凝縮衝撃波のパッシブコントロールに関する数値解析*
(非定常凝縮衝撃波の場合)島 本 克 己^{*1}, 松 尾 繁^{*2}
瀬 戸 口 俊 明^{*2}, 金 子 賢 二^{*2}CFD Investigation on Passive Control of Condensation Shock Wave
(In Case of Unsteady Condensation Shock)Katsumi SHIMAMOTO^{*3}, Shigeru MATSUO,
Toshiaki SETOGUCHI and Kenji KANEKO^{*3} Saga Prefectural Shiota Technical High School,
1418 Babashitakou, Oaza, Shiota cho, Fujitsu gun, Saga, 849 1411 Japan

A rapid expansion of moist air or steam through supersonic nozzle often leads to nonequilibrium condensation shock. Depending on the heat amount released by condensation of water vapour, the flow is highly subject to a periodic oscillation of condensation shock in the nozzle. The unsteadiness of the condensation shock is always associated with several kinds of instabilities as well as noise and vibration of the flow system. In this paper, a passive technique using a porous wall with a plenum cavity underneath is applied for the purpose of alleviation of the condensation shock oscillations in a supersonic nozzle. A droplet growth equation was incorporated into two-dimensional Navier-Stokes equation systems. Computations are carried out using a 3rd-order MUSCL type TVD finite difference scheme with a 2nd-order fractional time step. As a result, the oscillations of the condensation shock wave are completely suppressed by the present passive control method.

Key Words: Compressible Flow, Shock Wave, Control Device, Unsteady Condensation Shock Wave, Passive Control, Supersonic Nozzle Flow, Moist Air, Numerical Simulation

1. 緒 言

水蒸気や湿り空気など比較的潜熱量の大きい凝縮性気体がラバルノズルで急激に加速膨張する場合、流れは過飽和状態になり、ノズル内で非平衡凝縮が起こる。この凝縮による潜熱放出の影響で流れの状態が変化し、この潜熱放出量が大きくなるとノズル内に凝縮衝撃波の自励振動が発生する^{(1)~(6)}。

このような振動現象については、従来多くの実験的・理論的研究がなされている。近年、Schnerrらは、初期過飽和度に対する凝縮衝撃波の振動現象は、次に示す三つの形態が存在することを明らかにしている⁽⁷⁾。すなわち、(1)下流で生じた凝縮衝撃波がスロートを越え上流側へ伝ばし、流れが周期的に振動するタイプ (Mode 1 と呼ばれている)、(2)スロート下流域で発生した凝縮衝撃波が上流側へ伝播しスロート近傍で消滅し、流れが周期的に振動するタイプ (Mode 2)、(3)凝縮衝撃

波がスロート下流の狭い領域で周期的に振動するタイプ (Mode 3)。このような現象は、蒸気タービンの膨張流れなどと関連して問題となっているが、従来は特に(1)についてのみ詳細な研究がなされている^{(8)~(12)}。

ところで、衝撃波による流れ場への影響を小さくするための制御法の一つとして、キャビティ付多孔壁を用いたパッシブコントロールが報告されている⁽¹³⁾、⁽¹⁴⁾。これは、衝撃波の発生する位置の壁面をキャビティ付多孔壁とし、衝撃波自体の特性により衝撃波の下流で吸込み、衝撃波の上流で吹出しを受動的に行い、境界層制御を行なうことで衝撃波による流れ場への影響を小さくしようとするものである。これまで、キャビティ付多孔壁を用いたパッシブコントロールは、主として遷音速翼面上流れ場における衝撃波の制御に利用されているが、凝縮衝撃波に対してはほとんどない⁽¹⁵⁾、⁽¹⁶⁾。また、この方法による振動する凝縮衝撃波の制御機構の詳細などはほとんど不明である⁽¹⁷⁾。

本研究では、キャビティ付多孔壁を用いるパッシブコントロールを円弧ハーフノズル内で生ずる非定常凝縮衝撃波に適用し、その衝撃波特性に及ぼすキャビ

* 原稿受付 2000年8月25日。

^{*1} 佐賀県立塩田工業高等学校 (〒849 1411 藤津郡塩田町大字馬場下甲 1418)。^{*2} 正員、佐賀大学理工学部 (〒840-8502 佐賀市本庄町 1)。
E-mail: matsuo@me.saga-u.ac.jp

ティ長さや多孔壁の孔の個数の影響を数値的に示すことで、流れ場の変化の様子を明らかにすることを目的とする。なお、本報では上記で述べた Mode 1～Mode 3 の非定常凝縮衝撃波を対象とし、キャビティ付多孔壁の設置が非定常凝縮衝撃波に及ぼす効果を明らかにするとともに、特に Mode 1 の場合について孔の個数が流れ場に及ぼす影響を考察する。計算は、圧縮性粘性流体の基礎方程式と古典凝縮理論を連立させ、MUSCL 型の三次精度 TVD スキーム⁽¹⁸⁾により行った。乱流モデルとして Baldwin-Lomax⁽¹⁹⁾の代数乱流モデルを採用した。

2. 記号

f	: 周波数
g	: 液相の質量比
h^*	: スロート高さ
I	: 核生成率
L	: キャビティ部の長さ
Ma	: マッハ数
n	: 孔 (スリット) の個数
P	: 多孔壁の空隙率
p	: 圧力
P_s	: 全圧損失
S	: 過飽和度
t	: 時間
T	: 温度
x, y	: Cartesian座標系
ρ	: 密度
添字	
0	: よどみ状態

3. 基礎方程式

3.1 支配方程式 本解析においては、問題を簡単化するため、凝縮粒子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。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、二次元圧縮性 Navier-Stokes 方程式と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。また、凝縮に関係する方程式や、諸係数等については、論文(21)と同様とした。

計算は、一般曲線座標系表示された支配方程式を用いて行った。今回の計算では、流れ場の計算と凝縮計算は同じ計算ルーチン内で、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⁽¹⁸⁾を適用して求めた。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⁽¹⁹⁾を用いた。

本計算におけるレイノルズ数は 10^6 のオーダーであるので、境界層は乱流境界層と見なして計算を行った。乱流モデルには、代数乱流モデルである Baldwin-Lomax モデル⁽²⁰⁾を使用した。

3.2 計算条件 図 1 は、計算の対象としている超音速ハーフノズルを示す。ノズルは、全長 600 mm、曲率半径 155 mm、スロート高さ(代表長さ) $h^* = 48$ mm、入口・出口高さ 60 mm の形状である。また、ノズル曲面壁上のキャビティ部には、2 次元スリット壁を設けており、本研究ではこれを多孔壁と呼ぶ。キャビティ部は、長さ L 、深さ D の二次元形状であり、空隙率 P (孔の総面積と多孔板領域面積の比)の多孔壁 (孔の幅: w) が取り付けられている。

計算で使った P と D は、それぞれ 0.18 (本研究では $P = 0.18$ のみを対象とする) と 5 mm の一定であり、計算は $L = 20$ mm と 30 mm について行った。また、多孔壁の孔の個数 n は、 L が 20 mm の場合には、3,6,9 および 15 個を、 L が 30 mm の場合には、5,9 および 17 個とした。初期過飽和度 S_0 (よどみ点状態での水蒸気分圧とその温度における飽和圧力の比) は、0.70 (Mode 3), 0.745 (Mode 2), および 0.79 (Mode 1) の 3 種類とした。なお、よどみ点圧力 p_0 と温度 T_0 は、それぞれ 101.3 kPa と 303 K の一定とした。

本計算で使った格子数は、ノズル部で $291 \times 41 \sim 711 \times 41$ 、キャビティ部で $133 \times 16 \sim 561 \times 16$ である。また、多孔壁の孔の部分での保存量と圧力には、ノズル側とキャビティ側の孔の位置での平均値を用いた。

4. 計算結果と考察

4.1 実験結果との比較 図 2 は、固体壁と多

Fig.1 Geometry of Computational Grid (Unit: mm)

Fig.2 Average static pressure distributions on flat wall ($L = 20$ mm)

孔壁の場合($L = 20$ mm, $n = 6$)の理論より得られた平面壁側の平均静圧分布を示す。なお、初期過飽和度 S_0 とよどみ点温度 T_0 は、それぞれ 0.70 と 303 K である。図中の横軸はノズルスロットからの距離 x を代表長さ h^* で無次元化した値 x/h^* を、縦軸は平面壁上の平均静圧をよどみ点圧 p_0 で無次元化した値を示す。また、図中で示す黒丸と白丸は、それぞれ固体壁と多孔壁 ($L = 20$ mm, $P = 0.18$, 孔の直径 $\phi 2$ mm が等間隔で分布されている) の場合の実験結果⁽¹⁵⁾ である。但し、計算より得られる流れ場の様相を実験とほぼ一致させるため、孔の個数は $n = 6$ を採用した。図より、実験と計算の多孔壁の幾何形状は異なるものの、計算結果の変化の傾向は実験とほぼ同様になることがわかる。なお、両者のずれは、主に実験精度が起因していると考えられる。

図 3 は、多孔壁がない場合(固体壁)であり、流路中心線上での静圧分布の時間変化を示す。図 3(a), (b), および(c)は、それぞれ Mode 1 ($S_0 = 0.79$), Mode 2 ($S_0 = 0.745$), および Mode 3 ($S_0 = 0.70$) の場合を示している。位置座標軸は、ノズルスロットを基準とした距離 x を代表長さ h^* で無次元化した値 x/h^* を、圧力座標軸は静圧 p をよどみ点圧 p_0 で無次元化した値 p/p_0 を示す。また、図中の時間 t の範囲は、凝縮衝撃波の自励振動のほぼ一周分を示す。これらの図より、流れは周期的に変動しており、使用したスキームでは、Mode 1 から Mode 3 までの非定常凝縮衝撃波を再現できるのがわかる。

図 4 は、固体壁の場合の本計算で得られた振動周波数 f と初期過飽和度 S_0 の関係を示す。図中の黒丸と白丸は、それぞれ計算結果と実験結果⁽¹⁵⁾ を示す。図より、Mode 1 の計算結果については定性的に実

(a) Mode 1
($S_0 = 0.79$, $f = 1182.5$ Hz)

(b) Mode 2
($S_0 = 0.745$, $f = 835$ Hz)

(c) Mode 3
($S_0 = 0.70$, $f = 903.5$ Hz)

Fig.3 Time histories of static pressure at a nozzle mid line for solid wall (solid wall)

験結果を表わしていることがわかる。

4.2 キャビティ付多孔壁の効果 図 5(a), (b), および(c)は、Mode 1 から Mode 3 に対し、キャビティ付多孔壁 ($L = 20$ mm, $n = 6$) を適用した場合の流路中心線上静圧分布の時間変化を示す。なお、図中のそれぞれの軸は図 3 と同様であり、時間の範囲は図 3 で示したほぼ一周分を示す。それぞれの図から、キャビティ付多孔壁の場合には、凝縮衝撃波の振動

Fig.4 Frequencies of unsteady condensation shock wave (solid wall)

Fig.5 Time histories of static pressure on a nozzle center line for the porous wall ($L = 20\text{ mm}$, $n = 6$)

が抑制されており、流れ場が安定しているのがわかる。これらのケースについては、多孔壁をつけることで、パッシブコントロールが非常に有効に働いているのがわかる。また、図 5(a)と(b)の分布において、圧力の急激な上昇を示す位置が 2 つ存在することがわかる。このことについては後述する。

4.3 パッシブコントロールによる物理量の変化

ここで、Mode 1 と Mode 3 の流れに対して、キャビティ付多孔壁 ($L = 20\text{ mm}$, $n = 6$) を適応した場合の流れ場の詳細について述べる。

図 6(a)と(b)は、図 5(a)と(c)に対する曲面壁近傍の静圧力比 p/p_0 、マッハ数 Ma 、核生成率 I (単位体積、単位時間当たり生ずる凝縮核の個数)、および液相の質量比 g の分布を示す。なお、図中には参考のために凝縮が生じない場合の物理量の変化も一点鎖線で示している。また、図の横軸は、ノズルスロートを基準にした距離 x/h^* である。図では示していないが、図 5(b)に対する物理量の変化は、定性的に

Fig.6 Distributions for condensing flow properties at curved wall side ($L = 20\text{ mm}$, $n = 6$)

図 5(a)とほぼ同様な変化を示した。

図 6(a)においてキャビティ付多孔壁で凝縮が生じない場合は、一点鎖線で示すように多孔壁部の中心までは膨張を、その後圧縮を繰り返しているのがわかる⁽²¹⁾。一方、凝縮が生ずる場合には多孔壁部近傍の圧力とマッハ数は、大きく変動しているのがわかる。この原因については、次のように考えられる。Mode 1 では初期過飽和度が大きいいため、核生成率はキャビティ部最上流の孔から生ずる膨張波の影響を受け、急激に増加し大きな値に達する。この結果、液相の質量比も急激に増加することで潜熱放出量が大きくなるため、図で示すように大きな変動が生ずると考えられる。

図 6(b)では、図 6(a)と同様に変動が生じているが、初期過飽和度が小さいため圧力変動は小さくなる。また、核生成率と液相の質量比の変化は、図 6(a)と

ほぼ同様になることがわかる。

図 7 と図 8 は、図 5(a)と(c)に対する物理量の二次元等高線を示す。それぞれの図の(a)から(c)は、それぞれ、密度 ρ 、液相の質量比 g 、および全圧損失 p_s の等高線図を示す。なお、図(a)にはコンピュータシミュレーション図も示している。

図 7(a)において、多孔壁部近傍の黒い部分は圧縮波を示す。図中では圧縮波が明確にわかるが、多孔壁近傍からは膨張波も生ずるため、流れ場は非常に複雑となっている。また、平面壁上ではほぼ垂直状の衝撃波が存在するにも関わらず境界層のはく離は見られない。なお、実験からも同様な結果が得られるため、本研究では流れ場に大規模なはく離が現れない場合に比較的良好な結果を与えられている Baldwin-Lomax モデルを使用することは妥当と思われる。さらに、図 7(b)より、液相の質量比は、キ

(a) Density
($\Delta\rho/\rho_0 = 0.02$)

(b) Condensate mass fraction
($\Delta g = 0.05 \text{ kg/kg}$)

(c) Total pressure loss
($\Delta p_s/p_0 = 0.01$)

Fig.7 Contour maps of density, condensate mass fraction and total pressure loss ($L = 20 \text{ mm}$, $n = 6$, $S_0 = 0.79$)

(a) Density
($\Delta\rho/\rho_0 = 0.02$)

(b) Condensate mass fraction
($\Delta g = 0.05 \text{ kg/kg}$)

(c) Total pressure loss
($\Delta p_s/p_0 = 0.01$)

Fig.8 Contour maps of density, condensate mass fraction and total pressure loss ($L = 20 \text{ mm}$, $n = 6$, $S_0 = 0.70$)

キャビティ部の前縁付近から発生し、急激に増加しているのがわかる。一方、図 7(c)で示す全圧損失は、液相の質量比が増加し始める付近から増加し、流れ場全体に生じているのがわかる。

図 8 では、多孔壁近傍からの圧縮波の強さは図 7(a)の場合に比べ弱い、曲面壁近傍の液相の質量比は図 7 と同様にキャビティ部前縁付近から発生し、全圧損失も同様に増加しているのがわかる。なお、固体壁で凝縮が生ずる場合の全圧損失に対する、多

孔壁付加による全圧損失の変化割合は小さい⁽²¹⁾。

図 9 は、図 6 から図 8、および凝縮に関する物理量の変化を考慮して得られたパッシブコントロールの効果を表す模式図である。図 9(a)は凝縮が生じない場合に、図 9(b)と(c)は、それぞれ図 7 と図 8 に対応する。図中の破線は凝縮開始点を、また、一点鎖線と二点鎖線は、それぞれ膨脹波と境界層を示す。

図 9(a)では、多孔壁部からの吸込みと吹出しの影響で境界層の厚さが変化するため、壁面近傍からは膨脹波と圧縮波が交互に生じている⁽²¹⁾。また、キャビティ部の最上流側の孔からはキャビティ内への吸込みが強いため強い膨脹波が生じ、最も下流側の孔からは主流側への吹出しが強いため、強い圧縮波が生じている。

図 9(b)の初期過飽和度($S_0 = 0.79$)が大きい場合には、スロートすぐ下流の孔からの膨脹波の影響で、スロート近傍に凝縮衝撃波(CSW1)が発生する。これは、図 9(a)で示すスロートすぐ下流の孔からの圧縮波と凝縮により生じた圧縮波が合体したものと考えられる。また、平面壁上には下流側の孔から発生する膨脹波の影響を受けて、ほぼ垂直型の凝縮衝撃波(CSW2)が生ずる。従って、凝縮開始点は、平面壁側では曲面壁側に比べ、かなり下流側に移動している。このことから、ノズル中心線上の圧力分布には、図 5 で示したような急激な上昇を示す位置が 2 つ生ずることになる。

一方、図 9(c)の初期過飽和度が小さい場合($S_0 = 0.70$)、スロートすぐ下流の孔から発生する膨脹波による凝縮の影響で凝縮衝撃波(CSW1)が生じ、平面壁上には弱い凝縮衝撃波(CSW2)が図 9(b)と同様に生ずる。

4.4 孔の個数が振動に及ぼす影響 ここでは、Mode 1 の流れに対して $L=20\text{ mm}$ と 30 mm を適用し、孔の個数が流れ場に及ぼす影響について述べる。

図 10 と図 11 は、それぞれ $L=20\text{ mm}$ ($n=3,9,15$) と 30 mm ($n=5,9,17$) の場合で、ノズル中心線上静圧分布の時間変化と密度の等高線図(コンピュータシュリーレン図を含む)を示す。静圧分布のそれぞれの軸は、図 5 と同様である。また、時間軸の範囲は、図 3 で示したほぼ一周分を示す。図 10 と図 11 の両図とも、孔の個数に関わらず振動は抑制され流れ場が安定しており、多孔壁をつけることで、パッシブコントロールが非常に有効に働いているのがわかる。また、孔の個数が少ない場合、スロートすぐ下流の孔近傍には、多い場合と比較して強い凝縮衝撃波が発生しているのがわかる。これは、キャビティ長さ

Fig.9 Effect of passive control ($n = 6$)

Fig.10 Time histories of static pressure on a nozzle mid line, density contour maps
($L = 20$ mm, $S_0 = 0.79$)

Fig.11 Time histories of static pressure on a nozzle mid line, density contour maps
($L = 30$ mm, $S_0 = 0.79$)

L が一定の場合、孔の個数が少なくなる(w は増加)と吸込み量が増加し、孔から強い膨張波が生ずるためと考えられる。一方、下流側平面壁上にも図 7 と同様に凝縮衝撃波が存在することがわかる。

図 9, 10, および図 11 から、非定常凝縮衝撃波の振動の抑制要因としては、スロートすぐ下流の孔からの膨張波の効果が最も重要であると考えられ、

流れの中には分散された凝縮衝撃波が生ずるのがわかる。

図 5, 図 10, および図 11 では、圧力分布において急激な上昇を示す位置が 2 つ存在することを示した。図 12 は、 $L = 20$ mm と 30 mm に対する孔の個数が、凝縮衝撃波の強さに及ぼす影響を示す。図中の横軸はノズルスロートからの距離 x を代表長さ h^* で

Fig.12 Relationship between p_2/p_1 , p_4/p_3 at mid line and number of slits n

無次元化した値 x/h^* を、縦軸はノズル中心線上の静圧分布から得られた衝撃波の強さ p_2/p_1 と p_4/p_3 を示す。なお、 p_1 , p_2 , p_3 , および p_4 は、図中の模式図の圧力を示す。

図から、 $L = 20$ mm と 30 mm において、孔の個数に関わらず上流側の衝撃波強さ p_2/p_1 は、下流側の衝撃波強さ p_4/p_3 と比べ弱くなっている。また、孔の個数が多くなると p_2/p_1 と p_4/p_3 の両者とも弱くなる傾向となるが、最も弱くなる個数には最適値が存在することがわかる。 $L = 20$ mm と 30 mm ではそれぞれ $n=6$ と $n=9$ であり、 $L=30$ mm の場合において最も弱くなることがわかる。しかし、凝縮衝撃波が生ずる位置は、キャビティ長さに関わらずほぼ同じ位置であるのがわかる。

以上から、振動する凝縮衝撃波を抑制し、流れに生ずる凝縮衝撃波を効果的に弱くするには、キャビティ長さに対して適切な孔の個数が存在することがわかる。

5. 結 論

本研究では、キャビティ付多孔壁を用いるパッシブコントロールを、円弧ハーフノズル内で生ずる非定常凝縮衝撃波に適用し、衝撃波特性に及ぼす多孔壁のキャビティ長さと孔の個数の影響を数値的に調べた。本研究により以下の結論を得た。

(1) 本研究で使用したスキームでは、非定常凝縮衝撃波をほぼ正確に再現することができる。

(2) 本計算手法では、非定常凝縮衝撃波に対して適切なパッシブコントロールが行われているのが確認でき、流れ場の定性的な傾向を得るのに非常に有

効である。

(3) 衝撃波の振動を抑制するには、スロートすぐ下流の孔から生ずる強い膨張波の効果で凝縮を発生させ、凝縮領域を分散させることが重要である。

(4) 非定常凝縮衝撃波の振動を抑制し、凝縮衝撃波を効果的に弱くするには、キャビティ長さに対して適切な孔の個数が存在する。

文 献

- (1) Wegener, P. P. and Mach, L. M. , Adv. in Appl. Mech. , 5(1958), 307, Academic Press..
- (2) Zierep, J. und Lin, S. , Forsh. Ing. - Wes. , 33(1967), 169-172.
- (3) 松尾・他3名, 機論, **50**-459, B(1984), 2577-2582.
- (4) 松尾・他5名, 機論, **50**-466, B(1985), 1952-1956.
- (5) Schnerr, G. H. , (1986), Habilitationsschrift, Universitaet Karlsruhe.
- (6) Schnerr, G. H. and Dohrmann, U. , AIAA J. , **28**-7(1990), 1187-1193.
- (7) Adam, S. and Schnerr, G. H. , Journal of Fluid Mechanics, 348(1997), 1-28.
- (8) Wegener, P. P. and Cagliostro, D. J. , Combustion Science and Technology, 6(1973), 269-277.
- (9) Barschdorff, D. and Fillipov, G. A. , Heat Transfer-Societ Research, **2**-5(1970), 76-87.
- (10) Saltanov, G. A. and Tkalenko, R. A. J. Appl. Mech. Tech. Phys. , **16**-6(1975), 875-878.
- (11) 松尾・他3名, 機論, **50**-437, B(1983), 108-114.
- (12) 松尾・他3名, 機論, **50**-453, B(1984), 2577-2582.
- (13) Bahi, L. , Ross, J. M. and Nagamatsu, H. T. , AIAA-83-0137 (1983).
- (14) Raghunathan, S. , Prog. Aerospace Sci. , **25**(1988), 271-296.
- (15) Setoguchi, T. , Nakakno, T. , Tominaga, T. , Nishi, M. and Kaneko, K. , Proc. of International Conference on Fluid and Thermal Energy Conversion, (1994), 197-202.
- (16) 瀬戸口・他3名, 機講論, **938**-1(1993), 172-175.
- (17) 松尾・他3名, 機講論, No.008-1(2000), 35-36.
- (18) Yee, H. C. , NASA TM-89464(1989).
- (19) 数値流体力学編集委員会編, 圧縮性流体解析, (1995), 86, 東京大学出版会.
- (20) Baldwin, B. S. and Lomax, H., AIAA-78-257 (1978).
- (21) 松尾・他3名, 機論, **67**-660, B(2001), 1952-1959.