

〈論 文〉

미소진폭 파형벽을 가진 유로내에서 凝縮을 수반하는 超音速 유동의 特性

수치해석 결과

金丙知* · 權純範**

(1992년 5월 1일 접수)

The Characteristic of Supersonic Flow with Condensation along a Wavy Wall of Small Amplitude in Channel

Numerical results

Byoung-Ji Kim and Soon-Bum Kwon

Key Words : Supersonic Flow(초음속 유동), Nonequilibrium Condensation(비평형 응축)
Method of Characteristics(특성곡선법), Oblique Shock Wave(경사충격파)

Abstract

The characteristic of supersonic flow with condensation along a wavy wall of small amplitude in channel is investigated through the direct marching method of characteristics. The very complex problem that may appear where the overlapping of the same family characteristics occurs, can be satisfactorily solved by means of the modified method suggested by Zucrow. In the present study for the case of supersonic moist air flow, the dependency of location of formation and reflection of oblique shock wave generated by the wavy wall, and the distributions of flow properties, on the relative humidity and temperature at the entrance of wavy wall is clarified by plots of streamline, iso-Mach number and iso-flow properties. Also, it is confirmed that the wavy wall plays an important key role in the formation of oblique shock wave, and that the effect of condensation on the flow field appears apparently.

기 호 설 명

A	: 파형벽의 진폭	M	: 마하수
A, B, C	: 경사충격파의 입사점 또는 반사점	N	: 응축핵의 발생개수
C_p	: 정압비열	n	: 유선에 수직한 방향 좌표축
g	: 액상의 질량비	p	: 정압
h	: 엔탈피 혹은 유로높이	R	: 일반기체상수
h^*	: 유로의 평균높이	r	: 응축핵의 반경
I	: 핵생성률	s	: 유선
L	: 파형벽의 주기	T	: 온도
		t	: 시간
		u	: 유속
		x, y	: 좌표축

*정회원, 경북대학교 기계공학과 대학원

**정회원, 경북대학교 기계공학과

- α : 응축계수
- ζ : 표면장력계수
- η, ξ : 좌향, 우향특성곡선
- θ : 유선과 x 축이 이루는 각
- x : 볼츠만 상수
- μ : 마하각
- μ_m : 습공기 분자량
- ρ : 밀도
- σ : 표면장력
- ϕ : 상대습도

하첨자

- o : 정체점
- cr : 임계
- f : 동결
- l : 액상
- s : 포화상태
- v : 수증기
- ∞ : 무한평면

1. 서 론

정지하고 있는 응축성 기체 중에 超音速의 물체가 비행하게 되면 이 응축성 기체는 극소적으로 飽和 狀態에 달하여도 응축이 일어나지 않고 대단히 불안정한 過飽和 狀態로 된다.⁽¹⁾ 응축성 기체 중에 蒸氣分子와 다른 不純分子(dusts, soots, salts, ions) 등이 그다지 많지 않은 경우, 이 불안정한 과포화 상태의 흐름은 흐름 중에 포함되어 있는 증기분자 자신들이 서로 충돌하여 凝結됨으로써 惹起되는 均一核生成(homogeneous nucleation)이 非平衡 過程(nonequilibrium process)으로 일어나고, 비평형 과정으로 생성된 응축핵 주위에 증기분자가 계속 충돌하여 응결됨으로써 야기되는 응축이 平衡過程으로 일어난다.⁽²⁾

한편, 이 비평형 과정의 응축시 방출되는 잠열의 효과때문에 주위 초음속 흐름은 감속되는 결과를 초래하게 되고, 특히 흐름 중의 물체표면에 요철(凹凸)이 있는 경우에는 흐름의 壓縮과 膨脹이 번갈아 일어나, 경우에 따라서는 壓縮波(compression wave)의 合體에 의한 傾斜衝擊波(oblique shock wave), 膨脹波(expansion wave)와 非平衡過程의 凝縮이 관련되어 흐름은 대단히 복잡하게

된다.

초음속 흐름이 週期에 비해 振幅이 대단히 작은 波形壁面을 통하여 흐르는 경우는 예를 들면, 최근에 사용빈도가 급격히 증가되고 있는 高壓가스의 파이프를 통한 수송, 차량용 공기브레이크 시스템의 파이프내 흐름, 비행체의 고속화에 따른 비행체 翼列流動 혹은 터빈 動翼內 流動⁽³⁾ 등과 관련되는 것으로서 공학상 대단히 중요한 과제로 대두되고 있다.

중래, 응축성 기체가 비평형 과정의 응축을 수반하지 않고 파형벽면을 통하여 초음속으로 흐르는 유동에 대한 연구로서는 Burg et al.⁽⁴⁾이 해석적 방법을 통하여 유동장내의 압력계수를 구한 것이 있으며, Jungbluth⁽⁵⁾에 의하여 선형과 비선형 이론에 기초로 둔 수치해석과 實驗에 의한 것이 있다. 그들의 연구에서는 유동장내의 狀態量은 물론 파형벽면상의 상태량도 정확하게 구하지 못하였고, 단지 그러한 유동장의 해석이 가능함을 定性的으로 예견하였을 뿐이다. 또한 응축성 기체가 초음속으로 파형벽을 통하여 흐르게 되면, 극히 제한된 경우를 제외한 대부분의 경우는 비평형 과정의 均일응축(nonequilibrium homogeneous condensation)이 수반됨에도 불구하고 상기의 연구는 응축효과⁽⁶⁾를 고려하지 않았으므로 실제로 존재하는 대부분의 경우와 차이가 있는 결과를 얻었다고 생각된다.

따라서 본 연구에서는 미소진폭의 파형벽을 가진 유로내에 응축성 기체인 濕空氣가 초음속으로 흐르는 경우의 유동에 대하여 정체점에서의 相對濕度와 溫度의 變化에 따른 유동장내의 상태량의 변화와 경사충격파의 擧動 등을 2차원 數值解析을 통하여 규명하였다.

2. 이론해석

2.1 지배방정식

응축을 수반하는 정상 2차원 초음속 유동을 해석하기 위하여 유선의 방향을 s , 이에 수직인 방향을 n 로 하는 流線座標系를 채택하면, 지배방정식은 다음과 같이 된다.⁽⁷⁾

· 연속방정식

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial s} + \frac{1}{u} \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial \theta}{\partial n} = 0 \tag{1}$$

· s 방향의 운동량방정식

$$\rho \cdot u \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial p}{\partial s} = 0$$

· n방향의 운동량방정식

$$\rho \cdot u^2 \frac{\partial \theta}{\partial s} + \frac{\partial p}{\partial n} = 0$$

· 에너지방정식

$$u \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial h}{\partial s} = 0$$

· 상태방정식

$$h = h(p, \rho, g)$$

· Rate equation

$$u \frac{\partial g}{\partial s} = F(p, \rho, g)$$

여기서 u, ρ, p, h, g 는 각각 유속, 습공기의 밀도, 정압, 엔탈피와 액상의 질량비(液相의 質量/液相과 氣相 質量의 합)이고, θ 는 유선과 x 축이 이루는 角이다.

다음에 Fig. 1에서와 같은 유선과 特性曲線(즉, 凍結마하선)의 관계를 이용하여 상기의 식(1)~(6)을 변형하고 정리하면, 다음과 같은 特性方程式이 얻어진다.

$\frac{dy}{dx} = \tan(\theta \pm \mu_f)$ 에 따라, 즉, 左向 및 右向 특성곡선(left-and right-running characteristics)에 따라

$$\sqrt{M_f^2 - 1} dp \pm \rho \mu^2 d\theta - \frac{\partial h / \partial g}{\partial h / \partial p} \frac{u \cdot F}{M_f} \left\{ \frac{d\eta}{d\xi} \right\} = 0 \quad (7)$$

$\frac{dy}{dx} = \tan\theta$ 에 따라, 즉, 유선에 따라

$$\begin{aligned} \rho \cdot u du + dp &= 0 \\ u dg - F ds &= 0 \\ u du + dh &= 0 \end{aligned} \quad (8)$$

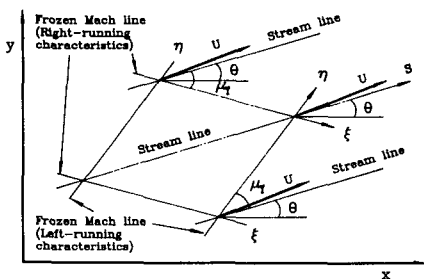


Fig. 1 Relationship between streamline and characteristic line

로 된다. 여기서 $d\eta$ 와 $d\xi$ 는 각각 좌향과 우향특성곡선을 따르는 미소길이이고, μ_f 는 凍結마하각(frozen mach angle)으로, $\mu_f = \tan^{-1}(1/\sqrt{M_f^2 - 1})$, 즉, 유선과 특성곡선이 이루는 각이다. 또, M_f 는 동결마하수로서 $M_f = u/a_f$ 이며, a_f 는 동결음속⁽⁷⁾이고, 다음의 식(9)와 같이 된다.

$$\begin{aligned} a_f &= \left\{ -\frac{\partial h / \partial p}{\partial h / \partial p - 1 / \rho} \right\}^{1/2} \\ &= \left\{ \frac{C_{p0}}{C_{p0} - R \cdot (1-g) / \mu_m} \frac{p}{\rho} \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (9)$$

여기서 C_{p0} 는 정체점에 있어서의 정압비열이고, R 은 일반기체상수이며, μ_m 는 습공기의 분자량이다.

임계반경 r_{cr} 을 가진 응축핵이 단위시간당 단위체적당의 발생하는 개수, 즉, 핵생성률 I 는 Frenkel⁽⁸⁾이 제안한 다음 식을 사용하였다.

$$I = \frac{1}{\rho_l} \left\{ \frac{2m \cdot \sigma}{\pi} \right\}^{1/2} \cdot \left\{ \frac{p}{x \cdot T} \right\}^2 \cdot \exp \left\{ -\frac{4\pi \cdot r_{cr} \cdot \sigma}{3x \cdot T} \right\} \quad (10)$$

여기서 m 은 수증기 1분자의 질량, x 는 볼츠만 상수이고, 현 연구에서는 액적의 임계반경 r_{cr} ⁽⁹⁾과 액적의 표면장력 σ 는 각각 식(11)과 (12)를 사용하여 구하였다.

$$r_{cr} = \frac{2\sigma}{\rho_l \cdot R_v \cdot T \cdot \ln(p_v/p_s)} \quad (11)$$

$$\sigma = \xi \cdot \sigma_\infty \quad (12)$$

여기서 R_v, p_v 는 각각 수증기의 기체상수, 수증기 분압이며, p_s 는 주위기체의 온도에 상응하는 포화압력으로서 Clausius-Clapeyron의 식으로부터 구할 수 있다. 한편, ξ 는 표면장력계수로서 본 연구에서는 1을 사용하였고, σ_∞ 는 무한평면인 경우의 액상의 표면장력으로서 Hill⁽¹⁰⁾이 제안한 식을 사용하였다.

한편, 미소시간 dt 동안의 액상의 질량비 g 의 유선방향으로의 증가율을 나타내는 F 는 다음의 절차에 따라 구할 수 있다.

먼저 유선을 미소구간으로 나누고 구간의 길이를 ds 라 하면, 임의의 구간 k 에서 유체가 그 구간을 통과하는 동안에 단위질량당 증기분자 자신의 충돌합체로 발생하는 응축핵의 개수 N_k 는 핵생성률 I_k 를 사용하면

$$N_k = \frac{I_k \cdot ds_k}{\rho_k \cdot \mu_k} \quad (13)$$

로 된다. 그리고 구간 k 의 바로 다음 구간 i 에 있어서 액상질량비의 증가비율 dg_i 는 구간 i 에 있어서 새로운 응축핵의 발생에 의한 증가분과 상류에서 발생한 액적의 성장에 의한 증가분의 합으로 된다. 즉, dg_i 는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$dg_i = \rho_1 \cdot N_i \cdot \frac{4}{3} \pi (r_{cr})^3 + \sum_{k=1}^{i-1} \left\{ 4\pi \rho_1 \cdot N_k \cdot r_k^2 \cdot \left(\frac{dr}{dt} \right)_i \frac{ds_i}{\mu_i} \right\} \quad (14)$$

여기서 dr/dt 는 액적의 성장률로서 단위시간당 액적의 단위표면적당 충돌하는 증기분자의 수와 반사되는 증기분자의 수를 고려하면 다음과 같이 된다.⁽¹⁰⁾

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\alpha}{\rho_1} \frac{p_v - p_{s,r}}{\sqrt{2\pi} \cdot R_v \cdot T} \quad (15)$$

여기서 α 는 응축계수로서 액적에 충돌한 증기분자가 그 액적에 부착되는 정도를 나타내는 것으로 본 연구에서는 0.04⁽¹¹⁾를 사용하였다. 그리고 $p_{s,r}$ 은球形 액적온도에 상응하는 포화압력으로서 다음 식(16)으로부터 구할 수 있다.⁽⁸⁾

$$p_{s,r} = p_s \cdot \exp\left(\frac{2\sigma}{\rho_1 \cdot R_v \cdot T \cdot r}\right) \quad (16)$$

따라서 상기의 식(7)과 (8)에서의 함수 F 는 식(17)과 같이 된다.

$$F_i = u_i \frac{dg_i}{ds_i} = \frac{u_i}{ds_i} \left[\rho_1 \left(\frac{I_i \cdot ds_i}{\rho_1 \cdot u_i} \right) \frac{4}{3} \pi (r_{cr})^3 + \sum_{k=1}^{i-1} \left\{ 4\pi \rho_1 \left(\frac{I_k \cdot ds_k}{\rho_k \cdot u_k} \right) r_k^2 \left(\frac{dr}{dt} \right)_i \frac{ds_i}{\mu_i} \right\} \right] \quad (17)$$

여기서 첨자 k 와 i 는 각각 유선의 k 번째와 i 번째의 구간을 나타낸다. 또, ρ_1 은 액체의 밀도로서 온도에 따른 변화를 고려한 식⁽¹²⁾을 사용했다. 본 연구에서는 같은 구간에서 발생한 응축핵의 직경은 동일하다고 가정하였다.

2.2 수치계산절차와 경계조건

Fig. 2는 본 연구에서 해석하기 위해 고려된 유동장의 개략도이다. 그림에서와 같이 유로의 하부벽은 평판으로 되었으며 상부벽은 미소진폭을 가진 cosine파형곡면으로 이루어져 있다. 이때 파형곡면의 파형은 $A \cdot \cos(2\pi \cdot x/L)$ 이며, 진폭 A 가 1.6 mm, 주기 L 은 160 mm이다. 유로의 평균높이 h^* 는 46.4 mm, 파형벽 입구의 유로높이와 마하수는

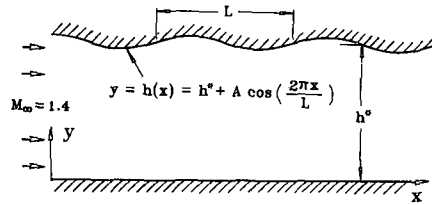


Fig. 2 Schematic of flow field with wavy wall

48 mm와 1.4이고, 흐름은 하부벽에 평행하고 균일하게 유입되는 것으로 가정하였다.

계산은 상기의 식(7)과 (8)의 유한차분하여 적분을 수행하는데, 파형벽 유로의 입구 선상에서 등간격으로 71점을 잡아 초기점으로 시작하고 상하부벽의 경계조건을 만족시키면서 하류방향으로 진행하여 유동장의 상태량을 계산해 나아가는 직접행진형 특성곡선법(direct marching method of characteristics)을 사용하였다. 이때, 유동장의 입구에서의 상태량은 정체점 상태의 조건으로부터 등엔트로피로 팽창하여 유동마하수가 1.4일 때의 상태량으로 하며, 응축은 발생하지 않은 것으로 가정하였다. 또 직선으로 된 하부벽과 미소진폭의 상부파형벽에 있어서의 유선은 벽면을 따른다고 볼 수 있으므로 하부벽에 대한 경계조건은

$$y=0 \text{에서 } \theta=0 \quad (18)$$

이며, 상부벽에 대한 경계조건은

$$y = h^* + A \cdot \cos(2\pi \cdot x/L) \text{에서}$$

$$\theta = \tan^{-1} \left\{ \frac{dy}{dx} \Big|_{\text{wall}} \Big|_{\text{profile}} \right\}$$

$$= \tan^{-1} \left\{ -\frac{2\pi \cdot A}{L} \sin\left(\frac{2\pi \cdot x}{L}\right) \right\} \quad (19)$$

로 된다.

한편, 계산시 상부벽의 파형곡선에 의한 압축파로 인해 동일군의 특성곡선의 교차가 발생함으로써 계산의 어려움이 있게 되는데, 이것은 Zucrow⁽¹³⁾가 제안한 수정법을 사용함으로써 만족스럽게 수행할 수 있었다.

3. 결과 및 고찰

Jungbluth⁽⁵⁾는 파형벽을 따른 초음속 유동에 있어서 미소진폭의 파형벽에 의해서 경사충격파가 발생함을 실험을 통해 확인하였고 이러한 유동장이

비선형 특성곡선법으로 수치계산이 가능하다는 연구결과를 얻은 바 있다. 그러나 그 연구에서 습공기가 초음속으로 될 때에 발생하게 되는 응축효과를 고려하지 않았고, 유동장내에서 상태량의 분포도 얻어내지 못하였다. 본 연구에서는 직접행진형 특성곡선법에 의하여 Fig. 2와 같은 초음속 유동장에 있어서 습공기의 응축효과를 고려한 수치계산이 수행되었고, 유동장에 대하여 파형곡면과 응축효과에 의한 경사충격파 및 상태량의 분포를 효과적으로 얻을 수 있었다.

Fig. 3은 정체점온도 T_0 가 285K이고 정체점 상대습도 ϕ_0 가 40%인 경우에 대하여 특성곡선법에 의하여 수치계산한 결과로서 유동장내의 유선과 동결마하선과 등압선 및 액상의 질량비의 분포를 나타낸 것이다.

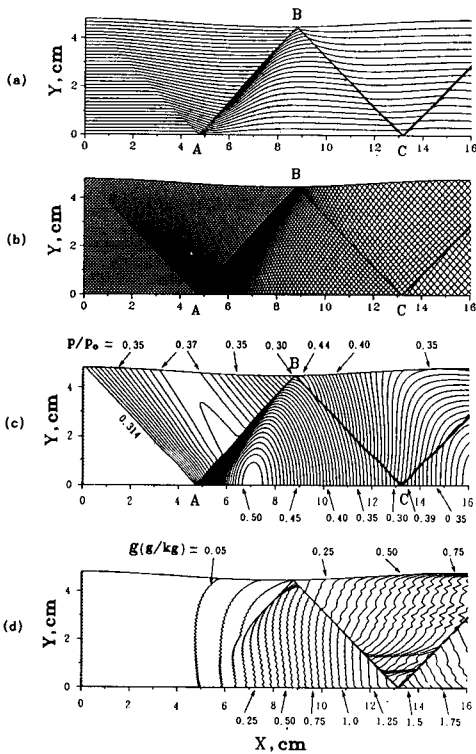
Fig. 3(a)와 (b)에서 볼 수 있듯이 상부벽의 파형곡면에 의한 압축효과 때문에 형성되는 압축파가

하부벽에 갈수록 점차 集積되어 약한 경사충격파로 되어가고 있으며 유로입구로부터 약 47 mm의 하부벽 A점에서 정상반사(regular reflection)하고 있음을 보이고 있다. 하부벽 A점에 입사한 약한 경사충격파는 $x=47$ mm부터 60 mm 사이의 하부벽에 입사한 압축마하파의 정상반사에 의해 집적됨으로써 상부벽 B점(약 $x=88$ mm)에서 압력의 점프가 가장 큰 경사충격파로 되고 있음을 Fig. 3(c)의 등압선 분포로부터 알 수 있다. 또한 등압선 분포에 의하면 상부벽 B점에서 재반사한 경사충격파는 하부벽 $x=132$ mm 근방인 C점에 입사한 후 반사하는데, C점에서의 충격파 강도(shock strength)는 B점의 충격파 강도보다 약한 것으로 나타났다. 이것은 상부벽의 변곡점($x=40$ mm) 이후에 생성된 팽창마하파가 하부벽 $x=70$ mm에서 125 mm 사이에 입사한 후 정상반사하여 경사충격파 BC에 팽창의 영향을 미치기 때문이라고 생각된다. 한편, 입사 경사충격파에 의해 전향(turning)된 흐름은 반사 경사충격파 AB에 의해 유동조건에 맞도록 逆方向으로 전향되고 있음도 Fig. 3(a)의 유선의 분포로부터 알 수 있다.

Fig. 3(b)의 동결마하선의 분포에서는 동결마하선의 수가 하류측보다 상류측이 많고, 특히 하부벽면으로부터 반사된 경사충격파 AB의 직후에 동결마하선이 상당히 밀집되어 있으며, 경사충격파 BC에 대해서는 상부벽으로부터, C점에서 반사한 경사충격파의 경우에는 하부벽으로부터 동일군의 특성곡선이 집적되어 감으로써 경사충격파가 강화되어 감을 보이고 있다.

액상의 질량비 g 의 분포를 나타내는 Fig. 3(d)에 있어서 비평형 과정의 응축개시 위치에 상응하는 $g=0.05$ 의 위치는 하부벽의 경우가 상부벽의 경우보다 전방에 위치하고 있다. 이것은 상부벽 근방의 흐름이 하부벽 근방보다 감속효과가 크게 되어 상부벽 근방에서의 국소 과포화도(degree of local supersaturation)가 하부벽 근방에서의 경우보다 작게 된 결과라고 생각된다. 한편, 액상의 질량비 g 는 동일한 x 에 대해서 전체적으로 상부벽 근방보다는 하부벽 근방에서의 값이 크게 나타났으며, 이 결과로 인하여 정압분포에서도 전체적으로 하부벽 측에서의 정압이 상부벽 측에서의 값보다 크게 나타난 것임을 알 수 있다.

Fig. 4는 정체점 상대습도 ϕ_0 만이 50%로서 클 뿐 다른조건은 Fig. 3과 동일한 경우에 대한 결과



(a) Streamlines
 (b) Frozen Mach lines
 (c) Iso-pressure plots
 (d) Iso-mass fraction of liquid plots

Fig. 3 Calculated results for $T_0=285K$, $\phi_0=40\%$

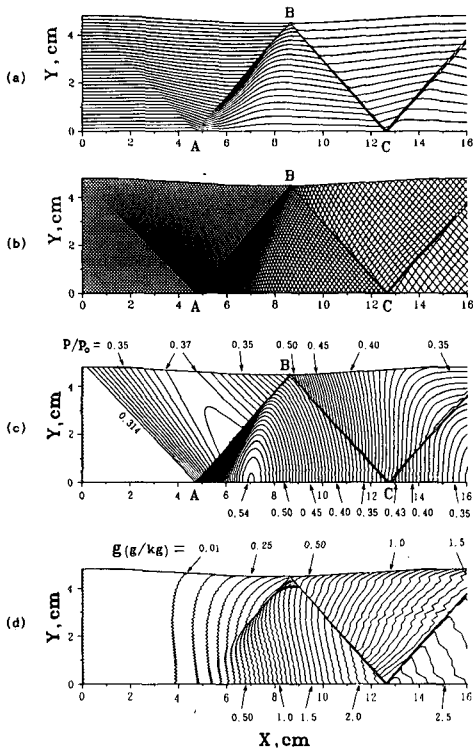
로서 유동장내의 유선, 동결마하선과 등압선 및 액상의 질량비의 분포를 나타낸 것이다.

Fig. 4(a)의 유선분포에 있어서 반사 경사충격파 AB에 의해 전향되는 정도가 Fig. 3(a)에서 보다 크게 된 후 다시 하부벽 측으로 전향하여 흐름이 조절되고, 경사충격파 BC에 의해서도 재차 크게 전향되는 등 정체점 상대습도가 커짐에 따라 경사충격파 이후에 유선의 변화가 더욱 현저하게 일어나고 있다.

유로입구로부터 약 47mm의 하부벽 A점 以前에서는 동결마하선과 등압선의 분포가 Fig. 3에서와 동일하게 나타나고 있는데, 이는 정체점 상대습도가 증가되었지만 그에 따른 비평형 과정의 응축효과가 거의 나타나지 않는 결과라고 생각된다. 그러나 비평형 과정의 응축이 수반되는 영역에 대해서는 정체점 상대습도가 높은 Fig. 4의 경우가 상부벽으로부터 하부벽의 $x=47\text{ mm}$ 에서 68 mm 사이

에 입사한 압축마하파가 정상반사에 의해 집적됨으로써 경사충격파 AB의 직후에는 동결마하선이 더욱 더 밀집되게 나타났다. 따라서 Fig. 3의 경우보다 상부벽 B점(약 $x=85\text{ mm}$)에서는 압력의 점프가 훨씬 더 크게 되었으며, 경사충격파 BC는 상부벽으로부터 동일군의 특성곡선이 연속적으로 집적되어 감에 따라 더욱 강화되어 가고, 경사충격파의 하류 측에서는 마하선의 수도 현저히 줄어들고 있다. 또한 경사충격파가 상하벽에 입사하는 위치 즉, B점과 C점도 정체점 상대습도가 커짐에 따라 입구쪽으로 이동되었다. 이와 같은 결과는 Fig. 4의 경우에 있어서 정체점 상대습도가 커짐에 따라 응축에 의한 잠열의 방출효과가 증대함으로써 국소적으로 감속되어, 그에 따라 동결마하선은 커졌기 때문에 각각의 입사하는 위치가 입구쪽으로 이동되었다고 생각된다. 또한 액상 질량비 g 의 분포를 나타내는 Fig. 4(d)에서 Fig. 3(d)의 경우보다 응축개시 위치가 빠르고, 특히 반사 경사충격파 AB이후의 동일한 x 위치에서 g 의 값이 더욱 크고, 급격히 상승되고 있음을 알 수 있다. 이 결과도 정체점 상대습도가 커짐에 따라 이 부분에서 응축핵의 생성과 성장이 더욱 많이 일어나 액상의 질량이 더욱 증대되었음을 나타내는 것이며, 동시에 더욱 큰 응축효과가 이 부근에서 유속을 더 느리게 하고 압력상승도 더욱 크게 한 원인이 되었다고 생각된다.

Fig. 5는 정체점온도 T_0 가 285K이고 정체점 상대습도 ϕ_0 가 30%와 50%인 경우에 대하여 유동장



(a) Streamlines,
(b) Frozen Mach lines
(c) Iso-pressure plots
(d) Iso-mass fraction of liquid plots

Fig. 4 Calculated results for $T_0=285\text{K}$, $\phi_0=50\%$

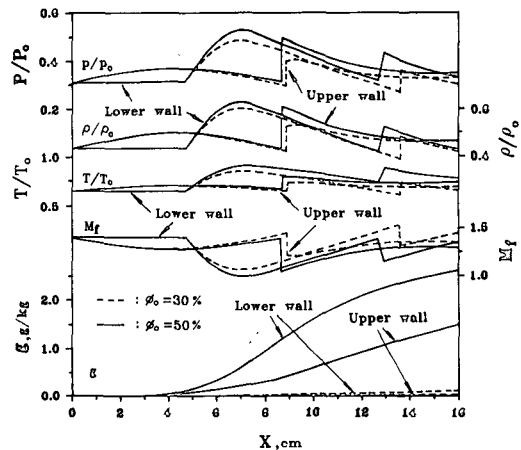


Fig. 5 Distribution of dimensionless flow properties along upper and lower walls ($T_0=285\text{K}$, $\phi_0=30, 50\%$)

의 입구에서 하류방향으로의 거리 x 에 따른 상부 파형곡면벽과 하부 평면벽에서의 상태량 즉, 무차원 정압 p/p_0 , 밀도 ρ/ρ_0 , 온도 T/T_0 , 동결마하수 M_f 의 변화 및 액상의 질량비 g 의 변화를 나타낸 것이다. 그림에서 점선과 실선은 각각 $\phi_0=30\%$ 와 50% 에 대한 값이다.

그림에서 무차원 정압, 밀도와 온도들의 변화의 경향이 유사하게 나타나고 있다. 하부벽의 경우에는 상부벽으로부터의 압축파가 입사하여 $x=47\text{ mm}$ 근방에서 정압, 밀도와 온도들이 급격히 상승한다. 이곳에서는 액상의 질량비 g 의 분포를 감안할 때 $\phi_0=30\%$ (점선)의 경우에는 거의 응축효과 없이 상부벽으로부터의 압축파가 밀집되는 압축효과만에 의해 극대값을 가지나, $\phi_0=50\%$ (실선)의 경우에는 이 압축효과 뿐만 아니라 이곳이 응축핵의 생성과 성장이 동시에 수반되는 비평형 응축영역에 해당하며 비평형 응축에 의해서 잠열이 방출되는 등의 효과로 이들 값이 더욱 더 큰 값을 가진 후, 이러한 압축효과보다 파형곡면의 형상에 기인되는 팽창효과가 크게 되어 감소하다가 경사충격파가 하부벽에서 재반사되는 부근에서 재차 급격한 상승이 있은 후에 감소되고 있다. 상하벽에서 경사충격파가 입사 또는 반사되는 위치, 즉, 압력의 점프가 일어나는 위치에서는 온도와 밀도는 급격히 증가가 일어나는 데 대하여 동결마하수는 급격히 감소되고 있다. 한편, 상부벽에 있어서의 정압, 밀도와 온도들은 초음속에서 유로단면적의 감소로 인한 압축의 효과 때문에 증가되다가 $x=40\text{ mm}$ 에서부터 경사충격파의 입사점까지 점차로 감소되고, 경사충격파 직후에 급격히 증가한 후 파형곡면의 팽창효과로 인해 감소되고 있다. 이것은 $x=40\text{ mm}$ 가 파형곡면의 변곡점(inflexion point)에 해당되기 때문이다.

정체점 상대습도의 변화에 따른 상태량의 변화는 그림에서 정체점 상대습도가 30% 와 50% 인 경우를 비교해 보면, 정체점 상대습도가 큰 50% 인 경우의 액상의 질량비가 훨씬 더 빨리 증가함으로써 유동장내의 동일 위치에서 상태량에 미치는 영향도 증대되고 있다는 것을 알 수 있다. 예를 들어, 정압 분포에서 정체점 상대습도가 큰 경우에 경사 충격파가 반사한 직후의 압력상승이 상대적으로 크고, 상부벽에 경사충격파가 입사하는 위치도 상류 측으로 이동되어 나타나고 있다. 즉, 경사충격파의 입사위치는 정체점 상대습도가 30% 일 때는 약 $x=$

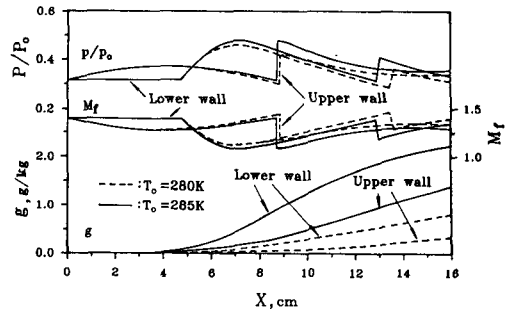


Fig. 6 Distribution of dimensionless flow properties along upper and lower walls($\phi_0=45\%$, $T_0=280, 285\text{K}$)

89 mm와 136 mm이고, 50% 일 때는 약 $x=85\text{ mm}$ 와 127 mm 이다. 이는 정체점 상대습도가 높을수록 응축핵의 생성과 성장이 유동장 입구의 짧은 거리에 걸쳐 증대되고 이에 따른 잠열의 방출이 많아져서 흐름을 더욱 감속시킨 결과라고 생각한다.

동결마하수 분포에서는 위에서 언급한 상태량의 변화와 逆의 관계를 나타냈다. 이것은 경사충격파의 입사에 의해 점프된 온도의 평방근에 상응하는 만큼, 응축시 발생된 잠열의 효과만큼 동결마하수는 작게 되기 때문이다.

Fig. 6는 정체점 상대습도 ϕ_0 가 45% 이고 정체점 온도 T_0 가 280K , 285K 인 경우에 대하여 유동장의 입구에서 하류방향으로의 거리 x 에 따른 상부 파형곡면벽과 하부 평면벽에서의 무차원 정압 p/p_0 , 동결마하수 M_f 의 변화와 액상의 질량비 g 의 변화를 나타낸 것이다.

그림에 의하면, 정체점 상대습도가 동일한 경우, 정체점 온도가 높을수록 초기 정체점에 있어서의 습공기의 단위 질량당에 포함되는 수증기가 많게 되므로 동일한 위치에 있어서 동결마하수는 작게 되고, 또한 상부벽에서의 경사충격파의 입사점(즉, 반사점)은 유로입구에 가깝게 됨을 보이고 있다.

4. 결 론

미소진폭의 파형벽을 가진 관로내에 응축성 기체인 습공기가 초음속으로 흐르는 경우의 유동에 대하여 정체점에서의 상대습도와 온도의 변화에 따른 유동장의 상태량의 변화와 경사충격파의 거동 등을 특성곡선법을 사용하여 2차원 수치해석을 한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 미소진폭의 파형곡면벽과 응축핵의 생성 및 성장에 의해 경사충격파가 발생되고, 경사충격파의 거동은 정체점 상대습도와 온도에 강하게 의존한다.

(2) 유동장내에서의 상태량의 변화는 초기의 정체점 상대습도가 클수록, 정체점 온도가 높을수록 초음속에서의 응축핵의 생성과 성장에 의한 잠열방출이 증가함으로써 흐름에 미치는 영향도 증대된다.

참고문헌

- (1) Wegener, P.P. and Mark, L.M., 1958, "Condensation in Supersonic and hypersonic Wind Tunnels," Adv. Appl. Mech., Vol. 5, pp. 307~447.
- (2) Zettlemoyer, A.C., 1969, "Nucleation," Marcel Dekker, Inc., New York.
- (3) 池田降, 永島俊三郎譯, 1982, "蒸氣タービン," ミチエクリヤエフ, トロヤノフスキー著, 三寶社.
- (4) Burg, K., Viriyabhun, S. and Zierep, J., 1973, "Die Überschallströmung längs einer welligen Wand mit gerader Gegenwand," Acta Mechanica, Vol. 16, pp. 271~278.
- (5) Jungbluth, H., 1974, "Strömungsmechanik und Strömungsmaschinen," Verlag G. Braun, Karlsruhe, pp. 41~54.
- (6) Matsuo, K., Kawagoe, S., Setoguchi, T., Sonoda, K. and Kwon, S.B., 1984, "Effect on Homogeneous Condensation of Steam on Flow Field in a Supersonic Nozzle," Proc. 14th International Symposium on Rarefied Gas Dynamics, ed. Oguchi, H., University of Tokyo Press, pp. 959~966.
- (7) Vincenti, W.G. and Kruger, G.H., 1965, "Introduction to Physical Gas Dynamics," John Wiley & Sons.
- (8) Frenkel, J., 1946, "Kinetic Theory of Liquids," Oxford Univ. press.
- (9) Wegener, P.P., 1970, "Nonequilibrium Flow," Part II, Marcel Decker Inc. pp. 163~243.
- (10) Hill, P.G., 1966, "Condensation of Water Vapour during Supersonic Expansion in Nozzles," J. Fluid Mech, 25-3, pp. 593~620.
- (11) Vietti, M.A. and Fastook, J.L., 1976, "Water Droplet Growth in a Carbon Dioxide Atmosphere: A Case for Small Sticking Coefficient" J. Chem. Phys. Vol. 65, No. 1, p. 174.
- (12) Pruppacher, H.R. and Klett, J.D., 1980, "Microphysics of Clouds and Precipitation," D. Reidel Publishing Co.
- (13) Zucrow, M.J. and Hoffman J.D., 1977, "Gas Dynamics," John Wiley and Sons.