



건국대학교 충격파 풍동의 성능 해석에 관한 수치적 연구 (A Numerical Study on the Performance Analysis of Shock Tunnel)

탁정수*, 변영환*, 이재우*, 이장연**, 허철준***, 최병철*

Jeong-Soo Tak, Yung-Hwan Byun, Jae-Woo Lee, Jang-Yeon Lee, Chul-Jun Huh, Byung-Chul Choi

Abstract

Two-dimensional Navier-Stokes codes are used to simulate the shock tunnel in Konkuk university. In order to design experiments in impulse facilities properly and to interpret data from such facilities, it is necessary to understand how the flow approaches steady state. This is done by determining the transient flow field and flow establishment time around a given model. This will be accomplished by developing appropriate CFD codes which solve the Navier-Stokes equations, and simulating the starting process and resulting unsteady viscous flow phenomena. The starting process in a shock tunnel consists of multiple shock interactions and contact discontinuities, which are difficult to solve with the classical shock capturing schemes. A recently developed high resolution scheme is adapted for resolving the unsteady phenomena of those multiple shock interactions and contact surfaces during the starting process. The bifurcation phenomenon due to the interactions of the reflected shock from the end of the shock tube with the boundary layer generated by the incident shock becomes of particular interest. By comparing with the experiment results, the accuracy of the numerical analysis is validated and it is demonstrated that the properties which can hardly be obtained through the experiment can be estimated.

1. 서 론

충격파관과 충격파 풍동은 압축성 유동장에서 발생할 수 있는 충격파를 이용하여 극초음속 유동을 모사하기 위한 주요 극초음속 지상 실험장치로서 발사체등의 고속 비행체의 설계에 이용되어 왔으며, 다른 연속형 장비에 비해서 적은 에너지를 소모하면서도 높은 온도상태의 실험조건을 만들어낼 수 있는 장점을 지니고 있다[1,2]. 충격파관은 1899년 프랑스의 Paul Vieille에 의해 개발된 것이 시초라 할 수 있으며[3], 이후 많은 분야에서 응용되어 왔다[4]. 특히 충격파관의 주요 극초음속 응용분야로서 1951년 Hertzberg 는 충격파풍동을 제시하였다[4]. 그는 충격파관의 끝단에 초음속 노즐을 통하여 고온, 고압의 가스를 팽창시킴으로써, 일반적인 충격파관의 한계 마하수를 극복할 수 있었으며, 극초음속 풍동에서 획득할 수 없었던 범위의 레이놀즈수를 얻어낼 수 있었다. 이후 충격파풍동은 높은 엔탈피를 갖는 마하수와 레이놀즈수를 갖는 유동모사를 위해서 사용되어왔으며, 높은 정체점 온도와 압력을 갖도록 개발되어 왔다. 그러나 충격파풍동은 매우 짧은 시험시간을 갖게 되며, 이러한 충동형 실험장치(impulse facilities)에서는 점성에 의한 간섭효과와 흐름박리와 같은 복잡한 유동장을 가지는 영역에서 정상상태의 유동을 얻기 위한 시간은 매우 중요한 문제로 남아있다. 따라서 모델 주위의 흐름이 정상상태로 도달하기까지의 유동장의 변화과정을 이해하는 일이 필수적이라 할 수 있으며, 이것은 충격파풍동의 초기시작과정과 매우 밀접한 관계를 갖게 된다.

1955년 Glick 과 Hertzber[5,6] 등은 노즐을 통해서 압력파가 매우 빨리 진행되기 위해서는 노즐 확산부의 초기 압력이 매우 낮아야 됨을 특성곡선 해법을 통해 밝힌바 있으며, 1966년에 Smith[7]는 노즐의 초기 유동은 앞서 제시한 초기 압력보다 매우 높은 압력에서 시작됨을 제시한바 있다. 이러한 초기 과정에서 비정상흐름이 발생하게 됨을 shadowgraph와 interperogram으로 밝힌 사람은 Amann[8] 이었다.

* 건국대학교 항공우주공학과

*** 서울대학교 항공우주공학과

** 한국항공우주연구원



그는 초기과정에서 유동장은 충격파, 마하반사(Mach reflections)에 의한 상호작용 및 유체의 박리영역 등 매우 복잡한 구조가 발생함을 제시하였다. Byun[9] 과 Lee[10] 등은 충격파충동내에서 여러 공기역학적 모델들의 유동장 형성시간에 대해서 TVD(Time Variation Diminising) 코드를 가지고 계산한바 있다. 또한 Jacobs[11]와 Cambier[12]는 축대칭 Navier-Stokes 코드를 이용하여 노즐의 성능을 해석한 바 있다.

본 연구에서는 건국대학교에서 현재 보유중인 충격파충동에 대해 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 수치적으로 모사를 하고, 실험으로서는 측정할 수 없는 여러 가지 물리적인 현상들을 보다 자세히 예측하고 분석하였다. 본 수치해석의 결과는 기존의 연구들과는 달리 보유중인 충격파충동에 대해서 실험조건을 달리해가며 계산값과 실험값을 비교해 봄으로써 충격파충동의 성능에 미치는 특성들을 보다 자세히 파악할 수 있다. 또한 수치기법과 실험간의 상호보완성을 입증함으로써, 이미 개발된 충격파 충동에 대한 성능분석의 자료로 삼고자 한다.

II. 수치 연구 방법

2.1 지배 방정식

초음속 점성 유동장을 수치적으로 해석하기 위하여 축대칭 압축성 Navier-Stokes 방정식을 지배방정식으로 사용하였다. 지배방정식은 축대칭 일반 좌표계에 대하여 계산 격자계에서 보존형으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \xi} + \frac{\partial G}{\partial \eta} + \alpha H = \frac{\partial F_v}{\partial \xi} + \frac{\partial G_v}{\partial \eta} + \alpha H_v \quad (1)$$

$$Q = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ e \end{bmatrix}, F = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho U \\ \rho u U + \xi_x p \\ \rho v U + \xi_y p \\ (e+p)U \end{bmatrix}, G = \frac{1}{J} \begin{bmatrix} \rho V \\ \rho u V + \eta_x p \\ \rho v V + \eta_y p \\ (e+p)V \end{bmatrix}$$

$$F_v = \frac{1}{JR_a} \begin{bmatrix} 0 \\ \xi_x \tau_{xx} + \xi_y \tau_{xy} \\ \xi_x \tau_{xy} + \xi_y \tau_{yy} \\ \xi_x \beta_x + \xi_y \beta_y \end{bmatrix}, G_v = \frac{1}{JR_a} \begin{bmatrix} 0 \\ \eta_x \tau_{xx} + \eta_y \tau_{xy} \\ \eta_x \tau_{xy} + \eta_y \tau_{yy} \\ \eta_x \beta_x + \eta_y \beta_y \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$H = \frac{1}{yJ} \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 \\ (e+p)v \end{bmatrix}, H_v = \frac{1}{yJR_a} \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xy} \\ \tau_{xx} - \tau_{yy} \\ \beta_y \end{bmatrix}$$

식(2)에서 $\alpha = 0$ 인 경우는 이차원 유동에 대한, $\alpha = 1$ 인 경우는 축대칭 유동에 대한 지배방정식을 나타낸다. 물리적 직교 좌표계에서 계산상의 일반 좌표계로의 변환 관계식은 다음과 같다.

$$J = 1 / (x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi) \quad (3)$$

$$\xi_x = J y_\eta, \quad \xi_y = -J x_\eta, \quad \eta_x = -J y_\xi, \quad \eta_y = J x_\xi$$

한편, (3)의 좌표변환 관계식에 의하여 반전속도 U, V 는 (4)와 같이 정의된다.

$$U = \xi_x u + \xi_y v, \quad V = \eta_x u + \eta_y v \quad (4)$$

또한 Ra 는 음속에 기초한 Reynolds 수이다.

2.2 수치적 알고리즘

수치적인 해석을 위하여 지배방정식을 유한 체적법을 이용하여 이산화 하였다. 대류 플럭스 항은 일반 좌표계에서 유도된 Roe의 FDS 기법을 사용하여 차분하였으며, 이 경우 격자 경계에서의 플럭스 항은 고차의 공간 차분을 위해 격자의 좌, 우 경계에서 외삽된 보존변수 Q_r, Q_l 로부터 구하여 진다. 또한, 3차의 공간 정확도를 가지는 MUSCL형태의 변수 외삽 방법과 함께 TVD 성질을 유지하기 위하여 minmod 제한자를 사용하였으며, 점성항의 미분에는 중심 차분법을 이용하였다.

점성의 영향이 포함되는 비정상(unsteady) 문제를 해석하는 경우 시간 간격의 제한을 피하기 위해서는 고차의 시간 정확도를 가지는 내재적 기법을 이용하여 시간 적분을 수행하는 것이 효율적이다. 완전 내재적인 시간 적분 기법의 적용시 플릭스 자코비안의 행렬의 분할은 완전한 형태의 플릭스 분할법인 Steger-Warming의 방법을 적용함으로써, 효율적으로 완전 내재적인 2차의 시간 정확도를 갖는 시간 적분을 수행하였다.

2.3 수치 해석 코드 검증

본 연구에 사용된 지배방정식과 수치해석 기법은 Holden과 Moselle[13]의 실험으로 잘 알려진 압축 코너 주위의 유동 현상을 수치적으로 모사하여 보았다. 실험에 사용된 모델은 Calspan 48-inch 충격파 풍동[13]내에서 측정되었으며, 평판과 24° wedge로 이루어져 있다.

실험에 사용된 유동 조건은 다음과 같다. 즉, $M_\infty = 14.1$, $T_\infty = 160^\circ R$, $Re = 7.2 \times 10^4 (1/ft)$, 벽면온도 $T_w = 535^\circ R$ 이다. 실험 조건으로부터 레이놀즈수는 충분히 작은 값을 가지게 되어 유동은 층류의 특성을 유지하게 되므로 난류 모델링에 대해서는 고려되지 않았다. 또한, 자유류 마하수가 매우 큰 값임에도 불구하고, 자유류의 온도가 매우 낮음으로, 화학반응에 대한 효과는 무시하였다.

Rudy 등[14]은 4개의 Navier-Stokes 코드를 이용하여 이 실험결과와 비교 검증한 바 있으며, Lee 등[15]은 같은 실험에 대하여, 실험 시간의 정확한 예측 등에 대하여 연구를 한 바 있다.

이 문제의 수치적 모사에는 141×61 격자계가 사용되었으며, Fig. 1은 본 연구에서 사용된 Navier-Stokes 코드의 표면 압력 계수 계산 결과를 실험치[5], 그리고 CFL3D[16] 해석 결과와 비교하여 보여주고 있다. 그림으로부터, 박리가 일어나는 지역에서는 실험값과 잘 일치하는 것을 알 수 있었으며, wedge의 표면에서는 계산된 값이 다소 높게 예측되는 것을 확인하였다. 그러나 검증이 되어 널리 사용되고 있는 CFL3D의 계산 결과[15]와는 매우 잘 일치됨을 알 수 있다.

Fig. 2는 시간에 따른 평판상의 박리점의 위치를 나타내고 있으며, 실험 결과 및 다른 연구자들[15]의 결과와 비교하였을 때 매우 만족할 만한 결과를 보여주고 있다. 그림으로부터 박리영역은 upstream 과 downstream 방향으로 전파되며, 비정상 박리 흐름이 정상상태로 되는데 약 6 msec 정도 소요됨을 알 수 있었다. 실제 실험에서의 정상상태에 이르는 소요시간은 약 4 msec였으며, 이는 계산상의 2차원 조건과 실제 실험상의 3차원 효과의 차이 때문인 것으로 사료된다.

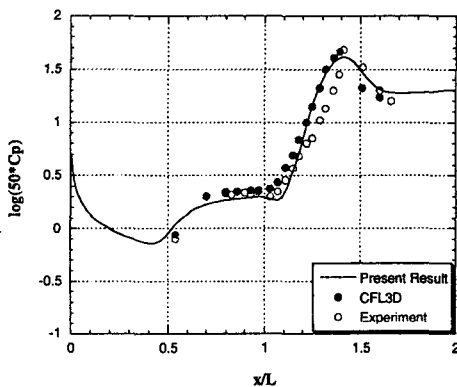


Fig. 1 Verification for the 24° compression corner

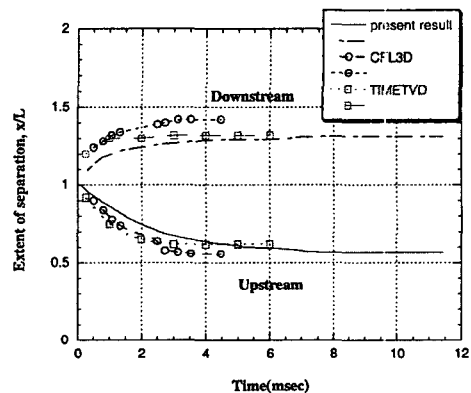


Fig. 2 Time history of separation extent

III. 결과 및 분석

2차원 수치모사를 위해서 $x = -366.14\text{mm} \sim 171.77\text{mm}$ 에 대해서 701×100 격자를 사용하였다. 실험 결과와의 비교를 위해 초기 구동부와 피동부의 압력비는 55로 하였으며, 덤프 탱크에서의 진공은 0.1bar, 온도는 288K로 일정하다고 가정하였다. 입구와 출구에서의 경계조건은 인접한 점과의 외삽법을 사용하였으며, 벽면에서의 온도는 일정하다고 가정하였다.

Roe의 해법은 구간양단에서 jump condition 만을 고려하였을 뿐 방향성을 고려하지 않아 열역학 제 2법칙을 만족하지 않는 단점이 있다. 따라서 고유값이 작은 경우 carbunkle 현상[16,17]이나, 팽창 충격파 또는 수직 충격파가 일그러지는 등의 비 물리적인 해를 야기하는 경우가 있다. 이를 보정하기 위해 Harten 등은 고유치가 작은 경우 고유치를 수정하는 entropy fixing 함수를 제시하였다. 본 연구에서는 Montagne[18]등에 의한 엔트로피 고정 함수(entropy fixing function)를 이용하였다. 여기서 entropy fixing 계수 ϵ 은 작은 수로 인공 소산의 크기에 영향을 미쳐 수렴성과 충격파의 두께 등에 영향을 미칠 수 있는 것으로 알려져 있다. 본 연구에서는 ϵ 을 0.1로 고정하여 사용하였다.

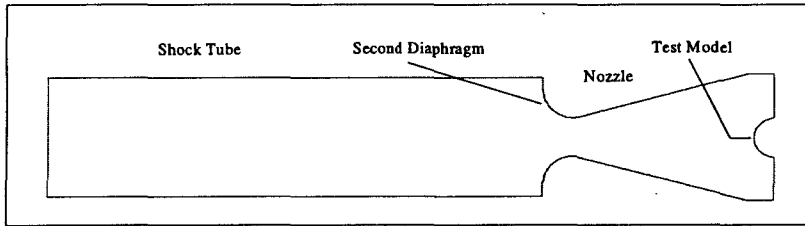


Fig. 3 The shock tunnel in Konkuk univ.(shock tube end + nozzle)

3.1 계산 결과

충격파풍동의 초기 유동 조건은 건국대학교 충격파관의 해석결과로부터 얻어진다. 초기에 입사충격파는 약 $x = -194\text{mm}$ 에 위치해 있으며, 시간은 초기 충격파관의 격막이 터지는 시점부터 차원값으로 계산하도록 하였다.

Fig. 4에서는 충격파관에서 반사충격파의 간섭현상이 시간에 따라 변해가는 모습을 볼 수 있다. 그림에서 입사충격파가 충격파관의 끝단에 도달하게 되면 노즐 입구에 위치해 있는 두번째 격막은 고압으로 인하여 파열되고 전면에서는 반사충격파가 형성되어 궁형 충격파를 형성하면서 upstream으로 전파되어 진다. 또한 이때 입사충격파는 노즐의 downstream 쪽으로 진행되어지며, 이때 반사충격파 뒤에서는 고온의 압축된 가스 constant property 영역이 매우 짧은 시간동안 형성되어지게 된다. 충격파관의 끝단에서 입사충격파가 반사된 이후, 충격파는 입사충격파에 의해서 형성되어진 경계층과의 간섭으로 인하여 lambda 형태의 유동을 형성하게 된다. 노즐 입구에서는 격막이 위치한 곳의 박리유동에 의해서 경사충격파가 형성되는 것을 그림으로부터 알 수 있다.

충격파관 끝단에서 비정상 유동장의 반사과정에서는 두 개의 강한 충격파구조가 발생함을 알 수 있다. Fig. 4에서 이러한 주 반사충격파의 모양이 변화가 없음을 알 수 있으며 이는 upstream지역에서 경계층의 두께가 거의 변화가 없기 때문으로 사료된다.

노즐을 통해 전파되어나가는 충격파의 모양은 노즐 벽면과의 간섭현상에 따라 달라지게 된다. 이러한 충격파의 모양변화는 Mach effect로 설명되어질 수 있으며, 일반적인 반사(두개의 충격파 구조)에서 Mach 반사(3개의 충격파 구조)로의 천이과정이라 할 수 있다.

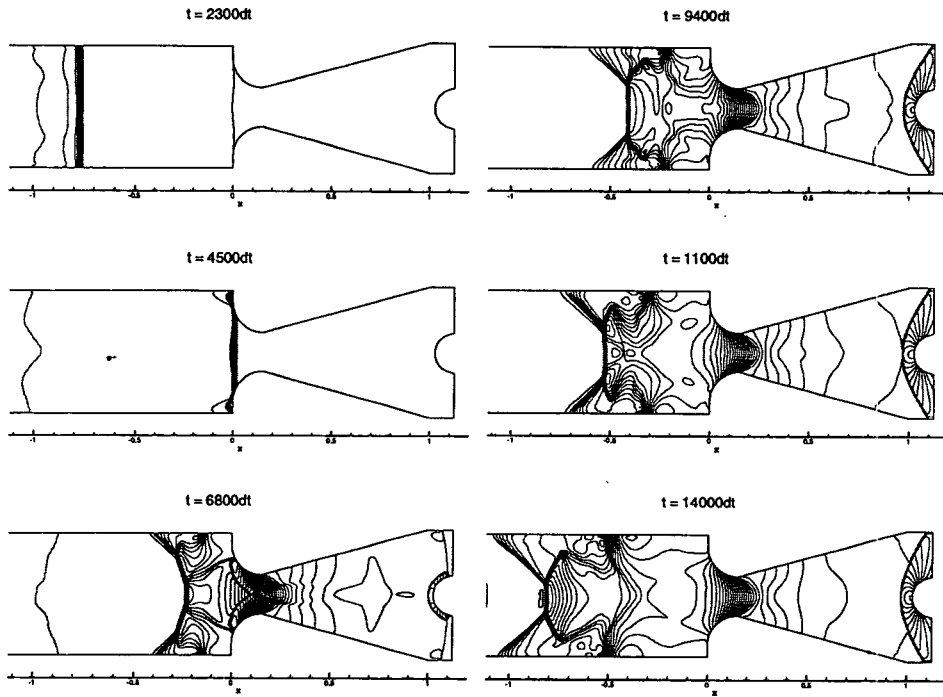


Fig. 4 Transient flows of shock tunnel in Konkuk univ.

3.2 실험값과 비교

주어진 수치해석의 결과와 실험결과를 비교하여 보기 위해 충격파관의 끝단의 반사영역에서의 시간에 따른 압력을 서로 비교하여 보았다. Fig. 5는 $x = -173\text{mm}$ 에서의 압력변화를 수치계산 값과 실험값을 비교한 그림이다.

이 그림은 최초 입사충격파가 이곳을 지나면서 압력이 약 5bar 정도로 상승한 이후 계속 해서 그 압력을 유지하게 된다. 이후 끝단에서 충격파가 반사되고 격막이 터져나가면서 반사충격파가 다시 지나가게 되며 약 8msec 정도에서 다시 압력이 상승하는 것을 확인할 수 있다. 또한 반사충격파의 뒷면에서는 유동이 팽창하여 압력이 낮아지며 다시 뒤따라오는 압력파로 인하여 압력이 상승하는 등 복잡한 유동이 형성되는 것을 알 수 있다. 주어진 위치에 설치되어 있는 압력센서로부터 압력을 측정 한 실험결과와 비교해 볼 때 압력의 실제적인 값은 매우 잘 일치하는 것을 확인하였다. 그러나 격막이 파열된 이후 반사충격파 등의 도달시간에는 약간의 차이를 보임을 알 수 있으며, 여기서 수치해석의 계산은 2차원 Navier-Stokes 방정식을 기본으로 행한 것이며, 실험시 충격파관의 모델은 완전한 3D형

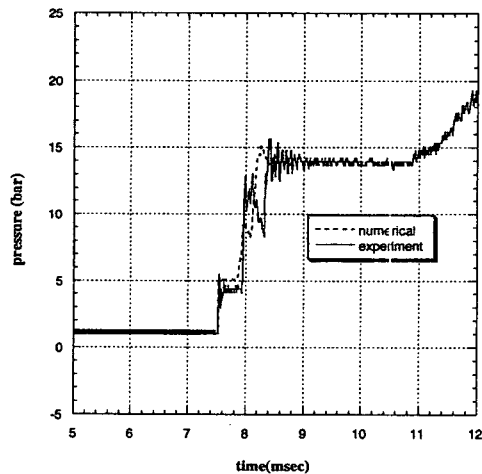


Fig. 5 Pressure time history on the reflected region



상이므로 이로부터 다소 오차를 보이는 것으로 생각된다. 따라서 정확한 유동모사를 위해서는 좀더 정교한 실험이 요구되며, 2차원으로 가정하여 수행된 수치계산의 모델을 실제 실험 조건과 좀더 유사하게 비교·분석 하기 위해서는 계산 모델을 축대칭 혹은 완전한 3D로 확장시킬 필요가 있음을 알 수 있었다. 또한 두 번째 격막의 파열특성 등의 연구가 향후에 더 이루어져야 할 것으로 사료된다.

타당성이 검증된 수치해석의 결과로부터 현재의 실험으로 측정할 수 없었던 충격파풍동의 여러 가지 다른 특성 값을 추정할 수 있으며, 이때의 결과를 실제의 실험값으로 가정할 수 있다. 따라서 주어진 실험결과에 대해 수치 해석적인 분석이 가능함은 물론이며, 현재의 실험으로서는 모사하기 힘든 조건과 물성치들에 대해서도 수치해석을 통해 예측할 수 있다. 또한 좀더 다양한 압력비에 대해서 이론값에 근접한 값들을 산출함으로써, 실험결과에 대해서 보다 정확한 근거를 제시할 수 있으며 안정적인 자료획득의 토대가 될 수 있다.

IV. 결 론 및 향후 계획

2차원 Navier-Stokes 코드를 이용하여 건국대학교 충격파 풍동을 수치적으로 모사하고, 실험으로서는 측정할 수 없는 여러 가지 물리적인 현상들을 보다 자세히 예측하고 분석하였다. 초음속 점성 유동장에 대한 축대칭 압축성 Navier-Stokes 방정식을 고차의 공간 정확도를 가지는 풍상차분법을 이용하여 수치적으로 해석함으로써, 충격파 풍동 내+부의 유동에서 발생하는 충격파와 경계층의 상호간섭 현상에 의한 박리현상, 경계층의 간섭 효과 등의 비정상 거동 등을 이해할 수 있었다. 전체 충격파 풍동에 대해 수치해석을 행하여 실험 결과와 비교하여 봄으로써 결과의 타당성을 검증하였으며, 실험과 수치해석은 상호 보완적임을 확인하였다. 그러나 시험부에 위치한 모델 선두부에서의 시험시간과 열 전달량 등의 계산에 있어서는 앞으로 향후 계속해서 연구가 이루어져야 할 것으로 사료된다.

참고문헌

- [1] Glass, I. I., and Gordon Hall, J., *Handbook of Supersonic Aerodynamics, Section 18, Shock Tubes*, NAVORD Report, No. 1488, Vol. 6, 1959.
- [2] Gaydon, A. G., and Hurlle, I. R., *The Shock Tube in High-Temperature Chemical Physics*, Reirihold Publishing Corp., New York, 1963.
- [3] Ferri, A., *Fundamental Data Obtained from Shock-Tube Experiment*, 1961, pp.86~136.
- [4] Lukasiwicz, J., *Experimental Methods of Hypersonics*, Marcel Dekker, Inc., New York, 1973.
- [5] Click, H. S., Hertzberg, A., and Smith, W. E., "Flow Phenomena in Starting a Hypersonic Shock Tunnel," Cornell Aeronautical Laboratory, 1955.
- [6] Wittliff, C. E., Wilson, M. R., and Hertzberg, A., "The Tailored-Interface Hypersonic Shock Tunnel," *Journal of Aerospace Science*, vol. 26, April 1959, pp. 783-749.
- [7] Smith, C. E., "The Starting Process in a Hypersonic Nozzle," *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 24, December 1966, pp. 625-640.
- [8] Amann, H. O., "Experimental Study of the Starting Process in a Reflection Nozzle," *The Physics of Fluids, Supp. I*, no. 12, 1969, pp. I-150-I-153.
- [9] Byun, Y., Lee, J. Y., Anderson, Jr., J. D., and Kothari, A. P., "Unsteady Hypersonic Viscous Flow in Impulsive Facilities," *AIAA 90-0421*, January 1990.
- [10] Lee, J. Y. and Lewis, M. J., "Numerical Study of the Flow Establishment Time in Hypersonic Shock Tunnel," *Journal of Spacecraft and Rockets*, vol. 30, March-April 1993, pp. 152-163.
- [11] Jacobs, P. A., "Transient, Hypervelocity Flow in an Axisymmetric Nozzle," *AIAA 91-0295*, January 1991.
- [12] Cambier, J. L., Tokarcik, S., and Prabhu, D., "Numerical Simulation of Unsteady Flow in a Hypersonic Shock Tunnel Facility," *AIAA 92-4029*, July 1992.
- [13] Anderson, J. D. Jr., *Modern Compressible Flow*, McGraw-Hill, New York, 1990.
- [14] Simpson, L. B., and Whitfield, D., "A Flux Difference Split Algorithm for Unsteady Navier-Stokes Solution," *AIAA 89-1995-CP*, 1995.
- [15] van Leer, B., Thomas, J. L., and Roe, P. L., "A Comparison of Numerical Flux Formulas for the Euler and Navier-Stokes Equations," *AIAA 87-1104*, June 1987.
- [16] Peery, K. M., and Imlay, S. T., "Blunt-Body Flow Simulations," *AIAA 88-2904*, 1988.
- [17] Lin, H. C., "Dissipation Addition to Flux-Difference Splitting," *AIAA 91-1544-CP*, 1991.
- [18] Montagne, J. L., Yee, H. C., Klopfer, G. H., and Vinokur, M., "Hypersonic Blunt Body Computation Including Real Gas Effect", NASA TM 10074, Mar. 1998.