

〈論 文〉

膨脹率이 一定한 超音速 노즐흐름의 凝縮開始에 관한 研究

김병지** · 권순범* · 강창수* · 이은수**

(1990년 1월 24일 접수)

A Study on the Onset of Condensation in a Supersonic Nozzle of Constant Expansion Rate

Byung-Ji Kim, Soon-Bum Kwon, Chang-Soo Kang and Eun-Soo Lee

Key Words : Compressible Fluid(압축성 유체), Homogeneous Condensation(균일응축), Supersonic Nozzle Flow(초음속 노즐흐름), Moist Air(습공기), Expansion Rate(팽창률)

Abstract

A rapid expansion of moist air or condensible gas through a supersonic nozzle gives rise to condensation of nonequilibrium and equilibrium processes. Because most of the effects of condensation on the flow are caused by process of nonequilibrium condensation, it is very important to know the onset condition of nonequilibrium condensation. In the present study, the relation between the initial relative stagnation humidity and the onset Mach number, for the case of expansion of moist air through a supersonic nozzle of constant expansion rate, is studied by using the similarity law suggested by Zierep and Lin. Furthermore, the present theoretical result obtained by using the similarity law from the point of view of the condensation onset Mach number is compared with the experimental, numerical and other results.

기 호 설 명

- a : 상사법칙의 지수
- C_{po} : 정체점의 습공기의 정압비열
- g : 액상의 질량비
- h : 엔탈피
- L : 잠열
- M_c : 응축개시 마하수
- P : 노즐의 팽창률
- p : 압력
- R : 일반가스상수
- R^* : 노즐목에서의 노즐의 곡률반경
- r_{cr} : 액적의 임계반경

- S : 과포화도
- t : 시간
- x : 노즐목으로부터 노즐중심축을 따르는 거리
- y : 노즐중심축으로부터의 수직높이
- α : 상사법칙의 계수
- β : 상사법칙의 계수
- η : 표면장력 계수
- k : 비열비
- μ : 분자량
- ρ : 밀도
- σ : 표면장력
- Φ : 상대습도

*正會員, 慶北大學校 工科大學 機械工學科

**正會員, 慶北大學校 大學院

添 字

o : 정체점 상태

* : 노즐목의 상태

1. 서 론

水蒸氣 혹은 濕空氣와 같은 凝縮性 氣體를 超音速 노즐을 통하여 급격히 膨脹시키면, 이 凝縮性 氣體는 飽和狀態에 달하여도 응축이 일어나지 않고 불안정한 과포화상태로 된다. 이와 같이 불안정한 過飽和狀態의 흐름은 蒸氣分子 自身들의 衝突 合體에 의하여 다수의 凝縮核이 非平衡 過程으로서 生成되는 均一凝縮(homogeneous or spontaneous condensation)이 급격히 일어나게 되고, 이 後는 새로운 凝縮核은 生成되지 않고 단지 生成된 凝縮核이 成長해 나가는 平衡凝縮(equilibrium condensation)이 進行되게 된다⁽¹⁾. 즉 凝縮領域은 非平衡 凝縮領域과 平衡 凝縮領域으로 나눌 수 있다⁽¹⁾.

흐름중에 凝縮이 일어나면 흐름은 多數의 微細한 液滴을 포함한 氣液 二相流로 되고 凝縮에 隨伴되어 潛熱이 주위 流體에 放出되므로서, 예를 들면 흐름의 流線에 따르는 壓力分布는 凝縮이 일어나지 않는 등엔트로피 흐름의 境遇와 다르게 된다. 이와 같이 凝縮이 주위 流體의 흐름에 미치는 影響은 대부분 非平衡 過程의 凝縮에 의해서 일어나므로 非平衡 凝縮開始點을 구하는 것이 대단히 重要하다.

종래, 非平衡 過程의 凝縮開始에 관한 研究로서 Matsuo等⁽¹⁾은 圓弧 노즐흐름에 대하여 實驗的으로 研究하였고, Frank⁽²⁾와 Schnerr⁽³⁾는 Prandtl-Meyer 팽창흐름, 圓弧 노즐 및 雙曲線 노즐흐름에 대하여 實驗과 相似法則 理論解析을 통하여 研究한 바 있다. 그러나 Frank와 Schnerr가 求한 結果를 膨脹率이 一定한 超音速 노즐흐름에 適用하여 非平衡 凝縮開始 마하수를 구해 본 결과, 實在實驗의 結果와 상당한 差異가 있음을 發見하였다.

따라서 本 研究에서는 作動流體로서 水蒸氣와 舉動이 類似한 濕空氣를 大氣吸入式 間歇 超音速 風洞(intermittent indraft type supersonic wind tunnel)을 利用하여, 膨脹率이 一定한 超音速 노즐을 통하여 膨脹시키는 경우에 대하여 Zierep과 Lin이 提案한⁽⁴⁾ 相似法則을 本 研究에 適用하여, 노즐 膨脹率과 凝縮開始點의 마하수와와의 關係를 구하였으며, 이것을 土臺로 하여 停滯點의 相對濕度の 變化에 따르는 흐름을 解析하였다.

2. 이론 해석

本 研究에서는 理論解析을 위하여 다음과 같은 假定을 하였다.

(1) 濕空氣는 水蒸氣와 空氣만으로 構成되어 있으며 各 成分은 열적 열량적으로 完전하다.

(2) 습공기의 가스 상수 및 비열비는 각 成分의 質量比의 關係(weighted sum rule)로부터 구할 수 있다.

Wegener⁽⁵⁾는 斷熱膨脹時 過冷却度를 다음과 같은 經驗적 關係式으로 나타내었다.

$$\Delta T_{ad} = f(\Phi_0, -dT/dx) \quad (1)$$

여기서 Φ_0 는 停滯點 相對濕度, $-dT/dx$ 는 流線에 따른 溫度減少率이다.

Zierep과 Lin⁽⁴⁾은 停滯點 相對濕度 Φ_0 와 凝縮開始 마하수 M_c 에 대한 關係를 相似法則을 使用하여 식 (2)로 나타내었다.

$$\Phi_0^a = \frac{\frac{k+1}{2}}{1 + \frac{k-1}{2} M_c^2} \quad (2)$$

여기서 k 는 濕空氣에 대한 比熱比로서 本 研究에서는 空氣와 蒸氣의 質量比 關係로부터 求하였으며, M_c 는 凝縮開始 마하수이다. 한편 a 는 노즐의 幾何學的 形狀과 停滯點 狀態量에 의해 特性지워지는 것으로서, Zierep과 Lin은 식 (3)과 같이 나타내었다⁽⁴⁾.

$$a = \alpha \cdot K^\beta = \alpha \left[\frac{k+1}{2(k-1)} \left\{ -\frac{d(T/T_0)}{d(x/y^*)} \right\}^* \right]^\beta \quad (3)$$

여기서 T_0 와 T 는 停滯點 溫度와 靜溫度, x 는 노즐목으로부터 흐름방향으로의 距離, y^* 와 y 는 노즐목의 垂直높이의 1/2과 任意의 x 에 있어서 노즐 中心軸으로부터 垂直높이이다.

그리고 Frank⁽²⁾는 Prandtl-Meyer 膨脹흐름 및 圓弧 노즐흐름에 대해서 식 (2)의 指數 a 값을 다음과 같이 구하였다.

$$a = 0.2663 \left[-\frac{d(T/T_0)}{d(x/2y^*)} \right]^{*0.8012}$$

또 Schnerr⁽³⁾는 圓弧 및 雙曲線 노즐흐름에 대하여 식 (2)의 a 값을

$$a = 0.0498 \left[-\frac{dT}{dx} \right]^{*0.3010}$$

와 같이 구하였다. 여기서 노즐목에서의 溫度減少

率은

$$\left[-\frac{dT}{dx}\right]^* = 2 \frac{k-1}{k+1} \cdot T_o \cdot \sqrt{\frac{1}{k+1} \frac{1}{y^* \cdot R^*}}$$

이며, R^* 는 노즐목에서의 노즐의 曲率半徑이다.

또한 Frank와 Schnerr는 參考文獻 (2)와 (3)에서 위의 常數들을 使用하면 어떠한 膨脹흐름인 경우에도 Zierrep과 Lin이 제안한 식 (2)로부터 停滯點 相對濕度の 變化에 따른 凝縮開始 마하數를 精確하게 求할 수 있다고 主張한 바 있다.

그러나 Frank와 Schnerr의 結果를 흐름의 波動(undulation)을 防止하기 위하여 노즐의 膨脹率 이 거의 一定한 것이 使用되는 터어빈의 경우에 適用하는 것은 어느 정도 差異가 있을 것으로 생각된다.

따라서 本 研究에서는 식 (3)의 $(-dT/dx)^*$ 를 노즐의 膨脹率 \bar{P} 의 函數로서 나타내어 식 (2)에 適用하고자 한다. 노즐의 膨脹率 \bar{P} 는 凝縮이 일어나지 않는 등엔트로피 흐름인 경우의 時間에 따른 靜壓의 對數減少率로서 定義되고⁽⁶⁾, 理想氣體에 대해서는 다음과 같은 關係로 된다.

$$\begin{aligned} \bar{P} &= -\frac{d(\ln p)}{dt} = \frac{-k}{(k-1)T} \frac{dT}{dt} \\ &= -\frac{k}{\rho} \frac{d\rho}{dt} = \frac{-k}{(k-1)T} \frac{u}{dx} \frac{dT}{dx} \end{aligned} \quad (4)$$

여기서 p , t , ρ , 및 u 는 靜壓, 時間, 密度와 軸方向 x 의 流速이다.

그리고 노즐목에서의 $(-dT/dx)^*$ 는 노즐목에서는 흐름이 초오킹 狀態라고 假定하여 식 (4)에 適用하면, 식 (5)와 같이 된다.

$$\left[-\frac{dT}{dt}\right]^* = \bar{P} \cdot \frac{k-1}{k} \cdot \frac{0.833 \cdot T_o}{\sqrt{0.833 \cdot k \cdot R \cdot T_o}} \quad (5)$$

여기서 R 은 濕空氣에 대한 가스常數로서 空氣와 水蒸氣의 質量比로부터 求하였다. 식 (5)를 식 (3)에 대입하여 整理하면 a 값은 식 (6)과 같이 된다.

$$a = \alpha \left[\frac{k+1}{2k} \cdot \frac{0.833 \cdot y^* \cdot \bar{P}}{\sqrt{0.833 \cdot k \cdot R \cdot T_o}} \right]^\beta \quad (6)$$

식 (6)의 常數 α , β 를 求하기 위해서 本 研究에서는 使用한 方法은 다음과 같다. 우선 두 種類의 y^* , T_o , \bar{P} 및 ϕ_o 값에 대하여 식 (6)의 括弧안의 값을 求한다. 다음 위의 同一한 條件에 대하여 實驗으로부터 求한 凝縮開始 마하數 M_c 를 식 (2)에 適用하여 두 개의 a 값을 求한다. 이 두 개의 a 값을 식 (6)의 a 값에 等置시키면 未知數 α , β 를 包含한 두 개의 식을 얻을 수 있다. 이 두 식으로부터 常數 α , β 를 求하였다.

한편 식 (2)에 必要한 凝縮開始 마하數 M_c 는 노즐의 幾何學的 形狀과 測定한 靜壓分布로부터 求할 수 있었다.

노즐의 膨脹率 이 6000, 7000s⁻¹이고, $y^*=20$ mm, $T_o=300$ K, 停滯點 相對濕도가 40, 50%인 경우에 대하여 앞에서 言及한 方法에 따라 식 (6)의 α , β 를 求한 本 研究의 主된 結果는 다음과 같다.

$$a = 0.2074 \cdot \left[\frac{k+1}{2k} \cdot \frac{0.833 \cdot y^* \cdot \bar{P}}{\sqrt{0.833 \cdot k \cdot R \cdot T_o}} \right]^{0.3517}$$

3. 실험 및 수치해석

3.1 실험장치와 실험방법

本 研究에서 使用한 大氣吸入式 間歇 超音速 風洞의 概略圖는 Fig. 1과 같으며, 풍동은 크게 測定部(test section), 眞空탱크(vacuum tank), 貯氣槽(reservoir)로 構成되어 있다.

眞空탱크의 壓力을 약 5 torr로 하여 측정부 下流에 設置된 眞空밸브를 열면 측정부에서 약 5초 정도의 定常狀態가 維持될 수 있도록 眞空탱크와 貯氣槽의 容量을 각각 2m³와 15m³로 하였다. 貯氣槽內에는 停滯點 相對濕度 ϕ_o 와 溫度 T_o 를 調節하기 위하여 蒸氣發生裝置, 除濕裝置 및 加熱器 등이 설치되어 있고, 貯氣槽內의 狀態를 均一하게 하기 위하여 循環팬을 使用하였다.

한편 流路는 폭이 30 mm, 높이가 60 mm인 사각 단트로 되어 있으며, 듀랄루민으로 製作된 測定部에는 可視化를 위하여 光學유리를 使用하였다. 측정부의 上壁에는 膨脹率 이 一定한 超音速 노즐이 附着되어 있다. 흐름방향의 靜壓測定은 노즐의 中心軸에 相當하는 下壁의 中心線에 2, 3 혹은 4 mm 間隔으로 直徑 1 mm인 46개의 靜壓孔을 뚫어서 수은 마노메타와 連結하여 測定 可能케 하였다.

흐름의 可視化 方法으로는 슈리렌 法(Schlieren method)을 使用하였으며, 非均一 凝縮(heterogeneous condensation)에 의한 效果를 줄이기 위해 主實驗에 앞서 豫備實驗을 여러번 實施하였다.

3.2 수치해석

本 研究에서는 數值解析을 하기 위하여 理論解析에서 使用한 假定 外에 다음과 같은 假定을 使用하였다.

- (1) 흐름은 1次元 非粘性 斷熱 흐름이다.
- (2) 液滴의 溫度는 주위 氣相은 溫度와 같다.

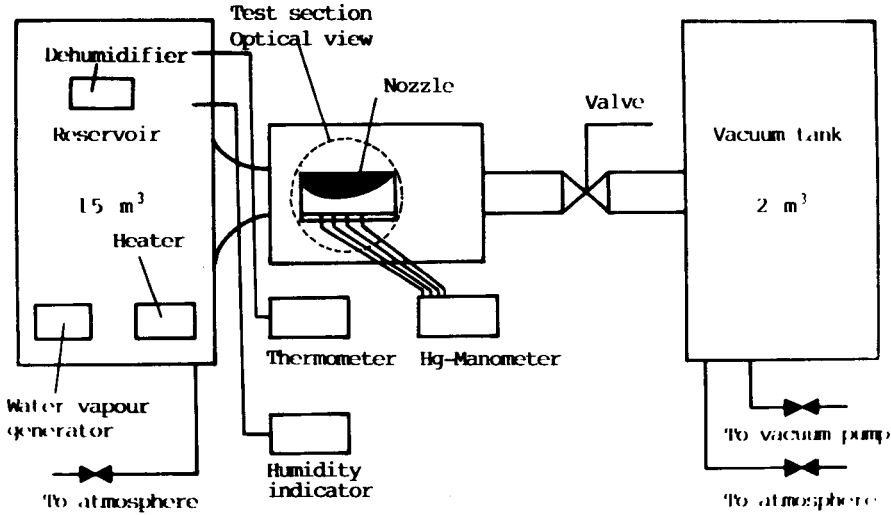


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental apparatus

(3) 液滴은 球의 狀態로서 흐름장에 均一하게 분포되어 있다. 또한 液相의 體積은 氣相의 體積에 비하여 無時할 수 있을 정도로 적다.

(4) 液滴은 竝進, 振動, 回轉 運動을 하지 않는다.

(5) 液滴과 주위 氣體와는 速度 差異가 없다.

한편 凝縮係數는 液滴表面에 衝突하는 蒸氣分子가 液滴에 附着되는 정도를 나타내는 것으로 實驗條件, 不活性가스의 存在與否, 停滯點의 狀態量 및 노즐形狀 등에 따라 다르게 된다. 本 研究에서 使用한 凝縮係數의 값은 實驗結果와 數值計算의 結果가 잘 一致하는 0.49로 하였다.

凝縮核의 生成에 가장 크게 影響을 미치는 液滴의 表面張力 σ 는 無限平面的 表面張力 σ_∞ 와 表面張力係數 η 를 使用하여 다음과 같이 求하였다⁽⁷⁾.

$$\sigma = \eta \sigma_\infty \quad (7)$$

σ_∞ 는 Hill⁽⁷⁾이 구한 식 (8)을 사용하였고, 表面張力係數 η 는 1.05로 하였다⁽⁸⁾.

$$\sigma_\infty = 128 - 0.192 T(K) \text{ dyne/cm} \quad (8)$$

한편, 不安定한 過飽和 狀態의 蒸氣에 있어서 蒸氣分子들의 衝突에 의해 生成된 凝縮核의 臨界半徑 (critical droplet radius)은 식 (9)와 같다⁽⁹⁾.

$$r_{cr} = \frac{2\sigma}{\rho_l R_v T \ln(p_a/p_s)} \quad (9)$$

여기서 ρ_l , R_v 및 p_s 는 각각 液滴의 密度, 蒸氣의 가스常數, 蒸氣分壓이며, p_s 는 주위 기체의 溫度 T 에 相應하는 飽和壓力으로서 Clausius-Clapeyron 식으로부터 구할 수 있다.

臨界半徑을 가지고 凝縮核이 單位 時間, 單位 體積當 發生하는 個數에 대한 核生成率 I 는 Frenkel⁽¹⁰⁾의 式을 使用하였다.

均一凝縮을 수반하는 超音速 노즐흐름을 數值計算하기 위해서 흐름을 一次元 非粘性 斷熱흐름이라 假定하여, 노즐목을 原點으로 하는 軸方向 x 에 관한 흐름의 基礎方程式을 나타내면 다음과 같다.

連續方程式

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dx} + \frac{1}{u} \frac{du}{dx} + \frac{1}{A} \frac{dA}{dx} = 0 \quad (10)$$

運動量方程式

$$u \frac{du}{dx} + \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dx} = 0 \quad (11)$$

에너지方程式

$$u \frac{du}{dx} + \frac{dh}{dx} = 0 \quad (12)$$

여기서 A 는 노즐의 斷面積이며, 停滯點의 濕空氣의 靜壓比熱을 C_{p0} , 潛熱을 L 이라 하면 엔탈피 h 는 다음 식으로 表示된다.

$$h = C_{p0} T - gL \quad (13)$$

狀態方程式은 濕空氣를 完全가스라 假定하면 식 (14)와 같다.

$$p = \left(\frac{1-w_0}{\mu_a} + \frac{w_0-g}{\mu_v} \right) \rho RT \quad (14)$$

w_0 , g , μ_a , 및 μ_v 은 각각 濕空氣의 停滯粘에 있어서의 比濕도, 液相의 質量比(液相의 質量/液相과 氣相의 質量의 合), 空氣의 分子量과 蒸氣의 分子量이다.

또 本 研究에서 사용한 音速은 凍結 音速(frozen sound speed)이다.

計算의 始發點인 노즐목에서의 狀態量은 흐름이 초오킹 狀態라 假定하여 狀態量을 求한 後, 그 狀態量을 始發로 노즐中心軸上의 狀態量을 Runge-Kutta-Gill法으로 計算하였다.

4. 결과 및 고찰

Fig. 2는 노즐의 膨脹率이 $7000s^{-1}$, 停滯點 壓力, 온도 및 相對濕도가 각각 101.3kPa, 301 K, 44%인 경우의 實驗과 數值計算 結果를 나타낸 것이다.

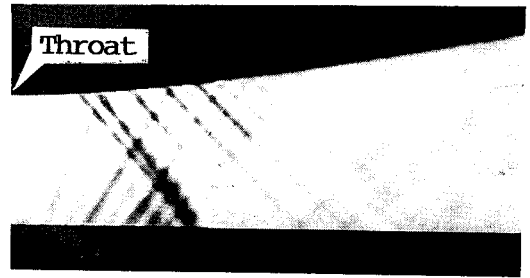
Fig. 2의 (a)는 上記와 같은 條件에서의 노즐흐름을 나타내고 있는 슈리렌 法에 의한 可視化 寫眞이며, 노즐목으로부터 全 下流領域은 $x=20mm$ 부근에서부터 非平衡 過程의 凝縮은 일어나고 있으나 上下壁에 附着한 얇은 테이프에 의해 發生한 마하파(Mach wave)의 存在로부터 超音速 狀態임을 알 수 있다.

또 Fig. 2의 (b)는 可視化 寫眞의 경우와 同一의 實驗條件에서 수은 마노메타로부터 測定한 靜壓分布를 나타내는 寫眞이다. 여기서도 非平衡過程의 凝縮에 의한 흐름의 加熱效果 때문에 $x=20mm$ 부터 靜압이 증가(흐름의 감속)함을 보이고 있다. $x=30mm$ 이후에는 液相의 質量比 g 의 分布로부터 알 수 있는 바와 같이 平衡過程의 凝縮이 繼續됨에도 불구하고 凝縮에 의한 흐름의 加熱效果보다는 노즐의 膨脹效果가 크기 때문에 흐름이 加速되고 있음을 보이고 있다.

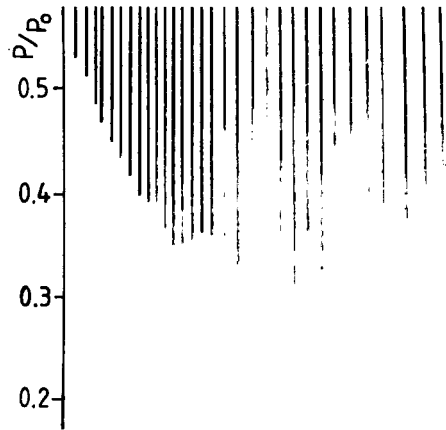
Fig. 2의 (c)는 노즐목으로부터 下流方向의 距離 x 에 따라 수은 마노메타로 測定한 노즐 中心軸의 靜壓分布와 數值計算에 의해 求한 靜壓分布의 無次元 靜壓分布 p/p_0 , 局所 過飽和度 s , 凝縮核生成率 I , 液相質量比 g 및 凍結 마하수 M_f 의 分포를 나타내고 있다.

그림에서 보이는 바와 같이 實驗과 數值計算에 의한 靜壓分布는 잘 一致함을 보였다. 따라서 本 研究의 數值計算時 使用한 諸 係數들의 값이 妥當함을 알 수 있었다.

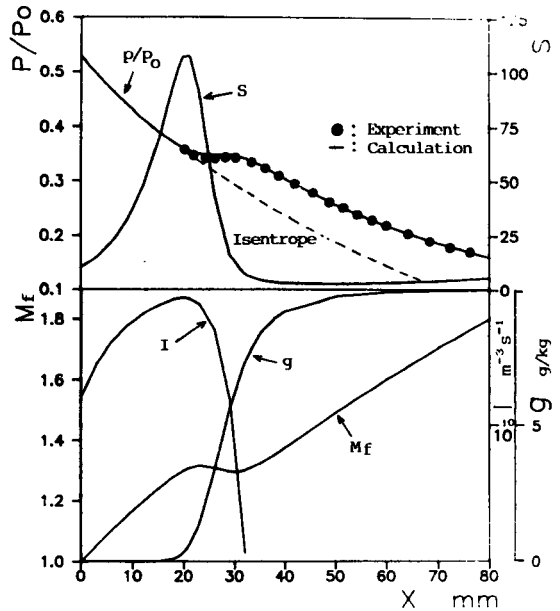
無次元 靜壓分布는 등엔트로피 線을 따라 膨脹하다가 凝縮이 시작되면 이 凝縮過程의 非可逆性 때문에 엔트로피의 增加가 隨伴되므로 흐름은 등엔트로피를 離脫하게 되고, 潛熱 放出에 의한 加熱의 影響으로 靜壓은 다시 上昇하다가 平衡凝縮의 效果



(a) Schlieren photograph



(b) Distribution of the static pressure measured by Ag manometer



(c) Variation of the flow properties

Fig. 2 Distribution of the flow properties ($\bar{P}=7000 s^{-1}$, $T_0=301K$, $p_0=101.3kPa$, $\phi_0=44\%$)

보다 노즐의 팽脹 효과가 크게 되는 位置부터 減少하게 된다.

非平衡 凝縮開始點은 凝縮核生成率 I 와 局所 過飽和度 s 가 最大로 되는 點이며, 靜壓分布의 경우 등엔트로피 흐름으로부터 離脫하기 시작하는 點이다. 또한 非平衡 凝縮終了點은 靜壓이 最大로 되고 局所 過飽和도가 거의 1 近方으로 되는 點까지의 領域으로 定義할 수 있다.

그리고 非平衡 凝縮領域에서 無數한 凝縮核의 發生으로 인하여 液相의 質量比 g 는 급격히 增加하다가 非平衡 凝縮終了 後에는 새로운 凝縮核은 發生되지 않고 단지 發生된 凝縮核이 成長해 가는 平衡凝縮의 影響으로 조금씩 增加하고 있다. 한편 凍結 마하수 M_f 는 凝縮開始點으로부터 無數히 發生하는 液滴에 따른 潛熱의 放出으로 인해 減少하다가 局所 過飽和도가 거의 1로 되는 點으로부터 노즐의 팽脹 효과 때문에 다시 增加하기 시작한다.

Fig. 3은 노즐의 팽脹率在 $5000s^{-1}$, 停滯點 溫度가 300K인 경우 停滯點 相對濕度 變化에 따른 非平衡 凝縮開始 마하數를 數值計算, 本 研究의 相似法則의 理論解析 및 실험으로부터 求한 結果이다.

그림에서 나타난 바와 같이 理論解析의 結果가 數值計算 및 실험의 結果와 잘 일치하므로 本 研究의 妥當성이 立證되었다 할 수 있다. 여기서 實驗으로부터 求한 凍結 마하數는 수은 마노메타로부터 測定한 靜壓과 노즐의 形狀으로부터 求하였다.

또한 그림에서 停滯點 相對濕도가 높을수록 非平衡 凝縮開始 마하數 M_c 는 작게 나타나고 있다. 이는 같은 노즐 팽脹률과 停滯點 溫度인 경우에 대해서는 停滯點 상대습도가 높을수록 初期 停滯點에서의 蒸氣分壓이 크게 되기 때문에 非平衡 凝縮開始點이 노즐목 近方에 가깝게 되고 凝縮開始 마하수 M_c 도 작게 된다.

Fig. 4는 노즐의 팽脹率在 $7000s^{-1}$, 停滯點 溫度가 300K인 경우 停滯點 相對濕度の 變化에 따른 非平衡 凝縮開始 마하數에 대하여 本 研究에서의 數值解析으로부터 求한 結果, 相似法則 理論에 기초를 둔 本 研究에서 求한 結果 및 거의 대부분의 超音速 노즐 팽창흐름에 대하여 有效하다고 主張한 Schnerr⁽³⁾와 Frank⁽²⁾의 相似法則 解析 結果를 膨脹률이 一定한 超音速 노즐흐름에 適用하여 求한 結果를 나타낸 것이다.

그림에서 보는 바와 같이 膨脹률이 一定한 초음속 노즐흐름에 대해서는 本 研究에서 求한 理論解

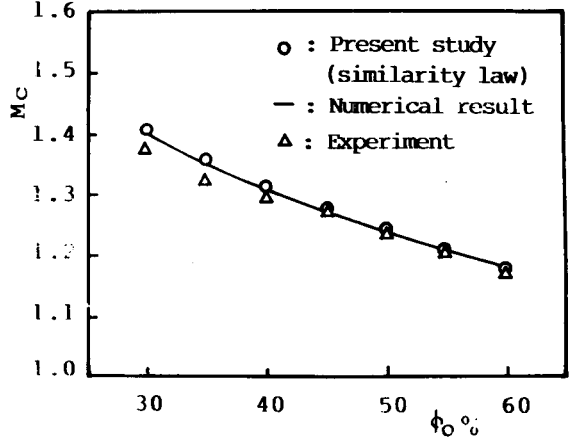


Fig. 3 Comparison between present study and experiment for the dependency of the Mach number at the onset of condensation on the relative humidity ($\bar{P}=5000s^{-1}$, $T_0=300K$, $p_0=101.3kPa$)

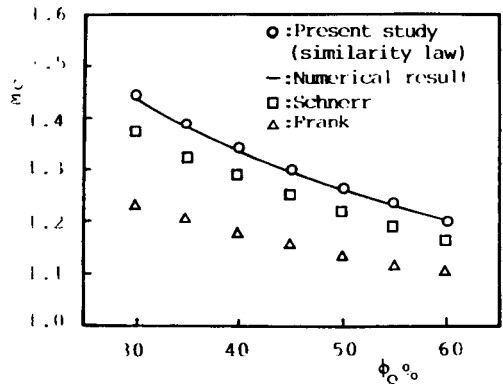


Fig. 4 Comparison between present study and others ($\bar{P}=7000s^{-1}$, $T_0=300K$, $p_0=101.3kPa$)

析 結果가 Schnerr와 Frank가 主張한 理論解析 結果보다 數值計算 結果와 잘 일치함을 나타내고 있다. 이는 위 研究家들이 實驗에 使用한 노즐이 圓弧 노즐과 雙曲線 노즐 및 Prandtl-Meyer 膨脹흐름이었던 바, 膨脹률이 一定한 노즐에 適用하는데 無理가 있음을 나타내고 있는 것으로 생각된다. 특히 Frank의 結果가 Schnerr의 結果보다 膨脹률이 一定한 노즐에 適用할 때 상당히 작게 나타난 것은 노즐의 幾何學的 形狀이 非平衡 凝縮開始 마하數에 큰 影響을 주고 있다는 것을 보여준 結果라 생각된다. 즉 膨脹률일 一定한 노즐을 통한 흐름은

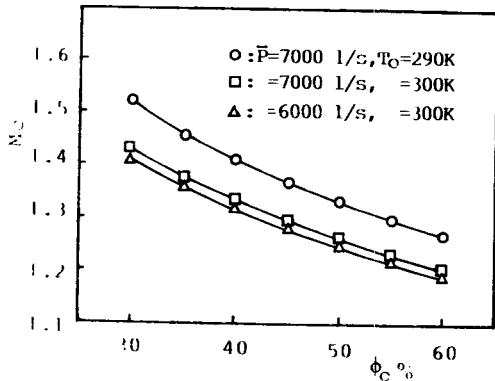


Fig. 5 Dependency of the Mach number at the onset of condensation of the \bar{P} , T_0 , Φ_0 .

Prandtl-Meyer 팽창흐름보다는 쌍곡선 노즐흐름에 더 가깝다는 것을 意味한다.

Fig. 5는 노즐의 膨脹率과 停滯點 溫度 및 停滯點 相對濕度の 變化에 따른 非平衡 凝縮開始 마하數를 相似法則을 사용하여 理論解析에서 言及한 方法으로부터 求한 結果이다.

그림에서 記號 □와 ○를 比較하면, 같은 노즐의 膨脹率과 停滯點 相對濕도에 대해서는 非平衡 凝縮開始 마하數는 停滯點 溫度가 높을수록 작게 나타나고 있다. 이는 停滯點의 溫度가 높을수록 初期停滯點에서 蒸氣의 質量比가 커지게 된 결과, 보다 낮은 局所 過飽和度에서 凝縮이 始作되기 때문이다.

한편, 같은 停滯點의 溫度와 相對濕도에 대해서는 즉 記號 □와 △를 比較하면, 非平衡 凝縮開始 마하數는 노즐의 膨脹率에 클수록 크게 나타나고 있다. 이것은 初期停滯點에서 蒸氣의 質量比가 같으나 노즐의 팽창률이 클수록 보다 급격한 팽창이 되어 凝縮開始點에 있어서의 過令却度가 크게 되고 그 결과 응축개시 마하수도 크게 되기 때문이다.

5. 결 론

膨脹率在一定한 超音速 노즐을 통하여 凝縮性 氣體를 급격히 膨脹시키는 경우, 初期 停滯點 相對濕度 Φ_0 의 變化에 따른 비평형 凝縮開始點의 마하數 M_c 와의 관계를 相似法則을 사용하여 구하였으며, 본 연구에서 구한 결과가 Frank와 Schnerr가

구한 常數 α , β 값을 使用해서 얻은 결과보다 실험 결과와 잘 일치함을 알았다.

노즐 팽창률이 $5000 \sim 11000 s^{-1}$ 의 범위내에 대해서 본 研究에서 求한 常數 α , β 값은 각각 0.2074, 0.3517이다.

非平衡 凝縮開始 마하數는 같은 노즐의 膨脹率과 停滯點 溫度에 대해서는 停滯點 相對濕도가 높을수록 작게 되고, 같은 노즐의 膨脹率과 停滯點 相對濕도에 대해서는 停滯點 溫度가 높을수록 작게 되며, 같은 停滯點의 溫度와 相對濕도에 대해서는 노즐의 膨脹率에 클수록 크게 된다.

참 고 문 헌

- (1) Matsuo, K., et. al, 1986, "Studies of Condensation Shock Waves(2nd. Report, Relation Between Condensation Shock Wave and Condensation Zone)", Bull. of JSME, Vol. 29, 248, p.439.
- (2) Frank, W., 1985, "Condensation Phenomena in Supersonic Nozzles", Acta Mech. 54, pp.135~156.
- (3) Schnerr, G., 1989, "2-D Transonic Flow with Energy Supply by Homogeneous Condensation: Onset Condition and 2-D Structure of Steady Laval Nozzle Flow", Experiments in Fluids 7, pp.145~154.
- (4) Zierep, J. and Lin, S., 1967, "Bestimmung des Kondensationsbeginns bei der Entspannung Feuchter Luft in Überschalldüsen", Forsch, Ingenieurwes 33, pp.169~172.
- (5) Wegener, P.P. and Mack, L.M., 1958, "Condensation in Supersonic and Hypersonic Wind Tunnels", Adv. Appl., Mech. 5, pp.307~447.
- (6) Moore, M.J. and Sieverding, C.H., 1976, "Two-Phase Steam Flow in Turbines and Separators", McGraw-Hill, pp.127~189.
- (7) Hill, P.G., 1966, "Condensation of Water Vapor during Supersonic Expansion in Nozzles", J.Fluid Mech., Vol. 25, 3, pp.593~620.
- (8) Oriani, R.A. and Sundquist, B.E., 1963, "Emendations to Nucleation Theory and the Homogeneous Nucleation of Water from the Vapor", J.Chem. Phys.,38, 2082.
- (9) Volmer, M., 1969, "Nonequilibrium Flow, Part 1", Ed. by Wegener, P.P., Marcel Dekker, pp.163~242.
- (10) Frenkel, J., 1946, "Kinetic Theory of Liquids", Oxford Univ. Press.