂直方向に加えてさらに上流方向にも伸びており、下流へ押し流されていく剪断層に働いたBaroclinic Torqueは大規模な渦構造の形成を引き起こすほどの効果を発揮できるのに、今回の結果は対照的である。より弱い垂直衝撃波(マッハ数1.2)を導入した三次元剪断流の場合には、この湧き上がりはさらに小規模となった。

5) 混合促進効果

表1: 混合促進効果

| Rc | | Planar (2-D) | Conical (3-D) |
|-----------------|--------|--------------|---------------|
| Air | Ma=1.2 | 0.8870 | 1.0049 |
| | Ma=1.4 | 0.8860 | 1.0045 |
| CO ₂ | Ma=1.2 | 0.8776 | 1.0024 |
| | Ma=1.4 | 0.8796 | 1.0067 |
| He | Ma=1.2 | 0.8286 | 0.8735 |
| | Ma=1.4 | 0.7737 | 0.8669 |

図10は、混合促進の度合を評価するために本研究が使用している混合比Rcの算出方法の概念図である。噴管出口から衝撃波の到達位置まで(図6~9の最下図の時点)で区切られる剪断層内部の噴射物質濃度が1%以上の領域を対象に、濃度と体積(面積)重みによる空間平均濃度 \bar{C} を定義し、衝撃波の通過前と通過後(通過前に対象とした剪断層の領域が通過後は衝撃波背後の速度分だけ噴管出口から流れ方向に圧縮されるとする)のそれぞれで算出した空間平均濃度の比をRcとした。混合が進むにつれRcは1より小値となるので、この値をもって各条件における剪断層の混合促進を評価したのが表1である。前報で報告した通り二次元の場合は、空気と炭酸ガスに関して衝撃波マッハ数が1.2以上であれば衝撃波強度によらずほぼ一定の混合促進しか獲得できず、ヘリウム噴射には衝撃波強度を上げれば上げるほど良好な混合促進を期待できることを、この表のRc値は示している。しかしながら、今回の三次元計算の混合促進は非常に弱かった。空気と炭酸ガス、双方の混合は衝撃波強度に依存することも無く、ほぼ凍結しており、ヘリウムに関してさえ僅かな混合促進効果を発揮するに止まった。しかしながら、密度の小さな噴射気体を用いた剪断流に対して衝撃波の通過が少なからぬ混合促進効果を発揮することだけは、この結果からも確認できた。

6) まとめ

二次元計算に引き続き、乱流剪断流を通過する衝撃波による混合促進を三次元解析により評価することを目指して数値計算を行ったが、剪断流を形成する乱流パラメータの流入境界値に二次元の場合と同等の強度を与えた結果、剪断層形状の鈍化と噴射物質分布の噴孔近傍への偏在を招き、これにより衝撃波通過時に発生するBaroclinic Torqueが弱められ、混合促進が低目に見積もられてしまった。今後の課題として、三次元用の流入乱流強度を再評価した上で、もう一度、剪断流計算と衝撃波通過計算を実施することを目指す。

参考文献

1. R.C.Rogers et. al., J. Prop. Power, Vol 9, No 1, pp127-, 1993
2. B.M.Cetegen et. al., Comb. Flame, Vol 100, pp232-, 1994
3. F.E.Marble, 25th Symp. (International) Comb., pp1-, 1994
4. S.Obata, NAL SP-41, pp77-, 1999
5. J.-F.Haas et al., J. Fluid Mech., Vol 181, pp41-, 1987
6. J.M.Picone et. al., J. Fluid Mech., Vol 189, pp23-, 1988
7. J.Young et. al., AIAA J., Vol 31, No 5, pp854-, 1993
8. J.C.Hermanson, 27th Symp. (International) Comb., 1998
9. T.J.Coakley, AIAA 83-1693, 1983
10. S.R.Chakravarthy et. al., AIAA 85-0363, 1985
11. W.K.Anderson et. al., AIAA 85-0122, 1985
12. S.Obayashi et. al., AIAA 86-0338, 1983

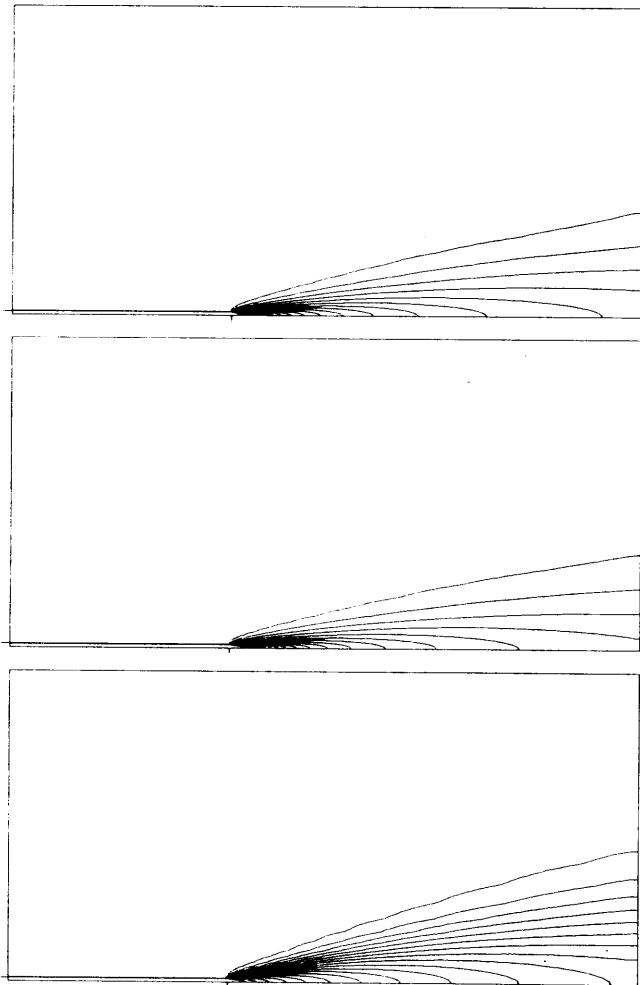


图4: 二次元乱流剪断層噴射物質濃度等高線図

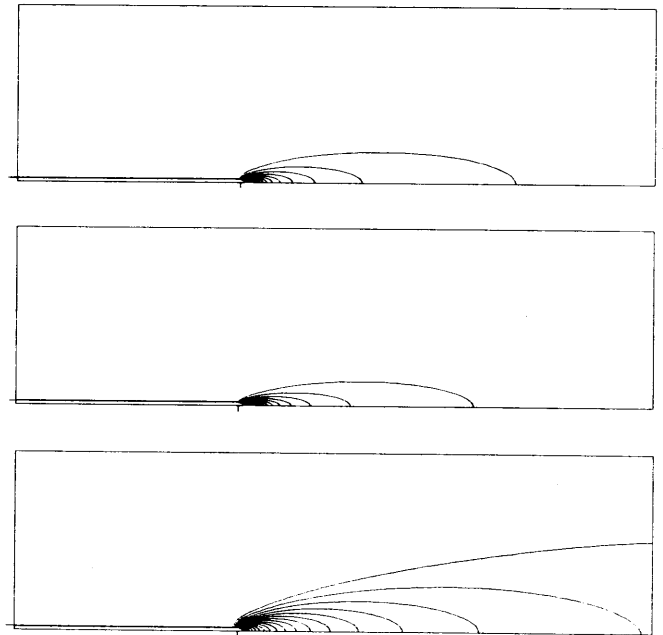


图5: 三次元乱流剪断層噴射物質濃度等高線図

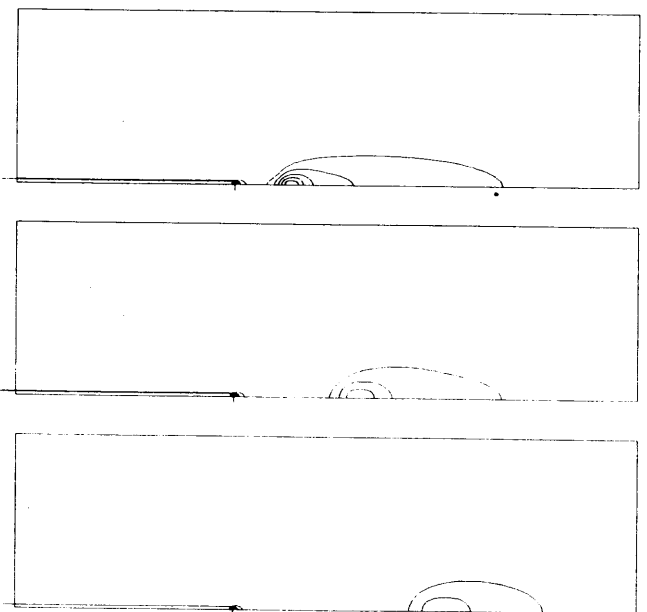
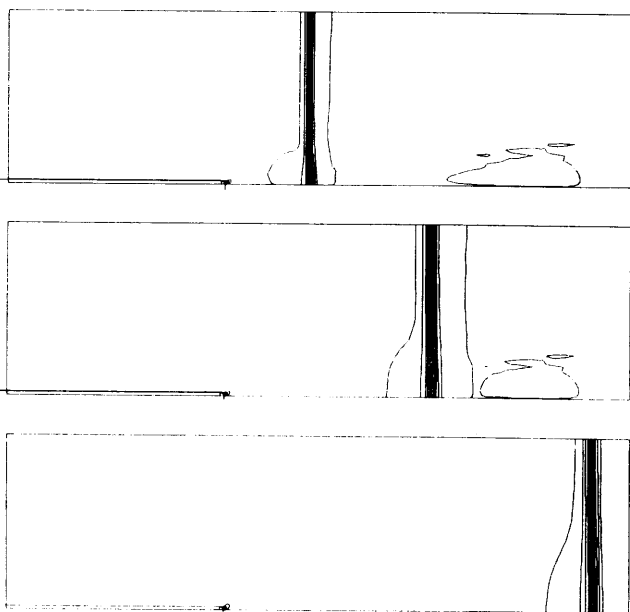


图6: 衝擊波通過空氣噴射三次元乱流剪断層 (左: 压力等高線図、右: 噴射物質濃度等高線図)

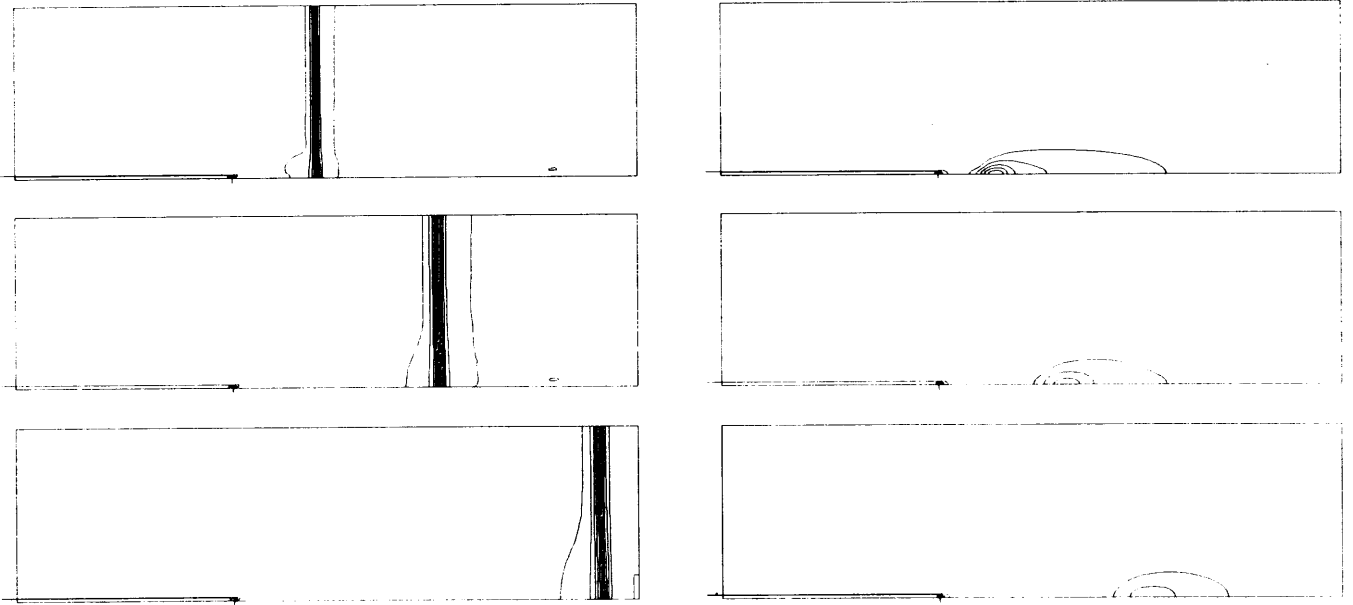


図7: 衝撃波通過炭酸ガス噴射三次元乱流剪断層(左: 圧力等高線図、右: 噴射物質濃度等高線図)

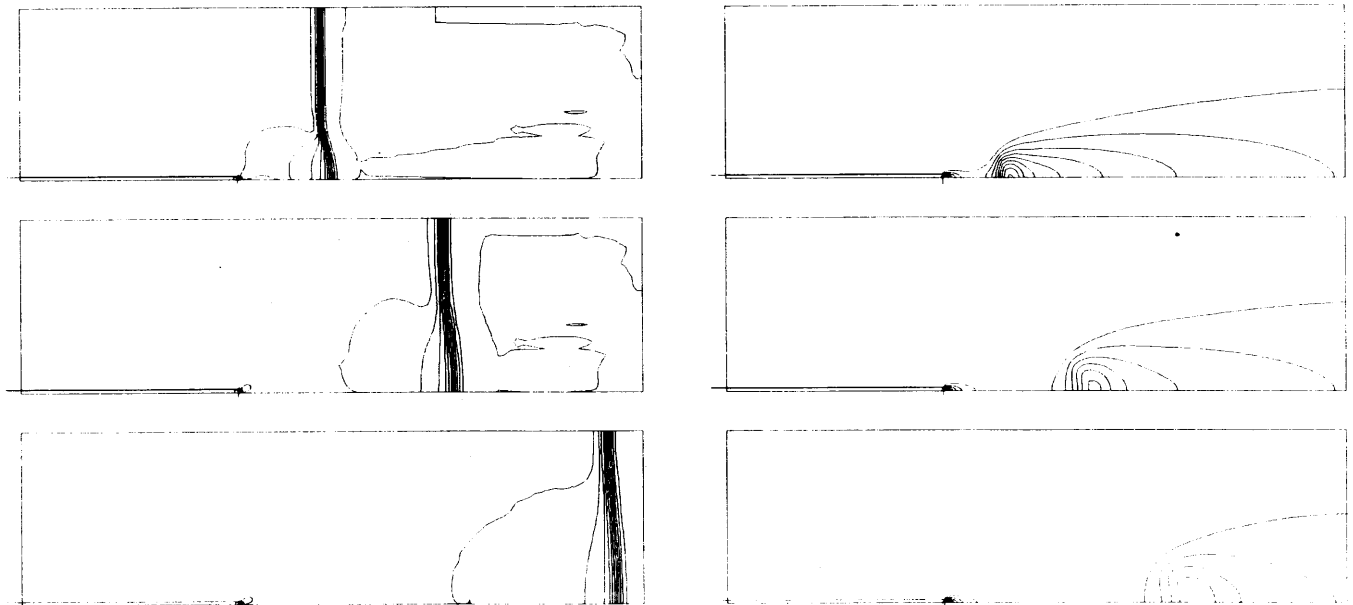


図8: 衝撃波通過ヘリウム噴射三次元乱流剪断層(左: 圧力等高線図、右: 噴射物質濃度等高線図)

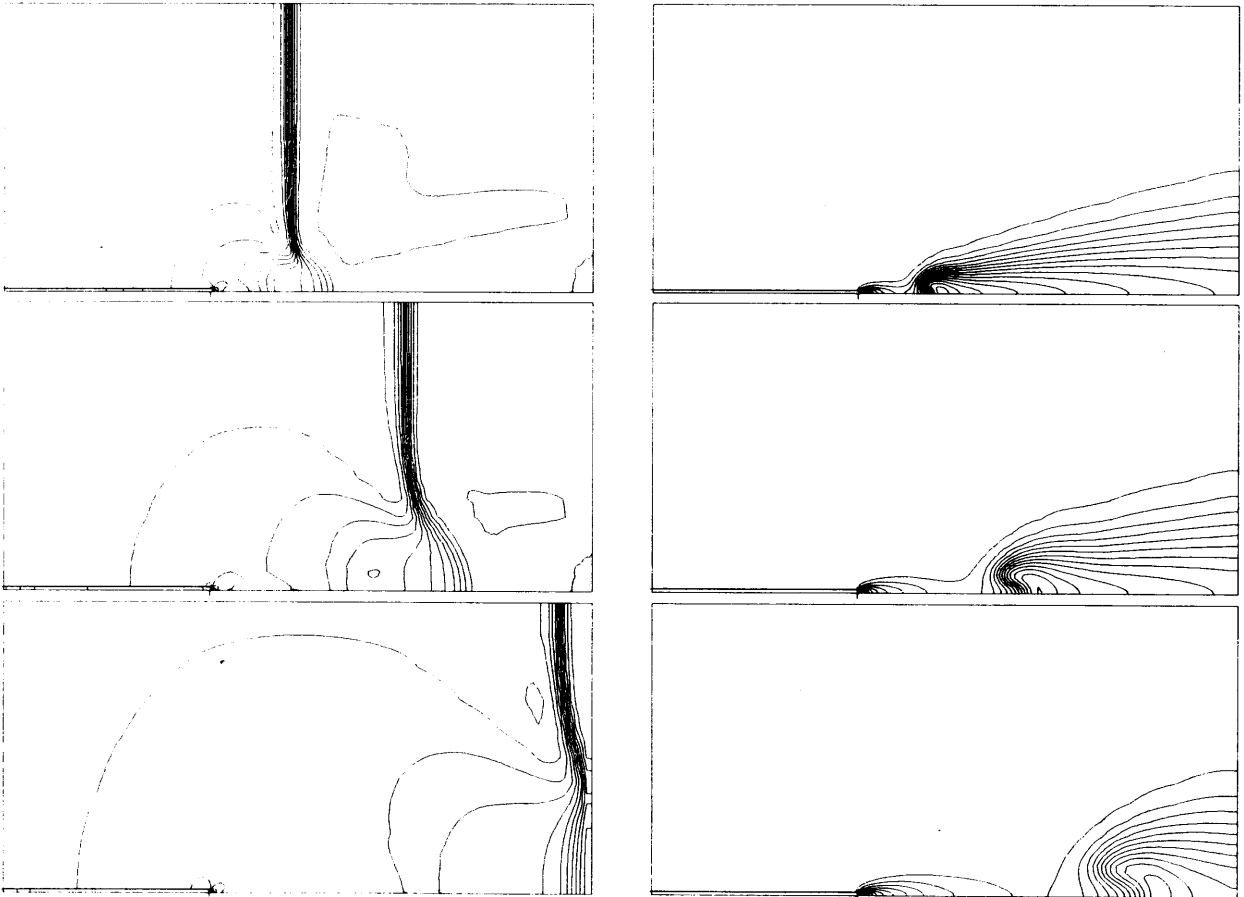
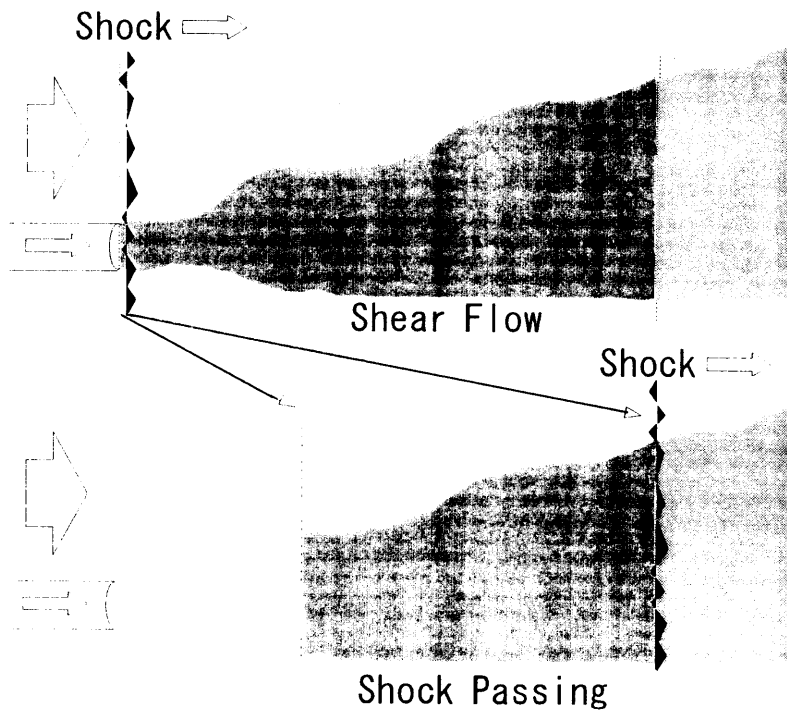


図9: 衝撃波通過ヘリウム噴射二次元乱流剪断層 (左: 圧力等高線図、右: 噴射物質濃度等高線図)



$$\bar{C} = \frac{\int_{jet=1\%}^{jet=100\%} C dA}{\int_{jet=1\%}^{jet=100\%} dA} \Rightarrow R_c = \frac{\overline{C_{shock}}}{\overline{C_{shear}}}$$

図10: 平均濃度算出図