

(論文)

膨脹率이 一定한 超音速 노즐흐름에 있어서 非平衡 凝縮이 傾斜衝擊波에 미치는 影響

강창수* · 권순범* · 김병지** · 홍종우**

(1990년 5월 15일 접수)

Effects of Nonequilibrium Condensation on an Oblique Shock Wave in a Supersonic Nozzle of Constant Expansion Rate

Chang-Soo Kang, Soon-Bum Kwon, Byung-Ji Kim and Jong-Woo Hong

Key Words : Compressible Fluid(壓縮性 流體), Supersonic Nozzle Flow(超音速 노즐흐름) Condensation Shock Wave(凝縮衝擊波), Oblique Shock Wave(傾斜衝擊波) Moist Air(濕空氣), Expansion Rate(膨脹率), Supersaturation(過飽和度)

Abstract

For the purpose of preventing the flow undulation in the cascade of steam turbine, the blades are made into a constant expansion rate in static pressure. And, the flow in those cascades is transonic or supersonic in the range of 0.7~2.0 in Mach number. As a consequence, an oblique shock wave, known as inner or outer edge shock wave, arises in the flow of cascades. Especially when the steam in cascades is in a state of high wetness, nonequilibrium condensation and condensation shock wave occur, and they give rise to an interference with oblique shock wave. In the present study the case of expansion of moist air through a supersonic nozzle of constant expansion rate, which behaves similar to that of wet steam, was adopted. The effect of nonequilibrium condensation on the oblique shock wave generated by placing the wedge into the supersonic part of the nozzle was investigated. Furthermore, the relationship between nonequilibrium condensation zone and incident point of the oblique shock wave, oblique shock wave angle, the variations of angles of incident and reflected shock waves due to the variation of initial stagnation supersaturation. and the relationship between the height of Mach stem and initial stagnation supersaturation are discussed.

기 호 설 명

- | | |
|---------------------------------|------------------------------|
| A : 非平衡 凝縮開始點 | F : 노즐의 斷面積 |
| B : 非平衡 凝縮終了點 | H : 노즐 下部壁으로부터 썩기 下部壁까지 距離 |
| C : 傾斜衝擊波에 의해 靜壓이 上昇하기 시작하는 點 | L : 노즐 목으로부터 썩기 先端까지의 距離 |
| D : 노즐 中心軸에 있어서 傾斜衝擊波의 入射點 | M : 미하數 |
| E : 傾斜衝擊에 의해 壓力이 最大로 되는 點 | P : 壓力 |
| | Q : 加熱量 |
| | S : 過飽和度(supersaturation) |
| | T : 溫度 |

*정회원, 慶北大學校 工科學科 機械工學科

**정회원, 慶北大學校 大學院

x : 노즐 목으로부터 노즐 中心軸을 따르는 距離
 β : 衝擊波角(shock angle)
 γ_i : 傾斜衝擊波의 入射角
 γ_r : 傾斜衝擊波의 反射角
 δ_n : 非平衡 凝縮領域의 길이
 θ : 轉向角(turning angle)
 x : 比熱比
 λ_m : 마하스텝(Mach stem)의 높이

添字

o : 停滯點 狀態

1. 서론

水蒸氣 혹은 濕空氣와 같은 凝縮性 氣體가 급격히 膨脹하여 非平衡 過程의 凝縮이 일어나면 흐름은 氣體 中에 微細한 液滴(droplet)을 포함한 氣液 二相流로 되고, 이 非平衡 過程에 의하여 放出되는 潛熱의 放出이 어느 臨界值를 넘어서면 흐름장은 엔트로피의 급격한 增加가 隨伴되고, 흐름의 不連續性(flow discontinuity)인 凝縮衝擊波(condensation shock wave)가 發生되는 등 흐름에 바람직하지 못한 現象들이 일어난다⁽¹⁾.

以上과 같은 凝縮性 氣體의 급격한 膨脹에 의한 凝縮現像은 예를들면, 火力發電用 蒸氣 터빈의 低壓 最終段 近處, 혹은 原子力 發電用 터빈의 경우에서는 거의 全段에 걸쳐 응축이 隨伴되게 되어 터빈에 나쁜 影響이 미치게 된다. 즉, 凝縮에 의해 이야기되는 濕蒸氣 損失(wetness loss)이 일어나게 되고 터빈의 效率이 減少하는 동시에 生成된 液滴에 의해 터빈의 各部에서는 浸蝕(corrosion and pitting)이 일어나는 등 좋지 못한 問題가 일어난다⁽²⁾.

중래, 蒸氣 터빈 翼列內의 凝縮性 氣體의 膨脹흐름에 대한 연구는 舉示的인 觀點으로부터 翼列의 浸蝕 및 濕蒸氣 損失에 局限되어 왔으며, 凝縮衝擊波가 發生하는 경우의 터빈 익열내의 흐름 혹은 傾斜衝擊波의 舉動에 관한 研究는 거의 되어 있지 않은 상태이다⁽³⁻⁵⁾.

Petr⁽⁶⁾는 凝縮을 수반하는 濕蒸氣의 膨脹흐름에 있어서 흐름장 중에 쇄기를 設置하여 쇄기에 의해 發生된 傾斜衝擊波에 凝縮이 미치는 影響을 實驗 및 理論의으로 研究를 遂行하였다. 그러나 Petr의 研究대상은 相變化를 수반하는 흐름장에 있어서의 傾

斜衝擊波의 緩和過程에 限定한 것이었다.

또 權 등⁽⁴⁾은 원호 노즐을 통해서 濕空氣를 膨脹시키는 경우, 凝縮衝擊波가 發生되는 흐름에 있어서 쇄기를 측정부내에 설치하여 發生시킨 傾斜衝擊波에 凝縮이 미치는 影響에 대해서 研究한 바 있다. 그러나 權의 研究에서는 쇄기 先端에 流入되는 흐름은 非平衡 凝縮領域(nonequilibrium condensation zone)을 지난 흐름에 局限하였다.

한편, 實在의 터빈 動翼은 흐름의 undulation을 防止하기 위하여 膨脹率이 거의 一定한 翼이 使用되고 있다. 그리고 動翼內의 흐름의 마하數는 약 0.7~2.0⁽²⁾정도이므로 動翼內의 흐름은 內部後緣 衝擊波(inner edge shock wave)와 內部後緣 衝擊波(outer edge shock wave) 즉, 傾斜衝擊波(oblique shock wave)와 非平衡 凝縮이 干涉을 일으키고 또한 濕蒸氣의 量이 많은 경우에는 凝縮衝擊波가 隨伴되게 된다. 또 위의 두 傾斜衝擊波는 경우에 따라서 非平衡 凝縮領域內 혹은 凝縮領域 下流에 位置하기도 하고 凝縮衝擊波와 干涉을 일으키기도 한다.

따라서 本 研究에서는 作動流體로서 濕蒸氣와 舉動이 類似的한 濕蒸氣를 大氣吸入式 間歇 超音速 풍동을 利用하여, 膨脹率이 一定한 노즐을 통하여 膨脹시키는 경우에 대하여 非平衡 凝縮이 傾斜衝擊波에 미치는 影響을 研究하였다. 즉, 傾斜衝擊波가 非平衡 凝縮領域內에 位置하는 경우에 대하여, 停滯點 狀態量의 變化에 起因되는 凝縮 및 凝縮衝擊波가 傾斜衝擊波의 形狀과 變化에 미치는 影響을 다음의 觀點으로부터 研究하였다.

- (1) 非平衡 凝縮領域과 傾斜衝擊波 入射點의 關係
- (2) 初期 停滯點 過飽和도와 傾斜衝擊波角의 變化
- (3) 初期 停滯點 過飽和도와 노즐 中心軸에 있어서의 傾斜衝擊波의 入射角(incident angle)과 反射角(reflected angle)의 變化
- (4) 初期 停滯點 過飽和도와 마하스텝(Mach stem)높이 λ_m 의 關係

2. 실험장치 및 방법

本 研究에서 使用한 實驗裝置는 參考文獻 (7)과 同一하며, Fig. 1은 測定部의 詳細를 나타낸 그림이다.

測定部는 紙面에 垂直 方向의 폭이 30mm, 높이가 60mm인 사각 닥트로 되어 있으며, 측정부의 上壁에는 膨脹率이 一定(5000 s⁻¹)한 超音速 노즐

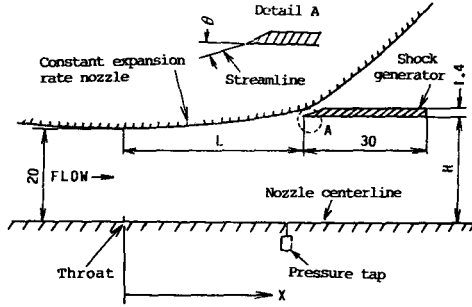


Fig. 1 Specification of test section

이 附着되어 있다. 傾斜衝擊波를 發生시키기 위하여 폭이 30mm(타트 폭에 相當), 길이가 30mm, 先端角度가 10°인 썰기의 先端을 노즐 목으로부터 흐름 방향으로의 거리 L 이 25mm와 32mm의 위치에 下部壁(노즐의 中心軸에 相當)과 水平하게 設置하였다. 또 노즐 下部壁으로부터 썰기의

설치높이는 $L=32\text{mm}$ 인 경우에는 $H=21.5\text{mm}$, $L=25\text{mm}$ 인 경우에는 $H=21\text{mm}$ 로 하였으며, 이 경우 썰기의 下部벽과 썰기의 先端에서의 流線과 이루는 角度 즉, 轉向角(turning angle)을 노즐의 幾何學的 形狀으로부터 구한 결과, 轉向角 θ 는 각각 5°와 4.6°가 되었다.

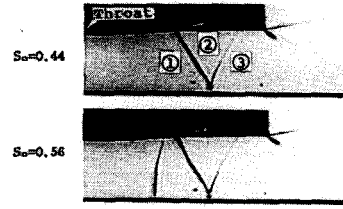
이러한 縮小-擴大 노즐(convergent-divergent nozzle)흐름은 超音速 狀態에서 극히 얇은 境界層을 가지므로 主흐름을 非粘性(invscid)흐름으로 볼 수 있으며⁽⁶⁾, 또한 膨脹率이 一定한 노즐 壁面에 발달하는 境界層이 썰기 先端에서 發生되는 傾斜衝擊波에 影響을 미치지 않도록 하기 위하여 썰기의 先端보다 조금 下流側의 노즐 壁面을 약간 잘라내었다.

한편, 흐름의 可視化 方法으로는 슈리렌 法(Schlieren method)을 사용하였고, 노즐중심축 상의 흐름방향으로의 靜壓은 노즐의 중심축에 相當하는 下部壁에 직경 1mm의 靜壓空을 2, 3 혹은 4mm 간격으로 뚫어 수은 마노메타와 연결하여 測定하였다. 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.

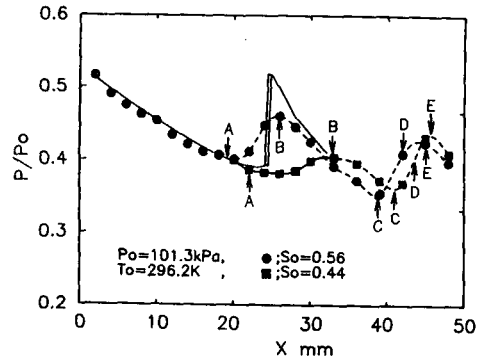
3. 실험 결과 및 고찰

3.1 壓力 測定과 可視化 觀察

停滯點 壓力 p_0 와 溫度 T_0 를 101.3kPa, 296.2 K



(a) Schlieren photographs



(b) Distribution of static pressure

Fig. 2 Schlieren photographs and static pressure distribution of flow ($L=32\text{mm}$)

로 一定하게 維持하고, $L=32\text{mm}$ 이고, 썰기 선단에서의 흐름의 전향각 $\theta=5^\circ$ 이며, 停滯點 過飽和度 S_0 가 0.56과 0.44인 경우에 대하여 슈리렌 可視化 寫眞 및 수은 마노메타로부터 測定한 靜壓分布를 각각 Fig. 2 (a), (b)에 나타난 것이다. 여기서 靜壓分布의 實驗結果는 기호 ● ($S_0=0.56$)와 기호 ■ ($S_0=0.44$) 및 點線으로, 數值計算으로부터 구한 結果는 실선으로 하고, 凝縮衝擊波의 위치를 기호 II로 나타내었다. 그리고 본 연구에서는 실험결과를 cubic spline법을 應用하여 點線으로 나타냈다.

그림에서 보이는 바와 같이 數值計算한 결과와 實驗으로부터 구한 靜壓分布의 結果는 잘 一致하는 것으로 나타났으나, 凝縮衝擊波가 存在하는 경우에 대해서는 實驗의 結果가 衝擊波에 의한 靜壓의 增加를 計算 結果보다 緩慢하게 나타났다. 이는 노즐 下部壁에 발달한 境界層의 影響이라고 이라고 생각된다.

Fig. 2 (a)의 $S_0=0.44$ 는 非平衡 過程의 凝縮이 흐름에 크게 影響을 미치지 않는 흐름에 相當하며, $S_0=0.56$ 의 경우는 노즐 목으로부터 24mm 위치에 凝縮衝擊波가 發生되고 있으며, 傾斜衝擊波의 發生 裝置인 썰기에 의해서 傾斜衝擊波가 發生되어 노즐

下部壁에 入射한 후 다시 反射 되고 있음을 슈리렌 사진과 靜壓分布로부터 알 수 있다. 본 研究에서는 說明을 간단히 하기 위하여 入射衝擊波 以前의 領域을 領域①, 入射衝擊波와 反射衝擊波사이의 領域을 領域②, 反射衝擊波 以後의 領域을 領域③으로 하여 Fig. 2(a)의 슈리렌 사진에 나타내었다.

Fig. 2(b)의 가로축 x 는 노즐 목으로부터 노즐 중심축을 따르는 거리이고, 세로축은 局所靜壓 p 를 停滯點 壓力 p_0 로 無次元化한 값이다. 한편 A, B점은 각각 凝縮開始點과 非平衡 凝縮終了點이며, C, D, E점은 각각 入射衝擊波가 노즐 중심축에 入射할 때에 노즐 중심축에서 壓力이 增加하기 시작하는 點, 傾斜衝擊波의 入射點 및 壓力이 最大로 되는 位置를 나타낸다. C, D, E점이 一致하지 않는 理由는 노즐 중심축에 傾斜衝擊波가 入射하므로 야기되는 壓力의 급격한 增加가 노즐 중심축에 發達하는 亞音速 領域인 境界層을 통하여 上流로 전달되고 또한 入射衝擊波와 境界層과의 干涉에 따른 結果라고 생각한다.

3.2 전향각 $\theta=5^\circ$ 와 $L=32\text{mm}$ 의 경우(非平衡 凝縮이 傾斜衝擊波에 미치는 影響이 적은 경우)

Fig. 3은 停滯點의 過飽和度 S_0 의 變化에 따른 非平衡 凝縮開始點과 終了點(實線), 凝縮衝擊波의 位置 및 傾斜衝擊波의 노즐 중심축에 있어서의 入射點의 位置를 나타낸 것이다. 여기서 T_0 는 296.2 K로 일정하며, 非平衡 凝縮의 開始點과 終了點은 數值計算에 의하여 구하였고, 傾斜衝擊波의 入射位置와 凝縮衝擊波의 위치는 슈리렌 可視化 사진으

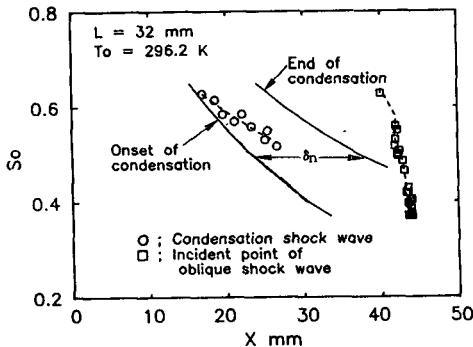


Fig. 3 Condensation zone and incident point of oblique shock wave with initial stagnation supersaturation

로부터 구하였다. 또 非平衡 凝縮領域의 길이 δ_n 은 局所 過飽和도가 最大로 되는 非平衡凝縮開始點으로부터 局所 過飽和도가 거의 1로 되는 非平衡 凝縮終了點 位置까지의 거리로 하였다⁽⁹⁾.

그림에서 나타난 바와 같이 S_0 의 增加와 더불어 非平衡 凝縮開始點은 同一의 T_0 에 대해서는 S_0 가 높을수록 停滯點에서 包含될 수 있는 蒸氣의 質量比(蒸氣의 질량/濕空氣의 질량)가 크게 되므로 보다 膨脹의 정도가 적은 위치에서 凝縮이 일어나므로 노즐목에 가깝게 되고, δ_n 도 보다 급격한 凝縮이 일어나므로 짧아짐을 알 수 있다.

그리고 凝縮衝擊波가 發生하는 $S_0=0.5$ 이상에서의 凝縮衝擊波의 位置는 S_0 가 높으면 높을수록 非平衡 凝縮領域내의 전방으로 이동함을 알 수 있다.

또한 傾斜衝擊波가 노즐 중심축에 入射하는 위치는 썬기의 先端이 非平衡 凝縮領域 하류에 위치되는 $S_0=0.5$ 까지는 S_0 가 增加하면 增加할수록 凝縮에 의한 潛熱의 放出의 效果가 크게 되어 노즐목으로 조금씩 가깝게 된다. 그러나 凝縮衝擊波가 發生되는 $S_0=0.5$ 와 0.55사이에서는 거의 일정하게 된 후 다시 $S_0=0.55$ 이상에서는 S_0 의 增加와 더불어 傾斜衝擊波의 入射點은 상류로 이동함을 보이고 있다. 이와 같이 되는 理由는 Fig. 4에서 후술하기로 한다.

Fig. 4는 停滯點 溫度 T_0 가 296.2K인 경우에 대하여 傾斜衝擊波가 노즐 중심축에 入射할 때의 入射角 γ_i 와 反射角 γ_r 를 S_0 의 變化에 따라 나타낸 그림이다. 그림 중에 기호 □과 ○는 入射角과 反射角을 나타내며, 入射衝擊波가 마하反射(Mach reflection)로되는 경우에는 3重點(triple point)에

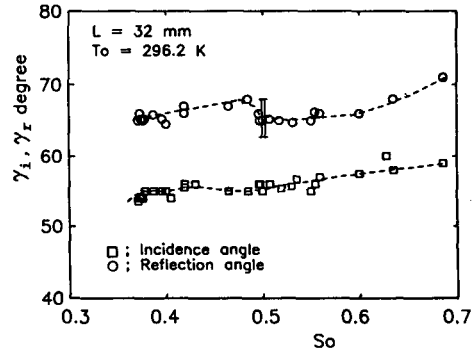


Fig. 4 Incidence and reflection angle of oblique shock wave and intial stagnation supersaturation

서 測定하였다. 또 기호 II는 凝縮衝擊波가 最初로 發生하는 위치를 나타낸다.

그림에서 나타난 바와 같이 本 研究의 범위에서는 反射衝擊波가 모두 存在하는 것으로 보아 쇄기에 의해서 發生된 傾斜衝擊波는 약한 傾斜衝擊波임을 알 수 있고⁽¹⁰⁾, 동일한 T_0 에 대해서는 S_0 가 높으면 높을수록 傾斜衝擊波 發生장치인 쇄기 先端에 있어서 마하數는 減少하며, 쇄기 선단이 비평형 응축영역내에 위치하므로서 응축에 의한 잠열방출효과로 인하여 凝縮衝擊波가 發生하기 직전인 $S_0=0.48$ 정도까지 反射角 γ_r 는 계속 增加한다.

한편, 앞서 Fig. 2(a)의 슈리렌 사진에서 알 수 있는 바와 같이, $S_0=0.5$ 부터는 거의 수직인 凝縮衝擊波가 發生함에도 불구하고 傾斜衝擊波의 反射角 γ_r 은 減少하는 것으로 나타났다. 이것은 수직인 凝縮衝擊波가 發生하면 흐름은 超音速에서 亞音速으로 급격히 減少하지만, 凝縮衝擊波가 發生하는 $S_0=0.5$ 인 경우가 凝縮衝擊波가 發生되지 않는 $S_0=0.48$ 의 경우보다 非平衡 凝縮領域이 노즐 목에 가깝게 되고 凝縮衝擊波도 非平衡 凝縮開始點 바로 뒤에서 發生하게 된 결과라고 생각된다. 즉, S_0 가 높으므로 凝縮衝擊波 직후에도 아직 급격한 非平衡過程의 凝縮이 일어나 흐름은 짧은 領域내에서 音速에 이르게 되고(亞音速에서 흐름의 가열은 加速效를 가짐), 여기부터는 式 (1)⁽¹¹⁾에서 보이는 바와 같이 凝縮에 의한 가열의 效果(dQ/dx)보다 노즐 面積의 增加에 따른 膨脹效果(dF/dx)가 크게 되었고, 또한 비평형 凝縮 終了點에서 傾斜衝擊波 入射點까지의 거리가 길어지게 된 결과라고 생각된다.

$$\frac{1}{M} \frac{dM}{dx} = -\frac{1 + \frac{K-1}{2} M^2}{1 - M^2} \cdot \left[\frac{1}{F} \frac{dF}{dx} - \frac{1 + \chi M^2}{2(1+Q)} \frac{dQ}{dx} \right] \quad (1)$$

여기서 χ , F , M 및 Q 는 각각 濕空氣의 비열비, 노즐의 斷面積, 마하數 및 凝縮에 따른 加熱量이다.

$S_0=0.55$ 以上부터는 S_0 의 增加에 따른 潛熱의 放出效果보다 非平衡 凝縮領域이 노즐 목으로 이동되는 效果和 凝縮衝擊波가 非平衡 凝縮開始點에 가깝게 되는 效果의 합이 작게 된 결과 S_0 의 增加와 더불어 傾斜衝擊波의 反射角 γ_r 는 조금씩 增加한다.

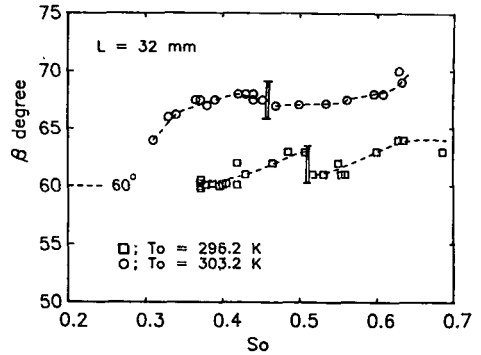


Fig. 5 Variation of Shock angle at the leading edge of wedge

한편, 마하反射인 경우 3重點에서 측정된 入射衝擊波의 入射角 γ_r 는 S_0 의 增加와 더불어 조금씩 增加하나 그 變化量은 反射衝擊波의 경우보다 적은 것으로 나타났다. 이것은 Fig. 3과 6에서 나타난 바와 같이 S_0 의 增加에 따른 入射點의 위치와 마하數의 높이와의 관계로부터 일치되는 결과라고 생각된다.

Fig. 5는 停滯點의 溫度 T_0 가 296.2K와 303.2K일 때, 停滯點 過飽和度 S_0 의 變化에 따른 쇄기 先端에서의 衝擊波角 β (즉, 쇄기 下部壁과 傾斜衝擊波 사이의 角度와 쇄기 先端에서의 쇄기 下部壁과 流線이 이루는 角度의 합)의 變化를 나타낸 그림이다. 그림에서 기호 □와 ○는 각각 T_0 가 296.2K와 303.2K에 대한 결과이고, II는 凝縮衝擊波가 發生하기 시작하는 위치를 의미한다.

T_0 가 296.2K이고, S_0 가 약 0.5까지의 凝縮衝擊波가 發生되지 않는 경우에는 初期 停滯點 過飽和度가 높을수록 非平衡過程의 凝縮에 의해 放出되는 潛熱이 흐름을 가열하는 效果(減速效果)가 크게 되기 때문에 衝擊波角 β 는 크게 된다.

한편, 停滯點 過飽和度 S_0 가 약 0.5 부근에서 衝擊波角 β 가 급격히 減少됨을 보이고 있는 것은 凝縮衝擊波가 發生하지 않는 $S_0=0.5$ 直下的 경우보다 $S_0=0.5$ 直上的 경우가 凝縮衝擊波의 發生에도 불구하고 쇄기 先端에서의 마하數가 크게 되기 때문이다. 이와 같이 되는 것은 Fig. 4의 反射角의 경우에서 설명한 原因과 같은 理由에서 이다.

凝縮衝擊波가 發生되는 $S_0=0.5$ 以上이 되면, S_0 가 높아질수록 非平衡 凝縮領域이 노즐 근방으로 이동되어 非平衡 凝縮 終了點부터 쇄기 先端까지의 膨脹 가능한 길이가 길어지므로서 야기되는 흐름의

加速効果보다는 非平衡 過程의 凝縮에 의한 흐름의 가열効果(減速効果)가 크게 되어 S_0 가 增加함에 따라 衝擊波角 β 도 조금씩 增加됨을 보이고 있다.

그리고 $S_0=0.46$ 부근에서부터 凝縮衝擊波가 發生되는 $T_0=303.2K$ 경우에도 전체적으로 $T_0=296.2K$ 인 경우와 같은 傾向을 나타내고 있다. 또 동일한 S_0 에 대해서는 T_0 가 높을수록 初期 停滯點에서 포함될 수 있는 蒸氣의 質量比가 크게 되기 때문에 T_0 가 높은 303.2K인 경우가 296.2K인 경우에 비해서 전체적으로 衝擊波角 β 는 크고, 凝縮衝擊波도 낮은 停滯點 過飽和度 S_0 즉, 0.46 부근에서 일어남을 보이고 있다. 또한 $T_0=296.2K$ 인 경우가 $T_0=303.2K$ 의 경우보다 높은 局所 過飽和度에서 凝縮衝擊波가 發生하므로 衝擊波角 β 가 減少되는 정도가 크게 나타났다.

한편, S_0 가 0.2로서 거의 등엔트로피 흐름에 상당하는 $T_0=303.2K$ 와 296.2K에 대하여 점선으로 나타낸 衝擊波角은 $\beta=60^\circ$ 로 동일하게 나타났다. 이것은 S_0 가 0.2이고 T_0 가 296.2K, 303.2K에 대해서는 썩기 先端이 非平衡 凝縮領域 前方에 위치하기 때문이다. 이는 썩기 先端에서의 轉向角 $\theta=5^\circ$ 와 썩기 先端의 위치 $L=32mm$ 에 있어서 數值計算으로부터 구한 마하數 M_1 을 사용하여 다음 식으로부터 구한 값이다⁽¹⁰⁾

$$\tan\theta = \frac{2\cot\beta(M_1^2\sin^2\beta - 1)}{M_1^2(x + \cos^2\beta) + 2} \quad (2)$$

Fig. 6은 썩기 先端에서의 흐름의 轉向角 $\theta=5^\circ$ 이고 $L=32mm$ 이며 停滯點 溫度 T_0 가 296.2K인 경우에 대해서 停滯點 過飽和度 S_0 의 變化에 따른 노즐 중심축 상에 있어서 入射衝擊波가 反射할 때

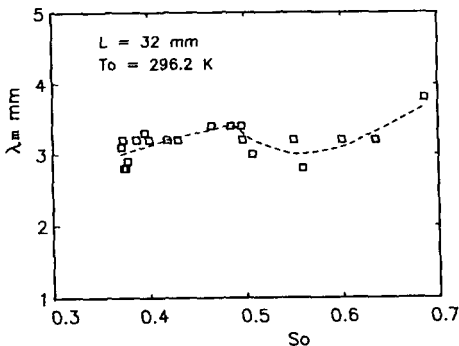


Fig. 6 Stagnation supersaturation and height of Mach stem

의 마하스텝 높이 λ_m 의 變化를 나타낸 것이다.

예로서, 마하反射가 發生하기 시작하는 停滯點 過飽和度 $S_0=0.37$ 에 대해서 왜 마하反射가 일어나는지 원인을 규명해 보기로 하자.

노즐 목에서 썩기 先端에 의해 發生하는 傾斜衝擊波가 노즐 중심축 즉, 下部壁에 入射하기 직전의 x 에 있어서 실험에 의한 靜壓分布 및 수치해석으로부터 구한 마하數 $M_1=1.39$, 슈리렌 사진으로부터 측정된 入射衝擊波角 $\beta=54^\circ$ 를 式 (2)에 代入하여 구한 轉向角 $\theta=5.3^\circ$ 를 사용하여 入射衝擊波 직후(Fig. 2(a)의 領域②)의 마하數 M_2 를 式 (3)으로부터 구할 수 있다⁽¹⁰⁾.

$$M_2^2 \sin^2(\beta - \theta) = \frac{(x-1)M_1^2 \sin^2\beta + 2}{2xM_1^2 \sin^2\beta - (x-1)} \quad (3)$$

상기 식으로부터 구한 領域②의 마하數 $M_2=1.19$ 와 슈리렌 사진으로부터 측정된 反射衝擊波의 충격파각 $\beta=70.8^\circ$ 는 反射衝擊波의 관점으로 볼 것 같으면 傾斜衝擊波 직전의 값이 되므로 M_2 를 M_1 으로 置換하고 $\beta=70.8^\circ$ 를 式 (2)에 代入하여 轉向角을 구하면 θ 는 3.6° 는 入射衝擊波에 의해 轉向된 $\theta=5.3^\circ$ 보다 적게 되었으므로 正常反射(regular reflection)로 되지 않고 마하反射(Mach reflection)로 된다.

한편, Fig. 4에서 설명한 바와 같이 T_0 가 296.2K인 경우, S_0 가 0.37 이상에서는 S_0 가 높으면 높을수록 潛熱의 放出效果(減速效果)가 크게 되어 썩기 先端에서의 마하數 M_1 이 작게 된다. 따라서 S_0 가 높으면 높을수록 傾斜衝擊波 직후의 마하數 M_2 는 낮아지게 되고 이 낮아진 M_2 와 反射衝擊波로 흐름을 轉向시킬 수 있는 轉向角 θ 의 값은 작아지게 된 결과 마하스텝의 높이는 길어지게 된다. 또 S_0 가 0.5와 0.56 사이에서, 마하스텝의 높이가 S_0 의 上昇에도 불구하고 짧아지는 것은 Fig. 4의 S_0 에 따른 反射角의 變化時 說明한 理由 때문이라고 생각된다.

3.3 轉向각 $\theta=4.6^\circ$ 와 $L=25mm$ 인 경우(非平衡 凝縮이 傾斜衝擊波에 미치는 影響이 3.2항의 경우보다 큰 경우)

Fig. 7은 傾斜衝擊波가 非平衡 凝縮領域내에 존재하는 $L=25mm$ 의 경우로서 停滯點 溫度 T_0 가 296.2K(기호□)와 303.2K(기호○)일 때 停滯點 溫度 S_0 에 따른 노즐 중심축 선상에서의 入射角 γ_i 의

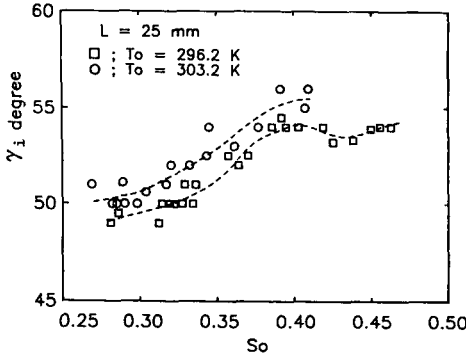


Fig. 7 Incidence angle of oblique shock wave and initial stagnation supersaturation

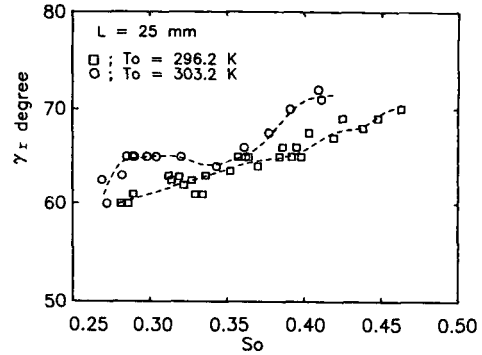


Fig. 8 Reflection angle of incident oblique shock wave and stagnation supersaturation

變化를 나타낸 것이다.

그림에서 $T_0=296.2K$ 의 경우에 대해서 보면 $S_0=0.4$ 까지는 S_0 의 증가와 더불어 入射角 γ_i 는 증가하다가 거의 최대에 이른 후 減少하고 다시 증가함을 나타내고 있다. 특히 앞서 Fig. 3에서 알 수 있는 바와 같이 썩기의 先端은 $S_0=0.46$ 정도까지는 非平衡 凝縮領域의 전방에 위치하지만 入射衝擊波의 노즐 중심축으로의 入射點은 $x=37mm$ 정도이고 S_0 가 약 0.35 이상에서부터는 入射點이 非平衡 凝縮領域내에 위치하므로 노즐 중심축에 있어서의 入射角 γ_i 는 S_0 의 증가와 더불어 증가한다고 생각된다. 그러나 S_0 가 0.43의 경우가 0.4의 경우보다 入射角이 S_0 가 높음에도 불구하고 작게 나타난 것은 $S_0=0.43$ 일 때가 傾斜衝擊波의 入射點이 흐름을 減速시키는 급격한 非平衡 凝縮位置로부터 좀더 멀어진 결과라고 생각한다.

한편, $T_0=303.2K$ 의 경우는 $T_0=296.2K$ 의 경우보다 停滯點溫度가 높으므로 초기 停滯點에서 포함될 수 있는 蒸氣의 質量比가 커지므로 전체적으로 入射角 γ_i 또한 크게 되는 傾向을 보이고 있다. 이 경우에는 S_0 가 0.3 정도까지는 入射點의 位置도 非平衡 凝縮開始點 以前 領域으로 入射角이 거의 일정하다가 S_0 가 증가함에 따라 入射點의 위치가 非平衡 凝縮領域내에 위치함에 따라 入射角도 그 影響에 의해 증가하고 있다.

Fig. 8은 傾斜衝擊波가 非平衡 凝縮領域내에 존재하는 경우($L=25mm$)로서 노즐중심축에 入射한 傾斜衝擊波가 反射할 때의 反射角 γ_r 를 停滯點 過飽度 S_0 의 變化에 따라 나타낸 것이다. 그림 중에 기호 □와 ○는 각각 T_0 가 296.2K와 303.2K에 대

한 것이며, 凝縮衝擊波는 發生되지 않는 경우이다.

우선 $T_0=296.2K$ 인 경우에는 S_0 가 0.46 以下에서는 썩기 先端은 非平衡 凝縮領域 앞에 위치하게 되어 썩기 先端으로의 流入 마하數는 거의 일정하지만, 노즐 중심축에 入射하는 傾斜衝擊波의 대부분은 非平衡 凝縮領域내에 存在하게 되므로 反射角 γ_r 은 S_0 의 증가와 더불어 조금씩 증가함을 나타내고 있다.

다음에 $T_0=303.2K$ 인 경우는 S_0 가 약 0.3까지는 S_0 의 증가와 더불어 潛熱의 放出에 의한 흐름의 減速效果가 크게 되어 조금씩 증가하다가 S_0 가 0.3부터 0.35 사이의 領域에서는 反射角 γ_r 가 거의 일정하게 되는 것으로 나타났다. 이것은 S_0 가 0.3까지는 領域②에서도 非平衡 凝縮이 계속 일어나므로 入射衝擊波 직후의 마하數가 非平衡 凝縮에 의해 減速되기 때문이며, S_0 가 0.3에서 0.35구간에서는 入射角 γ_i 도 Fig. 7에서 보이는 바와 같이 S_0 의 증가와 더불어 증가하여 흐름을 減速시키는 效果가 있지만 非平衡 凝縮領域이 상류로 이동되므로 야기되는 흐름의 加速效果가 거의 동일하게 되어 相殺된 결과라 생각된다. 이와 같은 원인에 의해 Fig. 9의 마하스텐 높이의 變化에 동일한 현상이 나타났다.

한편, S_0 가 0.35 以上이 되면 $T_0=296.2K$ 일 때와 같은 이유로 S_0 의 증가에 따른 흐름의 減速效果가 支配의이게 되어 S_0 가 증가할수록 反射角 γ_r 은 증가한다.

Fig. 9는 썩기의 先端에서 發生되는 傾斜衝擊波가 非平衡 凝縮과 간섭을 일으켜 야기되는 마하스텐의 높이 λ_m 을 停滯點 過飽度 S_0 의 變化에 따라 나타낸 것이다.

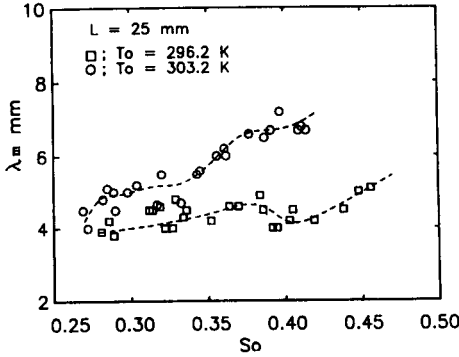


Fig. 9 Initial stagnation supersaturation and height of Mach stem

그림 중 기호 □와 ○는 각각 停滯點 溫度 T_0 가 296.2K와 303.2K에 대한 것으로서 이 두 T_0 에 대하여 S_0 가 0.48까지는 凝縮衝擊波는 發生하지 않는 것으로 나타났다.

T_0 가 303.2K에 대해서는 마하스텝의 높이 λ_m 는 $S_0=0.3$ 정도까지는 S_0 의 증가와 더불어 길어지다가 $S_0=0.3$ 에서 0.35정도까지는 거의 일정하게 유지된 후 $S_0=0.35$ 이상부터는 S_0 의 증가와 더불어 증가하고 있다. 이것은 $S_0=0.3$ 정도까지는 S_0 가 증가하면 凝縮에 의한 潛熱의 放出이 커지기 때문에 썩기 先端에서의 마하數는 減少(θ 는 4.6° 로 일정)하고, $S_0=0.3$ 부터 0.35까지의 범위에서는 S_0 가 증가하므로 潛熱의 放出이 많아지므로 야기되는 흐름의 減速효과와 非平衡 凝縮領域이 노즐 목에 가깝게 이동되므로 야기되는 흐름의 加速가능 領域이 길어지는 효과가 거의 相殺되기 때문이라고 생각된다. 또 $S_0=0.35$ 이상이 되면 S_0 의 증가에 따른 潛熱의 放出效果보다는 非平衡 凝縮領域의 이동에 따른 효과가 적게 되어 S_0 가 증가하면 할수록 傾斜 衝擊波 직후의 마하數가 작게 된 결과, 마하스텝의 높이는 길어진다고 할 수 있다.

한편 $T_0=296.2K$ 에 대해서는 $T_0=303.2K$ 의 경우와 거의 비슷한 傾向을 보이고 있으나 $T_0=303.2K$ 의 경우보다 전체적으로 마하스텝 높이 λ_m 가 짧게 나타났다. $S_0=0.38$ 까지는 S_0 의 증가와 더불어 조금씩 증가하다가 $S_0=0.4$ 부에서 조금 減少 후에 다시 계속 증가하는 傾向을 보이고 있다. 이와 같이 $S_0=0.4$ 부근에서 조금 減少하는 것은 $S_0=0.4$ 가 되면 非平衡 凝縮의 대부분이 領域①에서 일어나는 (즉, 領域②에서는 흐름을 감속시키는 효과는 적음)결과 때문이라고 생각된다.

4. 결 론

大氣吸入式 間歇 超音速 풍동을 利用하여, 膨脹率이 一定한 노즐을 통하여 濕空氣를 膨脹시키는 경우에 대하여 非平衡 凝縮이 傾斜 衝擊波에 미치는 影響을 研究한 결과는 다음과 같다.

(1) 非平衡 凝縮領域은 $T_0=296.2K$ 에 대해서는 S_0 의 증가와 더불어 노즐목으로 가깝게 되고 非平衡 凝縮領域도 좁아진다. 한편, 傾斜 衝擊波의 入射點은 S_0 가 0.37부터 凝縮 衝擊波가 최초로 發生하는 약 0.5까지는 노즐 목으로 가깝게 되다가 S_0 가 0.55까지는 거의 일정하게 된 후 S_0 의 증가에 따라 다시 노즐 목으로 가깝게 된다.

(2) 썩기 先端에 있어서의 傾斜 衝擊波角은 S_0 의 증가와 더불어 증가하다가 凝縮 衝擊波가 최초로 發生되는 $S_0=0.5$ ($T_0=296.2K$)와 0.46 ($T_0=303.2K$)에서 減少한 후 다시 증가한다. 또한 동일한 S_0 에 대해서는 T_0 가 높을수록 傾斜 衝擊波角은 크게 된다.

(3) $L=32mm$, $T_0=296.2K$ 인 경우에 대하여 노즐 중심축에 있어서의 傾斜 衝擊波의 入射角은 S_0 의 증가와 더불어 조금씩 증가하나 反射角은 入射角의 경우보다 增加量이 크고 凝縮 衝擊波가 最初로 發生하는 S_0 에서 일단 減少한 후 다시 증가하고, $L=25mm$, $T_0=296.2K$, $303.2K$ 인 경우에 대하여 입사각은 S_0 의 증가와 더불어 증가의 傾向을 보이나 $T_0=296.2K$ 일 때 $S_0=0.4$ 부터 0.43까지 감소 후 다시 증가하며, 반사각도 대체로 S_0 의 증가와 더불어 증가의 傾向을 보이나 $T_0=303.2K$ 일 때 $S_0=0.3$ 에서 0.35까지는 일정한 후 비평형 응축의 영향으로 인하여 다시 증가한다.

(4) $L=32mm$, $T_0=296.2K$ 인 경우에 마하스텝의 높이 λ_m 는 S_0 의 증가와 더불어 길어지다가 凝縮 衝擊波가 최초로 나타나기 시작하는 $S_0=0.5$ 에서 짧게 된 후 다시 길어지고, $L=25mm$, $T_0=296.2K$ 인 경우에 λ_m 는 $S_0=0.4$ 부근에서 非平衡 凝縮의 影響으로 짧아진 후 S_0 의 증가와 더불어 다시 길어지며, $L=25mm$, $T_0=303.2K$ 인 경우에 λ_m 는 대체로 S_0 의 증가와 더불어 길어지며 그 양은 前者의 경우보다 크다.

후 기

“이 논문은 1989년도 문교부 지원 학술진흥재단

의 자유공모과제 학술 연구 조성비에 의하여 연구 되었음”

참 고 문 헌

- (1) Wegener, P.P. and Mack, L.M., 1958, "Condensation in Supersonic and Hypersonic Wind Tunnels", *Adv. Appl., Mech.* 5, pp. 307~447.
- (2) Moore, M.J. and Sieverding, C.H., 1976, "Two-Phase Steam Flow in Turbines and Separators", McGraw-Hill, pp. 127~189.
- (3) 永山猛彦, 倉元晴夫, 今泉全通, 1982, "大氣吸入式 風洞を用いた翼列實驗にわける大氣濕度の影響", *日本航空宇宙學會誌*, 30~337, p. 83.
- (4) 權純範, 松尾一泰, 川越茂敏, 瀬戸口俊明, 野田晋二, 松尾繁, 1988, "ノズル流れにわける凝縮が斜ぬ衝擊波に及ぼす影響", *日本機械學會論文集*, 第54卷, 第500號, pp. 798~802.
- (5) 姜昌壽, 權純範, 1989, "超音速 노즐흐름에 있어서 凝縮이 傾斜衝擊波에 미치는 影響", *大韓機械學會論文集*, 제13권, 제3호, pp. 547~553.
- (6) Petr, V., 1984, "Computational Methods in Turbomachinery", *I. Mech. Eng. Conf. Publicat.*, p. 77.
- (7) 김병지, 권순범, 강창수, 이은수, 1990, "膨脹率에 一定한 超音速 노즐흐름의 凝縮開始에 관한 研究", *大韓機械學會 論文集*, 第14卷, 第2號, pp. 463~469.
- (8) Wegner, P.P., 1970, "Nonequilibrium Flows, Part II", Ed. by Wegener, P.P., Marcel Dekker, Inc., pp. 163~242.
- (9) 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.
- (10) 生井武文, 松尾一泰, 1983, "衝擊波の力學", *コロナ社*, p. 92.
- (11) Barschodorff, D., Phillipov, G.A., 1970, "Analysis of Certain Special Operating Modes of Laval Nozzles with Local Heat Supply", *Heat Tran.*, Vol. 2, No. 5, pp. 76~87.