

## 湿り空気における軸対称過膨張噴流の内部構造

乙部 由美子・榎村 秀男・瀬戸口 俊明\*

The Structure of an Over-Expanded Axisymmetric Jet in Moist Air

Yumiko OTOBE, Hideo KASHIMURA and Toshiaki SETOGUCHI

### Abstract

Supersonic jet has applications for many industrial fields, therefore many works have been made about it and it has been characterized on the ratio of the nozzle exit to the ambient pressure that influence jet structure. In the generating station or in the processing industry, the working gas is almost steam or moist air. In the case of the steam or moist air, it seems that the sharp expansion of flow at nozzle exit effects on jet structure by the condensation. In the present study, a computational fluid dynamics work was performed to investigate the influence of moist air in over-expanded jet with condensation. The axisymmetric conservational equation is solved by TVD(Total Variation Diminishing) scheme. As the conclusion, the effect of humidity at the reservoir on the structure supersonic jet is shown, and the differences between condensation and non-condensation are clarified.

Key words: Compressible Flow, Over-expanded Axisymmetric Jet, Mach Stem, Condensation

### 1. はじめに

超音速噴流は多くの産業分野において利用されており<sup>(1)</sup>, 従来より, 数多くの研究が行われ, その特性は噴流構造に影響を及ぼすノズル前後の圧力比に対して特徴付けられている<sup>(2)(3)</sup>. また, 発電所や加工プロセスの分野において利用されている<sup>(2)</sup>超音速噴流は, 作動気体が水蒸気や湿り空気であることが多いが, 湿り空気や水蒸気などの凝縮性気体が, 短時間の間に急激に膨張する場合, 流れの中に微小な液滴が形成される. 超音速ノズルなどで急激に加速膨張する際の均一凝縮は, 蒸気自身の衝突, 合体によって凝縮核を形成し, エントロピーが増加する非平衡凝縮<sup>(4)-(6)</sup>であるが, 不足膨張においては, ノズル上流側のよどみ点相対湿度(作動気体の初期過飽和度)が噴流内のマッハディスクの位置や直径, および噴流境界に影響を及ぼすことが示されている<sup>(7)</sup>.

本研究では, 超音速過膨張軸対称噴流において, 作動気体が湿り空気のとときの噴流の内部構造を明らかにすることを目的として, 数値計算を行なった. 出口マッハ数の異なる二種類のノズルを用い, ノズル前後の圧力比および作動気体の初期過飽和度を変化させて計算を行い, 斜め衝撃波や垂直衝撃波などの噴流の内部構造を明らかにし, 乾き空気の場合と比較考察した.

### 2. 数値解析手法

本計算においては, 問題を単純化するため, 凝縮により生成された微小水滴と混合気体との間には, 速度スリップは存在せず, 相間のエネルギー緩和過程は考慮しないとする. また, 微小水滴の圧力に対する寄与は無視する. このような仮定をもとに, 軸対称基礎方程式として圧縮性

Navier-Stokes 方程式, および単位時間における液相の質量比の増加割合を示す式を用いた. Navier-Stokes 方程式を有次元保存形で表すと以下ようになる.

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \left( \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial R}{\partial x} \right) + \left( \frac{\partial F}{\partial r} + \frac{\partial S}{\partial r} \right) - \left( \frac{1}{r} H_1 + H_2 \right) = Q \quad (1)$$

ここで,  $U$  は保存量ベクトル,  $E$  と  $F$  は対流項ベクトル,  $R$  と  $S$  は粘性項ベクトル,  $H_1$ ,  $H_2$  と  $Q$  はそれぞれ軸対称性, 乱流, および凝縮に関する生成項である. また, 液相の質量比の増加割合を示す式として次式<sup>(8)</sup>を用いた.

$$\frac{dg}{dt} = \frac{4\pi}{3} \cdot \rho_l \cdot r_c(t)^3 \cdot \frac{I(t)}{\rho_{mi}(t)} + \int_{-\infty}^t 4\pi \cdot \rho_l \cdot \frac{I(\tau)}{\rho_{mi}(\tau)} \cdot \frac{\partial r_l(t, \tau)}{\partial t} \cdot r_l(t, \tau)^2 d\tau \quad (2)$$

計算で使用する凝縮核生成率  $I$ , 臨界半径  $r_c$ , 単位時間における液滴半径の増加割合を示す式  $dr/dt$ , 表面張力, 水の密度, 水蒸気の飽和蒸気圧, 潜熱, および諸係数は文献(8)と(9)を参考にして与えた. これらの式を用いた凝縮モデルの妥当性に関しては, 文献(10)で示した.

計算は, よどみ点における物理量で無次元化を行い, 一般座標系表示された支配方程式を用いて, Roe の近似 Riemann 解法を応用した空間三次精度 MUSCL 型有限差分 TVD スキーム<sup>(11)</sup>を適用して行なった. また, 粘性項は二次精度中心差分で評価した. 時間積分には二次精度の時間分割法を用い, 乱流モデルには k-R モデル<sup>(12)</sup>を用いた.

Fig. 1 に計算に用いた格子とノズルを示す. 図(a)は格子全体と格子数を表し, 図中に印を付したノズル部を図(b)に拡大して示している. ノズルは出口部がスロート部の2倍の面積を持つノズルAと4倍の面積を持つノズルBを用いた. 出口直径(代表長さ)  $D_0$  はいずれも 12.7 [mm] で, スロート部の下流出口側に正弦波状の拡大部を持っている. ノズル長  $L_0$  はノズル出口で流れが大きく剥離しないよう決定した. 表1にノズルA, Bの詳細を記している. 流れの剥離がノズル出口までないとすれば, 噴流が過膨張となる

\*佐賀大学理工学部 (〒840-8502 佐賀市本庄町1)

圧力比  $\phi$  の範囲は、乾き空気では、ノズルAで 2.0 から 10.0、ノズルBで 3.3 から 35 の範囲であることより、本研究における圧力比  $\phi$  の範囲はノズルAでは 3.0 から 7.0 と、ノズルBでは 10.0 から 20.0 とした。ただし、圧力比  $\phi$  は、よどみ室での圧力  $p_0$  と背圧  $p_b$  との比  $p_0/p_b$  を用いた。

また、作動気体は大気圧状態の湿り空気とし、初期過飽和度  $\xi_0$  (よどみ点状態での水蒸気圧とその温度における飽和圧力の比) は 0 から 0.7 の範囲とした。なお、よどみ点圧力と温度は、それぞれ 101.3kPa と 298.15K の一定とした。壁面境界条件として、滑りなし条件を用いた。噴流中心軸上では対称条件、自由境界面上では各変数の勾配が零となるようにした。

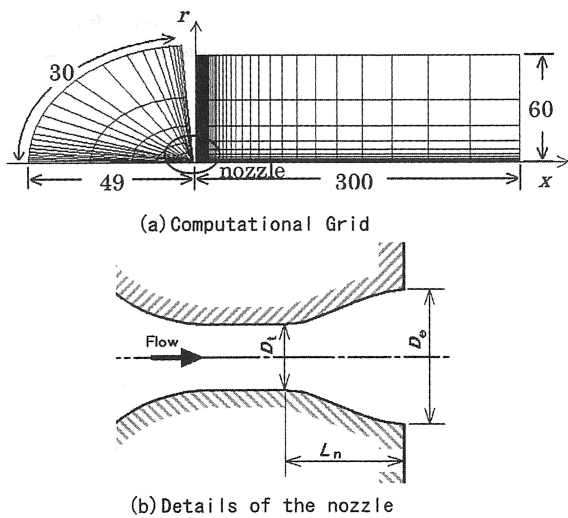


Fig. 1 Grid and nozzle geometry

Table 1 Configurations of the nozzles

Nozzle type	$M_0$	$L_n$	$D_t$	$D_e$	$A/A^*$
Nozzle A	2.2	25.4 mm	8.98 mm	12.7 mm	2
Nozzle B	3.0	12.7 mm	6.35 mm	12.7 mm	4

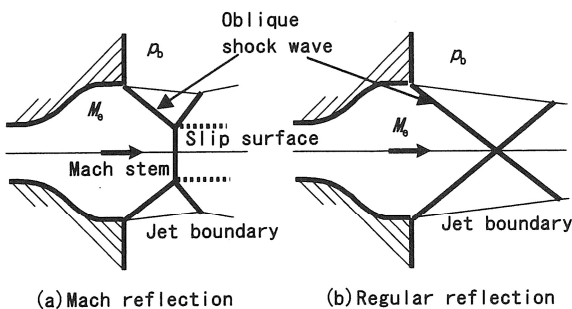


Fig. 2 Jet structure of over-expanded axisymmetric jet

3. 結果および考察

Fig. 2 に示すように、過膨張軸対称噴流にはノズル出口端から発生した斜め衝撃波が、図(a)のようにマッハステムと呼ばれる垂直衝撃波と干渉して反射衝撃波を形成す

る場合と、図(b)のように噴流の中心軸上で交差する場合の2種類の構造があるが、本研究では、二次元流れにおける衝撃波と固体壁との干渉に準じてそれらをマッハ反射、正常反射と呼び、記号MR, RRで表記する。

Fig. 3 から Fig. 6 にノズル出口付近の噴流構造を示す。Fig. 3 はノズルAの圧力比  $\phi=4$  を、Fig. 4 はノズルAの圧

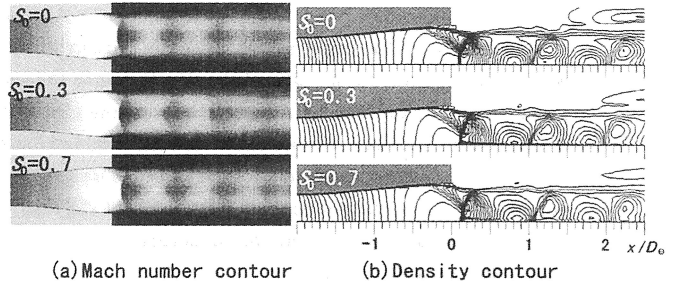


Fig. 3 Structure of flow for Nozzle A ( $\phi=4$ )

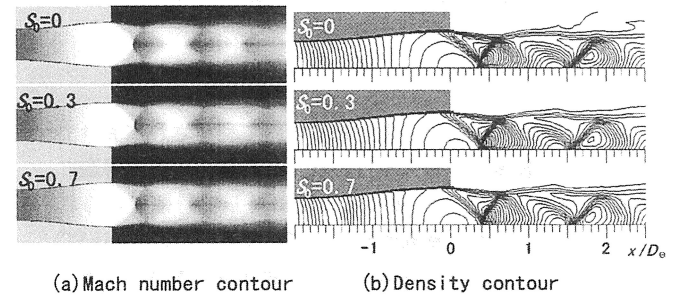


Fig. 4 Structure of flow for Nozzle A ( $\phi=5$ )

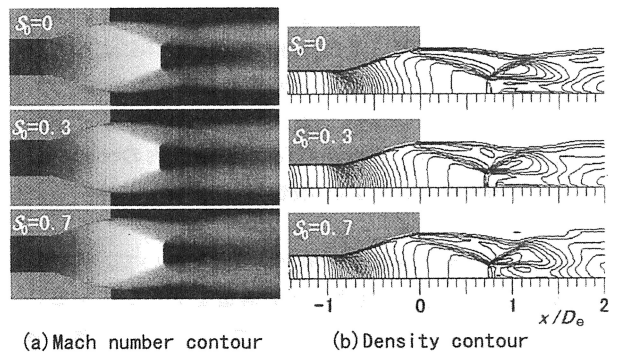


Fig. 5 Structure of flow for Nozzle B ( $\phi=15$ )

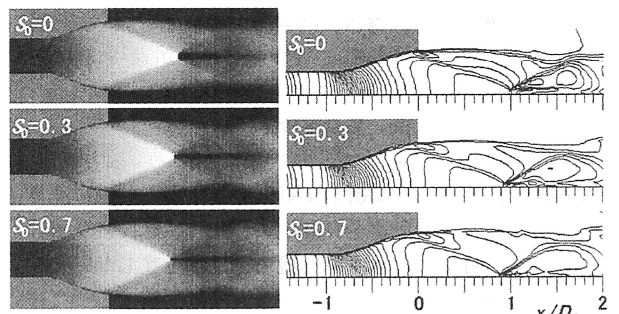


Fig. 6 Structure of flow for Nozzle B ( $\phi=20$ )

力比  $\phi=5$  を, Fig. 5 はノズルBの圧力比  $\phi=15$  を, Fig. 6 はノズルBの圧力比  $\phi=20$  の場合を示している. いずれも図 (a) は噴流の中心軸を含む断面でのマッハ数の分布を, 図 (b) は中心軸から上半分の等密度線図を示しており, それぞれ, 上から初期過飽和度  $S_0$  が 0 (乾き空気), 0.3, 0.7 の場合を表している. 図 (b) に示す目盛は噴流中心軸上の距離  $x$  をノズル出口直径  $D_e$  で無次元化したものである.

Fig. 3 ではノズル出口付近でわずかに流れの剥離が見られ, 出口より少し上流から斜め衝撃波が発生している. また, マッハステムがノズル出口のすぐ下流に存在しており, 噴流はマッハ反射 (MR) の形態をとっている. Fig. 4 では, ノズル出口端から斜め衝撃波が発生し, マッハステムは小さいがやはりマッハ反射である. いずれの場合も乾き空気に比べて湿り空気ではマッハステムが小さくなっていることが, 図 (a) においてマッハステム背後の黒い領域が小さくなっていることでわかる.

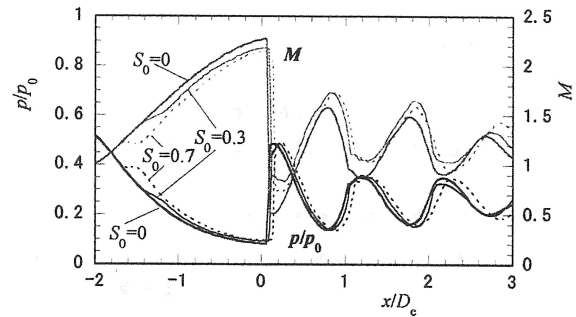
Fig. 5 と Fig. 6 においても, ノズルBの噴流はマッハ反射であり, 乾き空気に比べて湿り空気ではマッハステムが小さくなっていることが, 図 (b) の等密度線図に表れている滑り面の位置が湿り度が大きいほど中心軸に近づいていることでわかる.

Fig. 4 と Fig. 6 の初期過飽和度  $S_0$  が 0.7 の噴流ではいずれも, マッハステムが極めて小さく, マッハ反射と正常反射との境界に近い状態であると思われる.

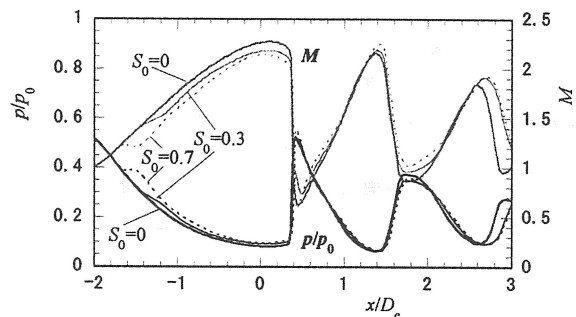
Fig. 7 に噴流の中心軸上の圧力分布とマッハ数分布を示している. 横軸は中心軸方向の距離  $x$  を出口直径  $D_e$  で無次元化した値, 縦軸の圧力  $p$  はよどみ室圧力  $p_0$  で無次元化した値である. いずれの図においても, グラフの左端がノズルのスロート部となっている. 図 (a) はノズルAの圧力比  $\phi=4$  を, 図 (b) はノズルAの圧力比  $\phi=5$  を, 図 (c) はノズルBの圧力比  $\phi=15$  を, 図 (d) はノズルBの圧力比  $\phi=20$  の場合を示している. 黒い線が圧力を表し, 灰色の線がマッハ数を表している. それぞれの図中に示しているように, 図 (a), (b) では初期過飽和度  $S_0$  が 0, 0.3, 0.7 の場合, 図 (c), (d) では初期過飽和度  $S_0$  が 0, 0.3, 0.5, 0.7 の場合を比較している.

ノズルAにおいては,  $x/D_e=-1.5$  から  $-1.0$  の間で, ノズルBにおいては,  $x/D_e=-0.6$  付近で, 減少している圧力が湿り空気の場合は上昇し, 増加しているマッハ数が下降していることがわかる. これはスロート部からノズル出口までの間で噴流が急激に膨張するため, スロートの少し下流で凝縮が発生し潜熱を放出するためであると考えられる. 凝縮により生じたマッハ数の差は, ノズルAではマッハステムとの干渉の位置まで続いており, 乾き空気に比べて湿り空気ではマッハ数が幾分小さい. しかし, マッハステムの位置はそれに影響されておらず, 乾き空気と湿り空気とでほとんど違いがない. ノズルBでは, マッハ数の差はノズル出口までなくなるが, 下流で再び違いが生じており, マッハステムの位置も初期過飽和度によって異なっている. 一方, 圧力の上昇による差はいずれの場合もノズル出

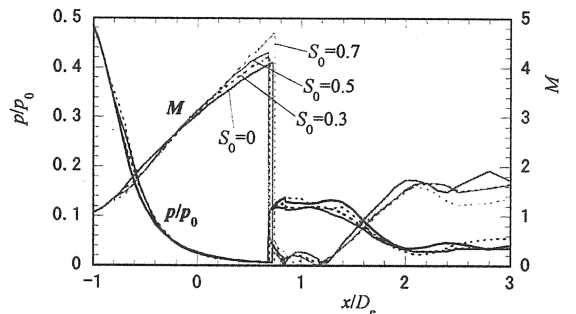
口に近づくとき小さくなっており, 特にノズルBの場合は, ほとんどなくなっている.



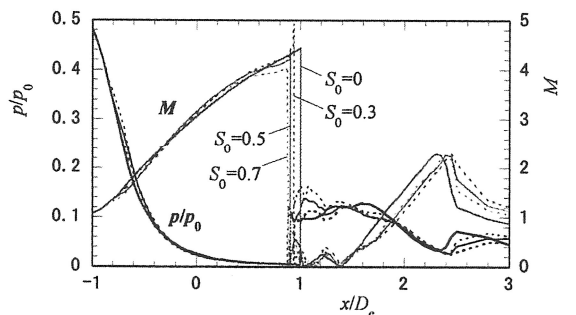
(a)  $\phi=4$  for Nozzle A



(b)  $\phi=5$  for Nozzle A



(c)  $\phi=15$  for Nozzle B



(d)  $\phi=20$  for Nozzle B

Fig. 7 Distributions of Mach number and pressure along the nozzle axis

Fig. 8 にマッハ反射 (MR) においてはマッハステムの位置, 正常反射 (RR) においては斜め衝撃波の交差位置である  $x_m$  と圧力比  $\phi$  との関係を示している. ノズルAは圧力比  $\phi$  が3から7まで, ノズルBは圧力比  $\phi$  が10から20までで, 初期過飽和度  $S_0$  は0から0.7まで, それぞれ図中に記すマーカーで表している.

ノズルAにおいてマッハ反射の範囲では, 圧力比が増加するとほぼ直線的にマッハステムの位置はノズル出口から離れるが, 圧力比  $\phi=6$  以降は正常反射になり, マッハ反射における関係とは不連続になっている. ここでは初期過飽和度の違いによる差異は見られない. 圧力比  $\phi=3$  で  $x_m$  の値がマイナスになっているのは垂直衝撃波がノズルの内部に存在しているためである.

ノズルBにおいて圧力比  $\phi=10$  から20まで, いずれもマッハ反射であり, 圧力比  $\phi$  の増加に対してマッハステムの位置座標は連続的に増加している. グラフより, ノズルBでは乾き空気に比べ湿り空気の場合, マッハステムの位置座標は小さくなっていることがわかる.

Fig. 9 にマッハステムの大きさ  $D_m$  と圧力比  $\phi$  との関係を示している. 過膨張噴流において, マッハ反射の状態から圧力比  $\phi$  が増加するとマッハステムは小さくなり, さらに

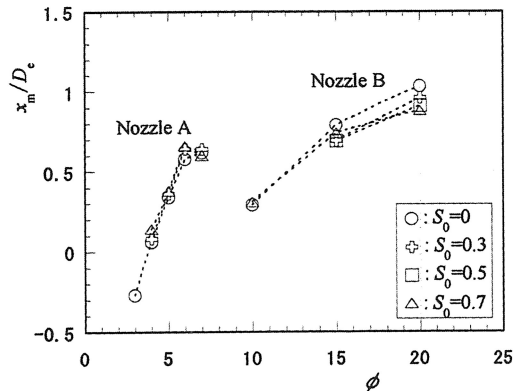


Fig. 8 Relation between intersection position  $x_m$  and pressure ratio  $\phi$

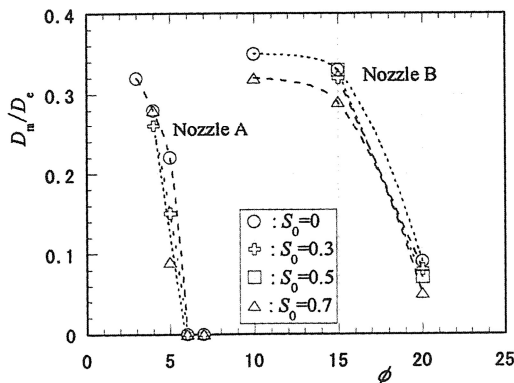


Fig. 9 Relation between diameter of Mach stem  $D_m$  and pressure ratio  $\phi$

増加するとマッハステムはなくなって正常反射となる. ノズルAとノズルBのいずれにおいても, 乾き空気に比べ湿り空気の場合, 同じ圧力比  $\phi$  ではマッハステムは小さくなっていることがわかる. したがって, 正常反射に変化する圧力比  $\phi$  も湿り空気の場合の方が小さいと考えられる.

#### 4. まとめ

超音速過膨張軸対称噴流において, 作動気体を湿り空気とした場合の噴流構造を計算で調べ, 乾き空気の場合と比較した. その結果,

(1) マッハステムの位置は, 圧力比  $\phi$  が大きくなれば大きくなるが, 初期過飽和度による大きな違いはないと思われる. ノズルBにおいては乾き空気の場合より湿り空気のほうが幾分小さくなっている.

(2) マッハステムの大きさは, 圧力比  $\phi$  が大きくなれば小さくなるが, 同じ圧力比であれば初期過飽和度が大きいほど, 小さくなるといえる.

(3) 圧力比  $\phi$  を変化させるとき, 反射形態がマッハ反射から正常反射に変化する圧力比  $\phi$  は, 初期過飽和度が大きいほど, 小さくなるといえる.

ことがわかった.

#### 参考文献

- (1) Niu, K., Laser and Particle Beams, 14-2(1996), 125-132
- (2) Kim, H. D. and Lee, J. of Korea Society of Mechanical Engineers, Ser. (B), 20-2(1996), 677-709
- (3) Chang, I. S. and Chow, W. L., AIAA J., 12-8(1974), 1079-1082
- (4) P. G. Hill, J. of Fluid Mech., 25, part 3(1966), 593-620.
- (5) C. F. Delale, et al., On the Stability of Stationary Shock Wave in Nozzle Flows with Homogeneous Condensation, Physics of Fluids, 13-9 (2001), 2706-2719.
- (6) Wegener, P. P. and Wu, B., Gasdynamics and Homogeneous Nucleation, (1977), 325-402.
- (7) S. C. Baek, et al., FLUID DYNAMICS - Study of Moderately Underexpanded Supersonic Moist Air Jets, AIAA J., 44-7 (2006), 1624-1627.
- (8) Sislian, J. P., UTIAS Report, 201(1975).
- (9) Adam, S., Dissertation, Fakultät für Maschinenbau, Universität Karlsruhe(TH), Germany (1996).
- (10) 松尾繁・他3名, 機論, 69-681, B(2003), 1163-1170.
- (11) Yee, H. C., NASA TM-89464(1989)
- (12) Goldberg, U. C., J. of Fluids Engineering, 118(1996), 795-799.

(2008年10月10日 受理)