

초음속 노즐에서 발생하는 응축충격파 진동의 피동제어

백승철* · 권순범** · 김희동†

(2001년 10월 15일 접수, 2002년 5월 7일 심사완료)

Passive Control of the Condensation Shock Wave Oscillation in a Supersonic Nozzle

Seung-Cheol Baek, Soon-Bum Kwon and Heuy-Dong Kim

Key Words: Passive Control(피동제어), Condensation Shock Wave Oscillation(응축충격파 진동), Compressible Flow(압축성 유동), Non-Equilibrium Condensation(비평형 응축), Supersonic Nozzle(초음속 노즐)

Abstract

Rapid expansion of a moist air or a stream through a supersonic nozzle often leads to non-equilibrium condensation shock wave, causing a considerable energy loss in flow field. Depending on amount of latent heat released due to non-equilibrium condensation, the flow is highly unstable or a periodical oscillation accompanying the condensation shock wave in the nozzle. The unsteadiness of the condensation shock wave is always associated with several kinds of instabilities as well as noise and vibration of flow devices. In the current study, a passive control technique using a porous wall with a plenum cavity underneath is applied for the purpose of alleviation of the condensation shock oscillations in a transonic nozzle. A droplet growth equation is coupled with two-dimensional Navier-Stokes equation system. Computations are carried out using a third-order MUSCL type TVD finite-difference scheme with a second-order fractional time step. An experiment using an indraft wind tunnel is made to validate the present computational results. The results show that the oscillations of the condensation shock wave are completely suppressed by the current passive control method.

1. 서론

습공기나 습증기가 전음속 및 초음속 노즐 또는 터빈 익릴을 통해 급속히 팽창할 때 비평형 응축이 발생하며, 유동장은 수증기의 응축에 의해 방출되는 잠열에 크게 영향을 받는다. 이러한 비평형 응축현상은 상당한 엔트로피의 증가를 일으키는 비가역과정이다. 만일 액적의 비평형 응축에 의한 잠열의 방출량이 어느 임계치를 넘으

면 응축충격파라 불리는 열역학적 유동 상태량의 불연속을 야기한다.^(1,2) 비평형 응축과 응축충격파에 관해서는 종래 열역학 및 유체역학적 측면에서 현재까지 많은 연구가 수행되어 왔다.^(1,4) 일반적으로 응축충격파는 매우 큰 에너지 손실뿐만 아니라, 충격파의 진동에 의한 기기의 소음과 진동을 야기한다.^(5,6)

응축충격파 진동에 대한 이전의 연구에 의하면, 초음속 노즐에서 3가지 모드의 진동이 발생한다고 알려져 있다.^(7,8) 즉, 첫 번째 모드로서 응축충격파가 노즐의 확대부에 주기적으로 발생하여 노즐목의 상류로 이동하는 것이며, 두 번째로 응축충격파가 노즐목의 확대부에 주기적으로 발생하여 상류로 이동하지만 목에 도달하기 전에 사라지는 경우이며, 마지막으로 응축충격파가 노즐 확대부에서 임의의 시간평균 위치에서 진동하

† 책임저자, 회원, 안동대학교 기계공학부
E-mail : kimhd@andong.ac.kr
TEL : (054)820-5622 FAX : (054)823-5495

* 회원, 경북대학교 대학원 기계공학과

** 회원, 경북대학교 기계공학부

는 모드이다.

현재까지 응축충격파의 진동에측에 관한 연구는 거의 수행되지 않았으며, 이에 대한 체계적 연구는 응축충격파의 진동에 대한 적절한 제어법을 수립하는데 매우 중요하다. 피동제어법은 천음속 익에서 발생하는 충격파/경계층 간섭을 제어하는 목적으로 연구되어 왔으며,^(9,10) 특히 충격파의 foot에 적용될 때 효과가 가장 뛰어나다고 알려져 왔다. 이 제어법은 충격파 하류의 높은 압력의 기류가 다공벽과 공동을 통해 유입되어 충격파 상류로 유출되는 원리를 이용하는 것이다. 공동과 다공벽을 통한 유동의 재순환은 다공벽에 발생한 충격파로 인한 높은 압력구배를 완화시킨다. 이러한 피동제어법은 다공벽과 공동에 의해 크게 영향을 받으며, 이 제어법에 대해 EUROSHOCK 프로젝트에서 광범위하게 논의되었다.⁽¹¹⁾

그러나 이 피동제어법이 충격파/경계층 간섭 유동에 유효하다는 것이 알려져 있지만, 현재까지 응축충격파와 응축충격파 진동에 적용되지 않았다. 이는 응축충격파 진동의 유동 매커니즘이 익에서의 buffet 현상과 같은 비정상 충격파의 진동에 비해 잘 알려져 있지 않기 때문이다.⁽¹²⁾

본 연구의 주된 목적은 초음속 유동에서 발생하는 세 가지 모드의 응축충격파 진동에 대한 피동제어법의 유효성을 검증하는 것이며, 두 번째 목적은 응축충격파 진동의 감소와 관련된 유동 매커니즘을 유체역학적인 측면에서 구명하는 것이다. 따라서, 본 연구는 초음속 노즐에서 응축충격파가 진동하는 경우에 대해 피동제어법을 적용하였다. 수치계산에 사용된 지배방정식은 액적성장 방정식과 2차원, 압축성 Navier-Stokes 방정식이며, second-order fractional time step의 third-order MUSCL type TVD finite-difference scheme⁽¹³⁾을 사용하였다. 난류유동장을 해석하기 위해 Baldwin-Lomax 난류모델을 적용하였다. 본 수치계산의 신뢰성을 검증하기 위해 대기흡입식 초음속 풍동을 이용한 실험결과와 비교하였다.

2. 수치 계산

2.1 지배방정식

기존의 2상 유동 해석과 같이 응축물과 매체가 스 유동과의 속도 및 온도차는 없으며, 응축물의

크기가 매우 작기 때문에 압력장에 대한 응축물의 영향은 무시될 수 있다고 가정하였다.

지배방정식은 직교좌표계 (x,y)에서 다음과 같이 비정상, 2차원, 압축성, Navier-Stokes 방정식과 액적성장 방정식⁽¹³⁾이다. 지배방정식은 노즐 입구 조건의 기준값을 사용하여 무차원화하였다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial R}{\partial x} + \frac{\partial S}{\partial y} \right) + H \quad (1)$$

여기서,

$$Q = \begin{bmatrix} \rho_m \\ \rho_m u \\ \rho_m v \\ \rho_m E_t \\ \rho_m g \\ \rho_m D_1 \\ \rho_m D_2 \\ \rho_m D_3 \end{bmatrix}, E = \begin{bmatrix} \rho_m u \\ \rho_m u^2 + p \\ \rho_m uv \\ u(E_t + p) \\ \rho_m ug \\ \rho_m uD_1 \\ \rho_m uD_2 \\ \rho_m uD_3 \end{bmatrix}, F = \begin{bmatrix} \rho_m v \\ \rho_m v^2 + p \\ v(E_t + p) \\ \rho_m vg \\ \rho_m vD_1 \\ \rho_m vD_2 \\ \rho_m vD_3 \end{bmatrix},$$

$$R = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ \alpha \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, S = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} \\ \alpha \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, H = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ \rho_m \dot{g} \\ \rho_m \dot{D}_1 \\ \rho_m \dot{D}_2 \\ \rho_m \dot{D}_3 \end{bmatrix} \quad (2)$$

여기서,

$$E_t = \rho_m C_p T - p + \frac{1}{2} \rho_m (u^2 + v^2) - \rho_m gL \quad (3)$$

$$\alpha = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + \frac{\mu}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (4)$$

$$\beta = u\tau_{xy} + v\tau_{yy} + \frac{\mu}{(\gamma-1)Pr} \frac{\partial T}{\partial y} \quad (5)$$

$$p = G \left[E_t - \frac{1}{2} \rho_m (u^2 + v^2) \rho_m gL \right] \quad (6)$$

$$G = \left(1 - g \frac{M_m}{M_c} \right) \left(\frac{1}{\gamma-1} + g \frac{M_m}{M_c} \right) \quad (7)$$

$$L = \frac{2.353 \times 10^6 - 5.72 \times 10^4 (\ln p - 10)}{-4.60 \times 10^3 (\ln p - 10)^2} \quad (\text{J/kg}) \quad (8)$$

τ_{xx} , τ_{yy} , τ_{xy} 및 τ_{yx} 는 점성 전단응력 성분이며, $g = (m_l / (m_a + m_l + m_l))$ 은 응축질량분율이며, 하점자 m 은 혼합물을 가리킨다. \dot{g} , \dot{D}_1 , \dot{D}_2 및 \dot{D}_3 는 다음과 같이 주어진다.⁽¹³⁾

$$\dot{g} = \frac{dg}{dt} = \frac{\rho_l}{\rho_m} \frac{4\pi}{3} \left(r^3 I + \rho_m D_1 \frac{dr}{dt} \right) \quad (9)$$

$$\dot{D}_1 = \frac{dD_1}{dt} = \frac{4\pi r^2 I}{\rho_m} + D_2 \frac{dr}{dt} \quad (10)$$

$$\dot{D}_2 = \frac{dD_2}{dt} = \frac{8\pi r^2 I}{\rho_m} + D_3 \frac{dr}{dt} \quad (11)$$

$$\dot{D}_3 = \frac{dD_3}{dt} = \frac{8\pi l}{\rho_m} \quad (12)$$

핵생성률 I_F , 핵의 임계반경 r_c 및 반경 성장률 \dot{r} 은 다음과 같다.

$$I_F = I \cdot l \quad (13)$$

$$I = \frac{1}{\rho_l} \left(\frac{p_v}{kT} \right) \sqrt{\frac{2\sigma M_l}{N_A \pi}} \exp\left(\frac{-4\pi\sigma r_c^2}{3kT} \right) \quad (14)$$

$$r_c = \frac{2\sigma}{\rho_l R T \ln(p_v / p_{\infty})} \quad (15)$$

$$\dot{r} = \frac{dr}{dt} = \frac{\xi_c}{\rho_l} \sqrt{\frac{p_v}{2\pi R T}} \left(\frac{p_v}{p_{\infty}} - 1 \right) \quad (16)$$

$$p_{\infty} = 10^{(A/T+B)} \times 101325 \text{ (Pa)} \quad (17)$$

식 (17)의 A와 B는 매개가스의 온도에 의존하는 상수이며 다음과 같이 정의된다.

$$A=2263, B=6.064 \text{ for } T=273 \sim 395\text{K}$$

$$A=2672, B=7.582 \text{ for } T=175 \sim 273\text{K}$$

M , R , k , ρ_l 는 각각 분자량, 기체상수, Boltzmann 상수, flat film equilibrium vapour pressure이다. 하첨자 v 와 l 은 각각 증기와 액체상태를 나타낸다. $A^{(14)}$ 와 $\xi_c^{(15,16)}$ 은 각각 핵 생성에 대한 조절 계수와 응축 계수이다. 표면장력 σ 는 무한 평면 막의 표면장력 σ_c 와 표면장력계수 $\xi^{(17,18)}$ 로 주어진다.

$$\sigma = \xi \sigma_c \quad (18)$$

$$\sigma_c = (128 - 0.1927T) \times 10^{-3} \text{ (N/m)} \quad (19)$$

계산에 사용된 λ 와 ξ_c 및 ξ 에 대한 값⁽¹⁴⁾은 다음과 같다.

$$\lambda = 10^6, \xi_c = 0.1, \xi = 1.22 \quad (20)$$

위의 지배방정식은 일반적인 좌표변환으로 물리적 평면(x, y)에서 계산 평면(ξ, η)으로 변환하였다. 또, 난류응력을 해석하기 위해 Baldwin-Lomax 모델⁽¹⁹⁾을 적용하였으며, 응축충격파를 잡기 위해 새만 정렬격자를 사용하였다.

2.2 초기 및 경계조건

Fig. 1은 본 수치계산에서 초음속 노즐의 계산 격자를 나타낸 그림이다. 노즐은 입구와 출구의 높이가 60mm, 길이가 600mm, 반경이 $R=155$ mm인 원호이다. 노즐벽의 높이 $h/2=24$ mm이며, $h/2$ 는 본 연구에서 사용되는 특징길이를 나타낸다.

다공벽은 길이×길이($L \times D$)의 2차원 슬릿이며, 이 슬릿은 l 의 동일한 폭으로 다공벽을 이루고

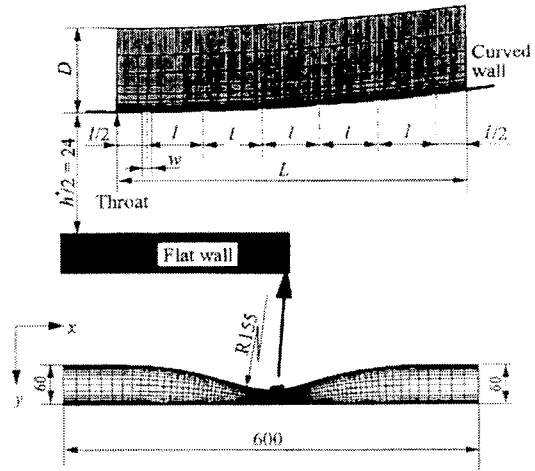


Fig. 1 Geometry of computational grid(unit : mm)
(Nozzle:351× 41, Cavity:198× 16)

있으며, 슬릿 사이의 개방면적의 폭은 w 로 일정하게 유지된다. 본 연구에서 다공벽의 기공률을 $P=0.18$ 로 고정한 상태에서 슬릿의 수를 $n=3, 6, 9, 13, 17$ 로 변화시켰다. 또, $D=5$ mm에서 L 을 변화시키므로써 공동의 체적을 조절하였다.

계산에서는 습공기를 작동유체로 사용하였으며, 열적 및 열량적으로 완전하다고 가정하였다. 본 연구에서는 정제집의 습공기의 초기 과포화도 ($S_0=p_0/p_{ps}$)를 변화시켜 세 가지 모드 즉, Mode A($S_0=0.79$), Mode B($S_0=0.745$), Mode C($S_0=0.70$)의 진동모드를 발생시켰다. 노즐의 입구에서 전온도 T_0 와 전압 p_0 는 각각 303K와 101.3kPa로 일정하게 하였다. 입구 및 출구경계는 자유경계로 가정하였다. 벽에서 열전달이 없는 단일 벽조건에서 속도의 슬립은 없다고 가정하였으며, 노즐 중심선에서는 대칭조건으로 응축 질량분율 $g=0$ 을 부여하였다. 본 계산에서는 정확한 해를 얻기 위해 충격파나 정계충과 같이 큰 구배를 가지는 영역에 격자를 밀집시켰다. 해의 수렴은 각 보존변수들에 대한 잔차가 4이하의 오더로 감소될 때 얻어졌다. 또한 계산 경계를 통한 질량 불균형을 조사하였다.

3. 실험적 연구

수치계산에 의한 결과를 검증하기 위해 대기 흡입식 초음속 공동용 실험적 연구를 수행하였다. 축정부 하류에 설치한 밸브를 개방하면 저기조의 습공기는 초음속 노즐이 설치된 축

정부로 유동하며, 측정부 하류에 설치된 10mm의 직경튜브로 유입된다. 2차원 초음속 노즐을 60mm의 높이와 38mm의 폭을 가진 측정부의 상부벽에 장착되며, 튜브의 하부벽은 직선벽으로 하였다. 본 실험에서 풍동의 정상 지속시간은 약 20초이다.

노즐의 다공벽을 동일한 개방면적을 가진 2차원 벽이며 슬릿으로 구성되어 있다. 다공벽 하부의 공동의 개격은 공동의 길이에 따라 변한다. 슬릿의 수는 바뀌어도 기공률은 항상 일정하다. 히터와 증기발생기로 저기조의 온도와 상태습도를 조절하여 초기 과포화도 S_0 를 변화시켰다. 본 실험에서 저기조의 정제압력은 항상 $p_0=101.3\text{kPa}$ 로 일정하게 유지하였다. 측정부의 상부벽과 하부벽에서의 시간평균 및 시간의존 정압을 측정하였고, 정제점 상태는 저기조의 상태량으로 재백하였다. 압력 트랜스듀서를 노즐벽에 장착하여 측정부에서의 정압을 측정하였으며, PC와 연결된 A/D 변환기를 통해 압력 트랜스듀서에서 x-y 기록 시스템으로 측정값을 기록하였다. 압력트랜스듀서는 정적 및 동적으로 검증되었으며, 압력측정의 오차는 1.5%정도로 나타났다. 노즐 내의 유동장을 가시화하기 위해 지속시간이 약 2 μ s인 Mg strobrite 순간광원을 사용한 슈리렌법을 사용하였다.

4. 결과 및 고찰

Fig. 2는 피동제어하지 않은 경우와 피동제어한 경우의 유동의 슈리렌 사진이다. 공동의 크기는 20×5mm²이며, 기공률은 $P=0.18$, S_0 와 T_0 는 각각 0.64와 303K이다. 피동제어를 하지 않은 경우, 습공기의 비평형 응축에 의해 노즐목의 바로 하류에서 수직 응축충격파가 발생하며, 응축충격파 하류의 유동은 초음속이다. 이는 응축충격파의 하류에 발생된 마하파와 Fig. 3의 측정된 벽압력으로부터 확인할 수 있다. 피동제어한 경우, 피동제어하지 않은 경우에 발생한 수직 응축충격파는 Λ -형의 충격파로 바뀌고, 피동제어하지 않은 경우에 비해 그 강도는 매우 약해진다. 또, 다공벽에서 여러 개의 압력파가 발생함이 관찰된다.

Fig. 3은 피동제어하지 않은 경우와 피동제어한 경우에 하부벽에서 정압의 계산결과를 실험과 비교한 그림이다. 피동제어한 경우, 슬릿의 수는 6개로 이 때 기공률은 $P=0.18$ 이다. 거리 x 는 특성

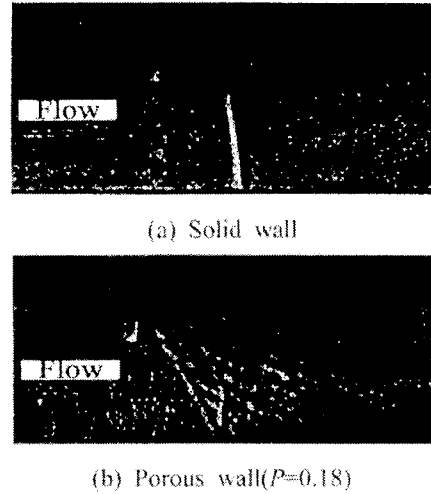


Fig. 2 Schlieren pictures($S_0=0.64$, $T_0=303\text{K}$)

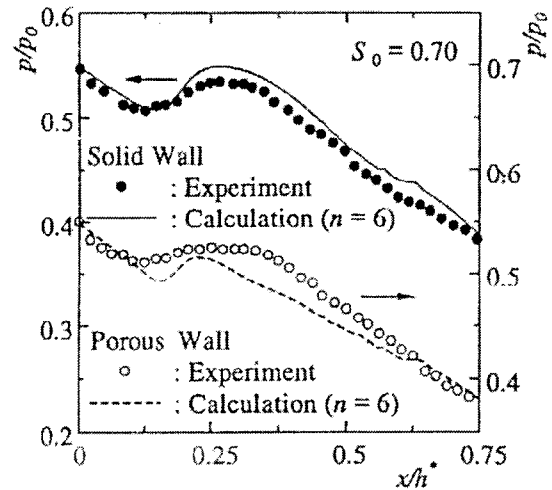


Fig. 3 Static pressure distributions along the bottom flat wall

길이 h^* 로, 국소정압 p 는 초기전압 p_0 로 각각 각각 무차원화되었다. 기호 ●와 ○은 각각 피동제어하지 않은 경우와 피동제어한 경우($L=20\text{mm}$)를 가리킨다. 단, 상류 저기조의 전온도 T_0 와 전압 p_0 는 각각 303K와 101.3kPa이다. 노즐 목 하류의 유한한 영역에서 발생하는 비평형 응축으로 인해, 정압은 유동이 국소적으로 감소할 때까지 감소한다. 비평형 응축이 발생하는 영역의 상류와 하류에서의 정압은 국소적인 최소 및 최대값을 가지며, 유동은 충격파 하류에서 재가속된다. 현재의 계산결과는 국소 최소 및 최대압력을 실험에 의해 측정된 정압보다 다소 작거나 크게 계

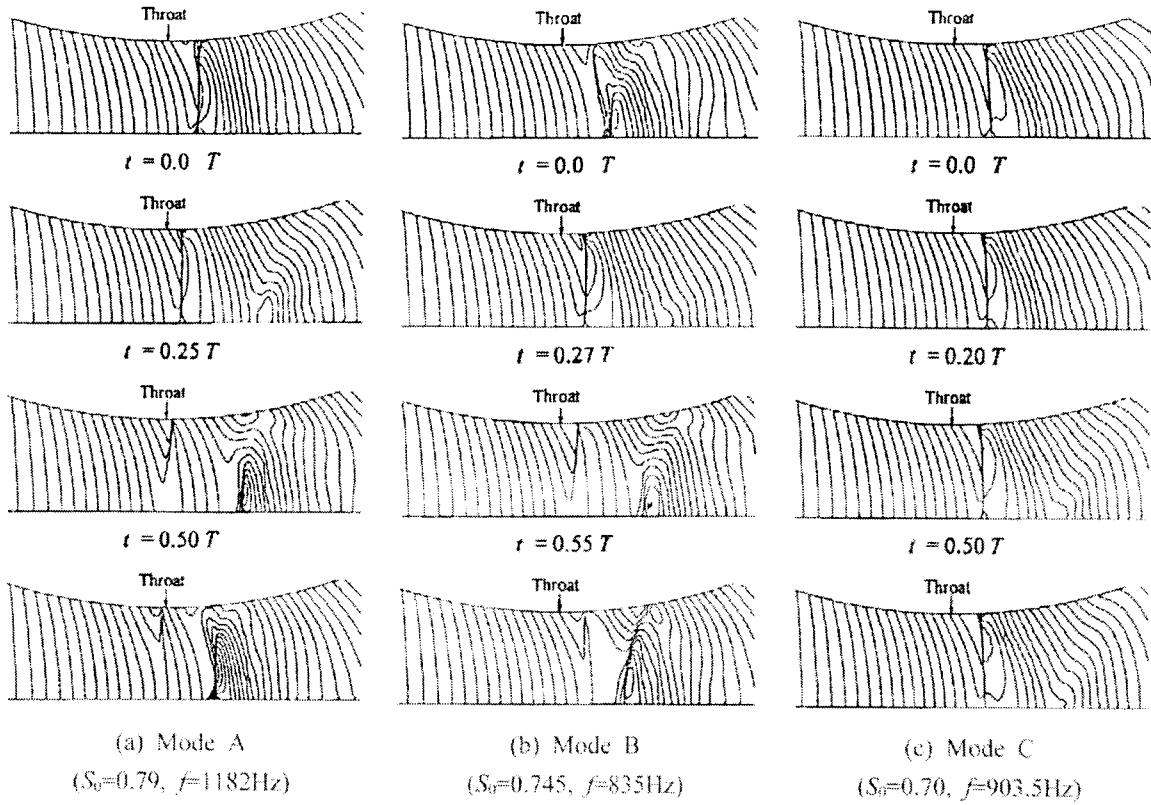


Fig. 4 Pressure contour maps of self-excited flow oscillation(T : time of cycle)

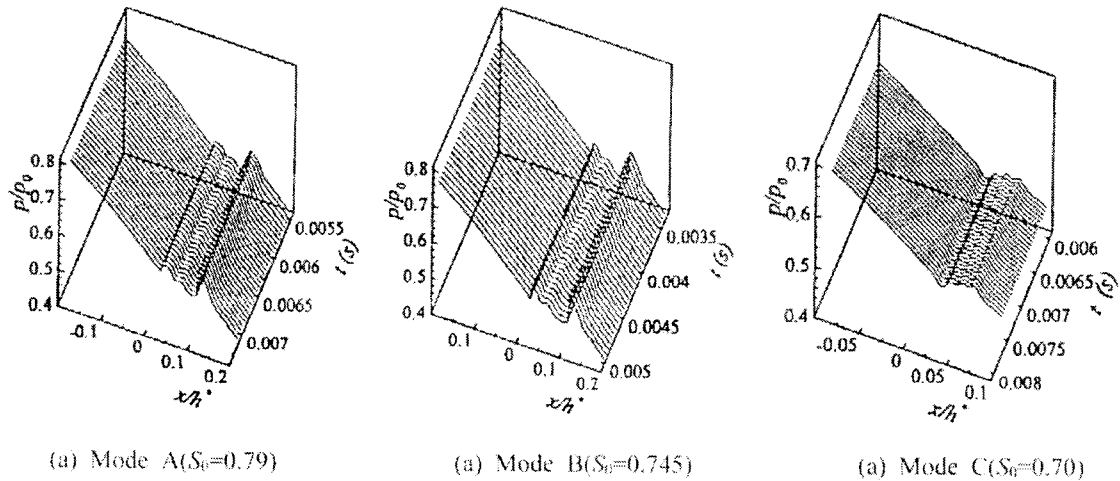


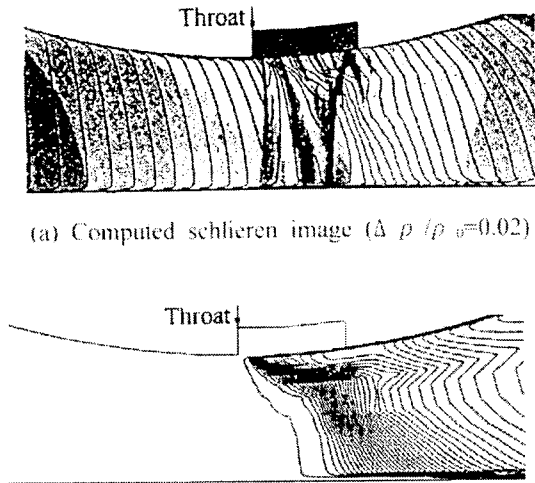
Fig. 5 Time histories of static pressures on the passive nozzle axis ($L=20\text{mm}$, $n=6$)

산되었다. 그러나, 비평형 응축과 응축충격과로 인한 유동의 복잡성을 고려한다면 계산과 실험은 상당히 잘 일치한다고 판단된다.

초음속 노즐에서 응축충격과의 진동 모드를 예측하기 위해 피동제어하지 않은 경우에 대한 수치해석 결과를 Fig. 4에 나타내었다. Fig. 4(a), (b) 및 (c)는 각각 Mode A($S_0=0.79$), Mode B($S_0=0.745$)

및 Mode C($S_0=0.70$)에 대한 자력진동 유동(self-excited flow)의 1주기동안 계산된 압력 contour이다. 여기서 f 는 진동주기이며, T 는 진동의 1 주기동안의 시간이다. Mode A, B 및 Mode C의 응축충격과의 주파수는 각각 $f=1182.5\text{Hz}$, 835Hz 및 903Hz 이다.

Fig. 5(a), (b) 및 (c)는 피동제어한 경우의 응축



(a) Computed schlieren image ($\Delta \rho / \rho_0 = 0.02$)
 (b) Condensate mass fraction ($\Delta g = 0.05 \text{ kg/kg}$)
Fig. 6 Computed schlieren image and condensate mass fraction ($L=20\text{mm}$, $n=6$, $S_0=0.79$)

충격파 진동의 각 모드에서 정압 p 의 history를 나타낸 그림이다. 이 경우, 공동의 길이 L 와 슬릿의 수 n 은 각각 20mm와 6개이다. 하부벽에서 측정된 정압분포는 시간에 따라 변하지 않는다. 또한 응축충격파의 큰 진동은 관찰되지 않는다. 본 연구의 제어법으로 각 모드의 응축충격파 진동이 잘 억제되었다. 초음속 노즐에서 피동제어의 효과를 더욱 자세히 알아보기 위해 Mode A를 분석한다.

Fig. 6은 Fig. 5(a)와 동일한 유동의 계산된 슈리렌 사진과 응축질량분율 g 의 분포를 나타낸 그림이다. 그림으로부터, 초음속 노즐의 상부 다공벽에서 발생한 압축파와 팽창파가 상부벽 근처 유동에 강하게 영향을 미치는 것을 볼 수 있다. 전체 다공벽에서 강한 압력파들이 발생하고, 응축질량분율은 다공벽의 상류 근처에서 빠르게 증가한다.

Fig. 7은 $S_0=0.79$ 에 대해 피동제어한 유동의 개략도이다. 채선 및 점선은 팽창파, 응축의 시작을 나타내며, 벽 경계층도 그림에서 나타내었다. 그림에서, 팽창파와 압축파는 상부 다공벽에서 교번으로 발생하고 있다. 주류의 일부가 공동으로 유입함에 의해 팽창파가 발생하며, 하류의 슬릿을 통한 유동의 유출로 인해 압축파가 발생한다. 다공벽 하류영역에서 발생한 응축충격파는 경계층의 두께를 증가시킨다. 하부 직선벽 근처에서,

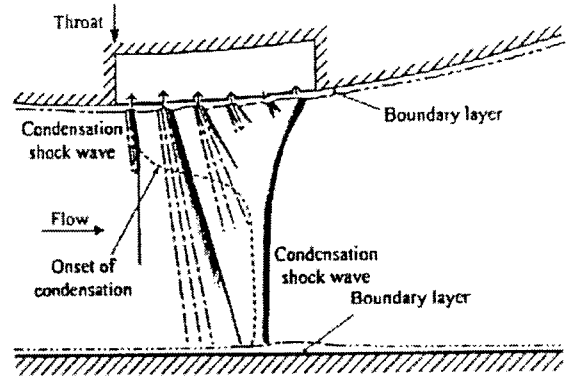


Fig. 7 Schematic view of passive nozzle ($L=20\text{mm}$, $S_0=0.79$, $n=6$)

슬릿을 통해 공동으로 유입되는 유동에 의해 발생하는 팽창파에 의해 발생한 응축충격파는 주류에 거의 수직이다. 하부벽 근처의 응축의 시작은 상부 다공벽에 비해 더욱 하류에서 나타난다. 다공벽의 슬릿에 의해 발생한 압축파는 하부벽 근처의 유동에 거의 영향을 미치지 못하는 것으로 판단된다. 슬릿의 비평형 응축에 기인한 잠열의 방출은 다공벽의 존재에 의해 영향을 받는 것으로 판단된다. 이 경우, 다공벽의 각 슬릿으로부터 발생한 팽창파들은 응축충격파의 진동을 억제하는 중요한 역할을 한다.

Fig. 8은 일정한 기공률에서 슬릿의 수를 변화시킬 때, $L=20\text{mm}$ 의 경우에 대해 피동제어한 노즐의 하부벽에서 정압의 시간 history, 계산된 슈리렌 이미지와 유동상의 개략도를 보인다. Mode A에서, 응축충격파의 큰 진동은 관찰되지 않는다. 피동제어한 경우에 슬릿의 수는 wave 시스템에 다소 영향을 주는 것으로 판단된다. 측정된 정압 history에서 두 개의 최대값이 존재한다. 상류의 최대값은 상부 다공벽의 상류 edge에서 발생한 압축파에 의한 것이며, 하류의 최대값은 응축충격파와 관련된 것이다. 본 연구에서의 유동은 응축 충격파의 상류에서 공동으로 유입되고, 하류의 공동에서 주류로 유출된다. 이는 상대적으로 높은 압력의 충격파 하류의 기류가 다공벽과 공동을 통해 유입되어 충격파의 상류로 유출되는 초음속 익에서 충격파/경계층의 피동제어와는 상당히 다르다.

Fig. 9는 공동의 길이가 $L=20\text{mm}$ 와 $L=30\text{mm}$ 에

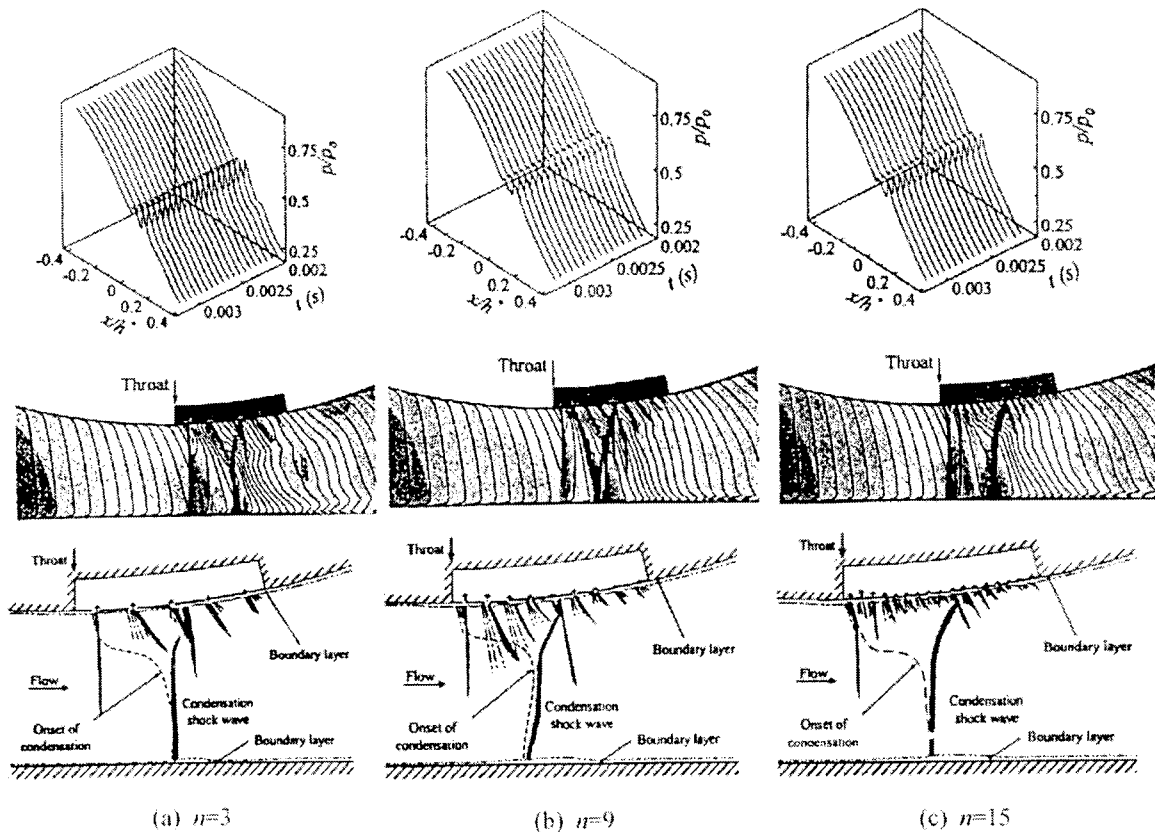


Fig. 8 Time histories of static pressures, computed schlieren image and schematic view of the passive nozzle flow ($L=20\text{mm}$, $S_0=0.79$)

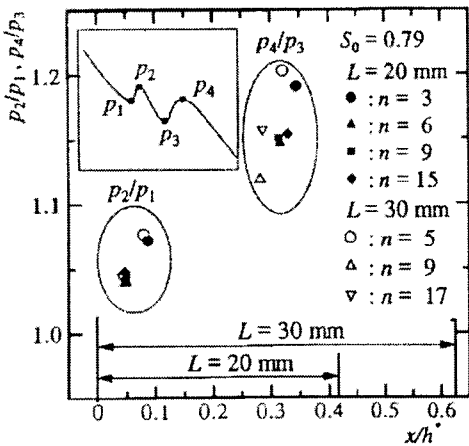


Fig. 9 The magnitudes of adiabatic and condensation shock waves

대한 압축파와 응축충격파의 강도를 보이고 있다. p_2/p_1 와 p_4/p_3 은 압축파와 응축충격파를 나타낸다. 슬릿의 수에 관계없이, p_2/p_1 은 p_4/p_3 보다 훨씬 작으며, 응축충격파가 발생하는 p_4/p_3 에 비해

상류에 위치한다. 따라서, 압축파와 응축충격파의 위치는 공동길이 영향을 받지 않는 것으로 보인다. 그러나, wave의 강도는 슬릿의 수에 의존하는 것으로 나타났다. 공동의 길이가 $L=20\text{mm}$ 인 경우, 슬릿의 수 $n=6, 9$ 및 15 의 경우에서 wave의 강도는 크게 달라지지 않는다. 그러나, 공동의 길이 $L=30\text{mm}$ 의 경우, 응축충격파의 강도는 $n=9$ 일 때 가장 낮게 나타났다. 이는 주어진 공동의 채적에서 wave의 강도를 감소시키는 최적슬릿의 수가 존재함을 의미한다.

5. 결론

본 연구는 초음속 노즐에서 발생하는 응축충격파의 진동을 제어하기 위해 다공벽/공동 시스템을 이용한 피동제어법을 적용하였고 수치계산과 실험을 수행한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

비평형 응축파 응축충격파가 발생하는 초음속

유동장에 와동제어기법의 적용은 슬릿의 수에 관계없이 응축충격파의 진동을 효과적으로 억제하였다. 또, 본 연구의 와동제어기법은 응축충격파의 강도를 감소시켰으며, 슬릿에 의해 발생한 wave system이 응축충격파 진동을 감소시키는 중요한 역할을 하는 것으로 밝혀졌다.

참고문헌

- (1) Wegener, P. P. and Mack, L. M., 1958, "Condensation in Supersonic Hypersonic Wind Tunnels," *Adv. In Appl. Mech.*, Vol. 5, pp. 307~447.
- (2) Zierep, J. and Lin, S., 1967, "Bestimmung des Kondensationsbeginns Kondensation Bei Entspannung feuchter Luft in Ueberschallduesen," *Forsch. Ing.-Wes.*, Vol. 33, pp. 169~172.
- (3) Matsuo, K., Kawagoe, S., Sonoda, K. and Sakao, K., 1985, "Studies of Condensation Shock Waves(Part 1, Mechanism of their formation)," *Bulletin of JSME*, Vol. 28, pp. 1416~1422.
- (4) Schnerr, G. H. and Dohrmann, U., 1990, "Transonic Flow around Airfoils with Relaxation and Energy Supply by Homogeneous Condensation," *AIAA Journal*, Vol. 28, pp. 1187~1193.
- (5) Wegener, P. P. and Cagliostro, D. J., 1973, "Periodic Nozzle Flow with Heat Addition," *Combustion Science and Technology*, Vol. 6, pp. 269~277.
- (6) Adams, S. and Schnerr, G. H., 1994, "Instabilities and Bifurcation on Non-equilibrium Two-Phase Flow," *Jour. Fluid Mechanics*, Vol. 348, pp. 1~28.
- (7) Saltnov, G. A. and Tkalenko, R. A., 1975, "Investigation of Transonic Unsteady-State Flow in the Presence of Phase Transformations," *Jour. Applied Mech. Tech. Phys.*, Vol. 16, pp. 857~878.
- (8) Matsuo, K., Kawagoe, S., Sonoda, K. and Setoguchi, T., 1985, "Oscillations of Laval Nozzle Flow with Condensation(part 2, on the mechanism of oscillations and their amplitudes)," *Bulletin of JSME*, Vol. 28(235), pp. 88~93.
- (9) Bahi, L., Ross, J. M. and Nagamatsu, H. T., 1983, "Passive Shock Wave/Boundary Layer Control for Transonic Airfoil Drag Reduction," AIAA-83-0173
- (10) Raghunathan, S. and Mabey, D. G., 1986, "Passive Shock Wave Boundary Layer Control Experiments on a Circular Arc Model," AIAA-860285.
- (11) EUROSHOCK-Drag Reduction by Passive Shock Control, 1997, AER2-CT92-0049, ed. by E. Stanewsky, Results of the project EUROSHOCK.
- (12) Yee, H. C., 1989, "A Class of High-Resolution Explicit and Implicit Shock-Capturing Methods," NASA TM-89464.
- (13) Sislian, J. P., 1975, "Condensation of Water Vapour with or without a Carrier Gas in a Shock Tube," UTIAS Rep.201.
- (14) Wegener, P. P. and Wu, B., 1977, "Nucleation Phenomena, Gasdynamics and Homogeneous Nucleation," ed. by A. C. Zettlemyer, pp. 325~402.
- (15) Mills, A. F. and Seban, R. A., 1967, "The Condensation Coefficient of Water," *Intl. Jour. Heat and Mass transfer*, Vol. 10, pp. 1815~1827.
- (16) Pound, G. M., 1972, "Select Values of Critical Supersaturation for Nucleation of Liquids from the Vapour," *Jour. Phys. Chem. Ref. Data 1*, pp. 119~133.
- (17) Kirkwood, J. G. and Buff, F. P., 1949, "The Statistical Mechanical Theory of Surface Tension," *Jour. Chem. Phys.*, Vol. 17, pp. 3389~3343.
- (18) Oriani, R. A. and Sundquist, B. E., 1963, "Emendations to Nucleation Theory and the Homogeneous Nucleation of Water from the Vapour," *Jour. Chem. Phys.*, Vol. 38, pp. 2082~2089.
- (19) Matsuo, S., Setoguchi, T., You, S. and Matsuo, K., 1997, "Effect of Nonequilibrium Condensation of Moist on the Boundary Layer in a Supersonic Nozzle," *Journal of Thermal Science*, Vol. 6, No. 4, pp. 260~272.
- (20) Baldwin, B. S. and Lomax, H., 1978, "Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows," AIAA-78-257.