論文

미교란 모델을 이용한 포화 습공기 천음속 2상 유동에서의 응축현상

이장창*, Zvi Rusak**

Condensation processes in transonic two-phase flows of saturated humid air using a small-disturbance model

Jang-Chang Lee* and Zvi Rusak**

ABSTRACT

Transonic two-phase flow of Saturated humid air, in which relative humidity is 100%, with various condensation processes around thin airfoils is investigated. The study uses an extended transonic small-disturbance(TSD) model of Rusak and Lee [11, 12] which includes effects of heat addition to the flow due to condensation. Two possible limit types of condensation processes are considered. In the nonequilibrium and homogeneous process, the condensate mass fraction is calculated according to classical nucleation and droplet growth rate models. In the equilibrium process, the condensate mass fraction is calculated by assuming an isentropic process. The flow and condensation equations are solved numerically by iterative computations. Results under same upstream conditions describe the flow structure, field of condensate, and pressure distribution on airfoil's surfaces. It is found that flow characteristics, such as position and strength of shock waves and airfoil's pressure distribution, are different for the two condensation processes. Yet, in each case, heat addition as a result of condensation causes significant changes in flow behavior and affects the aerodynamic performance of airfoils.

초 록

얇은 익형 주위에 다양한 응축 과정을 수반하는 상대 습도가 100%인 포화 습공기 천음속 이상 유동에 대하여 연구하였다. 본 연구는 Rusak 과 Lee[11, 12]가 발전시킨 그리고 응축에 의한 열 증가의 효과를 포함하는 확장된 천음속 미 교란 모델을 사용하였고, 응축 과정은 서로 다른 두 가지 형태의 응축 과정을 고려한다. 먼저, 비 평형 균질 과정 (nonequilibrium and homogeneous process)에서의 응축 질량비는 고전적 핵형성 이론과 작은 물방울 성장이론에 따라 계산되고, 평형과정(equilibrium process)에서의 응축 질량비는 등엔트로피 가정으로부터 계산된다. 유동 방정식과 응축 방정식들은 반복수치 계산법을 사용하여 그 해를 구하였다. 상류 유동 조건을 같게 하여 얻은 수치계산 결과들은 유동구조, 응축장, 그리고 익형 표면에서의 압력분포 등을 묘사한다. 유동특성, 즉 충격파의 위치와 강도 그리고 익형의 압력분포 등은 서로 다른 두 응축과정에서 각각 다른 유동특성을 나타냈다. 하지만, 각각의 응축과정에서 응축 결과로 생긴 열 증가는 유동거동에 상당한 변화를 야기 시키고 익형의 공력 성능에도 상당한 영향을 미친다.

† 2003년 1월 18일 접수 ~ 2003년 3월 6일 심사완료

* 정희원, 안동대학교 기계공학부

연락처, E-mail : leejc@anu.ac.kr

경북 안동시 송천동 388번지

** Rensselaer Polytechnic Institute, Department of Mechanical, Aerospace, and Nuclear Engineering

Key Words : Compressible Flow(압축성 유동), Humid Air(습공기), Equilibrium condensation (평형응축), Non-equilibrium condensation(비평형응축), Homogeneous(균질), Droplet(작은 물방울), Small-Disturbance(미교란)

1. 서 론

고도가 낮은 대기권의 공기는 건공기와 수증기로 이루어진 완전 기체의 혼합으로 고려할 수 있다. 습공기의 기체성분들은 열적(thermally) 칼로리적(calorically)으로 완전 기체이고 Dalton의 분압 법칙[1,2]을 따르며 상대습도에 의해 특징 지워진다. 상대습도 Φ 는 혼합물의 주어진 온도 T 에서 물의 포화압력 p_g 에 대한 수증기 압력 p_v 의 비이다. 즉, $0 \leq \Phi = p_v / p_g(T) \leq 1$. 대부분의 천음속 유동의 경우, 습공기는 포화상태($\Phi=100\%$)에 도달하고 수증기의 응축이 일어난다. 이와 같은 과정은 익형 주위의 유동장에 변화를 일으키고, 유동장의 변화는 익형의 공력 성능에 상당한 변화를 초래한다[3,4].

Wegener[2]는 수증기의 응축은 서로 다른 두 가지 과정중의 하나로 전개한다는 것을 제안하였다. 그 첫째 형태로는 평형 과정(equilibrium process)이다. 이 과정에서는 응축 핵으로 쓰일 수많은 이질핵 (예를 들어, 먼지, 에어로졸, 이온)들이 존재하며 비교적 천천히 상변화가 일어난다. 이러한 상변화는 국부 유동의 상태량에 따라 전개되며 등엔트로피 과정으로 가정할 수 있다. 이런 형태의 응축은 천음속으로 대기중을 비행할 때 전형적으로 일어난다. 두 번째 응축 형태는 비 평형 과정(nonequilibrium process)이다. 이 과정은 보통 고순도의 증기가 초음속 노즐 또는 안개상자(cloud chamber) 속에 있는 익형 주위로 빠르게 팽창할 때 일어난다. 예를 들어, 이 과정에서는 과포화 비 $S (= p_v / p_g(T) > 1)$ 는 어떤 응축도 동반하지 않으면서 1 보다 훨씬 크게 증가한다($S \gg 1$). 여기서, 과포화 비 S 는 상대습도 개념을 포화 영역으로 확장한 개념이다. 이러한 과정은 액체 물방울들이 성장하기 위해 필요한 최소한의 크기인 임계 크기에 도달하지 않았기 때문에 일어나며 여전히 수증기 상태로 머물러 있다. 과포화 상태로 알려진 임계 상태에서만 액체 물방울들은 임계 크기에 도달한다. 물방울들의 핵은 수증기 자체의 자발적 섭동에서 갑자기 생성되며 이러한 현상을 균질 응축이라 한다.

결론적으로, 비 평형 과정은 일반적으로 밀폐된 시스템 내에서 고순도 습공기가 고속으로 팽창하

는 유동에서 일어나는 데[3] 반하여 평형 응축 과정은 응축을 촉진 시키는 이질핵들이 많이 존재하는 습공기 외부 유동에서 전형적으로 일어난다[4].

평형응축 과정에서 습공기의 비 엔트로피 (specific entropy)는 유선을 따라 일정하므로

$$s = (1 - \omega)s_a + (\omega - g)s_v + gs_L = \text{constant}. \quad (1)$$

여기서, ω 는 국부 초기 비 습도이고 g 는 응축 질량 비이다. s_a , s_v , 그리고 s_L 은 각각 건공기, 수증기, 응축수의 비 엔트로피이다. 주류 조건과 $s_v \sim s_g$ 와 $s_L \sim s_f$ 라는 가정을 이용하여 방정식 (1)은 다음과 같이 간단히 된다.

$$g = \frac{(1 - \omega_\infty)(C_{va} \ln(p/p_\infty) - C_{pa} \ln(\rho/\rho_\infty))}{s_g(T) - s_f(T)} + \frac{\omega_\infty(s_g(T) - s_{v\infty})}{s_g(T) - s_f(T)}. \quad (2)$$

비평형 균질 응축 과정에서는 고전적 핵 형성 이론을 사용한다. Hill [5]에 의하면, 응축 방정식은 2 차원 정상 유동에 대하여 다음과 같이 정리 된다.

$$(\rho ug)_x + (\rho vg)_y = 4\pi\rho_L \left(\rho Q_1 \frac{dr}{dt} + \frac{1}{3} Jr_0^3 \right) \quad (3)$$

$$(\rho uQ_1)_x + (\rho vQ_1)_y = 2\rho Q_2 \frac{dr}{dt} + Jr_0^2 \quad (4)$$

$$(\rho uQ_2)_x + (\rho vQ_2)_y = \rho Q_3 \frac{dr}{dt} + Jr_0 \quad (5)$$

$$(\rho uQ_3)_x + (\rho vQ_3)_y = J \quad (6)$$

여기서, ρ 는 혼합물의 밀도, ρ_L 은 응축수 밀도, dr/dt 는 작은 물방울 생성율, J 는 핵 생성율, r_0 는 한 핵의 최초 반경을 나타낸다. 또한 Q_1 은 단위 질량당 작은 물방울 표면의 합, Q_2 는 단위 질량당 작은 물방울 반지름의 합, Q_3 는 단위 질량당 작은 물방울의 합을 나타낸다. 핵 생성율 방정식 J 는 다음과 같다.

$$J = K \exp\left(\frac{-W^*}{kT}\right) \quad (7)$$

$$K = \sqrt{\frac{2\sigma_{\infty}(T)}{\pi}} \frac{\bar{m}^{-3/2} \rho_v^2}{\rho_L} \quad (8)$$

$$W^* = \frac{16}{3} \pi \left(\frac{\bar{m}}{\rho_L \ln(S) kT} \right)^2 \sigma_{\infty}^3(T). \quad (9)$$

여기서, k 는 Boltzman 상수, T 는 온도, σ_{∞} 는 표면 장력, $\bar{m}$ 는 물의 단위 몰당 질량, S 는 과포화 비, ρ_v 는 수증기의 밀도를 나타낸다. 또한 작은 물방울 성장률에 대한 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{dr}{dt} = \frac{\alpha(T)}{\rho_L} \frac{p_v - p_g(T)}{\sqrt{2\pi R_v T}} \quad (10)$$

여기서, α 는 실험으로 주어지는 응축 파라미터 [3]이고, p_v 는 수증기압, p_g 는 포화압력, R_v 는 물의 기체 상수 이다.

본 논문은 다양한 응축 과정과 함께 얇은 익형 주위를 흐르는 천음속 포화 공기의 거동에 대하여 연구하였고 응축으로 인한 유동으로의 열 증가 효과를 포함하는 Rusak과 Lee[11, 12]의 수정된 TSD모델을 근거하였다. 두 가지 응축 과정을 수반하는 포화 습공기 천음속 유동을 계산하기 위한 점근모델(Asymptotic model)을 제시하였고 이 문제를 풀기 위한 수치계산 방법 또한 묘사하였으며, 같은 상류 유동조건에 대한 수치계산 결과들을 비교하였다. 충격파의 위치와 강도, 압력 분포 등등 그 유동특성들은 두 경우에 있어서 상당한 차이가 있음을 알았다.

II. 본 론

2.1 점근 모델 (Asymptotic model)

참고문헌[11]은 마하수 $M_{\infty} \sim 1$, 온도 T_{∞} , 압력 p_{∞} , 초기 비 습도 $\omega_{\infty} \ll 1$ 인 습공기의 균일 흐름이 익현이 c 이고 두께비가 $0 < \varepsilon \ll 1$ 이며 형상함수 $F_{u,l}(x/c)$ 를 갖는 얇은 익형 주위를 천음속으로 흐르는 유동에 대하여 연구하였다. 이러한 유동은 속도 섭동 포텐셜 ϕ_1 에 대한 수정된 Karman-Guderley 방정식으로 묘사될 수 있고 그 방정식은 다음과 같다.

$$[K - (\gamma_a + 1)M_{\infty}^2 \phi_{1x}] \phi_{1xx} + \phi_{1yy} = \bar{g}_{1x} K_{\omega} \left(\frac{h_{fg}(T_{\infty})}{C_{pa} T_{\infty}} - \frac{\mu_a}{\mu_v} \right). \quad (11)$$

여기서, $\bar{x} = x/c$ 이고 $\bar{y} = \varepsilon^{1/3} y/c$ 는 신장된 수직 좌표 (stretched vertical coordinate)이며 $K = (1 - M_{\infty}^2)/\varepsilon^{2/3}$ 는 고전적 천음속 상사 파라미터를 나타낸다. 습공기 상사 파라미터 $K_{\omega} = \omega_{\infty}/\varepsilon^{4/3}$ 는 습공기에 포함된 수증기의 작은 양과 익형의 작은 두께비로 나타내어지고 g_1 은 응축 질량 비이다.

방정식(11)을 풀기 위한 경계조건들은 익현을 따라 선형화된 점선조건과 익형 끝단에서의 Kutta 조건, 그리고 유동 상류에서는 유동 섭동들이 소멸한다는 조건들이며 이러한 경계조건들을 수식으로 표현하면 다음과 같다.

$$\bar{x} \rightarrow -\infty \text{ 일때,}$$

$$\phi_{1y}(\bar{x}, 0^+) = F'_{u,l}(\bar{x}) \text{ for } 0 \leq \bar{x} \leq 1,$$

$$\phi_{1\bar{x}}(1, 0^+) = \phi_{1\bar{x}}(1, 0^-),$$

$$\phi_{1\bar{x}}, \phi_{1y} \rightarrow 0. \quad (12)$$

함수 $F_{u,l}(\bar{x})$ 는 익형의 윗면과 아랫면을 나타내는 형상함수인데 다음과 같이 주어진다.

$$F_{u,l}(\bar{x}) = Ca(\bar{x}) \pm t(\bar{x}) - \Theta \bar{x}.$$

여기서, $Ca(\bar{x})$ 는 캠버선이고 $t(\bar{x})$ 는 두께분포이고 $\Theta = \theta/c$ 인데 θ 는 받음각을 나타낸다. 방정식 (11)과 (12)는 응축으로 인한 열 첨가를 수반하는 습공기의 천음속 유동을 얇은 익형 주위에 대해 묘사한다. 응축효과들은 비평형 과정과 평형과정에서 계산되는 g_1 장에 따라 달라진다.

평형응축과정에서의 응축 질량비 방정식(2)는 다음과 같이 주어진다.

$$\bar{g}_1 = \frac{s_g(T_{\infty}) - s_{v\infty}}{s_{fg}(T_{\infty})} + \varepsilon^{\frac{2}{3}} \frac{\bar{T}_1 T_{\infty}}{s_{fg}(T_{\infty})} \left(\frac{ds_g}{dT} \right)_{\infty} \times \left[1 - \frac{s_g(T_{\infty}) - s_{v\infty}}{s_{fg}(T_{\infty})} \right]. \quad (13)$$

여기서 주목해야 할 점은 응축 질량 비 $\bar{g}_1$ 는 $\bar{T}_1 = -\varepsilon^{2/3}(\gamma_a - 1)M_{\infty}^2 \phi_{1\bar{x}}$ 로 주어지는 유동장의 온도 변화에 관계한다는 것이다. 또한, $\phi_{\infty} = 100\%$ 일 때 $s_{v\infty} = s_g(T_{\infty})$ 이므로 방정식 (13)는 다음과 같이 간단히 표현 할 수 있다.

$$\bar{g}_1 = \varepsilon^{\frac{2}{3}} \frac{\bar{T}_1 T_{\infty}}{s_{fg}(T_{\infty})} \left(\frac{ds_g}{dT} \right)_{\infty} = -\varepsilon^{\frac{2}{3}} \frac{(\gamma_a - 1)M_{\infty}^2 T_{\infty}}{s_{fg}(T_{\infty})} \left(\frac{ds_g}{dT} \right)_{\infty} \phi_{1\bar{x}}. \quad (14)$$

비평형 균질 응축 과정에 대한 방정식 (3)-(6)은 $\bar{g}_1$ 를 계산하기 위해 다음과 같이 4개의 상미분 방정식 세트로 주어진다.

$$\bar{g}_{1\bar{x}} = 4\pi K_t \left(\bar{Q}_{11} \frac{d\bar{r}}{dt} + \frac{1}{3} \bar{\gamma} \bar{r}_0^3 \right) \quad (15)$$

$$\bar{Q}_{11\bar{x}} = K_t \left(2 \bar{Q}_{21} \frac{d\bar{r}}{dt} + \bar{\gamma} \bar{r}_0^2 \right) \quad (16)$$

$$\bar{Q}_{21\bar{x}} = K_t \left(\bar{Q}_{31} \frac{d\bar{r}}{dt} + \bar{\gamma} \bar{r}_0 \right) \quad (17)$$

$$\bar{Q}_{31\bar{x}} = K_t \bar{\gamma}. \quad (18)$$

비평형 응축과정의 상사 파라미터 K_t 는

$$K_t = \sqrt{\frac{(\mu_a/\mu_v)^3}{8\pi\gamma_a}} \frac{p_\infty c \omega_\infty}{\sigma_\infty(T_\infty) M_\infty} \quad (19)$$

이며 유동의 특성 대류 시간에 대한 응축과정의 특성 시간의 비를 나타낸다. 이 파라미터는 익현, 상류 유동의 압력과 마하수, 그리고 초기 비 습도와 관련 있다. 방정식(15)~(18)에서 나타난 다른 무차원 파라미터들을 다음과 같다.

$$\bar{Q}_{11} = \frac{Q_1}{\omega_\infty/\rho_{L\infty} l_c}, \quad \bar{Q}_{21} = \frac{Q_2}{\omega_\infty/\rho_{L\infty} l_c}, \quad (20)$$

$$\bar{Q}_{31} = \frac{Q_3}{\omega_\infty/\rho_{L\infty} l_c} \quad (20)$$

$$\text{여기서 } l_c = 2 \sigma_\infty(T_\infty)/(\rho_{L\infty} R_v T_\infty), \quad (21)$$

$$\frac{d\bar{r}}{dt} = \frac{\alpha(\bar{T})}{\sqrt{\bar{T}}} (p(1 - \bar{g}_1) - K_{pg} \bar{p}_g(\bar{T})), \quad (22)$$

여기서 $K_{pg} = 1/S_\infty$,

$$\bar{r}_0 = \frac{1.3r^*}{l_c}, \quad r^* = \frac{2\sigma_\infty(T)}{\rho_L R_v T \ln(S)}, \quad (23)$$

$$\bar{\gamma} = \sqrt{\frac{27}{32\pi^3}} n_c^3 \frac{\bar{\rho}^2}{\rho_l} \sqrt{\sigma_\infty(\bar{T})} \times (1 - \bar{g}_1)^2 \exp\left(\frac{-n_c \bar{\sigma}_\infty^3}{2 \bar{T}^3 (\ln S)^2}\right). \quad (24)$$

여기서 $n_c = (4\pi/3) \rho l_\infty^3/m$,

$$S = S_\infty \bar{p}(1 - \bar{g}_1)/\bar{p}_g(\bar{T}). \quad (25)$$

파라미터 $\bar{\sigma}_\infty(\bar{T}) = \sigma_\infty(T)/\sigma_\infty(T_\infty)$ 는 무차원 표면장력이고 $\bar{p}_g(\bar{T}) = p_g(T)/p_g(T_\infty)$ 는 무차원 포화압력이다. 표면장력 함수 $\sigma_\infty(T)$ 와 응축 계수 $\alpha(T)$ 는 Schnerr와 Dohrmann[3] 의해 실험

식으로 주어졌다. 포화 압력 함수 $p_g(T)$ 는 Pruppach와 Klett[13]에 의해 주어졌다. 상류에서는 응축현상이 일어나지 않으므로

$$\bar{x} \rightarrow -\infty \text{일때, } \bar{g}_1 = \bar{Q}_{11} = \bar{Q}_{21} = \bar{Q}_{31} = 0. \quad (26)$$

응축 방정식 (14) 또는 (15)-(25)와 함께 방정식 (11)을 풀어서 얻어진 해로부터 ϕ_1 과 $\bar{g}_1$ 을 계산할 수 있으며, 또한 온도장, 압력장, 그리고 밀도장은 ϕ_1 과 $\bar{g}_1$ 값을 이용하여 계산되는데 다음과 같다.

$$\bar{T} = 1 - \epsilon^{2/3}(\gamma_a - 1) M_\infty^2 \phi_{1\bar{x}} + \epsilon^{4/3} \times \left[K_\omega \frac{h_{fg}(T_\infty)}{C_{pa} T_\infty} \bar{g}_1 - \frac{\gamma_a - 1}{2} M_\infty^2 \phi_{1\bar{x}}^2 \right], \quad (27)$$

$$\bar{p} = 1 - \epsilon^{2/3} \gamma_a M_\infty^2 \phi_{1\bar{x}} + 2\epsilon^{4/3} \gamma_a M_\infty^2 \phi_{1\bar{x}}^2, \quad (28)$$

$$\bar{\rho} = 1 - \epsilon^{2/3} M_\infty^2 \phi_{1\bar{x}} - \epsilon^{4/3} \left[K_\omega \left(\frac{h_{fg}(T_\infty)}{C_{pa} T_\infty} - \frac{\mu_a}{\mu_v} \right) \bar{g}_1 - \frac{3\gamma_a + 1}{2} M_\infty^2 \phi_{1\bar{x}}^2 \right]. \quad (29)$$

또한 주어진 문제의 해는 압력계수 $c_p = (p - p_\infty)/(\rho_\infty U_\infty^2/2) = -2\epsilon^{2/3} \phi_{1\bar{x}}$ 와 응축 질량 비 $\bar{g}_1$, 그리고 증기 압력 $p_v = S_\infty p_g(T_\infty) \bar{p}(1 - \bar{g}_1)$ 를 계산할 수 있다.

2.2 수치계산 방법

방정식 (11)의 형태는 국부 유동과 응축 물성치에 따라 elliptic과 hyperboic 그리고 그 혼합 형태로 변화 할 것이다. 이러한 변화를 정확하게 계산하기 위하여 Murman과 Cole[15]의 type-sensitive 차분법을 사용하였다. 이 방법에 의해 주어진 격자점에서 방정식(11)은 어느 형태의 방정식인지 먼저 테스트를 통해 결정한다.

반복계산의 각 단계에서 수치계산은 그 격자점에 적합한 차분법을 사용하였다. 응축방정식(14) 또는 (15)-(26)와 결부된 방정식(11)-(12)의 해는 정상상태의 수렴 해를 얻을 때까지 반복 계산되었다. 그리고 나서 익형의 표면을 따라 압력계수를 계산하고 응축 질량 비의 장(field)을 계산하였다. 수치 계산 방법, 격자 수렴성 조사, 그리고 참고 문헌[3, 4]의 결과와의 비교 분석에 대한 자세한 설명은 Rusak과 Lee[11]에 잘 나타나 있다.

2.3 수치계산 결과

반음각이 영인 다양한 익형 주위로 주류 마하수 $M_\infty=0.8$, 온도 $T_\infty=313\text{K}$, 압력 $p_\infty=1\text{atm}$, $\Phi_\infty=100\%$, $\omega_\infty=0.0466$ 인 포화 습공기가 균일하게 흐르는 유동을 고려한다. 먼저 비평형 응축 과정과 평형응축 과정에서 일어나날 수 있는 특성들을 조사하였다.

Fig. 1-3은 익형 $c=4\text{m}$ 인 익형 주위로 두 응축 과정에 대한 수치계산 결과들이다. 주어진

조건에서 $K=1.48$, $K_\omega=0.789$, $K_l=1.16$ 들은 비평형 응축에 대해 쓰였다. 건공기의 해와 비교해 볼 때 평형응축에서는 익현의 중간지점에 위치한 충격파가 하류 방향으로 이동하였고 충격파의 강도도 더욱 증가하였다. 이에 반해 비평형 응축 과정에서는 충격파의 전선에 압축파를 형성하고 충격파는 상류 쪽으로 조금 이동하였으며 충격파의 강도는 약화되었다(Fig. 1). 평형응축 과정에서의 응축 질량 비는 $c_p < 0$ 일 때의 c_p 거동과 유사하게 점진적으로 증가하였다. 그러나 비

Fig. 1. The pressure distribution along a NACA0012 airfoil for an upstream flow with $\Phi=100\%$, $T_\infty=313\text{K}$, and $p_\infty=1\text{atm}$.

Fig. 2. The distribution of condensate mass fraction along a NACA0012 airfoil for an upstream flow with $\Phi=100\%$, $T_\infty=313\text{K}$, and $p_\infty=1\text{atm}$.

Fig. 3. The vapor pressure as a function of temperature along a streamline that runs close to a NACA0012 surface for an upstream flow with $\Phi=100\%$, $T_\infty=313\text{K}$, and $p_\infty=1\text{atm}$.

Fig. 4. The pressure distribution along a circular arc airfoil for an upstream flow with $\Phi=100\%$, $T_\infty=313\text{K}$, and $p_\infty=1\text{atm}$.

Fig. 5. The distribution of condensate mass fraction along a circular arc airfoil for an upstream flow with $\Phi=100\%$, $T_\infty=313\text{K}$, and $p_\infty=1\text{atm}$.

Fig. 6. The vapor pressure as a function of temperature along a streamline that runs close to a circular arc surface for an upstream flow with $\Phi=100\%$, $T_\infty=313\text{K}$, and $p_\infty=1\text{atm}$.

평형 응축 과정에서는 익현의 어떤 지점에서 응축 질량 비가 갑자기 나타나고 온도에 따라 비선형적으로 변화하였다(Fig. 2). 익형 표면에 근접한 유선을 따라 수증기 압력의 변화는 Fig. 3의 $p-T$ 상(phase) 선도에 잘 나타나있으며 이때 수증기 압력은 온도만의 함수이다. 평형응축은 가역적이지만, 비평형 응축은 비가역적이어서 응축이 일어날 때 상 선도가 더 복잡해짐을 볼 수 있다.

Fig. 4-6은 두 응축 과정을 비교하기 위한 또 다른 예제이다. 두께비 $\epsilon=0.1$ 이고 익현 $c=4m$ 인 원호 익형 주위를 흐르는 유동이며 $K=1.13$, $K_\omega=1.00$, 그리고 $K_t=0.53$ 은 비평형 응축에 대해 쓰였다. Fig. 4에서는 각각의 응축 과정에 대해서 충격파의 위치가 건공기 해보다 상류 쪽으로 이동했음을 볼 수 있다. 또한 두 응축 과정 모두에서 강력한 압축파가 충격파의 전선에 나타나고 있다. Fig. 5에서는 비평형 응축과정에 대한 응축 질량 비의 최고 값이 평형응축의 최고 값보다 2.5배 가량 높게 나타나고 비평형 응축의 경우에 대부분의 응축이 익현의 후미 부분에서 일어난다. Fig. 6에서는 평형응축 과정이 가역적이고 비평형 과정은 비가역적임을 다시 보여주고 있다.

III. 결 론

상대습도가 100%인 포화 습공기의 천음속 이상 유동에 대하여 연구하였다. 응축에 의한 열증가의 효과가 포함된 수정된 천음속 미 교란모델을 사용하여 서로 다른 두 응축 과정에 대하여 각각의 유동특성을 살펴보았다. NACA0012 익형 주위의 유동에서는 충격파의 위치가 평형 응축에서는 하류 방향으로 이동하고 강도도 더욱 증가하였다. 그러나 비평형 응축에서는 그 위치가 상류방향으로 약간 이동했으며 충격파의 전선에 압축파가 형성되었다. 또한, 원호 익형에서는 두 응축 과정 모두 충격파의 위치는 상류 방향으로 이동하였으며 충격파의 전선에 강력한 압축파가 나타났다. 이러한 익형 표면에서의 압력변화는 익형의 공력 성능에 상당한 영향을 미친다.

참고문헌

- 1) Wegener, P. P., and Mack, L. M., "Condensation in supersonic and hypersonic wind tunnels, *Advances in Applied Mechanics*, Vol. 5, 1958, pp.307-447.
- 2) Wegener, P. P., "Nonequilibrium flow with condensation," *Acta Mechanica*, Vol. 21, 1975, pp.65-91.
- 3) Schnerr, G. H., and Dohrmann, U., "Transonic flow around airfoils with relaxation and energy supply by homogeneous condensation," *AIAA Journal*, Vol. 28, 1990, pp.1187-1193.

- 4) Schnerr, G. H., and Dohrmann, U., " Drag and lift nonadiabatic Transonic flow," AIAA Journal, Vol. 32, 1994, pp.101-107.
- 5) Hill, P. G., " Condensation of water vapor during supersonic expansion in nozzles," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 25, 1966, pp.593-620.
- 6) Wegener, P. P., and Pouring, A. A., " Experiments on condensation of water vapor by homogeneous nucleation in nozzles," Physics of Fluids, Vol. 7, 1964, pp.352-361.
- 7) Peters, F., and Paikert, B., " Nucleation and growth rates of homogeneously condensing water vapor in argon from shock tube experiments," Experiments in Fluids, Vol. 7, 1989, pp.521-530.
- 8) Zierep, J., " Schallnahe stromungen mit wamezufuhr," Acta Mechanica, Vol. 8, 1969, pp.126-132.
- 9) Hall, R. M., " Onset of condensation effects with an NACA 0012-64 airfoil tested in the Langley 0.3-meter transonic cryogenic wind tunnel technology," NASA TP 1385, 1979.
- 10) Schnerr, G. H., and Mundinger, G., " Similarity drag and lift in transonic flow with given internal heat addition," European Journal of Mechanics, B/Fluids, Vol. 12, 5, 1993, pp.597-612.
- 11) Rusak, Z., and Lee, J.-C., " TRansonic flow of moist air around a thin airfoil with nonequilibrium and homogeneous condensation," Journal of Fluid Mechanics, Vol. 403, 2000, pp.173-199.
- 12) Lee, J.-C., and Rusak, Z., " Transonic Flow of Moist Air Around a Thin Airfoil with Equilibrium Condensation," Journal of Aircraft, Vol. 38, 4, 2001, pp. 693-720.
- 13) Pruppacher, H. R., and Klett, J. D., " Microphysics of clouds and precipitation," D. Reidel Publishing Co., Holland, 1980.
- 14) Volmer, M., " Kinetik der Phasenbildung, " Steinopff-Verlag, Leipzig, 1939.
- 15) Murman, E. M., and Cole, J. D., " Calculation of plane study transonic flows," AIAA Journal, Vol. 9, 1, 1971, pp.114-121.