



저작자표시-비영리-동일조건변경허락 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.
- 이차적 저작물을 작성할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:



저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.



비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.



동일조건변경허락. 귀하가 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공했을 경우에는, 이 저작물과 동일한 이용허락조건하에서만 배포할 수 있습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 [이용허락규약\(Legal Code\)](#)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

[Disclaimer](#)

공학석사학위논문

다양한 Bleed 조건이 초음속 흡입구 성능에 미치는 영향에 관한 수치적 연구

Numerical Study of Bleed Effect on Supersonic Inlet Performance under Various Bleed Conditions

2014 년 2 월

서울대학교 대학원

기계항공공학부

최요한

초 록

본 논문에서는 유동 제어장치중의 하나인 Bleed 유동 제어장치가 초음속 비행체 엔진 흡입구 성능에 미치는 영향을 알아보기 위해 수행된 수치적인 연구에 대해 다루고 있다. 수치해석을 통해 Bleed 유동 제어장치를 직접적으로 모사하기에는 너무나 많은 시간이 소요되므로, 경계조건의 형태로 Slater 가 2009 년에 모사하였던 모델을 사용하였다[3]. 채택된 경계조건 모델과 해석에 사용한 해석자가 타당한지를 입증하기 위해 검증 문제를 해석하였다. 검증된 Bleed 경계조건을 Nagashima 가 1972 년에 실험하였던[5] 초음속 흡입구(Supersonic inlet) 형상에 적용하여 흡입구 성능이 향상됨을 확인하였으며, Center body 와 Inner cowl 두 곳에서의 Bleed 유동 제어장치에 대해 초음속 흡입구가 최적의 성능을 갖도록 하는 Bleed 조건을 찾아내기 위해 Kriging-EI 기법과 GA 기법을 이용하였다. 그 결과 유동의 박리(Flow separation)의 영향이 가장 작을 경우 종단충격파가 흡입구 내부에서 가장 면적이 좁은 목(Throat) 부근에 위치할 때 흡입구의 성능이 최대가 됨을 확인하였으며, 이 과정에서 나온 여러 경우에 대한 물리적인 해석을 통해 최적의 성능을 갖게 되는 경우의 원인과 물리적인 특성을 분석하였다.

주요어: 전산유체역학(CFD), 초음속 흡입구, Bleed, Kriging-EI, GA

학 번: 2012-20711

목 차

초 록.....	I
목 차.....	II
표 목차.....	IV
그림 목차.....	V
기호 및 약어.....	VI
1. 서 론.....	1
1.1 연구 배경.....	1
1.2 연구 목적.....	3
2. 지배방정식 및 수치기법.....	4
2.1 지배방정식.....	4
2.2 공간 차분법.....	9
2.2.1 AUSMPW+ 기법.....	9
2.2.2 고차 정확도 기법.....	11
2.3 시간 적분법.....	13
2.3.1 가상시간 기법.....	13
2.3.2 LU-SGS 기법.....	14
2.4 난류 모델.....	16
2.4.1 κ - ω SST 모델.....	16
3. 최적화 기법.....	19
3.1 유전 알고리즘(GA).....	19
3.2 메타 모델링 기법.....	19
3.2.1 실험계획법 (DOE).....	20
3.2.2 Kriging 모델링 기법.....	20
3.2.3 EI(Expected Improvement) 기법.....	21

4. Bleed 경계조건 구현 및 검증	23
4.1 Slater 모델(2009)	23
4.2 경계조건 검증	25
4.2.1 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판	26
4.2.2 Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우	29
5. Bleed 가 적용된 초음속 흡입구	34
5.1 형상 및 경계조건	34
5.2 디자인 최적화 계획	36
5.3 디자인 최적화 결과	38
5.3.1 Bleed 영역 주변 유동의 물리적 특성	40
5.3.2 종단 충격파 위치가 흡입구 성능에 미치는 영향	41
5.3.3 유동 박리가 흡입구 성능에 미치는 영향	42
5.3.4 공력 노즐(Aerodynamic nozzle) 현상	43
6. 결론	45
참고문헌	46
Abstract	47

표 목차

표 1. 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판의 해석 조건.....	26
표 2. Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우의 해석 조건.....	29
표 3. 유동 조건 및 격자.....	34
표 4. 디자인 변수와 최적값.....	38
표 5. 최적점에서의 흡입구 성능.....	39

그림 목차

그림 1. GA 의 과정	19
그림 2. Bleed 개념도.....	23
그림 3. Surface sonic flow coefficient 분포 곡선	25
그림 4. 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판의 계산 영역	27
그림 5. 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판의 마하수 Contour.....	27
그림 6. Bleed 영역 통과 전/후의 속도 분포.....	28
그림 7. Q_{sonic} 분포 곡선	28
그림 8. Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우의 계산 영역.....	30
그림 9. 마하수 Contour 비교	30
그림 10. Bleed 영역 벽면에서의 압력 분포 곡선 비교.....	31
그림 11. Bleed 구멍 주변의 유동.....	31
그림 12. Ghosh 의 압력 분포 곡선과의 비교	32
그림 13. Q_{sonic} 분포 곡선	33
그림 14. 경계 조건.....	34
그림 15. 베이스라인(Baseline) 압력 및 마하수 Contour	35
그림 16. Bleed 경계조건 적용면	36
그림 17. Bleed 영역의 범위	38
그림 18. 최적점에서의 흡입유량/전압력회복률.....	39
그림 19. 최적점에서 Bleed 영역 주변의 유동.....	40
그림 20. 충격파 덫(Shock trap)의 개념도.....	41
그림 21. 종단충격파 위치에 따른 유동과 전압력회복률.....	42
그림 22. 유동의 박리 영역이 큰 경우 (전압력회복률 74.06%)	43
그림 23. 공력노즐현상.....	44

기호 및 약어

ρ	밀도
t	시간
u_j	속도의 j^{th} 원소
x_j	직교좌표계의 좌표 (x, y, z)
p	정압력
e	전 에너지
τ_{ij}	전단응력
q_j	전 (Total) 열 플럭스
γ	비열비
T	온도
Pr	프란틀 수
k, ε	난류 운동 에너지
ω	난류 소산율
Ω	와도
Q_{sonic}	Sonic flow coefficient
$Q_{sonic-B}$	Surface sonic flow coefficient
Φ	다공률 (Porosity)
n_{Dv}	디자인 변수 개수
n_s	샘플 포인트 개수
y, \hat{y}	메타 모델에서 실제/예측 반응값
X	디자인 변수 벡터

[하첨자]

0	자유류 조건
B	바닥면에서의 값
t	전 (Total) 조건

1. 서론

1.1 연구 배경

초음속 공기 흡입 엔진은 마하수 2 에서 12 사이의 초음속 영역에서 운용 가능한 엔진이다. 초음속 흡입구 엔진인 램제트 엔진은 초음속의 전방 자유류를 흡입하여 연소를 위해 아음속 상태까지 공기를 감속시킨 후 연소부에 공급하게 된다. 별도의 압축기 없이 공기를 압축하기 때문에 가볍고 효율적인 엔진으로 각광받고 있다. 하지만 단순한 형상에도 불구하고 그 내부의 유동은 충격파-충격파/충격파-경계층 상호작용 등이 빈번하게 일어나는 매우 복잡한 특성을 갖게 되며, 특히 흡입구 Buzz 로 알려진 유동 불안정 현상이 발생할 우려도 있다. 엔진의 연소가 시작될 때 혹은 예기치 못한 외부의 영향을 받았을 때, 초음속 흡입구는 설계점을 벗어나는 탈 설계점 상태가 되는데 이러한 경우 유동 불안정 현상이 발생할 수 있으며 흡입구의 성능 또한 감소하게 된다. 이러한 유동 불안정 현상을 해소하고 흡입구의 성능을 향상시키기 위해, 유동 제어장치들이 사용되기도 한다. 유동 제어장치에는 여러 종류들이 있지만 그 중 효율적인 측면에서 각광받고 있는 제어장치로 Bleed 유동 제어장치를 들 수 있다. Bleed 유동 제어장치는 벽면에서 낮은 모멘텀을 갖는 유동 혹은 박리 영역 내부의 유동을 제거함으로써 유동을 제어하는데, 적은 에너지를 소모하여 높은 효율을 낼 수 있으며 흡입구 내부 유동장에 미치는 영향이 작기 때문에 많은 관심을 받고 활발한 연구들이 진행되고 있는 유동 제어장치이다. Bleed 유동 제어장치에 대해 실험적으로 혹은 수치적으로 여러 선행 연구들이 수행 되었다. 최근에는 2012 년에 Davis 외 2 명에 의해 실험이 진행되었는데, 여러 Bleed 구멍 형태에 대해 실험 Data 를 얻어내었다[4]. Bleed 영역 내부의 구멍들을 하나하나 수치적으로 모사하게 되면 굉장히 많은 시간과 계산 자원이 소모되므로, 경계조건(Boundary condition)의 형태로 Bleed 를 모사하려는 노력들

이 진행되어왔다. 그 중, 본 논문에서 사용한 2009 년 Slater 의 모델은, 각각의 마하수에 대해 다른 실험 Data 를 사용하던 기존의 모델과 다르게 특정 마하수 영역 내에서의 실험 Data 들을 하나의 곡선 형태로 나타내었으며, 경계층의 경계 부근이 아닌 벽면에서의 물리량을 이용함으로써 수치적으로 이용하기가 더욱 쉽게 되었다[3]. 초음속 흡입구에 Bleed 유동 제어장치를 단순히 적용시키지 않고 최적화 기법을 통해 최적의 성능을 갖는 Bleed 조건들을 찾고자 하는 연구들도 수행되었다. Liou 와 Benson 은 2010 년에 이중 췌기에 대해 Bleed 유동제어장치를 적용시킨 후 최대의 전압력 회복률을 갖는 Bleed 조건을 찾아내는 수치적인 연구를 수행하였다[8]. 하지만 이 연구는 초음속 흡입구에서의 최적화를 위한 선행적인 연구였으며, 현재까지 발표되고 공개된 연구사례들 중 초음속 흡입구에 Bleed 유동 제어장치를 적용시켜 최적화를 진행한 연구가 수행된 사례는 없다.

1.2 연구 목적

Bleed 유동 제어장치를 이용하여 초음속 흡입구의 성능을 향상시키는 것은 이미 잘 알려진 사실이나, Bleed 유동 제어장치가 어떠한 조건들을 가질 때 초음속 흡입구가 최적의 성능을 가지는지는 알려진 바가 적다. 특히, 앞서 언급하였던 것 처럼 현재까지 발표되고 공개된 연구사례들 중 초음속 흡입구에 Bleed 유동 제어장치를 적용시켜 최적의 조건을 찾아낸 사례가 없었기 때문에 본 논문에서는 이에 대해 다루는 것을 목적으로 하고 있다. 또한 어떠한 조건에서 초음속 흡입구의 성능이 최대가 되며 어떠한 영향을 받는지에 대해서 분석하는 것도 목적으로 하고 있다.

2. 지배방정식 및 수치기법

2.1 지배방정식

본 논문에서 사용된 지배방정식은 2 차원 압축성 N-S 방정식과 축대칭 압축성 N-S 압축성 방정식이다. 먼저 일반적인 N-S 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{d\rho}{dt} + \frac{\partial}{\partial x_k}(\rho u_k) = 0 \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j u_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \hat{\tau}_{ij}}{\partial x_j} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \rho e_t}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_j e_t) = -\frac{\partial p u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}[u_i \hat{\tau}_{ij} - q_j] \quad (2.3)$$

여기서 e_t 는 전에너지(Total energy)이며, $\hat{\tau}_{ij}$ 는 Molecular stress 와 Reynolds stress 로 구성되어 있다. $\hat{\tau}_{ij}$ 는 다음과 같이 정의된다.

$$\hat{\tau}_{ij} = 2\mu(S_{ij} - \frac{1}{3}S_{kk}\delta_{ij}) + \tau_{ij} \quad (2.4)$$

$$\tau_{ij} = 2\mu_t(S_{ij} - \frac{1}{3}S_{kk}\delta_{ij}) - \frac{2}{3}\rho k\delta_{ij} \quad (2.5)$$

$$S_{ij} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \quad (2.6)$$

여기서 S_{ij} 는 평균 변형 비율 텐서(Mean strain-rate tensor)이며, (2.5)식을 얻어내기 위해 Boussinesq 가정이 사용되었다. 총 열 플럭스(Total heat-flux rate) q_j 은 다음과 같이 정의된다.

$$q_j = - \left(\frac{\gamma}{\gamma - 1} \right) \left(\frac{\mu}{\text{Pr}} + \frac{\mu_t}{\text{Pr}_t} \right) \frac{\partial T}{\partial x_j} \quad (2.7)$$

이상기체 상태방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$p = \rho(\gamma - 1) \left(e - \frac{1}{2} u_i u_i \right) \quad (2.8)$$

본 논문에서 다루고 있는 연구에 사용된 지배방정식들은 모두 무차원화 (Nondimensionalization) 되어 있으며, 계산 도메인(Computational domain)으로의 좌표 변환이 이루어져있다. 유동 변수들은 자유류 조건 및 특성 길이에 의해 다음과 같이 무차원화 되어 있다.

$$\begin{aligned} \rho^* &= \frac{\rho}{\rho_\infty}, & u_i^* &= \frac{u_i}{a_\infty}, & e_i^* &= \frac{e_i}{e_{i_\infty}}, & p^* &= \frac{p}{\rho_\infty a^2}, \\ x_i^* &= \frac{x_i}{L}, & t^* &= \frac{t}{L/a_\infty}, & T^* &= \frac{T}{T_\infty} \\ \mu^* &= \frac{\mu}{\mu_\infty}, & \mu_t^* &= \frac{\mu_t}{\mu_\infty} \end{aligned} \quad (2.9)$$

계산 도메인 상으로 좌표 변환된 지배방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial Q}{\partial t} = - \left(\frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{E} - \hat{E}_v) - \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{F} - \hat{F}_v) - \frac{\partial}{\partial \zeta} (\hat{G} - \hat{G}_v) \right) \quad (2.10)$$

여기서 Q 는 보존변수 벡터를 나타내며 E, F, G 는 각각 ξ -, η -, ζ -방향으로의 플럭스 벡터들을 나타낸다. 아래첨자 v 는 점성 벡터임을 나타낸다. 이 벡터들은 다음과 같이 구성되어 있다.

$$Q = [\rho, \rho u, \rho v, \rho w, \rho e_t]^T \quad (2.11)$$

$$\hat{E} = \frac{1}{J} [\rho U, \rho u U + \xi_x p, \rho v U + \xi_y p, \rho w U + \xi_z p, (\rho e + p)U - \xi_t p]^T \quad (2.12)$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J} [\rho V, \rho u V + \eta_x p, \rho v V + \eta_y p, \rho w V + \eta_z p, (\rho e + p)V - \eta_t p]^T \quad (2.13)$$

$$\hat{G} = \frac{1}{J} [\rho W, \rho u W + \zeta_x p, \rho v W + \zeta_y p, \rho w W + \zeta_z p, (\rho e + p)W - \zeta_t p]^T \quad (2.14)$$

$$\hat{E}_v = \frac{1}{J} \frac{M_\infty}{\text{Re}} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \hat{t}_{xx} + \xi_y \hat{t}_{yx} + \xi_z \hat{t}_{zx} \\ \xi_x \hat{t}_{xy} + \xi_y \hat{t}_{yy} + \xi_z \hat{t}_{zy} \\ \xi_x \hat{t}_{xz} + \xi_y \hat{t}_{yz} + \xi_z \hat{t}_{zz} \\ \xi_x E_{v_5} + \xi_y F_{v_5} + \xi_z G_{v_5} \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

$$\hat{F}_v = \frac{1}{J} \frac{M_\infty}{\text{Re}} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \hat{t}_{xx} + \eta_y \hat{t}_{yx} + \eta_z \hat{t}_{zx} \\ \eta_x \hat{t}_{xy} + \eta_y \hat{t}_{yy} + \eta_z \hat{t}_{zy} \\ \eta_x \hat{t}_{xz} + \eta_y \hat{t}_{yz} + \eta_z \hat{t}_{zz} \\ \eta_x E_{v_5} + \eta_y F_{v_5} + \eta_z G_{v_5} \end{bmatrix} \quad (2.16)$$

$$\hat{G}_v = \frac{1}{J} \frac{M_\infty}{\text{Re}} \begin{bmatrix} 0 \\ \zeta_x \hat{t}_{xx} + \zeta_y \hat{t}_{yx} + \zeta_z \hat{t}_{zx} \\ \zeta_x \hat{t}_{xy} + \zeta_y \hat{t}_{yy} + \zeta_z \hat{t}_{zy} \\ \zeta_x \hat{t}_{xz} + \zeta_y \hat{t}_{yz} + \zeta_z \hat{t}_{zz} \\ \zeta_x E_{v_5} + \zeta_y F_{v_5} + \zeta_z G_{v_5} \end{bmatrix} \quad (2.17)$$

여기서,

$$E_{v_3} = u \hat{\tau}_{xx} + v \hat{\tau}_{xy} + w \hat{\tau}_{xz} - q_x \quad (2.18)$$

$$F_{v_3} = u \hat{\tau}_{yx} + v \hat{\tau}_{yy} + w \hat{\tau}_{yz} - q_y \quad (2.19)$$

$$G_{v_3} = u \hat{\tau}_{zx} + v \hat{\tau}_{zy} + w \hat{\tau}_{zz} - q_z \quad (2.20)$$

반변 속도 벡터인 U, V, W 는 다음과 같이 나타낸다.

$$U = \xi_t + \xi_x u + \xi_y v + \xi_z w \quad (2.21)$$

$$V = \eta_t + \eta_x u + \eta_y v + \eta_z w \quad (2.22)$$

$$W = \zeta_t + \zeta_x u + \zeta_y v + \zeta_z w \quad (2.23)$$

본 연구에서 사용된 2 차원 축대칭 압축성 N-S 방정식은 다음과 같이 간략화될 수 있다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial Q}{\partial t} = - \left(\frac{\partial}{\partial \xi} (\hat{E} - \hat{E}_v) - \frac{\partial}{\partial \eta} (\hat{F} - \hat{F}_v) - \frac{1}{y} (\hat{H} - \hat{H}_v) \right) \quad (2.24)$$

$$Q = [\rho, \rho u, \rho v, \rho e_t]^T \quad (2.25)$$

$$\hat{E} = \frac{1}{J} [\rho U, \rho u U + \xi_x p, \rho v U + \xi_y p, (\rho e + p) U - \xi_t p]^T \quad (2.26)$$

$$\hat{F} = \frac{1}{J} [\rho V, \rho u V + \eta_x p, \rho v V + \eta_y p, (\rho e + p) V - \eta_t p]^T \quad (2.27)$$

$$\hat{H} = \frac{1}{J} [\rho V, \rho U v + \zeta_x p, \rho V v + \zeta_y p, \rho H v]^T \quad (2.28)$$

$$\hat{E}_v = \frac{1}{J} \frac{M_\infty}{\text{Re}} \begin{bmatrix} 0 \\ \zeta_x \hat{\tau}_{xx} + \zeta_y \hat{\tau}_{yx} \\ \zeta_x \hat{\tau}_{xy} + \zeta_y \hat{\tau}_{yy} \\ \zeta_x E_{v_s} + \zeta_y F_{v_s} \end{bmatrix} \quad (2.29)$$

$$\hat{F}_v = \frac{1}{J} \frac{M_\infty}{\text{Re}} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \hat{\tau}_{xx} + \eta_y \hat{\tau}_{yx} \\ \eta_x \hat{\tau}_{xy} + \eta_y \hat{\tau}_{yy} \\ \eta_x E_{v_s} + \eta_y F_{v_s} \end{bmatrix} \quad (2.30)$$

$$\hat{H}_v = \frac{1}{J} H_v = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{yy} - \tau_{\theta\theta} \\ u\tau_{xy} + v\tau_{yy} \end{bmatrix} \quad (2.31)$$

여기서 \hat{H} 항들은 축대칭 해석을 위한 원천항(Source term)이며, 이 항들을 지배방정식에서 제외시키면 2차원 압축성 N-S 방정식이 된다.

2.2 공간 차분법

(2.10) 식과 같이, 지배방정식의 플럭스 벡터항은 점성항과 비점성항으로 나눌 수 있다. 이 중에서 비점성 플럭스 벡터항들의 경우 셀 중심(Cell center)의 유한 체적법(FVM)을 바탕으로 이산화(Discretization)되며 각 셀에서의 국소 플럭스 벡터 항들은 다음과 같이 나타내진다.

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial E}{\partial \xi} + \frac{\partial F}{\partial \eta} + \frac{\partial G}{\partial \zeta} \right)_{i,j,k} &= \tilde{E}_{i+\frac{1}{2},j,k} - \tilde{E}_{i-\frac{1}{2},j,k} \\ &+ \tilde{F}_{i,j+\frac{1}{2},k} - \tilde{F}_{i,j-\frac{1}{2},k} \\ &+ \tilde{G}_{i,j,k+\frac{1}{2}} - \tilde{G}_{i,j,k-\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad (2.32)$$

(2.32)식의 우변의 항들을 국소 검사체적 면에서의 수치 플럭스(Numerical flux) 항이라 부른다. 이 항들을 구하는 여러 기법들이 존재하나 본 논문에서는 해석에 사용된 기법만을 소개하고자 한다.

2.2.1 AUSMPW+ 기법

AUSMPW+ 플럭스 기법은 AUSM 타입의 플럭스 기법들을 사용할 시 벽면 근처 혹은 강한 충격파 뒤에서 나타나는 압력 진동을 억제하는 특성을 가지고 있다[12]. 이 기법은 압력가중합수를 이용하여 압력 진동 현상을 억제하게 된다. 셀 경계면에서의 AUSMPW+ 수치 플럭스 벡터는 다음과 같다.

$$\hat{F}_{1/2} = \bar{M}_{L1/2}^+ \hat{\Phi}_L + \bar{M}_{R1/2}^- \hat{\Phi}_R + (P_L^+ \hat{p}_L + P_R^- \hat{p}_R) \quad (2.33)$$

여기서

$$\hat{\Phi} = (\rho \ \rho u \ \rho v \ \rho w \ \rho H)^T, \quad \hat{p} = (0 \ \bar{n}_x p \ \bar{n}_y p \ \bar{n}_z p \ 0)^T \quad (2.34)$$

셀 경계면에서의 마하수는 다음과 같이 정의된다.

$$m_{1/2} = M_L^+ + M_R^- \quad (2.35)$$

$$M^\pm = \begin{cases} \pm \frac{1}{4}(M \pm 1)^2, & |M| \leq 1 \\ \frac{1}{2}(M \pm |M|), & |M| > 1 \end{cases} \quad (2.36)$$

$$p^\pm = \begin{cases} \frac{1}{4}(M \pm 1)^2 \cdot (2 \mp M), & |M| \leq 1 \\ \frac{1}{2}(1 \pm \text{sign}(M)), & |M| > 1 \end{cases} \quad (2.37)$$

셀 경계면을 기준으로 양쪽의 마하수는 다음과 같이 정의된다.

$$M_{L,R} = \frac{U_{L,R}}{c_{1/2}} \quad (2.38)$$

여기서, $c_{1/2}$ 는 셀 경계면에서의 음속이며 다음과 같이 구할 수 있다.

$$c_{1/2} = \min \left[\frac{a^{*2}}{\max(|U_L|, a^*)}, \frac{a^{*2}}{\max(|U_R|, a^*)} \right] \quad (2.39)$$

$$a^* = \sqrt{\frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)}} H \quad (2.40)$$

H 는 전 엔탈피(Total enthalpy) 이고 U 는 셀 경계면에 수직한 속도 성분

이다.

$m_{1/2} \geq 0$ 일 때,

$$\begin{aligned}\bar{M}_L^+ &= M_L^+ + M_R^- \cdot [(1-w) \cdot (1+f_R) - f_L] \\ \bar{M}_R^- &= M_R^- \cdot w \cdot (1+f_R)\end{aligned}\quad (2.41)$$

$m_{1/2} < 0$ 일 때,

$$\begin{aligned}\bar{M}_L^+ &= M_L^+ \cdot w \cdot (1+f_L) \\ \bar{M}_R^- &= M_R^- + M_L^+ \cdot [(1-w) \cdot (1+f_L) - f_R]\end{aligned}\quad (2.42)$$

식 (2.41)과 (2.42)의 압력 가중 함수 $f_{L,R}$ 와 w 는 다음과 같이 정의된다.

$$f_{L,R} = \begin{cases} \left(\frac{P_{L,R}}{p_s} - 1 \right) \times \min \left(1, \frac{\min(p_{1,L}, p_{1,R}, p_{2,L}, p_{2,R})}{\min(p_L, p_R)} \right)^2 & \text{if } p_s \neq 0 \\ 0 & \text{if } p_s = 0 \end{cases}, \quad (2.43)$$

여기서 $p_s = P_L^+ p_L + P_R^- p_R$ 이다. 이를 통해 식 (2.33)인 수치 플럭스를 구할 수 있다.

2.2.2 고차 정확도 기법

해가 고차의 정확도를 갖도록 하기 위해, MUSCL(Monotone Upstream-centered Schemes for Conservation Laws) 기법이 사용된다. MUSCL 기법은 다음과 같이 사용되며, 단조성(Monotonicity)을 유지하기 위해 제한자(Limiter) ϕ 를 정의한다.

$$\begin{aligned}
q_{i+\frac{1}{2}}^{Left} &= q_i + \frac{1}{4} \left[(1 - \kappa) \phi_{i-\frac{1}{2}}^+ (q_i - q_{i-1}) + (1 + \kappa) \phi_{i+\frac{1}{2}}^- (q_{i+1} - q_i) \right] \\
q_{i+\frac{1}{2}}^{Right} &= q_{i+1} + \frac{1}{4} \left[(1 + \kappa) \phi_{i+\frac{1}{2}}^- (q_{i+1} - q_i) + (1 - \kappa) \phi_{i+\frac{3}{2}}^+ (q_{i+2} - q_{i+1}) \right]
\end{aligned} \tag{2.44}$$

여기서 q 는 원시변수(Primitive variable) 이며, κ 는 -1,0,1, 그리고 1/3 등의 값을 사용한다.

2.3 시간 적분법

2.3.2 가상시간 기법

식 (2.10)에서, 시간 항 t 를 τ 로 바꿔줌으로써 식을 다음과 같이 가상시간(Pseudo time)으로 표현된 방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial Q}{\partial t} = -R(Q) \quad (2.45)$$

우변의 $R(Q)$ 항은 식 (2.10)의 우변의 모든 항을 더한 잔여 벡터항(Residual vector)이다. 내재적(Implicit) 시간 전진 기법을 사용하기 위해, 위 식을 다음과 같이 차분화(Discretization)한다.

$$\frac{1}{J} \frac{\Delta Q}{\Delta t} = -R^{n+1}(Q) \quad (2.46)$$

$R^{n+1}(Q)$ 은 테일러 전개를 통해 다음과 같이 근사된다.

$$R^{n+1}(Q) \cong R^n(Q) + \frac{\partial R}{\partial Q} \Delta Q \quad (2.47)$$

이를 식 (2.46) 에 대입하여 정리하면,

$$\left[\frac{1}{J \Delta t} + \frac{\partial R}{\partial Q} \right] \Delta Q = -R^n(Q) \quad (2.48)$$

여기서 $\frac{\partial R}{\partial Q}$ 항은 내재적 시간 기법을 사용할 경우에만 생기는 항이다.

위 식을 풀어내기 위해서는 $\frac{\partial R}{\partial Q}$ 을 적절히 구해야 하는데, $R^{n+1}(Q)$ 의 내부

에는 유속 벡터와 점성 벡터 항, 그리고 원천항 등이 있기 때문에 $\frac{\partial R}{\partial Q}$ 은 각 벡터의 자코비안(Jacobian)으로 이루어져 있다. $R^{n+1}(Q)$ 내부의 항들 중 점성 벡터의 경우 시간의 전진에 따른 변화가 적어 해에 미치는 영향이 매우 약하기 때문에 $\frac{\partial R}{\partial Q}$ 내부의 점성 벡터 항들은 모두 무시할 수 있다.

2.3.2 LU-SGS 기법

Yoon 과 Jameson 은 내재적 시간 전진 기법으로써 LU-SGS(Lower-Upper Symmetric Gauss-Seidel) 기법을 제안하였다[13]. LU-SGS 에서는 유속 벡터의 자코비안 행렬들을 근사화시킴으로써 대각 우위성을 갖도록 하였다. 이를 통해, 식 (2.48)은 다음과 같은 간단한 형태를 갖게 된다.

$$LD^{-1}U\Delta Q = -R^n \quad (2.49)$$

이를 전개하면 다음과 같다.

$$r_{i,j}I\Delta Q - A_{i-1}^+\Delta Q + A_{i+1}^-\Delta Q - B_{j-1}^+\Delta Q + B_{j+1}^-\Delta Q = -R_{i,j}^n \quad (2.50)$$

$$r_{i,j} = \frac{1}{J\Delta\tau} + \rho(A) + \rho(B) \quad (2.51)$$

$$A^\pm = \frac{1}{2}(A \pm \rho(A)), B^\pm = \frac{1}{2}(B \pm \rho(B)) \quad (2.52)$$

$$\rho(A) = A_i^+ - A_i^-, \rho(B) = B_i^+ - B_i^-$$

여기서, $\rho(A) = \kappa|\lambda(A)|$ 이며, κ 는 1.01 에서 1.5 사이의 값을 갖는다. 식 (2.50)은 최종적으로 다음과 같은 두 단계를 거쳐 풀리게 된다.

Lower Sweep:

$$\begin{aligned}
r_{i,j} I \Delta \hat{Q}_{i,j}^* &= \hat{R}_{i,j}^n + \hat{A}_{i-1,j}^+ \Delta \hat{Q}_{i-1,j}^* + \hat{B}_{i,j-1}^+ \Delta \hat{Q}_{i,j-1}^* \\
&\quad - \hat{A}_{i+1,j}^- \Delta \hat{Q}_{i+1,j}^* - \hat{B}_{i,j+1}^- \Delta \hat{Q}_{i,j+1}^* \\
&\approx \hat{R}_{i,j}^n + \hat{A}_{i-1,j}^+ \Delta \hat{Q}_{i-1,j}^* + \hat{B}_{i,j-1}^+ \Delta \hat{Q}_{i,j-1}^* \\
&= DCV_{i,j}
\end{aligned} \tag{2.53}$$

Upper Sweep:

$$\begin{aligned}
r_{i,j} I \Delta \hat{Q}_{i,j}^{n+1} &= \hat{R}_{i,j}^n + \hat{A}_{i-1,j}^+ \Delta \hat{Q}_{i-1,j}^{n+1} + \hat{B}_{i,j-1}^+ \Delta \hat{Q}_{i,j-1}^{n+1} \\
&\quad - \hat{A}_{i+1,j}^- \Delta \hat{Q}_{i+1,j}^{n+1} - \hat{B}_{i,j+1}^- \Delta \hat{Q}_{i,j+1}^{n+1} \\
&\approx \hat{R}_{i,j}^n + \hat{A}_{i-1,j}^+ \Delta \hat{Q}_{i-1,j}^* + \hat{B}_{i,j-1}^+ \Delta \hat{Q}_{i,j-1}^* \\
&\quad - \hat{A}_{i+1,j}^- \Delta \hat{Q}_{i+1,j}^{n+1} - \hat{B}_{i,j+1}^- \Delta \hat{Q}_{i,j+1}^{n+1} \\
&= DCV_{i,j} - \hat{A}_{i+1,j}^- \Delta \hat{Q}_{i+1,j}^{n+1} - \hat{B}_{i,j+1}^- \Delta \hat{Q}_{i,j+1}^{n+1}
\end{aligned} \tag{2.54}$$

2.4 난류 모델

난류 유동을 해석하기 위해서, 본 연구에서는 RANS(Reynolds Averaged Navier-Stokes)에 기반한 난류 모델을 사용하였다. 이에 해당하는 난류 모델은 여러 종류가 있지만 여기서는 실제 계산에 사용된 Menter 의 $\kappa - \omega$ SST 모델만을 다루도록 한다.

2.4.1 $\kappa - \omega$ SST 모델

Menter 의 $\kappa - \omega$ SST 모델은 2-equation 모델으로써, 난류 운동 에너지(k)와 소산률(ω)이 전달되는 현상을 묘사한 두개의 방정식이 본래의 지배 방정식에 추가된다. $\kappa - \omega$ SST 모델은 $\kappa - \omega$ 모델과 $\kappa - \varepsilon$ 모델의 장점들이 섞인 혼합 모델(Hybrid model)이다. 이 모델에서는 블렌딩 함수(F1)를 적절히 구해줌으로써 $\kappa - \omega$ 모델과 $\kappa - \varepsilon$ 모델 중 어떤 모델의 영향이 더 큰지를 결정해 주는데, 이 함수는 벽면에서는 1의 값을 가지며 벽면에서 멀리 떨어질수록 0에 가까워지게 된다. 추가되는 두 지배방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial(\rho k)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho k u_j)}{\partial x_j} = P - \beta^* \rho \omega k + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_k \mu_t) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (2.55)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho \omega)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho \omega u_j)}{\partial x_j} = & \rho \frac{\gamma}{\mu_t} P - \beta \rho \omega^2 + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\mu + \sigma_\omega \mu_t) \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right] \\ & + 2 \rho (1 - F_1) \sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \end{aligned} \quad (2.56)$$

$\kappa - \omega$ 모델의 값과 $\kappa - \varepsilon$ 모델의 값들 중 어떤 모델의 값을 얼마만큼 쓸 것인지는 다음을 통해 결정된다.

$$\Phi = F_1 \Phi_1 + (1 - F_1) \Phi_2 \quad (2.57)$$

여기서 Φ 는 난류 지배방정식에서의 여러 계수들이다. 그 외 여러 항들은 다음과 같이 정의된다.

$$P = \tau_{ij} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \quad (2.58)$$

$$F_1 = \tanh(\arg_1^4) \quad (2.59)$$

$$\arg_1 = \min \left[\max \left(\frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{\omega d^2}, \frac{4\rho\sigma_{\omega_2} k}{CD_{k\omega} d^2} \right) \right] \quad (2.60)$$

$$CD_{k\omega} = \max \left[2\rho\sigma_{\omega_2} \frac{1}{\omega} \frac{\partial k}{\partial x_j} \frac{\partial \omega}{\partial x_j}, 10^{-20} \right] \quad (2.61)$$

$$\mu_t = \frac{\rho a_1 k}{\max[a_1 \omega, \Omega F_2]} \quad (2.62)$$

$$F_2 = \tanh(\arg_2^2) \quad (2.63)$$

$$\arg_2 = \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{\beta^* \omega d}, \frac{500\nu}{\omega d^2} \right) \quad (2.64)$$

여기서 d 는 셀의 중심에서 가장 가까운 벽면까지의 거리를 나타내며, Ω 는 와도(Vorticity)의 크기를 나타낸다. 일반적으로, P 값에는 다음과 같이 제한자를 주게 된다.

$$P = \min(P, 20\beta^* \rho \omega k) \quad (2.65)$$

그 외 여러 상수들의 값은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}\gamma_1 &= \beta_1 / \beta^* - \sigma_{\omega_1} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*}, & \gamma_2 &= \beta_2 / \beta^* - \sigma_{\omega_2} \kappa^2 / \sqrt{\beta^*} \\ \sigma_{k_1} &= 0.85, & \sigma_{k_2} &= 1.0, & \sigma_{\omega_1} &= 0.5, & \sigma_{\omega_2} &= 0.856 \\ \beta^* &= 0.09, & \beta_1 &= 0.075, & \beta_2 &= 0.0828, & \kappa &= 0.41 \\ a_1 &= 0.31\end{aligned}$$

자유류와 벽면에서의 경계조건은 다음과 같이 주어진다.

$$\frac{U_\infty^2}{10^5 \text{Re}_L} < k_{\text{farfield}} < \frac{U_\infty^2}{10 \text{Re}_L} \quad (2.66)$$

$$\frac{U_\infty}{L_{\text{farfield}}} < \omega_{\text{farfield}} < \frac{10U_\infty}{L_{\text{farfield}}} \quad (2.67)$$

$$k_{\text{wall}} = 0 \quad (2.68)$$

$$\omega_{\text{wall}} = \frac{60\mu}{\beta_1 \rho (\Delta d)^2} \quad (2.69)$$

3. 최적화 기법

3.1 유전 알고리즘(GA)

시간이 지남에 따라 열등한 개체는 제외되고 우월한 개체만이 남게 되는 자연에서의 진화 이론을 모방한 최적화 기법으로써, 계산시간이 상대적으로 많이 소요된다는 단점이 있으나 기울기를 필요로 하지 않으며 국소 최적지점(Local optimum)에 빠지지 않고 전역 최적점(Global optimum)을 구할 수 있다는 장점이 있다[9]. 그림 1 은 GA 가 진행되는 과정을 간단히 나타내고 있다. 이 과정을 통해서 GA 는 우월한 개체만을 남기고 열등한 개체는 제거하게 된다. 결국 주어진 디자인 면에서 최적의 해만이 남게 된다.

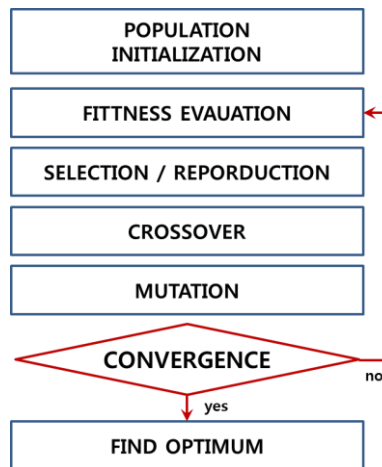


그림 1. GA 의 과정

3.2 메타 모델링 기법

주어진 목적 함수에 대해 최적점을 구하기 위해서는, 먼저 주어진 범위 내에서 목적 함수가 어떠한 형태를 갖는지를 알아야 한다. 이 목적 함수가 주어진 범위 내에서 어떠한 값들을 가지는지를 알아내는 방법을 메타 모델

링이라 하며, 이를 위해 RSM[10]이나 Kriging[11]과 같은 여러 기법들이 존재한다.

3.2.1 실험계획법 (DOE)

메타 모델을 만들기 위해서는 먼저 주어진 범위 내에서 샘플 포인트들이 필요하다. 실험계획법이란 이 샘플 포인트를 구하는 방법으로써, 주어진 범위 내에 샘플 포인트들이 골고루 분포되어야 정확한 메타 모델을 얻을 수 있게 된다. 샘플 포인트의 개수는 디자인 변수가 늘어남에 따라 기하급수적으로 늘어나기 때문에, 메타 모델을 이용한 최적화 기법에서는 많은 디자인 변수들을 다룰 수 없다는 단점이 있다. 실험계획법에는 FFD(Full Factorial Design), CCD(Central-Composite Design), LHS(Latin Hypercube Sampling) 등의 기법들이 존재한다.

3.2.2 Kriging 모델링 기법

메타 모델링 기법 중 하나인 Kriging 모델링 기법은 주어진 샘플 포인트를 이용하여 디자인 공간 내의 새로운 포인트를 예측하는 내삽 기법 모델으로써, 계산 시간이 많이 소요되지만 주어진 포인트에 대해 정확하게 만족하는 반응 모델을 구하기 때문에 비선형적인 요소가 많은 디자인 공간 내에서도 비교적 정확한 해를 구할 수 있다. Kriging 기법에서 새로운 포인트에 대한 예측값인 $\hat{y}(X)$ 은 다음과 같은 식으로 구한다.

$$\hat{y}(X) = \hat{\beta} + \mathbf{r}^T(X)\mathbf{R}^{-1}(\mathbf{y} - \hat{\beta}\mathbf{f}) \quad (3.1)$$

$$\hat{\beta} = (\mathbf{f}^T\mathbf{R}^{-1}\mathbf{f})^{-1}\mathbf{f}^T\mathbf{R}^{-1}\mathbf{y} \quad (3.2)$$

\mathbf{R} 은 i 번째와 j 번째 샘플 포인트 간의 상관 함수(correlation function)로

이루어진 상관 행렬이며, $\mathbf{r}^T(X)$ 는 새로운 포인트와 기존의 샘플 포인트 간의 상관 함수로 이루어진 상관 벡터이다. 상관 벡터, $\mathbf{r}^T(X)$ 과 상관 행렬, $R(X^i, X^j)$ 는 다음과 같다.

$$\mathbf{r}^T(X) = [R(X, X^1), R(X, X^2), \dots, R(X, X^{n_s})]^T \quad (3.3)$$

$$R(X^i, X^j) = \exp\left(-\sum_{k=1}^{n_{Dv}} \theta_k |X_k^i - X_k^j|^2\right) \quad (3.4)$$

위의 상관 함수는 가우스 상관 함수를 이용한 것이며, 상관 파라미터인 θ_k 값에 따라 달라진다. 이 값은 항상 양수이며, 아래 식의 값이 최대가 되도록 정해진다.

$$\text{Maximize} \left(-\frac{[n_s \ln(\hat{\sigma}^2) + \ln|\mathbf{R}|]}{2} \right) \quad (3.5)$$

$$\hat{\sigma}^2 = \frac{(\mathbf{y} - \hat{\beta}\mathbf{f})^T \mathbf{R}^{-1}(\mathbf{y} - \hat{\beta}\mathbf{f})}{n_s} \quad (3.6)$$

이 과정을 반복하여 얻어진 θ_k 값을 통해 위의 값을 다시 구하고, 이를 이용하여 새로운 포인트에 대한 예측치인 $\hat{y}(X)$ 를 보다 정확하게 구할 수 있다.

3.2.3 EI(Expected Improvement) 기법

Kriging 기법은 샘플 포인트에 따라 신뢰도가 크게 차이난다. 이로 인해 디자인 공간의 비선형성이 매우 크거나 공간 내 국소 최적점들이 다수 존재하는 경우 기존의 샘플 포인트들만으로는 디자인 공간 내의 새로운 포인트를 정확하게 예측하기 힘들기 때문에, 추가적인 샘플 포인트를 구하게되

는 EI(Expected Improvement)기법을 사용하게 된다. EI 값은 다음과 같이 구하게 되는데, 이 값이 최대가 되는 지점이 새로운 샘플 포인트가 된다.

$$E[I(X)] = (f_{min} - \hat{y})\Phi\left(\frac{f_{min} - \hat{y}}{s}\right) + s\phi\left(\frac{f_{min} - \hat{y}}{s}\right) \quad (3.7)$$

$$I(X) = \max[f_{min} - \hat{y}(X), 0] \quad (3.8)$$

$$s = \sqrt{s^2(X)} = \sqrt{\hat{\sigma}^2 \left[1 - \mathbf{r}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{r} + \frac{(1 - \mathbf{f}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{r})^2}{\mathbf{f}^T \mathbf{R}^{-1} \mathbf{f}} \right]} \quad (3.9)$$

위에서 Φ 는 표준정규분포함수이고, ϕ 는 밀도함수이며, s 는 예측치의 불확실성(uncertainty)을 나타낸다.

4. Bleed 경계조건 구현 및 검증

앞서 언급했던 것 같이, Bleed 유동 제어장치를 직접적으로 모사하기에는 너무도 많은 계산 시간이 소요되므로, 경계조건(Boundary condition)의 형태로써 Bleed 유동 제어장치를 모사하고자 하는 연구들이 수행되어져왔다. Bleed 경계조건은 그림 2 와 같이 구성되어 있는데, Bleed 경계조건은 Bleed 영역이 연속적으로 구멍들이 뚫려있는(Continuously porous) 것으로 간주하여, 벽면에서의 각각의 셀에 Bleed 경계조건을 부과하여 유량이 빠져나가도록 모사한다. Bleed 경계조건 모델에는 Harloff[1], Mayer[2], Slater[3] 등 여러 선행연구자 혹은 그룹에 의해 개발된 모델들이 존재하나, 여기서는 Slater 가 2009 년에 제안한 모델[3]에 대해서 다루도록 한다.

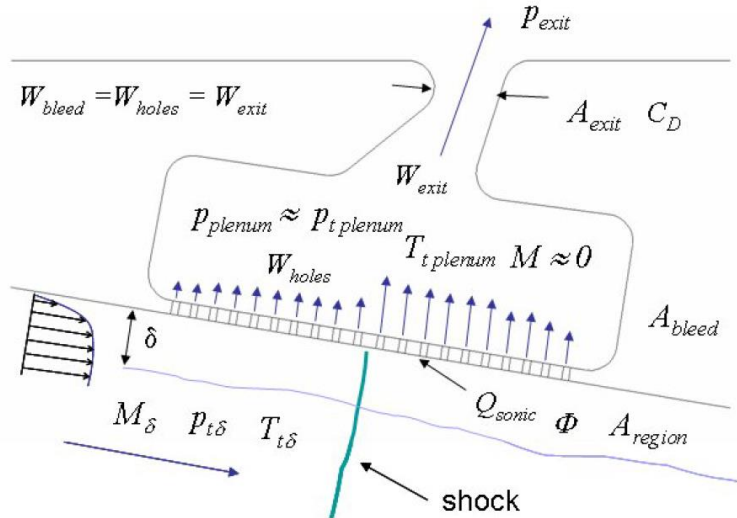


그림 2. Bleed 개념도

4.1 Slater 모델(2009)

기존의 여러 Bleed 경계조건 모델들은, Sonic flow coefficient Q_{sonic} 을 구하

기 위해, 실험을 통해 얻어진 데이터를 사용한다. Q_{sonic} 은 이론상 최대로 추출할 수 있는 Bleed 유량과 실제 Bleed 유량의 비로써, Bleed 의 여러 파라미터 중에서 매우 중요한 파라미터 이다. 기존의 모델들 중 다수는 이 데이터를 구하기 위해 경계층 경계에서의 유동의 물성치를 사용하며, Q_{sonic} 을 구할 때 실험 데이터베이스로부터 내삽(Interpolation)하여 구하기 때문에 이 과정에서 계산 시간이 오래 걸릴수도 있다. Slater 가 2009 년에 제안한 Bleed 경계조건 모델은 이러한 점들을 해소하기 위해 벽면에서의 Q_{sonic} 데이터를 스케일링을 통해 그림 3 과 같이 하나의 2 차 곡선으로 나타내었으며, 경계층의 경계면이 아닌 벽면에서의 물성치들을 사용함으로써 수치적으로 이용하기가 더 수월해졌다. Bleed 경계를 통해 유출되는 유량은 다음과 같이 정의된다. (아래의 수식들은 모두 무차원화 된 식들이다)

$$\dot{m}_{bleed} = Q_{sonic-B} \dot{m}_{sonic-B} \quad (4.1)$$

여기서,

$$\dot{m}_{sonic-B} = \Phi A_{region} P_B \left(\frac{\gamma}{RT_B} \right)^{1/2} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right)^{-(\gamma+1)/2(\gamma-1)} \quad (4.2)$$

여기서, 아래첨자 B 는 벽면에서의 값이라는 것을 나타낸다. Porosity Φ 는 Bleed 영역과 Bleed 영역 내의 Bleed 구멍 넓이 총 합에 비로써 다음과 같이 정의된다.

$$\Phi = \frac{A_{bleed}}{A_{region}} \quad (4.3)$$

Surface sonic flow coefficient 인 $Q_{sonic-B}$ 는 다음과 같이 2 차의 함수로 정의

된다.

$$Q_{sonic-B} = -0.59361420 \left(\frac{P_{plenum}}{P_B} \right)^2 + 0.03069346 \left(\frac{P_{plenum}}{P_B} \right) + 0.59799735 \quad (3.33)$$

이 과정을 통해 구해진 유량만큼이 빠져나가도록 경계조건을 부여해주게 된다.

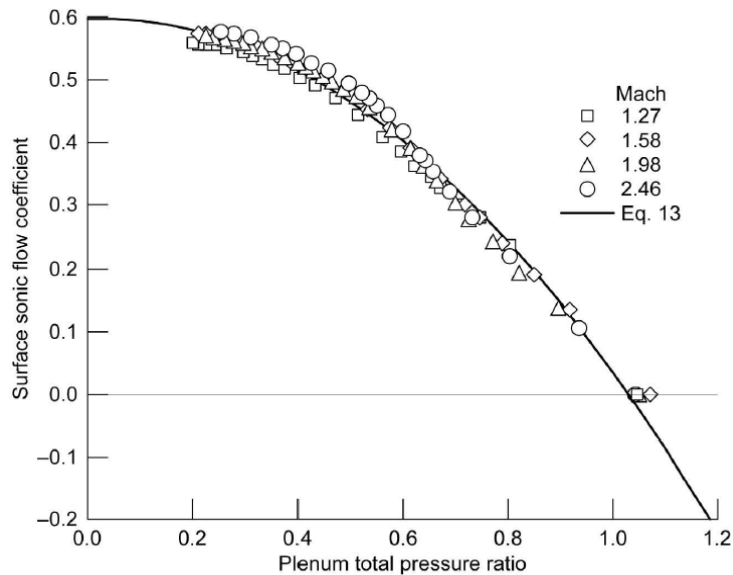


그림 3. Surface sonic flow coefficient 분포 곡선

4.2 경계조건 검증

본 해석에 사용한 Bleed 경계조건의 검증을 위해 다음과 같은 두 경우에 대한 유동 해석을 수행하였다.

1. 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판
2. Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우

두 문제를 해석하기 위한 지배방정식은 2 차원 정상 압축성 N-S 방정식이며, 공간 차분을 위해 AUSMPW+ 기법이, 시간적분법으로는 LU-SGS 기법이 사용되었고, 고차의 정확도를 위해 MUSCL 기법과 Van-leer 제한자를 사용하였다. 난류 모델은 $k-\omega$ SST 모델을 사용하였다.

4.2.1 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판

첫 번째 검증 문제로서, 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판 문제에 대해 해석을 수행하였다. 주어진 문제의 유동 조건 및 기타 조건들은 표 1에 나타나 있으며, 이 문제는 1996년에 Willis 와 Davis 가 수행하였던 실험[14]에서의 조건과 동일하다. 전체적인 계산 영역에 대해 그림 4에 도시하였다. 바닥면은 Bleed 영역에 Bleed 경계조건을 적용시켰으며 나머지 바닥면은 단열 점성 벽면을 적용시켰다. 자유류가 들어오는 면은 따로 평판을 풀어 나온 결과를 경계조건으로 주었으며(Prescribed B.C) 반대면에는 자유류 유출 경계조건을, 윗면에는 대칭 경계조건을 각각 적용시켰다. 해석 결과는 실험 결과와 비교하였으며, 또한 Slater 의 결과와도 비교하였다.

Inflow Mach number	2.46
Reynolds number	$1.84 \times 10^7 / m$
Inflow total pressure	172.6 kPa
Inflow static pressure	10.7 kPa
Inflow total Temperature	283 K
Porosity	0.1836
Grid size	89 x 115 [3]

표 1. 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판의 해석 조건

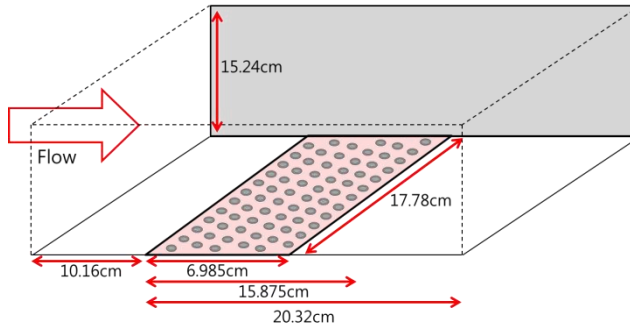


그림 4. 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판의 계산 영역

해석된 결과에 대해, 마하수 contour 를 그림 5 에 나타내었다. 선행된 연구들을 통해 잘 알려져 있듯이, Bleed 영역에 들어오면서 유동이 팽창하여 약간 가속이 되며, Bleed 영역이 끝나는 지점에서부터 약한 충격파가 발생하여 유속이 감소하는 모습을 보이고 있다.

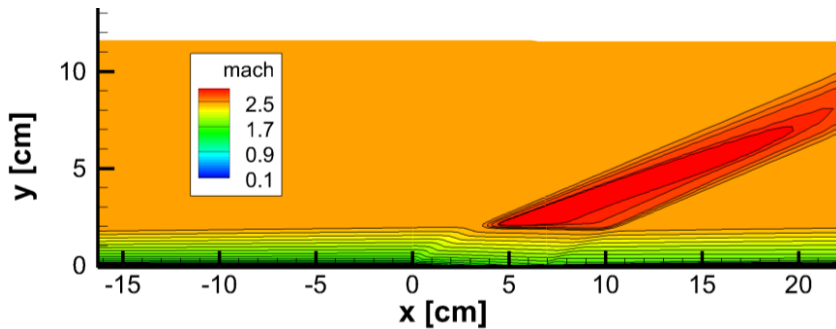


그림 5. 균일한 초음속 유동이 흐르는 평판의 마하수 Contour

그림 6 에는 Bleed 영역 통과 전의 기준점(Reference)에서의 속도 분포와 통과 후 후류에서의 속도 분포가 나타나있으며, 그림 7 에는 Plenum chamber 내의 압력에 따라 Q_{sonic} 이 변하는 분포를 나타내었다. 실험치와는 다소 차이가 있지만 경향성은 잘 따라가고 있음을 알 수 있으며, Q_{sonic} 분포의 경우, 마하수가 2.46 에서는 Q_{sonic} 의 값이 상대적으로 작은 값들을 갖고

있기 때문에, 낮은 마하수에서의 결과와도 함께 비교하면 그림 7에서 보이는 차이는 상대적으로 작은 차이임을 알 수 있다. 따라서 본 연구에서는 이 경계조건을 사용하긴 하지만, 이러한 차이에 대해서는 차후 추가적인 연구를 통해 보완이 되어야 할 것이다.

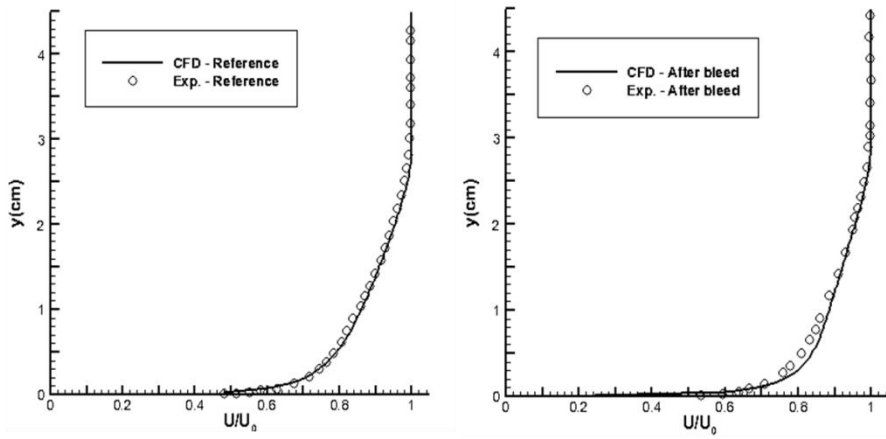


그림 6. Bleed 영역 통과 전/후의 속도 분포

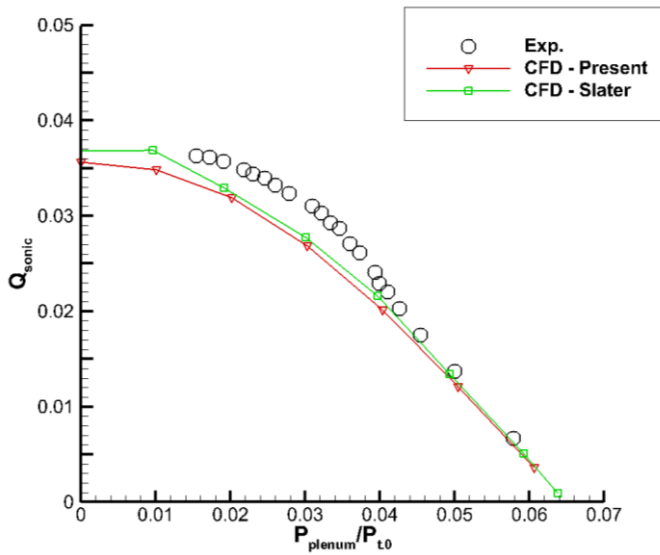


그림 7. Q_{sonic} 분포 곡선

4.2.2 Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우

두 번째 검증 문제으로써, Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우에 대해 해석을 수행하였다. 주어진 문제의 유동 조건 및 기타 조건들은 표 2에 나타나 있으며, 이 문제는 1995년에 Willis 와 Davis, 그리고 Hingst 가 수행하였던 실험[15]에서의 조건과 동일하다. 전체적인 계산 도메인에 대해 그림 8에 도시하였다. 바닥면은 Bleed 영역에 Bleed 경계조건을 적용시켰으며 나머지 부분은 단열 점성 벽면을 적용시켰다. 자유류가 들어오는 면은 따로 평판을 풀어 나온 결과를 경계조건으로 주었으며(Prescribed B.C) 반대면에는 자유류 유출 경계조건을, 윗면에는 비점성 벽면 경계조건을 각각 적용시켰다. 실험에서는 비점성을 가정하였을 때의 충격파 강도가 나오도록 윗면의 평판의 위치 및 각도를 변화시켰기 때문에 해석에서는 윗면에 비점성 벽면을 주었다. 해석 결과는 실험 결과와 비교하였으며, 또한 Slater의 결과와도 비교하였다.

Inflow Mach number	2.46
Reynolds number	$1.81 \times 10^7 / m$
Inflow total pressure	172.4 kPa
Inflow static pressure	10.7 kPa
Inflow total Temperature	292 K
Porosity	0.187
Grid size	185 x 161 [3]

표 2. Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우의 해석 조건

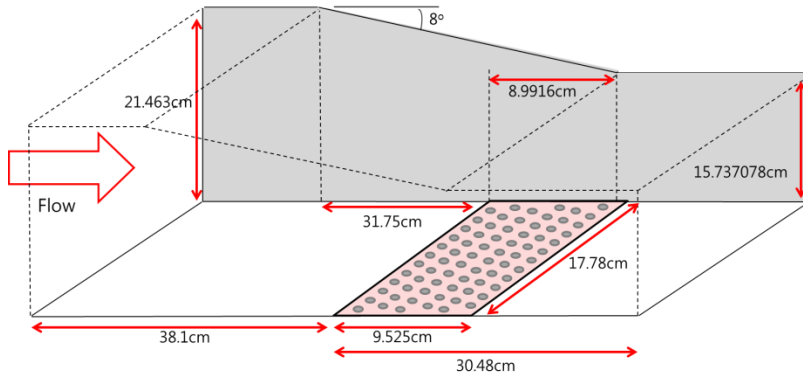
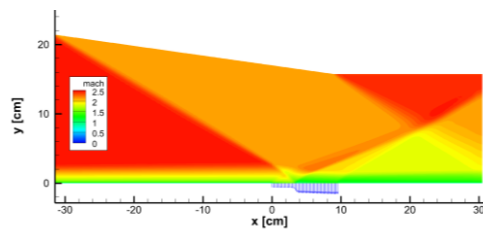


그림 8. Bleed 영역 내로 경사충격파가 입사하는 경우의 계산 영역

해석된 결과 중, 최대의 유량이 빠질 시의 마하수 contour 를 Slater 의 결과와 함께 그림 9 에 나타내었다. 그림 10 에는 Bleed 영역에서의 압력 분포가 나타나 있다. 압력 분포 곡선의 경우는 Bleed 유량이 커질수록 실험치와의 차이 또한 큰것을 볼 수가 있는데, 실제 Bleed 영역 내부는 여러 Bleed 구멍들이 분포하여 그림 11 와 같이 국소적인 팽창과 압축이 반복되고, 실험에서 벽면 압력을 측정할때는 각 구멍에서의 압축 효과의 영향을 받은 후류에서의 압력이 측정되었기 때문에 Bleed 영역을 연속적인 구멍으로 간주한 경계조건을 사용할 때와 비교하여 Bleed 영역 내부의 압력이 상대적으로 더 높게 나오는 것이라고 볼 수 있다.



(a) 본 논문의 결과



(b) Slater 의 결과

그림 9. 마하수 Contour 비교

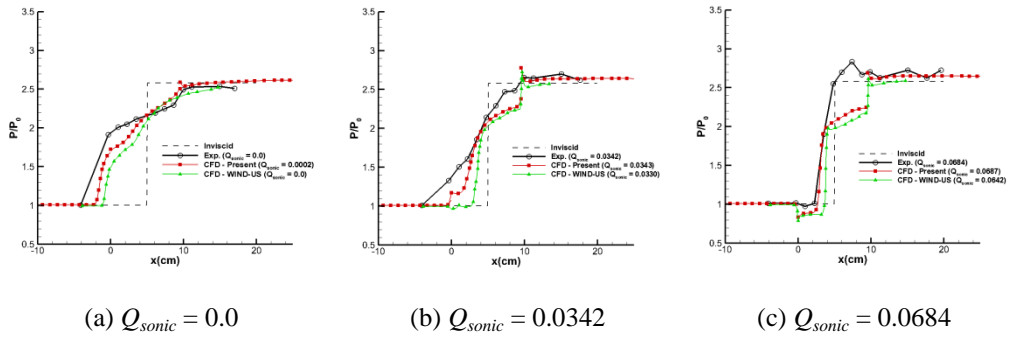


그림 10. Bleed 영역 벽면에서의 압력 분포 곡선 비교

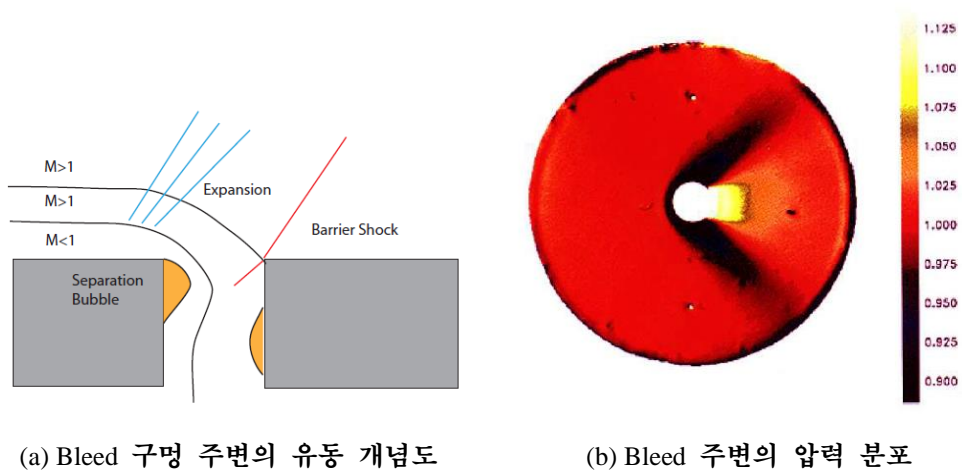


그림 11. Bleed 구멍 주변의 유동

이는 Ghosh 등이 연구했던 결과[5]와 비교한 압력 분포 곡선인 그림 12를 보면 더욱 명확하게 알 수 있다. Ghosh 등은 실제 Bleed 구멍을 모두 모사하여 3 차원 수치 해석을 수행하였는데, 실험에서 벽면 압력을 측정하였던 위치를 보면 모두 Bleed 구멍 후류에서의 압축된 유동의 영향을 받은 것을 볼 수 있으며 이들을 연결하게 되면 실험치와 더욱 유사한 결과가 나올 수 있다. 본 연구에서 사용된 Bleed 경계조건의 경우, Bleed 영역 내부에서의 압축과 팽창의 영향은 없으며, Bleed 영역 전체가 하나의 커

다란 Bleed 구멍이나 마찬가지로이기 때문에, Bleed 영역 시작과 끝에서만 팽창과 압축이 나타나게 된다.

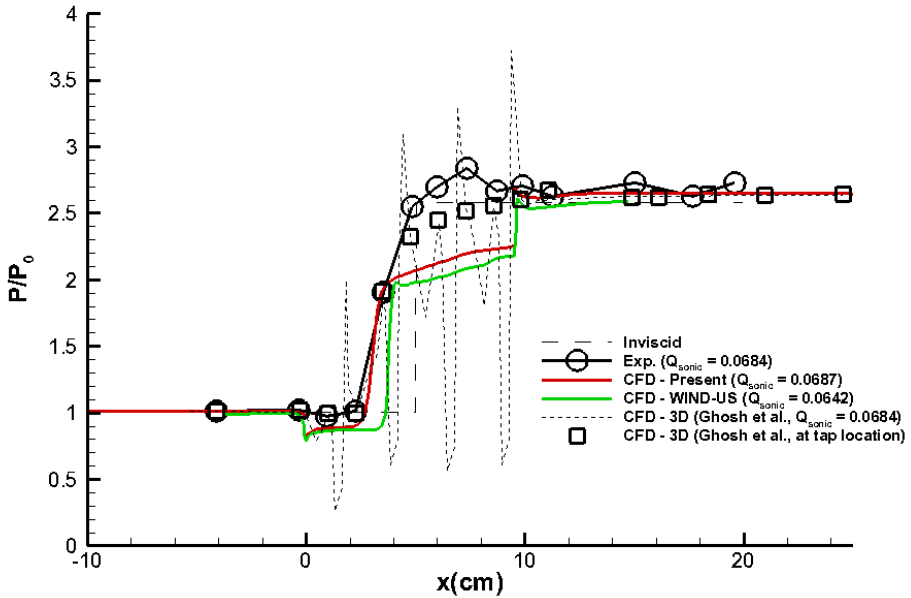


그림 12. Ghosh 의 압력 분포 곡선과의 비교

그림 13 에는 Q_{sonic} 분포를 나타내었다. 마찬가지로 실험치와는 다소 차이가 있지만 경향성은 잘 따라가고 있음을 알 수 있다. 특히, 압력 분포의 경우 본 연구에서의 결과 곡선이 Ghosh 의 압력 분포 곡선의 평균치와 비슷한 경향을 보았을 때, Bleed 영역 내부의 세세한 유동을 모사하진 못하지만 Bleed 경계조건 자체가 유동에 미치는 영향은 어느정도 모사되고 있다고 볼 수 있다. 따라서 본 연구에서는 이 경계조건을 사용하긴 하지만, 이러한 차이에 대해서는 차후 추가적인 연구를 통해 보완이 되어야 할 것이다. 특히 충격파가 Bleed 영역 내로 입사하는 경우는 초음속 흡입구 내에 Bleed 유동 제어장치를 설치할 경우 빈번하게 일어나는 현상이기 때문에 차후 추가적인 연구가 더욱 필요할 것으로 보인다.

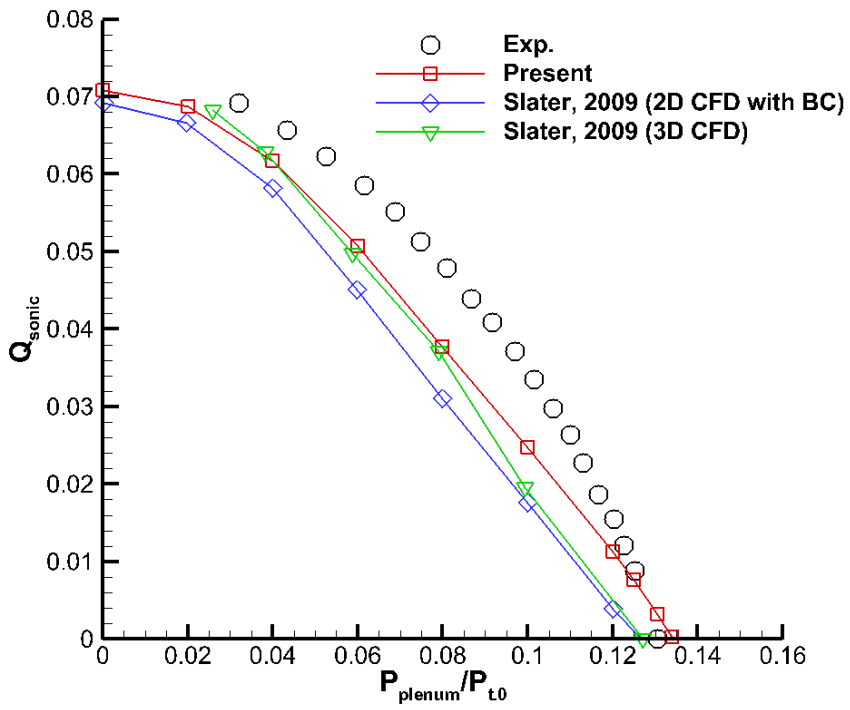


그림 13. Q_{sonic} 분포 곡선

5. Bleed 가 적용된 초음속 흡입구

5.1 형상 및 경계조건

해석에 사용된 형상은 Nagashima 가 1972 년에 수행한 실험[6]에 사용하였던 형상을 사용하였으며, 유동 조건 또한 실험에서의 조건과 동일한 조건을 사용하였고 이는 표 3 에 정리되어있다. 해석에 사용된 지배방정식은 2 차원-축대칭 정상 압축성 N-S 방정식이며 사용된 다른 수치 기법들은 검증문제에서와 동일하다. 적용된 경계조건은 그림 14 와 같다.

Inflow Mach number	2.0
Reynolds number	1.0×10^7
Stagnation speed of sound	330 m/s
T.R(Throttling Ratio)	2.41
Grid size	About 50,000 grids, 14 blocks (51×71)

표 3. 유동 조건 및 격자

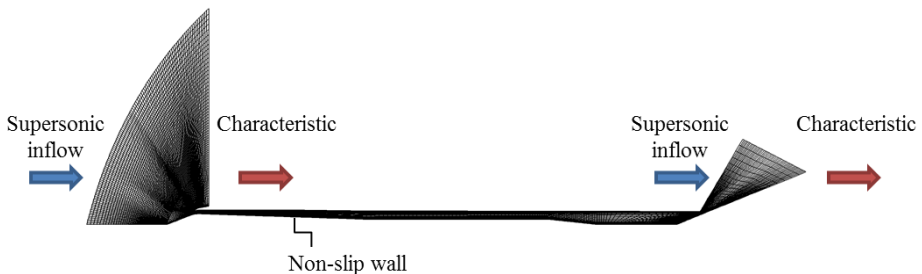
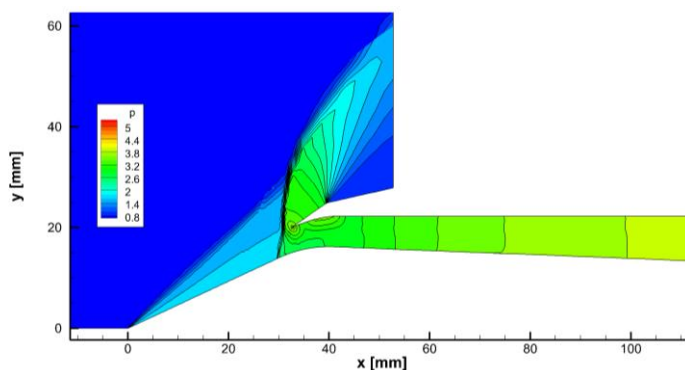


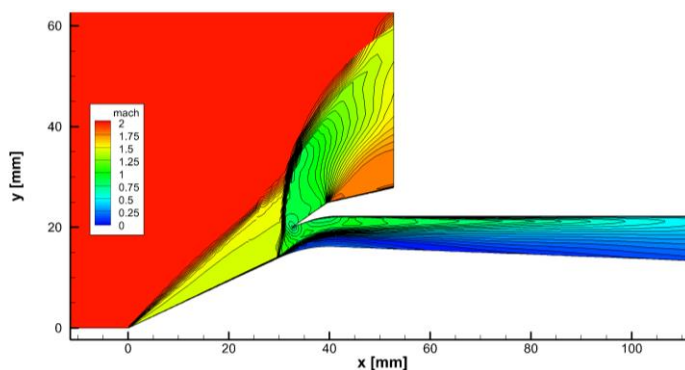
그림 14. 경계 조건

입출구비(T.R)는 2.41 로 정하였는데, 이 값에서의 초음속 흡입구는 임계 상태(Critical)에서 아임계상태(Sub-critical)로 전환되는 지점이며, 또한 최적화 기법을 적용하기 위해서는 정상상태(Steady state) 유동이어야 하기 때문

에 입출구비 2.41 에서 최적화를 수행하도록 하였다. 입출구비 2.41 및 주어진 유동 조건에서 수치 계산 결과 Nagashima 의 흡입구 형상에서의 유동은 그림 15 와 같이 아임계(Sub-critical)상태였다. Nagashima 의 실험에서는 입출구비 2.41 에서 임계(Critical)에 가까운 초임계(Super-critical)상태였는데, 이는 저자도 논문 상에서 언급했던 것 같이 실험이 완전한 축대칭 조건에서 이루어진것이 아니었기 때문에 3 차원 효과로 인해 축대칭을 가정하였을때 보다 더 많은 유량이 확보되어 아임계 상태가 되지 않은 것으로 볼 수 있다. 이 내용에 관해서는 참고 논문을[16] 참고하면 보다 자세한 내용을 알 수 있다.



(a) 압력 Contour



(b) 마하수 Contour

그림 15. 베이스라인(Baseline) 압력 및 마하수 Contour

Bleed 경계조건은 총 두개가 각각 그림 16 에서와 같이 Center body, 그리고 Inner cowl 면에 부여되도록 하였다.

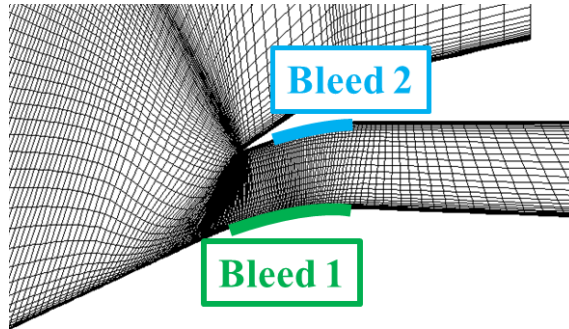


그림 16. Bleed 경계조건 적용면

5.2 디자인 최적화 계획

초음속 흡입구 성능이 최대가 되는 Bleed 조건을 찾기 위해 최적화 기법을 적용하도록 하였다. 목적함수는 공기실에서의 평균 전압력 회복률로 설정하였으며 이 값이 최대가 되도록 하는 Bleed 조건을 구하도록 하는 것을 목표로 하였다. 공기실에서의 평균 전압력 회복률을 선택한 이유는, 초음속 흡입구에서 압축된 공기는 공기실을 통과한 뒤 연소가 되기 때문에, 이때의 압축 효율을 보는 것이 엔진의 성능을 가늠하는데 있어서 매우 중요하다고 볼 수 있기 때문이다. Bleed 경계조건을 적용시키지 않은 베이스라인의 경우 공기실에서의 평균 전압력 회복률은 69.25%이다. 디자인 변수로는 각 Bleed 에 대해 다음과 같이 3 개씩 변수로 갖게 되어 총 6 개의 디자인 변수가 존재한다.

1. Bleed 영역 시작점의 x-좌표(Bleed 의 위치)
2. Bleed 의 너비(Bleed 영역 끝점의 x-좌표)

3. Bleed 공기실(Plenum chamber)에서의 압력 (Bleed 유량과 직결)

각 변수마다 제약조건이 존재하는데, 우선 Center body 면의 Bleed 시작점의 경우, 그림 17 에서처럼 30mm 위치를 시작점으로 잡았다. 이 지점에서 궁형 충격파가 벽면에 닿아있기 때문에, 이 지점보다 상류의 지점에서는 압력이 상대적으로 낮아서 매우 적은 유량을 추출하게 되며, 이 영역에서는 경계층 박리 등 전압력 회복률에 악영향을 끼칠만한 요소가 없어서 이 지점을 시작점으로 결정하게 되었다. 다음으로 Inner cowl 면에서의 Bleed 시작점 위치는 33mm 인데 이 지점은 Cowl lip 지점에 가까운 곳이다. Cowl lip 을 시작점으로 하지 않은 이유는, 이 지점에 Bleed 구멍을 뚫어서 공기를 추출하기에는 너무 얇기 때문에 물리적으로 불가능할것이라 생각하여 어느정도의 여유분을 둔 것이다. 다음으로 Center body 면의 Bleed 영역의 너비는 Bleed 구멍의 너비 등을 고려하여 최소값을 1mm 로 하였으며, Bleed 영역이 갈 수 있는 가장 끝점은 Center body 의 곡률이 끝나는 지점이 되도록 Bleed 의 너비 범위를 정하였다. 이 지점까지 곡률이 상대적으로 크게 변하기 때문에 이 곡률영역에서 경계층 박리 등의 복잡한 유동현상이 일어날 것이라 예상했기 때문이다. 또한 이 지점 뒤로는 거의 일정한 각으로 면적이 천천히 증가하므로 흡입구 내부 유동에 악영향을 끼칠만한 요소가 적다. Inner cowl 의 Bleed 너비 위치 또한 같은 이유로 최소값은 1mm, Bleed 영역의 끝점이 갈 수 있는 한계선은 곡률이 끝나는 지점인 42mm 까지로 하였다. Bleed Plenum chamber 압력의 경우, 1000Pa 에서 1 기압인 101325Pa 을 범위로 설정하였는데, 이에 대해서는 명확한 근거를 찾지 못하였기 때문에 평판에서 Bleed 검증을 하였던 실험의 Plenum chamber 압력 범위를 참고하여 이 범위를 설정하였다. 디자인 변수들에 관해서는 표 4 에 정리되어있다.

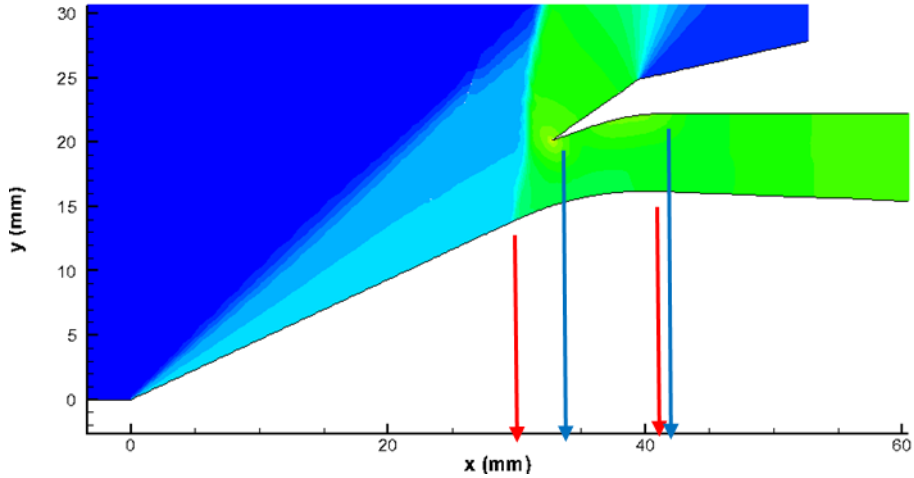


그림 17. Bleed 영역의 범위

Bleed 번호	디자인 변수	최소값	최대값	최적값
1 (Center body)	$X_1 = X_{start_1}$	30 mm	40 mm	32.246 mm
	$X_2 = X_{width_1}$	1 mm	10 mm	5.047 mm
	$X_3 = P_{plenum_1}$	1000 Pa	101325 Pa	89091 Pa
2 (Inner cowl)	$X_4 = X_{start_2}$	33 mm	41 mm	33.011 mm
	$X_5 = X_{width_2}$	1 mm	8 mm	1.093 mm
	$X_6 = P_{plenum_2}$	1000 Pa	101325 Pa	52878 Pa

표 4. 디자인 변수와 최적값

5.3 디자인 최적화 결과

Kriging-EI 기법을 이용하여 메타 모델링을 수행하였고, 유전 알고리즘 (GA)을 이용하여 최적값을 구하였다. Kriging-EI 를 통한 메타 모델링을 위해 LHS(Latin Hypercube Sampling)기법을 이용하여 총 66 개의 샘플 포인트를 얻어내었으며, EI 를 통해 추가적으로 16 개의 포인트를 얻어낸 후 EI 값의 수렴으로 인해 유전 알고리즘을 이용하여 최적의 점을 찾아내는 것으로 최적화 과정을 종료하였다. 그 결과 얻어진 각 디자인 변수의 최적값은 표

4 에 나타나있으며, 표 5 에는 최적점에서의 전압력회복률, 베이스라인에서의 흡입구 유량으로 나눈 Bleed 유량과 흡입구 유량이 나타나있다.

	전압력회복률 (목적함수)	$\dot{m}_{bleed} / \dot{m}_{inlet0}$	$\dot{m}_{inlet} / \dot{m}_{inlet0}$
베이스라인	69.25%	0.0%	100%
최적점	75.74%	3.52%	114.6%
차이	+6.49%	+3.52%	+14.6%

표 5. 최적점에서의 흡입구 성능

최적화의 결과, 전압력은 6.49%만큼 더 회복되었으며, Bleed 로 인해 베이스라인 흡입구 유량의 3.52%에 해당하는 유량을 잃게 되었지만 아임계상태에서 임계상태에 가까워지면서 흡입 유량이 증가하여 Bleed 유량인 3.52%를 제외하고도 11.08%만큼의 유량이 증가했음을 확인할 수 있다. 최적화 결과, 그림 18 와 같이 전압력 회복률도 증가했을 뿐만 아니라 엔진 흡입 유량 또한 증가했음을 확인할 수 있다.

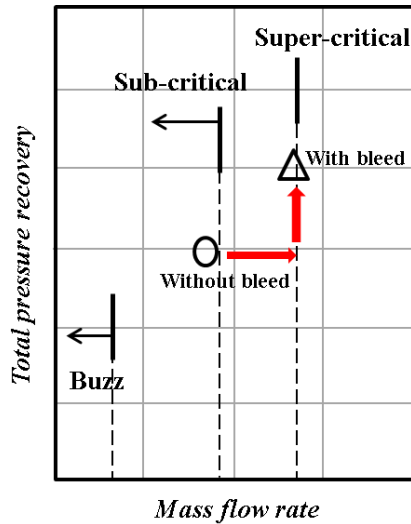


그림 18. 최적점에서의 흡입유량/전압력회복률

5.3.1 Bleed 영역 주변 유동의 물리적 특성

그림 19 는 Bleed 영역 주변의 유동이 어떠한 특성을 갖고 있는지를 보여주고 있다. 먼저 Bleed 1 의 경우 그림 15 의 (b)에서 보이는 유동 박리 영역을 줄여주는 역할을 하고 있다. 이는 Bleed 유동 제어장치의 역할 중 하나인 경계층 혹은 박리영역 제거의 역할을 하고 있음을 알 수 있다. Bleed 1 영역 중 충격파 앞쪽의 유동 영역은 앞서 보았던 Bleed 영역에서의 특징과 마찬가지로 유동이 약간 가속되고 있음을 볼 수 있다. Bleed 2 영역에서도 마찬가지로 명확하게 보이지는 않지만 저 모멘텀 유동을 없애주고 있다. Bleed 1 과 Bleed 2 모두 충격파를 움직이지 않게 잡아두고 있는 것을 볼 수 있는데, 이 또한 Bleed 유동 제어장치의 역할 중 하나인 충격파 안정화, 혹은 충격파 덩(Shock trap)의 역할을 하고 있음을 확인할 수 있다. 충격파 덩의 경우 그림 20 와 같이 충격파 후류의 압력 증가로 인해 후류에서는 더 많은 유량을 추출하게 되고 이로 인해 충격파 뒤쪽의 압력이 낮아져 충격파가 더이상 앞으로 나아가지 못하도록 한다. 이는 충격파가 앞으로 가려고 하면 할 수록 더 많은 유량을 추출하여 압력을 더 낮추기 때문에, 스스로 안정해지는 메커니즘이라고 볼 수 있다.

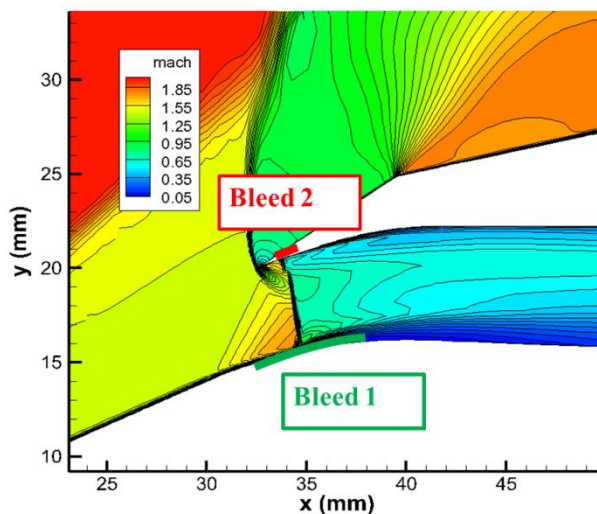


그림 19. 최적점에서 Bleed 영역 주변의 유동

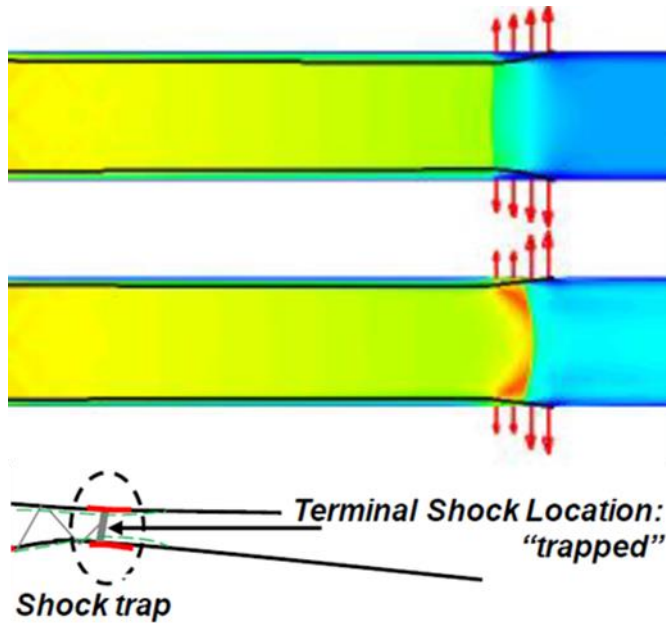


그림 20. 충격파 덫(Shock trap)의 개념도

5.3.2 종단 충격파 위치가 흡입구 성능에 미치는 영향

초음속 흡입구에서 종단 충격파는 노즐에서와 마찬가지로 가장 면적이 좁은 목(Throat)부근에 위치할 때 전압력 회복률이 가장 높다[17]. 본 연구에서 사용한 Nagashima 의 형상은 외부 압축(External compression)형상이기 때문에, Cowl lip 부근이 가장 면적이 좁은 목이 된다. 따라서, 이 부근에 종단 충격파가 위치할 때 가장 좋은 성능을 낼 수 있음을 알 수 있다. 그림 21 는 충격파 위치에 따른 흡입구 성능을 나타내고 있다. Bleed 유량의 차이도 존재하고 미약하나마 유동 박리의 영향도 존재하긴 하지만, 전반적으로 종단충격파의 위치가 목부근에 있을수록 흡입구의 성능이 좋아지는 것을 확인할 수 있다.

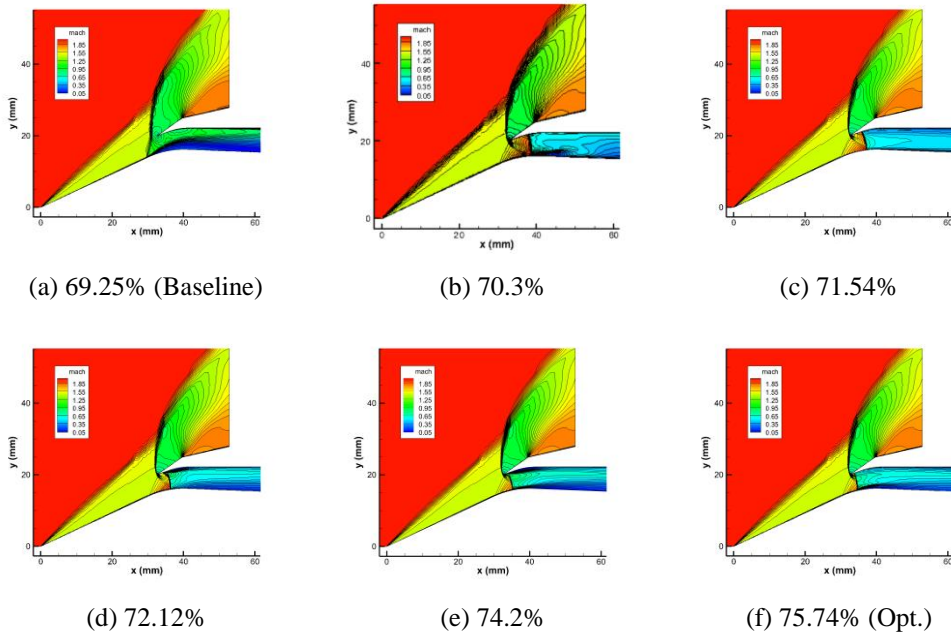


그림 21. 종단충격과 위치에 따른 유동과 전압력회복률

5.3.3 유동 박리가 흡입구 성능에 미치는 영향

유동의 박리 또한 흡입구 성능에 좋지 않은 영향을 미친다. 전반적으로 충격파의 위치에 비해 유동의 박리는 전압력 회복에 큰 영향을 미치지 못하는 경향을 보였다. 하지만 유동의 박리는 흡입구의 유로를 좁아지게 만드는 역할을 하며, 이는 충격파의 진동을 유발하고 흡입구 버즈(Inlet buzz) 현상을 발생시킬 수 있는 위험이 있다. 그림 22 는 유동의 박리가 흡입구 성능에 어떠한 영향을 미치는가에 대해 한가지 예를 나타내고 있다. 충격파의 위치가 최적화된 결과와 비슷한 위치에 있기 때문에 최적점에서의 값과 비슷한 값을 기대할 수 있지만, 유동의 박리로 인해 전압력 회복률이 약간 감소한것을 확인할 수 있다.

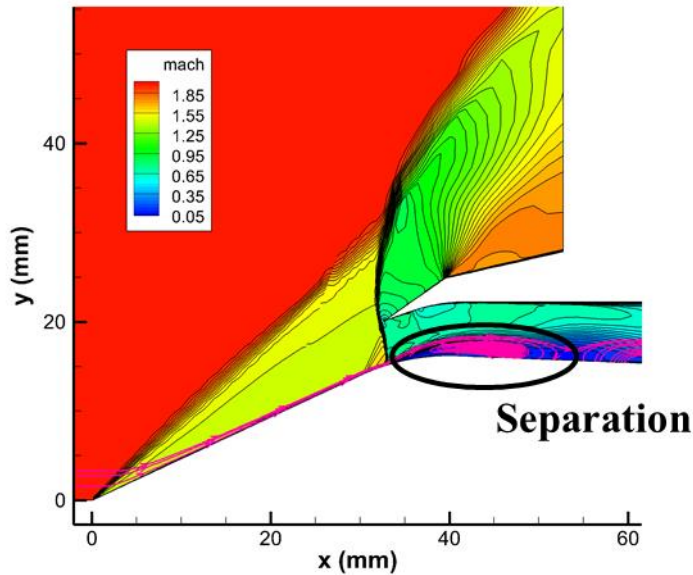


그림 22. 유동의 박리 영역이 큰 경우 (전압력회복률 74.06%)

5.3.4 공력 노즐(Aerodynamic nozzle) 현상

초음속 흡입구는 일종의 노즐과 디퓨저의 역할을 하여 연소실로 충분히 압축되고 감속된 공기를 공급한다. 이 노즐의 설계에 따라 공기실로 유입되는 공기의 전압력 회복률이 영향을 받는데, 급격한 면적 변화, 큰 곡률 등은 유동의 박리를 발생시키는 등으로 전압력을 손실시킨다. 그림 23 은 최적화 과정 중에서 나온 특이한 경우인데, 유동의 박리로 인해 공기역학 적으로 가상의 노즐 형태가 만들어진 경우이다. 이 경우 유동의 박리 형태에 따라 흡입구의 성능을 높여주는 가상의 노즐 형태가 만들어져서 유동의 박리에도 불구하고 매우 높은 전압력 회복률을 보여주고 있다. 정상 상태 (Steady state)의 비행을 한다면 이러한 경우가 흡입구 성능에 좋을 것이라고 생각할수도 있으나 앞서 언급했던 것 같이 유동의 박리가 발생한 경우 예 기치 못한 외란으로 인해 흡입구 버즈 현상이 발생할 수도 있는 위험성이

존재한다. 따라서 디자인 최적화 과정에서 이러한 경우가 최적점으로 구해지는 경우, 특수한 경우로 간주하여 불이익(Penalty)를 주는 방법 등을 고려해볼 필요가 있을 것이다.

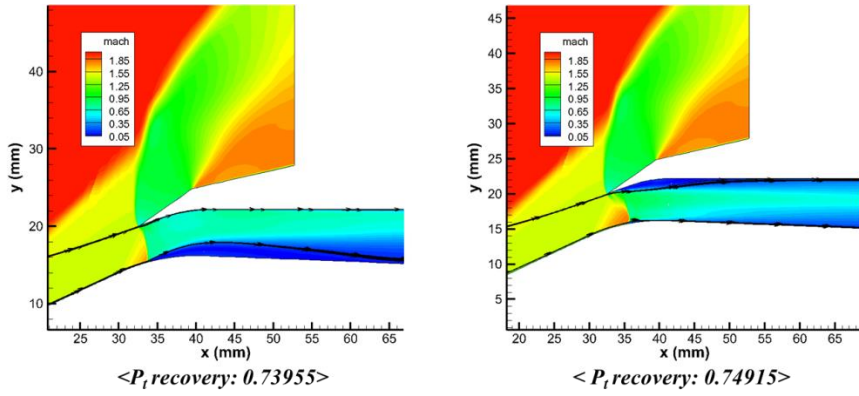


그림 23. 공력노즐현상

6. 결론

Bleed 경계조건을 모사하고 이를 초음속 흡입구에 적용하여 최적의 효율을 갖는 Bleed 조건을 찾아내었다. Bleed 경계조건인 경우 Slater 가 2009년에 제안하였던 모델을 사용하였으며, 실험치와의 다소 차이는 존재하나 전체적인 경향은 따르는 것으로 간주하여 이 모델을 사용하게 되었다. 하지만 추후에는 이러한 차이들을 개선할 수 있는 추가적인 연구가 진행될 필요가 있다. 초음속 흡입구에서의 최적화 수행의 경우, 최적점에서 약 6.49%의 전압력 회복률 증가를 확인했으며 아임계 상태에서 초임계 상태로 상 변화가 일어남에 따라 흡입 유량 또한 증가했음을 확인할 수 있었다. 초음속 흡입구의 성능에 영향을 미치는 요인으로써 종단 충격파의 위치와 유동의 박리 정도를 들 수 있었다. 종단 충격파는 가장 면적이 좁은 목 부근에 위치할 때 성능이 가장 좋았으며, 유동의 박리 또한 작을수록 흡입구의 성능이 좋아짐을 확인할 수 있었다. 또한 공력 노즐 현상이 발생하여 유동의 박리가 일어났음에도 전압력 회복률은 증가했으나 유동의 박리로 인한 버즈 현상 발생의 위험이 있기 때문에 이러한 경우는 최적화 과정에서 피해야 할 요소임을 언급하였다. 본 논문에서는 기준점으로써 입출구비 2.41 을 사용하였지만 차후 연구에서는 버즈 현상이 발생하는 입출구비로 알려져있는 1.0 근처까지 몇몇 특정 입출구비에 대해 최적화를 진행할 예정이다. 그리고 성능 개선 뿐만 아니라 버즈 현상도 억제하여 초음속 흡입구가 버즈 현상 없이 운용될 수 있는 범위를 늘리는 연구도 수행할 계획이다.

참고문헌

- [1] Harloff, G. J., Smith, G. E., "On Supersonic-Inlet Boundary-Layer Bleed Flow," NASA Contractor Report 195426, 1995
- [2] Mayer, D. W., Paynter, G.C., "Boundary conditions for unsteady supersonic inlet analyses," AIAA Journal, Vol. 32, No. 6, 1994
- [3] Slater, J. W., "Improvements in Modeling 90° Bleed Holes for Supersonic Inlets," NASA/TM 2009-215597, 2009
- [4] Davis, D. O., Vyas, M., Slater, J., "Research on Supersonic Inlet Bleed, 50th AIAA 2012-0272, 2012
- [5] Ghosh, S., Choi, J. I., Edwards, J. R., "Simulations of Shock/BoundaryLayer Interactions with Bleed using ImmersedBoundary Methods," AIAA 2009-1330, 2009
- [6] Nagashima, T., Obokata, T., and Asanuma, T., "Experimental of Supersonic Air In-take 0," Institute of Space and Aeronautical Science of Tokyo, JAPAN, Rept. 481, May 1972.
- [7] Liou, M. F., "A Full Navier-Stokes Based Optimal Design of Bleed Flow," AIAA 2011-3003, 2011
- [8] Liou, M. F., Benson, T. J., "Optimization of Bleed for Supersonic Inlet," 13th AIAA/ISSMO Multidisciplinary Analysis Optimization Conference, 2010
- [9] McCall J., "Genetic algorithms for modelling and optimisation," Journal of Computational and Applied Mathematics, 2005, 184, 205-222.
- [10] Myers R.H., Montgomery D.C., "Response surface methodology: process and product optimization using designed experiments," New York, Wiley, 1995.
- [11] Simpson T.W., Mauery T.M., Korte J.J., Mistree F., "Comparison of response surface and kriging models for multidisciplinary design optimization," AIAA paper 1998-4775
- [12] Kim, K. H., Kim, C., and Rho, O. H., "Methods for the Accurate Computations of Hypersonic Flows, Part 1: AUSMPW+ Scheme," *Journal of Computational Physics*, Vol. 174, No. 1, 2001, pp. 38, 80.
- [13] Yoon, S., and Jameson, A., "Lowe-Upper Symmetric-Gauss-Seidel Method for the Euler and Navier-Stokes Equations," *AIAA Journal*, Vol. 26, No. 9, 1988, pp. 1026, 1026.
- [14] Willis, B. P., Davis, D. O., "Boundary Layer Development Downstream of a Bleed Mass Flow Removal Region," AIAA 96-3278, 1996
- [15] Willis, B. P., Davis, D. O., and Hingst, W. R., "Flowfield Measurements in a Normal-Hole-Bled Oblique Shock-Wave and Turbulent Boundary-Layer Interaction," AIAA/SAE/ASME/ASEE 31st Joint Propulsion Conference and Exhibit, 1995
- [16] Hong, W., "Computational Study on Hysteretic Characteristics of Inlet Buzz under Varying Mass Flow Conditions," Ph.D. dissertation, Seoul National University, 2013.
- [17] Domel, N. D., Baruzzini, D., Miller, D. N., "A Perspective on Mixed-Compression Inlets and the Use of CFD and Flow Control in the Design Process," AIAA-2012-14-501, 2012

Abstract

This paper presents numerical investigation of bleed effect on supersonic inlet performance under various bleed conditions. Because of high computational cost of direct simulation of each bleed holes, Slater's 2009 bleed boundary condition model is used. The bleed model is implemented and validated by solving some validation cases. Then, a supersonic inlet used in Nagashima's experiments and bleed are analysed to show that bleeds affect performance of a supersonic inlet. Kriging-EI and GA methods are used to find the optimal condition of bleed on a supersonic inlet. The optimal condition is achieved when a terminal shock is located in a throat of a supersonic inlet and an effect of flow separation is small.

Keywords: CFD, Supersonic Inlet, Bleed, Kriging-EI, GA

Student ID number: 2012-20711